

В. Б. Смирнов, А. В. Пономарёв

**ФИЗИКА ПЕРЕХОДНЫХ
РЕЖИМОВ СЕЙСМИЧНОСТИ**

**Москва
2020**

УДК 550.34
ББК 26.3
С50

Смирнов В. Б., Пономарёв А. В.

Физика переходных режимов сейсмичности / В. Б. Смирнов,
А. В. Пономарёв. — М.: РАН, 2020. — 412 с.

ISBN 978-5-907036-90-1

Содержание

Введение.....	8
Глава 1. Переходные режимы: афтершоки и наведённая сейсмичность.....	11
1.1. Афтершоковые процессы	13
1.1.1. Статистические закономерности афтершоковых последовательностей	14
1.1.2. Физические модели афтершоковых процессов	19
1.1.3. Афтершоковые процессы в наведённой сейсмичности	26
1.1.4. Параметры закона Омори	27
1.1.5. Резюме	29
1.2. Наведённая сейсмичность	29
1.2.1. Роль флюидов в разрушении горных пород.....	31
1.2.2. Сейсмичность, связанная с водохранилищами.....	35
1.2.3. Землетрясения при закачке и откачке жидкости.....	37
1.2.4. Инициирование землетрясений естественными гидрологическими процессами	38
1.2.5. Резюме	39
Заключение главы 1	40
Глава 2. Методики первичного анализа сейсмических каталогов.....	42
2.1. Формирование базы данных	42
2.2. Методика идентификации афтершоков	44
2.3. Методика оценки представительной магнитуды.....	48
2.4. Методика унификации шкалы магнитуд	54
2.4.1. Сопоставление данных двух каталогов	54
2.4.2. Отыскание связи между магнитудными шкалами	54
2.4.3. Соотношения между магнитудой и размером очага	55
2.5. Погрешность локации.....	56
Заключение главы 2.....	57
Глава 3. Статистические и физические параметры сейсмического режима.....	58
3.1. Статистические параметры сейсмического режима	60
3.1.1. Наклон графика повторяемости	60
3.1.2. Фрактальная размерность множества гипоцентров	62
3.1.3. Выделение сейсмической энергии.....	64
3.1.4. Размер «облака» землетрясений.....	66
3.1.5. Функция влияния землетрясений (параметр RTL).....	66
3.1.6. Периодические компоненты потока землетрясений	67
3.1.7. Резюме	67
3.2. Параметры цикла разрушения	68
3.2.1. Параметры цикла разрушения.....	69
3.2.2. Процедура оценки параметров цикла разрушения.....	71
3.2.3. Погрешности оценок параметров цикла разрушения.....	72
3.2.4. Параметры цикла разрушения в фоновом режиме.....	73
3.2.5. Смысл параметров цикла разрушения	87
3.2.6. Резюме	94
3.3. Параметр критической концентрации сейсмогенных разрывов.....	95
3.3.1. Параметр концентрации разрывов	96

3.3.2. Критическое значение параметра концентрации разрывов.....	98
3.3.3. Сравнение с эмпирическими данными.....	98
3.3.4. Резюме	100
Заключение главы 3.....	100
Глава 4. Афтершоковая и наведённая сейсмичность.....	103
4.1. Афтершоковые процессы	103
4.1.1. Фрактальные свойства афтершоковой сейсмичности и структура неоднородностей литосферы в очаговой области Рачинского землетрясения	104
4.1.2. Структура группирования афтершоков во времени	110
4.1.3. Параметры цикла разрушения в афтершоковых последовательностях	113
4.1.4. Резюме	115
4.2. Наведённая сейсмичность при заполнении Нурекского водохранилища	116
4.2.1. Исходные данные.....	118
4.2.2. Шкала магнитуд.....	119
4.2.3. Представительный энергетический класс.....	119
4.2.4. Погрешность локации	120
4.2.5. Параметры сейсмического режима при заполнении Нурекского водохранилища	121
4.2.6. Афтершоки в наведённой сейсмичности	124
4.2.7. Резюме	126
4.3. Область наведённой сейсмичности Койна-Варна, Западная Индия.....	127
4.3.1. Общие сведения	127
4.3.2. Тектоника района водохранилищ Койна и Варна.....	129
4.3.3. Сейсмическая активность	132
4.3.4. Резюме	134
4.4. Сезонные вариации наведённой сейсмичности в области водохранилищ Койна и Варна	134
4.4.1. Исходные данные.....	135
4.4.2. Сезонные компоненты наведённой сейсмичности.....	137
4.4.3. Изменчивость сезонных компонент наведённой сейсмичности.....	141
4.4.4. Природа динамики сезонных компонент наведённой сейсмичности	144
4.4.5. Наклон графика повторяемости в сезонных компонентах наведённой сейсмичности	153
4.4.6. Резюме	155
4.5. Аномалии режима наведённой сейсмичности в области водохранилищ Койна и Варна в период подготовки землетрясений.....	157
4.5.1. Исходные данные.....	157
4.5.2. Шкала магнитуд	157
4.5.3. Идентификация афтершоков	158
4.5.4. Представительность и однородность каталога землетрясений.....	160
4.5.5. Статистические параметры сейсмического режима	160
4.5.6. Аномалии сейсмического режима.....	165
4.5.7. Резюме	169
Заключение главы 4.....	170
Глава 5. Натурное моделирование переходных режимов	173
5.1. Закачка воды в глубокую скважину	173

5.1.1. Описание эксперимента	174
5.1.2. Расход воды и давление.....	177
5.1.3. Представительность каталога землетрясений	179
5.1.4. Динамика сейсмической активности.....	179
5.1.5. Мультиплеты.....	186
5.1.6. Диффузия.....	189
5.1.7. Резюме	192
5.2. Электромагнитное зондирование литосферы.....	193
5.2.1. Исходные данные	195
5.2.2. Представительность сейсмических каталогов	197
5.2.3. Погрешность локации эпицентров	198
5.2.4. Сопоставление энергетических шкал каталогов	199
5.2.5. Связь энергетических классов с размерами очагов землетрясений	200
5.2.6. Выбор пространственной области для анализа временных вариаций	201
5.2.7. Рабочий каталог землетрясений	202
5.2.8. Вариации параметров сейсмического режима во времени	203
5.2.9. Спектральные характеристики сейсмического режима	209
5.2.10. Вариации режима до и после актов зондирования	214
5.2.11. Резюме	218
Заключение главы 5.....	219

Глава 6. Лабораторное моделирование переходных режимов..... 223

6.1. Очерк ключевых лабораторных исследований по физике очага землетрясений.....	225
6.2. Лаборатории и оборудование.....	232
6.2.1. Лаборатория трения горных пород (Rock friction laboratory, USGS, Menlo Park, USA)	232
6.2.2. Лаборатория геомеханики и реологии (Geomechanics and Rheology Department, GFZ, Potsdam, Germany).....	234
6.2.3. Геофизическая обсерватория «Борок» (ИФЗ РАН).....	236
6.2.4. Лаборатория ИФЗ РАН, рычажный пресс	239
6.2.5. Исходные данные лабораторных экспериментов	240
6.2.6. Резюме	241
6.3. Проблема подобия в лабораторных экспериментах.....	241
6.3.1. Критерий подобия в рамках простейшей реологической модели.....	242
6.3.2. Эффективная вязкость в экспериментах с обратной связью и выполнение критерия подобия.....	243
6.3.3. Методика эксперимента и исходные данные	244
6.3.4. Модель обратной связи	246
6.3.5. Модель нагружения	248
6.3.6. Модель вязкости	249
6.3.7. Критерий подобия.....	250
6.3.8. Резюме	251
6.4. Формирование разлома в лабораторных экспериментах	252
6.4.1. Исходные данные.....	252
6.4.2. История нагружения.....	253
6.4.3. Рост разломной зоны.....	253
6.4.4. Статистические параметры акустического режима	254
6.4.5. Резюме	258

6.5. Лабораторное моделирование переходных режимов при силовой ступенчатой инициации	258
6.5.1. Одноосное нагружение плавной ступенькой без всестороннего сжатия	259
6.5.2. Одноосное нагружение плавной ступенькой в условиях всестороннего сжатия.....	263
6.5.3. Одноосное нагружение резкой ступенькой без всестороннего сжатия	268
6.5.4. Крупномасштабное лабораторное моделирование.....	270
6.5.5. Резюме	272
6.6. Лабораторное моделирование афтершоковых режимов в условиях всестороннего сжатия и обводнения образца: параметры Гутенберга — Рихтера и Омори	273
6.6.1. Подготовка образцов	273
6.6.2. Каталоги акустических событий.....	273
6.6.3. История нагружения.....	274
6.6.4. Зависимость параметров Омори и Гутенберга — Рихтера от напряжений.....	277
6.6.5. Статистическая связь параметров Омори и Гутенберга — Рихтера....	285
6.6.6. Резюме	286
6.7. Лабораторное моделирование афтершоковых режимов в условиях всестороннего сжатия и обводнения образца: параметр цикла разрушения	288
6.8. Лабораторное моделирование афтершоковых режимов при ступенчатой инициации в условиях всестороннего сжатия без обводнения образца	291
6.9. Лабораторное моделирование переходных режимов при плавном нарастании нагрузки в условиях всестороннего сжатия	294
6.9.1. Зависимость прочности от давления всестороннего сжатия.....	294
6.9.2. Зависимость акустической активности от уровня действующих напряжений	296
6.9.3. Зависимость наклона графика повторяемости от уровня действующих напряжений	297
6.9.4. Резюме	298
6.10. Лабораторное моделирование эффекта синхронизации в переходных режимах при периодической нагрузке	299
6.10.1. Режим нагружения.....	299
6.10.2. Синхронизация акустической эмиссии при периодической нагрузке.....	300
6.10.3. Резюме	304
6.11. Лабораторное моделирование переходных режимов при флюидной инициации с повышением порового давления	304
6.11.1. Моделирование задержанного отклика	304
6.11.2. Инициация разрушения в обводнённых образцах при прохождении электрического тока.....	309
6.11.3. Резюме.....	316
6.12. Лабораторное моделирование переходных режимов при флюидной инициации без изменения порового давления.....	317
6.12.1. История нагружения и исходные данные.....	317
6.12.2. «Силовая» инициация на подготовительной стадии.....	319
6.12.3. Флюидная инициация.....	321
6.12.4. Образование макротрещины	323

