

ШАШКОВ Иван Владимирович

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ
ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРИСТАЛЛОВ И
ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ ГЕТЕРОФАЗНЫХ МАГНЕТИКОВ**

Специальность 01.04.07 – физика конденсированного состояния

**Диссертация
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук**

Научный руководитель
д. ф.-м. н. В.С. Горнаков

Черноголовка 2014

Оглавление

Оглавление	2
Введение	4
Глава 1 Литературный обзор	12
1.1 Прерывистость и степенной скейлинг в физике конденсированного состояния 12	
1.2 Теоретические подходы к степенной статистике.....	19
1.2.1 Самоорганизующаяся критичность.....	20
1.2.2 Альтернативные объяснения степенного поведения	22
1.2.3 Роль конечной скорости нагрузки и перекрытия.....	24
1.2.4 Отношение к другим динамическим режимам	26
1.3 Эффект Портевена-Ле Шателье	27
1.3.1 Общее поведение.....	27
1.3.2 Микроскопический механизм	31
1.3.3 Наблюдение сложного поведения	34
1.3.4 Численные модели	40
1.4 Лавинная динамика при перемагничивании тонких плёнок.....	42
1.4.1 Эффект Баркгаузена в 2D системах.....	42
1.4.2 Особенности перемагничивания слоистых структур типа ферромагнетик/антиферромагнетик.....	45
1.5 Постановка задачи	48
Глава 2 Экспериментальные и аналитические методики	50
2.1 Деформационные измерения.....	50
2.1.1 Объекты исследования и подготовка образцов.....	50
2.1.2 Механические испытания.....	52
2.1.3 Измерения акустической эмиссии	53
2.1.4 Индивидуализация акустических событий.....	54
2.2 Магнитные измерения.....	57
2.2.1 Объекты исследования	57
2.2.2 Магнитные измерения	59
2.3 Методы анализа динамических систем.....	61
2.3.1 Статистический анализ	61

2.3.2	Фурье анализ.....	63
2.3.3	Мультифрактальный анализ.....	65
Глава 3	Влияние суперпозиции дислокационных лавин на статистику акустических событий при пластической деформации	70
3.1	Сплавы MgZr.....	72
3.2	Сплавы AlMg.....	76
3.3	Выводы	81
Глава 4	Самоорганизация и коллективные эффекты при гладком и прерывистом течении сплава AlMg	83
4.1	Визуальный и спектральный анализы акустических сигналов	83
4.1.1	Волновые формы акустической эмиссии.....	84
4.1.2	Спектральный анализ.....	92
4.1.3	Обсуждение.....	96
4.2	Процессы пластичности на разных временных масштабах: от микросекунд до минут	103
4.2.1	Статистический анализ	104
4.2.2	Мультифрактальный анализ.....	107
4.2.3	Обсуждение.....	123
4.3	Выводы	126
Глава 5	Самоорганизация при нестационарном движении доменных границ в обменно-связанных гетероструктурах	128
5.1	Статистические и мультифрактальные свойства кривых намагничивания гетерофазных обменно-связанных пленок.....	128
5.2	Влияние дислокаций на перемагничивание квазидвумерного ферромагнетика с однонаправленной анизотропией.....	136
5.3	Выводы	143
Общие выводы и заключение	146
Литература	151

Введение

Пластическая деформация и перемагничивание кристаллов представляют собой сугубо нелинейные процессы зарождения и движения топологических дефектов в атомарной и магнитной подсистемах — дислокаций при механическом нагружении кристаллов и доменных границ (ДГ) при перемагничивании ферромагнетиков. Общее свойство механизмов пластичности и намагничивания — это зарождение и движение дефектов, которые в основном происходят коллективным образом. Например, в пластичности, дислокации формируют связанную систему, которая имеет характерные время и размерность, существенно влияющие на механические свойства материала. До недавнего времени исследования в этой области развивались в двух основных направлениях. С одной стороны, изучались структура и микроскопические механизмы движения отдельных дислокаций, а с другой — макроскопическое поведение материала в условиях воздействия на него внешней силы. При этом макроскопическое поведение рассматривалось как результат усреднения большого числа локальных случайных смещений дислокаций. Такое усреднение приводит к возникновению квазиоднородных в пространстве и непрерывных во времени процессов пластического течения в кристаллах при механическом нагружении. Однако, как затем было показано, каждый ансамбль таких дефектов представляет собой нелинейную диссипативную динамическую систему, в которой взаимодействие между различными её составляющими может привести к явлениям самоорганизации. Динамические системы из разных областей науки, таких как физика, механика, химия и биология, имеют общие характерные свойства [9, 12]. Каждую такую систему можно отнести к определённому классу универсальности, а её динамику часто можно описать с учетом масштабной-инвариантности, или самоподобия, которое проявляется через степенные соотношения.

Процессы самоорганизации дефектов приводят к ряду очень сложных явлений. Так было установлено, что кооперация коллектива дислокаций реализуется как в пространстве – возникновение пространственных дислокационных структур, так и во времени – появление прерывистой пластической деформации[94]. В случае перемагничивания магнетиков на петле гистерезиса наблюдается немонотонность намагниченности – скачки Баркгаузена[28], обусловленные движением ансамбля доменных границ. Такие процессы не являются случайными. В зависимости от материала и внешних условий, кооперативная динамика дефектов может проявляться на различных масштабах и приводить к различным эффектам самоорганизации, представляющим как универсальные, так и уникальные свойства этих дефектов.

Основными задачами исследований процессов самоорганизации, протекающих в различных системах, является определение пределов континуального подхода к описанию коллективных явлений и нахождение связи между элементарными актами пластической деформации и перемагничивания, с одной стороны, и макроскопическим откликом материалов на внутренние изменения – с другой. Понимание такого поведения на различных масштабах особенно **актуально**, поскольку технологические разработки поворачиваются в направлении микро- и наносистем с размерностями сопоставимыми с масштабами, налагаемыми коллективными процессами в системе топологических дефектов. При этом единство подходов к изучению кооперативной динамики в атомарной и магнитных подсистемах даёт возможность использовать знания, полученные для одной системы, при изучении другой.

В настоящее время одним из направлений решения проблемы проявления коллективного поведения дефектов на разных масштабах во время пластической деформации и перемагничивания является всесторонний (статистический, мультифрактальный и рекуррентный) анализ экспериментальных результатов, полученных в результате приложения соответствующей внешней силы. Наиболее

полно эта проблема получила развитие в пластичности. В этом случае прерывистое коллективное движение дефектов генерирует скачки скорости пластической деформации, которые характеризуются детерминированной статистикой, в частности, степенными статистическими распределениями. Такие свойства были идентифицированы для разных механизмов, приводящих к появлению макроскопической пластической неустойчивости. Одним из примеров неустойчивости является эффект Портевена-Ле Шателье (ПЛШ) – скачкообразное течение в разбавленных сплавах вызванное взаимодействием между дислокациями и примесями[94, 142]. В экспериментах на растяжение с постоянной скоростью деформации, этот эффект представляет сложное пространственно-временное поведение, связанное с повторяющейся локализацией деформации в деформационных полосах и сопутствующими резкими изменениями деформирующего напряжения. Были предложены и развиты различные методы анализа скачкообразных деформационных кривых[20, 32, 57, 95, 99, 101], в результате было показано, что пространственно-временные структуры соответствуют нетривиальным динамическим режимам. В частности, динамический[19] и статистический[99] анализы подтвердили существование детерминированного хаоса[14] в некотором диапазоне скоростей, и переход, при более высоких скоростях, к самоорганизующейся критичности (СОК)[24], которую общепринято рассматривать как парадигму лавинообразных процессов. Эти две моды демонстрируют различную статистику амплитуд и длительностей скачков: распределение с характерными пиками в случае хаоса и степенные распределения в случае СОК. Хаос также связывают с масштабной инвариантностью выражающейся в геометрии фазовой траектории соответствующей динамической системы. Применение мультифрактального анализа[87] выявило масштабно-инвариантное поведение во всём диапазоне скоростей деформации, в котором наблюдается эффект ПЛШ. Для исследования эффекта ПЛШ на более коротких временных масштабах была применена техника акустической эмиссии (АЭ)[34, 105, 106]. АЭ инициируется

упругими волнами, генерируемыми внутри материала благодаря локальным изменениям микроструктуры, отражая, таким образом, движение дефектов. Степенные распределения, полученные для амплитуд АЭ во всех деформационных условиях, указывают, с одной стороны, на то, что пластической деформации внутренне присуща прерывистость, т. е. она описывается лавинообразными процессами на мезоскопическом масштабе, относящемся к АЭ, и, с другой стороны, — на то, что масштабная инвариантность может не распространяться на макроскопические масштабы.

Экспериментальное исследование коллективного поведения доменных границ в процессе перемагничивания ферромагнитных материалов в основном ограничивается изучением статистических распределений скачков намагниченности на петле гистерезиса (шум Баркгаузена) в объёмных материалах[53]. Эти скачки возникают в результате отрыва доменных границ в материале от центров пиннинга. Как и в случае неустойчивого пластического течения, амплитуды и длительности скачков намагниченности распределены по степенному закону[55, 63, 156], т.е. в этом случае также наблюдается лавинообразная динамика. Совсем недавно коллективная динамика доменных границ начала изучаться в тонких ферромагнитных плёнках и гетерофазных нанокompозитах, которые интенсивно применяются в устройствах магнитной записи и являются перспективными объектами для использования в новой высокотехнологичной области – спинтронике. Теоретические модели предсказывают, что при уменьшении размерности ферромагнитной системы универсальные экспоненты должны изменяться, но не должны зависеть от типа ферромагнитного материала. Однако, первые результаты экспериментального изучения этих явлений в тонких плёнках свидетельствуют о масштабно-независимом характере движения доменных границ в них[112, 144], тогда как величины экспонент оказались зависящими от исследуемого материала. Таким образом, для понимания механизмов коллективного поведения ДГ в тонких плёнках необходимо изучение разного рода систем. Хорошим кандидатом для

изучения такого поведения являются обменно-связанные гетероструктуры ферромагнетик (ФМ) / антиферромагнетик (АФМ), в которых благодаря наведению однонаправленной анизотропии наблюдается асимметрия в зарождении и росте магнитных доменов при перемагничивании плёнки[135]. Асимметричное поведение может свидетельствовать о том, что разные центры пиннинга участвуют в процессе зарождения доменов и распространении ДГ на прямой и обратной ветвях петли гистерезиса. Кроме того, в работе[134] было показано, что краевые и винтовые дислокации, содержащиеся в ФМ/АФМ двухслойных структурах, играют роль специфических центров зарождения доменов и пиннинга ДГ. Тем не менее, вопрос экспериментального изучения влияния дислокаций и других дефектов на перемагничивание ферромагнетиков с однонаправленной анизотропией до сих пор остаётся открытым. Выяснение закономерностей коллективного поведения ДГ в тонких магнитных плёнках и гетероструктурах является важным для выяснения микромеханизмов взаимодействия этих ДГ со структурными дефектами и между собой как с фундаментальной так и с прикладной точек зрения.

Исходя из современных задач по исследованию процессов нелинейной динамики дефектов были определены основные цели экспериментального изучения в настоящей диссертационной работе. Во-первых, изучить внутреннюю структуру АЭ на различных временных масштабах во время деформации сплава AlMg в условиях эффекта ПЛШ; охарактеризовать соотношения между корреляциями деформационных процессов на очень коротких временных масштабах, соответствующих “элементарным” акустическим событиям, и корреляциями на больших временных масштабах сопоставимых с масштабом деформационной кривой; а также проверить влияние степени деформации и/или скорости деформации на наблюдаемое статистическое поведение. Во-вторых, провести прямое экспериментальное изучение коллективного движения доменных границ и их взаимодействия со структурными дефектами на различных временных масштабах с помощью магнитооптических методов в обменно-связанных ФМ/АФМ двухслойных

плёнках: NiFe/NiO, Co/IrMn и NiFe/IrMn; выявить закономерности формирования доменной структуры в присутствии этих дефектов.

Научную значимость работы **составляют следующие результаты, выносимые на защиту:**

1. На примере сплавов AlMg и MgZr, деформация которых контролируется разными микромеханизмами – дислокационным скольжением в AlMg и комбинацией скольжения и двойникования в MgZr, установлено, что статистическое распределение амплитуд АЭ, сопровождающей пластическое течение, в обоих случаях подчиняется степенному закону.

2. Важным результатом статистического анализа является то, что влияние критериев, используемых для выделения отдельных событий АЭ, на статистику амплитуд событий слабое.

3. Изучена структура АЭ во время гладкого и прерывистого течения сплава AlMg на различных временных масштабах. Выявлено, что АЭ состоит из отдельных импульсов, как во время скачков напряжения, так и во время гладкого течения, а амплитуды импульсов в обоих случаях лежат в одном и том же интервале значений.

4. Проведён комплексный – статистический, мультифрактальный и спектральный, анализ непрерывно записанных сигналов АЭ во время гладкой и прерывистой (эффект Портевена-Ле Шателье (ПЛШ)) деформации сплава AlMg. Обнаружена зависимость наклона степенных распределений амплитуд событий АЭ от микроструктуры, в частности размера зерна и микроструктурных изменений, вызванных накоплением дислокаций.

5. Установлено наличие корреляций между деформационными процессами при пластическом течении в условиях эффекта ПЛШ в очень широком диапазоне времен. Эти корреляции возникают под действием внутренних напряжений. Для некоторых сигналов АЭ обнаружено изменение наклонов масштабных («скейлинговых») зависимостей при изменении временного масштаба в микросекундном диапазоне. Это указывает на наличие ещё одного механизма

корреляций на данном масштабе, например, передачи пластической активности через двойное поперечное скольжение дислокаций.

6. Получено доказательство того, что синхронизация движений дислокаций приводит к возникновению характерного временного масштаба, связанного с резкими падениями напряжений (поведение типа В и типа С эффекта ПЛШ) и соответствующего миллисекундному диапазону.

7. Показано, что нестационарная динамика ДГ в ФМ слое, обусловленная взаимодействием с дефектами в АФМ слое, не является стохастической в обменно-связанных гетероструктурах NiFe/NiO, NiFe/IrMn, Co/IrMn.

8. Изучено влияние кристаллических дефектов на перемагничивание гетероструктуры NiFe/NiO/MgO(001). Обнаружено, что при перемагничивании краевые дислокации, сгруппированные вдоль плоскостей скольжения дислокаций $\langle 110 \rangle$, могут приводить к формированию в плёнке пермаллоя ориентированных вдоль этих плоскостей квазиодномерных доменов с наведённой анизотропией.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. В первой главе дан обзор литературы, в которой подробно рассматриваются проблемы прерывистой пластичности и скачков Баркгаузена при движении доменных границ в магнетиках, приведены определения основных понятий в нелинейных динамических системах и описаны микромеханизмы эффекта ПЛШ. Дана постановка задачи. Глава 2 представляет собой описание исследуемых образцов, а также экспериментальных и аналитических методик, используемых в работе. Результаты исследований представлены в главах с 3 по 5. Глава 3 посвящена выявлению влияния параметров индивидуализации акустических событий на их видимую статистику [110, 157]. В главе 4 проведено сравнение структуры АЭ во время прерывистого и гладкого течения в сплаве AlMg [159]. Во второй части главы приведены результаты статистического и мультифрактального анализов АЭ в

сплавах AlMg[105, 106, 109]. В последней пятой главе рассмотрены вопросы влияния дислокационной структуры на процессы перемагничивания гетерофазных слоистых структур ферромагнетик/антиферромагнетик[73, 158]. Диссертация завершается подведением итогов.

Результаты, изложенные в диссертации, докладывались и обсуждались на следующих конференциях: 1th Int. Conf. "Experimental Chaos and Complexity", ECC11, Juin 2010, Lille, France; Colloque Plasticité, Lille, France, April 4-6, 2011; 12th International Symposium on Physics of Materials, Prague, September 4 - 8, 2011; Colloque Plasticité, Metz, France, April 11-13, 2012; V Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism", Владивосток, 15-21,2013; THERMEC'2013, Las Vegas, USA, December 2-6, 2013.

Основные результаты диссертации отражены в 8 печатных работах и материалах международных конференций.

Глава 1 Литературный обзор

Данный обзор посвящен самоорганизации дислокаций при деформации и магнитных доменных границ при перемагничивании. В данной главе будут разобраны только некоторые аспекты этого явления, которые непосредственно касаются данной работы и будут необходимы для понимания результатов диссертации. Первым делом будут приведены различные примеры лавинообразных процессов из физики конденсированного состояния, которые описываются универсальными степенными соотношениями. Далее будут введены некоторые понятия о нелинейных динамических системах и дана теоретическая основа для объяснения степенной статистики. Затем будут более детально описаны различные аспекты эффекта Портевена-Ле Шателье. А именно, будут даны: 1) микроскопический механизм эффекта и его макроскопическое проявление; 2) экспериментальные наблюдения и компьютерное моделирование пространственно-временного поведения; 3) статистические свойства; и 4) применение метода АЭ. Общее представление завершится результатами исследований шума Баркгаузена в тонких плёнках, также будут описаны особенности движения доменных границ в слоистых структурах типа антиферромагнетик/ферромагнетик. Глава завершится формулировкой основных задач данной работы.

1.1 Прерывистость и степенной скейлинг в физике конденсированного состояния

Нелинейные явления различной природы, которые часто называют “потрескивающим шумом”, зачастую проявляют себя аналогичным образом, и описываются универсальными статистическими распределениями. Многочисленные исследования, направленные на развитие теории динамических диссипативных систем доказали, что появление масштабно-инвариантного поведения является

одним из фундаментальных свойств явления самоорганизации в системах, состоящих из огромного числа взаимодействующих элементов. Такие системы генерируют прерывистый отклик на плавно меняющиеся внешние условия. Примерами таких систем являются шум Баркгаузена в магнитных материалах[55], лавины вихрей в сверхпроводниках второго рода[67], волны зарядовой плотности[114], трещинообразование[22, 38], движение дислокаций[170], мартенситные превращения[169], сухое трение[41], землетрясения[75], и т.д. Все эти явления характеризуются лавинообразными релаксационными процессами, которые чередуются с процессами медленного нагружения. Кроме того, все они описываются универсальными степенными зависимостями, которые эквивалентны масштабнo-инвариантному поведению. Действительно, соотношение, описывающее степенной закон: $p(kx) \propto (kx)^{-\beta} \propto k^{-\beta} x^{-\beta} \propto k^{-\beta} p(x)$, иллюстрирует самоподобие при масштабировании. Это масштабнo-инвариантное поведение указывает на возможность проявления самоорганизующейся критичности (СОК) в системе с лавинообразной динамикой[23]. Рассмотрим несколько примеров такого поведения.

Как известно, пластическая деформация кристаллов происходит за счёт размножения и движения кристаллических дефектов - дислокаций, двойников, точечных дефектов и так далее. Перемещение дислокации в кристалле требует преодоления различных препятствий, связанных как с периодическим строением кристалла (рельеф Пайерлса), так и с дефектами структуры, при этом на дислокацию действуют различные механизмы вязкого торможения[16]. Таким образом, на микроскопическом масштабе деформация будет прерывистой и неоднородной. Тем не менее, усреднение по всем независимым движениям огромного числа дефектов, содержащимся в материале (типичная плотность дислокаций в деформируемом материале 10^{10} на см^2), даёт гладкую деформационную кривую. Такой подход к пластическому течению долгое время был общепринятым. Однако, в некоторых случаях взаимодействие между дефектами может привести к прерывистому

пластическому течению из-за кратковременного кооперативного движения больших групп дефектов, о чём свидетельствует наблюдение зубчатых кривых деформации. Развитие экспериментальных методов позволило выявить коллективное движение дислокаций не только во время прерывистого течения, но и в течение макроскопически гладкой деформации. Например, с помощью метода АЭ было доказано, что прерывистость пластической деформации скорее правило, чем исключение и является результатом лавинообразного коллективного движения дислокаций[131, 148, 170, 172, 176]. На Рис. 1.1 приведён пример степенных статистических распределений импульсов акустической энергии в монокристаллах льда, деформированного в условиях ползучести. Результаты исследований АЭ были недавно подтверждены с помощью другого чувствительного метода основанного на экстензометрии высокого разрешения[69, 172]. В этом случае, степенные распределения были найдены для локальных всплесков скорости деформации, зарегистрированных во время пластического течения монокристаллов меди. Все эти результаты делают очевидным прерывистый масштабно-инвариантный характер макроскопически однородной пластической активности.

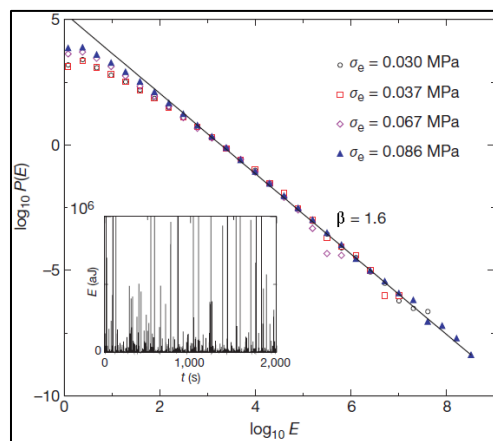


Рисунок 1.1 Статистические распределения энергии акустических импульсов, записанные в монокристаллах льда при постоянном напряжении[131].

Другой наглядный пример коллективного поведения дислокаций был обнаружен во время сжатия металлических микростержней (Рис. 1.2)[59–61]. В этом случае наблюдались зубчатые деформационные кривые, у которых амплитуды

скачков распределены по степенному закону. Эти работы являются прямым доказательством коллективной дислокационной динамики, которая проявляется на деформационных кривых, когда размер деформируемых образцов достаточно мал так, что их пластическая деформация не может быть рассмотрена как результат усреднения по всему множеству независимых пластических событий.

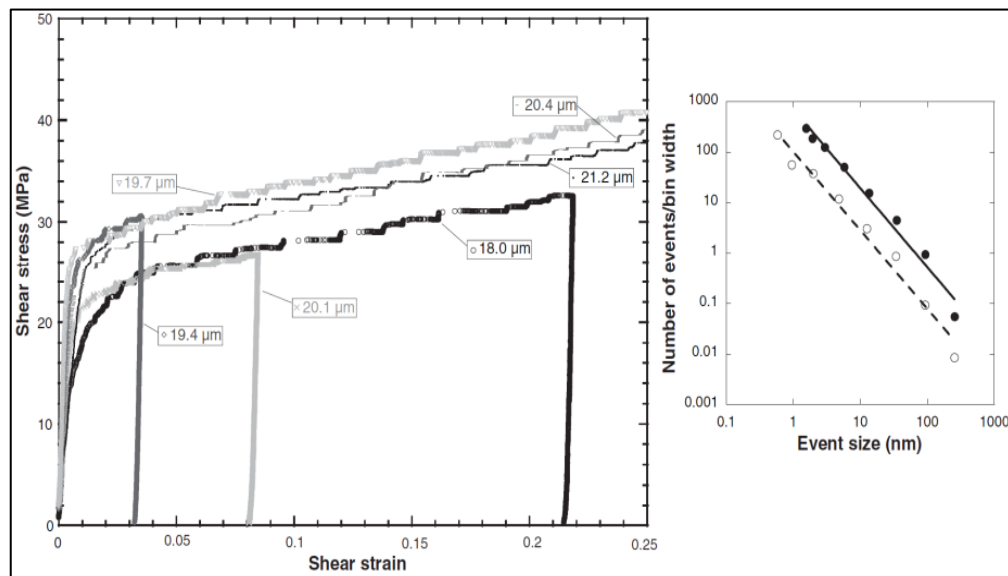


Рисунок 1.2 Левый: кривые зависимостей напряжения сдвига от деформации для никелевого образца с ориентацией $[2\bar{6}9]$; числа обозначают диаметр стержня. Правый: распределения событий скольжения в логарифмических координатах; светлые круги соответствуют данным для одного образца с диаметром ~ 20 мкм, тёмные круги - объединение данных от нескольких образцов[61].

Приведённые примеры указывают на повсеместный характер явлений самоорганизации в ансамблях дислокаций. Опубликованные в литературе данные для чистых монокристаллических материалов свидетельствуют о приблизительно одинаковой величине для показателя степени. А именно, в распределении $p(E) \propto E^{-\beta}$ наклон β варьируется от 1.5 до 1.8 для энергии E акустических событий во время деформации различных материалов с гексагональной и кубической кристаллической структурой[148, 170, 171]. Схожий диапазон значений β был найден для скачкообразных смещений в опытах на микростержнях. Одинаковый наклон распределений в этих двух случаях можно объяснить тем фактом, что в

случае микростержней скачок, наблюдаемый на кривой деформации, определяет механическую работу, совершенную при резком смещении, и таким образом, характеризует рассеянную энергию в процессе пластической деформации. Обобщение всех данных породило гипотезу об “универсальности” законов масштабирования для пластических процессов[176]. В тоже время, в ряде случаев наблюдается отклонение наклонов распределений от универсальных значений, например, для поликристаллического льда наклон распределений амплитуд АЭ $\beta^* \approx 1.35$ [147]. Учитывая приближение о том, что энергия акустических событий пропорциональна квадрату его пиковой амплитуды[171], можно получить оценку наклона для распределения энергий событий $\beta = (\beta^* + 1)/2$ (см.[69]). В случае поликристаллического льда данная оценка даст величину $\beta \approx 1.2$. При анализе АЭ, записанной во время деформации в условиях эффекта ПЛШ, было выявлено, что экспоненты β также отличаются от универсальных значений, в этом случае $\beta \approx 2 \div 3$ [34, 105, 106]. Таким образом, вопрос взаимоотношения общих законов, управляющих коллективной дислокационной динамикой, и ролью специфических механизмов пластичности остается открытым.

Другим примером самоорганизации дефектов является прерывистое намагничивание ферромагнетиков – эффект Баркгаузена[27]. Этот эффект был открыт в 1919 г. и был первым прямым экспериментальным доказательством существования магнитных доменов. Рассмотрим ферромагнетик ниже температуры Кюри. В нулевом магнитном поле, образец разделен на домены, чьи магнитные моменты стремятся к разупорядочению, чтобы компенсировать друг друга и минимизировать внутреннюю энергию, которая ниже в размагниченом состоянии. При приложении магнитного поля перемагничивание образца начнётся за счёт движения доменных границ. В случае образца без дефектов доменные стенки будут двигаться в бесконечно малом магнитном поле. Однако, в реальном образце, они взаимодействуют с различными центрами пиннинга, такими как дислокации,

границы зерен в поликристаллах, дефекты упаковки, шероховатости поверхностей, рельеф Пайрлса и т.д. В частности, это взаимодействие объясняет существование постоянных магнитов, т.е. материалов, имеющих спонтанный магнитный момент в отсутствии внешнего магнитного поля, т.к. их полное размагничивание затруднено пиннингом доменных стенок. Другое проявление пиннинга это эффект Баркгаузена, который проявляется в виде скачкообразного движения доменных стенок. Соответствующие скачки намагниченности могут быть обнаружены, например, с помощью индуктивной техники измерения кривых намагничивания. Типичный пример таких измерений представлен на Рис. 1.3. На левом верхнем рисунке представлен дискретный сигнал напряжения, индуцированный в измерительных катушках во время намагничивания ферромагнетика. Интегрирование по времени этого прерывистого сигнала дает ступенчатый участок кривой намагничивания, представленный на левом нижнем рисунке. Почти горизонтальные сегменты на этом участке кривой намагничивания соответствуют гладкому движению доменных границ и их пиннингу на препятствиях. Внезапные скачки отражают моменты, когда доменная конфигурация становится неустойчивой и внезапно меняется на новое состояние. Как следует из правого рисунка, всплески напряжения и их длительность подчиняются степенным законам.

Как и в случае пластичности, статистические свойства шума Баркгаузена зависят от общих свойств системы и не зависят от микроскопических деталей. Наблюдаемые в эксперименте наклоны степенных распределений событий для магнитомягких материалов обычно группируются вокруг двух величин β [62], поэтому в литературе обычно материалы делят на два универсальных класса. Эти классы обычно называют класс *дальнодействия* и класс *близкодействия* в соответствии с типом упругого взаимодействия, которое преобладает в поведении доменных границ. Классу дальнодействия соответствует $\beta \approx 1.5$, а классу близкодействия соответствует $\beta \approx 1.27$.

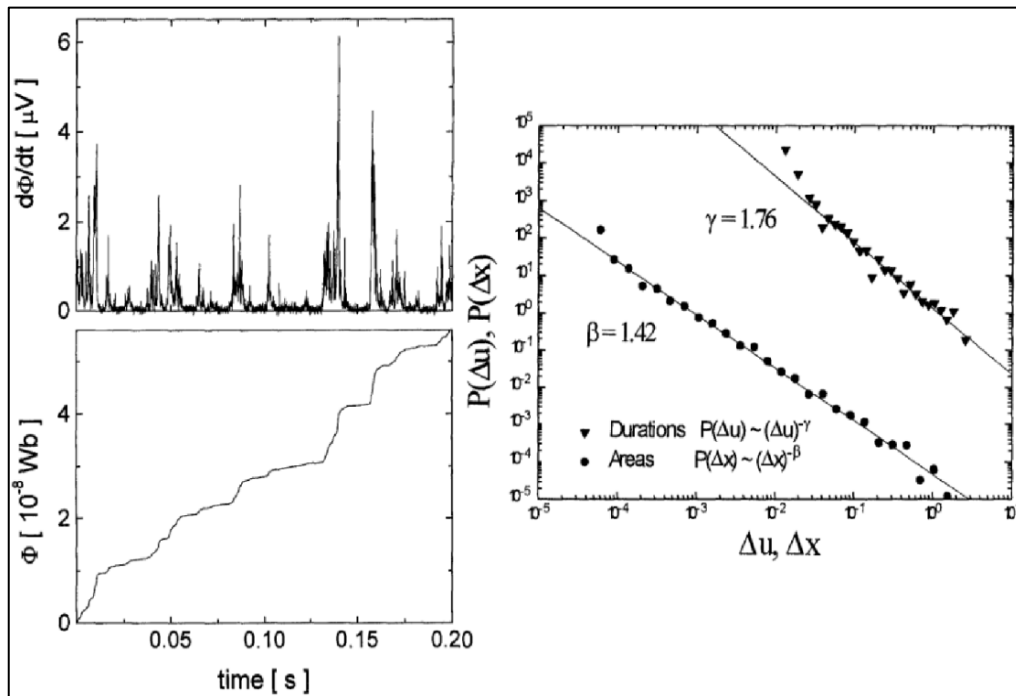


Рисунок 1.3 Эффект Баркгаузена. Левый: Сигнал напряжения, измеренный на отожженной $\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{V}_{15}$ аморфной ленте, и его интегрирование по времени, представляющее ступенчатую кривую намагничивания. Правый: Распределения длительностей и амплитуд скачков Баркгаузена для Si-Fe[28].

Стоит отметить, что помимо аналогии, следующей из степенной статистики лавин при перемагничивании и пластическом течении, из Рис. 1.3 следует прямое сходство кривой намагничивания со скачкообразными деформационными кривыми, представленными на Рис. 1.2. Эта аналогия более глубокая так, как оба эти явления относятся к проблеме коллективного пиннинга. Не удивительно, что модель неустойчивых процессов при перемагничивании была предложена авторами, изучавшими явления пластической неустойчивости [127]. Тем не менее, большинство работ, касающихся проблемы аналогии между пластичностью и намагничиванием, в основном рассматривают движение индивидуальных доменных стенок через центры пиннинга[70].

Помимо вышеописанных примеров, лавинная динамика наблюдается при намагничивании сверхпроводников второго рода [67, 143] и дискретных сверхпроводников – сеток с джозефсоновскими переходами[82, 121].

Намагниченность таких материалов определяется вихрями (называемых соответственно вихрями Абрикосова или Джозефсона), которые несут магнитный поток. Между течением магнитного потока в таких материалах и пластическим течением существует очевидное качественное подобие. В самом деле, оба типа носителей и вихри, и дислокации являются линейными “дефектами”, которые находятся под действием внешних сил (сила Лоренца[8] и сила Пич-Келера[11], соответственно), сил пиннинга и сил взаимного взаимодействия. Стоит отметить, тем не менее, что случай дислокаций представляет большую сложность. А именно, магнитные вихри ориентированы в направлении приложенного магнитного поля и их взаимодействия в основном сводится к отталкиванию, в то время как взаимодействия между дислокациями зависят от их типа, вектора Бюргерса, взаимной ориентации связью с конкретными системами скольжения и т.д., а также включают аннигиляцию и мультипликацию[11].

Наверное, самым известным примером лавинообразного поведения являются землетрясения. В то время как все вышеизложенные примеры обычно характеризуются самоподобной статистикой только на 1-3 порядках величины измеряемой переменной, т.к. лабораторные условия накладывают сильные ограничения, сейсмические события распределены по степенному закону, известному как закон Гутенберга-Рихтера, больше чем на восьми порядках величины[75]. Динамику землетрясений обычно относят к механизму “стик-слип” (“покой-скольжение”), который включает скольжение плиты земной коры вдоль другой[41]. Ключевую роль в динамике этой системы играет сила сухого трения, которая действует между плитами. Данная сила уменьшается с ростом скорости скольжения плиты, тем самым она определяет прерывистый характер скольжения. Как было аргументировано в[103], аналогичный механизм приводит к неустойчивому пластическому течению в условиях эффекта ПЛШ.

1.2 Теоретические подходы к степенной статистике

Как уже упоминалось, самоорганизация является наиболее характерной чертой нелинейных динамических систем, теоретическое описание которых можно найти во многих книгах и обзорах, начиная с классических работ [9, 12]. В результате самоорганизации может наблюдаться очень сложное поведение, которое не может быть понято в терминах суммирования случайных или периодических движений. Самоорганизующаяся критичность характеризует бесконечномерные системы и приводит к степенной статистике событий в них, поэтому данная концепция будет описана в деталях. Кроме того, будут также представлены альтернативные интерпретации степенных законов. В то же время, корреляции между элементами системы могут сильно уменьшать эффективное число степеней свободы, контролирующей её динамику. Например, в случае эффекта ПЛШ, такое уменьшение может привести к переходу от СОК к низкоразмерному хаосу [19, 31]. Более того, известно, что система, состоящая из множества осцилляторов, может достичь совершенной синхронизации приводящей к простому периодическому поведению, когда все осцилляторы движутся в фазе [164]. Синхронизация в системе также может возникнуть благодаря распространению в ней волн [140], в этом случае наблюдаются так называемые “релаксационные колебания”. Поэтому также будет рассмотрена возможность перехода между СОК и этими динамическими режимами.

Другой замечательной чертой динамических систем является *универсальность* (подобное поведение систем с разными микроскопическими механизмами), которая позволяет классифицировать различные системы в классы универсальности. Благодаря этой особенности, простые модели, подобно представленной ниже, часто доказывают свою полезность для понимания и моделирования реального поведения.

1.2.1 Самоорганизующаяся критичность

Концепция СОК была предложена *Баком и др.*, чтобы объяснить поведение простой модели “кучи песка” [23]. Авторы показали, что куча песка достигает своего рода критического состояния, характеризуемого степенными корреляциями, подобно

фазовым переходам второго рода. Замечательной особенностью такого поведения является то, что в отличие от фазового перехода, куча песка достигает критического состояния спонтанно, без подстройки параметра порядка.

Простая модель кучи песка может быть продемонстрирована на примере квадратной сетки, каждому элементу которой соответствует целочисленная переменная $z(x,y)$, которая соответствует числу зерен песка в ячейке с координатами (x,y) . На каждом временном шаге зерно помещается в случайно выбранную ячейку. Если $z(x,y)$ достигает критической величины равной 4 в данной ячейке, зерна перераспределяются между ближайшими соседями или, в конце концов, покидают систему через границы сетки. Это перераспределение может запустить цепную реакцию, т.е. возникновение лавины размером s равным полному числу “переключенных” ячеек, и длительностью T равной числу временных шагов в течении которых цепной процесс развивался. Можно сказать, что переходы между метастабильными состояниями системы являются лавинообразными. В случае такого лавинного поведения, степенные законы выполняются для плотностей вероятности $P(s)$ и $P(T)$, для соотношения между величинами s и T , а также для Фурье спектров временных серий, описывающих временную эволюцию переменных в системе. Последняя особенность объясняет, почему СОК считают возможным механизм $1/f$ -шума. Наблюдаемые зависимости обычно демонстрируют обрезание на больших масштабах из-за конечных размеров системы, поэтому в общем случае распределение $P(s)$ описывают соотношением:

$$P(s) = s^{-\beta_s} f_c(s/s_0), \quad (1.1)$$

где β_s обычно варьируется между 1 и 2, а масштаб обрезания s_0 связан с линейным размером системы.

Модели СОК на основе модели кучи песка являются стохастическими. Другого рода модели основаны на детерминированном подходе. Например, пружинно-блочные модели были предложены для объяснения статистического

закона Гутенберга-Рихтера[41, 44, 138]. Эти модели обычно рассматривают массив блоков, соединённых между собой с помощью пружин. Блоки тянут вдоль неподвижной пластины с помощью управляющей пластины, с которой блоки также соединены с помощью пружин. В этом случае роль параметра z играет локальная сила, действующая на данный блок. Сила, действующая на каждый блок, медленно увеличивается при медленном движении управляющей пластины. Нелинейный закон трения между блоками и неподвижной пластиной (см. Рис. 1.4) приводит к поведению, состоящему из интервалов движения и покоя (“*слип-стик*”). Если локальная сила превышает порог трения, соответствующий блок проскальзывает и приводит к перераспределению локальных сил; такое перераспределение может запустить цепной процесс. В этом случае динамика системы также подчиняется степенным законам. Эта простая схема иллюстрирует три основные составляющие, которые контролируют динамику в этих моделях: порог трения, разделение медленной временной шкалы (медленное нагружение) и быстрого временного масштаба (лавинообразная релаксация), а также пространственная связь между блоками. Сравнение критических экспонент, полученных из компьютерного моделирования пружинно-блочных моделей, с величинами, взятыми из каталогов землетрясений, показало высокую степень соответствия между ними. Поскольку землетрясения относятся к накоплению напряжений в земной коре, существует прямая аналогия между этим природным явлением и пластической деформацией твердых тел [99, 103]. Следовательно, пружинно-блочные модели представляют особый интерес при моделировании прерывистого пластического течения. В частности, они были успешно использованы в компьютерном моделировании поведения ПЛШ[126].

1.2.2 Альтернативные объяснения степенного поведения

Несмотря на то, что СОК была предложена как общая основа для объяснения многочисленных наблюдений степенной статистики, существует не много систем, в

которых выполняются все требования данной концепции. Наряду с СОК, в литературе встречается несколько альтернативных моделей, объясняющих масштабно инвариантное поведение статистики. Например, чтобы объяснить масштабно-инвариантное поведение во время наблюдения эффекта Баркгаузена, *Сетна и др.*[155] предложили концепцию флуктуации вокруг критической точки на основе модели Изинга для случайного поля. Модель Изинга рассматривает решеточные магнитные спины и представляет классическую модель для переходов первого рода в ферромагнетике ниже температуры Кюри: когда магнитное поле проходит через ноль, равновесная намагниченность спонтанно изменяется. Добавлением в модель беспорядка в виде случайного магнитного поля авторы не только воспроизвели магнитный гистерезис, вместо резкого перехода, но также нашли масштабно-инвариантные флуктуации намагниченности для конкретных величин беспорядка.

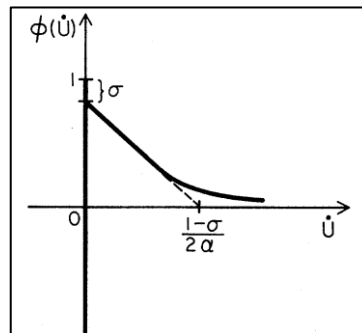


Рисунок 1.4 Скоростное ослабление закона сухого трения[41].

Сорнетт предложил модель, дающую степенной закон, которая основана на медленном заметании контрольного параметра[162]. Идея этого подхода может быть проиллюстрирована на примере пучка волокон, состоящего из N независимых параллельных волокон с равномерно распределенными, независимыми случайными порогами разрыва. Пучок растягивается под действием силы F . Отношение F/N играет роль контрольного параметра, величина которого изменяется по мере увеличения приложенной силы, т.к. больше и больше волокон разрушаются. В этом

случае численные расчеты также выявили степенные распределения разрывов при нагружении с низкой скоростью.

Эти модели согласуются с общим рассмотрением Вейссмана[173], который изучил различные механизмы $1/f$ -шума и пришел к выводу, что такой шум может возникать из-за кинетических особенностей системы. В частности, система, описываемая характерными скоростями, которые определяются большим числом независимых факторов, должна иметь лог-нормальное распределение. Если это распределение достаточно широко, его плоская вершина может дать много октав степенной зависимости. Автор предполагает, что $1/f$ -шум можно рассматривать, как предельный случай многих типов расширенных кинетик.

1.2.3 Роль конечной скорости нагрузки и перекрытия

Из представленных выше моделей следует, что масштабно-инвариантная статистика может возникнуть вследствие действия разнообразных механизмов. Поэтому, определение лежащего в их основе механизма требует детального статистического анализа и тщательного определения различных критических индексов и взаимоотношения между ними. Это требование ставит вопрос о надежности экспериментального определения наклонов распределений. Фактически, в рассмотренных моделях приложенная к системе сила медленно увеличивается, в идеальном случае, сила не изменяется во время распространения лавины. В результате, в системе никогда не будут одновременно распространяться две лавины. В эксперименте такая идеальная ситуация не достижима, поэтому лавины могут перекрываться во времени и в пространстве и быть записанными как одно событие. В нескольких работах поднимался вопрос возможного эффекта суперпозиции лавин на критические показатели степени. *Дюрин и Заппери*[62] изучили эффект скорости развертки поля на статистику шума Баркгаузена в магнитомягких материалах. Они наблюдали два типа поведения для экспонент β_T и β_s , которые описывают распределения длительностей и размеров событий, соответственно. Поведение

первого типа наблюдается, когда β_T стремится к 2 при нулевой скорости развёртки внешнего магнитного поля. В таком материале экспоненты β_s и β_T линейно уменьшаются с ростом скорости развёртки внешнего поля. Другого типа поведение возникает, когда $\beta_T(0) < 2$, в этом случае наклоны не зависят от скорости поля. *Вайт и Дамен*[174] предложили теоретическое объяснение этого поведения, рассмотрев линейную суперпозицию событий. Согласно их модели, уменьшение наклонов степенных зависимостей при первом типе поведения происходит из-за слияния маленьких событий в одно большое. Второй тип поведения объясняется сильной суперпозицией уже при очень малых скоростях развёртки поля, поэтому никаких изменений не наблюдается при увеличении скорости развёртки. Кроме того, авторы проанализировали случай, когда $\beta_T > 2$. В этом случае, при низкой скорости развёртки поля экспоненты от неё не должны зависеть, а при увеличении скорости развёртки должен произойти переход к одномерной перколяции на временной оси.

Насколько нам известно, эффект перекрытия на статистику не был изучен в случае исследований пластичности с помощью АЭ. Недавние исследования распределений амплитуд АЭ записанных в течение деформации в условиях эффекта ПЛШ[105] показали одинаковые величины β_s для медленной и промежуточной скоростей деформации. В случае высокой скорости деформации наблюдались более пологие зависимости, которые качественно согласуются с вышеизложенными предсказаниями. Однако, даже при медленной скорости деформации, неустойчивость ПЛШ приводит к сильному наложению событий АЭ друг на друга. Это слияние приводит к возникновению всплесков длительности событий АЭ, поэтому чёткое степенное поведение установлено только для амплитуд АЭ. Кроме того, любые исследования пластичности представляют фундаментальную проблему: поведение никогда не является статистически стационарным вследствие микроструктурных изменений, связанных с упрочнением материала. Как результат, величины критических экспонент изменяются в процессе деформации. Поскольку не существует двух образцов с идентичной микроструктурой и, помимо этого,

эволюция микроструктуры зависит от скорости деформации, строгое сравнение результатов, полученных при различных скоростях деформации вряд ли возможно. Поэтому в данной диссертации была адаптирована иная стратегия для изучения эффекта перекрытия событий на статистику (см. Главу 3). А именно, критерии, используемые для выделения событий из сигнала, варьировались, так что различные наборы событий были выделены и проанализированы для каждого записанного сигнала.

1.2.4 Отношение к другим динамическим режимам

Как упоминалось ранее, анализ кривых деформации привел к гипотезе, что эффект ПЛШ представляет редкий пример перехода от бесконечномерного (СОК) поведения к низкоразмерному (хаос) при уменьшении приложенной скорости деформации. В гидродинамической турбулентности встречается другой известный пример перехода от масштабно-инвариантного к хаотическому состоянию [79]. Можно предположить, что пространственно-расширенные динамические системы могут демонстрировать различные динамические режимы, которые представляют различные проявления сложности. Сложность, связанная с детерминированным хаосом, относится к чувствительности системы к начальным условиям. Она может быть описана, используя показатели Ляпунова. Для иллюстрации этого рассмотрим эволюцию проекций двух фазовых траектории, начальное расстояние между которыми бесконечно мало, на основные направления. В пределе малых времён эволюция описывается в терминах $e^{\lambda_i t}$, где λ_i является показателем Ляпунова в i -ом направлении. Хаос возникает, когда одна из λ_i становится положительной, т.е. в одном из направлений возникает неустойчивость – экспоненциальное расхождение траекторий, в то время как динамика остается устойчивой в остальных направлениях. Несмотря на то, что язык фазовых траекторий непрактичен для описания бесконечномерных систем, СОК часто связывают с близкими нулю показателями Ляпунова, которые отражают медленное степенное расхождение.