6.12.5. Резюме	325
Заключение главы 6	326
Глава 7. Закономерности и природа	
переходных режимов	332
7.1. Наклон графика повторяемости, фрактальная размерность и параметр цикла разрушения в фоновом и переходных режимах	332
7.1.1. Фоновый режим, вариации в пространстве	333
7.1.2. Переходный афтершоковый режим, вариации во времени	335
7.1.3. Переходный режим в наведённой сейсмичности, вариации во времени	336
7.1.4. Постулативная модель повторяемости землетрясений.....	338
7.1.5. Резюме	343
7.2. Наклон графика повторяемости и параметр Омори в афтершоковых процессах.....	345
7.2.1. Обобщённая модель афтершоковой релаксации	346
7.2.2. Параметры Гутенберга — Рихтера и Омори по лабораторным данным	352
7.2.3. Параметры Гутенберга — Рихтера и Омори по натурным данным.....	353
7.2.4. Резюме	355
7.3. Некоторые закономерности возбуждения и релаксации переходных режимов	356
7.3.1. Физические представления об инициации разрушения	356
7.3.2. Задержка начала релаксации	359
7.3.3. Акустическая активность	361
7.3.4. Наклон графика повторяемости	362
7.3.5. Кулоновские напряжения.....	363
7.3.6. Изменения параметров сейсмического режима на стадиях возбуждения и релаксации.....	364
7.3.7. Возбуждение, релаксация и теория «взрывных» процессов	364
7.3.8. Резюме	373
Заключение главы 7.....	374
Заключение.....	377
Литература	382

Введение

Под переходными режимами сейсмического процесса авторы понимают сейсмический отклик геофизической среды на локализованные в пространстве воздействия естественного и искусственного происхождения, выводящие её из стационарного состояния. Одной из проблем в исследованиях сейсмического режима в настоящее время является недостаточная изученность закономерностей и физики переходных режимов как проявлений общей динамики сейсмичности в ответ на различные возбуждающие факторы. Не ясно, в частности, насколько универсальны известные лавинные механизмы разрушения, характерные, например, для подготовки и развития очаговых зон тектонических землетрясений. Можно ли объяснять различные проявления активизации и релаксации сейсмичности действием общих механизмов, реализующихся в различных условиях, или необходимо искать специфические физические механизмы? Недостаточно изучен вопрос о параметрах, управляющих развитием переходных процессов. Считается, что такими параметрами являются в первую очередь напряжения, их концентрация на неоднородностях среды, «временной фактор» (длительность действия напряжений), термические условия, наличие флюида, размер и геометрия области неустойчивости и, возможно, электромагнитные поля. Неясно, однако, в какой мере эти параметры определяют характер переходных режимов сейсмичности, каков их вклад в развитие процесса разрушения в литосфере.

Выявление закономерностей различных переходных режимов сейсмического процесса и прояснение их физической природы даёт возможность расширить качественное понимание и улучшить количественное описание процессов возбуждения и релаксации наведённой сейсмичности, подготовки и развития сейсмических аномалий, конкретизировать механизмы их реализации, что способствует получению новых знаний о динамике сейсмического процесса в целом. Это, в свою очередь, имеет существенное значение как для фундаментальной проблемы физики сейсмического режима, так и для практических задач снижения сейсмического риска в областях крупных природных и техногенных воздействий, развития физических основ прогноза индуцированных землетрясений и методов контроля афтершоковой активности.

С точки зрения физики сейсмического процесса исследование переходных режимов выигрышно в методическом отношении тем, что приближает геофизическое исследование к физическому эксперименту, который подразумевает контролируемость воздействий и повторяемость опытов. В случае переходных режимов мы имеем представление об источниках возмущения сейсмичности, а в ряде случаев можем говорить о повторяемости натуральных опытов. Аналогия с физическим экспериментом, конечно, не полная, поскольку основные параметры среды и её состояния (такие как напряжения, деформации, температура, поровое давление, структура неоднородностей и др.) в натуральных условиях остаются неизвестными. Естественным развитием идеи физического исследования натуральных переходных процессов является натурное и лабораторное моделирование.

Лабораторное моделирование позволяет выявить принципиальные физические закономерности исследуемых процессов, что составляет основу для развития адекватных физических представлений и определяет обоснованные направления, подходы и методы натуральных исследований. Лабораторное моделирование процессов разрушения в литосфере не учитывает, однако, всё многообразие естественных процессов и не в полной мере выполняет критерии подобия. Горные породы в лабораторном эксперименте не могут в строгом смысле моделировать самих себя в естественных условиях, поэтому лабораторный эксперимент не позволяет в полной мере воспроизвести натурные условия, оставаясь качественной или полуколичественной (подобной не по всем параметрам) моделью.

Конструктивным в этой ситуации является натурное моделирование — промежуточная ступень между натурными исследованиями и лабораторным моделированием — и совместное изучение натуральных переходных режимов и их лабораторных моделей: выявление характерных закономерностей в натуральных условиях и выяснение их физической природы в лаборатории; выявление и оценка в лаборатории закономерностей, исследование которых недоступно в натуральных условиях, и проверка действительности этих закономерностей в натуральных условиях.

Целью нашей работы было отыскание общих закономерностей переходных сейсмических режимов, выявление определяющих их физических факторов, прояснение их природы. В книге представлены результаты исследований переходных режимов в естественных условиях, в натуральных экспериментах по возбуждению сейсмичности и воздействию на неё, в лабораторных экспериментах.

Авторы принимали непосредственное участие в исследованиях на всех этапах работы на протяжении более 30 лет. Большинство результатов опубликовано в виде отдельных статей в российских и международных журналах. Авторы глубоко признательны соавторам своих публикаций, в сотрудничестве с которыми были выполнены разные части работы. Особенную благодарность мы хотим выразить блестящим экспериментаторам — А. В. Патонину и С. А. Станчицу, чьи мастерство и интуиция позволили провести уникальные лабораторные исследования. Мы также признательны нашим зарубежным коллегам — доктору Дж. Байерли и доктору Д. Локнеру (Геологическая служба США), профессору П. Бернару и доктору К. Нарто (Парижский институт физики Земли), академику Р. Чадде (Национальный институт геофизических исследований Индии), профессору Ж. Тяну (Институт наук о землетрясениях, Китай), доктору В. Рудаеву (Emeritus scientist of Czech Academy of Sciences), доктору Т. Локаичеку (Институт геологии Чешской Академии наук), сотрудничество с которыми не только позволило получить доступ к лабораторным возможностям и геофизическим данным, но и существенно расширило горизонты проведённых исследований.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность нашим коллегам по Институту физики Земли РАН и кафедре физики Земли физического факультета МГУ за поддержку, плодотворные и конструктивные дискуссии.

Спасибо нашим аспирантам, стажёрам и студентам, чьи вопросы помогли лучше понять и яснее изложить полученные результаты.

Авторы признательны С. М. Строгановой, которая не только является соавтором ряда публикаций, но и выполнила большую техническую работу по подготовке рукописи.

На разных этапах исследования проводились как за счёт государственных бюджетных средств, так и при финансовой поддержке грантами Российского фонда фундаментальных исследований, Российского научного фонда, Министерства высшего образования и науки и др. Заключительные этапы работы и подготовка рукописи выполнялись при финансовой поддержке мегагрантом Минобрнауки РФ 14.W03.31.0033 «Геофизические исследования, мониторинг и прогноз развития катастрофических геодинамических процессов на Дальнем Востоке РФ».

Глава 1. Переходные режимы: афтершоки и наведённая сейсмичность

Переходные процессы в сейсмичности могут возникать в результате различных инициирующих воздействий естественного и искусственного происхождения, вызывающих изменение напряжённо-деформированного состояния или физических свойств той или иной области литосферы. Эти воздействия различаются по своим динамическим характеристикам, поэтому представляют интерес оценка их и сопоставление между собой.

В качестве инициирующих воздействий рассмотрим наиболее известные факторы (за исключением техногенных воздействий, связанных с добычей полезных ископаемых): заполнение водохранилищ, вариации уровня воды в водохранилищах, циклоны, лунно-солнечные приливы, волны от удалённых землетрясений, штормовые микросейсмы. В качестве динамических характеристик воздействия будем рассматривать характерные величины напряжений, скорости их изменения во времени и градиенты, характеризующие объёмную плотность упругих сил. Оценки проведём по порядку величины.

Оценки напряжений, создаваемых заполнением водохранилища или барической нагрузкой (разгрузкой) антициклона (циклона), строятся на решении классической задачи о деформации полупространства под действием усилия, распределённого на его поверхности. Применительно к циклонам соответствующее решение приведено, например, в работе [Молчанов, 2004]. Преимущество этого решения заключается в том, что оно дано в аналитическом виде (для осесимметричной задачи), применимо для поверхностных нагрузок любой природы и обладает достаточной для наших оценок полнотой при сравнительной простоте модели. Усилие $p(r)$ в некоторой области поверхности $0 \leq r \leq a$ задаётся в виде функции, убывающей от центра области к краям: $p(r) = p_0(1 - \frac{r^2}{a^2})$, позволяющей получить для однородного полупространства аналитические выражения для компонент упругих деформаций и напряжений (формулы (21)–(28) в [Молчанов, 2004]). Характерное расстояние убывания возмущения напряжений в полупространстве определяется размером поверхностной области приложения усилий. Максимальная величина наклона приходится на фронт циклона, соответственно на фронт циклона приходится максимальный градиент напряжений и максимальная плотность упругих сил, вызванных деформацией.

Принимая характерный для циклонов (антициклонов) перепад давления в 30 гПа, характерный эффективный диаметр 1000 км и характерное время прохождения 3 суток [Атмосфера ..., 1991], получим оценки: для напряжений 400 Па, скорости изменения напряжений $1.5 \cdot 10^{-3}$ Па/с, градиента напряжений $4 \cdot 10^{-4}$ Па/м.

В случае заполнения водохранилищ за величину дополнительной поверхностной нагрузки примем давление столба воды. Принимая характерные величины: глубины водохранилищ 100 м, размеры водохранилищ

100 км и время заполнения 1000 суток, получим оценки: для напряжений 0.1 МПа, скорости изменения напряжений $1.2 \cdot 10^{-3}$ Па/с, градиента напряжений 1 Па/м. В случае вариаций уровня воды в водохранилище с характерным размахом 10 м и периодом 365 суток получим оценки: для напряжений 0.01 МПа, скорости изменения напряжений $3.2 \cdot 10^{-4}$ Па/с, градиента напряжений 0.1 Па/м. Эти оценки характеризуют только упругую механическую нагрузку, создаваемую весом заполняющей водохранилище воды или его вариациями. Оценки напряжений, создаваемых движением фронта жидкости за счёт её диффузии на глубину, не больше, конечно, чем величины вызывающей их поверхностной нагрузки. Но их влияние на процесс разрушения имеет сложные механизмы, которые будут рассмотрены отдельно (в разделе 1.2).

Оценки приливных напряжений хорошо известны [Мельхиор, 1968]: принимая характерную приливную деформацию ϵ равной 10^{-8} при модуле сдвига, характерном для земной коры $\mu \cong 5 \cdot 10^{10}$ Па [Dziewonski, Anderson, 1981], для полусуточного прилива получаем оценки: для напряжений 1000 Па, скорости изменения напряжений $2.3 \cdot 10^{-2}$ Па/с, градиента напряжений $5 \cdot 10^{-5}$ Па/м. Аналогично, оценки для штормовых микросейсм: для напряжений 170 Па, скорости изменения напряжений 42 Па/с, градиента напряжений 10^{-2} Па/м; для волн от удалённых землетрясений: для напряжений 170 Па, скорости изменения напряжений 170 Па/с, градиента напряжений $1.7 \cdot 10^{-2}$ Па/м.

Оценкам полей напряжений в области очага землетрясения, с перераспределением которых связывают возбуждение афтершоковой деятельности, посвящены как классические работы (такие, например, как [Kostrov, Das, 1988; Scholz, 2019]), так и исследования, использующие для подтверждения теоретических результатов наиболее современные сейсмологические и геодезические (наземные и спутниковые) данные (эти публикации многочисленны, типичные примеры — [McGinty, Robinson, 2007; Ogasawara et al., 2002]). Характерные оценки дополнительных (девиаторных) напряжений составляют 1 МПа, скорости изменения напряжений 10^5 Па/с, градиента напряжений 10 Па/м. Эти оценки согласуются как с оценками напряжений, сбрасываемых при землетрясениях (0.1–10 МПа), так и с оценками по скорости вспарывания сейсмического разрыва (при характерной скорости деформации при вспарывании 10^{-3} 1/с получаем для скорости изменения напряжений $6 \cdot 10^5$ Па/с).

Полученные оценки сведены в таблицу 1.1.

Сопоставление оценок динамических характеристик природных и антропогенных процессов, инициирующих переходные режимы сейсмичности, показывает, что аномалии в очаговой области превосходят остальные процессы по величине напряжений на 1–3 порядка, по скорости их изменения — на 3–9 порядков, по градиенту — на 1–6 порядков. Наиболее близкие по величине к аномалиям в очаговой области значения параметров отвечают процессам, связанным с наполнением и эксплуатацией водохранилищ. Это обстоятельство определяет выбор нами для исследования переходных режимов сейсмичности афтершоковых процессов и наведённой сейсмичности, связанной с водохранилищами.

Таблица 1.1. Динамические характеристики инициирующих процессов

процесс	напряжения, Па	характерное время, сут.	характерный размер, км	скорость изменения напряжений, Па/с	градиент напряжений, Па/м
водохранилища: заполнение	10^5	1000	100	$1.2 \cdot 10^{-3}$	1
водохранилища: вариации уровня	10^4	365	100	$3.2 \cdot 10^{-4}$	10^{-1}
циклоны	$4 \cdot 10^2$	3	1000	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$
приливы*	10^3	0.5	20000	$2.3 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-5}$
штормовые микросейсмы	$1.7 \cdot 10^2$	$4.6 \cdot 10^{-5}$	15	$4.2 \cdot 10^1$	10^{-2}
волны от землетрясений	$1.7 \cdot 10^2$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	10	$1.7 \cdot 10^2$	$1.7 \cdot 10^{-2}$
аномалии в очаговой области	10^6	10^{-4}	100	10^5	10^1

*По оценкам, приведённым в [Manga, Wang, 2015], океанические приливы создают нагрузку на порядок большую, чем земные приливы: порядка 10^4 Па.

1.1. Афтершоковые процессы

Общая характеристика афтершоковых процессов приведена в авторитетной монографии К. Шольца [Scholz, 2019], подробный обзор можно найти в диссертации [Helmstetter, 2002], современное состояние исследований обсуждается в монографии [Баранов, Шебалин, 2019].

Сумма сейсмических моментов афтершоков составляет около 5 % момента главного события, и, следовательно, афтершоки являются вторичным процессом. Как правило, афтершоки возникают сразу во всей очаговой области главного события несмотря на то, что можно было бы ожидать сосредоточения афтершоков в местах высокой концентрации напряжений, вызванной разрывом в очаге главного события. Известны случаи, когда афтершоки происходят достаточно далеко от плоскости разрыва главного землетрясения, часто это наблюдается для событий с подвижкой по простиранию субвертикального разрыва. В этих случаях афтершоки возникают в местах, в которых теория трещин предсказывает увеличение напряжений, вызванное главным разрывом. Помимо значительного повышения напряжений вблизи вершин трещины теория предсказывает небольшое увеличение напряжений с каждой стороны трещины на расстоянии порядка её размера. Это как раз те области, где наблюдаются удалённые афтершоки.

Выделение афтершоков в практическом отношении неизбежно содержит в себе субъективный элемент, поскольку для того, чтобы отнести то или иное землетрясение к афтершокам, необходимо задать размер временного и пространственного окна. В этой связи известно несколько альтернативных подходов для идентификации афтершоков [Gardner, Knopoff, 1974; Reasenber, 1985; Davis, 1991; Molchan, Dmitrieva, 1992; Zaliapin, Ben-Zion, 2013, 2016], однако единая точка зрения до сих пор отсутствует [Баранов, Шебалин, 2019]. Поскольку физические процессы, лежащие в основе этого

явления, изучены ещё недостаточно, среди сейсмологов существуют разные взгляды на продолжительность афтершоковых последовательностей и расстояния между главным толчком и афтершоками. Соответственно, величины временного и пространственного окон задаются исходя скорее из соображений здравого смысла, нежели с опорой на строгое научное обоснование [Scholz, 2019]. В более широком плане методики выделения кластеризованной сейсмичности, систематизация типов кластеризации и их связи со свойствами и состоянием литосферы представлены в кластерных методах [Molchan, Dmitrieva, 1992; Zaliapin et al., 2008; Zaliapin, Ben-Zion, 2013, 2016].

Афтершоки имеют наибольшее распространение среди последовательностей взаимосвязанных землетрясений, и из всех сейсмических последовательностей они обладают наиболее выраженными свойствами, которые обобщены в статистические закономерности. Кажется очевидным, что афтершоки представляют собой процесс релаксации концентрации напряжений, созданной динамическим разрывом в очаге главного события. Для того чтобы объяснить кинетику афтершокового процесса, характерный закон спада афтершоковой активности и другие статистические закономерности афтершоков, в настоящее время предложен целый ряд физических механизмов.

1.1.1. Статистические закономерности афтершоковых последовательностей

Установленные в настоящее время закономерности развития афтершоковой активности выражаются несколькими статистическими соотношениями, такими как закон Омори, закон Бота, закон Гутенберга — Рихтера и др. Важно подчеркнуть, что законы эти являются результатом статистического обобщения эмпирических данных, и, вероятно, правильнее было бы называть их статистическими закономерностями.

Закон Омори

Закон Омори был предложен японским сейсмологом Ф. Омори ещё в XIX веке [Omori, 1894] на основе анализа афтершоков землетрясения в Ноби (Nobi) в 1891 г. Суть его заключается в том, что интенсивность потока афтершоков — количество событий в единицу времени I — уменьшается не по экспоненциальному, а по степенному закону:

$$I = \frac{k}{t^p}, \quad (1.1)$$

где t — время, прошедшее после главного события; p — параметр степенного спада, известный как параметр Омори (p -value в англоязычной литературе); k — нормировочный коэффициент, характеризующий общую афтершоковую активность (продуктивность афтершоков в современной терминологии). В работе [Utsu et al., 1995] на основе анализа опубликованных данных был оценён диапазон наблюдаемых значений параметра p : $0.6 \leq p \leq 2.5$.

Модифицированный закон Омори

Дальнейшие исследования афтершоковых процессов показали, что закон Омори (1.1) является слишком грубым приближением. Он выполняется только для достаточно больших значений t , а в начальной стадии интенсивность потока афтершоков спадает гораздо медленнее или остаётся постоянной в течение некоторого времени. В связи с этим Т. Utsu модифицировал закон Омори, введя в него дополнительный параметр c [Utsu, 1957, 1961]:

$$I = \frac{k}{(t+c)^p}. \quad (1.2)$$

Выражение (1.2) называют модифицированным законом Омори. Утсу ввёл параметр c для того, чтобы избежать сингулярности (1.1) при $t = 0$ и достичь лучшего согласия с эмпирическими данными. Параметр c определяет характерную длительность задержки, по истечении которой спад афтершоковой активности выходит на степенную зависимость (1.1).