Другой нетривиальный динамический режим связан с явлением коллективной синхронизации в системе связанных осцилляторов, которые спонтанно замыкаются в общую фазу, несмотря на различные фазы отдельных осцилляторов[164]. Фактически, это явление моделируется, используя те же решеточные модели, которые используются в СОК. Эти модели характеризуются пороговой динамикой, разделением на два временных масштаба, характеризующих медленные и быстрые изменения в системе, и пространственную связь. *Перец и др.*[140] показали, что такие модели позволяют описать переход между масштабно-независимым и синхронизированным поведением. Сила пространственной связи и степень нелинейности управляющей силы определяют динамику системы. Например, высокая нелинейность управляющей силы слабая пространственная связь приводят к периодическому возникновению больших лавин, сметающих целую систему, т.е. в системе наблюдаются релаксационные колебания. При постепенном уменьшении степени нелинейности управляющей силы и усилении пространственной связи будет наблюдаться постепенный переход к дискретному распределению лавин нескольких размеров, сосуществованию дискретного и непрерывного распределений и, наконец, к степенному поведению.

На основании этих двух примеров, естественно предположить, что динамический хаос может относиться к синхронизации различных элементов в динамической системе. Однако, поскольку хаос обычно изучается в низкоразмерных системах, такое взаимоотношение не было проверено до сих пор.

1.3 Эффект Портевена-Ле Шателье

1.3.1 Общее поведение

Эффект ПЛШ это пластическая неустойчивость, наблюдаемая в разбавленных сплавах. Она возникает в результате взаимодействия между дислокациями и примесными атомами. Несмотря на то, что эффект был открыт в начале XX века[43, 142], он до сих пор привлекает большое внимание исследователей. Причиной такого

интереса служит то, что неустойчивость ПЛШ демонстрирует сложную пространственно-временную динамику дислокаций[94]. В самом деле, во время деформации в условиях этого эффекта наблюдается неоднородность пластического течения на макромасштабе, которая требует коллективного поведения огромного числа дислокаций. Кроме того, понимание этого поведения представляет большой практический интерес. Действительно, в результате возникновения неустойчивости ПЛШ, в материале формируются нежелательные вредные дислокационные структуры, влияющие на пластичность материалов широко используемых в промышленности (например, алюминиевые сплавы и стали)[65].

Эффект ПЛШ обычно изучают в геометрии одноосного растяжения. В данном случае эффект проявляется в виде повторяющейся локализации скорости пластической деформации внутри поперечных деформационных полос, которые могут либо распространяться вдоль оси растяжения, либо быть неподвижными. Время жизни статичной полосы обычно несколько миллисекунд[154]. Следы деформационных полос, которые обычно имеют ширину от долей до нескольких миллиметров, могут быть обнаружены на боковой поверхности образцов с помощью оптического микроскопа или даже невооруженным глазом[49]. В опытах с постоянной скоростью подвижного захвата, т.е., с общей постоянной приложенной скоростью деформации $\dot{\epsilon}_a$, упругая реакция системы “машина-образец” на неустойчивое пластическое течение образца приводит к возникновению резких изменений напряжения на кривых напряжение-время или напряжение-деформация (см. Рис. 1.5).¹

¹ Стоит отметить, что неустойчивое пластическое течение в условиях постоянной скорости нагружения было открыто Ф. Савартом и А. Массоном в начале 1830-ых годов[118, 152]. Тем не менее, эта экспериментальная схема находится за рамками настоящей работы, так как приводит к разрушению образца уже после нескольких скачков деформации.

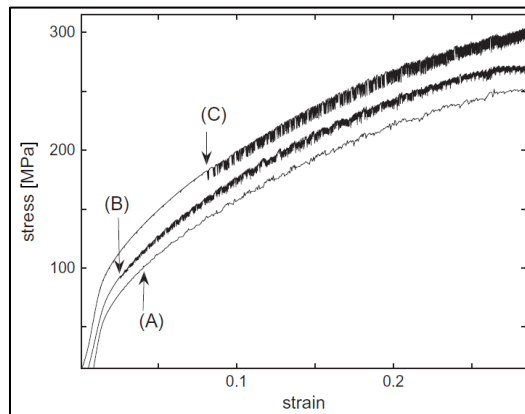


Рисунок 1.5 Примеры деформационных кривых для образцов Al-3ат.%Mg, полученных при комнатной температуре для трех различных величин $\dot{\epsilon}_a$ и соответствующих трем основным типам эффекта ПЛШ[105]: тип C ($\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$), тип B ($\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$), тип A ($\dot{\epsilon}_a = 6 \times 10^{-3} \text{ c}^{-1}$). Стрелки указывают на критическую деформацию ϵ_{cr} , при которой начинается пластическая неустойчивость.

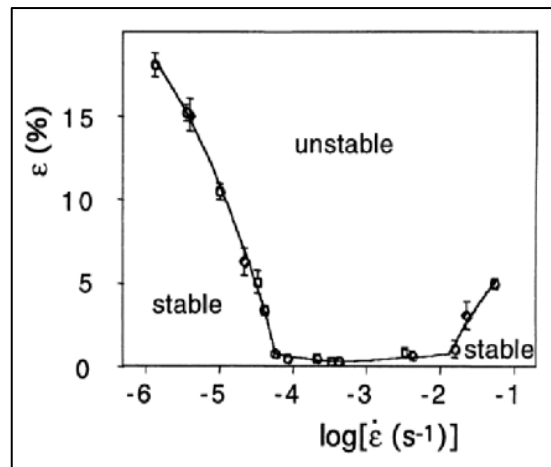


Рисунок 1.6 Изменение критической деформации как функции скорости деформации для Al-4.8%Mg[26].

Как видно из Рис. 1.5, вначале пластическое течение макроскопически однородно, скачки напряжения начинаются только после некоторой критической деформации ϵ_{cr} [25, 98]. Рисунок 1.6 демонстрирует типичную зависимость критической деформации от приложенной скорости деформации. Можно увидеть, что увеличение $\dot{\epsilon}_a$ приводит к росту ϵ_{cr} в области высоких скоростей деформации (так называемое “нормальное поведение”) и уменьшению при низких скоростях деформации (“инверсное поведение”).

Рисунок 1.6 также иллюстрирует диапазон скоростей деформации, в котором наблюдается неустойчивость. Фактически эффект ПЛШ наблюдается в ограниченной области температур и скоростей деформации. Морфология изменений напряжения сильно зависит от экспериментальных условий, в частности от $\dot{\epsilon}_a$ (см. Рис. 1.5). В большинстве случаев, форма деформационных кривых также зависит от состава материала, микроструктуры и размеров образца. Тем не менее, тщательный анализ деформационных кривых позволил их классифицировать по нескольким общим типам поведения[149].

В зависимости от формы деформационных кривых и пространственного узора деформационных полос, в литературе выделяют три типа поведения (тип *A*, тип *B* и тип *C*)[94]. Конкретный тип поведения зависит от T и $\dot{\epsilon}_a$, изменение которых приведёт к постепенному изменению типа неустойчивости ПЛШ. При данной температуре поведение типа *A* наблюдается в непосредственной близости к верхней границе скоростей деформации из интервала существования эффекта ПЛШ, обычно выше 10^{-3} c^{-1} для сплавов AlMg. Данному типу свойственны нерегулярные флуктуации напряжения без видимой характерной амплитуды. Эти флуктуации соответствуют зарождению деформационных полос вблизи одного из концов образца и их квазинепрерывному распространению вдоль оси растяжения. По-видимому, флуктуации скорости и ширины распространяющейся полосы влияют на величину флуктуаций напряжения. Стоит отметить, что за распространением полосы через образец следует фаза зарождения новой полосы, сопровождаемая ростом напряжения. Скачки напряжения, вызванные началом распространения полос, наблюдаются над воображаемым продолжением гладкой деформационной кривой за ϵ_{cr} .

Неустойчивость типа *B* наблюдается приблизительно при $\dot{\epsilon}_a = 10^{-4} \text{ c}^{-1}$. Для неё характерны более регулярные скачки нагрузки, так что колебания напряжения происходят вокруг воображаемой гладкой кривой. Каждое падение напряжения

является результатом возникновения статичной деформационной полосы зародившейся вблизи предыдущей, поэтому такой режим часто относят к “прыжковому распространению” полос. Такое распространение полосы приводит к формированию серий скачков нагрузки на кривой деформации. Каждая серия заканчивается периодом гладкой деформации, во время которого наблюдается рост напряжения и формирование новой полосы.

Уменьшение скорости деформации примерно до $\dot{\epsilon}_a = 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ приведёт к переходу к неустойчивости типа С. При этом типе поведения падения нагрузки происходят под деформационной кривой. Эти скачки имеют характерный размер, подобно зубцам типа В. Их обычно относят к случайному зарождению статичных полос, хотя анализ зубцов показывает существование некоторых корреляций[107]. Стоит отметить, что при промежуточных скоростях деформации наблюдается смешанное поведение.

1.3.2 Микроскопический механизм

Как известно, дислокационный механизм пластической деформации является термически активируемым процессом движения дислокаций через препятствия[11]. Поэтому, подобно любому другому активируемому процессу, для него характерна положительная зависимость управляющей силы от скорости процесса, т.е. для поддержания более высокой скорости требуется большая сила. Возникновение неустойчивости ПЛШ обычно связывают с отрицательной величиной скоростной чувствительности (SRS) приложенного напряжения σ : $S = \frac{\partial \sigma}{\partial \ln \dot{\epsilon}} < 0$. Эта инверсия знака S вызвана динамическим деформационным старением (ДДС) дислокаций[29, 128]. Она возникает из-за повторяющегося процесса закрепления-отрыва дислокаций от примесных атомов. Схематически механизм ДДС можно описать следующим образом. На микромасштабе движение дислокаций состоит из очень короткой фазы свободного движения и чередующейся с ней долгой фазы ожидания термической активации, связанной с задержками дислокаций на локальных препятствиях,

например, на дислокациях леса. В течение времени ожидания, примесные атомы диффундируют к дислокациям и дополнительно закрепляют их на препятствии. Таким образом, величина дополнительного закрепляющего напряжения будет зависеть от конкуренции между двумя временными масштабами: временем ожидания на препятствии t_w и временем диффузии примесей t_a , которые в свою очередь зависят от скорости деформации и температуры. Эффект ПЛШ возникает, если эти два временных масштаба сопоставимы. На Рис. 1.7(a) приведена схематическая иллюстрация $\sigma(\dot{\epsilon})$ -зависимости для данной температуры. В пределе очень высокой скорости деформации ($t_w \ll t_a$), дислокации движутся, не замечая примесных атомов. В противоположном пределе ($t_w \gg t_a$), дислокации постоянно насыщены примесными атомами и движутся вместе с примесными облаками. На схеме эти два случая обозначены интервалами скоростей деформации $\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_2$ и $\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_1$, соответственно. Оба интервала соответствуют нормальному положительному наклону $\sigma(\dot{\epsilon})$ -зависимости характерному для термически активируемых процессов. Стоит отметить, что левая сторона соответствует более высокому уровню напряжения, т.к. движение дислокации с примесным облаком требует большего напряжения, чем движение свободной дислокации. В диапазоне скоростей между $\dot{\epsilon}_1$ и $\dot{\epsilon}_2$ концентрация примесей C на дислокациях уменьшается с увеличением $\dot{\epsilon}$, т.е. наклон $\sigma(\dot{\epsilon})$ -зависимости становится отрицательным. Поэтому, общее поведение $\sigma(\dot{\epsilon})$ -зависимости представляют в виде N -образной кривой. Интервал неустойчивости покрывает несколько порядков величины $\dot{\epsilon}$ (схема на Рис. 1.7(a) выглядела бы реалистичней, если бы ось $\dot{\epsilon}$ была представлена в логарифмическом масштабе).

Пенниг продемонстрировал поведение системы, когда приложенная скорость деформации лежит в интервале между $\dot{\epsilon}_1$ и $\dot{\epsilon}_2$ [139]. В этом случае после начала опыта скорость деформации медленно нарастает до порогового значения $\dot{\epsilon}_1$. В момент достижения этой величины, $\dot{\epsilon}$ перепрыгивает с левой “медленной” ветви на

правую “быструю” ветвь N-образной кривой (см. Рис. 1.7(a)). Поскольку напряжение не может измениться мгновенно, скачок происходит при постоянном напряжении (горизонтально). В экспериментах с постоянной приложенной скоростью деформации $\dot{\varepsilon}_a$ упругая реакция деформационной машины конвертирует скачок скорости деформации во внезапную разгрузку. Такое уменьшение напряжения приводит к скачку $\dot{\varepsilon}$ назад на медленную ветвь. Затем цикл повторяется, в результате на кривой деформации возникают зубцы (см. Рис. 1.7(b)). Такое периодическое движение с двумя характерными масштабами времени называют *релаксационными колебаниями*[21]. Подобное циклическое поведение возникает во время наблюдения эффекта Ганна в среде с отрицательным дифференциальным сопротивлением[37].

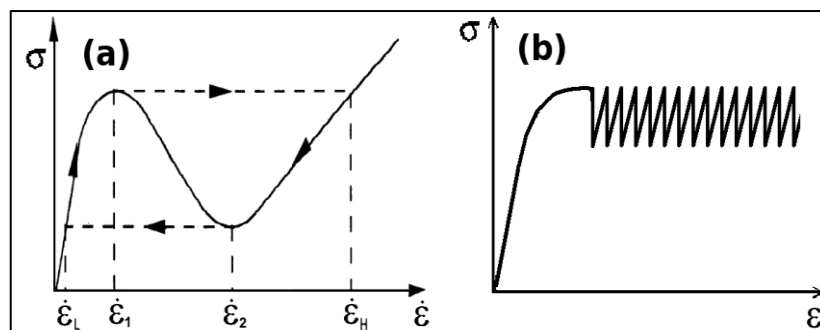


Рисунок 1.7 (а) Схематическое представление N-образной SRS зависимости; (б) Результирующая неустойчивость в форме зубчатой деформационной кривой.

Для математического описания такого поведения обычно используют различные варианты следующего основного уравнения составленного из трех аддитивных слагаемых:

$$\sigma = \sigma_h + S_0 \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right) + \sigma_{\text{ДДС}} \left\{ 1 - \exp \left(- \left(\frac{\Omega(\varepsilon)}{\dot{\varepsilon}\tau} \right)^p \right) \right\}, \quad (1.2)$$

где первое слагаемое отражает деформационное упрочнение, S_0 является положительной SRS в отсутствии ДДС, и третье слагаемое связано с ДДС[93, 116]. Величина $\sigma_{\text{ДДС}}$ равна максимальному напряжению пиннинга, которое соответствует насыщению дислокации примесями. Величина τ соответствует характерному времени диффузии примесей. Коэффициент p равен $2/3$ для объемной диффузии[56] или $1/3$ для диффузии в дислокационном ядре[89]. Параметр $\Omega(\varepsilon) =$

$b\rho_m\rho_f^{-1/2}$ качественно введен в [93] с целью описать “элементарную пластическую деформацию”, т.е., деформацию производимую, когда все мобильные дислокации активированы и движутся к следующей закрепленной конфигурации (b и ρ_m вектор Бюргера и плотность мобильных дислокаций, ρ_f плотность дислокаций леса).

Это уравнение позволяет объяснить существование критической деформации для начала эффекта ПЛШ. *Кубин и Эстрин* [93] рассмотрели эволюцию Ω с деформацией с целью найти условия, при которых SRS становится отрицательной. Кроме того, в работе [30] была проверена эволюция τ из-за появления вакансий в процессе деформации. Эти исследования дали качественное объяснение нормального и инверсного поведения ε_{cr} , но количественные предсказания оказались не достаточно точными, особенно для инверсного поведения. С целью улучшить эти предсказания недавно было предложено несколько моделей. Они основывались на учете либо $\sigma_{ддс}$, либо концентрации примесей на дислокациях, последние приводят к модификации аргумента экспоненты в Ур.1.2 [33, 178]. *Мазиер и Диерке* [124] показали, что согласие с экспериментальными результатами может быть улучшено заменой условия $S < 0$ более сильным требованием, которое приведёт к экспоненциальному нарастанию неустойчивости. Тем не менее, этот вопрос до сих пор остаётся дискуссионным.

1.3.3 Наблюдение сложного поведения

Важным успехом микроскопических моделей было качественное предсказание пластической неустойчивости, связанной с распространением полос ПЛШ и зубчатой деформационной кривой. Тем не менее, наблюдаемое в эксперименте поведение является более разнообразным и сложным. Некоторые аспекты такой сложности были упомянуты во Введении. Ниже коротко приведено обобщение различных наблюдений.

В течение последних нескольких десятилетий, различные методы анализа нелинейных динамических систем (динамический анализ [19], статистический

анализ[99], вейвлет анализ[92], мультифрактальный анализ[108], и т.д.) были использованы для описания сложного поведения зубчатых деформационных кривых. Каждый из этих методов позволил выделить тот или иной аспект поведения. Совокупность всех результатов доказывает коррелированную природу скачков напряжения. Однако корреляции сильно зависят от материала и экспериментальных условий (температура, скорость деформации, микроструктура). В частности, корреляции при неустойчивости типа А характеризуются степенными статистическими распределениями амплитуд и длительностей падений напряжения, а также степенным законом Фурье-спектра[20, 31, 99]. На основе анализа критических показателей степени была выдвинута гипотеза о поведении СОК. Однако это предположение остается дискуссионным. Например, *Анантакришна и Бхарати*[18] отмечают, что модели СОК требуют медленной управляющей скорости, в то время как поведение эффекта ПЛШ своеобразно в этом смысле: степенная статистика наблюдается при высоких величинах $\dot{\epsilon}_a$, уменьшение $\dot{\epsilon}_a$ приводит к гистограммам с пиком. Эти авторы предположили, что критическое поведение при высоких значениях $\dot{\epsilon}_a$ подобно поведению при гидродинамической турбулентности[79]. Для зубцов типа В было доказано появление детерминированного хаоса[19, 20, 31]. В этом случае статистические распределения падений напряжения имеют асимметричную относительно пика форму. Наконец, зубцы типа С характеризуются распределением близким к Гауссову. Тем не менее, с помощью мультифрактального анализа было выявлено, что даже эти зубцы не являются полностью стохастическими[107]. Вообще говоря, мультифрактальный скейлинг был найден для кривых *напряжение-время* во всем диапазоне скоростей деформации соответствующих неустойчивости ПЛШ[31, 104, 108].

Недавние исследования выявили, что степенные распределения могут возникнуть даже в условиях поведения типа С[105]. Неожиданный для этих условий вывод касается флуктуаций напряжения, которые возникают на меньшем масштабе напряжений, чем глубокие зубцы типа С. Действительно, при низких скоростях

деформации увеличение кривой деформации позволяет выделить два различных масштаба падений напряжения. До сих пор механизм ответственный за появление маленьких скачков привлекает мало внимания. Обычно, их рассматривают как “шум” связанный с неоднородностью материала. Эта точка зрения подтверждается, зависимостью скачков от обработки поверхности[15]. Однако, такие флуктуации демонстрируют нетривиальное статистическое поведение, когда ими не пренебрегают, статистический анализ приводит к бимодальным гистограммам с двумя различными пиками[34, 151]. Применение анализа по отдельности к двум группам событий показало, что в то время как большие скачки напряжения описываются симметричным распределением с пиком, маленькие зубцы демонстрируют степенное поведение с показателем степени между 1 и 1.5 (Рис. 1.8)[34, 105]. Эти наблюдения доказывают неслучайную природу маленьких зубцов и, следовательно, раскрывают мультимасштабный характер деформационных процессов. Тем самым они добавляют интерес к исследованиям с высоким разрешением, например, с помощью непрерывного наноиндентирования[1, 2] или АЭ.

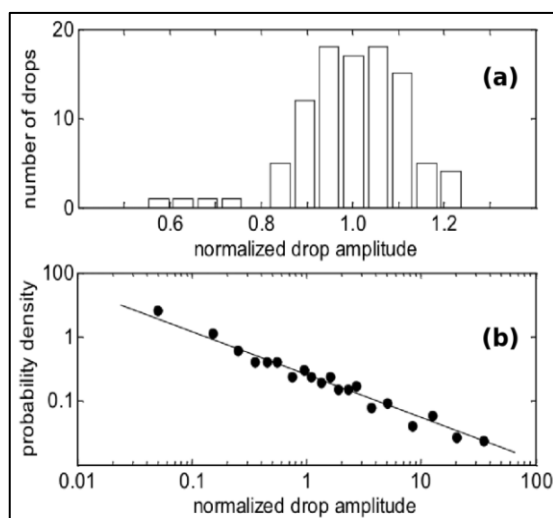


Рисунок 1.8 Распределение амплитуд (a) больших скачков напряжения и (b) низко-амплитудных зубцов, наблюдаемых в сплаве AlMg при $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ [105].

До недавнего времени, применение техники АЭ к изучению эффекта ПЛШ было в основном сосредоточено на анализе средних характеристик, таких как скорость числа отсчетов АЭ в единицу времени (см. § 2.1.4) [50, 51, 145]. Рисунок 1.9 иллюстрирует типичные результаты для сплавов AlMg. Подобно другим материалам АЭ появляется очень рано практически в области упругой деформации. Скорость числа отсчетов быстро нарастает и проходит свой максимум в области упругопластического перехода. Этот переход иногда сопровождается площадкой Людерса (см. Рис. 1.9(a)). Последнее явление часто наблюдается в тех же сплавах, что и эффект ПЛШ. Его появление обычно объясняют распространением деформационной полосы через весь образец возникающей из-за открепления дислокаций от их примесных атмосфер в статически состаренном материале, в то время как эффект ПЛШ вызван динамическим деформационным старением дислокаций[11].

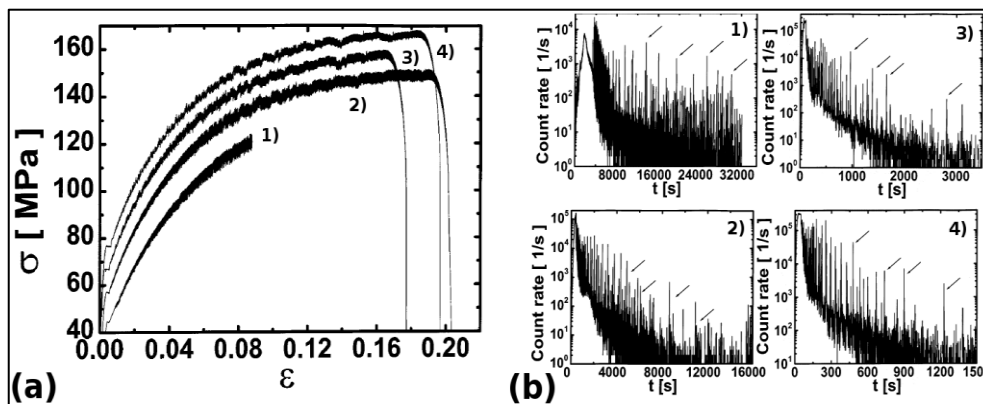


Рисунок 1.9 (a) Деформационные кривые и (b) соответствующие временные зависимости скорости числа отсчетов АЭ для сплава Al-1.5%Mg деформированного при комнатной температуре и различных скоростях деформации (1) $\dot{\epsilon}_a = 2.67 \times 10^{-6} \text{ c}^{-1}$; (2) $\dot{\epsilon}_a = 1.33 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$; (3) $\dot{\epsilon}_a = 5.33 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$; (4) $\dot{\epsilon}_a = 1.33 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ [51].

На Рис. 1.9(b) представлены всплески скорости числа отсчетов АЭ, которые сопровождают внезапные скачки напряжения типа С. Увеличение $\dot{\epsilon}_a$ приводит к постепенному исчезновению такой корреляции так, что в случае типа В только часть зубцов сопровождается этими всплесками. Более того, очень сильная АЭ наблюдается во время фазы зарождения новой серии деформационных полос.

Несмотря на то, что в этой области отсутствуют неожиданные флуктуации напряжения. В случае поведения типа А наблюдаются редкие всплески АЭ. Эти всплески соответствуют подъемам напряжения, связанным с новыми деформационными полосами. Наблюдения корреляций между скоростью числа отсчетов и скачками напряжения, особенно во время зубцов типа С, привели к предположению, что неустойчивость ПЛШ вызывает дискретные события АЭ. Эти всплески создаются движением огромных ансамблей дислокаций, которые вызывают макроскопические скачки напряжения. В то же время, дислокационные лавины малого размера появляются случайно во время макроскопически гладкого пластического течения и создают практически непрерывную АЭ. Эта гипотеза была также подтверждена наблюдением дискретных акустических событий во время скачков нагрузки, в то время как распространение полосы Людерса сопровождается непрерывными сигналами АЭ с наложенными на них дискретными событиями[51] (см. Рис. 1.10). Однако, следует отметить, что акустические приборы доступные в то время не позволяли аккуратное согласование скачков напряжения с наблюдаемыми событиями АЭ.

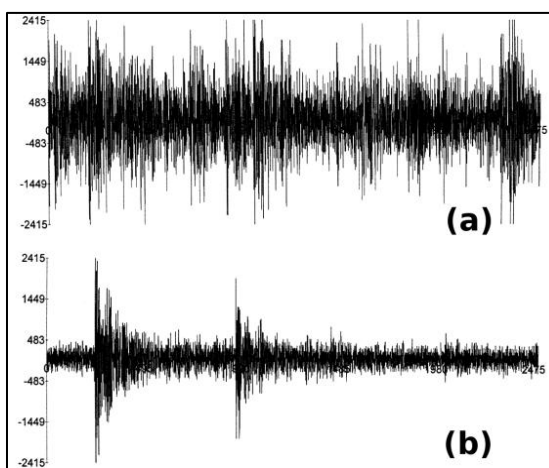


Рисунок 1.10 Волновые формы сигналов АЭ наблюдаемые в течение (а) явления Людерса и (б) эффекта ПЛШ[51]. Полная длина временного интервала 2.5 мс.

Недавно было поставлено под сомнение это противопоставление дискретной и непрерывной АЭ в условиях эффекта ПЛШ. Во-первых, было установлено, что

амплитуды акустических событий варьируются в одном и том же диапазоне во время гладкого и прерывистого течений в сплаве AlMg[34]. Несмотря на это, длительности событий иллюстрируют дискретное поведение. Исходя из этого, было сделано предположение о синхронизации близких по величине событий скольжения в процессе формирования полосы ПЛШ. Она возникает благодаря распространению упругих волн, которые приводят к слиянию соответствующих акустических событий. Эта гипотеза согласуется с оптическими наблюдениями сложной эволюции формирования деформационных полос[85, 160]. Стоит уточнить, что применяемые оптические методы были ограничены миллисекундным временным масштабом. Эта гипотеза также согласуется с результатами мультифрактального анализа индивидуальных волновых форм записанных во время прерывистого течения в сплаве AlCu[102]. В этой работе авторы показали, что одиночные события АЭ могут не быть элементарными и могут обладать тонкой структурой. С другой стороны, *Виноградов и Лазарев*[167] с помощью техники потока данных (см. § 2.1.3), показали непрерывный характер АЭ, сопровождающей эффект ПЛШ в α -латуни. Тем не менее, в этой работе было проверено только поведение типа А.

Несколько лет назад начали применять статистический анализ к АЭ, записанной во время наблюдения эффекта ПЛШ[34, 35, 105, 106]. Важным результатом этих работ является обнаружение степенной статистики амплитуд событий АЭ во всех экспериментальных условиях. Кроме того, события АЭ во время скачков нагрузки и во время гладких интервалов имели очень близкие распределения. Эти результаты привели к гипотезе, что деформационные процессы, протекающие на мезоскопическом масштабе (масштаб измерений АЭ), имеют близкую природу, как во время скачков нагрузки, так и во время гладкого пластического течения. Мультифрактальный анализ серии событий АЭ также подтвердил этот неожиданный результат. С его помощью было установлено, что временные корреляции, характеризующие АЭ, не имеют особенностей связанных с эффектом ПЛШ[106]. Стоит отметить, что значения экспонент, характеризующих

степенные распределения амплитуд $AЭ$, отличаются от значений, найденных в чистых материалах. Кроме того, наблюдаемые экспоненты зависят от $\dot{\epsilon}_a$ и изменяются в процессе деформации.

1.3.4 Численные модели

Численные модели эффекта ПЛШ нацелены на воспроизведение наблюдаемого сложного поведения зубчатых деформационных кривых. Для достижения этой цели при моделировании необходимо учитывать неоднородность пластической деформации и пространственную связь между разными участками деформируемого образца. В рамках общего подхода к построению таких феноменологических моделей, *Жбиб* и *Айфантис* предложили ввести пространственную связь в виде второго градиента деформации[177]. Это слагаемое появляется в Ур. (1.2) либо в виде дополнительного внутреннего напряжения,

$$\sigma = \sigma_h(\epsilon) + F(\dot{\epsilon}) + c \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial^2 x}, \quad (1.3)$$

либо в форме предложенной *Жанклод* и *Фрессенджас*[84], описывающей дислокационный транспорт из-за двойного поперечного скольжения дислокаций[11],

$$\sigma = \sigma_h(\epsilon) + F(\dot{\epsilon} - D \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial^2 x}). \quad (1.4)$$

В этих уравнениях $F(\dot{\epsilon})$ является вышеописанной N -образной характеристикой задаваемой суммой второго и третьего слагаемых из Ур.1.2, c – константа, имеющая упругую природу, и D – коэффициент подобный коэффициенту диффузии. В литературе были проверены различные механизмы, которые могут влиять на пространственную связь через внутренние напряжения. К таким механизмам относятся пластическое деформационное несоответствие[64], упругие поля дислокаций[39], нелокальное деформационное упрочнение[177], вращение оси образца в случае монокристаллов[76], изменение поперечного сечения образца, приводящее к трехосному характеру напряжения[36]. Сравнение различных механизмов показало, что в случае поликристаллов дальнедействующие напряжения несоответствия играют преобладающую роль[76, 100]. Стоит отметить, что

транспорт дислокаций также может проявлять себя на короткодействующем масштабе[166].

На основе этих идей было предложено несколько *1D* моделей. *МакКормик и Линг* рассмотрели цепочку твердых блоков, которые подчиняются одному основному уравнению и, кроме того, связаны через трехосные напряжения[126]. Модель успешно воспроизвела некоторые аспекты деформационных кривых типа А и типа В, а также распространение деформационной полосы. *Лебёдкин и др.* использовали аналогичную модель, в которой твердые блоки были связаны упругими пружинами[99, 101]. Данная модель воспроизвела не только характерные типы поведения, но и переход от степенной к колоколообразной статистике. *Анантакришина и др.* разработали иную модель (см. обзор[17] и ссылки в нем). В рамках этой модели феноменологический нелинейный закон не применяется к каждому блоку, а рассматривается диффузия и взаимные реакции нескольких плотностей дислокаций, одна из них соответствует дислокациям, несущим примеси. Авторы предположили, что связь между блоками будет осуществляться через двойное поперечное скольжение дислокаций. Несмотря на то, что в отличие от других моделей эта модель не использует принципы механизма ДДС, она также воспроизводит различные черты эффекта ПЛШ, включая переход от масштабно-независимого к хаотическому поведению.

При построении *3D* моделей также были использованы идеи, основанные на комбинации нелокального подхода с вышеописанной микроскопической моделью ДДС [13, 91, 97, 166]. Несмотря на то, что *3D* модели очень дорогие в отношении времени вычислений, они дают возможность избежать явных домыслов о природе пространственной связи. Например, *Кок и др.* предложили модель эффекта ПЛШ в поликристаллах, в которой пространственная связь появляется из-за несоответствия пластической деформации между соседними зёрнами с различной ориентацией. В данной модели возникновение пластического деформационного несоответствия было вызвано дислокационным скольжением, которое может происходить в

различных системах скольжения характерных для ГЦК металлов[91]. Эта модель описала характерные пространственно-временные особенности эффекта ПЛШ, такие как масштабно-инвариантный и хаотический режимы поведения. Из вышеописанных результатов следует, что динамика эффекта ПЛШ существенным образом определяется двумя факторами: 1) отрицательной скоростной чувствительностью напряжения, вытекающей из ДДС и приводящей к неустойчивости однородного пластического течения; и 2) неоднородности пластического течения, которая стремится исчезнуть из-за пространственной связи, но периодически возобновляется по причине неустойчивости.

1.4 Лавинная динамика при перемагничивании тонких плёнок

В § 1.1 был кратко описан механизм неустойчивости при перемагничивании ферромагнетиков. Более того, была упомянута работа[127], где авторы показали, что феноменологические уравнения, описывающие неустойчивую пластическую деформацию применимы и для описания неустойчивого намагничивания. Эта аналогия между намагничиванием и пластической деформацией делает возможным предсказание магнитной кинетики при различных условиях намагничивания. Кроме того, исследование перемагничивания ферромагнетиков можно осуществлять с помощью магнитооптических методов, визуализирующих движение доменных границ (ДГ). Эта методика даёт возможность напрямую описывать характер движения ДГ, в то время как динамику дислокаций можно изучать только на основе результатов косвенных измерений.

1.4.1 Эффект Баркгаузена в 2D системах

Вопрос о прерывистом движении ДГ в ферромагнитных материалах изучается долгое время. Однако, большая часть исследований, как экспериментальных, так и теоретических, затрагивала в основном динамику ДГ в объёмных материалах. В то же время изучение двумерных систем вызывает немало проблем, связанных как с

построением модели, так и с экспериментальным измерением. При теоретическом описании, основная проблема заключается в более богатой топологии доменов и доменных стенок в тонких плёнках (параллельные или “head-on” домены, заряженные или незаряженные границы, намагниченность в- или вне- плоскости плёнки, границы параллельные или зигзагообразные), чем в объёмных образцах (где в основном параллельные домены с не заряженными стенками)[81]. Таким образом, обобщение трёхмерных моделей на двумерный случай не является тривиальной задачей. Тем не менее, развитие этих моделей привело к предсказанию, что показатели степени должны зависеть от размерности системы и механизмов магнитного взаимодействия. Например, *Церрути и Заппери* предложили модель для шума Баркгаузена в тонких плёнках[42]. Они показали, что дискретное движение зигзагообразной ДГ описывается степенным распределением с критическим индексом $\beta = 1.34$. Проблемы экспериментального исследования двумерных систем были связаны с тем, что индуктивный метод, традиционно применяющийся для изучения динамики ДГ в объёмных образцах, не пригоден в случае тонких плёнок. Действительно, в плёнках изменения магнитного потока при движении ДГ очень слабые, что приводит к сильно зашумленным кривым намагничивания. Эту экспериментальную трудность удалось решить благодаря развитию и применению магнитооптических (МО) методов дающих прямой доступ к статистическому исследованию процессов намагничивания в тонких плёнках[90, 112, 113, 144]. Стоит отметить, что эти методы не имеют достаточного разрешения по времени для анализа статистики длительности лавин. Первые результаты, полученные этим методом, подтверждают, что скачки намагниченности в тонких плёнках распределены по степенному закону. Тем не менее, критический индекс зависит от исследуемого материала, например, $\beta = 1.1$ в плёнках Fe[144] и $\beta = 1.33$ в плёнках Co[90] и Ni_{0.8}Fe_{0.2}[175].

Недавно были опубликованы несколько работ, в которых затрагивался вопрос влияния конкретных механизмов магнитного взаимодействия на коллективное

движение ДГ в 2D системах[90, 112, 113, 150]. Было показано, что в случае плёнок Co показатель степени не изменяется при варьировании толщины плёнки в диапазоне между 5 нм и 50 нм[90]. Этот результат подтверждает теоретическое предсказание о том, что число дефектов не влияет на наклон распределения, а только накладывает ограничения на максимальный размер лавин[156]. В работе[150] было показано, что критический индекс уменьшается при повышении температуры. Этот результат авторы связывают с конкуренцией между дальнедействующим дипольным взаимодействием и короткодействующим поверхностным натяжением ДГ, которая помимо влияния на наклон распределения скачков приводит к изменению угла между сегментами зигзагообразной границы. В то же время, *Ли и др.*[113], установили, что в плёнках NiFe, при содержании железа более 50%, наклоны распределений не зависят от концентрации Ni, как показано на Рис. 1.11. Таким образом, очевидно, что вопрос об универсальности масштабно-независимого поведения скачков намагниченности в случае 2D систем остаётся открытым.

В настоящей работе исследование данного вопроса будет продолжено на примере слоистых гетероструктур типа ферромагнетик (ФМ)/антиферромагнетик (АФМ). Выбор данных структур связан с их уникальными свойствами, возникающими из-за обменного взаимодействия между слоями, которые будут рассмотрены в следующем параграфе. Такие структуры представляют особый интерес при исследовании статистики и динамики процессов намагничивания, потому, что они могут быть подвержены влиянию изменений обменного взаимодействия. В частности, в литературе сообщается о том, что сила обменной связи очень чувствительна к толщине АФМ слоя. Кроме того, её можно изменить с помощью отжига[74]. В недавней работе, *Ли и др.* продемонстрировали влияние силы обменной связи между слоями на динамику ДГ в ФМ слое[112]. А именно, они показали, что утолщение АФМ слоя может привести к разрушению масштабно-независимого поведения скачков Баркгаузена в таких структурах. Тем не менее, в упомянутой работе рассматривалась структура ФМ/АФМ без наведения

однонаправленной анизотропии, которая приводит к возникновению замечательных эффектов, таких как обменное смещение и уширение петли гистерезиса.

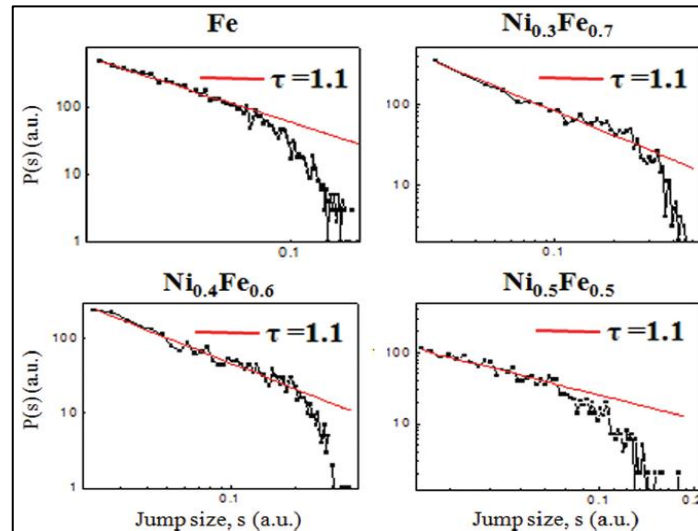


Рисунок 1.11 Распределение скачков намагниченности в образцах Fe и NiFe толщиной 50 нм[113].

1.4.2 Особенности перемагничивания слоистых структур типа ферромагнетик/антиферромагнетик

Гетероструктуры ФМ/АФМ играют очень важную роль в современной микроэлектронике. Их широкое применение связано с возникновением обменной связи на общем интерфейсе между ФМ и АФМ слоями, которое значительно изменяет некоторые их свойства. Примерами этих свойств являются смещение вдоль оси H и уширение петли гистерезиса. Они были открыты более полувека назад *Майклджджоном и Бином* при охлаждении частиц Co в магнитном поле[129, 130]. Наблюдаемый сдвиг петли гистерезиса возникает, когда порядок в АФМ слое установлен в присутствии ФМ слоя. Само по себе антиферромагнитное упорядочение может произойти в любом состоянии соответствующем минимуму свободной энергии. Однако, когда АФМ слой связан с ФМ слоем, он выбирает состояние соответствующее минимуму энергии с учётом связи с ферромагнетиком. Поскольку внешнее поле практически не влияет на АФМ слой, то он запоминает направление ФМ слоя в момент, когда антиферромагнитное упорядочение было

установлено, даже при последующем вращении намагниченности ФМ слоя. Это явление получило название однонаправленной или обменной анизотропии.

Помимо наличия однонаправленной анизотропии было экспериментально установлено, что в таких структурах поле обменного смещения H_{EX} и коэрцитивное поле H_C обратно пропорциональны толщине ФМ слоя[45, 86, 122, 165]. В то же время величина H_{EX} не зависит от толщины АФМ слоя при толщине слоя больше некоторого порогового значения[80, 86, 161] и быстро спадает до нуля при толщинах меньших этого значения, тогда как H_C имеет более сложную зависимость. Многочисленные исследования таких обменно-связанных структур показали, что коэрцитивное поле H_C также как H_{EX} зависит от конфигурации АФМ спинов на интерфейсе, связанно с ориентацией АФМ слоя[86], его текстурой[132] и анизотропией[40, 122].

Для объяснения наблюдаемых в эксперименте величин H_{EX} и H_C в литературе был предложен ряд моделей[117, 122, 129, 137, 163] объясняющих природу и величину возникающего обменного смещения. В частности, *Маури и др.* показали, что при перемагничивании ФМ слоя структура спинов в АФМ слое не является статичной, происходит постепенный разворот спинов, приводящий к возникновению обменной пружины (спиновой спирали) вблизи интерфейса ФМ/АФМ[123]. Это предсказание было подтверждено экспериментально в работе[48]. Авторы этой работы наблюдали гибридные доменные границы, состоящие из участков в ФМ и АФМ слоях в образце NiFe/FeMn. При перемагничивании такой структуры внешнее магнитное поле приводит в движение часть границы, находящуюся в ФМ слое. Эта часть увлекает специфический участок ДГ, расположенный в АФМ слое вблизи общего интерфейса. В свою очередь смещение этого специфического участка приводит к формированию обменной пружины параллельной данному интерфейсу и заключённой между подвижным и неподвижным участками ДГ в АФМ слое. Формирование пружины заканчивается при полном намагничивании ФМ слоя, что приводит к закреплению пружины. При уменьшении внешнего поля ниже

некоторого критического значения начинается процесс раскручивания обменной пружины, который увлекает за собой и ФМ спины и приводит к зарождению и росту доменов новой фазы в ФМ слое. Стоит отметить, что формирование обменной пружины начинается в областях, где анизотропия и обменная энергия минимальны, в то время как раскручивание пружины начинается в областях, где обменная энергия и анизотропия максимальны. Таким образом, наличие обменной пружины позволяет объяснить наблюдаемые в эксперименте асимметричное зарождение и рост доменов при перемагничивании. Асимметричное поведение при перемагничивании также наблюдалось во многих других двухслойных структурах, например, NiFe/NiO[134], Co/IrMn[74], NiFe/IrMn[111].

Помимо формирования обменных спиновых пружин, важную роль в процессах перемагничивания двухслойных структур играет наличие дефектов в этих структурах[134]. Однако, влияние таких важных дефектов, как дислокации, на процесс формирования доменной структуры и на процесс перемагничивания обменно-связанных гетерофазных систем до настоящего времени не была изучена. В работе[134] было показано, что краевые и винтовые дислокации, содержащиеся в ФМ/АФМ двухслойных структурах, играют роль специфических центров зарождения доменов и пиннинга ДГ. Однако вопрос экспериментального изучения механизмов влияния дислокаций на процессы перемагничивания ферромагнетиков с однонаправленной анизотропией до сих пор остается открытым. С одной стороны, дислокации создают поле внутренних напряжений, которое благодаря магнитоупругим взаимодействиям оказывает существенное влияние на доменную структуру и характеристики процесса перемагничивания ферромагнитного слоя. С другой стороны, дислокации могут вызывать возникновение доменов и в антиферромагнетике[3]. Таким образом, изучение влияния дислокаций на формирование доменной структуры в структурах ФМ/АФМ является важной задачей поставленной в настоящей диссертации. Более того, вышеописанные особенности перемагничивания гетерофазных структур усиливают интерес к исследованию

динамики ДГ с точки зрения коллективных процессов в таких системах, т.к. в данном случае эксперимент позволяет напрямую связать, наблюдаемые особенности движения на макромасштабе с конкретными микромеханизмами.

1.5 Постановка задачи

Несмотря на большое количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению явления самоорганизации в динамических диссипативных системах, всё ещё остаются вопросы, требующие решения. Одним из таких вопросов является вопрос, возникающий при экспериментальном изучении лавинных процессов различной природы: как суперпозиция (слияние) событий влияет на результаты статистического анализа их амплитуд? Большое значение в решении этой задачи имеет адекватность получаемых экспериментальных результатов реальным процессам, происходящим в изучаемых системах при приложении внешних воздействий. В случае изучения сугубо нелинейных процессов в металлических сплавах при пластической деформации наиболее часто используемым методом регистрации случайных процессов является акустическая эмиссия, а в магнитных гетероструктурах – метод магнитооптической индикаторной пленки.

На момент постановки задачи диссертации принято считать, что АЭ, сопровождающая неустойчивое пластическое течение, состоит из дискретных событий (импульсов), связанных с движением больших дислокационных ансамблей, приводящих к падениям напряжения, и непрерывной эмиссии, генерируемой во время макроскопически гладкого пластического течения. Однако, эта традиционная точка зрения противоречит прерывистости пластического течения в гладко деформируемых чистых материалах. Таким образом, в диссертации поставлена задача выяснения природы акустической эмиссии во время прерывистого и гладкого течения в сплавах и комплексного анализа сигнала этой эмиссии, записанного во время наблюдения эффекта ПЛШ на различных временных масштабах, выявления

влияния деформации и экспериментальных условий на статистику событий. В связи с тем, что ошибочное выделение акустических событий может привести к искажению их видимой статистики, особое внимание следует уделить проблеме индивидуализации событий из зашумленного сигнала и выяснения закономерностей влияния индивидуальных событий на коллективное поведение дефектов и их самоорганизации во время пластического течения поликристаллических сплавов.

Используя статистические методы анализа, развитые при исследовании механизмов коллективной динамики дислокаций в металлических сплавах, и метод визуализации доменной структуры с помощью метода индикаторной пленки изучить влияние кристаллических дефектов в АФМ слое на динамические свойства доменных границ в ферромагнитном слое, обменно-связанном с антиферромагнетиком.