Повышение чувствительности и увеличение динамического диапазона современных сейсмических сетей позволяют обнаруживать афтершоки у афтершоков (также называемые иногда вторичными афтершоками). Соответственно, формулу (1.2) следует применять к каждой такой субафтершоковой последовательности, суммируя их вклад в общую сейсмическую активность $\Lambda(t)$ [Ogata, Zhuang, 2006]:

$$\Lambda(t) = \mu + \sum_{\{j: t_j < t\}} e^{\alpha(M_j - M_c)} I(t - t_j), \quad (1.3)$$

где μ учитывает уровень фоновой активности, а множитель $e^{\alpha(M_j - M_c)}$ — вес афтершоковых последовательностей, вызванных главными событиями различной магнитуды M_j ; M_c — представительная магнитуда каталога. Формула (1.3), являясь более адекватной по сути, обладает существенным недостатком. Её практическое применение требует оценки большого числа параметров — по три параметра функции $I(t)$ для каждого слагаемого, а также параметров μ и α . Процедуры их оценки по ограниченному объёму сейсмических данных сложны в реализации и малоэффективны в статистическом смысле. Поэтому модифицированный закон Омори (1.2) всё ещё остаётся наиболее распространённой формой аппроксимации спада афтершоковой активности по эмпирическим данным [Ogata, Zhuang, 2006].

В литературе обсуждается возможность аппроксимации спада афтершоковой активности экспонентой [Ogasawara, 2002; Ромашкова, Кособоков, 2001; Прозоров, Искендеров, 1987], однако этот вариант применительно к сейсмичности, как правило, отклоняется.

Закон Гутенберга — Рихтера

Считается, что афтершоки в целом подчиняются фундаментальному статистическому закону сейсмологии — закону Гутенберга — Рихтера [Ranalli, 1969; Knopoff et al., 1982; Shcherbakov et al., 2004; Kagan, 2004; Helmstetter et

al., 2006a; Арефьев, 2003], согласно которому землетрясения распределены по энергиям степенным образом и логарифм количества землетрясений N данной магнитуды линейно связан с величиной магнитуды M :

$$\lg N = -b(M - M_0) + \lg A_0, \quad (1.4)$$

где b — параметр Гутенберга — Рихтера (наклон графика повторяемости землетрясений в русской терминологии, или *b-value* в англоязычной литературе); A_0 — сейсмическая активность, отнесённая к магнитуде M_0 .

Закон Бота

Согласно [Båth, 1965] разность магнитуд ΔM главного события и сильнейшего афтершока есть величина постоянная, не зависящая от магнитуды главного события:

$$\Delta M = M_{ms} - M_{as}^{max}. \quad (1.5)$$

В [Båth, 1965] дана оценка $\Delta M \cong 1.2$. В целом ряде работ исследовалась статистическая изменчивость величины ΔM [Vere-Jones, 1969; Kisslinger, Jones, 1991; Tsapanos, 1990; Felzer et al., 2002; Console et al., 2003; Helmstetter, Sornette, 2003]. В [Shcherbakov, Turcotte, 2004] закону Бота (1.5) придаётся статистический смысл и величина ΔM рассматривается как случайная. Её математическое ожидание оценивается как:

$$\Delta M^* = 1.16 \pm 0.46. \quad (1.6)$$

В [Баранов и др., 2019; Баранов, Шебалин, 2019] закон Бота обобщается и ему придаётся динамический характер — разность между магнитудами главного события и сильнейшего афтершока рассматривается как функция времени, прошедшего после главного события.

С физической точки зрения закон Бота находит объяснение в рамках иерархичной модели геофизической среды Садовского [Садовский, Писаренко, 1991]. Можно считать, что в фоновом состоянии разномасштабная сейсмичность и система неоднородностей литосферы находятся в определённом согласии [Садовский, Писаренко, 1991; Смирнов, 1997б]. Такая ситуация нарушается, однако, в локальной пространственно-временной области очага землетрясения. После землетрясения более мелкие структурные элементы среды, расположенные в его очаговой области, оказываются в возмущённом состоянии. Релаксационные процессы возвращения среды в фоновое (исходное или новое) состояние отражаются, в частности, в афтершоковых последовательностях. Отличие магнитуд афтершоков и главного события на полторы-две единицы магнитуды в пересчёте на энергию соответствует примерно двум-трём порядкам, пересчёт на размер очага даёт коэффициент 5–10. Таким образом, сильнейшие афтершоки отличаются от главного события на один-два уровня иерархии неоднородностей геофизической среды, а более слабые афтершоки — на несколько уровней. Таким образом, фиксированная величина разности магнитуд главного события и афтершоков, составляющая содержание закона Бота, может рассматриваться как

проявление дискретного характера иерархии неоднородностей литосферы Земли [Садовский, Писаренко, 1991].

Закон Бота определяет требования к динамическому диапазону систем сейсмологических наблюдений — он должен быть достаточным для представительной регистрации сейсмических событий нескольких уровней иерархии. На практике это условие сводится к требованию достаточно низкой представительной магнитуды. В ряде регионов уровень развития сетей удовлетворяет (особенно в последние 20–25 лет) этому требованию, что и определяет исходную фактическую базу для современных исследований закономерностей развития афтершоковых последовательностей.

Обобщённый закон Омори

В работе [Shcherbakov, Turcotte, 2004] предложена форма обобщённого закона Омори. Обобщённый закон Омори строится на основе рассмотренных выше статистических закономерностей афтершоковых последовательностей в предположении их выполнения применительно к любым афтершоковым процессам. Этот закон имеет вид:

$$I(t, M) = \frac{(p-1)10^{b(M_{ms}-\Delta M^*-M)}}{c(M)} \frac{1}{\left(1+\frac{t}{c(M)}\right)^p}, \quad (1.7)$$

где $I(t, M)$ — количество афтершоков с магнитудой большей чем M в единицу времени, а остальные обозначения соответствуют формулам (1.1), (1.2), (1.4)–(1.6).

Формула (1.7) унифицирует афтершоковые последовательности, вызванные главными событиями разной магнитуды, и открывает тем самым возможности для «суммирования» данных по разным афтершоковым последовательностям для более надёжной оценки их параметров. В (1.7) предполагается независимость распределений землетрясений по магнитуде и во времени, вытекающая из гипотезы Ризенберга — Джонс, подтвержденной на современных данных в [Баранов, Шебалин, 2019].

Из (1.7) авторы [Shcherbakov, Turcotte, 2004] выводят зависимость $c(M)$, придавая ей чисто статистический смысл, что опровергается другими исследованиями [Narteau et al., 2002, 2005, 2008, 2009; Shebalin et al., 2011; Shebalin, Narteau, 2017]. Введение в обобщённый закон Омори множителя $10^{b(M_{ms}-\Delta M^*-M)}$ подразумевает неизменность во времени в течение всего афтершокового процесса параметра Гутенберга — Рихтера и представительной магнитуды. И то, и другое обычно не выполняется при $t \leq c$ [Helmstetter et al., 2006b]. Это будет обуславливать расхождение (1.7) с эмпирическими данными в начальной стадии афтершокового процесса. Кроме того, формула (1.7) неприменима при $p = 1$, а это значение как раз характерно для афтершоковых последовательностей.

Закон производства афтершоков

В [Баранов, Шебалин, 2019] представлена новая статистическая закономерность афтершоков, названная её авторами законом производства

афтершоков. Показано, что продуктивность афтершоков, ассоциируемая с параметром k в выражении (1.2), является случайной величиной с экспоненциальной функцией распределения вероятности. Поскольку экспоненциальное распределение имеет максимум на нулевом значении, закон производства афтершоков означает, что наиболее вероятное количество событий в афтершоковой последовательности равно нулю (т. е. большинство землетрясений не имеет афтершоков). Этот вывод опровергает общепринятые (до настоящего времени) представления о том, что почти все землетрясения имеют афтершоки.

Идентификация афтершоков: первичные и вторичные афтершоки

Задача идентификации афтершоков является частным случаем проблемы декластеризации каталогов [Zaliapin, Ben-Zion, 2013]. В работе [Gardner, Knoroff, 1974] предложено выявлять афтершоки методом пространственно-временного окна. Применив этот метод к каталогу землетрясений Южной Калифорнии, эти авторы обнаружили, что 2/3 сейсмических событий в каталоге являются зависимыми. В работе [Reasenberg, 1985] выполнен анализ каталога землетрясений центральной Калифорнии для периода с 1969 по 1982 год и для выявления афтершоков использовано условие получения декластеризованного каталога с постоянным уровнем сейсмической активности. Путём такого анализа установлено, что 48 % сейсмических событий принадлежат к одному кластеру. Дэвис и Фролих [Davis, Frohlich, 1991] для идентификации афтершоков каталога ISC (Международного сейсмологического центра) использовали односвязный кластерный анализ. Согласно их оценке доля зависимых событий в каталоге составляет 30 %. Для определения доли зависимых событий в различных каталогах решалась обратная задача для простой каскадной модели афтершоковой сейсмической активности методом максимального правдоподобия. По этим результатам оказалось, что доля зависимых землетрясений первой генерации (первичных афтершоков) колеблется от 0.2 % для глубокофокусных землетрясений до 90 % для мелкофокусных, чаще всего составляя около 20 %. Повторный анализ каталога южнокалифорнийских землетрясений с магнитудой $M \geq 4$ для периода с 1944 по 1990 год, выполненный в работе [Knoroff, 2000] методом пространственно-временного окна, подтвердил, что кластеризованные события составляют 2/3 всего каталога.

Значительная доля событий во всех афтершоковых последовательностях может быть инициирована главным толчком косвенно, то есть эти события могут являться вторичными афтершоками событий, которые сами являются первичными афтершоками, инициированными главным событием. Вторичные афтершоковые последовательности часто наблюдаются после главных афтершоков. Более слабые афтершоки любого уровня также могут генерировать свои дочерние афтершоки, однако их значительно труднее идентифицировать. Поэтому разделение первичных и вторичных афтершоков и определение доли вторичных афтершоков представляет собой сложную задачу.

Афтершоки могут наблюдаться на разных масштабных уровнях сейсмичности, от сейсмической активности в масштабах земного шара до лабораторных экспериментов. Иногда утверждают, что процесс инициирования афтершоков главным образом определяется крупными землетрясениями, которые порождают большее число афтершоков, чем землетрясения меньших масштабов. В [Helmstetter, 2002] отмечается, что это не всегда так. Количество афтершоков N_M экспоненциально возрастает с увеличением магнитуды главного толчка M как $N_M \sim 10^{\alpha M}$. Значение параметра α часто оказывается меньше, чем величина параметра Гутенберга — Рихтера (как, например, в Южной Калифорнии). Это означает, что в отношении инициирования афтершоков небольшие землетрясения могут играть более важную роль, чем крупные сейсмические события, — в силу того, что слабые землетрясения существенно более многочисленны, чем крупные сейсмические события, в своей совокупности они могут породить большее количество афтершоков.

1.1.2. Физические модели афтершоковых процессов

Модели афтершоковых процессов опираются на различные представления о природе афтершоков. При этом почти все модели в той или иной степени объясняют только одну из статистических закономерностей афтершоковых последовательностей — закон Омори в форме (1.1) или (1.2). В настоящем разделе рассмотрены основные физические эффекты, закладываемые в современные математические модели афтершоков. Подробный анализ последних можно найти в монографии [Баранов, Шебалин, 2019].

Механизмы, связанные с ослаблением среды

Серия моделей афтершоковых процессов опирается на известные в механике законы: закон субкритического роста трещин, механической коррозии (stress corrosion), законы разрушения, законы усталостного разрушения. Все они описывают квазистатический рост трещины или возникновение новых трещин вблизи имеющейся трещины. В этих механизмах прочность при постоянной нагрузке зависит от времени. Когда прочность снижается до уровня разрушения, в среде возникает разрыв. Все эти законы, сформулированные либо в виде зависимостей для скоростей роста трещин, скоростей подвижки или напряжения, либо в виде распределений времени до разрушения, приводят к закону Омори.

Субкритический рост трещин

Субкритический рост трещин был обнаружен в лабораторных экспериментах [Atkinson, 1979, 1984]. Дас и Шольц [Das, Scholz, 1981] предложили использовать этот механизм для описания поведения форшоков и афтершоков.

Согласно критерию Гриффитса трещина определённой длины становится нестабильной, когда коэффициент интенсивности напряжения достигает своего критического значения. Однако до того, как будет достигнут уровень

нестабильности по Гриффитсу, трещина может какое-то время прорасти в субкритическом режиме с существенно меньшей скоростью, чем скорость динамического разрыва в среде. Такое поведение является следствием «механической коррозии», или микропластичности, в вершине трещины. В лабораторных экспериментах было показано, что с увеличением коэффициента интенсивности напряжений скорость удлинения трещины возрастает по степенному или экспоненциальному законам [Atkinson, 1984; Wiederhorn, Bolz, 1970].

Дас и Шольц [Das, Scholz, 1981] предположили, что афтершоки связаны с небольшими участками на плоскостях разрыва в очаге главного толчка, которые во время этого толчка испытали нагружение. В рамках модели после главного толчка эти участки характеризуются равномерным распределением коэффициента интенсивности напряжений в определённом интервале. Используя экспоненциальную зависимость для субкритического прорастания трещины, они получили закон Омори (1.1) для $p = 1$.

Закон Омори также возникает при использовании степенной зависимости для субкритического прорастания трещины, но в этом случае показатель степени p зависит от коэффициента механической коррозии. В работе [Shaw, 1993] закон Омори для спада афтершоковой активности авторы выводят в предположении равномерного начального распределения коэффициента интенсивности напряжений после главного толчка, как это было принято и в работе [Das, Scholz, 1981]. Разрушение ожидается в первую очередь в тех областях, где напряжения после главного толчка были максимальны; разрывы в областях с более низким уровнем напряжений произойдут через более длительное время. Степенное убывание афтершоковой активности после главного толчка обусловлено тем, что распределение, равномерное по напряжениям, под влиянием ускоряющей динамики «растягивается» и превращается в распределение, неравномерное по времени.

В этих моделях уровень афтершоковой активности $I(t)$ в момент времени t оценивается следующим образом:

$$I(t) \sim \frac{1}{t^{1+\frac{1}{n-2}}}, \quad (1.8)$$

где n — коэффициент механической коррозии. Это соотношение даёт закон Омори для спада афтершоковой активности с показателем степени $p = 1 + \frac{1}{n-2}$, несколько превышающим единицу при больших n . Частным случаем этого закона при $n = \infty$ является зависимость Омори в виде $1/t$, полученная в работе [Das, Scholz, 1981]. При другом выборе начального напряжённого состояния неоднородностей в очаговой области главного события будет получаться иная форма спада афтершоковой активности и иные значения показателя степени в законе Омори.

В работах [Yamashita, Knopoff, 1987, 1992] было принято степенное распределение длин трещин. Как следствие, показатель степени p в законе Омори зависит как от коэффициента коррозии n , так и от показателя степени в распределении длин трещин.

Механическая коррозия и законы разрушения

Образование трещин в результате механической коррозии существенно зависит от наличия флюида в вершинах трещин. Лабораторные эксперименты показывают, что присутствие воды в образце горной породы меняет механические свойства образца, понижая его прочность. Жидкость, присутствующая в образце, может оказывать также и прямое химическое воздействие на минералы, при этом совершенно не требуется, чтобы в образце были ранее образовавшиеся трещины [Sornette, Sornette, 1999].

Ли и Сорнетт [Lee, Sornette, 2000] предположили, что под воздействием напряжений σ в присутствии жидкости прочность материала убывает со временем пропорционально σ^n . Обоснованием такого вида зависимости служит тот факт, что при воздействии статических напряжений жидкости могут менять механические свойства пород на микроскопических масштабах путём гидролитического уменьшения прочности. Этот закон описывает ослабление и разрушение материала, вызванные механической коррозией, на микроскопическом уровне в отсутствие трещин, в то время как механизмы, рассмотренные выше, описывают макроскопические эффекты механической коррозии на уже существующих трещинах.

Механическую коррозию можно моделировать, задавая закон уменьшения прочности пород или задавая закон увеличения повреждённости или неупругой деформации. Включив закон, описывающий механическую коррозию, в модель клеточного автомата, Кристенсен и Олами [Christensen, Olami, 1992], Ли и Сорнетт [Lee, Sornette, 2000] смоделировали степенное $1/t$ затухание афтершоковой активности, содержащей логнормальную флуктуационную компоненту.

Используя аппроксимацию среднего поля и заменяя напряжение в точке средним значением напряжений, Ли и Сорнетт [Lee, Sornette, 2000] получили аналитическое решение для задачи о величине сейсмической активности, которое очень хорошо согласуется с результатами численного моделирования. Принципиальное отличие этой модели от модели субкритического роста трещин, использованной в работе [Das, Scholz, 1981], или модели с трением, зависящим от скорости подвижки и состояния материала на контакте (rate-and-state model) [Cochard, Madariaga, 1994], состоит в том, что в модели [Lee, Sornette, 2000] закон Омори для спада афтершоковой активности распространяется на сумму напряжений, сброшенных в результате всех афтершоков, в то время как в моделях [Das, Scholz, 1981; Dieterich, 1994] закон Омори определяется лишь скачком напряжений в результате главного толчка, при этом взаимодействия между землетрясениями не рассматриваются.

Усталостные законы

Законы статической усталости описывают процесс разрушения многих материалов при постоянной нагрузке. Статическая усталость материалов в условиях одноосного сжатия подчиняется формуле Журкова [Zhurkov, 1965; Журков, 1968]:

$$t \sim \exp\left(\frac{U - \gamma\sigma}{RT}\right), \quad (1.9)$$

где t — среднее время до разрушения; σ — напряжения; T — абсолютная температура; R — универсальная газовая постоянная; U — энергия активации ионных связей; γ — константа, известная как структурно-чувствительный параметр. Показано, что формально этот закон согласуется с законом субкритического роста трещин [Wiederhorn, Bolz, 1970], хотя физическая основа (1.9) гораздо шире и не ограничивается только влиянием флюида.

В работе [Scholz, 1968a] было впервые предложено использовать этот закон для объяснения афтершоков. В указанной работе закон Омори с $p = 1$ был выведен с использованием соотношений статической усталости в предположении, что начальное распределение напряжений однородно, все разрывы независимы, каждый элемент разрушается только единожды.

В работе [Scholz, 1968б] принято, что начальные напряжения распределены по дефектам равномерно и это приводит к закону Омори для затухания активности с $p = 1$. Глобальный закон степенного затухания сейсмической активности возникает вследствие суперпозиции экспоненциального затухания активности и степенного распределения характеристических времён релаксации. Модель Шольца [Scholz, 1968в] может быть обобщена на другие законы распределения начальных напряжений, что позволяет получить закон Омори для случая $p \neq 1$.

Усталостный закон (1.9) используется в работах [Marcellini, 1995, 1997] для описания афтершоков в совершенно иной модели. В этих работах предполагается, что афтершок понижает уровень напряжений в разломной зоне. Уровень сейсмической активности убывает с течением времени вследствие сброса напряжений, вызванного всеми афтершоками. Автор указанной работы пришёл к выводу о том, что кумулятивная выделенная энергия возрастает как логарифм времени. Эта зависимость соответствует закону Омори для спада сейсмической активности при $p = 1$, если распределение энергии афтершоков не зависит от времени.