Глава 2 Экспериментальные и аналитические методики

2.1 Деформационные измерения

2.1.1 Объекты исследования и подготовка образцов

Как указано во Введении, в данной работе изучается прерывистая динамика процессов протекающих при пластической деформации поликристаллических материалов и перемагничивании гетероструктур. Основной целью первой части исследований, посвященной пластическому течению, было две задачи: (1) проверить общую проблему эффекта параметров индивидуализации акустических событий на их статистику; (2) исследовать специфические, характерные свойства сигнала АЭ во время прерывистых процессов пластической деформации во время эффекта ПЛШ. Для достижения этих целей основные исследования проводились на поликристаллическом сплаве AlMg. Наряду с этим акустическим сигналом в AlMg, при изучении эффекта индивидуализации событий дополнительно рассматривались сигналы, записанные при деформации сплавов MgZr. Оба типа сплавов демонстрируют сильный кооперативный характер пластического течения, приводящий к сильной акустической активности [51, 119]. В тоже время, имея различную кристаллическую структуру, они характеризуются разными микроскопическими механизмами пластической деформации: сочетание двойникования и дислокационного скольжения в гексагональном магнии и эффект Портевена-Ле Шателье в гцк сплавах алюминия. Более того, использование поликристаллических сплавов позволяет влиять на их зёрненную структуру и дефектную микроструктуру с помощью специальной термообработки.

Сплав AlMg. В работе использовались алюминиевые сплавы серии 5000 с весовым содержанием магния 5%. Образцы были вырезаны в форме собачьей кости с деформируемой областью $30 \times 7 \times 1 \text{ мм}^3$ из холодно-прокатанных листов поперек

направления прокатки. Механические испытания проводились на образцах непосредственно после прокатки и после дополнительной термообработки. Средний размер зерна в неотожжённом материале был равен 4-6 мкм (Рис. 2.1 левый) Отжиг образцов проводился в течении 2 ч. при температуре 400 °С, с последующей закалкой в воде. Такая температурная обработка хорошо известна в литературе. Она нацелена на растворение включений частиц второй фазы и получении практически однородного твердого раствора с однородным распределением атомов магния[83]. Для данного сплава, она привела к частичной рекристаллизации и увеличению размера зёрен примерно в два раза по сравнению с начальным (см. Рис. 2.1 правый).

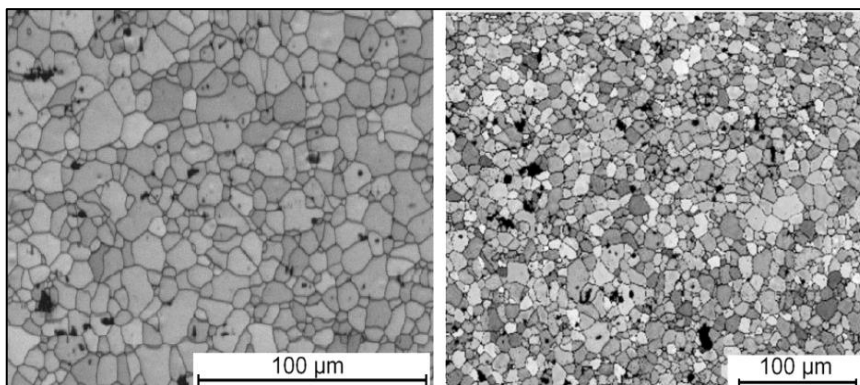


Рисунок 2.1 Микроструктура Al-5вес.%Mg: неотожжённый (левый) и отожжённый (справа).

Магниеые сплавы. Сплавы магния склонны к двойникованию и сопровождаются сильной АЭ, вызванной данным механизмом. Варьируя содержание Zr в этом материале можно влиять на размер зерна. В работе использовались образцы с квадратным поперечным сечением $5 \times 5 \text{ мм}^2$ и длиной деформируемого участка 25 мм. Они были получены из материала с содержанием Zr 0.04 вес.%, 0.15 вес.%, и 0.35 вес.% и имели средний размер зерна 550 мкм, 360 мкм и 170 мкм, соответственно (см. Рис. 2.2). Все образцы были получены литьём из расплава с последующим отжигом в течении 1 ч. при температуре 250 °С, в целях уменьшения плотности дислокаций и двойников, сформировавшихся вовремя застывания.

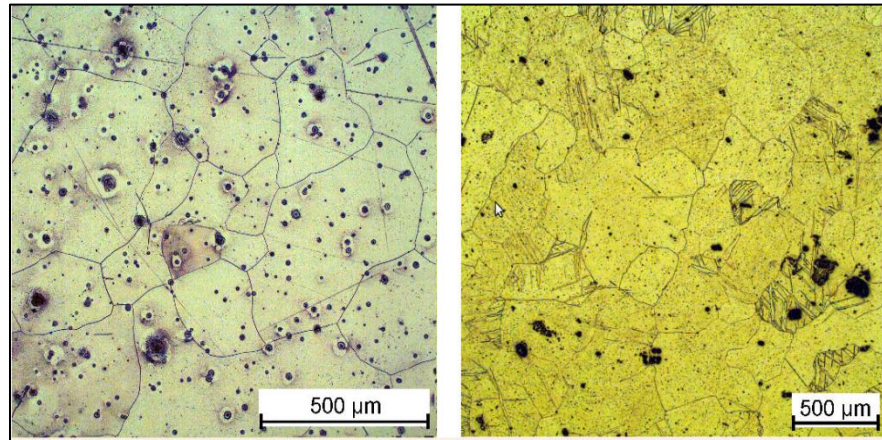


Рисунок 2.2 Микроструктура сплавов Mg-0.35вес.%Zr (левый) и Mg-0.04вес.%Zr (правый).

2.1.2 Механические испытания

Настоящая работа представляет данные полученные в опытах на растяжение. Образцы AlMg были деформированы на высокочувствительной машине *Zwick/Roell 1476* управляемой пакетом программ *testExper*. Опыты были проведены при постоянной скорости подвижного захвата V , т.е. в конфигурации жесткой машины (жесткость машины была приблизительно 10^7 Н/м). Как известно, такой режим нагружения характеризуется сложными деформационными кривыми, для которых были найдены различные нетривиальные динамические режимы (см. главу 1) [19, 99, 146]. Так же стоит напомнить аналогию между эффектом ПЛШ в жёсткой машине и динамическими “покой-скольжения” моделями землетрясений, которая была предложена в нескольких работах [99, 101] и добавляет интереса к анализу АЭ с точки зрения исследования лавинообразных процессов.

Поскольку эффект ПЛШ представляет различные типы поведения в зависимости от приложенной скорости деформации и/или температуры, скорость V варьировалась в широком диапазоне значений соответствующем номинальной приложенной скорости деформации (относящейся к начальной длине образца) в диапазоне $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \div 2 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1}$. Все опыты были проведены при комнатной температуре. Выбор времени оцифровки для записи кривых напряжение-время являлся компромиссом между ограниченным объемом оперативной памяти и

требованием достаточного разрешения скачков нагрузки вызванных неустойчивостью ПЛШ. Поэтому время оцифровки было 4 мс в опытах, длящихся десятки секунд, и 0.5 с в самых медленных, длившихся несколько часов.

Опыты на сплавах магния были проведены в рамках французско-чешского сотрудничества, используя деформационную машину *Zwick Z50* с подобной жёсткостью, находящейся в Карловом Университете в Праге. Все опыты были проведены при комнатной температуре с постоянной номинальной скоростью деформации $\dot{\epsilon}_a = 1 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ и временем оцифровки 0.01 с.

2.1.3 Измерения акустической эмиссии

Поскольку целью настоящей работы было исследование внутренней структуры сигнала АЭ генерируемого в деформируемом образце, измерение АЭ проводилось с использованием только одного акустического датчика. Пространственная локализация источников событий АЭ, например, картография мест, где происходят пластические процессы, является задачей для последующих исследований.

АЭ захватывалась с помощью пьезоэлектрических преобразователей присоединённых к поверхности образца с помощью силиконовой смазки и прищепки, чтобы гарантировать хороший акустический контакт. Большинство экспериментов на сплавах AlMg были сделаны с использованием датчика Micro-80 с рабочей полосой частот 200-900 кГц и чувствительностью 57 В/(м/с) (дБ), изготовленного Physical Acoustic Corporation. Во время опытов на растяжение, с целью избежать прямого удара из-за возникновения на поверхности деформационной полосы, датчик обычно присоединялся к широкой головке образца выше его деформируемого участка (Рис. 2.3). Контрольные тесты с преобразователем расположенным посреди деформируемой части образца не выявили влияния расположения датчика на статистику АЭ.

Такое же расположение датчика было использовано во всех опытах на растяжение магниевых образцов (Рис. 2.3). В этих экспериментах был использован

миниатюрный пьезоэлектрический преобразователь MST8S (3 мм диаметр, полоса частот от 50 до 600 кГц, чувствительность 55 дБ (отн. 1 В_{эфф})), который помогал удерживать хороший акустический контакт, не смотря на искажение поверхности в процессе деформации.

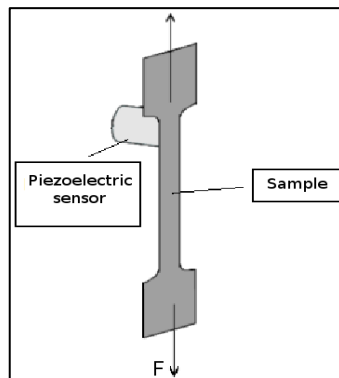


Рисунок 2.3 Схема расположения акустического датчика на образцах AlMg.

Запись АЭ в данном исследовании производилась с помощью систем, которые позволяют непрерывную запись сигнала АЭ приходящего от пьезоэлектрического преобразователя, что сделало возможным комплексную обработку как сигнала целиком, так и отдельных волновых форм акустических событий. Так как такая запись сигналов приводит к огромным файлам данных, полный поток данных был записан только для достаточно высоких скоростей деформации, $\dot{\epsilon}_a > 2 \times 10^{-4} \text{с}^{-1}$. В медленных опытах сигнал записывался частично. Во всех случаях, дополнительно использовалась стандартная процедура выделения событий (“импульсов”) во время всего опыта. Подробное описание этой процедуры приведено в следующем параграфе.

В экспериментах на сплавах AlMg и MgZr, сигнал от преобразователя был предварительно усилен на 40 дБ и записан с помощью системы Euro Physical Acoustics (PCI-2 18-bit A/D плата, изготовленная Physical Acoustic Corporation), с частотой дискретизации 2 МГц или 1 МГц, соответственно.

2.1.4 Индивидуализация акустических событий

Как следует из обсуждения возможного перекрытия лавинных процессов в §1.2.3, выделение отдельных событий из непрерывного сигнала является очень важной проблемой. Действительно, неправильное выделение событий может привести к ошибочным результатам, сделанным, например, на основе их статистического анализа. Ошибка при выделении событий может возникать из-за наложения событий, которые либо следуют друг за другом, либо возникли практически одновременно в разных частях образца. *А priori* не ясно как такое перекрытие отдельных событий повлияет на результаты статистического анализа. С другой стороны, каждое событие АЭ может вызвать эхо из-за отражений звука от интерфейсов и, следовательно, будет записано как несколько отдельных событий. Другой источник ошибок происходит из-за недостаточного разрешения отдельных событий от шума. Все эти факторы зависят от критериев, используемых для идентификации событий внутри акустического сигнала. До сегодняшнего дня, чувствительность видимой статистики к этим критериям не была проверена экспериментально. Не смотря на то, что эта проблема является общей и касается широкого ряда динамических систем различной природы, которые характеризуются депиннинговыми переходами и лавинообразным поведением.

Так как запись потока данных приводит к громадным файлам данных (несколько десятков гигабайт), в большинстве приложений АЭ используется стандартная процедура выделения значимых акустических событий, без записи самого непрерывного сигнала. Чтобы обеспечить преемственность результатов с литературными данными, в данной диссертации эта стандартная процедура идентификации была использована при выделении событий из непрерывно записанных сигналов АЭ. Эта процедура заключается в пошаговом просмотре сигнала и одновременном применении четырех предустановленных параметров (Рисунок 2.4):

- Пороговое напряжение U_0 . Задача этого параметра отрезать часть акустического сигнала ниже уровня шума. Событие считается начавшимся, когда сигнал превышает U_0 .
- Время определения импульса HDT (hit definition time). Событие считается закончившимся, если сигнал остаётся ниже U_0 дольше, чем длительность HDT.
- Время определения пика PDT (peak definition time) определяет пиковую амплитуду события A . А именно, программа определяет локальный максимум сигнала и сравнивает его с текущим значением абсолютного максимума. Текущий абсолютный максимум записывается, как пиковая амплитуда события A если он не был превышен в течение периода равного PDT. В противном случае, пиковой амплитуде присваивается новое значение, и отсчёт времени запускается вновь. В дальнейшем, этот параметр полагается равным половине HDT, если не указано иное значение явным образом.
- Время записи импульса HLT (hit lockout time), или мёртвое время. После нахождения конца события, измерения не производятся в течении HLT в целях фильтрации звуковых отражений. HLT запускается сразу по окончании HDT. Как следствие, сумма HDT и HLT представляет минимальное время между концом одного события и началом следующего.

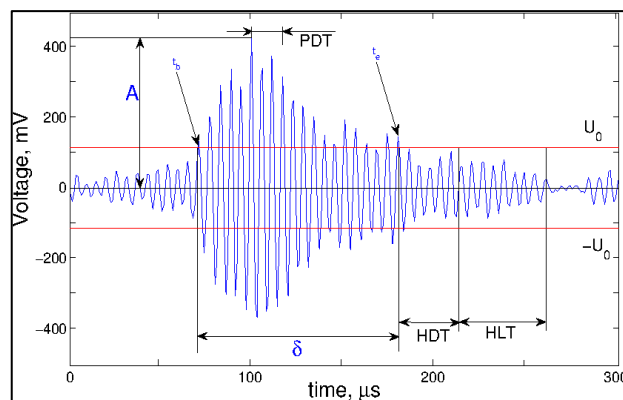


Рисунок 2.4 Схема выделения события

Используя эти предустановленные параметры, могут быть определены различные характеристики для каждого акустического события среди которых:

- Пиковая амплитуда A (см. выше);
- Время начала t_b ;
- Длительность δ ;
- Рассеянная энергия E , вычисляемая как интеграл от квадрата амплитуды сигнала за время длительности события: $E = \int_{t_b}^{t_b+\delta} U^2(t)dt$;
- Скорость счета (count-rate) определяется как число пересечений акустического сигнала через шумовой порог за единицу времени.

Очевидно, что выбор U_0 , HDT, и HLT может влиять на идентификацию событий АЭ и, следовательно, на видимые статистические распределения их характеристик. В литературе обычно используют два подхода к выбору временных параметров. В первом случае, выбирается большая величина HDT, для того чтобы включить все звуковые отражения в одно событие. Поэтому можно взять маленькое HLT. Недостатком такого подхода является то, что длительность события и относящиеся к ней параметры, такие как энергия АЭ, являются плохо определенными. Во втором подходе, берётся маленькое значение HDT для того чтобы отделить импульс от звуковых отражений, которые затем отрезаются посредством выбора большой величины HLT. Этот метод так же имеет недостатки, т.к. он приводит к потере части полезного сигнала, например, “афтершоков”, которые могут следовать за начальным пластическим событием[146]. В любом случае, критерии “малость” или “огромность” приблизительны. Эти проблемы подтверждают необходимость в изучении влияния параметров индивидуализации событий на их статистику, которое было проведено в настоящей диссертации.

2.2 Магнитные измерения

2.2.1 Объекты исследования

Вторая часть экспериментальных исследований данной диссертации направлена на исследование процессов перемагничивания в гетерофазных магнитных структурах. В рамках этого направления решаются две важные задачи: (1) исследование взаимодействия магнитной структуры образца со структурными дефектами, в первую очередь с дислокациями; и (2) изучение влияния дефектов структуры и наличия интерфейса между АФМ и ФМ слоями на динамику ДГ в процессе перемагничивания. Для решения поставленных задач были взяты различные двухслойные плёнки ФМ/АФМ полученные разными способами. Рассмотрение различных вариантов гетероструктур позволяет выявить различные особенности в динамике процессов перемагничивания таких структур.

Решение первой поставленной задачи выполнялось на эпитаксиальных структурах NiFe(10нм)/NiO(50нм) выращенных электронно-лучевым осаждением на монокристаллических подложках MgO{001}. Пермаллой Ni₈₁Fe₁₉, обладающий практически нулевой магнитострикцией, был выбран в качестве ферромагнитного слоя в данном случае, для того чтобы исключить влияние полей напряжения от дислокаций на распределение и преобразование намагниченности в этом слое за счет магнитострикции. Аналогичным методом на кремниевой подложке была выращена поликристаллическая пленка NiFe(15 нм)/NiO(200 нм), которая использовалась для изучения динамики процессов перемагничивания.

Для решения второй задачи, кроме уже упомянутого образца, была исследована серия образцов с одним и тем же АФМ-слоем IrMn, в то время как ФМ-слой в каждом образце был различен. Данная серия образцов была выращена на покрытой оксидом подложке Si(100) с помощью магнетронного распыления. Данные образцы состоят из следующих слоёв: Ta(5 нм)/Ir₂₀Mn₈₀(10 нм)/ФМ/Ta(5 нм)/SiO₂/Si. Буферный танталовый слой позволял навести в данных пленках текстуру <111>[125]. В качестве ФМ-слоя использовали следующие материалы: Co толщиной либо 4нм, либо 10нм и NiFe толщиной 10 нм. В работах[74, 111] проводилось изучение кристаллографической структуры данных образцов с помощью рентгеновской

дифракции. Было установлено, что образцы имеют поликристаллическую структуру с размером зерна в слое IrMn ~ 5 нм и в ФМ слое ~ 6 нм.

Во всех вышеперечисленных образцах однонаправленная анизотропия была наведена однородным полем $H^{ext} = 300$ Э в плоскости подложки в процессе осаждения ФМ- и АФМ-слоёв.

2.2.2 Магнитные измерения

Макроскопические магнитные параметры плёнок были получены из петель гистерезиса, полученных с помощью вибромагнетометра. Для выявления полей напряжений от дефектов кристаллической решётки плёнок использовался метод фотоупругости[136].

Изучение процессов преобразования доменной структуры и движения ДГ при перемагничивании образцов осуществлялось с помощью метода магнитооптических индикаторных плёнок (МОИП)[72]. В рамках данного метода использовалась измерительная установка (см. Рис. 2.5 (а)), собранная на основе поляризационного микроскопа на отражение ПОЛАМ-312. Образец помещается в центре электромагнита, который создаёт плоское магнитное поле, меняющееся как по величине в диапазоне H от 0 Э до 600 Э, так и по направлению ($\varphi = 0^\circ \div 360^\circ$). Для визуализации магнитных доменов в ФМ-слое непосредственно к верхней поверхности образца прикладывается магнитооптическая индикаторная плёнка, как показано на Рис. 2.5 (b). Регистрация магнитооптического отклика производилась с помощью CCD камеры Видеоскан-205, которая позволяет записывать до 10 кадров в секунду.

Идея метода МОИП основана на эффекте Фарадея[6], который заключается во вращении плоскости поляризации линейно-поляризованного света при его прохождении через среду, намагниченную параллельно направлению распространения света. В случае метода МОИП такой средой является висмут содержащая эпитаксиальная плёнка итриево-железистого граната, в которой этот

эффект имеет огромную величину. В отсутствии внешних полей магнитный момент индикатора лежит в плоскости плёнки. Однако, когда индикатор кладётся поверх образца под действием нормальной составляющей H_{\perp} локальных полей рассеяния, магнитные моменты индикатора отклоняются из плоскости плёнки, как схематично показано на Рис. 2.5 (b). Таким образом, линейно-поляризованный свет, падающий перпендикулярно поверхности индикатора, проходя через него и отражаясь от алюминиевого зеркала, напылённого на нижнюю поверхность индикатора, испытывает двойной эффект Фарадея. Затем, при слегка раскрененных поляризаторе и анализаторе на малый угол β наблюдается магнитооптический портрет образца, который представляет собой однородный серый фон, на котором в зависимости от величины и направления H_{\perp} формируются локальные тёмные и светлые участки соответствующей интенсивности.

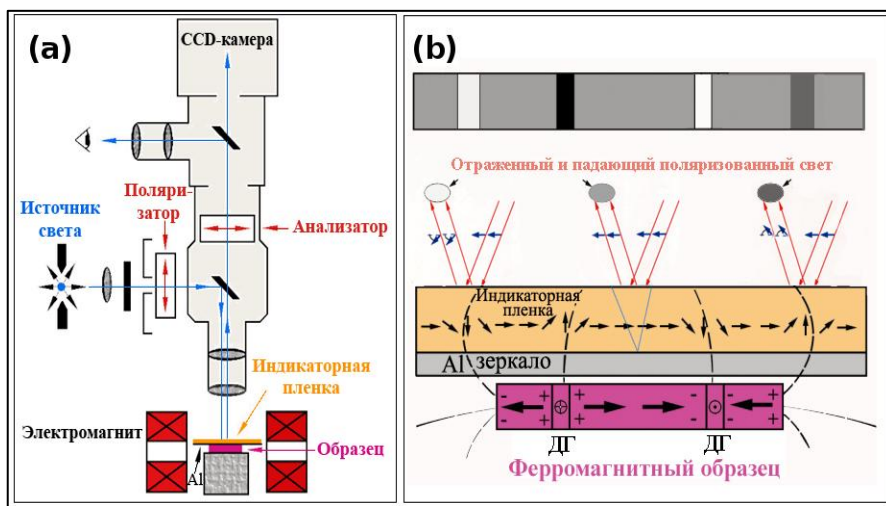


Рисунок 2.5 (a) Блок-схема измерительной установки. (b) Схема визуализации полей рассеяния образца с помощью индикаторной плёнки.

Для повышения контраста полученных изображений и удаления артефактов не магнитной природы применялась компьютерная обработка изображений. Наряду с этим, при изучении динамических свойств процессов перемангничивания магнитные домены на изображениях закрашивались в черный или белый цвет в зависимости от направления намагниченности в них. Затем по этим “двоичным” изображениям

восстанавливался ход петли гистерезиса и оценивался размер скачков намагниченности (см. главу 5).

2.3 Методы анализа динамических систем

2.3.1 Статистический анализ

Многочисленные исследования доказали, что статистический анализ является полезным инструментом при изучении физических процессов, которые описываются не гауссовыми, а степенными статистическими распределениями событий (см. главу 1). Статистический анализ АЭ сопровождающей различные физические процессы обычно прикладывают к амплитудам событий ([22, 34, 146]), так как другие сходные характеристики, например, излученная энергия получаемая интегрированием по всей длительности события АЭ, не точно отражают свойства источника сигнала. В самом деле, временные характеристики могут быть подвержены влиянию свойств трансферной функции пьезоэлектрического датчика, отражений, интерференции звуковых волн и т.п. Дополнительной причиной для такого ограничения в случае эффекта ПЛШ является слияние акустических событий во время скачков напряжения, которое было предположено в [34] и будет подтверждено явными доказательствами в настоящей диссертации. Установлено, что слияние событий приводит в результате к всплескам в их видимой длительности, в то время как диапазон изменения амплитуд остается в основном неизменным. По этим причинам, основное внимание будет уделено анализу распределений амплитуд.

В литературе используются два подхода к статистическому анализу амплитуд АЭ. Первый подход основан на качественной аналогии между пластической деформацией твёрдых тел и сейсмическими процессами. Анализ огромного числа сейсмических записей доказал, что статистика землетрясений подчиняется соотношению Гутенберга-Рихтера между их магнитудой M , характеристикой примерно соответствующей логарифмическому пику амплитуды события АЭ, и числу N землетрясений больших или равных магнитуде M : $\log_{10} N = a - (b \times M)$ [75].

Здесь, сейсмическая величина b характеризует степенной скейлинг. Как легко видеть, неудобство такой прямой проекции методов сейсмологии на изучение статистики АЭ во время пластической деформации в том, что степенное поведение ожидается *a priori*. Другой подход к анализу статистики АЭ был предложен Вайсом и др. [171]. Авторы обосновали, что квадрат величины пиковой амплитуды A акустической волны дает физически обоснованную меру пластической активности, отражающую энергию E , излучённую пластическим процессом в деформируемом образце: $E \sim A^2$. Оба подхода были использованы в настоящей работе и дали согласующиеся результаты. В диссертации будут представлены результаты полученные последним методом. Вычисление распределений квадратов амплитуд акустических событий было проведено с помощью следующей процедуры. Для данной величины x , функция плотности вероятности $P(x)$ выражается как $P(x) = \frac{1}{N} \frac{\delta N(x)}{\delta x}$, где N полное число событий в статистической выборке и $\delta N(x)$ число событий соответствующее величине x в интервале $[x-\delta x/2, x+\delta x/2]$. Для учёта вклада редких событий в статистику, например, событий с большой амплитудой, был использован метод переменного размера ячейки. Который заключается в следующем, если начального размера ячейка содержит меньше событий, чем предустановленное минимальное число, она объединяется со следующими ячейками, пока это минимальное число не будет достигнуто (см.[99, 101]). В настоящей работе, это число было выбрано равным 5.

В случае, когда данные в некотором интервале значений были распределены по степенному закону, показатель степени был определён через наклон соответствующей линейной зависимости в двойных логарифмических координатах, используя метод наименьших квадратов. Недавно, новый обобщенный метод, основанный на технике Монте-Карло, был предложен для оценки близости экспериментальной статистики к степенному закону[52]. Тестовые вычисления

показали, что оценка показателя степени и его погрешность с помощью этих двух методов дают схожие результаты.

В целях проверки влияния степени деформации на степенные зависимости, в начале вычислений искались временные интервалы, где АЭ и деформационные кривые выглядят визуально устойчивыми. Это разделение затем уточнялось варьированием ширины интервала и повторными вычислениями функций распределений до нахождения интервалов, где величина экспонент оставалась постоянной в пределах ошибки определённой методом наименьших квадратов.

Изучение статистики скачков намагниченности при перемагничивании образцов в главе 5 проводилось, используя схожую процедуру вычисления функции плотности вероятности $P(x)$, где в качестве исследуемой величины бралось приращение площади доменов с одинаковым направлением намагниченности.

2.3.2 Фурье анализ

Другой фундаментальный инструмент обработки временных серий это Фурье-преобразование, которое позволяет определить частотный спектр разложением анализируемого сигнала $f(t)$ в сумму гармонических функций $\{e^{ikt}\}$:

$$f(t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} f_k e^{ikt} \quad (2.1)$$

где f_k вклад каждой частоты k , задаваемый следующим соотношением:

$$f_k = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} f(t) e^{ikt} dt \quad (2.2)$$

Для численного анализа дискретных временных серий, применяется соответствующая дискретная форма преобразования Фурье (ДФП):

$$F_m = \sum_0^{N-1} f_n e^{\frac{2\pi i}{N} mn} \quad (2.3)$$

где $m=0,1,\dots,N-1$. Уравнения 2.3 дают математическое определение преобразования, но прямое вычисление, используя это соотношение, требует много времени. Поэтому, на практике часто применяют быстрое Фурье-преобразование (БФП) [54]. В диссертации, для определения спектра типичных волновых форм АЭ,

наблюдаемых в эксперименте, была использована реализация этого метода в среде MATLAB.

Такой анализ особенно эффективен, когда анализируемый сигнал составлен из нескольких гармоник. В этом случае, в результате вычислений получим частоты и их интенсивности. Однако, применение БФП не ограничивается этими случаями. Действительно, Фурье преобразование часто даёт важные кусочки информации о природе сложных сигналов. Например, белый шум обладает непрерывным спектром, где все гармоники имеют одинаковые амплитуды. Спектры детерминированных сигналов, описывающих неперiodическое движение, также непрерывны, тем не менее, различные гармоники дают различные вклады. Например, спектр хаотического сигнала обычно уменьшается с ростом частоты, а также имеет широкие пики или узкие линии, наложенные на этот фон [94]. В случае СОК, непрерывный спектр описывается степенным законом $S(f) \sim 1/f^\alpha$, с показателем степени α , лежащем в области между 1 и 2 [23]. Стоит отметить, что на практике, эти идеальные структуры искажены наличием шума, уменьшение которого обычно очень сложная задача.

В дополнение к БФП анализу волновых форм АЭ, спектральный Фурье-анализ был также применён к непрерывно записанному сигналу в целях изучения эволюции излучённой энергии и характеристической частоты сигнала. Детальное описание этой процедуры может быть найдено в оригинальной статье Виноградова [168]. Множество данных было разделено на перекрывающиеся наполовину окна, состоящие из 4096 точек. После удаления лабораторного шума, который был записан до начала каждого опыта, с помощью БФП вычислялась спектральная плотность мощности $P(f)$ для каждого подмножества, и затем было получено две характеристики из $P(f)$: акустическая "энергия" E :

$$E = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} P(f) df \quad (2.4)$$

и медианная частота f_{med} :

$$\int_{f_{\min}}^{f_{\text{med}}} P(f)df = \int_{f_{\text{med}}}^{f_{\max}} P(f)df \quad (2.5)$$

Полученные таким образом временные зависимости энергии и медианной частоты были сглажены по массиву от 10 до 1000 точек в зависимости от приложенной скорости деформации. Как отмечается в [168], изменения в средней энергии и медианной частоты отражают изменения в степени корреляций при движении дислокаций генерирующих АЭ.

2.3.3 Мультифрактальный анализ

Мультифрактальный (МФ) анализ [87] широко используется для нахождения самоподобия в системах со сложной динамикой. Его применяют как при анализе структур возникающих в таких системах, так и при обработке временных сигналов отражающих их эволюцию. Мультифрактальное поведение наблюдается в морфологии тонких пленок [78], дендритном затвердевании [10], диэлектрическом пробое [133], активности вулканов [71], ливнях [153], уличном движении [115] и т.д. Напротив, достаточно трудно процитировать примеры его применения в материаловедении, а тем более к проблемам пластичности или магнетизма. В частности, он был успешно использован для характеристики зубчатых деформационных кривых в условиях эффекта ПЛШ [31, 108]. В данной диссертации принят подход, описанный в [108]. Ниже изложена краткая схема этого метода, необходимая для понимания анализа данных.

Применение МФ анализа требует определения так называемой локальной вероятностной меры. Это величина строится в целях охарактеризовать локальную интенсивность сигнала во временном окне, и позволяет находить закон скейлинга, когда ширина окна изменяется. Поскольку статьи [31, 106, 107] имели дело с другого рода временными сериями, в частности, с флуктуациями напряжения, один из вопросов, который будет обсуждаться здесь, касается выбора меры для анализируемого сигнала. В нашем случае, используются три типа временных серий: (1) сырой сигнал АЭ $U(t)$ измеренный “непрерывно” с заданным временным шагом

dt , т.е., $t=jdt$ (j - число отсчетов в серии); (2) серия амплитуд событий АЭ, A_j и (3) серия приращений площади, S_j , магнитных доменов с одинаковым направлением намагниченности. Во втором случае, индекс j определяет не записанную точку в сигнале, а относится к номеру события АЭ характеризуемого амплитудой и временем появления. В последнем случае, амплитуды в серии определялись, как численная производная кривой намагничивания, $S_j = \frac{M_{j+1}-M_j}{t_{j+1}-t_j}$, где индекс j указывает номер кадра записанной методом МОИП доменной структуры. Во всех случаях применялась одинаковая процедура вычислений. Они были проведены, используя алгоритм с фиксированным размером подсчитываемых окон [66]. С этой целью, анализируемый временной интервал T покрывается сеткой с делением δt (см. Рис. 2.6). Локальная мера $\mu_i(\delta t)$ определяется следующим образом:

$$\mu_i(\delta t) = \frac{\sum_{k=1}^n \psi_k}{\sum_{j=1}^N \psi_j} \quad (2.6)$$

где ψ_j – j -й элемент серии, n число точек в i -том интервале, N – число точек в серии на временном интервале T .

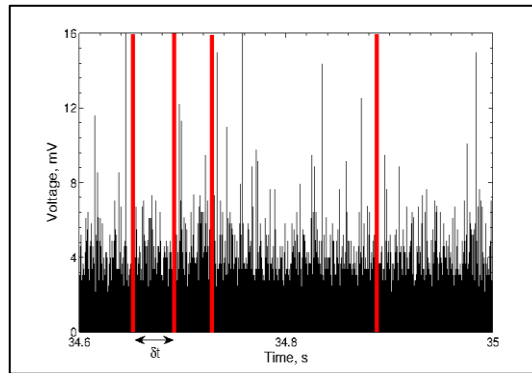


Рисунок 2.6 Пример временной серии АЭ. В этом случае, мера распределена на временной оси, где красные линии показывают деление на секции δt .

Используя это определение для меры, варьируют величину δt (в нашем случае она изменялась как степень 2) и изучают скейлинг частичных функций:

$$\begin{cases} Z_q(\delta t) = \sum_i \mu_i^q, q \neq 1 \\ Z_1(\delta t) = \sum_i \mu_i \ln \mu_i, q = 1 \end{cases} \quad (2.7)$$

для нескольких реальных значений q . Следует отметить, что серии ψ_j не заполняют временной интервал непрерывно. Очевидно, что в этих суммах присутствуют только не пустые интервалы, соответствующие ненулевой мере.

В тривиальном случае самоподобия постоянного сигнала, можно легко показать, что Z_q пропорциональны δt^{q-1} , а зависимости $\log(Z_q)/(q-1)$ от $\log(\delta t)$ имеют одинаковый наклон равный 1 для всех $q \neq 1$ ($Z_q \propto \log(\delta t)$ для $q=1$) [98]. Чисто стохастический или периодический сигналы при усреднении стремятся к этому случаю, из-за однородного заполнения временной оси после некоторого характерного масштаба (величина периода или среднее расстояние). Фрактальный сигнал будет так же описываться единственным наклоном. Однако, его величина, которая называется фрактальной размерностью, отличается от единицы. Эта количественная разница в скейлинговых законах может показаться незначительной, тем не менее, она отражает очень сложное поведение. Для мультифрактальных объектов, наиболее часто встречаемых в реальных сложных системах, наклоны прямых линий зависят от q . В этом случае, выполняются следующие соотношения:

$$\begin{cases} Z_q(\delta t) \sim \delta t^{(q-1)D(q)}, q \neq 1 \\ Z_1(\delta t) = D(1) \ln \delta t, q = 1 \end{cases} \quad (2.8)$$

где $D(q)$ – обобщенные фрактальные размерности (обозначение D_q будет так же использовано, когда нужно упростить чтение).

Помимо спектра обобщенных размерностей, было так же использовано эквивалентное описание в терминах спектра сингулярностей $f(\alpha)$ [77]. Здесь, сингулярность α (индекс Липшица-Гельдера) описывает дополнительную характеристику самоподобных структур, а именно, сингулярное поведение локальной меры, выражаемое скейлинговым законом: $\mu_i \sim \delta t^\alpha$. Для мультифрактальных объектов, показатель степени α может лежать в некотором интервале значений соответствующем различным областям неоднородного анализируемого объекта. Величина f даёт фрактальную размерность подмножества близкого к однородному, соответствующего близким значениям сингулярности

лежащими между α и $\alpha+da$. Это описание проясняет физическое значение МФ анализа, т.е. неоднородный объект представляется множеством, состоящим из взаимопроникающих фрактальных подмножеств. Для вычисления спектра сингулярностей использовалась процедура, предложенная в работе [47]. Она использует нормированную меру $\tilde{\mu}_i(\delta t, q) = \frac{\mu_i^q}{\sum_j \mu_j^q}$, где $q \in \mathbb{Z}$, значения $f(\alpha)$ могут быть найдены из следующих скейлинговых соотношений:

$$\begin{cases} \sum_{\alpha}(\delta t, q) = \sum_i \tilde{\mu}_i(\delta t, q) \ln \mu_i(\delta t) \sim \alpha(q) \ln(\delta t) \\ \sum_f(\delta t, q) = \sum_i \tilde{\mu}_i(\delta t, q) \ln \tilde{\mu}_i(\delta t) \sim f(q) \ln(\delta t) \end{cases} \quad (2.9)$$

Представленные два типа мультифрактальных спектров, $D(q)$ и $f(\alpha)$, связаны друг с другом через преобразования Лежандра: $f(\alpha) = q\alpha - \tau(q)$ и $\alpha = d\tau(q)/dq$, где $\tau(q) = (q - 1)D(q)$.

По существу, МФ анализ позволяет раскрыть наличие корреляций между амплитудами и временами появления событий в сигнале через их скейлинговое поведение, и охарактеризовать неоднородность скейлинговых свойств в диапазоне подмножеств событий. Фокусировка на данном подмножестве осуществляется через выбор q : например, большие положительные q -величины имеют тенденцию выделять большие меры в частичной функции, в то время как большие отрицательные q -величины позволяют рассмотреть маленькие события. Таким образом, изменение q на всём множестве реальных чисел даёт описание неоднородности серии, это свойство также известно как "математический микроскоп". Широкий спектр значений D, f , или α указывает на существенный сдвиг в корреляционных характеристиках между большими событиями с одной стороны и маленькими событиями с другой. Отметим, что большинство естественных фракталов мультифракталы, поскольку (однородная) фрактальность является более требовательным свойством, чем (неоднородная) мультифрактальность.

В случае реальных сигналов, вышеупомянутые скейлинговые законы выполняются в ограниченной области значений δt . В самом деле,

экспериментальные данные всегда обладают характерными масштабами, связанными с размером системы, размерностью структурных элементов системы, длиной анализируемого интервала времени, разрешением оборудования, экспериментальным шумом и т.д. Пробные вычисления показали, что МФ анализ всего сигнала приводит к поведению стохастического типа. Прикладывая к сигналу порог U_{tr} было установлено, что мультифрактальное поведение может быть обнаружено для данных превышающих 24 дБ, не смотря на неполное подавление шума (см. главу 4). Именно этот пороговый уровень обычно применялся в данной работе. МФ спектры были построены варьированием q в большом интервале значений от -20 до 40. Недавно, было показано, что оценки скейлинговых экспонент систематично отклоняются от корректных значений для $|q| > 10$ [96]. Однако, соответствующие кривые полезны, так как являются чувствительными индикаторами любых несовершенств линейных зависимостей, по этой причине они будут использованы в последующих иллюстрациях.

Глава 3 Влияние суперпозиции дислокационных лавин на статистику акустических событий при пластической деформации

В данной главе, проведена проверка влияния параметров индивидуализации акустических событий на их статистические распределения. Для достижения этой цели были использованы гексагональные сплавы MgZr и гцк сплав AlMg. Пластическая деформация этих материалов сопровождается сильной акустической активностью и описывается разными микроскопическими механизмами. Кроме того, эти материалы представляют особенный интерес для такого анализа, потому что с одной стороны, волновые формы отдельных акустических событий и поведение АЭ в целом имеют различный почерк[146, 167]. С другой стороны, недавние исследования выявили устойчивый степенной характер статистики амплитуд АЭ в различных экспериментальных условиях, хотя соответствующие показатели степени могут варьироваться в зависимости от них. Такая устойчивость позволяет анализировать чувствительность экспериментальных оценок к критериям идентификации событий. Детальный анализ статистики АЭ в отношении соответствующих деформационных процессов будет проведен в следующей главе.

Для изучения влияния приложенных параметров индивидуализации акустических событий на видимую статистику событий, с помощью техники потока данных были записаны непрерывные акустические сигналы. Как описано в главе 2, в целях обеспечения соответствия результатов полученных различными методами алгоритм выделения событий из непрерывно записанного сигнала АЭ был составлен по аналогии со стандартной процедурой, используемой в акустических системах для извлечения акустических импульсов в процессе измерений. В работе был изучен

эффект варьирования каждого из трёх параметров (U_0 , HDT и HLT) на статистику амплитуд событий при постоянных значениях двух других.

Во всех образцах наблюдается нестационарная активность АЭ при малых деформациях в области упруго-пластического перехода. Далее активность уменьшается и демонстрирует приблизительно стационарное поведение, которое позволяет применить статистический анализ к ней. В начале изучения влияния каждого из параметров на статистические распределения была проведена проверка соответствия между статистикой событий, извлеченных из непрерывно записанного сигнала, и статистикой событий, выделенных прибором в реальном времени. На Рис. 3.1 (a) и (b) приведено сопоставление серий акустических событий найденных этими двумя методами при деформации образца из сплава Mg-0.35%Zr. Статистический анализ был проведен в интервалах приблизительно стационарного поведения, которые в случае данного образца были выбраны для $t > 120$ с. Пример сравнения результатов вычисления статистических распределений приведен на Рис. 3.1 (c). В этом примере, порог U_0 был выбран равным 16.48 мВ для непрерывно записанного сигнала, который соответствует логарифмическому порогу в 45 дБ в случае измерений в реальном времени. Временные параметры были установлены следующим образом HDT = 800 мкс и HLT = 100 мкс. Важно, что, не смотря на дискретность логарифмической меры, используемой в стандартной процедуре, серии событий выделенных с помощью двух различных методов совпадают с высокой точностью. Более того, можно увидеть на Рис. 3.1 (c), что оба метода дают степенные зависимости более чем на трех порядках величины A^2 . Эти зависимости имеют близкие значения наклонов: $\beta = 1.80 \pm 0.03$ в случае первого метода и $\beta = 1.78 \pm 0.03$ в случае второго. Эта проверка разрешает использовать серии, полученные из непрерывно записанных сигналов, при исследовании воздействия стандартных параметров идентификации событий АЭ на их статистику.

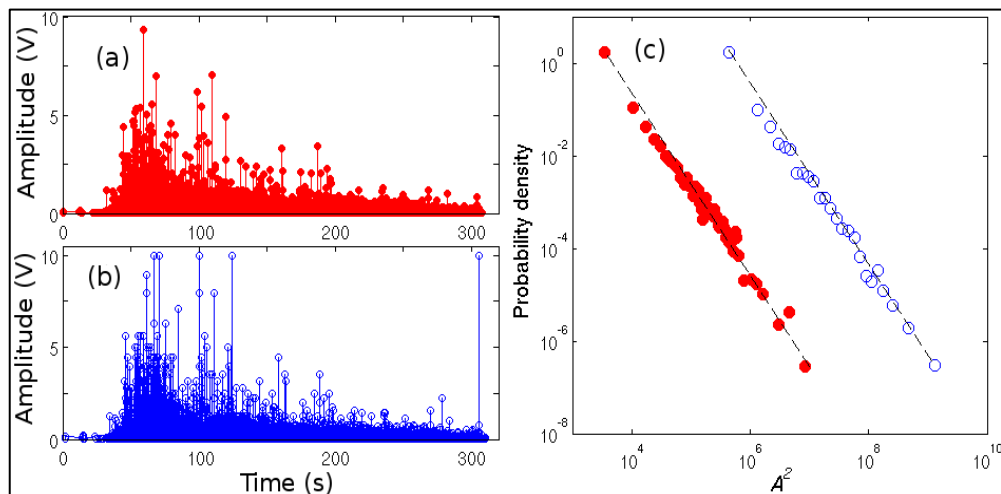


Рисунок 3.1 Примеры серий событий АЭ либо (а; красный цвет) выделенных из непрерывно записанного сигнала используя программы, разработанные в настоящем исследовании, либо (б; синий цвет) найденных акустическим оборудованием во время опыта, используя параметры, установленные перед началом измерений. В последнем случае, логарифмические значения амплитуд (дБ) конвертировались в линейный масштаб в целях упрощения сравнения результатов. (с) Соответствующие статистические распределения. Красные круги произвольно сдвинуты влево во избежание наложения кривых. $\dot{\epsilon}_a = 3.5 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$.

3.1 Сплавы MgZr

Рисунок 3.2 показывает примеры функций плотности вероятности иллюстрирующих эффект U_0 для одного частного выбора временных параметров, $\text{HDT} = 50 \text{ мкс}$ и $\text{HLT} = 100 \text{ мкс}$, для одного и того же сплава Mg-0.35%Zr. Легко увидеть, что все распределения подчиняются степенному закону в широком диапазоне U_0 , а соответствующие наклоны устойчивы. Основной эффект увеличения U_0 заключается в уменьшении числа событий и соответствующем ограничении интервала A^2 из-за отсека событий с малой амплитудой. Несмотря на это, так же может быть обнаружено некоторое увеличение наклона: $\beta = 1.80 \pm 0.05$ для $U_0 = 9 \text{ мВ}$ и $\beta = 1.87 \pm 0.02$ для $U_0 = 60.1 \text{ мВ}$.

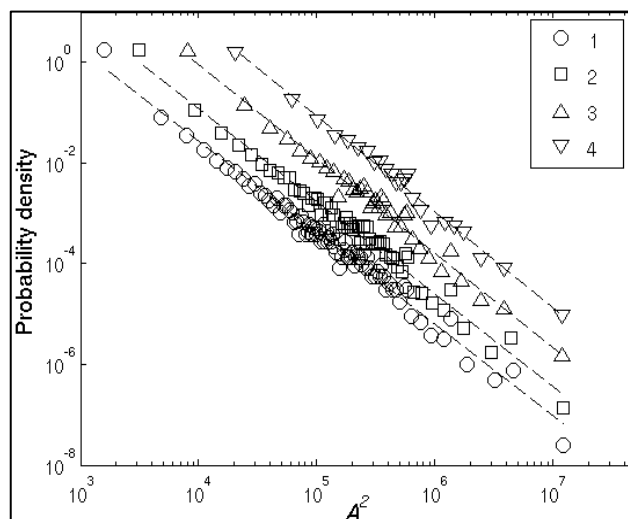


Рисунок 3.2 Эффект порога напряжения на статистику амплитуд событий АЭ для одного и того же образца. 1 – $U_0 = 9$ мВ, 2 – $U_0 = 15.3$ мВ, 3 – $U_0 = 30.5$ мВ, 4 – $U_0 = 60.1$ мВ.