Закон трения, зависящего от скорости подвижки и состояния материала на контакте

Законы трения, зависящего от скорости подвижки и состояния материала на контакте соприкасающихся блоков, были предложены в работе [Dieterich, 1994] для объяснения кластеризации сейсмичности и динамики афтершоков. Закон трения был сформулирован в работе [Ruina, 1983] следующим образом:

$$\tau = \sigma \left[\mu_0 + A \ln\left(\frac{v}{v_0}\right) + B \left(\frac{\theta}{\theta_0}\right) \right], \quad (1.10)$$

где τ и σ — соответственно сдвиговые и нормальные напряжения; v — скорость подвижки; θ — переменная состояния; A и B — параметры материала, зависящие от термодинамических условий и характера контакта.

Параметр состояния θ меняется согласно соотношению

$$\frac{d\theta}{dt} = 1 - \frac{\theta v}{D_c}, \quad (1.11)$$

где D_c — характеристическая длина скольжения. При $B > A$ соотношения (1.10), (1.11) описывают случай неустойчивой подвижки (известной также как стик-слип), поскольку в этом режиме коэффициент трения покоя уменьшается при увеличении скорости подвижки. В [Dieterich, 1994] показано, что перед землетрясением скорость подвижки гиперболически возрастает. Скачок напряжений, обусловленный главным толчком, приведёт к увеличению скорости подвижки по разлому и уменьшению времени до разрушения. Увеличение сдвиговых напряжений на разломе увеличит скорость подвижки. Поэтому скачок напряжений, вызванный главным толчком, инициирует возникновение афтершоков, сдвигая время их возникновения в сторону более ранних (по сравнению с фоновыми) значений.

В случае бесконечной системы трещин с одинаковыми свойствами и равномерным распределением сейсмичности перед главным толчком скачок напряжений, вызванный главным толчком, приведёт к возникновению афтершоковой активности, величина которой подчиняется закону Омори (1.1) с $p = 1$. Этот результат был получен аналитически в работе [Dieterich, 1994]. В этом механизме не учитываются множественные взаимодействия между афтершоками. Афтершоки инициируются главным толчком, а последующие изменения напряжений, вызванные афтершоками, не принимаются во внимание. Введение пространственной зависимости напряжений, сброшенных в результате главного толчка, меняет закон затухания афтершоковой активности: если рассматривать только афтершоки на фиксированном расстоянии от главного толчка, то их спад аппроксимируется степенным законом с показателем степени $p \approx 0.8$ [Dieterich, 1994].

В работе [Ziv, Rubin, 2003] используется численная модель сейсмической активности на разломе, которая в большой степени основана на модели [Dieterich, 1995], учитывающей механизм трения, зависящего от скорости и состояния. С использованием этой модели авторы исследуют влияние множественных взаимодействий между землетрясениями на характер спада афтершоковой активности. В указанной работе для афтершоков получен тот же закон затухания (пропорционально $1/t$), что и в работе [Dieterich, 1994] при учёте множественных взаимодействий между афтершоками. Учёт этих множественных взаимодействий приводит к увеличению длительности афтершоковой последовательности. Авторы указанной работы также получили аналитическое решение для уровня сейсмической активности после главного толчка с учётом изменения напряжений, вызванных всеми афтершоками. Этот результат хорошо согласуется с численными расчётами.

В работе [Dieterich, Kilgore, 1996] высказано предположение о том, что механизм трения, зависящего от скорости и состояния, можно также использовать для описания форшоковых последовательностей.

Вязкоупругая релаксация в нижней коре

Механизм вязкой релаксации для объяснения поведения афтершоков был предложен в работах [Mikumo, Miyatake, 1979; Hainzl et al., 1999, 2000; Pelletier, 2000].

В [Mikumo, Miyatake, 1979] использовалась численная модель разлома с равномерным распределением времён релаксации. В этой модели учитывались эффекты уменьшения прочности и залечивания среды после землетрясения. Было показано, что афтершоковая активность в этой модели затухает по закону Омори с показателем степени $1.1 < p < 1.4$. Величина показателя степени p убывает с ростом неоднородности коэффициента трения и увеличивается, если время залечивания уменьшается.

В работах [Hainzl et al., 1999, 2000] рассматривается модель клеточного автомата, аналогичная модели [Christensen, Olami, 1992]. Авторы указанных работ вводят режим постсейсмического нестационарного крипа на границе разрыва. Предполагается, что напряжения, которые высвободились во время разрыва, затем релаксируют за счёт вязкости коры. В рамках своей модели авторы получили как афтершоковые, так и форшоковые последовательности с одинаковым показателем степени p для форшоков и афтершоков, но для ограниченных временных интервалов, определяющихся временем релаксации. Значение p увеличивается с уменьшением времени релаксации. Кроме того, p растёт, если длина пространственной корреляции вязкой релаксации увеличивается. Расширенный вариант этой модели, в которой для моделирования неоднородной структуры разлома введено распределение статического коэффициента трения, рассмотрен в работе [Pelletier, 2000], и для этого варианта получены аналогичные результаты.

Отметим, что без допущения существенно неоднородного распределения времён вязкой релаксации в рамках модели вязкоупругой релаксации невозможно описать спад активности по закону Омори, который наблюдается на больших временах, существенно превосходящих времена релаксации.

Поток порового флюида

Неглубокие землетрясения могут вызвать изменения в давлении порового флюида, которые сопоставимы по величине со сбросом напряжений на разрыве. Последующее перераспределение порового давления в результате течения порового флюида медленно понижает прочность пород и может привести к задержке разрушения. В работе [Nur, Booker, 1972] было предложено использовать этот механизм для объяснения афтершокового процесса. После землетрясения поровый флюид перетекает от областей сжатия к областям расширения. В результате этого течения поровое давление в областях расширения повышается, а прочность, соответственно, понижается. Если прочность падает до значений сдвиговых напряжений, происходят афтершоки. Эволюция порового давления описывается уравнением диффузии — максимальное значение (пик) давления флюида диффундирует с течением времени как $t^{1/2}$, а давление в максимуме убывает как $t^{-1/2}$. В [Nur, Booker, 1972] предполагается, что афтершоковая активность пропорциональна производной по времени от порового давления, проинтегрированной по объёму.

Этот механизм позволяет описать затухание афтершокового процесса по закону Омори, но при этом параметр Омори p оказывается равным 0.5, что сильно отличается от наблюдаемых значений $p \approx 1$ и является нереали-

стическим. Кроме того, механизм течения порового флюида не может служить единственным объяснением инициирования афтершоков, поскольку афтершоки происходят преимущественно на краях областей скольжения при главном толчке, в то время как флюидный механизм предполагает, что афтершоковая активность диффундирует с течением времени, что редко наблюдается в природных афтершоковых последовательностях [Mendoza, Hartzell, 1988; Scholz, 2019].

Динамика перераспределения напряжений в иерархической системе разломов

Во многих исследованиях было высказано предположение о том, что системы разломов обладают свойством масштабной инвариантности [Bonnet et al., 2001]. Вывод о фрактальном характере разломов можно получить и из моделей фрагментации [Redner, 1990; Cowie et al., 1993, 1995]. Некоторые авторы предложили использовать динамику перераспределения напряжений на уже существующих иерархических структурах разломов или тектонических блоков для описания форшоковой и афтершоковой активности [Narteau et al., 2000; Blanter et al., 1997; Huang et al., 1998; Gabrielov et al., 2000].

В работе [Huang et al., 1998] модель клеточного автомата с существующей заранее фрактальной структурой ячеек используется для моделирования как форшоковых, так и афтершоковых последовательностей. Процессы нагружения и перераспределения напряжений после землетрясения определяются размером разлома. Нагружение системы производится путём добавления частиц в случайных местах области, при этом вероятность появления частицы пропорциональна площади ячейки. Порог вспарывания трещины также пропорционален площади ячейки. Количество частиц, перераспределяемых в соседнюю ячейку, пропорционально длине ячейки. Таким образом, в этой модели вводится взаимодействие между ячейками разных размеров, имитирующее взаимодействия между разномасштабными разломами. Эта система самоорганизуется в стационарном режиме, при этом характеристическое землетрясение, затрагивающее самые крупные ячейки, предваряется форшоками, а после него происходят афтершоковые события. Авторы указанной работы получили значение показателя степени p , близкое к 0.9, варьирующее в небольших пределах (между 0.85 и 1.05). В этой модели задержка между изменением напряжений и вспарыванием трещины возникает вследствие пространственно неоднородной скорости нагружения и иерархической структуры.

В работе [Gabrielov et al., 2000] форшоки и афтершоки также моделируются с использованием иерархической модели, которая включает: прямой каскад нагружения — напряжение прикладывается к самым крупным элементам и затем передаётся на меньшие масштабы; обратный каскад образования трещин, который развивается от меньших иерархических масштабов к большему.

Иерархическая модель блоков для описания процессов форшоков и афтершоков рассматривается в [Blanter et al., 1997]. Четыре блока нижнего

иерархического уровня образуют один блок более высокого уровня. Эффект памяти вводится на малых масштабах. Состояние элементов модели в текущий момент времени определяется предшествующим состоянием блоков того же иерархического уровня. Затем возмущение передаётся от низших уровней к высшим. В этой модели афтершоки затухают по закону Омори с показателем степени $0.8 < p < 1.2$ в зависимости от параметров модели.

В работе [Narteau et al. 2000] рассматривается многоуровневая иерархическая система, состоящая из вложенных ячеек возрастающих масштабов. Эта модель включает в себя:

- прямой каскад перераспределения напряжений после каждого события (от высших уровней к низшим). Событие каждого уровня оказывает воздействие на напряжение во всех ячейках меньшего масштаба в их окрестности;

- обратный каскад трещинообразования (от низших масштабов к высшим). Землетрясение каждого масштаба связано с изменением состояния ячейки этого уровня и с когерентной самоорганизацией трещин низших иерархических уровней;

- постоянную скорость залечивания трещин после разрыва.

В рамках этой модели выполняется закон Омори для затухания афтершоковой активности с показателем степени p в интервале 1.1–1.5. Степенное затухание афтершоковой активности обусловлено неоднородностью поля напряжений.

1.1.3. Афтершоковые процессы в наведённой сейсмичности

Афтершоковые процессы, являясь откликом литосферы на сильное локальное воздействие, могут рассматриваться как результат «зондирования» области очага главного события, что позволяет получать информацию о свойствах и состоянии среды. Возможность практической реализации такого подхода показана применительно к тектоническим землетрясениям в работах [Narteau et al., 2009; Shebalin et al., 2011]. Несмотря на то, что актуальность использования афтершоков как мощного природного инструмента была понятна ещё на заре сейсмических исследований наведённой сейсмичности [Gupta, Rastogi, 1976], вопрос об афтершоковых процессах в наведённой сейсмичности в настоящее время исследован слабо, а основные результаты современных исследований подтверждают предположительные выводы, сделанные в [Gupta, Rastogi, 1976]. Эти результаты заключаются в следующем.

а). Величина наклона графика повторяемости b (см. формулу (1.4)) в афтершоковых последовательностях в наведённой сейсмичности в среднем выше, чем в случае тектонической сейсмичности. Разница составляет в среднем 0.2–0.3, что при характерной погрешности оценки b в 0.05 является статистически значимым результатом [Rao, Singh, 2008; Gupta, 2002].

б). Разница между магнитудами главного события и сильнейшим афтершоком (параметр Бота, формула (1.5)) в случае афтершоковых процессов в наведённой сейсмичности составляет 0.6 ± 0.3 [Gupta, 1992], что почти вдвое меньше, чем в случае тектонических землетрясений (формула (1.6)). Вопрос о природе этого отличия остаётся открытым, так же как

и отличие в величине параметра Гутенберга — Рихтера, его связывают как с различным развитием трещиноватости, так и с различием напряжённого состояния в случае наведённой и тектонической сейсмичности [Gupta, 1992, 2002].

в) Параметр Омори p (см. формулу (1.2)) для афтершоковых последовательностей наведённой сейсмичности меньше, чем для тектонической: при характерном для тектонических афтершоков значении $p \cong 1$ в наведённой сейсмичности значения p сосредоточены в диапазоне 0.5–0.8 [Gupta, 1992, 2002; Rastogi et al., 1997; Mekkiawi et al., 2004]. Вопрос о природе более медленного спада афтершоковой активности в наведённой сейсмичности также остаётся пока открытым. Имеющиеся мнения сводятся к предположению об изменении функции влияния землетрясений в результате как изменения механических свойств литосферы под водохранилищем, так и механического влияния флюида из-за изменения порового давления [Rao, Singh, 2008; Dura-Gomez, Talwani, 2010; Gahalaut, Singh, 2004; Imoto, 2001].

1.1.4. Параметры закона Омори

Современная физическая интерпретация параметров, входящих в (1.2), и факторы, их контролирующие, определяются представлениями о природе и механизмах возбуждения и релаксации афтершоков. При этом вопрос о факторах, определяющих реализацию того или иного механизма или их комбинаций, остаётся открытым [Kanamori, 2009; Davidsen et al., 2015]. Однако во всех рассмотренных выше основных теоретических моделях афтершоковых процессов принципиальными параметрами являются напряжённо-деформированное состояние среды перед главным событием, величина и характер изменения этого состояния в результате главного события, а также параметры предполагаемых релаксаторов напряжений в очаговой области главного события. Соответственно, статистические параметры модифицированного закона Омори (1.2) связывают именно с этими физическими параметрами моделей афтершоковых процессов.

Так, в ряде работ [Kisslinger, Jones 1991; Creamer, Kisslinger, 1993; Rabnowitz, Steinberg, 1998; Wiemer, Katsumata 1999; Bohnenstiehl et al., 2002] на основе анализа изменения параметра Омори p в пространстве, проведённого в пределах отдельных регионов, делается предположение об увеличении p с увеличением температуры в области очага главного события, что интерпретируется как результат более сильной релаксации напряжений в упруго-вязкой среде при более высоких температурах. В работе [Wiemer, Katsumata 1999] отмечается также различие значений параметра Омори в сдвиговых зонах с различными особенностями тектонических границ.

Теоретические расчёты на основе модели трения (rate-and-state model) позволяют связать параметр Омори с характеристиками неоднородности (параметрами распределения) действующих напряжений [Helmstetter, Shaw 2006]. Авторы этой модели отмечают, что согласно модели параметры закона Омори определяются величиной разброса значений напряжений, но не зависят от уровня действующих напряжений.

В работе [Ouillon, Sornette, 2005] на основе статистического анализа региональных данных (Южная Калифорния) выявлена зависимость величины параметра Омори p от магнитуды главного события. Авторы работы интерпретируют эту зависимость в рамках каскадной модели ETAS, введя в неё положение об экспоненциальной зависимости процессов активации сейсмических разрывов от уровня локальных напряжений (соответствующее кинетической концепции разрушения Журкова). Авторы [Ouillon, Sornette, 2005] позиционируют введение механизма, зависящего от уровня действующих напряжений, как принципиальный шаг в развитии модели ETAS. Заметим, однако, что подтверждение адекватности этого физически обоснованного шага выявлением зависимости параметра p от магнитуды главного события представляется дискуссионным, поскольку связь магнитуды землетрясения с уровнем действующих напряжений и зависимость высвобождающихся при землетрясении напряжений от его магнитуды не являются бесспорными [Earthquakes ..., 2006].

Модифицированный закон Омори (1.2) свидетельствует, что спад афтершоковой активности может быть аппроксимирован степенной функцией не сразу после главного события, а только спустя некоторое время. Второй параметр закона Омори — параметр c — определяет величину задержки начала степенного спада активности. Мнения о природе задержки и, соответственно, параметра c в настоящее время разделяются.

Некоторые исследователи считают, что постоянство активности (1.2) при $t \ll c$ обусловлено в основном потерей информации об относительно слабых событиях в результате перегрузки сейсмической сети аномально высоким потоком сейсмических сигналов в начальный интервал времени после сильного главного события [Ogata, Katsura 1993; Shcherbakov et al., 2004; Kagan 2004; Lolli, Gasperini, 2003; Kagan, Houston, 2005; Davidsen et al., 2015].

Другие полагают, что отличия афтершокового режима на его ранней стадии (сразу после главного события) от более поздней стадии (отвечающей степенному спаду активности) наряду с возможной потерей информации о слабых событиях имеют и физическую составляющую [Narteau et al., 2002, 2008, 2009; Peng et al., 2006, 2007; Enescu et al., 2007; Nanjo et al., 2007; Holschneider et al., 2012; Hatano et al., 2015; Lippiello et al., 2015; Rodkin, Tikhonov, 2016]. На основе модельных представлений [Narteau et al., 2002] авторы [Narteau et al., 2008, 2009] связывают параметр c с уровнем напряжений, действующих в области очага главного события. В пользу этой гипотезы говорит обнаруженное в [Narteau et al., 2009; Lippiello et al., 2015; Hatano et al., 2015] различие величины параметра c для главных событий различного типа — сбросов, надвигов и сдвигов, — поскольку считается, что эти типы соответствуют различным напряжённо-деформированным состояниям литосферы. Об этом же свидетельствует выявленная в [Shebalin, Narteau, 2017] зависимость c от глубины. Подтверждением геофизической информативности параметра c является также повышение эффективности прогнозных алгоритмов после введения в них оценок изменения параметров напряжений в очаговых зонах, проводимых на основе значений параметра c [Shebalin et al., 2012].

1.1.5. Резюме

Анализ моделей афтершоков показывает, что теоретически возможен целый ряд физических механизмов генерации сейсмичности, при которых затухание афтершоков подчиняется закону Омори. Почти все механизмы являются детерминированными, исключение составляют только усталостные механизмы, которые являются стохастическими по своей физической сути. Во всех механизмах в явном или неявном виде присутствует временная задержка между скачком статических напряжений и разрушением (субкритический рост трещин, течение порового флюида, законы разрушения, усталостные законы, вязкая релаксация) или же указанная задержка возникает вследствие разномасштабных взаимодействий между разломами при пространственной неоднородности скорости нагружения. В различных механизмах приняты разные начальные условия до или сразу после главного толчка. Главный толчок вызывает или равномерное перераспределение напряжений в интервале от минимальных значений до порога вспарывания [Scholz, 1968a; Das, Scholz, 1981; Shaw, 1993], или ступенчатый скачок напряжений [Nur, Booker, 1972; Dieterich, 1994]. В последнем случае начальные условия задаются постоянством сейсмической активности перед главным толчком [Dieterich, 1994] или условием однородности напряжений [Nur, Booker, 1972]. Закон Омори для афтершоков может быть как локальным, когда принимаются во внимание только первичные афтершоки, вызванные скачком напряжений в результате главного толчка [Scholz, 1968a; Nur, Booker, 1972; Das, Scholz, 1981; Dieterich, 1994], так и глобальным, отражающим множественные взаимодействия между афтершоками [Sornette, Sornette, 1999; Marcellini, 1995, 1997; Ziv, Rubin, 2003].

Афтершоковые процессы в наведённой сейсмичности подчиняются тем же основным статистическим закономерностям, что и афтершоковые процессы в тектонической сейсмичности. Особенности «наведённых» афтершоков по сравнению с тектоническими заключаются в отличии величин соответствующих параметров этих закономерностей. Следовательно, отличия афтершоковых процессов в наведённой сейсмичности от тектонических носят не качественный, а количественный характер. Это указывает на единство физики афтершоковых процессов наведённой и тектонической сейсмичности и свидетельствует об отличии условий, в которых реализуются физические процессы в наведённой сейсмичности.