На основе семейств таких кривых, были построены зависимости β от U_0 , НДТ, и НЛТ в больших диапазонах изменения каждого параметра. Рисунок 3.3(а) представляет кривые зависимостей $\beta(U_0)$ для трех сплавов MgZr и двух наборов временных параметров. Можно установить, что β относительно сильно зависит от U_0 только в узком диапазоне значений $U_0 < 10$ мВ (даже в нём, все изменения показателя степени β не превышают 0.2). Зависимость ослабевает с увеличением U_0 . Слабая или вовсе отсутствующая (с учетом погрешности) зависимость была найдена для значений U_0 от 10 мВ до максимальной величины 90 мВ, выше которой количество данных становится очень маленьким для статистического анализа. Наиболее вероятно, начальные низкие значения β объясняются слиянием последовательных событий АЭ, когда порог U_0 является низким. Такое объединение событий приводит к уменьшению числа событий наименьшей амплитуды, т.е. видимый наклон распределения становится более пологим, чем истинный. В самом деле, слияние может возникать для низких величин U_0 , если отдельные импульсы АЭ связаны друг с другом посредством присутствующего (квази)непрерывного фона, например шума, как проиллюстрировано на Рис. 3.4. Учитывая это предположение, конец быстрых изменений наклона β можно объяснить

превышением U_0 непрерывного фонового уровня, выше которого события АЭ становятся по существу изолированными. Слияние таких изолированных импульсов слабее и зависит от взаимоотношений между всеми параметрами индивидуализации, а также временного расположения импульсов, поэтому некоторая дальнейшая (если есть) эволюция β с увеличением U_0 может быть отнесена к уменьшению наложения последовательных событий. Это предположение согласуется с изменениями, наблюдаемыми в зависимостях, когда НДТ уменьшается от 800 мкс до 50 мкс. Поскольку для более низких НДТ ожидается менее сильное перекрытие последовательных импульсов, начальный рост зависимости становится короче и β быстро насыщается до одной приблизительно постоянной величины. Слабая зависимость, которая может быть обнаружена в практически насыщенной области, может быть также вызвана истощением статистики. В любом случае, важным выводом следующим из этого рисунка является то, что наблюдаемый эффект слабый в широком диапазоне значений U_0 . Кроме того, для каждого НДТ, может быть найдена величина порога, выше которого его влияние незначительно.

Другое интересное наблюдение заключается в том, что в случае образца с наибольшим размером зерна зависимость наклонов β от U_0 проходит отдельно, чем в случае двух других образцов. Несмотря на это количественное отличие, все кривые имеют одинаковую форму описанную выше. Таким образом, наблюдаемый на статистику эффект U_0 одинаковый во всех случаях, хотя отличный степенной закон указывает на отличную специфическую структуру сигнала АЭ в Mg-0.04%Zr. Такая устойчивость степенных зависимостей свидетельствует о том, что количественные различия между материалами с различной микроструктурой не являются артефактами метода АЭ, а отражают физические звуковые изменения в корреляциях деформационных процессов (см.[120]). Физические механизмы, ответственные за это наблюдение, связаны с эффектом микроструктуры на размер лавин, который будет подробно разбираться на примере сплава AlMg в следующей главе.

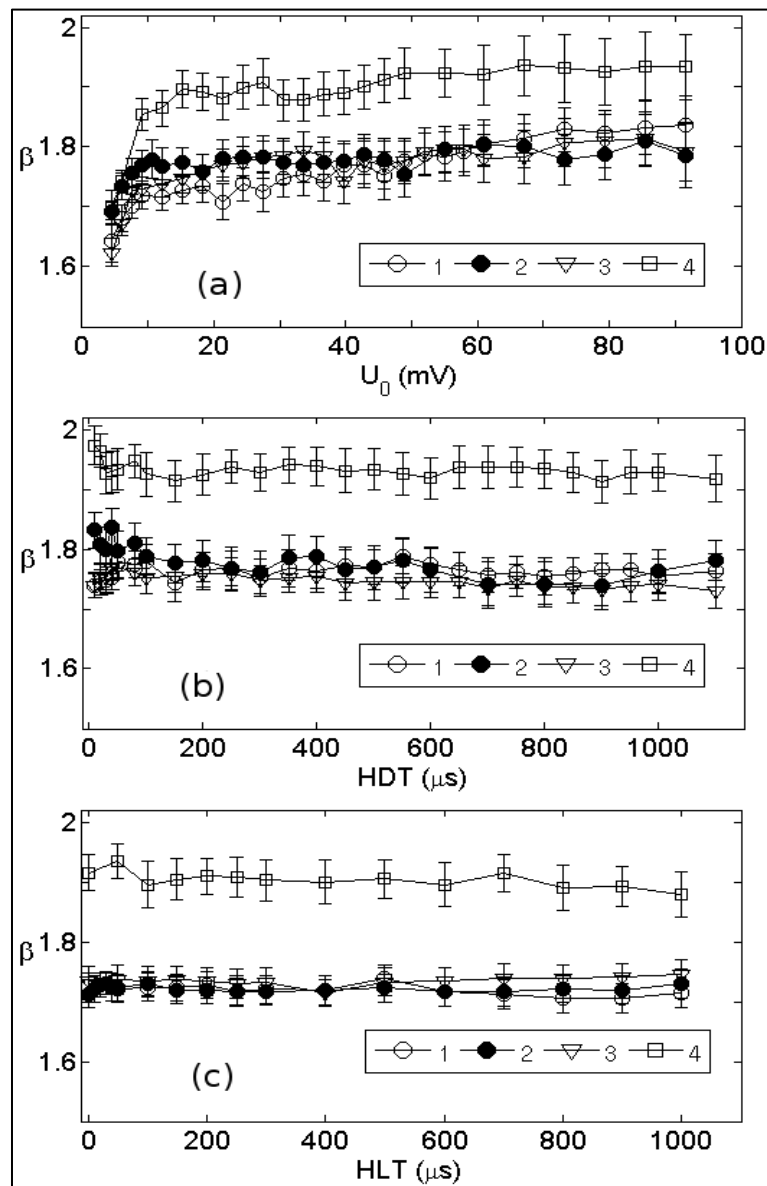


Рисунок 3.3 Эффект (a) U_0 , (b) HDT и (c) HLT параметров на показатель степени β для образцов MgZr деформированных при $\dot{\epsilon}_a = 3.5 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$. 1 и 2 – Mg-0.35%Zr, 3 – Mg-0.15%Zr, 4 – Mg-0.04%Zr. (a) HLT = 100 мкс; HDT = 800 мкс, исключая случай (2), где HDT = 50 мкс. (b) HLT = 0 мкс; $U_0 = 17$ мВ, исключая случай (2), где $U_0 = 67$ мВ. (c) $U_0 = 17$ мВ; HDT = 100 мкс, исключая случай (2), где HDT = 20 мкс.

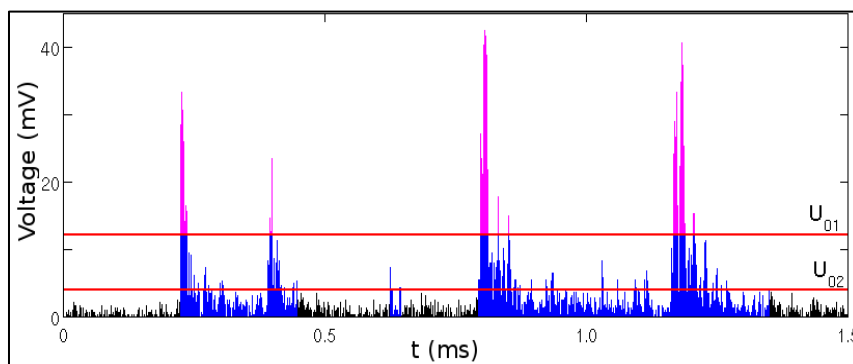


Рисунок 3.4 Иллюстрация слияния событий АЭ. Цвета показывают события, выделенные для двух значений порога шума, U_0 , и одного и того же значения НДТ, который преднамеренно взят очень большим. Применение большого порога U_{01} дает четыре отдельных события (фиолетовый цвет) с относительно короткими длительностями. Уменьшение U_0 приводит к слиянию последовательных событий (синий цвет). Число выделенных событий и результирующий набор величин амплитуд не изменились значительно, но видимые длительности сильно выросли.

Рисунок 3.3(b) иллюстрирует эффект НДТ для тех же самых опытов и двух значений порога U_0 : одного выбранного сразу после сильной зависимости $\beta(U_0)$ (17 мВ) и другого взятого далеко в области насыщения (67 мВ). Из графика видно, что эффект НДТ практически незаметен для $U_0 = 17$ мВ. В случае $U_0 = 67$ мВ эффект также слаб, хотя можно найти некоторые изменения β в узком диапазоне малых величин НДТ. По-видимому, эти изменения вызваны обеднением статистики. В целом, анализ является вполне устойчивым к изменению НДТ. Влияния НДТ на β было также рассмотрено (см. Рис. 3.3(c)), оно оказалось не значительным на всем изучаемом диапазоне от 0 до 1 мс. Совокупность этих результатов свидетельствует, что степенные законы, наблюдаемые для сплавов MgZr, устойчивы по отношению к критериям, используемым для выделения событий АЭ.

3.2 Сплавы AlMg

В случае сплавов AlMg проведение такого анализа требует особой осторожности из-за того, что АЭ обычно имеет низкую интенсивность и, как известно, характеризуется сильным перекрытием и слиянием соседних импульсов [34]. С другой стороны, эти особенности позволяют провести исследование

проблемы в условиях сильно зашумленных сигналов. Дополнительный интерес к этим материалам вызван наличием переходов между типами эффекта ПЛШ, которые по-разному проявляются на макроскопическом масштабе.

Рисунок 3.5 суммирует результаты анализа для отождженных и неотожженных образцов Al5Mg деформированных с различными скоростями соответствующими трем различным типам поведения эффекта ПЛШ.² Можно увидеть, что влияние параметров индивидуализации сильнее, чем в случае сплавов MgZr, а зависимости менее монотонные. Очевидно, что из-за эффектов слияния событий АЭ, результаты могут зависеть от таких случайных факторов как частное взаимоотношение между выбранными параметрами индивидуализации, уровня шума и распределения временных периодов “включения-выключения” в сигнале АЭ, которые отражают распределение длительностей импульсов, и их появление во времени. Поэтому, далее будут описаны только некоторые характерные тенденции.

Прежде всего, стоит отметить, что диапазон значений β , найденный для сплава Al5Mg (обычно от 2 до 3), лежит значительно выше схожего диапазона для сплавов MgZr (1.5 до 2). Это отличие является наиболее значимым, чем любое изменение, наблюдаемое при варьировании критериев индивидуализации событий. Более того, значения наклонов β почти всегда меньше для неотожженных образцов (круги), чем для отождженных (квадраты). Принимая во внимание тот факт, что отжиг приводит к увеличению среднего размера зерна, это наблюдение согласуется с вышеупомянутым влиянием размера зерен, который наблюдался в сплавах MgZr. Важно, что изменения экспоненты β , связанные с отжигом, обычно более значительные, чем неточность определения β , связанная с влиянием критериев индивидуализации.

² Следует напомнить, что опыты на различных материалах проводились на разных приборах с отличным полным усилением сигнала, так что абсолютный диапазон U может отличаться на рисунках для различных материалов.

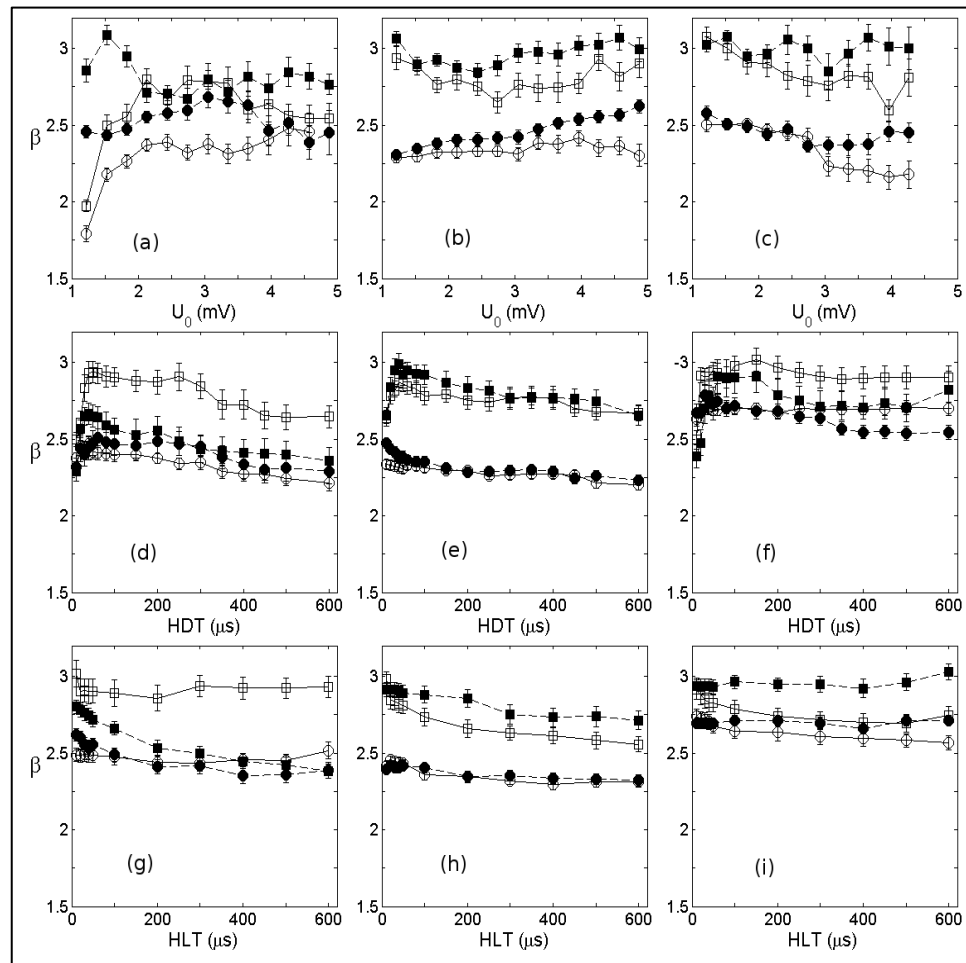


Рисунок 3.5 Влияние параметров U_0 , HDT и HLT на показатели степени β для образцов Al5Mg деформированных при (a), (d), (g): $\dot{\epsilon}_a = 6 \times 10^{-3}$; (b), (e), (h): $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; (c), (f), (i): $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$. Круги и квадраты обозначают результаты для неотожженных и отожженных образцов, светлый и темные символы обозначают различный выбор параметров удерживаемых постоянными, для (a), (b) и (c): светлые – HDT = 300 мкс, HLT = 300 мкс, темные – HDT = 30 мкс, HLT = 100 мкс; для (d), (e) и (f): светлые - $U_0 = 1.85 \text{ мВ}$, темные - $U_0 = 3.4 \text{ мВ}$ (HLT = 300 мкс); для (g), (h) и (i): светлые - HDT = 10 мкс, темные - HDT = 50 мкс ($U_0 = 1.85 \text{ мВ}$).

Первая строка Рис. 3.5 представляет кривые зависимостей β (U_0). Для высокой скорости деформации (Рис. 3.5 (a)) и больших величин HDT и HLT (светлые символы), β иллюстрирует поведение подобное поведению, найденному в магниевых сплавах, а именно, быстрый начальный рост и следующее за ним почти полное отсутствие зависимости. Быстрый начальный рост, который ранее был отнесен к соединению последовательных событий посредством непрерывного шума, исчезает,

когда НДТ уменьшают. Действительно, величина β становится практически постоянной во всем диапазоне значений U_0 при величине НДТ = 30 мкс. Естественно предположить, что события АЭ, возникающие из-за движения достаточно мощных дислокационных ансамблей, становятся более редкими и лучше разделенными (отношение времен включения-выключения становится больше)³ при уменьшении приложенной скорости деформации. Как результат, начальная зависимость не появляется при низких $\dot{\epsilon}_a$ (Рис. 3.5 (b) и (c)). Зависимости $\beta(U_0)$, полученные при самой низкой $\dot{\epsilon}_a$ (Рис. 3.5 (c)), используя большой НДТ, показывают некоторую противоположную тенденцию: медленное уменьшение с ростом U_0 . Эта тенденция так же укладывается в рамки обсуждения. В самом деле, увеличение U_0 приводит к отбрасыванию мелких событий и распаду больших составных событий на несколько частей. В результате этого распада фракция больших событий в распределении увеличивается, приводя к уменьшению наклона видимого степенного распределения. Рис. 3.6 демонстрирует это изменение в наклоне степенного закона. Следует отметить, что представленное распределение имеет не только левое усечение, возникающее из-за удаления мелких событий, но и некоторое правое усечение. Это общий эффект для наблюдений ограниченных во времени, возникающий по причине произвольной потери редких больших событий, когда они находятся внутри интервала НДТ. Сопутствующие кривые на Рис. 3.5 (c) представляют поведение для меньшего значения НДТ и демонстрируют, что тенденция уменьшения в $\beta(U_0)$ -зависимостях подавляется, когда события АЭ лучше разделяются во времени из-за более подходящего выбора НДТ. В этом случае, увеличение U_0 только приводит к левому усечению без перенормировки наклона степенной зависимости. Так же следует отметить, что на всех трех рисунках, (a)-(c), кривые зависимостей $\beta(U_0)$ соответствующие большим НДТ (светлые символы)

³ Экспериментальные наблюдения, точно подтверждающие эти ожидания, будут описаны в деталях в главе 4.

обычно лежат под их гомологами соответствующих меньшим НДТ (тёмные символы). Это наблюдение также согласуется с обсуждаемым влиянием слияния событий АЭ на видимую величину β .

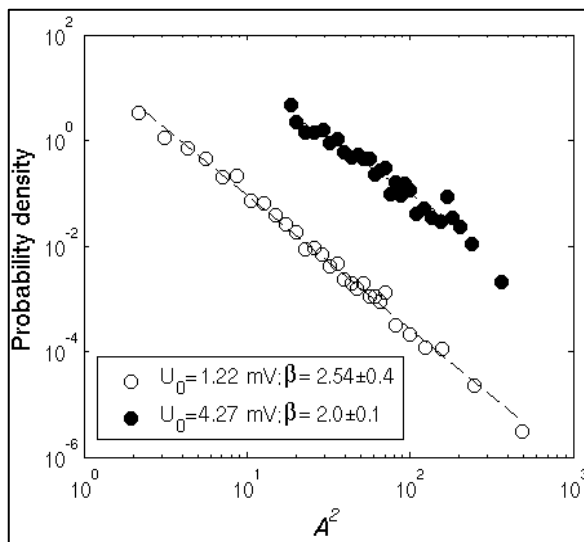


Рисунок 3.6 Влияние порога напряжения на статистику амплитуд событий АЭ для образца AlMg обозначенного светлыми кружками на Рис. 3.5 (с).

Выше рассмотренные результаты доказали, что выбор временных параметров может быть достаточно важным и может приводить к значительным изменениям показателей степени. Кривые зависимостей $\beta(\text{HDT})$ представлены во второй строке Рис. 3.5. Стоит отметить, что, как проиллюстрировано на Рис. 3.5 (а) и (d) для высокой скорости деформации, выбранная маленькая величина U_0 , соответствующая области сильных изменений в зависимости $\beta(U_0)$, может приводить к значительному сдвигу кривой $\beta(\text{HDT})$ по отношению к кривой отвечающей большему значению U_0 . Такой сдвиг наблюдался для отождённых образцов (Рис. 3.5 (d), квадраты). Хотя, отличие несущественно для неотожжённых образцов. Оно так же слабо при низкой скорости деформации и практически незаметно для промежуточной скорости, которая характеризуется слабыми зависимостями $\beta(U_0)$.

Несмотря на эти количественные изменения, подобные формы кривых получаются для всех трех скоростей деформации: во-первых, β быстро увеличивается приблизительно на 0.2 с увеличением НДТ от 10 мкс до 40 мкс, затем

медленно уменьшается. Начальный быстрый рост может отсутствовать, как иллюстрируют две нижние кривые на Рис. 3.5 (е), которые соответствуют неотожженному образцу, деформированному при $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Этот рост, по-видимому, вызван тем, что малая величина HDT может приводить к ошибочному принятию первого локального максимума события за его пиковую амплитуду. Эта ошибка будет способствовать увеличению доли мелких событий, и росту β соответственно. Отметим, что сильные изменения зависимостей $\beta(\text{HDT})$, полученных для сплавов MgZr, были обнаружены в том же диапазоне HDT (см. Рис. 3.3 (b)). Таким образом, величина 40 мкс определяет нижний предел для выбора HDT. Последующее уменьшение показателя степени, более заметное для больших скоростей деформации, очевидно, происходит из-за выше обсуждаемого эффекта слияния событий АЭ. Таким образом, оптимальная величина HDT, по-видимому, будет изменяться в зависимости от приложенной скорости деформации. Тем не менее, так как зависимости $\beta(\text{HDT})$ достаточно слабые выше $\text{HDT} = 40 \text{ мкс}$, это влияние может быть полностью удалено в большинстве случаев.

Третья строка Рис. 3.5 иллюстрирует эффект HLT для двух значений HDT. Как можно было ожидать, показатели степени сильно зависят от HLT для малых величин HDT, таким образом, подтверждая выше обсуждавшийся эффект HDT. Однако, для $\text{HDT} \geq 50 \text{ мкс}$, влияние HLT незначительно, подобно данным для случая MgZr. Таким образом, влияние этого параметра в основном состоит в обеднении статистики, которое не должно влиять на масштабно-независимые распределения.

3.3 Выводы

Выявлена степенная статистика для амплитуд событий АЭ, сопровождающих пластическое течение в сплавах MgZr и AlMg. Установлено, что критерии, используемые для идентификации отдельных событий АЭ, слабо влияют на статистику амплитуд событий АЭ, регистрируемую в сплавах MgZr и AlMg, пластическая деформация которых контролируется разными микромеханизмами –

дислокационным скольжением в AlMg и комбинацией скольжения и двойникования в MgZr и сопровождается разными по форме и уровню шума сигналами АЭ. Показано, что в сплавах MgZr влияние временных параметров НДТ и НЛТ на статистику незначительное. Влияние порога напряжения U_0 так же незначительно в широком его диапазоне значений. Относительно сильное влияние на степенной закон установлено для порогов U_0 , не превышающих уровень шума, что обусловлено слиянием последовательных событий.

В сплаве AlMg при деформации в условиях эффекта ПЛШ наблюдаются события АЭ большой длительности, что затрудняет правильную идентификацию событий. Тем не менее, даже в этом случае влияние параметров индивидуализации событий достаточно слабое в широком диапазоне изменения параметров. В частности, изменения наклона распределения по причине варьирования параметров идентификации ограничиваются в диапазоне нескольких десятых величины, что существенно меньше, чем разница (примерно от 1 до 1.5) между наклонами, наблюдаемыми для сплавов AlMg и MgZr.

Эта устойчивость не только подтверждает количественные оценки критических индексов, но также обеспечивает дополнительное доказательство масштабной независимости статистики АЭ в процессе пластической деформации. Одним из результатов изменения параметров идентификации является обрезание части данных полного статистического множества. Устойчивость статистики к такому усечению согласуется с масштабной инвариантностью, которую отражают степенные зависимости.

Глава 4 Самоорганизация и коллективные эффекты при гладком и прерывистом течении сплава AlMg

Начиная с пионерской работы Кайзера[88] в 1953г., техника АЭ применяется при изучении пластической деформации различных материалов. Однако, до появления методики записи потока данных эти исследования были основаны на анализе средних характеристик записанных акустических событий. Запись потока данных сделала возможным изучение АЭ от микросекундного масштаба, соответствующего отдельным осцилляциям внутри акустического события, до масштаба времен, соответствующего длительности механического опыта. В этой главе представлены первые результаты таких исследований [109, 159], которые получены на основе анализа АЭ на различных временных масштабах, применяя визуальный, Фурье, статистический и мультифрактальный анализы. Исследования были проведены на образцах из сплава Al-5%Mg деформированных в условиях эффекта ПЛШ.

4.1 Визуальный и спектральный анализы акустических сигналов

Недавние исследования[34, 105, 106, 167] поставили под сомнение традиционную точку зрения относительно АЭ во время пластической деформации в условиях эффекта ПЛШ. Эта точка зрения заключается в следующем: импульсы АЭ вызваны движением больших дислокационных ансамблей, приводящих к скачкам напряжения, в то время как дислокационные лавины малого размера появляются случайно и создают практически непрерывную АЭ. Таким образом, в данном параграфе приведены результаты сравнения природы АЭ во время прерывистого и гладкого пластических течений. Кроме того, на основе анализа данных, полученных с помощью техники записи потока данных, дано описание процесса образования

деформационных полос в широком диапазоне скоростей деформации, соответствующих различным типам поведения эффекта ПЛШ.

4.1.1 Волновые формы акустической эмиссии

На Рис. 4.1 продемонстрировано механическое поведение, типичное для стареющих сплавов. Пластическая деформация начинается с площадки Людерса, появление которой обычно объясняют распространением деформационной полосы через деформируемый участок образца. Этот процесс вызван откреплением дислокаций от их примесных атмосфер в статически состаренном материале. За площадкой Людерса следует эффект ПЛШ, который в свою очередь вызван динамическим деформационным старением дислокаций. При варьировании $\dot{\epsilon}_a$ наблюдаются все три общепринятых типа деформационных кривых С, В, и А. Термическая обработка образцов приводит к некоторому разупрочнению материала, характеризуемого снижением предела текучести и повышением пластичности образцов. Стоит отметить, что при этом не наблюдаются видимых изменений в характере пластической неустойчивости. В случае высокой и промежуточной величин скоростей деформации пластическая неустойчивость начинается практически сразу после окончания площадки Людерса. При низких скоростях деформации начало неустойчивости типа С наблюдается после значительной пластической деформации (ϵ_{cr} примерно 15%). Помимо, глубоких скачков типа С, начальные части деформационных кривых (до ϵ_{cr}) демонстрируют падения напряжения, описанные в § 1.3.1, которые имеют значительно меньшую амплитуду и частоту появления[35]. При описании АЭ, записанной во время пластической деформации в условиях эффекта ПЛШ, наибольшее внимание будет уделено случаю самой низкой скорости деформации, т.к. она отвечает наилучшим образом цели сравнения между АЭ, генерируемой до и во время прерывистого течения.

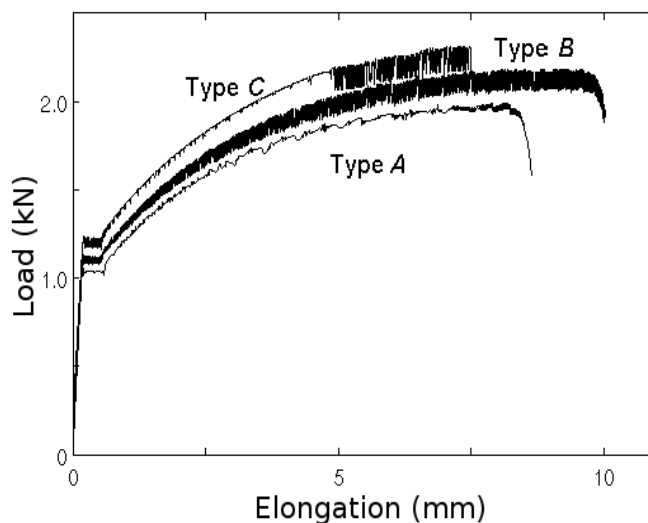


Рисунок 4.1 Примеры деформационных кривых для трёх величин приложенной скорости деформации, соответствующих различным типам неустойчивости ПЛШ: $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ (тип C); $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ (тип B); $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-2} \text{ c}^{-1}$ (тип A). Две верхние кривые специально сдвинуты вдоль оси ординат, чтобы лучше рассмотреть форму скачков.

Рисунок 4.2 иллюстрирует общую эволюцию сигнала АЭ, записанного во время деформации отождённого образца при $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$. Как можно увидеть на Рис. 4.2 (а), площадка Людерса сопровождается сильной активностью АЭ, видимой как непрерывный сигнал с наложенными дискретными импульсами, такое поведение согласуется с литературными данными[51]. Активность и интенсивность АЭ уменьшаются после окончания явления Людерса. Однако качественные особенности сигнала не изменяются. А именно, сигнал состоит из квазинепрерывного фона с амплитудой, изменяющейся на уровне шума, и наложенных импульсов большой амплитуды.

Привлекает внимание тот факт, что эти импульсы не коррелируют с глубокими скачками нагрузки, вызванными эффектом ПЛШ. В самом деле, большинство импульсов возникает во время начальной пластической деформации, характеризуемой малыми скачками нагрузки. Кроме того, даже непрерывный фоновый уровень уменьшается в процессе деформации, несмотря на начало неустойчивости ПЛШ [51]. Важная информация об этом нетривиальном поведении

получена из последовательного увеличения разрешения, представляющего АЭ на различных временных масштабах. Рисунки 4.2 (b) и (c) иллюстрируют сигнал АЭ на коротких временных интервалах, выбранных, соответственно, до и после ε_{cr} . На этих рисунках уровень шума выглядит как черные горизонтальные полосы. Можно заметить, что на временном масштабе рисунков сигнал, превышающий уровень шума, имеет устойчивый дискретный характер. Дискретные события появляются вдоль всей деформационной кривой, т.е., не только в моменты падений напряжения, но также во время гладкого пластического течения между ними. Как видно на Рис. 4.2 (b), маленькие скачки нагрузки, наблюдаемые на начальной стадии деформации, характеризуются событиями с относительно высокой амплитудой. Однако, моменты падений напряжения не являются исключениями: события АЭ с подобными амплитудами также появляются во время гладкого пластического течения. Кроме того, корреляция между АЭ и скачками нагрузки становится слабее в процессе деформации. А именно, разница между амплитудами акустических событий сопровождающих скачки типа С и амплитудами соседних событий становится менее значительной, как проиллюстрировано на примере Рис. 4.2 (c), или даже полностью исчезает. Последнее поведение схоже с поведением, наблюдаемым на сплаве Al-3%Mg, изученным в [34], где не было найдено видимых отличий между событиями АЭ, выделенными с помощью стандартного акустического оборудования, в моменты скачков нагрузки и во время интервалов между ними.

Дальнейшее увеличение временного разрешения позволяет различить две принципиальные волновые формы наблюдаемых событий АЭ. Рисунок 4.3 представляет очень короткий изолированный импульс с передним фронтом несколько микросекунд и длительностью несколько десятков микросекунд. Такие отдельные импульсы в основном возникают во время макроскопически гладкого пластического течения. Изолированные события могут также наблюдаться во время скачков нагрузки. Тем не менее, скачки нагрузки наиболее часто сопровождаются длинными событиями, представленными на Рис. 4.4 (a) и 4.4 (b). Длительность таких

событий варьируется от сотен микросекунд до десятков или даже сотен миллисекунд. Кроме того, на эти события могут быть наложены короткие импульсы, как проиллюстрировано на Рис. 4.4 (b).

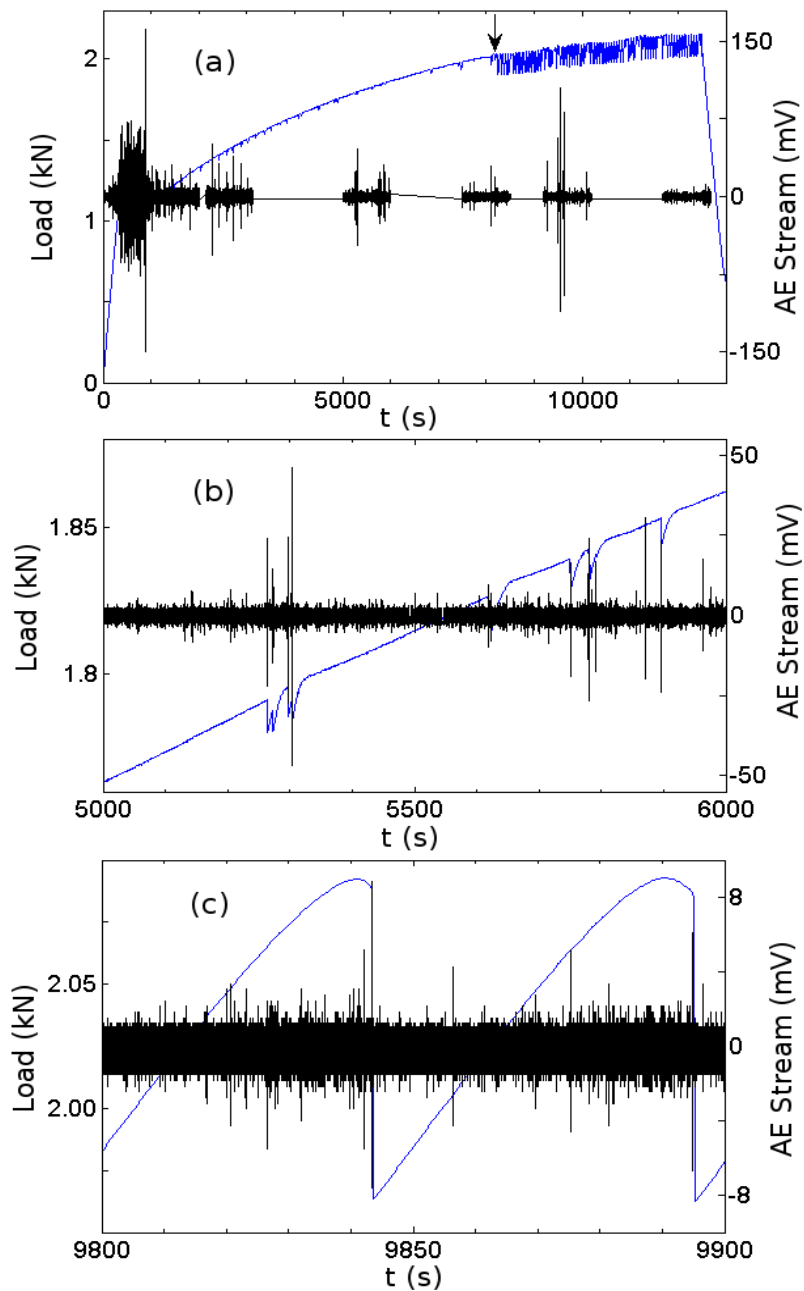


Рисунок 4.2 Кривая нагрузка-время и сопровождающий её сигнал АЭ для отожжённого образца AlMg (a). Стрелка указывает на критическую деформацию ε_{cr} для начала эффекта ПЛШ; увеличение временного интервала соответствующего стадии деформации до ε_{cr} (b); увеличение временного интервала после ε_{cr} (c). $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$.

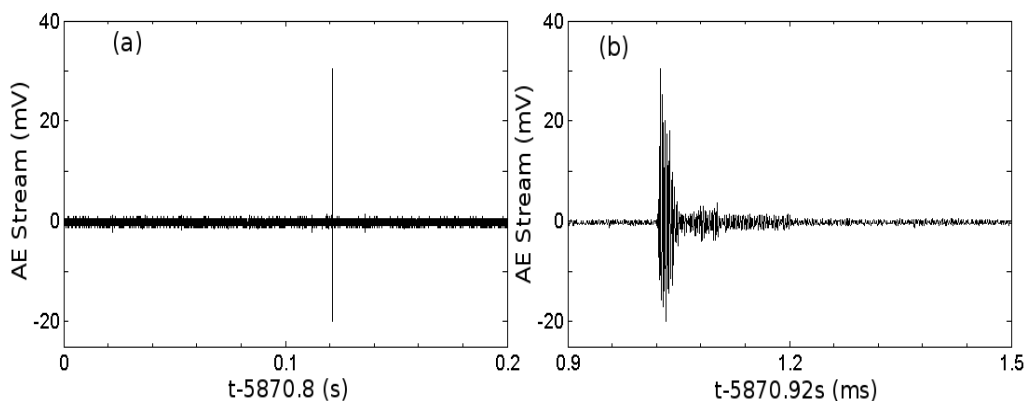


Рисунок 4.3 Пример короткого изолированного события АЭ на двух временных масштабах. Фронт сигнала короткий, приблизительно 2 мкс, основное событие длится примерно 30 мкс. Можно увидеть несколько афтершоков, следующих за основным событием.

Большое увеличение волновых форм на Рис. 4.4 (a) и 4.4 (b) показывает, что их соответствующие части (см. Рис. 4.4 (c) и 4.4 (d)) выглядят практически стационарно на миллисекундном временном масштабе. Тем не менее, совокупность наблюдений приводит к предположению, что эти события являются результатом слияния “элементарных” импульсов, близко следующих друг за другом. В частности, малые скачки нагрузки часто сопровождаются плотной последовательностью коротких событий, которые могут оставаться изолированными друг от друга. Кроме того, увеличение частоты появления этих импульсов нередко предшествует глубоким скачкам нагрузки. Начало очень длинного события АЭ обычно только предшествует резкому падению напряжения, таким образом, подтверждая развитие деформационного процесса. Кроме того, это предположение полностью согласуется с результатами работы [102], в которой было показано, что отдельные длинные события АЭ, наблюдаемые при деформации в условиях эффекта ПЛШ в сплаве AlCu, обладают сложной коррелированной структурой, выявленной с помощью мультифрактального анализа. Количественный анализ таких коротких временных корреляций, которые подтверждают сложную структуру этих сигналов, будет дан в § 4.2.2.

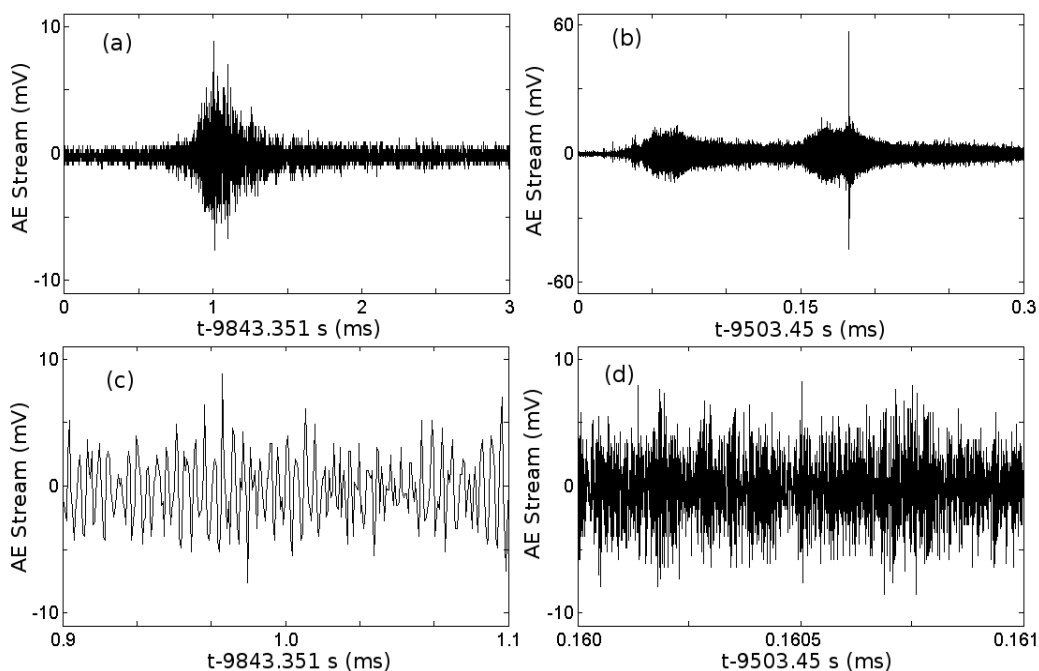


Рисунок 4.4 (a), (b) Примеры двух составных событий АЭ с большой длительностью; (c), (d) соответствующее временное увеличение этих событий иллюстрирует практически непрерывный характер АЭ на меньшем временном масштабе.

В образцах, не подверженных температурной обработке, акустический отклик также описывается волновыми формами, представленными на Рис. 4.2–4.4. Визуальная инспекция общего уровня интенсивности АЭ также не выявила значимых отличий. Однако, максимальная амплитуда импульсов АЭ может достигать в два раза больших величин, чем в случае отождённых образцов. Для выявления возможных количественных изменений, вызванных температурной обработкой материала, был применён статистический анализ.⁴ Выделение событий из сигнала было проведено, используя следующий набор параметров: шумовой порог по амплитуде был выбран равным 27 дБ, HDT = 300 мкс, HLT = 40 мкс, и PDT = 40 мкс. Степенные функции плотности вероятности были получены для обоих типов образцов почти во всём диапазоне амплитуд АЭ, исключая огромные события, которые демонстрируют тенденцию к увеличению плотности вероятности. Пример

⁴ Детальный статистический анализ АЭ для различных скоростей деформации будет представлен в § 4.2.1.

сравнения таких зависимостей дан на Рис. 4.5 для временного интервала [2000 с; 4000 с], который соответствует стадии деформации до начала эффекта ПЛШ. Можно заметить, что наклон степенной функции круче в случае отожжённого образца. Другими словами, отжиг приводит к увеличению вероятности маленьких событий. В результате дальнейшего применения такого анализа к аналогичным временным интервалам, выбранным вдоль всей деформационной кривой, было выявлено, что такое поведение распределений не является устойчивым. Действительно, по мере деформационного упрочнения наклоны распределений β для отожжённого и неотожжённого образцов постепенно приближаются друг к другу (см. § 4.2.1), так что разница между наблюдаемыми степенными зависимостями постепенно уменьшается и полностью исчезает после ε_{cr} .

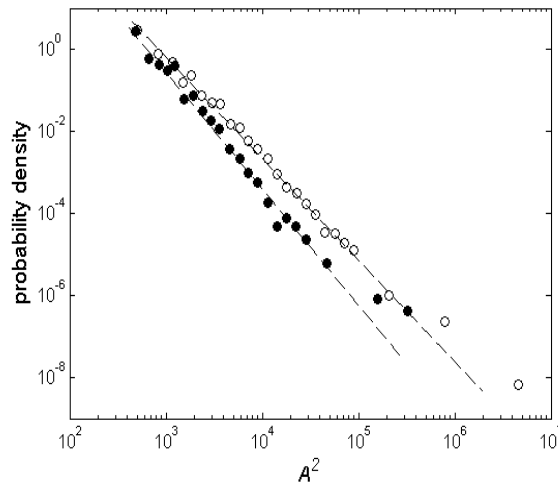


Рисунок 4.5 Функция плотности вероятности для квадрата амплитуды событий АЭ для отожжённого образца (тёмные круги, наклон $\beta \approx 2.9$) и неотожжённого образца (светлые круги, $\beta \approx 2.5$). События были собраны на временном интервале [2000 с; 4000 с], соответствующем диапазону деформаций $\varepsilon < \varepsilon_{cr}$. $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{с}^{-1}$.

В целом поведение АЭ на временном масштабе, равном длительности опыта схожее для всего диапазона $\dot{\varepsilon}_a$. Это проиллюстрировано на Рис. 4.6 (а) и 4.7 (а) (сравните с Рис. 4.2(а)), которые представляют АЭ в случае поведения типа В и типа А, соответственно. Более тонкие детали, показанные на Рис. 4.6 и 4.7, демонстрируют, что с увеличением приложенной скорости деформации наблюдается

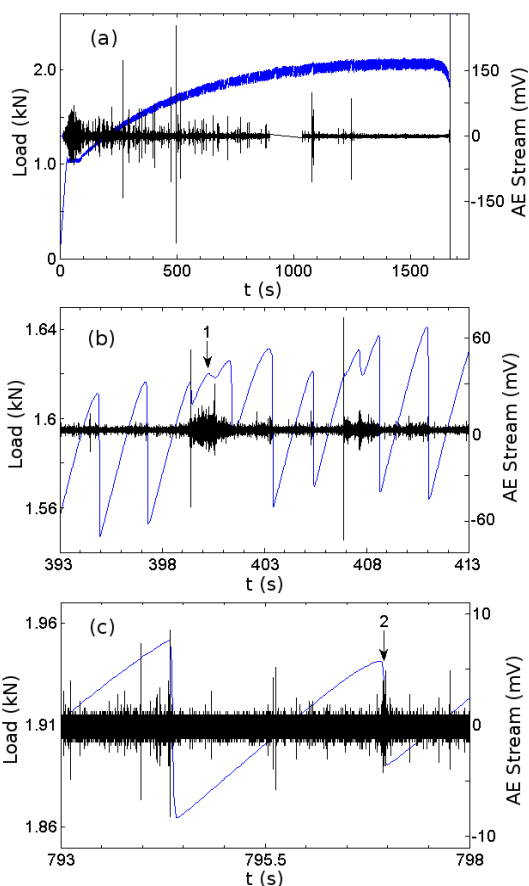


Рисунок 4.6 Суперпозиция кривой нагрузка-время для типа В и сопровождающего сигнала АЭ (а); (b), (с) увеличение отдельных участков. Стрелки (1) и (2) указывают на моменты времени, представленные на Рис. 4.8 (а) и (b). $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$.

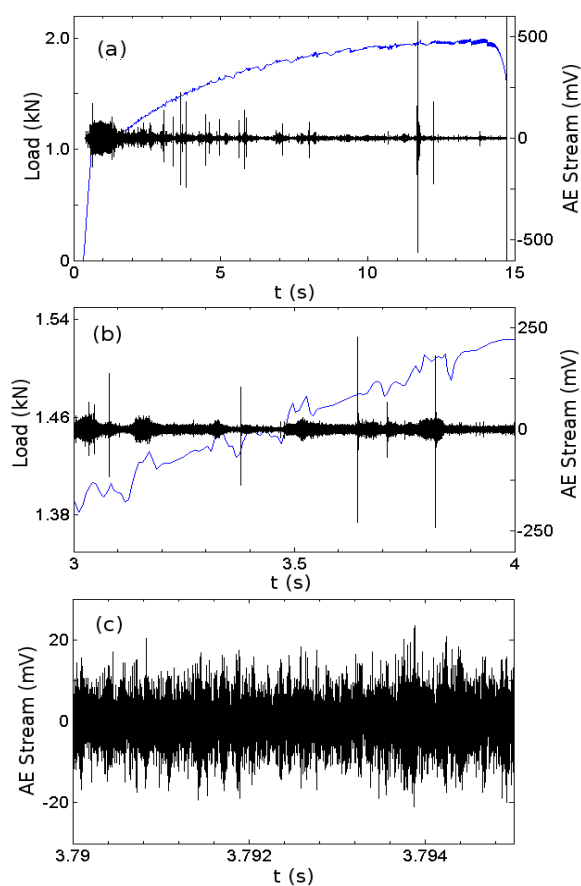


Рисунок 4.7 Суперпозиция кривой нагрузка-время для поведения типа А и сопровождающего сигнала АЭ; (b), (с) последовательное увеличение временного масштаба. $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-2} \text{ c}^{-1}$.

неоднородный рост активности АЭ. Тем не менее, все сделанные выше выводы для поведения типа С остаются в силе для случая неустойчивости типа В. Например, Рис. 4.6 (с) показывает, что увеличившаяся активность АЭ не мешает появлению дискретных форм на временной шкале, соответствующей нескольким скачкам нагрузки (сравните с Рис. 4.2(с)). При этом, хотя скачки нагрузки часто связаны с достаточно интенсивными событиями АЭ, события с такой же амплитудой наблюдаются и в промежутках между ними. Наконец, при самой высокой скорости деформации импульсы с не очень высокой амплитудой сложно выделить, так что АЭ становится практически непрерывным сигналом, на который наложены редкие

мощные события, наблюдаемые на близких временных масштабах (см. Рис. 4.7(b)). Этот непрерывный сигнал демонстрирует рост амплитуды, который совпадает с горбами напряжения (Рис. 4.7 (b)), связанными с зарождением новой деформационной полосы. Аналогичные модуляции непрерывной АЭ наблюдались в [167] для поведения типа А в α -латуни.

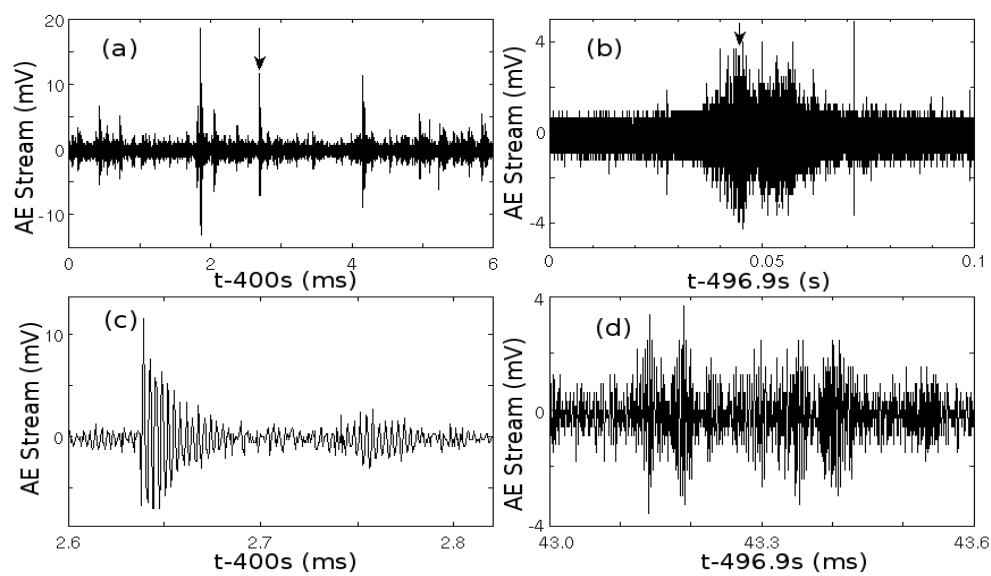


Рисунок 4.8 Примеры волновых форм АЭ во время зарождения (а) и распространения (b) деформационных полос типа В; (с), (d) увеличение рисунков (а) и (b), соответственно. Стрелки указывают на моменты времени, представленные на нижних рисунках. $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$.

4.1.2 Спектральный анализ

В предыдущей части был описан визуальный анализ сигналов АЭ, с помощью которого были выделены две основные волновые формы акустического сигнала, сопровождающего пластическую деформацию в AlMg. Дополнительную количественную информацию можно извлечь из спектрального анализа отдельных участков сигналов. Рисунок 4.9 иллюстрирует типичные волновые формы с соответствующими спектрами мощности. Анализ сигналов не выявил значимой эволюции спектра в процессе деформации. Более аккуратный анализ, основанный на мультифрактальном формализме и нацеленный на выявление возможных изменений, будет представлен в § 4.2.2. Участки близкие к шумовому сигналу, выделенные при

различных деформациях, дают спектральные формы аналогичные Фурье-спектру шума, записанного до начала опыта, который представлен на Рис. 4.9 (а). Сравнение спектров мощности полученных для различных типов событий (Рис. 4.9 (а)-(d)) выявило постоянный пик вблизи 320 кГц, поэтому можно предположить, что он отражает свойства распространения звука в исследуемой среде для данной геометрии образца. Ширина и высота этого пика, тем не менее, зависят от типа события. Например, на Рис. 4.9 (b) показано, что спектр дискретного события, состоящий из десятка регулярных осцилляций с уменьшающейся амплитудой в основном определяется этим пиком. Слияние и перекрытие таких “элементарных” событий даёт комплексные волновые формы и приводит к появлению новых пиков и уширению спектра (см. Рис. 4.9 (c),(d)).

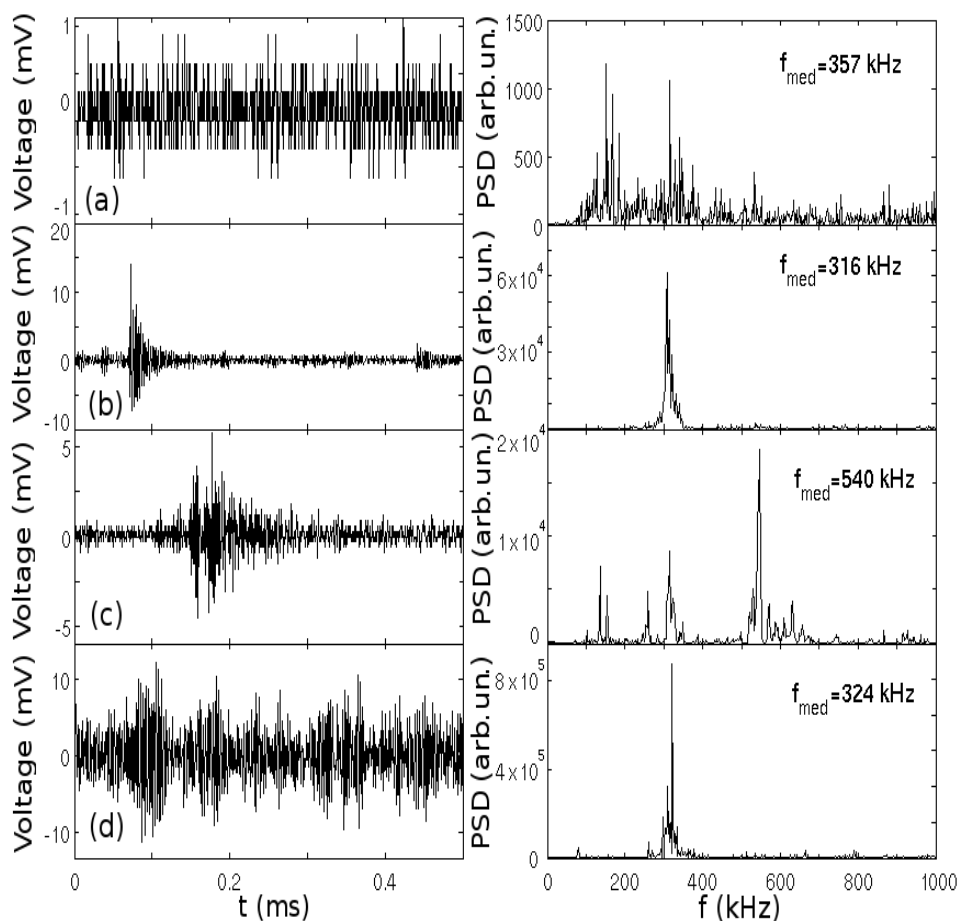


Рисунок 4.9 Типичные волновые формы АЭ и их функции спектральной плотности мощности: (а) шумовой сигнал во время холостого хода деформационной машины; (b) событие между двумя регулярными сериями падений напряжения; (c) событие

между двумя последовательными падениями напряжения; (d) часть большого события, записанного в течение скачка нагрузки. $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$.

Из Рис. 4.9 видно, что в случае события с большой длительностью, записанного во время глубокого скачка нагрузки, вычисление средних характеристик, таких как энергия E и медианная частота f_{med} (см. Главу 2), даёт большее значение E и более низкое значение f_{med} , чем в соседних областях. Корреляции между увеличивающейся активностью АЭ и падениями напряжения подтверждаются графиками эволюции E и f_{med} , которые представлены на Рис. 4.10 и 4.11 для поведения типа С и типа В, соответственно. В самом деле, это представление позволяет обнаружить прерывистость сигнала АЭ на грубой шкале, соответствующей непрерывному внешнему виду самого сигнала. Рисунки 4.10 и 4.11 иллюстрируют, что помимо прерывистости вызванной большими импульсами АЭ, практически все скачки напряжения приводят к росту акустической энергии и одновременному падению медианной частоты. Уменьшение f_{med} обычно относят к усилению корреляций в дислокационных процессах и локализации деформации, и поэтому оно отражает кооперированные процессы (см. [7, 167]). Следует отметить, что изменения E и f_{med} начинаются до начала падения напряжения. Более детальный анализ позволяет отнести это наблюдение к увеличению активности АЭ до скачка, как было отмечено выше. Существование таких предшественников “катастроф” также согласуется с данными корреляционного анализа серий событий АЭ в [105]. Наконец, при высокой скорости деформации эволюция E и f_{med} также представляет флуктуации на масштабе длительности опыта, но практически непрерывный характер АЭ усложняет выделение отдельных событий. Аккуратный анализ на масштабе распространения одной полосы затруднителен (см. Рис. 4.12). В этом случае, локальный максимум энергии и локальный минимум медианной частоты были найдены во время подъёмов напряжения, соответствующих зарождению новой деформационной полосы, а флуктуации напряжения, сопровождающие распространение деформационной полосы, не создают значимых изменений.

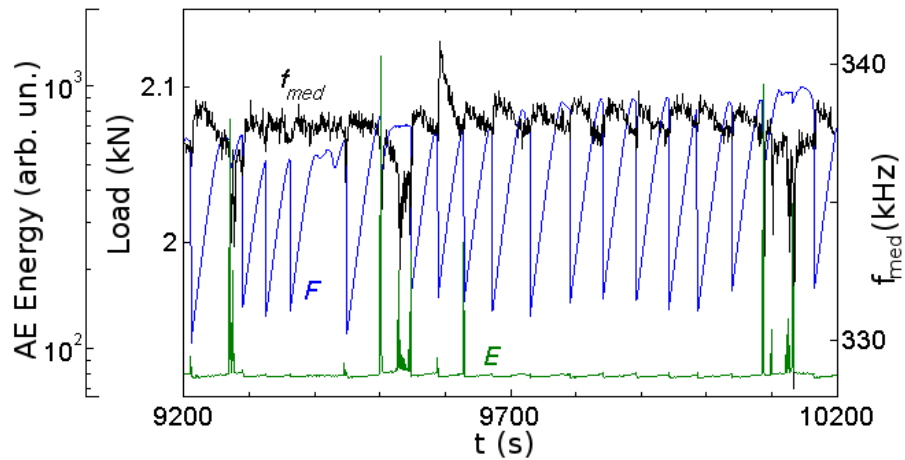


Рисунок 4.10 Суперпозиция части деформационной кривой с временной эволюцией средней энергии АЭ E и медианной частоты f_{med} . Отожжённый образец; $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$.

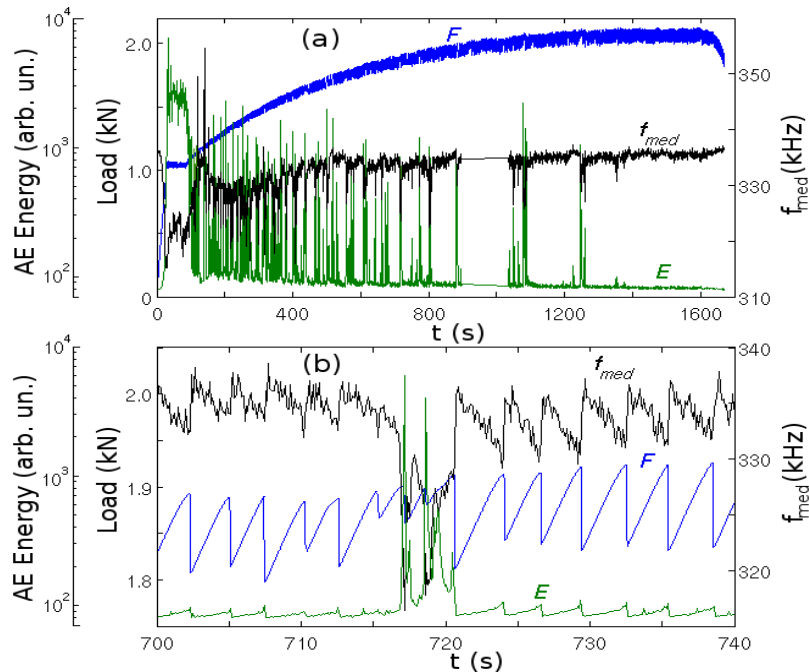


Рисунок 4.11 Эволюция функции спектральной плотности мощности в терминах энергии и медианной частоты; (b) Участок верхнего рисунка на меньшем временном масштабе. Отожжённый образец; $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$.

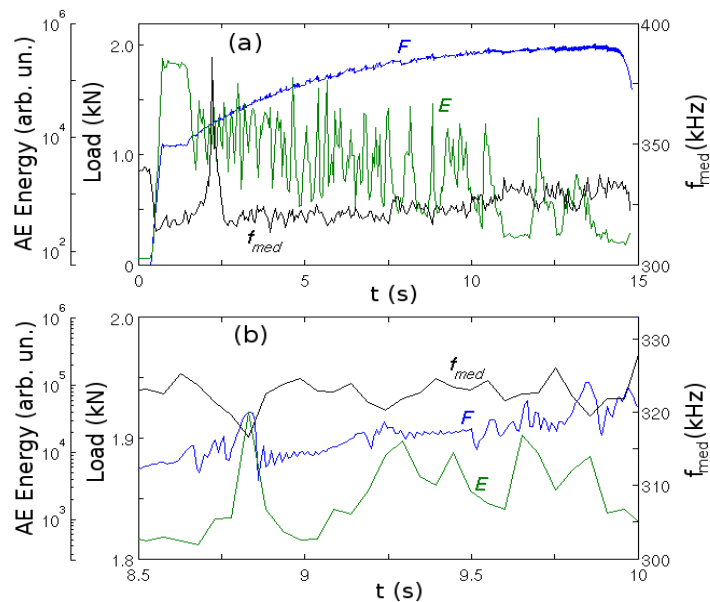


Рисунок 4.12 Эволюция функции спектральной плотности мощности в терминах энергии и медианной частоты; (b) Участок верхнего рисунка на меньшем временном масштабе. Неотожжённый образец, $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-2} \text{ c}^{-1}$.

4.1.3 Обсуждение

В целом наблюдаемое в настоящей работе поведение АЭ, сопровождающее пластическую деформацию в условиях эффекта ПЛШ, согласуется с результатами предыдущих исследований, в которых АЭ рассматривалась как результат движения и размножения дислокаций [51, 105, 145]. Дальнейшее обсуждение также будет строиться на основе дислокационного механизма АЭ. Однако, следует упомянуть возможный вклад растрескивания частиц второй фазы в общий сигнал АЭ, который обычно игнорируется в литературе по АЭ, сопровождающей эффект ПЛШ. В самом деле, электронная микроскопия поверхности разрыва, хотя и показывала пластичные ямки разрывов, выявила редкие сломанные включения, в основном в неотожжённых образцах (Рис. 4.13). Наряду с тем, что число таких сломанных включений, найденных в микроскопическом исследовании, было достаточно малым, другие экспериментальные наблюдения предполагают незначительную роль трещин. В частности, экспоненты степенных распределений, определённые в настоящей работе близки к значениям характерным для сплава AlMg, в котором трещины не были обнаружены [105]. Эти экспоненты значительно больше типичных величин,

опубликованных в литературе для АЭ вызванной трещинообразованием[141], которые близки к значениям, найденным для дислокационного скольжения или двойникования в чистых материалах[172]. Тем не менее, вклад включений в генерацию АЭ во время пластической деформации стареющих сплавов остаётся открытым вопросом и требует специального изучения.

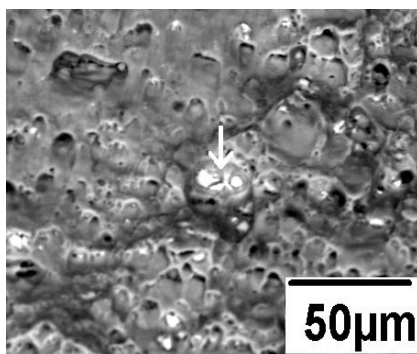


Рисунок 4.13 Изображение поверхности разрыва неотожжённого образца AlMg. Стрелка указывает на треснувшую частицу.

В главе 1 было представлено традиционное видение АЭ, сопровождающей эффект ПЛШ. В рамках этого представления дискретная АЭ является результатом коллективного движения дислокаций во время скачков напряжения, а непрерывная – генерируется во время макроскопически гладкого течения. Эта интуитивная картина согласуется с общим пониманием пластического течения, как процесса включающего скоротечные движения больших дислокационных ансамблей, которое вытекает из исследований различных механизмов макроскопической пластической неустойчивости. В то же время, такое представление противоречит недавним наблюдениям масштабно-инвариантного поведения пластического течения в различных материалах, которое приводит к гипотезе единого характера – концепции лавинообразной динамики дислокаций.

Настоящие результаты показывают, что интерпретация наблюдаемой АЭ, записанной в течение деформации в условиях эффекта ПЛШ, зависит от временной шкалы наблюдения. При не очень высоких скоростях деформации компонента, которая выглядит непрерывной на глобальном временном масштабе, демонстрирует

очевидный дискретный характер на более коротких временных масштабах (Рис. 4.2 и Рисунок 4.6, таким образом, подтверждая вместе с соответствующей степенной статистикой, гипотезу о прерывистости. Как правило, считается, что акустические импульсы, сопровождающие дислокационное скольжение, происходят из-за прорыва подвижных дислокационных скоплений. Эта точка зрения согласуется с упомянутым выше наблюдением об уменьшении амплитуд импульсов в процессе деформации. В самом деле, в недеформированном материале дислокационные скопления могут двигаться на большие расстояния, что способствует появлению событий большой амплитуды. Наоборот рост плотности препятствий в процессе упрочнения материала будет приводить к уменьшению свободного пробега подвижных дислокаций. Как отмечается в[51], волновая форма импульсов в основном определяется свойствами распространения звука в материале. Более конкретно, предполагается, что длительность их переднего фронта возникает из разных скоростей распространения различных (поверхностных и объёмных) мод волн напряжения, в то время как задний фронт этих импульсов может отражать развитие деформационного процесса и продолжаться довольно долго.

С другой стороны, слияние множества дискретных событий за время развития одного падения нагрузки приводит к практически непрерывному внешнему виду составных событий на миллисекундном (или меньшем) масштабе времени (Рис. 4.4). Появление таких событий объясняет сообщаемые в литературе наблюдения об огромных всплесках скорости счёта, сопровождающих скачки нагрузки[34, 51]. Стоит отметить, что амплитуда этих событий принимает обычные значения с маленькими или вообще отсутствующими всплесками. В работе[34] было предположено, что слияние событий АЭ отражает синхронизацию деформационных процессов, которые ответственны за большие скачки напряжения. В самом деле, при достаточно низкой скорости деформации внутренние напряжения, вызванные деформационной полосой, эффективно релаксируют в течение медленного нагружения, следующего за соответствующим падением напряжения. Поэтому,

когда порог неустойчивости достигается в некотором месте в кристалле, соседние места также близки к порогу. В частности это предположение подтверждается тем, что появлению длинного события предшествует увеличение числа импульсов АЭ (сравните с [51, 105]). Также это наблюдение количественно подтверждается результатами спектрального анализа. В конечном счёте, скольжение дислокаций может спровоцировать распространение пластической активности и формирование деформационной полосы. Развитие полосы останавливается падением напряжения, которое отодвигает состояние системы далеко от условий неустойчивости.

Когда $\dot{\epsilon}_a$ увеличивается, короткие импульсы АЭ ещё различимы на соответствующем временном масштабе во время относительно тихих интервалов и на фоне более интенсивной АЭ во время зарождения деформационной полосы. Поэтому, можно предположить, что “элементарные” пластические события в исследуемом материале являются по существу коллективным лавинообразным процессом, одинаковым для всех скоростей деформации. Это предположение также находится в соответствии с более ранними наблюдениями одинаковых волновых форм для разных типов скачков [51]. Тем не менее, общий рост пластической активности требует по существу более быстрого нагружения, в результате этого усиливается слияние и суперпозиция событий АЭ. Как следствие наблюдается практически непрерывная АЭ. Также можно предположить, что эти изменения являются более глубокими и отражают изменения в корреляциях между элементарными процессами, которые приводят к переходу к другому динамическому режиму на макроскопическом масштабе. В самом деле, при высокой скорости деформации не только АЭ, но и скачки нагрузки (тип А) характеризуются степенной статистикой, в то время как распределения с пиком наблюдаются для скачков типа В и типа С [31, 99, 105]. Этот переход согласуется с вышеописанной моделью. А именно, увеличение приложенной скорости деформации приводит к тому, что внутренние напряжения вызванные неоднородностью пластической деформации не имеют достаточно времени для релаксации, поэтому большинство

дислокационных ансамблей постоянно находятся вблизи порога неустойчивости. Как результат, увеличение скорости деформации приводит к переходу от отдельных скачков, вызванных повторяющейся синхронизацией перемещений дислокаций, к поведению критического типа, характеризуемого флуктуациями напряжения всех размеров.

Другое важное наблюдение следует из сравнения АЭ во время гладкого и прерывистого течений для данной скорости деформации, включая области до начала эффекта ПЛШ. Это наблюдение предполагает, что АЭ имеет прерывистую природу на всей деформационной кривой, хотя события АЭ демонстрируют различные синергетические эффекты, представляющие серии индивидуальных импульсов во время гладкого пластического течения и высокую степень корреляции для прерывистого течения. Этот вывод согласуется с результатами мультифрактального анализа серий скачков напряжения и серий событий АЭ в работе[105], а также с наблюдением[35] близких статистических распределений амплитуд АЭ, вычисленных для событий во время скачков и между ними. Поэтому можно предположить, что элементарные процессы пластической деформации являются одинаковыми не только для разного типа скачков, но и для макроскопически однородного течения. Тем не менее, этот результат не является универсальным для всех материалов. В частности, в работе[167] в α -латуни в условиях эффекта ПЛШ типа А наблюдалась практически непрерывная АЭ на всех масштабах.

Устойчивый характер степенных статистических распределений амплитуд АЭ подкрепляет совокупность приведенных выше результатов, приводящих к гипотезе о внутренне прерывистом характере дислокационных процессов в исследуемом материале. Одна черта наблюдаемых распределений, тем не менее, необычна и заслуживает специального обсуждения. А именно, степенная статистика, характеризующая динамику разных реальных систем, обычно имеет усечение на больших масштабах анализируемой переменной. Наряду с различными частными механизмами такого усечения, оно также может быть вызвано общими факторами,

такими как ограничения, налагаемые на размер лавин линейными размерами системы, невозможностью ожидать достаточно долго для накопления достаточной статистики для редких больших событий и так далее. Напротив, полученные в диссертационной работе данные часто обнаруживают усиление вероятности больших событий АЭ (см. Рис. 4.5). Это поведение указывает на роль границ зёрен в коллективной дислокационной динамике. В самом деле, границы зёрен, будучи эффективными препятствиями для движения дислокаций, могут играть двойную роль. С одной стороны, концентрация напряжения, вызванная дислокационными скоплениями, может запустить дислокационные источники в соседних зёрнах и, таким образом, способствовать появлению больших дислокационных лавин. Подобная ситуация впервые наблюдалась в [147], где показатель степени уменьшался в поликристаллах, т.е., увеличивалась вероятность больших событий АЭ по сравнению с монокристаллами того же материала. С другой стороны, β -величины сообщаемые в [147] и аналогичных работах $\{\beta \approx 1.3 \div 1.7\}$ значительно меньше найденных в случае эффекта ПЛШ $\{\beta \approx 2 \div 3\}$. В [34], это различие было связано с более важной ролью другого механизма: деформационного упрочнения, вызванного дислокациями леса и примесями. Данные полученные в настоящей работе данные дают больше фактов подтверждающих эту гипотезу. Во-первых, хотя детальное сравнение с данными [34] невозможно по причине исследования в этой работе сплава AlMg, имеющего другое содержание магния, начальную плотность дислокаций и зёрненную структуру, наблюдение сходного диапазона β -значений для двух сплавов подтверждает ограничение размера лавин в таких материалах. Во-вторых, в работе [34] наблюдалась тенденция к увеличению вероятности больших дислокационных лавин, но это влияние значительно сильнее в настоящем исследовании. Оба эти наблюдения могут быть объяснены в рамках обсуждаемой гипотезы, принимая во внимание малый размер зерна в исследуемом материале, по сравнению с типичным размером зёрен около $30 \div 70$ мкм в сплаве, изучаемом в [34]. В самом деле, уменьшение размера зерна может усилить роль границ зёрен в

стимулировании передачи пластической активности к соседним зёрнам, по меньшей мере, для мощнейших дислокационных лавин. Обсуждаемая гипотеза также согласуется с вышеописанным наблюдением увеличения β при удвоении размера зерна в результате температурной обработки и исчезновением этого различия по мере упрочнения материала. Наконец, можно говорить о том, что это влияние не является частным для сплавов AlMg: аналогичное наблюдение было описано в главе 3 для сплавов MgZr.

В заключение, отметим, что среди литературы по прерывистому пластическому течению, явление скачкообразного течения обычно рассматривается как экзотический случай, из-за огромных неустойчивостей, приводящих в результате к макроскопическим флуктуациям напряжения. Кроме того, эти флуктуации демонстрируют масштабно-независимые степенные распределения только при высоких скоростях деформации, в то время как при медленной деформации возникает характерный масштаб. Результаты изучения АЭ представленные выше показывают, что большие скачки напряжения сопровождаются импульсами длительности акустических событий. Однако, амплитуды лежат в том же амплитудном диапазоне, как и в случае отсутствия макроскопической неустойчивости. Последнее наблюдение указывает на некие общие ограничения коллективной динамики дислокаций. В [172], было отмечено, что в случае монокристаллов льда и чистых металлов размер дислокационной лавины в основном ограничен размерами образца. Настоящие результаты подтверждают, что размер зёрен и дислокационная микроструктура (например, дислокации леса) могут вызвать важные ограничивающие эффекты.

В этом ограниченном диапазоне, амплитуды событий АЭ подчиняются степенным законам, таким образом, подтверждая единую природу прерывистости и унифицируя случаи гладкого и скачкообразного течения. В то же время, показатели степени значительно больше, чем величины, найденные в случае чистых материалов, и зависят от микроструктуры. Что касается всплесков длительности, они могут быть

вызваны синхронизацией дислокационных лавин, которая реализуется в виде распространяющегося процесса, аналогично релаксационным колебаниям [140]. Следовательно, хотя традиционное видение АЭ, использующее зависимость от длительности характеристики, представляет импульсы во время падений нагрузки, плотная последовательность соседних акустических событий может привести к практически непрерывному виду самого сигнала АЭ, при условии надлежащего выбора временного и амплитудного разрешений.

4.2 Процессы пластичности на разных временных масштабах: от микросекунд до минут

Настоящий раздел представляет результаты статистического и мультифрактального анализа АЭ, сопровождающей пластическую деформацию сплава Al5Mg. Исследование проведено при разных скоростях деформации, на разных стадиях деформации, а также на разных временных масштабах. До недавнего времени, только статистический анализ АЭ был использован для извлечения информации о коллективной дислокационной динамике [34, 105, 146, 171]. В случае эффекта ПЛШ [34, 105] привлекает внимание наблюдение значительных изменений в индексах степенных статистических распределений в процессе деформации сплава Al-3%Mg. Увеличение наклона зависимостей указывает на стремление перейти от масштабного-независимого поведения к поведению с характерным внутренним масштабом. Для проверки этой гипотезы был проведён подобный анализ АЭ, записанной во время деформации сплава Al-5%Mg. Эти исследования будут подкреплены мультифрактальным анализом. Следует отметить, что статистические распределения характеризуют только вероятность пластической активности с данной интенсивностью во время опыта, но они не дают информации об относительном расположении событий. Мультифрактальный анализ обладает возможностью раскрывать наличие корреляций и охарактеризовать их скейлинговые свойства.

4.2.1 Статистический анализ

Анализ был проведен на обоих типах (отожженные, неотожженные) образцов Al-5%Mg. Как показано в Главе 3, выбор параметров индивидуализации событий слабо влияет на наблюдаемую статистику амплитуд событий АЭ. Благодаря этим результатам, в данной части работы при проведении статистического анализа использовался только один набор параметров индивидуализации для обоих типов образцов: $U_0 = 2.2$ мВ (27 дБ), $HDT = HLT = 300$ мкс. На Рис. 4.5 представлены примеры степенных распределений квадратов амплитуд событий АЭ. Подобные степенные зависимости функций плотности вероятности были найдены практически для всех условий деформации и почти во всем диапазоне амплитуд АЭ. Исключением является начальная стадия деформации в случае самой высокой скорости деформации $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, где анализ был невозможен из-за очень сильного слияния событий. Можно также заметить, что наибольшие события имеют тенденцию к увеличению вероятности. Возможная природа, такого необычного отклонения, была обсуждена в § 4.1.3 и относится к возникновению избыточных напряжений, создаваемых остановившимися на границах зерен дислокационными скоплениями. Эти напряжения могут запустить дислокационные источники в соседних зернах.

Рисунок 4.14 демонстрирует эволюцию наклона степенных распределений с деформацией для четырех величин скорости деформации. Как говорилось ранее, в случае наибольшей скорости деформации АЭ вначале представляет почти непрерывные сигналы с наложенными огромными дискретными импульсами, так что прикладываемая процедура выделения находит только несколько событий. Тем не менее, сигнал АЭ приобретает более дискретный характер после некоторого механического упрочнения и обеспечивает тем самым достаточно данных для статистического анализа. Результаты, показанные на Рис. 4.14 (а), были получены на статистических выборках содержащих порядка 1000 событий, что позволило определить степенной закон достаточно точно. По меньшей мере, в десять раз

большие статистические выборки обычно анализировались при меньших скоростях деформации, за исключением квазиупругой области перед площадкой Людерса и более поздних временных интервалов, предшествующих разрыву образца. Данные для более низких скоростей деформации представлены на Рис. 4.14 (b-d), подтверждают, что для данной $\dot{\epsilon}_a$ степень β изменяется в процессе деформации. Поведение в целом и диапазон значений β согласуются с данными, полученными на сплаве Al-3%Mg [34]. Величина β , зависящая от $\dot{\epsilon}_a$, изменяется между 1.8 и 2.4 в начале пластической деформации. Затем она увеличивается и варьируется от 2 до величины превышающей 3. Наконец, некоторая обратная тенденция (уменьшение β) происходит после некоторой деформации при $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$.

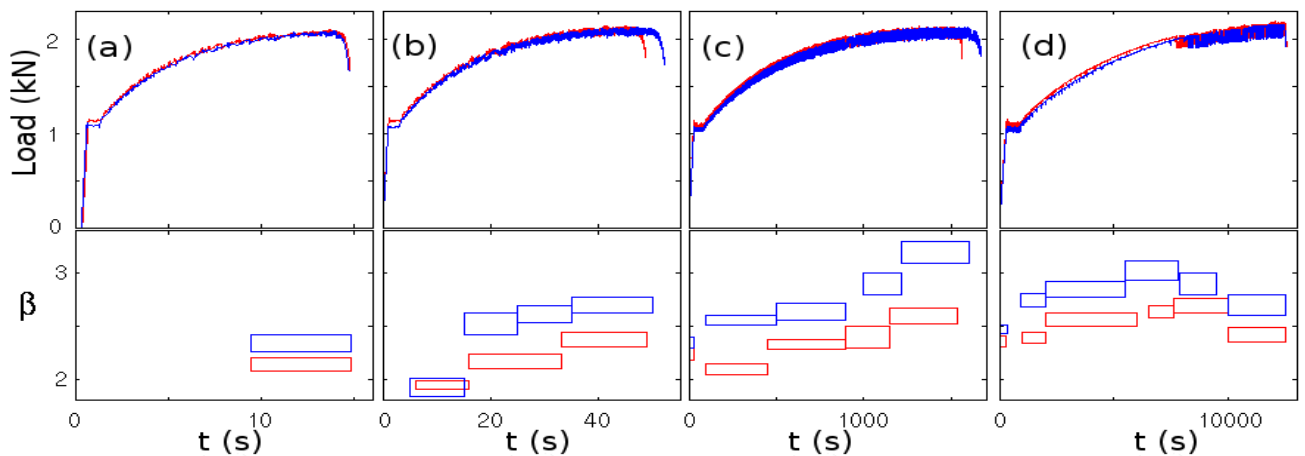


Рисунок 4.14 Пример сопоставления деформационных кривых с эволюцией показателей степени β для распределений энергии АЭ. Прямоугольники обозначают временные интервалы соответствующие статистически стационарным сериям событий АЭ; их высоты дают ошибку определения β , вычисленную методом наименьших квадратов. Данные для двух образцов представлены для каждой скорости деформации: синий - отожженные образцы, красный - неотожженные образцы. (a) $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-2} \text{ c}^{-1}$; (b) $\dot{\epsilon}_a = 6 \times 10^{-3} \text{ c}^{-1}$; (c) $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; (d) $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$.

Сравнение данных полученных в одинаковых интервалах пластической деформации выявило тенденцию к росту β с уменьшением $\dot{\epsilon}_a$, в области скоростей деформации соответствующей поведением типа А и типа В (Рис. 4.14 (a-c)). На данном этапе исследований, сложно сказать является ли такая тенденция значимой

или нет. Это наблюдение качественно согласуется с экспериментальным наблюдением влияния скорости изменения намагничивающего поля на степенные статистики в случае эффекта Баркгаузена [62], так же как и с теоретическими предсказаниями влияния перекрытия событий [174] (см. § 1.2.3). Важно отметить, что такая тенденция не проявляется при дальнейшем уменьшении $\dot{\epsilon}_a$ (см. Рис. 4.14 (с) и (d)). Поэтому можно предположить, что корректные величины β , не затронутые влиянием перекрытия событий, получены для $\dot{\epsilon}_a \leq 2 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Это наблюдение объясняет удивительную устойчивость β по отношению к параметрам индивидуализации событий, о которой сообщалось в [34] для того же диапазона $\dot{\epsilon}_a$.

Данные Рис. 4.14 уточняют наблюдение, отмеченное в § 4.1.1, в отношении разницы между β -величинами для образцов подверженных температурной обработке и без нее. А именно, наклон степенной зависимости обычно круче для отожженных образцов, т.е., отжиг приводит к росту вероятности меньших событий, хотя в случае неустойчивости типа С эта разница уменьшается во время деформации или даже может исчезать. Разница между значениями β для неотожженного и отожженного образцов находится в соответствии с предположением, что границы зёрен могут содействовать появлению мощных лавин из-за запуска новых источников дислокаций в соседних зёрнах. В самом деле, термическая обработка приводит к росту размера зёрен и уменьшению концентрации напряжений на границах зёрен, что может уменьшить число запускаемых новых источников. Наблюдение уменьшения в этой разнице после некоторой деформации в опытах при $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ не кажется противоречием этому предположению, т.к. низкая скорость деформации даёт больше времени для релаксации локальных избыточных напряжений на границах зерен. Следовательно, рост плотности дислокаций будет выдвигать на передний план влияние дислокаций леса, препятствующих скольжению, и уменьшать влияние границ зёрен.

4.2.2 Мультифрактальный анализ

Общий подход

Для выявления мультифрактальных свойств сигнала АЭ были использованы два подхода к анализу временных серий. Первый подход основывается на анализе серий пиковых амплитуд событий выделенных из сигнала (см. [34, 106]). Этот метод позволяет анализировать большие временные интервалы, а также даёт возможность отфильтровывать события, которые не принадлежат найденному мультифрактальному множеству. По этой причине, вычисление частичных функций $Z_q(\delta t)$ (см. § 2.2.3) повторялось несколько раз для разного выбора порога напряжения, который обрезал события, как низкой, так и высокой амплитуды. Во втором подходе, в качестве временных серий использовался непосредственно сам сигнал АЭ. Чтобы обеспечить разумное время вычисления, анализ таких временных серий обычно ограничивался короткими временными интервалами (< 5 с). Это ограничение может быть расширено после удаления шумовой составляющей сигнала ниже некоторого порога. Этот подход особенно полезен при анализе индивидуальных волновых форм, а также в случае высоких скоростей деформации, для которых извлечение событий из сигнала затруднено из-за их слияния.

Рисунок 4.15 (а) иллюстрирует примеры частичных функций для двух значений q в случае шумового сигнала, записанного во время холостого хода деформационной машины. Все зависимости проходят очень близко к тривиальному единичному наклону, подтверждая верность численных процедур, используемых при МФ анализе. Этот рисунок также показывает влияние конечного размера рассматриваемого множества. Это влияние проявляется в виде ступенек возникающих, когда δt приближается к длине всего временного интервала. Рисунок 4.15 (b) иллюстрирует результат отсека части того же сигнала ниже некоторого порогового значения. Это приводит к постепенному отклонению зависимостей в пределе малых δt , из-за добавления пустот в изначально непрерывный сигнал.

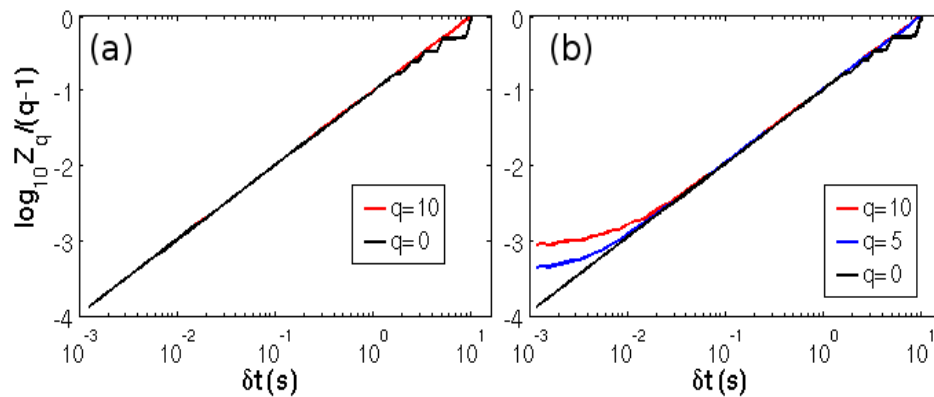


Рисунок 4.15 Примеры частичных функций для экспериментального шума: (а) полный сигнал; (б) после удаления части сигнала ниже 1 мВ.

Рисунки 4.16 (а) и (б) иллюстрируют маскирующий эффект шума на мультифрактальное множество и результат обрезания шумовой компоненты. Видно, что присутствие шума может полностью замаскировать мультифрактальность (Рис. 4.16 (а)). Хотя это не является правилом. Обратные примеры могут быть найдены в [108]. Удаление шума позволяет обнаружить мультифрактальность в достаточно больших интервалах δt , от 30мс до примерно 1с (Рис. 4.16 (б)). Поскольку эта процедура приводит к вышеописанному ухудшению частичных функций, ничего нельзя сказать о расширении мультифрактальности на более короткие временные масштабы. Очевидно, обрезание удаляет как шум, так и возможную низкоамплитудную компоненту сигнала. По этой причине вейвлет-анализ[58] также применялся, чтобы уменьшить шум в сигнале и избежать удаления полезной составляющей. Первые попытки такой обработки не позволили улучшить результаты. МФ анализ сигнала с уменьшенным с помощью вейвлет-преобразования шумом дал те же интервалы линейного поведения на $\log Z_q / (q - 1)$ vs. $\log \delta t$ зависимостях. Поэтому в настоящей диссертации будут приведены результаты, полученные в случае обрезания шума из-за простоты его применения. Исследования с использованием вейвлет-анализа будут продолжены в будущем.

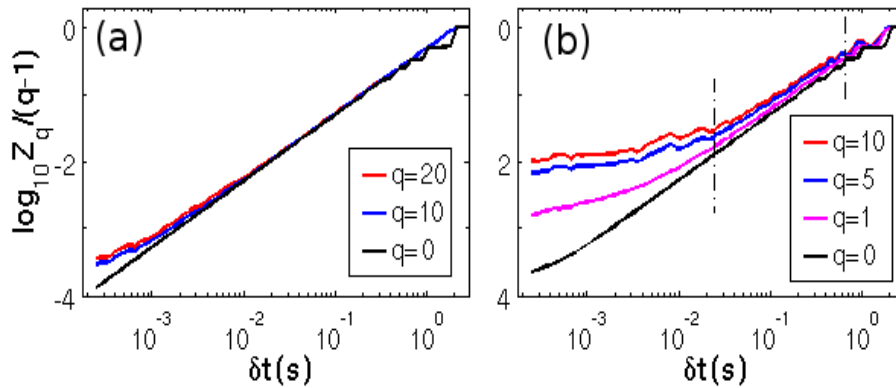


Рисунок 4.16 Пример влияния шума на частичные функции для сигнала, записанного во время деформации AlMg образца и иллюстрирующего мультифрактальные черты: (a) целый сигнал; (b) после обрезания части сигнала ниже 1 мВ (уровень шума в опытах на AlMg образцах был примерно 1.5 мВ).

Анализ на больших временных интервалах

Как сообщалось в Главе 1, применение МФ анализа к сериям скачков напряжения выявили мультифрактальность деформационных кривых при всех скоростях деформации [31, 98, 106, 107]. В [105], мультифрактальное поведение было также найдено для соответствующих серий амплитуд событий АЭ, исключая наибольшую скорость деформации, $\dot{\epsilon}_a = 6 \times 10^{-3} \text{ c}^{-1}$. В последнем случае неудача МФ анализа была связана с сильным перекрытием событий АЭ, которое затруднило разрешение отдельных импульсов. По этой причине основной анализ был реализован, применяя прямую обработку сигналов АЭ, когда это было возможно.

Подобно вычислениям статистических распределений, МФ анализ был проведён на временных интервалах соответствующих статистически стационарной АЭ. Рисунки 4.17(a) и (b) представляют примеры частичных функций для двух сигналов АЭ. Веера приблизительно линейных $\frac{\log Z_q}{(q-1)}$ vs. $\log \delta t$ зависимостей были найдены на интервалах времён, покрывающих больше чем один порядок величины δt . Зависимости отклоняются от прямых линий, когда δt уменьшается до масштабов, соответствующих отдельным событиям. Верхний предел скейлинга относится к конечной длине анализируемой временной серии. Используя семейства таких зависимостей, были вычислены спектры обобщенных размерностей $D(q)$ и спектры

сингулярности $f(\alpha)$. Для всех приложенных скоростей деформации были получены гладкие МФ спектры. Тем не менее, следует отметить, что при низких и средних скоростях деформации, существуют временные окна, внутри которых мультифрактальность не была обнаружена.

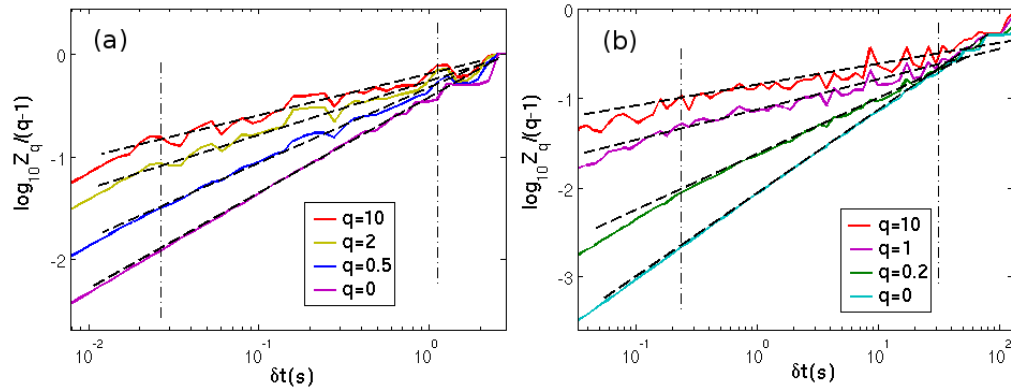


Рисунок 4.17 Примеры частичных функций $Z_q(\delta t)$ для временных серий АЭ. (а) $\dot{\epsilon}_a = 6 \times 10^{-3} \text{ c}^{-1}$, $T = [17.5 \text{ c}; 20 \text{ c}]$; (б) $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$, $T = [500 \text{ c}; 700 \text{ c}]$. Вертикальные штрих-пунктирные линии указывают на верхние и нижние пределы скейлинга.

Рисунок 4.18 показывает МФ спектры для сигналов АЭ записанных на различных стадиях деформации в опыте, проведенном при $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$. Первый интервал выбран до ϵ_{cr} в области макроскопически однородного течения между двумя низкоамплитудными скачками напряжения (см. Рис. 4.19 (а)). Этот сигнал даёт гладкий МФ спектр, таким образом подтверждая, что корреляции в динамике дислокаций, приводящие к возникновению мультифрактальных структур, существуют до возникновения сильных эффектов самоорганизации, связанных с макроскопической пластической неустойчивостью. Рисунок 4.18 также иллюстрирует МФ спектры для двух последующих интервалов, один из которых выбран после ϵ_{cr} (см. Рис. 4.19 (б)). Можно заметить, что спектры постепенно расширяются и теряют мультифрактальные свойства в процессе деформации. Более того, мультифрактальность обычно не обнаруживается для сигналов, соответствующих участкам кривых деформации перед разрывом образца. Основной проблемой для обработки реальных сигналов является то, что ветви,

соответствующие отрицательным значениям q (правая часть спектра сингулярностей), особенно чувствительны к любому отклонению от фрактального поведения и их трудно достоверно определить. Эта чувствительность вызвана тем, что отрицательные q соответствуют подмножествам с беднейшей статистикой (см., [104, 107]). Несмотря на это, увеличение ширины спектра в области $q > 0$ указывает на увеличивающуюся неоднородность сигнала.

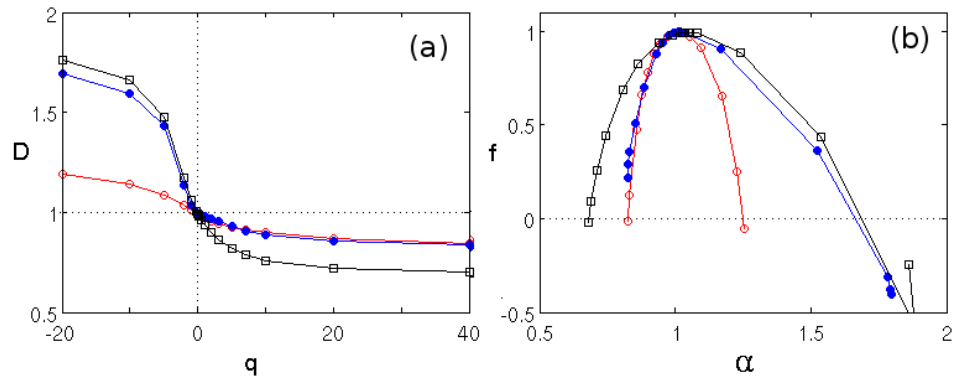


Рисунок 4.18 Примеры МФ спектров для трёх частей сигнала АЭ, записанного при $\dot{\varepsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{с}^{-1}$: светлые круги - $T=[2700\text{с}; 2900\text{с}]$, до ε_{cr} , $U_{tr} > 1.7$ мВ; темные круги - $T=[5300 \text{с}; 5600 \text{с}]$, до ε_{cr} , $U_{tr} > 1.7$ мВ; светлые квадраты - $T=[9650\text{с}; 10050\text{с}]$, после ε_{cr} , $U_{tr} > 1.5$ мВ. Деформационные кривые и сигналы АЭ проиллюстрированы на Рис. 4.19 для первого и третьего интервалов.

Для проверки выводов об эволюции МФ спектров, вычисления были также проведены на сериях амплитуд событий АЭ. Рисунок 4.20 представляет спектры сингулярностей для временных интервалов, которые включают интервалы, обрабатываемые на Рис. 4.18 (большие интервалы взяты для обеспечения статистически значимого числа выделенных событий АЭ). Как можно было ожидать, спектры не совпадают со спектрами на Рис. 4.18. Однако, они лежат в том же диапазоне показателей сингулярности α . Важно, что качественное влияние упрочнения является таким же для двух типов временных серий.

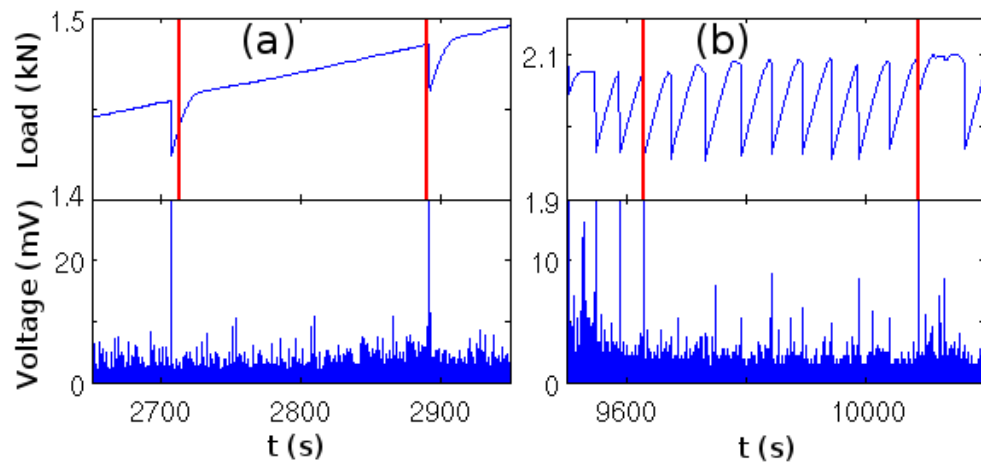


Рисунок 4.19 Примеры участков деформационной кривой и сопровождающие их акустические сигналы (показаны только положительные части колебаний сигнала) для отожжённого образца Al5Mg, деформированного при $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$: (a) и (b) соответствуют областям до и после ϵ_{cr} . Красные линии отмечают границы анализируемых временных интервалов $U_{tr} = 1.52 \text{ мВ}$.

Несмотря на рост активности АЭ с увеличением $\dot{\epsilon}_a$, перекрытие событий АЭ при средних скоростях деформации кажется незначительным во время макроскопически гладких участков деформационных кривых. Принимая во внимание, что длительность опыта уменьшается с увеличением $\dot{\epsilon}_a$, оба подхода к МФ анализу АЭ могут быть применены без затруднений. Более того, в этих условиях процедура вычислений позволяет обработку временных интервалов охватывающих несколько последовательностей скачков напряжения, связанных с эстафетным распространением деформационных полос типа В. Примеры МФ спектров для $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ даны на Рис. 4.21. Для одного сегмента, $T = [520 \text{ с}; 700 \text{ с}]$, представлены результаты, полученные используя оба типа временных серий. Можно увидеть, что в этом случае целый сигнал даёт, очевидно, искаженный спектр (светлые круги), таким образом, ставя под сомнение предположение, основанное на визуальном анализе сигнала, что события слабо перекрываются. Напротив, серии амплитуд в том же временном интервале выдают гладкий спектр (темные круги). В любом случае, сравнение МФ спектров, полученных на различных временных участках, используя один и тот же подход, доказало, что их эволюция с деформацией подобна той, которая была найдена для поведения типа С. В частности, подавление

АЭ на последних стадиях деформации, так что многие скачки напряжения не показывают никакого акустического отклика, и мультифрактальность полностью исчезает. Этот последний результат представлен в виде зависимости, отмеченной светлыми квадратами, которая иллюстрирует формальное вычисление МФ спектра. Видно, что данная зависимость имеет резкие изломы.

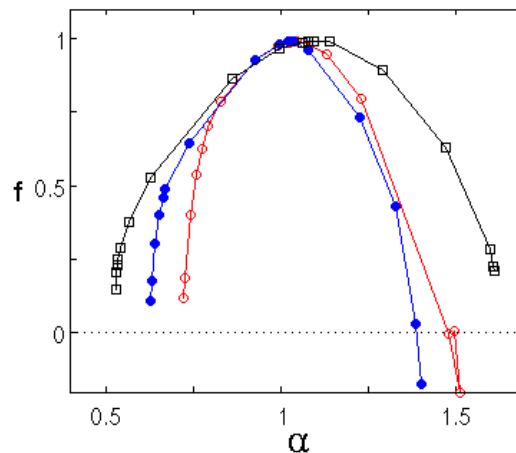


Рисунок 4.20 Примеры спектров сингулярности для серий амплитуд событий: светлые круги – $T = [2100 \text{ с}, 3100 \text{ с}]$; темные круги – $T = [5000 \text{ с}, 6000 \text{ с}]$; светлые квадраты – $T = [9200 \text{ с}; 10200 \text{ с}]$. Параметры выделения событий были следующими $U_{tr} = 1.8 \text{ мВ}$; $\text{HDT} = \text{HLT} = 300 \text{ мкс}$.

Помимо обработки больших временных интервалов, относительно высокая активность АЭ, наблюдаемая при средних скоростях деформации, позволяет проверку МФ скейлинга на масштабе одного “периода” релаксационных колебаний, т.е., во время одной последовательности нагружение/скачок. Рисунок 4.22 (а) представляет детали участка сигнала АЭ рассмотренного на Рис. 4.21. Выбранный сегмент лежит внутри временного интервала, спектр которого обозначен красным цветом и темными квадратами. Рисунок 4.22 (b) иллюстрирует соответствующий спектр сингулярности для этого короткого участка, найденный в диапазоне δt от примерно 40 мс до 0.6 с. Стоит отметить, что спектр имеет такую же форму и ширину, как и спектр интервала содержащего этот сегмент на Рис. 4.21, определенный для времён $\delta t \approx [10 \text{ с}; 100 \text{ с}]$. Наличие щели между двумя диапазонами δt , вероятно, является артефактом процедуры обрезания, которая накладывает

ограничения на пределы скейлинга. Действительно, этот вывод можно проверить, анализируя интервалы с промежуточными длинами. Таким образом, наблюдаемое подобие свидетельствует об одинаковом механизме корреляций, работающем в довольно широком диапазоне времён, от миллисекунд до десятков секунд. Однако, данная гипотеза требует дальнейшей проверки. К сожалению, число событий, появляющихся во время стадии нагружения, уменьшается с деформацией, что значительно затрудняет систематический анализ.

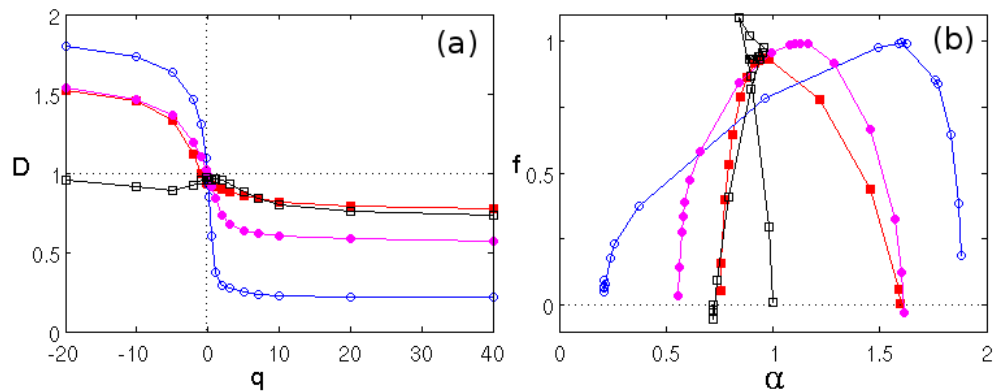


Рисунок 4.21 Примеры спектров (а) обобщенных размерностей $D(q)$ и (б) спектров сингулярности $f(\alpha)$ для участков сигнала АЭ полученной при деформации отожжённого образца Al5%Mg в условия типа В; $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$. Тёмные квадраты – $T = [100 \text{ c}; 260 \text{ c}]$; светлые круги – $T = [520 \text{ c}; 700 \text{ c}]$; светлые квадраты: $T = [1300 \text{ c}; 1600 \text{ c}]$. Темные круги иллюстрируют МФ спектры для серий амплитуд событий в интервале $T = [520 \text{ c}; 700 \text{ c}]$. $U_{tr} = 1.8 \text{ мВ}$.

Дальнейшее повышение $\dot{\epsilon}_a$ приводит к сильному перекрытию акустических событий. Тем не менее, мультифрактальный скейлинг был также найден для неустойчивости типа А. Несмотря на то, что эволюция спектра с деформацией усложняет оценку влияния $\dot{\epsilon}_a$, сравнение МФ спектров полученных для схожих интервалов деформации выявило тенденцию к более неоднородному поведению (спектры шире) при более высокой скорости деформации. Это наблюдение согласуется с результатами анализа скачков напряжения, сообщаемыми в литературе [31, 32, 104]. Его можно проиллюстрировать на примере опыта, проведенного при $\dot{\epsilon}_a = 6 \times 10^{-3} \text{ c}^{-1}$, который демонстрирует скачки типа А в начале пластической деформации и постепенный переход к скачкам типа В. Рисунок 4.23 иллюстрирует

формы исследуемых сигналов АЭ и результаты их МФ анализа. Первоначально АЭ демонстрирует почти непрерывный характер на масштабе рисунка (сигнал 1). Переход к неустойчивости типа В также отражается на АЭ, в виде перехода к более дискретному поведению (сигналы 2 и 3). Сравнение МФ спектров для сигналов 1 и 2 показывает большую ширину спектров для поведения типа А, хотя он и соответствует более ранней стадии деформации. Наконец, сигнал 3 выбранный на последней стадии не обладает МФ спектром, в соответствии с вышеописанными результатами для неустойчивости типа В.

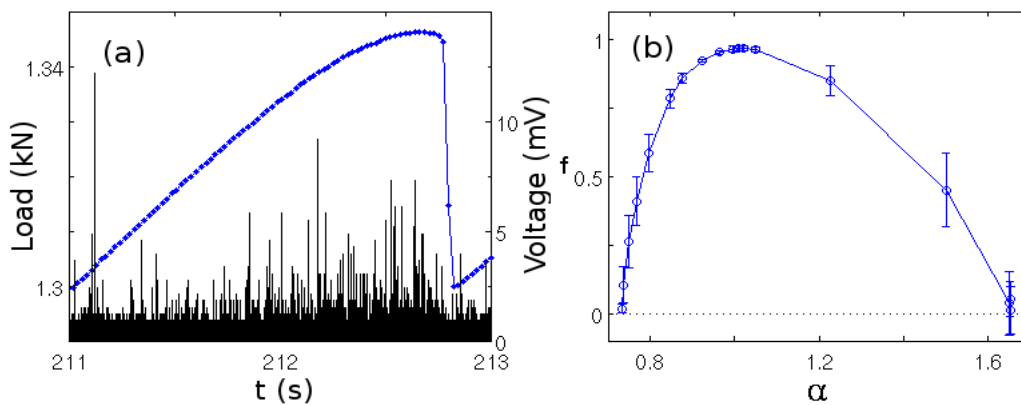


Рисунок 4.22 (а) Пример дискретного сигнала АЭ сопровождающего процесс нагружения между двумя скачками напряжения (тот же опыт, что и на Рис. 4.21); (b) - соответствующий спектр сингулярности, полученный после обрезания фонового шума ниже $U_{tr} = 1.5$ мВ. $\delta t = [40$ мс; 0.6 с].

Интересно, что исчезновение корреляций, иллюстрируемое в случае сигнала 3, касается грубой временной шкалы ($T = 3$ с), в тоже время корреляции сохраняются на более тонкой временной шкале. В самом деле, Рисунок 4.24 демонстрирует результаты анализа на более коротком интервале ($T = 0.1$ с) соответствующем нагружению между двумя скачками напряжения. Используемый подход аналогичен тому, что обсуждался на Рис. 4.22, с одной лишь разницей: последний соответствует значительно более низкой приложенной скорости (время нагружения порядка 2 с). Рисунок 4.24 (b) показывает гладкий МФ спектр, найденный для $\delta t = [1$ мс; 20 мс]. Этот результат указывает, что хотя упрочнение приводит к постепенной потере

корреляций между деформационными процессами на больших временных масштабах, кратковременная память может всё равно присутствовать.

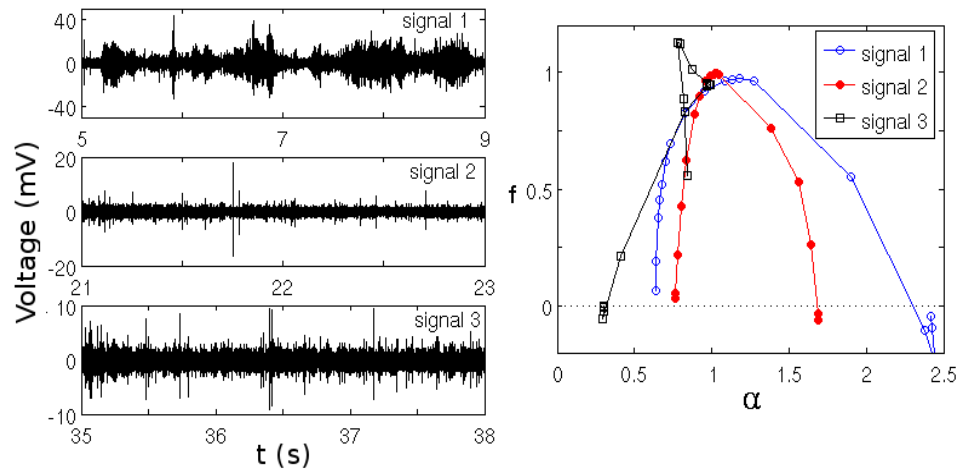


Рисунок 4.23 Примеры сигналов АЭ и их спектры сингулярности для образца, деформированного при $\dot{\epsilon}_a = 6 \times 10^{-3} \text{ c}^{-1}$.

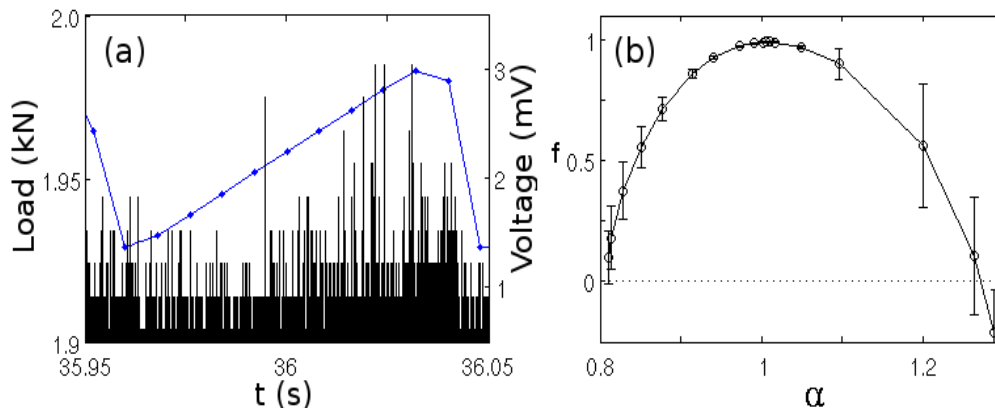


Рисунок 4.24 Пример (а) сигнала АЭ сопровождающего процесс нагружения между двумя скачками типа В при $\dot{\epsilon}_a = 6 \times 10^{-3} \text{ c}^{-1}$; (б) соответствующий спектр сингулярности, выявленный после обрезания фона ниже $U_{tr} = 0.8 \text{ мВ}$.

Анализ отдельных событий АЭ

До сих пор МФ анализ был посвящён длинным отрезкам времени от 0.1 с до нескольких сотен секунд, самый короткий из них соответствовал одной последовательности скачок/нагружение. Полученные результаты подтвердили наличие корреляций в ансамбле дислокаций на временных масштабах больше 1 мс. Однако, они не позволяют судить об эффектах памяти на более коротких временных масштабах, по-видимому, это связано со скрывающим эффектом шума. Такие

короткие временные масштабы вообще недоступны для традиционной техники АЭ, которые в лучшем случае имеют возможность делать короткие непрерывные записи сигнала, запускаемые достаточно сильными акустическими событиями. Анализ отдельных волновых форм в миллисекундном диапазоне, описанный ниже, был вдохновлён работой [102], сообщающей о МФ спектрах для таких записей акустических событий, которые обычно рассматриваются как “элементарные”. В этой работе были рассмотрены только события, происходящие в моменты скачков типа С в сплаве AlCu. Кроме того, без техники непрерывной записи сигнала, оставались сомнения в точности сопоставления наблюдаемых сигналов со скачками нагрузки. Цель настоящего исследования была провести более детальный анализ отдельных волновых форм. Его основные задачи можно сформулировать следующим образом: понять (1) вызваны ли наблюдаемые короткодействующие временные корреляции тем же механизмом (или механизмами) что и далекодействующие временные корреляции и (2) появляются ли они из-за пространственных далекодействующих внутренних напряжений или короткодействующих взаимодействий, связанных с дислокационными механизмами.

Рисунок 4.25 представляет характерные волновые формы, наблюдаемые при самой низкой скорости деформации (см. также § 4.1.1). Небольшие флуктуации напряжения до ε_{cr} обычно сопровождаются плотной серией событий (Рис. 4.25 (a)). Глубокие скачки ПЛШ создают длинные волновые формы с миллисекундной длительностью (Рис. 4.25 (b)), которые, по-видимому, обладают тонкой структурой, но обычно считаются одним событием стандартными приложениями АЭ. Макроскопически гладкие области деформационной кривой между двумя последовательными падениями напряжения обычно иллюстрируют отдельные короткие события. Тем не менее, последовательности событий (см. Рис. 4.25 (c)) также наблюдаются и представляют интерес для этого анализа.

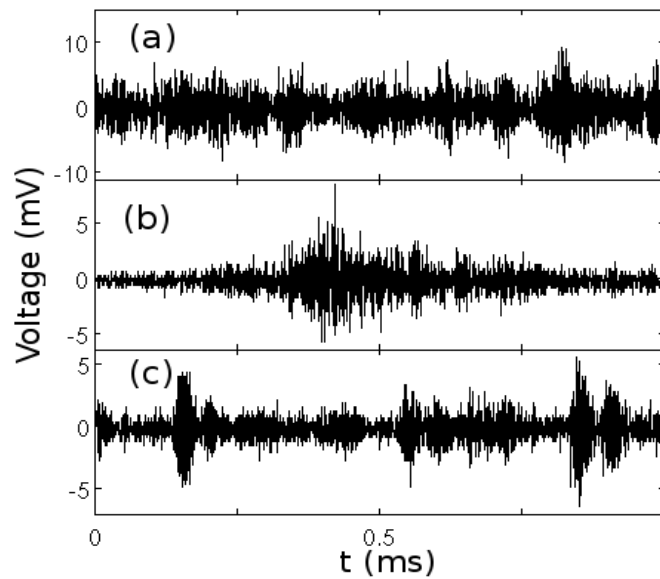


Рисунок 4.25 Примеры длинных событий АЭ наблюдаемых во время деформации с $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$.

Рисунок 4.26 иллюстрирует МФ спектры, которые свидетельствуют о наличии мультифрактального скейлинга во всех сигналах, представленных на Рис. 4.25. Скейлинговое поведение было найдено на интервалах δt между несколькими микросекундами и 0.1 мс для первых двух волновых форм и между 60 мкс и 1 мс для последнего сигнала. Кажется важным тот факт, что активность АЭ слабая при низкой скорости деформации и за вышеописанными событиями следуют периоды без активности, когда присутствует только шум. Как следствие, увеличение анализируемого интервала времени приводит к исчезновению скейлинга. Скейлинг появляется вновь для достаточно длинных временных интервалов, содержащих несколько скачков напряжения, как описано в предыдущем параграфе. Поэтому, при этой скорости деформации АЭ не является глобально мультифрактальной: обнаруженные корреляции соответствуют либо отдельным событиям (или кластеру событий), либо более длинным сериям событий.

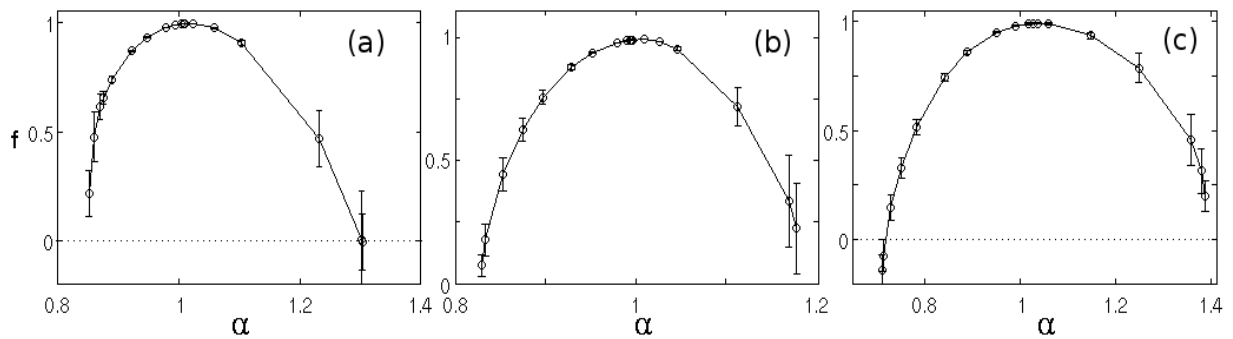


Рисунок 4.26 Спектры сингулярности акустических событий, представляющих сложную временную структуру при $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$. Обозначения (a), (b) и (c) соответствуют обозначениям на Рис. 4.25.

Рисунок 4.27 показывает некоторые типичные примеры акустических сигналов наблюдаемых во время деформации образца AlMg со скоростью $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$. Отдельные импульсы с коротким временем нарастания, подобно представленному на Рис. 4.27 (a), обычно наблюдаются на участках нагружения на кривых деформации. Такой тип сигналов был изучен в деталях в работе[102]. Его структура очевидно не мультифрактальна, т.к. он включает два различных масштаба соответствующих самому импульсу и фоновому сигналу. Было показано, что некоторые отклонения от тривиального скейлинга появляются, по-видимому, из-за присутствия некоторой тонкой структуры распада импульса. Однако, МФ спектр не является гладким.

Сигнал на Рис. 4.27 (b), представляющий последовательность коротких импульсов плотно следующих друг за другом, часто сопровождает фазу зарождения новой серии деформационных полос типа В (см. § 1.3.1, § 1.3.3). Частичные функции, вычисленные для полного сигнала (без обрезания) показаны на Рис. 4.28 (a)). Они показывают почти прямой сегмент на малых шкалах времени и постепенное схождение к единому наклону для δt больших нескольких сотен микросекунд. Соответствующий спектр сингулярности, представленный на Рис. 4.29 (светлые круги), свидетельствует о мультифрактальности рассматриваемого сигнала. В то же время, спектр имеет большие недостатки даже для $q > 0$. На Рис.

4.28 (b) проиллюстрировано, что мультифрактальный скейлинг можно выявить на больших масштабах после обрезания сигнала ниже некоторого порога. Однако, обрезание приводит к ухудшению скейлинга на малых масштабах. Линейные участки зависимостей $\log Z_q / (q - 1)$ vs. $\log \delta t$ были найдены в одном δt -диапазоне для всех пробных величин $U_{tr} = 0.5$ мВ, 0.75 мВ и 1 мВ, но соответствующие спектры значительно изменялись в зависимости от U_{tr} (Рис. 4.29). Таким образом, хорошее приближение истинного МФ спектра не было найдено. Тем не менее, полученные результаты подтверждают уверенность в присутствии корреляций в обрабатываемом сигнале.

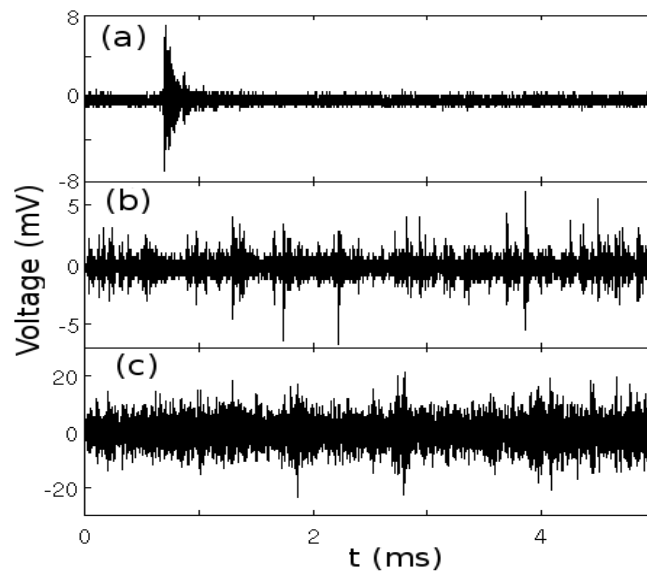


Рисунок 4.27 Примеры событий акустической эмиссии, наблюдаемые во время прерывистого течения отожденного образца, деформированного при $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$.

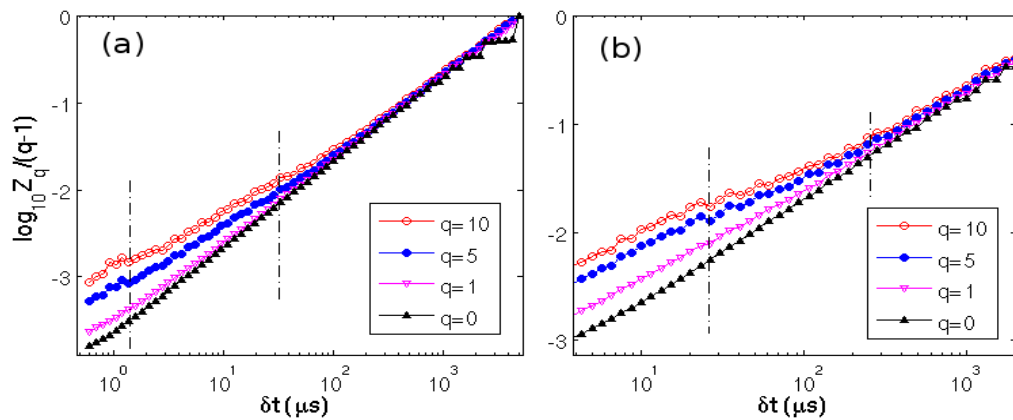


Рисунок 4.28 Частичные функции для сигнала АЭ на Рис. 4.27(b): (a) необработанный сигнал; (b) после обрезания части сигнала ниже $U_{tr} = 0.5$ мВ.

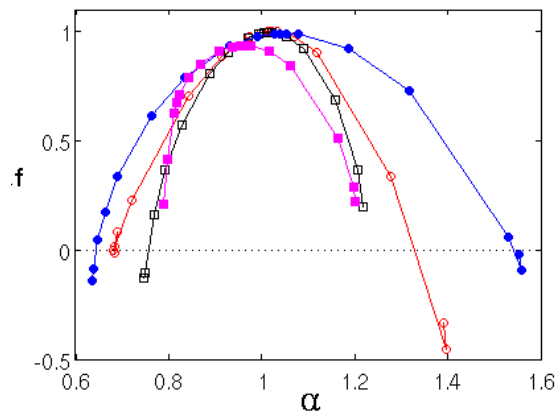


Рисунок 4.29 Спектры сингулярности $f(\alpha)$ для сигнала АЭ на Рис. 4.27 (b): светлые круги - необработанный сигнал; светлые квадраты - после обрезания сигнала ниже $U_{tr} = 0.5$ мВ; темные круги - $U_{tr} = 0.75$ мВ; темные квадраты - $U_{tr} = 1$ мВ.

Рисунок 4.27 (c) показывает часть события АЭ с большой длительностью. Такие события появляются во время скачков нагрузки и, по-видимому, состоят из перекрывающихся последовательных импульсов. В этих случаях МФ спектры обычно хорошо определяются. Сигнал, представленный на этом рисунке, иллюстрирует ещё одну интересную черту. Частичные функции, представленные на Рис. 4.30 (a), кажется, демонстрируют мультифрактальный скейлинг больше чем на двух порядках величины δt . Однако, соответствующий МФ спектр (не показан) имеет несколько резких сгибов. Более тщательный анализ частичных функций выявил переход (кроссовер) между двумя семействами наклонов. Вычисление по отдельности для двух временных областей дало хороший спектр для малых

масштабов времён (Рис. 4.30, светлые круги), доказывая наличие короткодействующих корреляций в структуре сигнала. Для следующего временного интервала также было найдено мультифрактальное поведение для положительных значений q (темные круги), но ветви спектра для отрицательных q сильно искажены. Такое поведение мф спектров предполагает две гипотезы: (1) принимая во внимание, что наклоны лишь немного отличаются для $q > 0$, второй линейный участок на Рис. 4.30 (а) может возникать из-за распада корреляций от скейлингового закона, установленного для первого сегмента, таким образом, оно отражает распад корреляций на больших временных масштабах; (2) существует кроссовер между двумя областями скейлинга. Последняя ситуация может отражать изменение физического механизма корреляций.

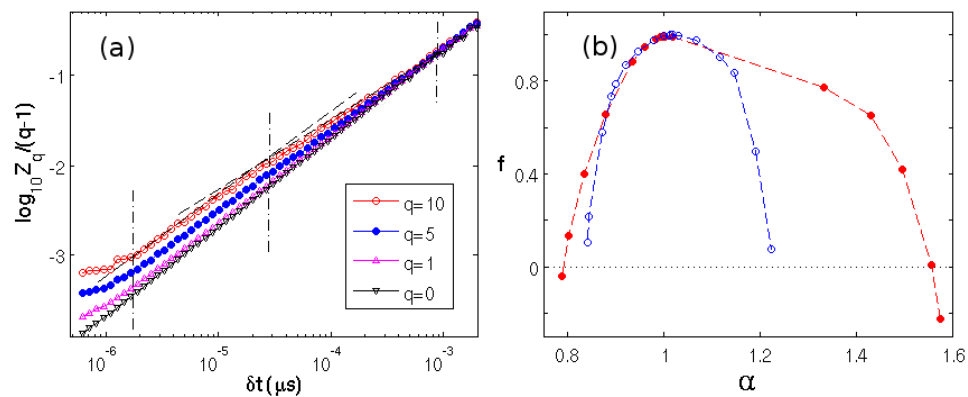


Рисунок 4.30 (а) Частичные функции и (b) спектры сингулярности для сигнала АЭ с Рис. 4.27 (с). Светлые круги представляют спектр для малых временных масштабов ($3 \text{ мкс} < \delta t < 30 \text{ мкс}$); темные круги обозначают то же самое для больших временных масштабов ($30 \text{ мкс} < \delta t < 1 \text{ мс}$).

Также стоит отметить, что подобно случаю низкой скорости деформации и, несмотря на более высокую в целом активность АЭ, анализ на временных интервалах, промежуточных между масштабом отдельной волновой формы и тем, что соответствует серии событий, часто не выявлял мультифрактального скейлинга.

Наконец, в условиях поведения типа А при $\dot{\epsilon}_a = 6 \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ сигналы в основном непрерывные, подобно тем, что представлены на Рис. 4.27 (с), и дают схожие МФ спектры. Некоторые из обработанных сигналов также демонстрировали

кроссовер между двумя скейлинговыми законами, но это скорее исключение, чем правило. В противоположность случаям низких скоростей деформации, мультифрактальность была найдена на всех временных масштабах. Эта универсальность может указывать на формирование глобально коррелированного поведения, в соответствии с гипотезой о самоорганизации к критическому состоянию. Тем не менее, эта гипотеза нуждается в аккуратной проверке, потому что, как следует из вышесказанного, в то время как установление мультифрактальности является относительно простой процедурой, надежное количественное определение спектра и его сравнение может быть сделано только в редких случаях.

4.2.3 Обсуждение

Механизмы корреляции деформационных процессов

МФ анализ непрерывных записей АЭ подтвердил коррелированную природу лавинных деформационных процессов и дал новую информацию о временных масштабах таких корреляций и соответствующих физических механизмах. Принимая во внимание результаты анализа, представленные в настоящей главе, и данные предыдущих исследований скачков напряжения (см. главу 1), можно предложить, что временные корреляции в очень широком диапазоне, от примерно сотен миллисекунд до сотен секунд, вызваны внутренними напряжениями. Эти напряжения возникают в результате конкуренции между процессом генерации микроструктурных неоднородностей из-за прерывистой локализованной деформации и процессом пластической релаксации возникших напряжений несоответствия (этот процесс также обусловлен движением дислокаций). Вероятно, такую модель следует применять к мезоскопическому масштабу процессов во время макроскопически гладкого пластического течения чистых материалов. Было бы интересно осуществить схожий анализ в этом случае, т.к. до сих пор к таким данным применялся только статистический метод. Изучаемый в диссертации случай

является частным в том смысле, что деформация ДДС сплавов неустойчивая. Одним из следствий макроскопической неустойчивости является то, что она может привести к появлению характерных масштабов, связанных в идеальном случае с циклическими релаксационными колебаниями, в соответствии с N -образной формой SRS функции (см. § 1.3.2), или, другими словами, с тенденцией к синхронизации дислокаций. Это – возможная причина, почему скейлинг не обнаружен на протяжении всего опыта для поведения типа С и типа В, во время которых существуют временные окна с не фрактальным поведением. Во-вторых, пластическая неустойчивость приводит к появлению корреляций в диапазоне коротких временных масштабов (от микросекунд до миллисекунд), связанных с развитием катастрофических процессов пластической неустойчивости. В этом случае естественно предложить, что корреляции могут возникать не только из-за (быстрых) изменений в поле внутренних напряжений, но также и из-за прямого воздействия упругих волн, вовлекающих дислокации в цепной процесс. В самом деле, такие структуры хорошо согласуются с общим утверждением, что мультифрактальные временные последовательности могут быть созданы каскадными процессами[10]. Более удивительно то, что язык каскадных процессов также применим к далекодействующим временным масштабам. Также можно предположить, что не существует принципиальной разницы между этими двумя случаями, хотя при низкой и средней скоростях деформации есть “щель” в наблюдении скейлинга между ближними и дальними диапазонами. Однако, эта щель исчезает при увеличении скорости деформации.

Другое интересное наблюдение поведения на малых масштабах касается кроссовера между наклонами, проиллюстрированного на Рис. 4.30. Такое поведение означает, что дополнительный механизм корреляций может действовать на малых временных масштабах, например, механизм двойного поперечного скольжения дислокаций, как это недавно было теоретически обосновано [166]. Стоит отметить, что исследования неоднородных распределений плотностей дислокаций в

монокристалле льда [46] привели к схожему предположению о возможном влиянии этого механизма близкодействующих пространственных корреляций на расположение дислокаций. Эта аналогия ставит вопрос о взаимоотношении между самоорганизованной динамикой дислокаций и возникающей дислокационной микроструктурой.

Влияние деформационного упрочнения

Кажется, два конкурирующих фактора определяют эволюцию статистики и мультифрактального скейлинга во время деформации. С одной стороны, наклёп создает препятствия для движения мобильных дислокаций и должен быть причиной ухудшения корреляций между деформационными процессами. С другой стороны, он приводит к гомогенизации внутренних напряжений и, таким образом, будет содействовать синхронизации дислокационных лавин. Наблюдение увеличения вероятности низкоамплитудных событий АЭ, которое отражается в увеличении показателя β степенных статистических распределений (Рис. 4.14), предполагает стохастизацию динамики дислокаций. Стохастизация может также быть ответственной за разрушение мультифрактального скейлинга на поздних стадиях деформации. Однако, концепция стохастизации не может объяснить всю совокупность наблюдений. Во-первых, стохастизация будет приводить к вырождению мультифрактального поведения в единую фрактальную размерность, в то время как эксперимент показывает увеличение ширины МФ спектра с деформацией. Одно из возможных объяснений этого наблюдения связано с тенденцией к синхронизации дислокаций в условиях эффекта ПЛШ. В самом деле, она может привести к появлению различных масштабов, которые будут усиливать неоднородность. Более того, синхронизация может в конечном итоге привести к нарушению скейлинга и, таким образом, обеспечивает альтернативную интерпретацию конечного не фрактального поведения. Во-вторых, следует обратить внимание на обратную тенденцию, наблюдаемую для индексов β при большой

степени деформации в опытах с $\dot{\epsilon}_a = 2 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. О подобном изменении сообщалось в [34] для области близкой к разрыву образца и было отнесено к локализации полос ПЛШ из-за образующейся шейки. В самом деле, локализация усиливает одновременность скольжения, которая выражается в суперпозиции событий АЭ и высокой вероятности импульсов большой амплитуды. В данной работе это изменение наблюдалось ещё до начала образования шейки. Для объяснения такого влияния, следует принять во внимание тот факт, что медленное нагружение обеспечивает условия для эффективной пластической релаксации внутренних напряжений. В результате их гомогенизация будет способствовать синхронизации. Наконец, стоит отметить, что синхронизация может также давать вклад в тенденцию усиления вероятности огромных событий, наблюдаемых для поведения типа В и типа С (Рис. 4.5).

4.3 Выводы

Показано, что пластическая деформация сплава AlMg в условиях эффекта ПЛШ сопровождается АЭ, имеющей дискретный прерывистый характер. Амплитуды акустических событий подчиняются степенным законам и лежат в одном и том же амплитудном диапазоне, как во время гладкого течения, так и во время макроскопически неустойчивого. Это наблюдение указывает на существование ограничений в коллективной динамике дислокаций, связанных с наличием дислокационной и зёрненной структур.

Получено экспериментальное свидетельство важной роли локальных концентраций напряжения на границах зерен в процессах пластичности. Оно заключается в наблюдении роста вероятности высоко-амплитудных событий АЭ при уменьшении зерна. Таким образом, уменьшение размера зёрен приводит к более эффективной передаче пластической активности в соседние зерна и тем самым способствует формированию более мощных лавин. Показано, что упрочнение за счёт дислокаций леса приводит к увеличению вероятности низко-амплитудных событий

АЭ. Это указывает на постепенное ослабление корреляций между дислокациями, т.е. стохастизацию процессов пластической деформации.

Анализ акустического сигнала во время неустойчивого пластического течения показал, что в случае типа В и типа С эффекта ПЛШ скачки нагрузки сопровождаются событиями с большой длительностью. Возникновение таких событий обусловлено синхронизацией дислокационных лавин. Это позволяет объяснить наблюдаемое увеличение ширины МФ спектра с увеличением деформации. Кроме того, явление синхронизации объясняет уменьшение наклонов степенных распределений амплитуд событий АЭ после критической деформации в случае самой низкой скорости деформации.

С помощью мультифрактального анализа АЭ были обнаружены и количественно охарактеризованы временные корреляции между пластическими процессами в широком диапазоне времен примерно от ста миллисекунд до сотен секунд. Эти корреляции вызваны внутренними напряжениями. Другим важным результатом МФ анализа является наблюдение кроссовера между двумя областями скейлинга на малых временных масштабах. Он указывает на то, что, помимо изменений в поле внутренних напряжений, может действовать и другой механизм корреляций, такой как передача пластической активности через двойное поперечное скольжение дислокаций.

Глава 5 Самоорганизация при нестационарном движении доменных границ в обменно-связанных гетероструктурах

В данной главе будут представлены первые результаты исследования прерывистого движения ДГ в гетероструктурах типа ферромагнетик/антиферромагнетик на основе данных полученных методом МОИП. В первой части главы с помощью статистического и мультифрактального анализов будет исследована самоорганизация ДГ, проявляющаяся в степенной статистике скачков намагниченности. Затем будет рассмотрено влияние дислокаций на элементарные акты перемагничивания эпитаксиальной гетероструктуры NiFe/NiO/MgO(001).

5.1 Статистические и мультифрактальные свойства кривых намагничивания гетерофазных обменно-связанных пленок

Как было отмечено в первой главе исследование динамики ДГ в обменно-связанных ФМ/АФМ структурах представляет особый интерес т.к. на процесс намагничивания могут влиять изменения в обменном взаимодействии. В частности, сила обменной связи может быть изменена с помощью отжига [74], а также она очень чувствительна к изменению толщины АФМ слоя [86, 112]. В данном параграфе будут изучены коллективные процессы перемагничивания в тонком ферромагнитном слое в следующих двухслойных пленках: Ir₂₀Mn₈₀(10 нм)/Co(4 нм), Ir₂₀Mn₈₀(10 нм)/Co(10 нм), Ir₂₀Mn₈₀(10 нм)/NiFe(10 нм), NiFe(15нм)/NiO(200 нм) (подробнее см. §2.2.1).

На Рис.5.1 представлен пример петли гистерезиса для образцов Co/IrMn, полученной с помощью метода МОИП, а также примеры доменной структуры возникающей в этих плёнках во время перемагничивания ФМ слоя. Для получения

петли гистерезиса домены с противоположным значением намагниченности закрашивались черным и белым цветом (Рис.5.1(i)), затем вычислялась площадь чёрного домена S (величина, нормированная на общую площадь изображения), а текущее значение намагниченности определялось по следующей простой формуле $M_i/M_s = (1 - 2S)$. В случае плёнок Co/IrMn перемагничивание происходит через зарождение и последующий рост домена с противоположным значением намагниченности. Можно заметить, что образец с толщиной ФМ слоя 4 нм иллюстрирует сильную асимметрию в зарождении и росте ФМ доменов при перемагничивании. В частности, нисходящая ветвь петли гистерезиса характеризуется формированием больших магнитных доменов с зигзагообразной границей, в тоже время восходящая ветвь представляет меньшие домены с достаточно длинными прямолинейными резкими краями. Сравнение средней амплитуды скачков намагниченности показывает, что они примерно в два раза больше во время увеличения абсолютной величины магнитного поля. Это явление было отнесено к асимметрии в активности зарождения доменов и центров пиннинга [135].

В образце с толщиной кобальта 10 нм зигзагообразные границы магнитных доменов наблюдались на обеих ветвях петли гистерезиса и средний размер скачков был в несколько раз больше, чем в плёнке с толщиной кобальта 4 нм. Это различие между двумя типами образцов согласуется с выводами, сделанными в работе [74], что ДГ ориентируются вдоль некоторых предпочтительных направлений в образцах с более тонким слоем Co. Наблюдаемая асимметрия для образца Co(10 нм) была менее выраженной, в соответствии с тем, что увеличение толщины ФМ слоя приводит к уменьшению влияния антиферромагнитного слоя IrMn на процесс перемагничивания. Так же необходимо отметить, что в отличии от плёнки Co(4нм) средний размер скачков на нисходящей ветви был меньше чем на восходящей, так что отношение между ними равнялось примерно 0.7. Поведение во многом аналогичное данному образцу так же наблюдалось в случае плёнки NiFe(10

нм)/IrMn(10 нм) оно представлено на Рис.5.2 (левый набор). Стоит отметить, что также наблюдается слабая асимметрия в процессах зарождения магнитных доменов и распространения ДГ. Средний размер скачков на нисходящей ветви меньше, чем на восходящей ветви, а их отношение равно 0.5.

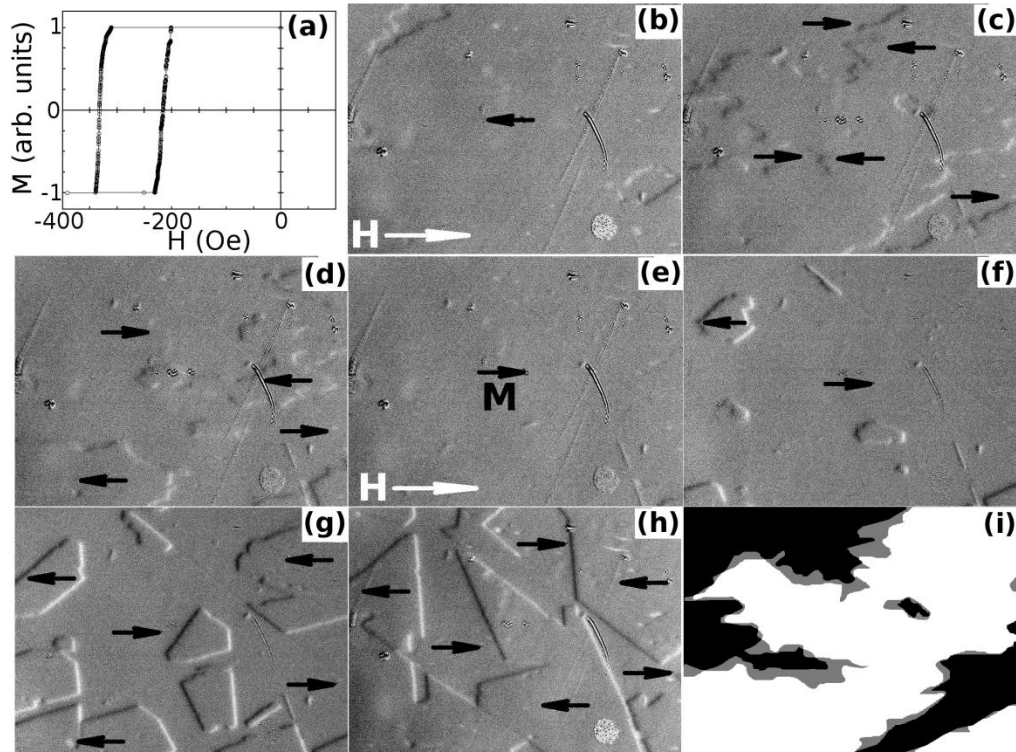


Рисунок 5.1 МОИП изображения доменной структуры, полученные во время перемагничивания Co(4нм)/IrMn образца. Черные стрелки указывают направление намагниченности в доменах. (a) – петля гистерезиса; $H = -322$ Э (b); -331 Э (c); -340 Э (d); -342 Э (e); -227 Э (f); -220 Э (g); -216 Э (h); (i) – черно-белое изображение рисунка (c), чёрный и белый цвет обозначают направление намагниченности в доменах, серым цветом обозначено увеличение чёрных доменов через 1с.

Рисунок 5.2(правый набор) представляет другой тип поведения при перемагничивании наблюдаемый в образце NiFe/NiO выращенном на кремниевой подложке. В этом случае, множество маленьких доменов одновременно возникает в разных местах плёнки, приводя к возникновению квази-регулярной сетки доменов, распространение которой контролирует процесс перемагничивания. Стоит отметить, что в этом случае также наблюдалась некоторая асимметрия между прямым и обратным процессами перемагничивания. Как и в случае с образцом Co (4 нм),

средний размер скачков на нисходящей ветви петли гистерезиса был больше среднего размера скачков на восходящей ветви примерно в 1.4 раза.

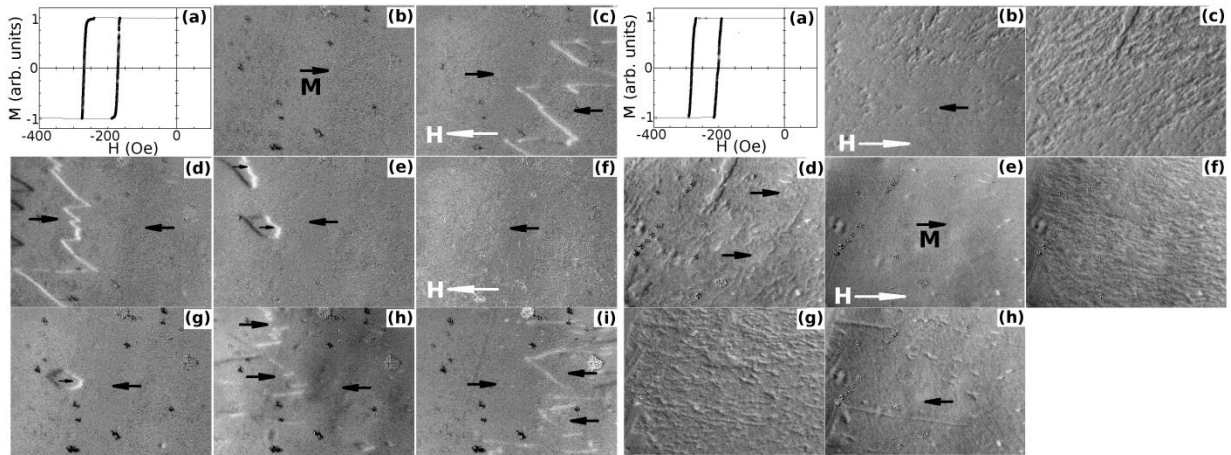


Рисунок 5.2 МОИП фотографии доменной структуры, полученные во время перемагничивания образцов NiFe/IrMn (левый набор) и NiFe/NiO (правый набор). Чёрные стрелки указывают направление намагниченности в доменах. (a) – петля гистерезиса; левый набор: $H = 0$ Э (b), -254 Э (c), -258 Э (d), -262 Э (e), -300 Э (f), -187 Э (g), -177 Э (h), -171 Э (i); правый набор: $H = -275$ Э (b), -282 Э (c), -290 Э (d), -300 Э (e), -205 Э (f), -201 Э (g), -194 Э (h).

Статистический анализ

Для проведения статистического анализа полученные петли гистерезиса численно дифференцировались. Пример зависимостей намагниченности и её производной от времени представлен на вставке Рис. 5.3(a), из них явно следует, что перемагничивание происходит не гладко, а скачками. На Рис. 5.3 представлены распределения этих скачков для нисходящей и восходящей ветвей петли гистерезиса. Во всех случаях степенное поведение хорошо определяется на более чем одном порядке величины размера скачка. Распределения отклоняются от степенной статистики на малых масштабах, наиболее вероятной причиной такого поведения является недостаточность разрешения магнитооптического метода. Кроме того, некоторые образцы демонстрируют отклонение от степени в случае самых больших событий. Такое поведение является общей проблемой при статистическом анализе реальных сигналов, и как обсуждалось в Главе 4, вызвано оно ограниченными размером системы и временем наблюдения. Важно отметить, что, не

смотря на сильную асимметрию в среднем размере скачков намагниченности в образце $\text{Co}(4\text{нм})/\text{IrMn}$ с различными центрами зарождения доменов и пиннинга ДГ на двух ветвях петли гистерезиса, наклон степенных зависимостей приблизительно одинаковый в пределах ошибки измерений, $\beta = 1.3 \pm 0.1$, как следует из Рис. 5.2(a). Совпадение величин β во время перемагничивания вперед и обратно подтверждается данными из Рис. 5.3(b) для образца со слоем Co толщиной 10нм. Однако, эти распределения имеют меньший наклон, $\beta = 1.1 \pm 0.1$, т.е., большую вероятность больших скачков. Вместе со средним размером скачков намагниченности в таких образцах, это наблюдение согласуется с выводом из работы [74] об эффекте толщины слоя Co на пиннинг ДГ. Одинаковые наклоны распределений ($\beta = 1.0 \pm 0.1$) были также получены в случае NiFe/IrMn (Рис. 5.3(c)). Совокупность этих результатов приводит к предположению, что статистика лавин намагниченности зависит от распределения центров пиннинга внутри образца в целом. Эта гипотеза, кажется, примиряет наблюдения одинаковой величины β для одного и того же образца во время увеличения и уменьшения магнитного поля и изменение β , когда толщина или материал ферромагнитного слоя меняется.

Статистический анализ не выявил очевидных степенных зависимостей для двухслойных плёнок NiFe/NiO , как следует из Рис. 5.3(d). Тем не менее, соответствующие гистограммы не являются Гауссовыми. Другими словами, даже в случае одновременного зарождения множества маленьких доменов некоторые корреляции присутствуют между ними, и процесс намагничивания далёк от случайного. Наконец, ни каких существенных изменений между распределениями соответствующими восходящей и нисходящей ветвям петли гистерезиса не было найдено, подобно выше обсуждаемым случаям двухслойных плёнок Co/IrMn и NiFe/IrMn .

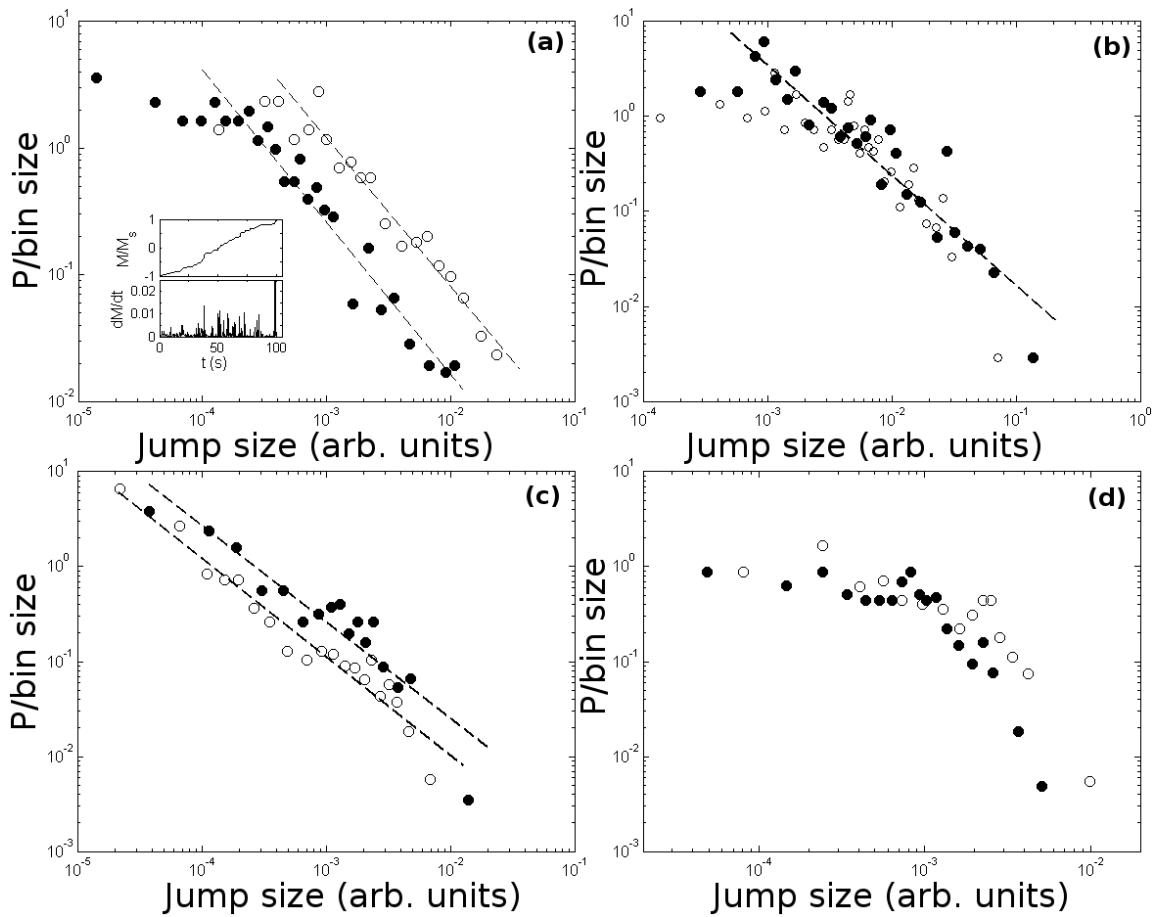


Рисунок 5.3 Функции плотностей вероятности скачков намагниченности в (a) Co(4 нм)/IrMn, (b) 10 нм Co(10нм)/IrMn, (c) NiFe/IrMn и (d) NiFe/NiO двухслойных плёнках. Светлые (тёмные) круги обозначают данные для восходящей (нисходящей) ветви. Вставка на Рис.(a) иллюстрирует зависимости намагниченности и её производной от времени для восходящей ветви в случае образца Co(4 нм)/IrMn.

Мультифрактальный анализ

В предыдущем параграфе с помощью статистического анализа мы установили наличие корреляций в поведении при перемагничивании обменно-связанных двухслойных структур. Чтобы описать количественные характеристики наблюдаемых корреляций был применён мультифрактальный анализ. Мультифрактальные свойства выявлялись из временных серий, полученных путём численного дифференцирования кривой намагничивания $M(t)$ (см. вставку Рис. 5.3(a)), такой выбор временной серии хорошо себя зарекомендовал при МФ анализе зубчатых кривых [108]. Рисунок 5.4 иллюстрирует примеры вычисления частичных функций Z_q для образца Co(4 нм)/MnIr. Они представляют линейный скейлинг

внутри большого временного интервала приблизительно от 4 с до по меньшей мере 70 с. Можно увидеть, что наклон прямолинейных зависимостей постепенно меняется по мере варьирования q , отражая мультифрактальный характер изучаемых временных серий. Это наблюдение согласуется со степенным статистическим поведением и является свидетельством того, что динамика ДГ характеризуется временными корреляциями типичными для процессов каскадного типа [10]. На Рис. 5.5 изображены полученные мультифрактальные спектры. Можно заметить, что для образца Co(4нм)/IrMn спектры для нисходящей и восходящей ветвей петли гистерезиса достаточно близко лежат друг к другу, таким образом, подтверждая результаты статистического анализа и указывая на одинаковую природу корреляций характеризующих оба процесса. Схожие результаты были получены для образца Co(10 нм)/MnIr. Можно также отметить, что соответствующие спектры показывали несколько меньший диапазон изменений D , свидетельствуя о менее неоднородном поведении, в соответствии с выше-обсуждаемой разницей между механизмами пиннинга в образцах с разной толщиной слоя [74]. В случае NiFe/IrMn спектры ведут себя схожим образом. В этом случае также диапазон изменений D достаточно узкий, что свидетельствует о достаточно однородном поведении при движении ДГ, а практически полное совпадение спектров для $q > 0$ подтверждает, что в случае данной плёнки механизм корреляций при уменьшении и увеличении поля не изменяется.

В случае двухслойной плёнки NiFe/NiO, частичные функции также имеют линейный скейлинг на временных масштабах от нескольких секунд до нескольких десятков секунд, таким образом, подтверждая вывод о неслучайном поведении, следующим из статистического анализа. В тоже время наблюдается несколько отличий от вышеописанного случая: (i) интервал прямолинейного скейлинга уже; (ii) спектр обобщенных размерностей менее гладкий, присутствует некоторое несовершенство вокруг точки $q=0$ (см. Рис. 5.5(квадраты)); (iii) диапазон величин D , особенно тех которые соответствуют положительным величинам q , значительно уже, чем для образцов Co/MnIr; (iv) существует значительная асимметрия между

процессами на восходящей и нисходящей ветвях, а именно, диапазон значений D значительно уже для восходящей ветви петли гистерезиса. Пункты (i)-(iii) подтверждают, что корреляции в динамике ДГ слабже в образце NiFe/NiO, чем в двухслойных плёнках Co/MnIr и NiFe/IrMn (можно напомнить, что МФ спектр схлопывается в одну линию $D_q=1$ в случае случайной временной серии). Как выше отмечалось перемагничивание этого образца является результатом зарождения и роста множества маленьких доменов, такой механизм перемагничивания вызван неоднородным распределением эффективной анизотропии, которое по-видимому связано в таких образцах с несовершенством интерфейса между ФМ и АФМ слоями. Поэтому можно предположить, что влияние случайного распределения анизотропии накладывает случайный фактор, который стремится разрушить внутренние корреляции характеризующие процесс намагничивания. Наконец, стоит отметить, что МФ анализ выявил другого рода асимметрию между ветвями петли гистерезиса в образце NiFe/NiO. Более узкий диапазон D_q может указывать на более сильное ослабление корреляций при намагничивания в направлении поля.

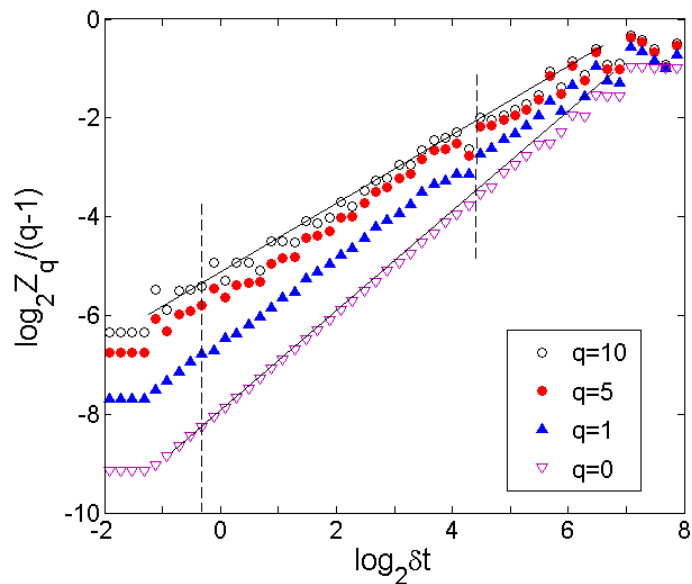


Рисунок 5.4 Примеры частичных функций Z_q для двухслойной плёнки 4 нм Co/10 нм IrMn. Вертикальные пунктирные линии указывают на верхний и нижний пределы скейлинга.

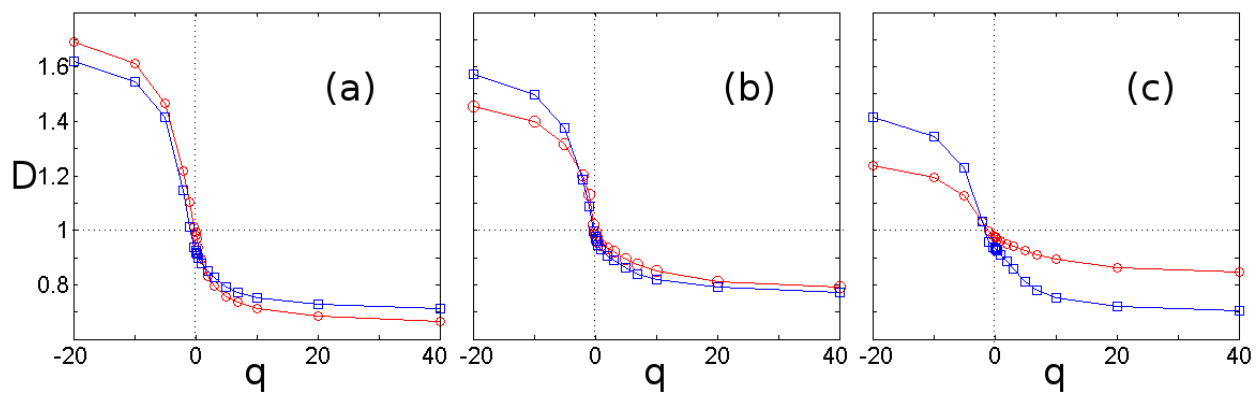


Рисунок 5.5 Спектры обобщенных размерностей $D(q)$ для восходящей (круги) и нисходящей (квадраты) ветвей петли гистерезиса для образцов Co(4 нм)/IrMn (a), NiFe/IrMn (b) и NiFe/NiO (c).

5.2 Влияние дислокаций на перемагничивание квазидвумерного ферромагнетика с однонаправленной анизотропией

Изучение этой проблемы было проведено на двухслойной плёнке NiFe/NiO выращенной на монокристаллической подложке MgO(001). Данные образцы имели поле обменного смещения $H_{EX} \approx 20$ Э и коэрцитивность $H_C \approx 25$ Э. Направление средней намагниченности M (обозначено на рисунках черными стрелками) предварительно определялось из максимальных значений величины сигналов, измеренных при фотометрировании МО-изображений вдоль нормали к двум взаимно перпендикулярным сторонам.

На Рис.5.6(a) показана типичная петля гистерезиса обменно-смещенного ФМ-слоя гетерофазной пленки NiFe/NiO (5×5 мм²). Магнитооптические микрофотографии, полученные в процессе преобразования доменной структуры при ее перемагничивании вдоль оси однонаправленной анизотропии, представлены на Рис.5.6(b)–(g). В исходном основном состоянии образец был однородно намагничен. В этом случае поля рассеяния H_{\perp} и, соответственно, МО-контраст возникали лишь на краях образца, тогда как в наблюдаемой области образца никакого контраста выявлено не было. Перемагничивание гетероструктуры из основного состояния осуществлялось во внешнем поле -32 Э. На краях и во внутренних участках образца

происходили зарождение и расширение доменов с противоположной намагниченностью (Рис.5.6(b) и (c)). Их доменные границы визуализировались в виде черных или белых линий. Характерной особенностью перемагничивания гетероструктуры из основного состояния является возникновение неоднородного черно-белого контраста вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ (слева на Рис. 5.6(b)) в областях образца, заметаемых смещающимися доменными границами. Этот контраст сохранялся и после окончательного перемагничивания основной части образца (Рис.5.6(d)). Важно отметить, что наблюдаемый МО-контраст сохранялся даже при увеличении отрицательного поля до значений, существенно превышающих поле насыщения, регистрируемого на петле гистерезиса. При этом вдоль полос наблюдалось лишь ослабление этого контраста. Последнее свидетельствовало о неоднородном вращении магнитных моментов, локализованных вдоль наблюдаемых полос. При обратном перемагничивании гетероструктуры в основное состояние (Рис.5.6(d)–(g)) зарождение новых микродоменов исходной фазы происходило в других местах. Эти домены, расширяясь и сливаясь, образовывали макродомены. В макродоменах и полностью перемагниченных областях неоднородные прямолинейные области с черно-белым контрастом отсутствовали (справа на Рис.5.6(f) и (g)).

Для выяснения природы образования специфических полос в исследуемых тонкопленочных гетероструктурах использовался метод фотоупругости [136]. Оказалось, что ориентация и расположение обнаруженных с помощью МО-индикатора прямолинейных областей совпадают с распределением полей напряжений, выявленным в проходящем поляризованном свете с помощью эффекта двупреломления (Рис. 5.6(h)). Такие напряжения формируются краевыми дислокациями в MgO, сгруппированными в плоскостях скольжения $\langle 110 \rangle$ (Рис. 5.6(i)). Очевидно, что обнаруженный вдоль этих плоскостей МО-контраст обусловлен полями рассеяния, формирующимися вдоль них при перемагничивании образца из основного состояния (Рис. 5.6(d)). В этой фазе перемагничивания

выявляются квазиодномерные домены, локализованные вблизи дислокационных плоскостей скольжения с ориентацией M , отличной от ориентации в основной части ФМ-слоя с наведенной обменной анизотропией.

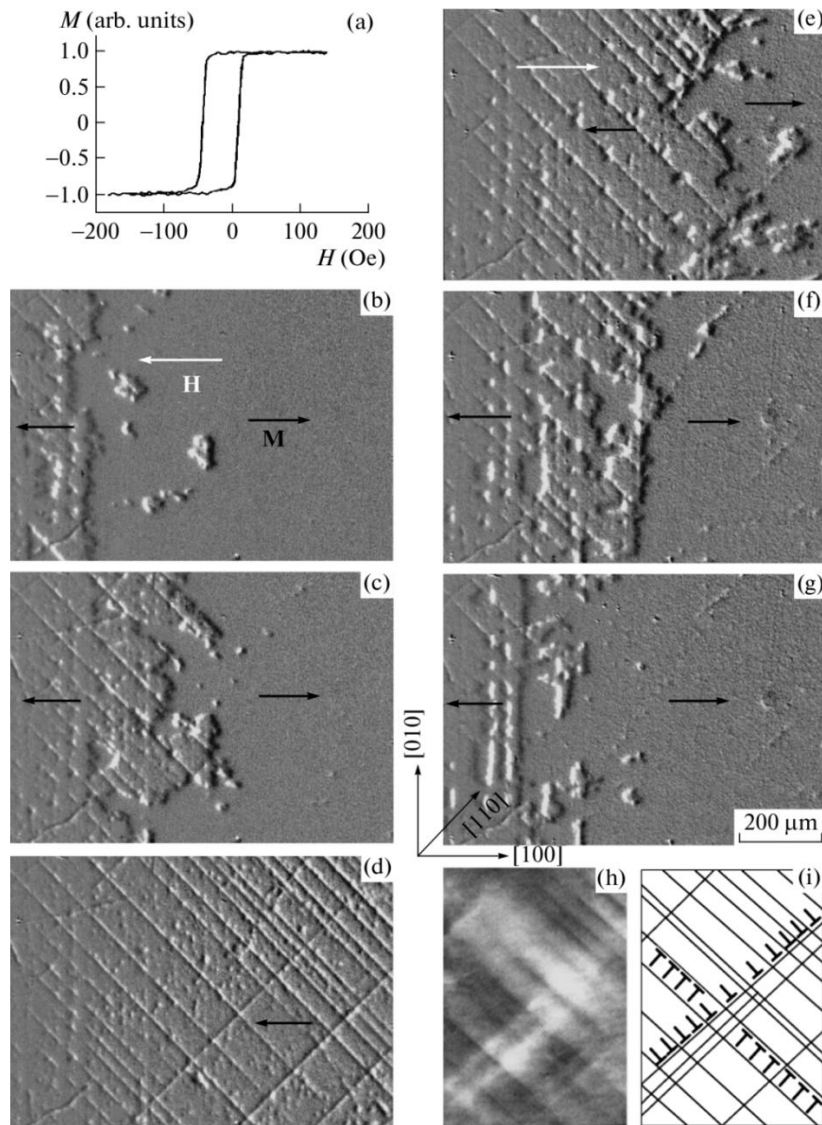


Рисунок 5.6 Перемагничивание гетероструктуры NiFe/NiO с дислокациями. (a) – Петля гистерезиса. МО-изображения участка образца после приложения полей $H = -58$ Э (b); -62 Э (c); -66 Э (d); $+1.2$ Э (e); $+4.8$ Э (f); $+9.0$ Э (g). (h) – Полученное с помощью метода фотоупругости распределение полей напряжений, наведенных краевыми дислокациями. (i) – Схема распределения краевых дислокаций.

Таким образом, из эксперимента следует, что появление МО-контраста вдоль дислокационных плоскостей скольжения при перемагничивании образца из основного состояния (Рис.5.6(d)) означает, что магнитные моменты в этих доменах

ориентированы либо вдоль оси однонаправленной анизотропии, но антипараллельно M в остальных областях образца, либо под некоторым углом к этой оси. В последнем случае в этих прямолинейных участках наводится анизотропия, отличная от оси однонаправленной анизотропии. Для выяснения характера анизотропии, наведенной в дислокационных доменах, к образцу прикладывали поле, наклонное по отношению к оси анизотропии в остальной части образца.

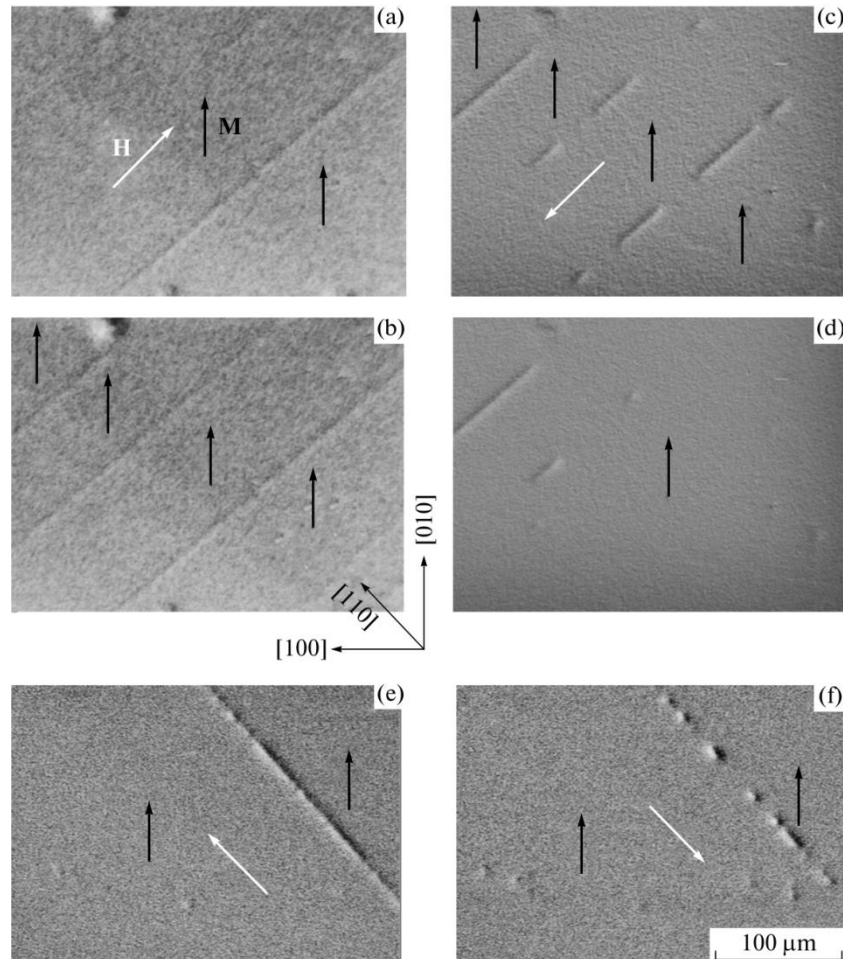


Рисунок 5.7 МО-изображения участка образца (a)–(f) при его намагничивании полем, отклоненном от оси однонаправленной анизотропии на угол 45° по часовой стрелке (a)–(d) и против часовой стрелки (e), (f). (a) $H=+88$ Э; (b) $+110$ Э; (c) -8 Э; (d) -16 Э; (e) $+110$ Э; (f) -8 Э.

В качестве примера на Рис. 5.7 приведены МО-портреты гетероструктуры в процессе ее перемагничивания внешним полем, ориентированным под углом $\varphi = \pm 45^\circ$ к оси однонаправленной анизотропии. При отклонении поля по часовой

стрелке (Рис. 5.7(a)–(d)) при $H \simeq +88$ Э в образце возникали полосовые домены вдоль системы (110) дислокационных плоскостей скольжения (Рис. 5.7(a)). Дальнейшее увеличение поля приводило к формированию новых полосовых доменов (Рис. 5.7(b)). При этом они возникали вдоль тех же полос, что и в случае перемагничивания гетероструктуры из основного состояния (Рис. 5.6(d)). При уменьшении поля до нуля и приложении небольшого отрицательного поля отдельные участки полосового МО-контраста начинали исчезать (Рис. 5.7(c) и (d)). В случае отклонения приложенного поля от оси однонаправленной анизотропии на угол 45° против часовой стрелки (Рис. 5.7(e) и (f)) в образце, предварительно приведенном в основное состояние, также возникали полосовые домены. Однако они уже были ориентированы вдоль системы $(1\bar{1}0)$ дислокационных плоскостей скольжения (Рис. 5.7(e)). Как и в предыдущем случае, участки МО-контраста на полосовых доменах начинали исчезать при изменении полярности H (Рис. 5.7(f)).

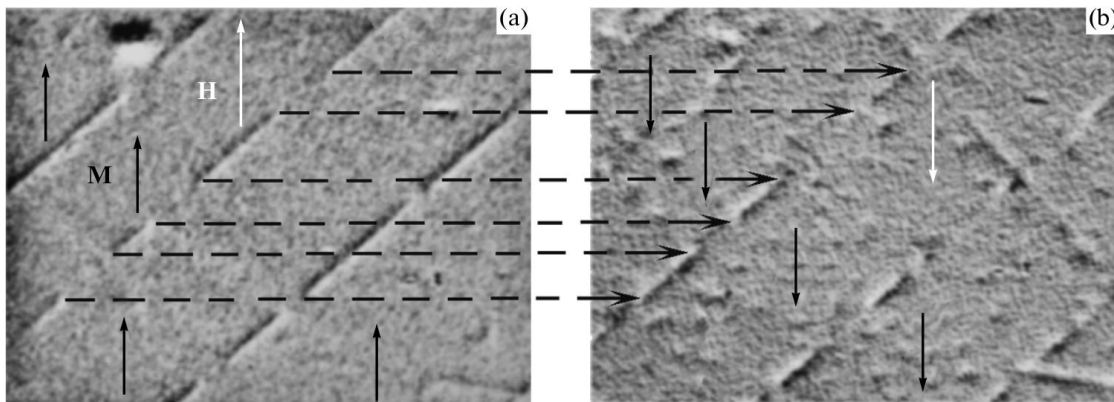


Рисунок 5.8 Доменная структура. (a) – Сформированная вдоль дислокационных плоскостей скольжения в скошенном положительном поле и затем приведенная в состояние с $\varphi=0^\circ$, $H=-30$ Э. (b) – Оставшаяся сразу после перемагничивания бездефектной области кристалла отрицательным полем ($\varphi=0^\circ$, $H=-70$ Э).

Таким образом, очевидно, что определяющую роль при переключении направления магнитных моментов в полосовых доменах играет компонента поля, совпадающая с наведенной в них анизотропией. При этом направление данной компоненты является критичным для переключения доменов в системе полосовых доменов, ориентированных вдоль $[110]$ или $[1\bar{1}0]$. Посегментное исчезновение МО-

сигнала вдоль полосовых доменов при инверсии поля $\pm 45^\circ$ -градусной ориентации происходит при его величинах, значительно меньших тех, которые необходимы для перемагничивания бездефектной области. В случае перемагничивания бездефектной области гетерофазной структуры при сохранении в ней системы полосовых доменов происходила взаимная конверсия сегментов. На Рис. 5.8(a) приведен МО-портрет образца с отдельными чередующимися участками МО-контраста вдоль полосовых доменов непосредственно перед перемагничиванием гетероструктуры из основного состояния. На Рис. 5.8(b) приведен МО-контраст образца сразу же после перемагничивания бездефектной области гетероструктуры. С помощью штриховых стрелок показано, что контраст в тех участках, где он присутствовал на Рис. 5.8(a), исчез после перемагничивания бездефектной области на Рис. 5.8(b), и появился там, где его не было. Наличие полей рассеяния H_\perp на границе раздела двух фаз говорит о том, что нормальные к этой границе компоненты M не непрерывны. В результате на ней формируются эффективные источники этих полей. В случае же равенства нормальных к границе раздела двух фаз компонент намагниченности никаких полей рассеяния на этой границе возникать не будет. В условиях нашего эксперимента, когда намагниченность в бездефектной области ориентирована под углом $+45^\circ$ к плоскостям скольжения краевых дислокаций, возможны лишь два варианта ориентации намагниченности в дислокационных областях, где не наблюдается МО-контраста. Намагниченность должна лежать либо также вдоль оси однонаправленной анизотропии, либо под углом 45° к ней. Однако первый вариант маловероятен, поскольку, как следует из эксперимента (Рис. 5.6), в полосовых доменах существует своя ось наведенной анизотропии, отличная от оси анизотропии в остальной части гетероструктуры. Следовательно, реализуется второй вариант. На Рис. 5.9 приведены соответствующие МО-портретам (Рис. 5.7(a)–(f)) гетероструктуры схемы распределения намагниченности в процессе перемагничивания в условиях действия внешнего поля, отклоненного от оси однонаправленной анизотропии на угол $\varphi = 45^\circ$ по часовой стрелке (Рис. 5.9(a)–(d))

и против часовой стрелки (Рис. 5.9(e) и (f)). Магнитные моменты смежных областей образуют 90-градусное соседство с углами по 45° относительно доменных границ полосовых доменов. Компонента намагниченности в направлении, нормальном к границе, либо не претерпевает разрыва на границе, и тогда никаких источников магнитных полей рассеяния не возникает (серые границы на Рис. 5.9), либо претерпевает, и тогда такие источники H_{\perp} возникают (белые границы на Рис. 5.9). Таким образом, как схематично проиллюстрировано на Рис. 5.9, намагниченность в полосовых доменах всегда лежит вдоль оси наведенной анизотропии, ориентированной под углом 90° к оси однонаправленной анизотропии.

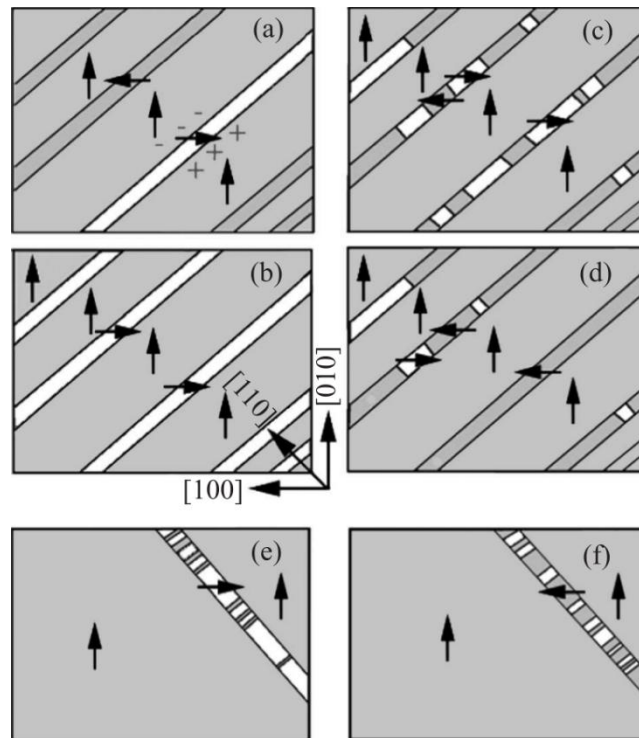


Рисунок 5.9 Схемы распределения магнитных моментов в образце, соответствующие его МО-изображениям на Рис.5.7.

Важно отметить, что эта анизотропия в областях с неоднородным распределением намагниченности в локальных $\langle 110 \rangle$ полосовых доменах также является однонаправленной. Она характеризуется полем $H_{EXD} = H_1 + H_2/2 \approx 32$ Э, при котором перемагничивание полосовых доменов полем, направленным вдоль ее оси и перпендикулярным к оси однонаправленной анизотропии, происходит из

основного состояния при $H_1 \simeq +75$ Э и обратно в основное при $H_1 \simeq -1$ Э. Приведенные значения являются среднестатистическими, поскольку разные сегменты полосовых доменов переключаются в некотором диапазоне полей, что, по-видимому, связано с разной плотностью дислокаций вдоль плоскостей скольжения. При этом напряжения краевых дислокаций практически не влияют на характер перемагничивания ФМ-слоя пермаллоя, поскольку $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ обладает практически нулевой магнитострикцией. С другой стороны, необходимо отметить, что в таких же ферромагнитных пленках пермаллоя, выращенных на тех же $\text{MgO}\{001\}$ подложках, но без АФМ-слоя, образования полосовых доменов вдоль полос скольжения краевых дислокаций не наблюдается. Очевидно, что определяющую роль при перемагничивании эпитаксиального ФМ-слоя в обменно-связанной гетероструктуре NiFe/NiO , содержащей дислокации, играет формирование специфического распределения спинов в антиферромагнитном слое. Как было показано в [3–5, 68], в антиферромагнетике вблизи краевой дислокации может формироваться локальная разупорядоченная система спинов, нарушающая их антиферромагнитное упорядочение. Изменения конфигурации распределения спинов вблизи краевых дислокаций в АФМ-слое оказывают решающее влияние на формирование доменной структуры и движение доменных границ в ФМ-слое благодаря обменному взаимодействию на интерфейсе. Эта система спинов индуцирует анизотропию вблизи выхода плоскостей скольжения краевых дислокаций на межфазную поверхность, отличную от однонаправленной анизотропии в бездислокационной области гетероструктуры.

5.3 Выводы

С использованием метода МОИП изучены закономерности нестационарного движения доменных границ в процессе перемагничивания обменно-связанных АФМ/ФМ гетероструктур. Статистический и мультифрактальный анализ скачков

Баркгаузена в обменно-связанных Co/IrMn, NiFe/IrMn и NiFe/NiO гетероструктурах выявил не стохастический характер процессов намагниченности для всех типов двухслойных плёнок. Перемагничивание образцов Co/IrMn и NiFe/IrMn включает в себя формирование магнитных макродоменов с четкими доменными границами. Соответствующие серии скачков описываются степенными распределениями амплитуд, характерными для лавинообразных процессов, а также хорошо определяемыми МФ спектрами, отражающими дальнедействующие временные корреляции между скачками. Установлено, что увеличение толщины ферромагнитного слоя в образцах Co/IrMn приводит к возникновению более мощных лавин. Это наблюдение согласуется с предположением более сильного пиннинга в плёнке с более тонким слоем Co. Показано, что ни статистические распределения, ни мультифрактальные спектры не показывают значительных различий на восходящей и нисходящей ветви петли гистерезиса, хотя различные ветви иллюстрируют асимметрию при зарождении и росте доменов. Это подобие свидетельствует об одинаковой природе корреляций во время обоих процессов и указывает на то, что формирование лавин намагниченности зависит от распределения одних и тех же центров пиннинга в образце.

В противоположность образцам Co/IrMn и NiFe/IrMn, перемагничивание в плёнке NiFe/NiO происходит через формирование множества отдельных доменов. В этом случае степенных распределений амплитуд обнаружить не удалось. Однако, мультифрактальный анализ указывает на неслучайную природу серии скачков. Совокупность результатов свидетельствует о более слабых корреляциях в динамике ДГ в гетероструктуре NiFe/NiO, по сравнению с Co/IrMn и NiFe/IrMn.

Для выявления влияния кристаллических дефектов на характер взаимодействия АФМ и ФМ спинов на интерфейсе гетероструктур изучено преобразование ее доменной структуры при перемагничивании. Установлено, что взаимодействие краевых дислокаций, сгруппированны вдоль $\langle 110 \rangle$ плоскостей скольжения, с системой спинов в антиферромагнитном и ферромагнитном слоях

приводит к формированию квази-одномерных субдоменов вдоль этих плоскостей с направлением намагниченности, отличающимся на 90° -градусов от направления намагниченности в областях без дефектов. Установлено, что анизотропия в данных областях также является однонаправленной, что, является результатом влияния краевых дислокаций на распределение спинов в антиферромагнетике.

Общие выводы и заключение

1. Проведено прямое экспериментальное изучение сугубо нелинейных процессов движения топологических дефектов в атомарной и магнитной подсистемах в кристаллах и нанокompозитных гетероструктурах. С использованием акустической эмиссии при исследовании динамики дислокаций в сплавах, магнитооптических индикаторных пленок при исследовании динамики доменных границ в гетерофазных АФМ/ФМ магнетиков, а также статистических методов, спектрального и мультифрактального анализа, изучены закономерности самоорганизации дефектов в процессе пластической деформации в металлах и перемагничивания магнитных гетерофазных структур, выявлены механизмы коллективного движения дислокаций и нестационарного движения доменных границ в потенциальном рельефе дефектов.

2. На примере сплавов AlMg и MgZr, деформация которых контролируется разными микромеханизмами – дислокационным скольжением в AlMg и комбинацией скольжения и двойникования в MgZr, установлено, что статистическое распределение амплитуд АЭ, сопровождающей пластическое течение, в обоих случаях подчиняется степенному закону. Наблюдение такой масштабной инвариантной статистики свидетельствует о лавинообразном поведении, внутренне присущем деформационным процессам и схожим с явлением самоорганизующейся критичности.

3. Важным результатом статистического анализа является тот факт, что критерии, используемые для выделения отдельных событий АЭ, практически не влияют на наблюдаемую статистику амплитуд событий. Этот результат является общим и важен для изучения динамических систем различной природы, которые характеризуются лавинообразным поведением, т.к. он свидетельствует о слабом влиянии суперпозиции событий на статистические распределения.

4. Изучена структура АЭ во время гладкого и прерывистого течения сплава AlMg на различных временных масштабах. Выявлено, что АЭ состоит из отдельных импульсов как во время скачков напряжения, так и во время гладкого течения. Амплитуды импульсов в обоих случаях лежат в одном и том же интервале значений. В моменты глубоких скачков нагрузки, наблюдающихся при сравнительно невысоких скоростях деформации в условиях эффекта ПЛШ (тип В или С), обнаружены импульсы АЭ с миллисекундными длительностями, которые превышают более чем на порядок величины длительности импульсов, наблюдаемых во время гладкого течения. Это наблюдение подтверждает связь между эффектом ПЛШ (как типа В так и типа С) с явлением синхронизации в динамических системах.
5. Проведён комплексный – статистический, мультифрактальный и спектральный, анализ непрерывно записанных сигналов АЭ во время гладкой и прерывистой (эффект Портевена-Ле Шателье) деформации сплава AlMg. Установлено, что наклон степенных распределений амплитуд событий АЭ зависит от размера зерна и микроструктурных изменений, индуцированных деформацией и накоплением дислокаций. Эти результаты дают прямое доказательство важной роли локальных концентраций напряжения на границах зерен в коллективной динамике дислокаций. Установлен рост вероятности высоко-амплитудных событий при уменьшении размера зерна, который, по-видимому, обусловлен более эффективной передачей пластической активности в соседние зерна, способствующей формированию мощных лавин. Также показано что, упрочнение за счёт роста концентрации дислокаций леса приводит к увеличению вероятности низко-амплитудных событий АЭ. Этот результат указывает на постепенное ослабление корреляций между дислокациями, т.е. стохастизации процессов пластической деформации. Однако, предположение о стохастизации не может объяснить увеличение ширины мультифрактального спектра с увеличением деформации.

Возможным объяснением этого наблюдения является синхронизация движений дислокаций, которая может приводить к появлению различных временных масштабов.

6. С использованием мультифрактального анализа, количественно охарактеризованы корреляции между деформационными процессами на различных временных масштабах. Показано, что в условиях эффекта ПЛШ временные корреляции между пластическими процессами наблюдаются в широком диапазоне масштабов времён, приблизительно от ста миллисекунд до сотен секунд, и, наиболее вероятно, обусловлены распределением внутренних напряжений. Получено доказательство того, что синхронизация движения дислокаций приводит к возникновению характерного временного масштаба, связанного с резкими падениями напряжений (поведение типа В и типа С) и соответствующего миллисекундному диапазону. Для некоторых сигналов АЭ мультифрактальный анализ выявил изменение наклонов масштабных («скейлинговых») зависимостей при изменении временного масштаба в микросекундном диапазоне. Это наблюдение позволяет заключить, что помимо изменений полей внутренних напряжений, могут проявляться и другие механизмы корреляций, например, передача пластической активности путем двойного поперечного скольжения дислокаций или прямое воздействие упругих волн.

7. С использованием метода МОИП изучены закономерности нестационарного движения доменных границ в процессе перемангничивания обменно-связанных АФМ/ФМ гетероструктур. Применение статистических методов, развитых при исследовании механизмов движения и нелинейной динамики дислокаций в металлических сплавах, позволило впервые выявить влияние кристаллических дефектов в АФМ слое на динамические свойства доменных границ в ферромагнитном слое, обменно-связанном с антиферромагнетиком.

8. Показано, что нестационарная динамика ДГ в ФМ слое, обусловленная взаимодействием с дефектами в АФМ слое, не является стохастической в обменно-связанных гетероструктурах NiFe/NiO, NiFe/IrMn, Co/IrMn. В образцах NiFe/IrMn и Co/IrMn амплитуды скачков намагниченности отвечают степенным распределениям, что характерно для лавинообразных процессов. Из анализа мультифрактальных спектров следует, что результаты статистических распределений отражают дальнедействующий характер корреляций участков доменных границ при их движении. Установлено, что перемагничивание образцов NiFe/NiO происходило за счет зарождения большого числа случайно распределённых доменов и их последующего роста, в то время как перемагничивание гетероструктур Co/IrMn и NiFe/IrMn сопровождалось зарождением и последующим ростом одного домена. В этом случае также установлено наличие корреляций в структуре скачков намагниченности, однако явных степенных распределений обнаружить не удалось.

9. Для выявления влияния кристаллических дефектов на характер взаимодействия АФМ и ФМ спинов на интерфейсе гетероструктур изучено их преобразование при перемагничивании областей, локализованных вблизи дислокаций. Установлено, что в тонкопленочной гетероструктуре NiFe/NiO краевые дислокации, сгруппированные вдоль плоскостей скольжения $\langle 110 \rangle$, создают поля напряжений влияющие на распределение спинов в антиферромагнитном слое. Это влияние приводит к возникновению вдоль этих плоскостей в ферромагнитном слое субдоменов с направлением намагниченности, отличающимся на 90° от направления намагниченности в доменах в бездефектной части образца.

В заключение следует отметить, что полученные результаты расширяют имеющиеся представления о механизмах и временных масштабах корреляций между процессами при пластической деформации кристаллов и перемагничивании гетероструктур. Разработанная в диссертационной работе методика анализа

непрерывно записанных сигналов АЭ позволила охарактеризовать временные корреляции на разных стадиях деформации и получить ряд подтверждений гипотезы о синхронизации движения дислокаций, когда наблюдается макроскопическая неустойчивость пластического течения в условиях эффекта ПЛШ. Эти результаты согласуются с теоретическими предсказаниями и дают материал для развития существующих моделей. Результаты статистического анализа движения гибридных доменных границ в среде кристаллических дефектов антиферромагнетика, полученные с использованием метода МОИП, позволяющего визуализировать доменную структуру и ее преобразование в ФМ/АФМ гетероструктурах в режиме реального времени, позволяют развить представления о роли дефектов в формировании однонаправленной анизотропии в таких нанокompозитных магнетиках. Таким образом, развитие методов прямого экспериментального изучения нестационарных динамических процессов является перспективным при изучении явлений самоорганизации, как при пластической деформации кристаллов, так и при перемагничивании ферромагнетиков, и могут иметь значение для решения не только фундаментальных задач по исследованию сугубо нелинейных процессов движения топологических дефектов в конденсированных средах, но и практических.

Выражаю глубокую благодарность моему научному руководителю Владимиру Степановичу Горнакову за постоянное внимание и поддержку в ходе выполнения работы. Хочу так же поблагодарить Михаила и Татьяну Лебёдкиных за многочисленные обсуждения полученных результатов. Так же я благодарен Юрию Леонидовичу Иунину за ценные советы в ходе написания диссертации. Хочу сказать большое спасибо всем сотрудникам ЛРСК за поддержку и помощь в проведении работы.

Литература

1. Головин Ю.И. Неустойчивое пластическое течение в сплаве Al – 3 % Mg в процессе непрерывного наноиндентирования / Ю. И. Головин, В. И. Иволгин, М. А. Лебедин // Физика Твёрдого Тела – 2002. – Т. 44 – № 7 – 1254–1259с.
2. Головин Ю.И. Область существования эффекта Портевена – Ле-Шателье в условиях непрерывного индентирования сплава Al – 2 . 7 % Mg при комнатной температуре / Ю. И. Головин, В. И. Иволгин, М. А. Лебедин, Д. А. Сергунин // Физика Твёрдого Тела – 2004. – Т. 46 – № 9 – 1618–1620с.
3. Дзялошинский И.Е. Домены и дисклинации в антиферромагнетиках / И. Е. Дзялошинский // Письма в ЖЭТФ – 1977. – Т. 25 – 110с.
4. Дудко О.К. Влияние дислокаций на магнитную структуру двумерных анизотропных антиферромагнетиков / О. К. Дудко, А. С. Ковалев // ФНТ – 2000. – Т. 26 – № 8 – 821с.
5. Иванов Б.А. Спиновая дисклинация в слоистом антиферромагнетике с винтовой дислокацией / Б. А. Иванов, В. Е. Киреев // Письма в ЖЭТФ – 2001. – Т. 73 – 210с.
6. Кринчик Г.С. Физика Магнитных Явлений / Г. С. Кринчик – М.: Московский Университет, 1976.
7. Криштал М.М. Спектральные особенности акустической эмиссии и макролокализация деформации при прерывистой текучести сплава АМг6 / М. М. Криштал, А. К. Хрусталёв, А. А. Разуваев, И. С. Демин // Деформация и разрушение материалов – 2008. – 28–34с.
8. Ландау Л.Д. Теория поля / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц – Москва: Наука, 1988. Вып. 7.
9. Николис Г. Самоорганизация в неравновесных системах: От диссипативных структур к упорядоченности через флуктуации / Г. Николис, И. Пригожин – М.: Мир, 1979.
10. Федер Е. Фракталы / Е. Федер – М.: Мир, 1991.
11. Фридель Ж. Дислокации / Ж. Фридель – М.: Мир, 1967.
12. Хакен Г. Синергетика. / Г. Хакен – М.: Мир, 1980.

13. Rizzi E. On the Portevin–Le Chatelier effect theoretical modeling and numerical results / E. Rizzi // *Int. J. Plast.* – 2004. – V. 20 – P.121–165.
14. Abarbanel H. The analysis of observed chaotic data in physical systems / H. Abarbanel, R. Brown, J. Sidorowich, L. Tsimring // *Rev. Mod. Phys.* – 1993. – V. 65– P.1331–1392.
15. Abbadi M. On the characteristics of Portevin–Le Chatelier bands in aluminum alloy 5182 under stress-controlled and strain-controlled tensile testing / M. Abbadi, P. Hähner, A. Zeghloul // *Mater. Sci. Eng. A* – 2002. – V. 337– P.194–201.
16. Alshits V.I. Dynamic dragging of dislocations / V. I. Alshits, V. L. Indenbom // *UFN* – 1975. – V. 115 – P.3.
17. Ananthakrishna G. Current theoretical approaches to collective behavior of dislocations / G. Ananthakrishna // *Phys. Rep.* – 2007. – V. 440 – P.113–259.
18. Ananthakrishna G. Dynamical approach to the spatiotemporal aspects of the Portevin–Le Chatelier effect: Chaos, turbulence, and band propagation / G. Ananthakrishna, M. Bharathi // *Phys. Rev. E* – 2004. – V. 70 – P.26111.
19. Ananthakrishna G. On the existence of chaos in jerky flow / G. Ananthakrishna, C. Fressengeas, M. Grosbras, J. Vergnol, C. Engelke, J. Plessing, H. Neuhäuser, E. Bouchaud, J. Planès, L. P. Kubin // *Scr. Metall. Mater.* – 1995. – V. 32 – P.1731–1737.
20. Ananthakrishna G. Crossover from chaotic to self-organized critical dynamics in jerky flow of single crystals / G. Ananthakrishna, S. Noronha, C. Fressengeas, L. Kubin // *Phys. Rev. E* – 1999. – V. 60 – P.5455–5462.
21. Andronov A.A. *Theory of Oscillators* / A. A. Andronov, A. A. Vitt, S. E. Khaikin – Oxford: Pergamon, 1966.
22. Aue J. A study of the mechanical properties of highly porous ceramics using acoustic emission / J. Aue, J. De Hosson // *J. Mater. Sci.* – 1998. – V. 33 – P.5455–5462.
23. Bak P. Self-organized criticality: An explanation of the 1/f noise / P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld // *Phys. Rev. Lett.* – 1987. – V. 59 – P.381–384.
24. Bak P. Self-organized criticality / P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld // *Phys. Rev. A* – 1988. – V. 38 – P.364–374.
25. Balík J. The onset of Portevin–LeChatelier instabilities in tensile testing / J. Balík // *Mater. Sci. Eng. A* – 2001. – V. 316 – P.102–108.

26. Balík J. Inverse critical strains for jerky flow in Al-Mg alloys / J. Balík, P. Lukáč, L. Kubin // *Scr. Mater.* – 2000. – V. 42–P. 465–471.
27. Barkhausen H. Zwei mit Hilfe der Neuen Verstärker entdeckte Erscheinungen / H. Barkhausen // *Phys. Z.* – 1919. – V. 20 – P.401.
28. Bertotti G. Hysteresis in magnetism / G. Bertotti – Boston: Academic Press, 1998.
29. Beukel A. van den Theory of the effect of dynamic strain aging on mechanical properties / A. van den Beukel // *Phys. stat. sol.(a)* – 1975. – V. 30 – P.197–206.
30. Beukel A. Van Den The strain dependence of static and dynamic strain-aging / A. Van Den Beukel, U. F. Kocks // *Acta Met.* – 1982. – V. 30 – P.1027.
31. Bharathi M. Multifractal Burst in the Spatiotemporal Dynamics of Jerky Flow / M. Bharathi, M. Lebyodkin, G. Ananthakrishna, C. Fressengeas, L. Kubin // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V. 87 – P.165508.
32. Bharathi M.S. The hidden order behind jerky flow / M. S. Bharathi, M. Lebyodkin, G. Ananthakrishna, C. Fressengeas, L. P. Kubin // *Acta Mater.* – 2002. – V. 50 – P.2813–2824.
33. Böhlke T. Geometrically non-linear modeling of the Portevin–Le Chatelier effect / T. Böhlke, G. Bondár, Y. Estrin, M. A. Lebyodkin // *Comput. Mater. Sci.* – 2009. – V. 44 – P.1076–1088.
34. Bougherira Y. Etude des phénomènes d’auto-organisation des ensembles de dislocations dans un alliage au vieillissement dynamique / Y. Bougherira – 2011. – P.155.
35. Bougherira Y. The intermittency of plasticity in an Al3%Mg alloy / Y. Bougherira, D. Entemeyer, C. Fressengeas, N. P. Kobelev, T. a Lebedkina, M. a Lebyodkin // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2010. – V. 240 – P.012009.
36. Bridgman P.W. Studies in large plastic flow and fracture / P. W. Bridgman – NY: McGraw-Hill, 1952.
37. Butcher P.N. The Gunn effect / P. N. Butcher // *Rep. Prog. Phys.* – 1967. – V. 30 – P.97–148.
38. Cannelli G. Self-organized criticality of the fracture processes associated with hydrogen precipitation in niobium by acoustic emission / G. Cannelli, R. Cantelli, F. Cordero // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. – V. 70 – P.3923–3926.

39. Canova G. in *Large Plastic Deformations* / G. Canova, L.P. Kubin, Y. Brechet // eds. C. Teodosiu, et al. A.A. Balkema, Rotterdam, 1993. – P.27.
40. Carey M.J. Exchange anisotropy in coupled films of Ni₈₁Fe₁₉ with NiO and Co_xNi_{1-x}O / M. J. Carey, A. E. Berkowitz // *Appl. Phys. Lett.* – 1992. – V. 60 – P.3060.
41. Carlson J.M. Dynamics of earthquake faults / J. M. Carlson, J. S. Langer, B. E. Shaw // *Rev. Mod. Phys.* – 1994. – V. 66 – P.657–670.
42. Cerruti B. Barkhausen noise from zigzag domain walls / B. Cerruti, S. Zapperi // *J. Stat. Mech. Theory Exp.* – 2006. – № 08 – P08020–P08020.
43. Châtelier F. Le Influence du tempz et de la temperature sur les essais au choc / F. Le Châtelier // *Rev. Métalurgie* – 1909. – V. 6 – P.914–917.
44. Chen K. Self-organized criticality in a crack-propagation model of earthquakes / K. Chen, P. Bak, S. Obukhov // *Phys. Rev. A* – 1991. – V. 43 – P.625–630.
45. Chen Y. Exchange effects in molecular-beam-epitaxy grown iron films / Y. Chen, D. K. Lottis, E. D. Dahlberg, J. N. Kuznia, A. M. Wowchak, P. I. Cohen // *J. Appl. Phys.* – 1991. – V. 69 – P.4523.
46. Chevy J. Characterizing short-range vs. long-range spatial correlations in dislocation distributions / J. Chevy, C. Fressengeas, M. Lebyodkin, V. Taupin, P. Bastie, P. Duval // *Acta Mater.* – 2010. – V. 58 – P.1837–1849.
47. Chhabra A. Direct determination of the $f(\alpha)$ singularity spectrum / A. Chhabra, R. Jensen // *Phys. Rev. Lett.* – 1989. – V. 62 – P.1327–1330.
48. Chien C. Hybrid domain walls and antiferromagnetic domains in exchange-coupled ferromagnet/antiferromagnet bilayers / C. Chien, V. Gornakov, V. Nikitenko, A. Shapiro, R. Shull // *Phys. Rev. B* – 2003. – V. 68 – P.014418.
49. Chihab K. The kinetics of the Portevin-Le Chatelier bands in an Al-5at%Mg alloy / K. Chihab, Y. Estrin, L. P. Kubin, J. Vergnol // *Scr. Metall.* – 1987. – V. 21 – P.203–208.
50. Chmelík F. Investigating the Portevin–Le Châtelier effect in strain rate and stress rate controlled tests by the acoustic emission and laser extensometry techniques / F. Chmelík, F. B. Klose, H. Dierke, J. Šachl, H. Neuhäuser, P. Lukáč // *Mater. Sci. Eng. A* – 2007. – V. 462 – P.53–60.

51. Chmelík F. Investigating the Portevin–Le Châtelier effect by the acoustic emission and laser extensometry techniques / F. Chmelík, A. Ziegenbein, H. Neuhäuser, P. Lukáč // *Mater. Sci. Eng. A* – 2002. – V. 324 – P.200–207.
52. Clauset A. Power-Law Distributions in Empirical Data / A. Clauset, C. R. Shalizi, M. E. J. Newman // *SIAM Rev.* – 2009. – V. 51 – P.661–703.
53. Colaiori F. Exactly solvable model of avalanches dynamics for Barkhausen crackling noise / F. Colaiori // *Adv. Phys.* – 2008. – V. 57 – P.287–359.
54. Cooley J.W. An Algorithm for the Machine Computation of the Complex Fourier Series / J. W. Cooley, J. W. Tukey // *Math. Comput.* – 1965. – V. 19 – P.297.
55. Cote P.J. Self-organized criticality and the Barkhausen effect / P. J. Cote, L. V. Meisel // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – V. 67 – P.1334–1337.
56. Cottrell A.H. Dislocation theory of yielding and strain ageing of Iron / A. H. Cottrell, B. A. Bilby // *Proc. Phys. Soc. London* – 1949. – V. A62 – P.49.
57. Darowicki K. Quadratic Cohen representations in spectral analysis of serration process in Al–Mg alloys / K. Darowicki, J. Orlikowski, a. Zieliński, W. Jurczak // *Comput. Mater. Sci.* – 2007. – V. 39 – P.880–886.
58. Daubechies I. Ten Lectures on Wavelets / I. Daubechies – Philadelphia: SIAM, 1992.
59. Dimiduk D. An experimental investigation of intermittent flow and strain burst scaling behavior in LiF crystals during microcompression testing / D. Dimiduk, E. Nadgorny, C. Woodward, M. D. Uchic, P. A. Shade // *Philos. Mag.* – 2010. – V. 90 – P.3621–3649.
60. Dimiduk D.M. Size-affected single-slip behavior of pure nickel microcrystals / D. M. Dimiduk, M. D. Uchic, T. a. Parthasarathy // *Acta Mater.* – 2005. – V. 53 – P.4065–4077.
61. Dimiduk D.M. Scale-free intermittent flow in crystal plasticity. / D. M. Dimiduk, C. Woodward, R. Lesar, M. D. Uchic // *Science* – 2006. – V. 312 – P.1188–90.
62. Durin G. Scaling exponents for barkhausen avalanches in polycrystalline and amorphous ferromagnets / G. Durin, S. Zapperi // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V. 84 P.4705.
63. Durin G. The Barkhausen effect / eds. G. Bertotti, I.D. Mayergoyz. Oxford: Academic Press, 2006. – P.181 – 267.

64. Eshelby J.D. The elastic field outside an ellipsoidal inclusion / J.D. Eshelby // *Progress in Solid Mechanics* 2, eds. I.N. Sneddon, R. Hill. Amsterdam: North-Holland, 1961. – P.89.
65. Estrin Y. Spatial Coupling and Propagative Plastic Instabilities / Y. Estrin, L. Kubin // *in Continuum Models for Materials with Microstructure*, eds. H.B. Muhlhaus. NY: Wiley, 1995. – P.395.
66. Falconer K.J. *Fractal Geometry, Mathematical Foundations and Applications* / K. J. Falconer – John Wiley & Sons, 2003.
67. Field S. Superconducting Vortex Avalanches / S. Field, J. Witt, F. Nori, X. Ling // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – V. 74 – P.1206–1209.
68. Finazzi M. Disclinations in thin antiferromagnetic films on a ferromagnetic substrate / M. Finazzi, P. Biagioni, A. Brambilla, L. Duò, F. Ciccacci // *Phys. Rev. B* – 2005. – V. 72 – P.24410.
69. Fressengeas C. Dislocation transport and intermittency in the plasticity of crystalline solids / C. Fressengeas, a. Beaudoin, D. Entemeyer, T. Lebedkina, M. Lebyodkin, V. Taupin // *Phys. Rev. B* – 2009. – V. 79 – P.014108.
70. Gaunt P. Ferromagnetic domain wall pinning by a random array of inhomogeneities / P. Gaunt // *Philos. Mag. B* – 1983. – V. 48 – P.261–276.
71. Godano C. Multifractal analysis of Vesuvius volcano eruptions / C. Godano, L. Civetta // *Geophys. Res. Lett.* – 1996. – V. 23 – P.1167–1170.
72. Gornakov V.S. Chirality of a forming spin spring and remagnetization features of a bilayer ferromagnetic system / V. S. Gornakov, Y. P. Kabanov, V. I. Nikitenko, O. A. Tikhomirov, A. J. Shapiro, R. D. Shull // *JETP* – 2004. – V. 99 – P.602–612.
73. Gornakov V.S. Direct experimental study of the effect of dislocations on the magnetization reversal in a quasi-two-dimensional ferromagnet with unidirectional anisotropy / V. S. Gornakov, V. I. Nikitenko, I. V. Shashkov, M. A. Lebyodkin, R. D. Shull // *JETP Lett.* – 2013. – V. 97 – P.279–284.
74. Gornakov V.S. Thickness and annealing temperature dependences of magnetization reversal and domain structures in exchange biased Co/Ir–Mn bilayers / V. S. Gornakov, O. a. Tikhomirov, C. G. Lee, J. G. Jung, W. F. Egelhoff // *J. Appl. Phys.* – 2009. – V. 105 – P.103917.

75. Gutenberg B. Magnitude and energy of earthquakes / B. Gutenberg, C. F. Richter // *Ann. Geofis.* – 1956. – V. 9 – P.1.
76. Hähner P. Modelling of propagative plastic instabilities / P. Hähner // *Scr. Metall. Mater.* – 1993. – V. 29 – P.1171–1176.
77. Halsey T. Fractal measures and their singularities: The characterization of strange sets / T. Halsey, M. Jensen, L. Kadanoff, I. Procaccia, B. Shraiman // *Phys. Rev. A* – 1986. – V. 33 – P.1141–1151.
78. Hayakawa Y. Scaling structure of the growth-probability distribution in diffusion-limited aggregation processes / Y. Hayakawa, S. Sato, M. Matsushita // *Phys. Rev. A* – 1987. – V. 36 – P.1963–1966.
79. Heslot F. Transitions to turbulence in helium gas / F. Heslot, B. Castaing, A. Libchaber // *Phys. Rev. A* – 1987. – V. 36 – P.5870–5873.
80. Hoshino K. Magnetoresistance and interlayer exchange coupling between magnetic layers in Fe–Mn/Ni–Fe–Co/Cu/Ni–Fe–Co multilayers / K. Hoshino, S. Noguchi, R. Nakatani, H. Hoshiya, Y. Sugita // *Jpn. J. Appl. Phys.* – 1994. – V. 33 – P.1327.
81. Hubert A. *Magnetic Domains* / A. Hubert, R. Schäfer – NY: Springer, 1998.
82. Ishikaev S. DC magnetic moments of SIS and SNS type Josephson junction arrays / S. Ishikaev, E.V. Matizen // in *New Developments in Josephson Junctions Research*, ed. S. Sergeenkov. Trivandrum: Transworld Research Network, 2010. P.1–23.
83. J. Gauthier Heat treatment of 319.2 aluminum automotive alloy, Part 1 - Solution heat treatment / J. Gauthier, P. R. Louchez, F. H. Samuel // *Inter. J. Cast Met. Res.* – 1995. – V. 8 – P.106.
84. Jeanclaude V. Propagating pattern selection in the Portevin-Le Chatelier effect / V. Jeanclaude, C. Fressengeas // *Scr. Metall. Mater.* – 1993. – V. 29 – P.1177–1182.
85. Jiang Z. Spatial characteristics of the Portevin-Le Chatelier deformation bands in Al-4at%Cu polycrystals / Z. Jiang, Q. Zhang, H. Jiang, Z. Chen, X. Wu // *Mater. Sci. Eng. A* – 2005. – V. 403 – P.154–164.
86. Jungblut R. Orientational dependence of the exchange biasing in molecular-beam-epitaxy-grown Ni₈₀Fe₂₀/Fe₅₀Mn₅₀ bilayers (invited) / R. Jungblut, R. Coehoorn, M. T. Johnson, J. aan de Stegge, a. Reinders // *J. Appl. Phys.* – 1994. – V. 75 – P.6659.

87. Kadanoff L.P. Renormalization group analysis of the global properties of a strange attractor / L. P. Kadanoff // *J. Stat. Phys.* – 1986. – V. 43 – P.395–410.
88. Kaiser J. Erkenntnisse und Folgerungen aus der Messung von Geräuschen bei Zugbeanspruchung von metallischen Werkstoffen / J. Kaiser // *Arch. Eisenhüttenwes.* – 1953. – V. 24 – P.43.
89. Kalk A. On Sequences of Alternate Stable and Unstable Regions along Tensile Deformation Curves / A. Kalk, C. Schwink // *Phys. stat. sol.(b)* – 1992. – V. 172 – P.133.
90. Kim D.-H. Direct Observation of Barkhausen Avalanche in Co Thin Films / D.-H. Kim, S.-B. Choe, S.-C. Shin // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – V. 90 – P.087203.
91. Kok S. A finite element model for the Portevin Le Chatelier effect based on polycrystal plasticity / S. Kok, A. J. Beaudoin, D. A. Tortorelli, M. Lebyodkin // *Model. Sim. Mater. Sci. Eng.* – 2002. – V. 10 – P.745–763.
92. Konstantinidis A. Recent Developments of Gradient Theory. Part II: Plastic Heterogeneity and Wavelets / A. Konstantinidis, E. C. Aifantis // *J. Eng. Mater. Tech.* – 2002. – V. 124 – P.358.
93. Kubin L.P. Evolution of dislocation densities and the critical conditions for the Portevin-Le Chatelier effect / L. P. Kubin, Y. Estrin // *Acta Met. Mater.* – 1990. – V. 38 – P.697.
94. Kubin L.P. Collective behaviour of dislocations in plasticity / L.P. Kubin, C. Fressengeas, G. Ananthakrishna, // *Dislocations in Solids*, eds F.R.N. Nabarro, M.S. Duesbery. Elsevier, 2002. – P.101–192.
95. Kugiumtzis D. Statistical analysis of the extreme values of stress time series from the Portevin–Le Châtelier effect / D. Kugiumtzis, a. Kehagias, E. Aifantis, H. Neuhäuser // *Phys. Rev. E* – 2004. – V. 70 – P.036110.
96. LASHERMES B. NEW INSIGHTS INTO THE ESTIMATION OF SCALING EXPONENTS / B. LASHERMES, P. ABRY, P. CHAINAIS // *Int. J. Wavelets, Multiresolution Inf. Process.* – 2004. – V. 02 – P.497–523.
97. Lasko G. Finite element simulation of the Portevin-LeChatelier effect / G. Lasko, P. Hähner, S. Schmauder // *Model. Sim. Mater. Sci. Eng.* – 2005. – V. 13 – P.645–656.
98. Lebedkina T.A. Effect of deformation geometry on the intermittent plastic flow associated with the Portevin–Le Chatelier effect / T. A. Lebedkina, M. A. Lebyodkin // *Acta Mater.* – 2008. – V. 56 – P.5567–5574.

99. Lebyodkin M. Statistics of the Catastrophic Slip Events in the Portevin–Le Châtelier Effect / M. Lebyodkin, Y. Brechet, Y. Estrin, L. Kubin // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – V. 74 – P.4758–4761.
100. Lebyodkin M. Statistical behaviour and strain localization patterns in the Portevin-Le Chatelier effect / M. Lebyodkin, Y. Brechet, Y. Estrin, L. Kubin // *Acta Mater.* – 1996. – V. 44 – P.4531–4541.
101. Lebyodkin M. Spatio-temporal dynamics of the Portevin–Le Chatelier effect: experiment and modelling / M. Lebyodkin, L. Dunin-Barkowskii, Y. Bréchet, Y. Estrin, L. Kubin // *Acta Mater.* – 2000. – V. 48 – P.2529–2541.
102. Lebyodkin M. Intrinsic structure of acoustic emission events during jerky flow in an Al alloy / M. Lebyodkin, T. Lebedkina, F. Chmelík, T. Lamark, Y. Estrin, C. Fressengeas, J. Weiss // *Phys. Rev. B* – 2009. – V. 79 – P.174114.
103. Lebyodkin M.A. Dynamic Strain Ageing and Stick-Slip Instabilities: A Parallel Approach and Statistical Study / M. A. Lebyodkin, Y. Bréchet, Y. Estrin, L. P. Kubin // *Solid State Phenom.* – 1995. – V. 42-43 – P.313–324.
104. Lebyodkin M.A. Multifractal analysis of the Portevin–Le Chatelier effect: General approach and application to AlMg and AlMg/Al₂O₃ alloys / M. A. Lebyodkin, Y. Estrin // *Acta Mater.* – 2005. – V. 53 – № 12 – P.3403–3413.
105. Lebyodkin M.A. On the similarity of plastic flow processes during smooth and jerky flow: Statistical analysis / M. A. Lebyodkin, N. P. Kobelev, Y. Bougherira, D. Entemeyer, C. Fressengeas, V. S. Gornakov, T. a. Lebedkina, I. V. Shashkov // *Acta Mater.* – 2012. – V. 60 – P.3729–3740.
106. Lebyodkin M.A. On the similarity of plastic flow processes during smooth and jerky flow in dilute alloys / M. A. Lebyodkin, N. P. Kobelev, Y. Bougherira, D. Entemeyer, C. Fressengeas, T. a. Lebedkina, I. V. Shashkov // *Acta Mater.* – 2012. – V. 60 – P.844–850.
107. Lebyodkin M.A. Multifractality and randomness in the unstable plastic flow near the lower strain-rate boundary of instability / M. A. Lebyodkin, T. A. Lebedkina // *Phys. Rev. E* – 2008. – V. 77 – P.026111.
108. Lebyodkin M.A. Multifractal analysis of unstable plastic flow / M. A. Lebyodkin, T. A. Lebedkina, A. Jacques – NY: Nova Science, 2009.
109. Lebyodkin M.A. Multiscale analysis of acoustic emission during plastic flow of Al and Mg alloys : from microseconds to minutes / M. A. Lebyodkin, I. V Shashkov, T. A. Lebedkina, V. S. Gornakov // *Mater. Sci. Forum* – 2014. – V. 786 – P.204–209.

110. Lebyodkin M.A. Role of superposition of dislocation avalanches in the statistics of acoustic emission during plastic deformation / M. A. Lebyodkin, I. V. Shashkov, T. A. Lebedkina, K. Mathis, P. Dobron, F. Chmelik // *Phys. Rev. E* – 2013. – V. 88 – P. 042402.
111. Lee C.-G. Annealing temperature dependences of magnetization reversal in exchange-biased bilayers / C.-G. Lee, V. S. Gornakov, B.-H. Koo, K.-S. Shin, R. D. McMichael, a. Chen, W. F. Egelhoff // *Phys. B Condens. Matter* – 2006. – V. 372 – P.350–353.
112. Lee H.-S. Breakdown of Barkhausen critical-scaling behavior with increasing domain-wall pinning in ferromagnetic films / H.-S. Lee, K.-S. Ryu, K.-R. Jeon, S. S. P. Parkin, S.-C. Shin // *Phys. Rev. B* – 2011. – V. 83 – P.060410.
113. Lee H.-S. Universal Barkhausen critical scaling behavior observed in NiFe_{1-x} ($x = 0-0.5$) films / H.-S. Lee, K.-S. Ryu, I.-S. Kang, S.-C. Shin // *J. Appl. Phys.* – 2011. – V. 109 – P.07E101.
114. Lee P. Electric field depinning of charge density waves / P. Lee, T. Rice // *Phys. Rev. B* – 1979. – V. 19 – P.3970–3980.
115. Li X. Multifractal classification of road traffic flows / X. Li, P. Shang // *Chaos, Solitons & Fractals* – 2007. – V. 31 – P.1089–1094.
116. Louat N. On the theory of the Portevin-Le Chatelier effect / N. Louat // *Scr. Metall.* – 1981. – V. 15 – P.1167–1170.
117. Malozemoff A. Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces / A. Malozemoff // *Phys. Rev. B* – 1987. – V. 35 – P.3679.
118. Masson A.P. Sur l'élasticité des corps solides / A. P. Masson // *Ann. Chim. Phys.* – 1841. – V. 3 – P.451.
119. Máthis K. Exploring Plastic Deformation of Metallic Materials by the Acoustic Emission Technique/ K. Máthis, F. Chmelík // *Acoustic Emission, InTech, Rijeka* – 2012.
120. Máthis K. Acoustic emission monitoring of slow strain rate tensile tests of 304L stainless steel in supercritical water environment / K. Máthis, D. Prchal, R. Novotný, P. Hähner // *Corros. Sci.* – 2011. – V. 53 – P.59–63.
121. Matizen E. V. Magnetic moment of square SIS Josephson arrays: Self-organized criticality / E. V. Matizen, S. M. Ishikaev, V. A. Oboznov // *JETP* – 2004. – V. 99 – P. 1065–1073.

122. Mauri D. Novel method for determining the anisotropy constant of MnFe in a NiFe/MnFe sandwich / D. Mauri, E. Kay, D. Scholl, J. K. Howard // *J. Appl. Phys.* – 1987. – V. 62 – P.2929.
123. Mauri D. Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate / D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus, E. Kay // *J. Appl. Phys.* – 1987. – V. 62 – P.3047.
124. Mazière M. Investigations on the Portevin Le Chatelier critical strain in an aluminum alloy / M. Mazière, H. Dierke // *Comput. Mater. Sci.* – 2012. – V. 52 – P.68–72.
125. McCord J. Kerr observations of asymmetric magnetization reversal processes in CoFe/IrMn bilayer systems / J. McCord, R. Schäfer, R. Mattheis, K.-U. Barholz // *J. Appl. Phys.* – 2003. – V. 93 – P.5491.
126. McCormick P.G. Numerical modelling of the Portevin—Le Chatelier effect / P. G. McCormick, C. P. Ling // *Acta Met. Mater.* – 1995. – V. 43 – P.1969–1977.
127. McCormick P.G. Unstable magnetisation processes / P. G. McCormick, R. Street, Y. Estrin // *J. Phys. Condens. Matter* – 1990. – V. 2 – P.3681–3685.
128. McCormick P. A model for the Portevin-Le Chatelier effect in substitutional alloys / P. . McCormick // *Acta Met.* – 1972. – V. 20 – P.351–354.
129. Meiklejohn W. New Magnetic Anisotropy / W. Meiklejohn, C. Bean // *Phys. Rev.* – 1957. – V. 105 – P.904–913.
130. Meiklejohn W.H. New Magnetic Anisotropy / W. H. Meiklejohn, C. P. Bean // *Phys. Rev.* – 1956. – V. 102 – P.1413–1414.
131. Miguel M.-C. Complexity in dislocation dynamics: model / M.-C. Miguel, A. Vespignani, S. Zapperi, J. Weiss, J.-R. Grasso // *Mater. Sci. Eng. A* – 2001. – V. 309-310 – P.324–327.
132. Nakatani R. Magnetoresistance and Preferred Orientation in Fe–Mn/Ni–Fe/Cu/Ni–Fe Sandwiches with Various Buffer Layer Materials / R. Nakatani, K. Hoshino, S. Noguchi, Y. Sugita // *Jpn. J. Appl. Phys.* – 1994. – V. 33 – P.133–137.
133. Niemeyer L. Fractal Dimension of Dielectric Breakdown / L. Niemeyer, L. Pietronero, H. Wiesmann // *Phys. Rev. Lett.* – 1984. – V. 52 – P.1033–1036.
134. Nikitenko V. Asymmetry of domain nucleation and enhanced coercivity in exchange-biased epitaxial NiO/NiFe bilayers / V. Nikitenko, V. Gornakov, L. Dedukh, Y. Kabanov,

- a. Khapikov, a. Shapiro, R. Shull, a. Chaiken, R. Michel // *Phys. Rev. B* – 1998. – V. 57 – R8111–R8114.
135. Nikitenko V. Asymmetry in Elementary Events of Magnetization Reversal in a Ferromagnetic/Antiferromagnetic Bilayer / V. Nikitenko, V. Gornakov, A. Shapiro, R. Shull, K. Liu, S. Zhou, C. Chien // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V. 84 – P.765–768.
136. Nikitenko V.I. Application of the photoelasticity method to the investigation of stresses around individual dislocations and their influence on crystal properties / V. I. Nikitenko, L. M. Dedukh // *Phys. stat. sol.(a)* – 1970. – V. 3 – P.383–392.
137. Nogués J. Exchange bias / J. Nogués, I. K. Schuller // *JMMM* – 1999. – V. 192 – P.203–232.
138. Olami Z. Self-organized criticality in a continuous, nonconservative cellular automaton modeling earthquakes / Z. Olami, H. Feder, K. Christensen // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V. 68 – P.1244–1247.
139. Penning P. Mathematics of the portevin-le chatelier effect / P. Penning // *Acta Met.* – 1972. – V. 20 – P.1169–1175.
140. PÉREZ C.J. ON SELF-ORGANIZED CRITICALITY AND SYNCHRONIZATION IN LATTICE MODELS OF COUPLED DYNAMICAL SYSTEMS / C. J. PÉREZ, Á. CORRAL, A. DÍAZ-GUILERA, K. CHRISTENSEN, A. ARENAS // *Int. J. Mod. Phys. B* – 1996. – V. 10 – P.1111–1151.
141. Petri A. Experimental Evidence for Critical Dynamics in Microfracturing Processes / A. Petri, G. Paparo, A. Vespignani, A. Alippi, M. Costantini // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – V. 73 – P.3423–3426.
142. Portevin A. Sur un phénomène observe lors de l'essai de traction d'alliages en corns de trans formation / A. Portevin, F. Le Chatelier // *Comptes Rendus Acad. Sci. Paris* – 1923. – V. 176 – P.507.
143. Prozorov R. Self-organization of vortices in type-II superconductors during magnetic relaxation / R. Prozorov, D. Giller // *Phys. Rev. B* – 1999. – V. 59 – P.14687–14691.
144. Puppin E. Statistical Properties of Barkhausen Noise in Thin Fe Films / E. Puppin // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V. 84 – P.5415–5418.
145. Reed J.M. Observations of serration characteristics and acoustic emission during serrated flow of an Al–Mg alloy / J. M. Reed, M. E. Walter // *Mater. Sci. Eng. A* – 2003. – V. 359 – P.1–10.

146. Richeton T. On the critical character of plasticity in metallic single crystals / T. Richeton, P. Dobron, F. Chmelik, J. Weiss, F. Louchet // *Mater. Sci. Eng. A* – 2006. – V. 424 – P.190–195.
147. Richeton T. Breakdown of avalanche critical behaviour in polycrystalline plasticity. / T. Richeton, J. Weiss, F. Louchet // *Nat. Mater.* – 2005. – V. 4 – P.465–9.
148. Richeton T. Critical character of plasticity from AE experiments in hcp and fcc metals / T. Richeton, J. Weiss, F. Louchet // *Kov. Mater.* – 2007. – V. 45 – P.149–152.
149. Rodriguez P. Serrated Plastic Flow Revisited / P. Rodriguez, S. Venkadesan // *Solid State Phenom.* – 1995. – V. 42-43 – P.257.
150. Ryu K.-S. Tunable scaling behaviour observed in Barkhausen criticality of a ferromagnetic film / K.-S. Ryu, H. Akinaga, S.-C. Shin // *Nat. Phys.* – 2007. – V. 3 – P.547–550.
151. Sarkar A. Recurrence analysis of the Portevin–Le Chatelier effect / A. Sarkar, C. L. Webber, P. Barat, P. Mukherjee // *Phys. Lett. A* – 2008. – V. 372 – P.1101–1105.
152. Savart F. Recherches sur les vibrations longitudinales / F. Savart // *Ann. Chim. Phys.* – 1837. – V. 65 – P.337.
153. Schertzer D. Physical modelling and analysis of rain and clouds by anisotropic multiplicative scaling processes / D. Schertzer, S. Lovejoy // *J. Geophys. Res.* – 1987. – V. 92 – P.9693.
154. Schwarz R.. Kinetics of the portevin-le chatelier effect in Al 6061 alloy / R. . Schwarz, L. . Funk // *Acta Met.* – 1985. – V. 33 – P.295–307.
155. Sethna J. Hysteresis and hierarchies: Dynamics of disorder-driven first-order phase transformations / J. Sethna, K. Dahmen, S. Kartha, J. Krumhansl, B. Roberts, J. Shore // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. – V. 70 – P.3347–3350.
156. Sethna J.P. Crackling noise. / J. P. Sethna, K. a Dahmen, C. R. Myers // *Nature* – 2001. – V. 410 – P.242–50.
157. Shashkov I. V Acoustic-Emission Study of Intermittency of Plastic Flow during Twinning and Dislocation Glide / I. V Shashkov, T. A. Lebedkina, M. A. Lebyodkin, P. Dobron, F. Chmelik, R. Kral, K. Parfenenko, K. Mathis // *Acta Phys. Pol. A* – 2012. – V. 122 – P.430–434.

158. Shashkov I. V. Statistical and Multifractal Properties of Barkhausen Jumps in Exchange-Coupled Antiferromagnetic/Ferromagnetic Bilayers / I. V. Shashkov, M. A. Lebyodkin, V. S. Gornakov // *Solid State Phenom.* – 2014. – V. 215 – P.35–40.
159. Shashkov I.V. Multiscale study of acoustic emission during smooth and jerky flow in an AlMg alloy / I. V. Shashkov, M. A. Lebyodkin, T. A. Lebedkina // *Acta Mater.* – 2012. – V. 60 – P.6842–6850.
160. Shibkov A.A. Nonlinear dynamics of the spatio-temporal pattern of a macroscopically localized deformation / A. A. Shibkov, A. E. Zolotov // *JETP Lett.* – 2009. – V. 90 – P.370–375.
161. Soeya S. Magnetic exchange coupling for bilayered Ni₈₁Fe₁₉/NiO and trilayered Ni₈₁Fe₁₉/NiFeNb/NiO films / S. Soeya, S. Tadokoro, T. Imagawa, M. Fuyama, S. Narishige // *J. Appl. Phys.* – 1993. – V. 74 – P.6297.
162. Sornette D. Power laws without parameter tuning: An alternative to self-organized criticality / D. Sornette // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – V. 72 – P.2306–2306.
163. Stiles M. Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers / M. Stiles, R. McMichael // *Phys. Rev. B* – 1999. – V. 59 – P.3722–3733.
164. Strogatz S.H. From Kuramoto to Crawford: exploring the onset of synchronization in populations of coupled oscillators / S. H. Strogatz // *Phys. D Nonlinear Phenom.* – 2000. – V. 143 – P.1–20.
165. Tsang C. Exchange induced unidirectional anisotropy at FeMn-Ni₈₀Fe₂₀ interfaces / C. Tsang, N. Heiman, K. Lee // *J. Appl. Phys.* – 1981. – V. 52 – P.2471–2473.
166. Varadhan S. Lattice incompatibility and strain-aging in single crystals / S. Varadhan, A. J. Beaudoin, C. Fressengeas // *J. Mech. Phys. Solids* – 2009. – V. 57 – P.1733–1748.
167. Vinogradov A. Continuous acoustic emission during intermittent plastic flow in α -brass / A. Vinogradov, A. Lazarev // *Scr. Mater.* – 2012. – V. 66 – P.745–748.
168. Vinogradov A.Y. PRINCIPLES OF STATISTICAL AND SPECTRAL ANALYSIS OF ACOUSTIC EMISSION AND THEIR APPLICATION TO PLASTIC DEFORMATION OF METALLIC GLASSES / A. Y. Vinogradov // *J. Acoust. Emiss.* – 1998. – V. 16 – S158–S169.
169. Vives E. Distributions of avalanches in martensitic transformations / E. Vives, J. Ortin, L. Manosa, I. Rafols, R. Perez-Magrane, A. Planes // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – V. 72 – P.1694.

170. Weiss J. Acoustic Emission in Single Crystals of Ice / J. Weiss, J.-R. Grasso // *J. Phys. Chem. B* – 1997. – V. 101 – P.6113–6117.
171. Weiss J. Complexity in dislocation dynamics: experiments / J. Weiss, J.-R. Grasso, M.-C. Miguel, A. Vespignani, S. Zapperi // *Mater. Sci. Eng. A* – 2001. – V. 309-310 – P.360–364.
172. Weiss J. Evidence for universal intermittent crystal plasticity from acoustic emission and high-resolution extensometry experiments / J. Weiss, T. Richeton, F. Louchet, F. Chmelik, P. Dobron, D. Entemeyer, M. Lebyodkin, T. Lebedkina, C. Fressengeas, R. McDonald // *Phys. Rev. B* – 2007. – V. 76 – P.224110.
173. Weissman M. $1/f$ noise and other slow, nonexponential kinetics in condensed matter / M. Weissman // *Rev. Mod. Phys.* – 1988. – V. 60 – P.537–571.
174. White R. Driving Rate Effects on Crackling Noise / R. White, K. Dahmen // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – V. 91 – P.085702.
175. Yang S. Domain wall dynamics and Barkhausen jumps in thin-film permalloy microstructures / S. Yang, J. Erskine // *Phys. Rev. B* – 2005. – V. 72 – № 6 – 064433.
176. Zaiser M. Scale invariance in plastic flow of crystalline solids / M. Zaiser // *Adv. Phys.* – 2006. – V. 55 – P.185–245.
177. Zbib H.M. A gradient-dependent model for the Portevin-Le Chatelier effect / H. M. Zbib, E. C. Aifantis // *Scr. Metall.* – 1988. – V. 22 – P.1331–1336.
178. Zhang S. The morphology of Portevin–Le Chatelier bands: finite element simulation for Al–Mg–Si / S. Zhang, P. G. McCormick, Y. Estrin // *Acta Mater.* – 2001. – V. 49 – P.1087–1094.