1.2. Наведённая сейсмичность

Вызванная сейсмичность включает в себя два процесса: возбуждение землетрясений, то есть сейсмических событий, которые не произошли бы без некоторого воздействия на земную кору, и инициирование, которое ускоряет или запускает землетрясение [Николаев, Галкин, 1994]. В англоязычной литературе эти явления устойчиво описываются терминами, соответственно, «induced seismicity» и «triggered earthquakes». В то же время ряд исследователей подчёркивают, что не всегда удаётся их достоверно разделить, поскольку механизмы внешнего воздействия на подготовку землетрясения

зачастую неясны и недоступны прямому определению [Wang, Manga, 2010]. Такое разделение оказывается более обоснованным для сейсмичности техногенного происхождения [Адушкин, Турунтаев, 2005, 2015]. Мы будем пользоваться термином «наведённая сейсмичность» в широком смысле, не разделяя её без специального обоснования на собственно наведённую и триггерную сейсмичность.

В 1934 году Х. Вестергаард и А. Адкинс теоретически оценили величину прогиба ложа водохранилища плотины Боулдер (озеро Мид), Колорадо, США, под действием веса воды и предположили, что дополнительная нагрузка может привести к подвижкам в подстилающей толще горных пород и, при некоторых условиях, к тектонической активизации района [Westergaard, Adkins, 1934]. Впоследствии эти (и аналогичные) расчёты подтвердились прямыми геодезическими измерениями. Спустя несколько лет в районе водохранилища была установлена локальная сейсмическая сеть, и по результатам сейсмологических наблюдений Д. Кардер в 1945 году в своей пионерской работе выявил связь между сезонными изменениями уровня воды в водохранилище и сейсмической активностью вокруг него в 1938–1944 гг. [Carder, 1945]. К настоящему времени известно уже более 160 случаев индуцированной водохранилищами сейсмичности [Wilson et al., 2017], в том числе было зафиксировано 10 событий с $M \geq 5.0$, приведших к человеческим жертвам и крупному экономическому ущербу [Gupta, 1992; Guha, 2010].

Различные аспекты изучения наведённой сейсмичности неоднократно обсуждались на представительных международных форумах под эгидой Международной ассоциации по сейсмологии и физике земных недр, публиковались специальные выпуски научных изданий [Gupta, Chadha, 1995; Trifu, 2002; Purnachandra Rao et al., 2018]. Созданы специальные рабочие группы для углублённого изучения этих вопросов.

Ещё в 1970 году при ЮНЕСКО была создана рабочая группа по изучению сейсмических явлений, связанных с заполнением водохранилищ, в которую вошли известные учёные в области сейсмологии, геофизики, геологии, горного дела [D'Able, 1971]. Были сформулированы следующие основные направления, в которых необходимо сосредоточить усилия научного сообщества:

- лабораторные и полевые исследования механики горных пород (роль порового давления при деформации и разрыве, разработка надёжных методов оценки напряжённого состояния горных массивов, механизмы образования разломов);

- сейсмологические и связанные с ними исследования (наблюдения локальными сетями, изменения параметров сейсмического режима, определение механизмов очагов местных землетрясений, скорость изменения уровня водного зеркала, изменения скоростей упругих волн, изменения уровня воды в скважинах и т. п.);

- инженерные исследования;
- сеймотектонические условия возникновения вызванных землетрясений.

В основном эти направления сохраняют свою актуальность до сих пор, поскольку пока нет ещё полного понимания природы и механизмов наве-

дённой сейсмичности и отклик среды на отдельный тип воздействия может иметь различный характер. Известные проявления наведённой сейсмичности указывают на то, что среда, находящаяся в неустойчивом, метастабильном состоянии, реагирует на весьма слабые внешние воздействия (как естественные, так и искусственные), т. е. обладает нелинейным откликом, который зависит от характера и типа воздействия. Выявлено как наведённое возбуждение, так и подавление сейсмичности, обнаружена пространственно-временная мозаичность триггерных эффектов [Peinke et al., 2006]. Остаётся практически неизученным вопрос о многофакторном инициировании, что типично для реальной ситуации, когда на геологическую среду одновременно воздействуют естественные и антропогенные факторы различной природы, длительности и интенсивности. Механизм аномально высокой чувствительности сейсмического режима к сравнительно маломощным воздействиям, возникновение и «разрушение» эффектов синхронизации геофизических полей остаются загадочными и малоисследованными [Rubeis et al., 2010; Gupta, 2002; Chadha et al., 2008].

При различных по природе и масштабу воздействиях типичным является задержка отклика наведённой сейсмичности. Это указывает на существенную роль кинетических процессов в сценарии установления режима наведённой сейсмичности. Природа кинетики во многих случаях представляется понятной (как правило, это — диффузия флюида или его давления), но иногда она остаётся неясной. В качестве механизма наведённой сейсмичности рассматривается либо прямое воздействие дополнительных напряжений, либо воздействие этих напряжений в комбинации с движением флюида, изменением внутривещного давления и физико-химическими эффектами в трещиноватой среде. Такие подходы объясняют само существование наведённой сейсмичности, успехи в объяснении её динамики более скромные, хотя в последние годы были развиты математические модели, описывающие нарастание и спад во времени сейсмической активности в зависимости от порового давления, пористости и прочности среды с имеющимися трещинами [Langenbruch, Shapiro, 2010; Shapiro, 2015].

1.2.1. Роль флюидов в разрушении горных пород

Влияние флюида на процесс разрушения применительно к проблеме наведённой сейсмичности, как правило, рассматривают с позиций критерия разрушения Мора — Кулона [Gupta, 1992; Manga, Wang, 2015]. Принимается, что землетрясения происходят, когда кулоновские напряжения на некоторой площадке превышают критическое значение, обусловленное свойствами материала и структурой горных пород [Scholz, 2019; King, Devès, 2015]. Ниже приведена сводка основных понятий.

Критерий Мора — Кулона

Рассмотрение будем вести в главных осях тензора напряжений, главные напряжения с учётом их знака (сжатие — отрицательно, растяжение — положительно) пронумерованы от большего к меньшему: $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$.

В случае двухосного нагружения тензор напряжений имеет вид:

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

Критерий разрушения Мора — Кулона гласит: разрушение наступает, когда на некоторой площадке реализуется условие:

$$\max(|\tau(\sigma_1, \sigma_3)| + k\sigma(\sigma_1, \sigma_3)) = \tau_0. \quad (1.13)$$

Здесь коэффициент внутреннего трения k и прочность τ_0 — это константы (параметры) материала. Величина τ_0 — своего рода «физическая» прочность, связанная с прочностью межионной связи (в идеальном кристалле — равная ей). Слагаемое $k\sigma$ показывает, насколько бóльшие касательные напряжения нужно приложить для того, чтобы разорвать связь, дополнительно сжатую нормальными напряжениями σ ($k\sigma$ отрицательно для сжимающих σ). Название коэффициенту k дано по формальной аналогии (1.13) с законом сухого (кулоновского) трения между двумя поверхностями.

В однородной изотропной упругой среде величина $|\tau(\sigma_1, \sigma_3)| + k\sigma(\sigma_1, \sigma_3)$ при фиксированных σ_1 и σ_3 достигает своего максимума на площадке, ориентированной под углом θ^* к оси сжатия (оси 3). Величина угла θ^* связана с коэффициентом k соотношением:

$$\operatorname{tg} 2\theta^* = \frac{1}{k}. \quad (1.14)$$

Для неоднородных сред прочность материала τ_0 может быть различна на различных по ориентации площадках, например из-за наличия трещин или из-за структурных особенностей материала. В этом случае условие (1.13) может реализоваться на площадке, отвечающей минимальному значению прочности, если кулоновские напряжения достигают на ослабленной площадке предела прочности раньше, чем максимальные кулоновские напряжения достигают более высокого предела прочности на «критической» площадке. В этом случае соотношение (1.14) уже не будет справедливым, поскольку величина угла предопределена ориентацией площадки минимальной прочности. В том случае, когда пониженное значение прочности обусловлено наличием ослабленной разломной зоны, коэффициент k имеет смысл коэффициента трения на поверхности разлома, а соотношение (1.13) представляет закон сухого (кулоновского) трения.

Кулоновские напряжения

Под кулоновскими напряжениями понимают величину $\tau_c = \tau + k\sigma$, которая имеет смысл разности касательных напряжений τ , действующих на некоторой площадке, и сжимающих напряжений «трения» $k\sigma$ на этой же площадке (сжимающие напряжения, напомним, отрицательны). Критерий Мора — Кулона (1.13) в терминах кулоновских напряжений принимает вид:

$$\max \tau_c(\sigma_1, \sigma_3, \theta) = \tau_0. \quad (1.13')$$

На площадке, ориентированной под углом θ к оси сжатия (к оси 3), касательные, нормальные и кулоновские напряжения равны:

$$\begin{aligned} |\tau| &= \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3) \sin 2\theta \\ \sigma &= \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_3) + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3) \cos 2\theta \\ \tau_c &= \frac{1}{2}k(\sigma_1 + \sigma_3) + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3)(\sin 2\theta + k \cos 2\theta). \end{aligned} \quad (1.15)$$

Здесь в выражении для $|\tau|$ учтено, что согласно правилу нумерации главных напряжений $\sigma_1 \geq \sigma_3$.

Из (1.15) легко получить, что при фиксированных значениях σ_1 и σ_3 максимум кулоновских напряжений τ_c реализуется на площадке с углом θ^* , таким, что $\operatorname{tg} 2\theta^* = 1/k$, что, конечно, совпадает с (1.14). Подстановка (1.14) в (1.15) даёт значения напряжений на «критической» площадке:

$$\begin{aligned} |\tau| &= \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3) \frac{1}{\sqrt{k^2 + 1}} \\ \sigma &= \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_3) + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3) \frac{k}{\sqrt{k^2 + 1}} \\ \tau_c &= \frac{1}{2}k(\sigma_1 + \sigma_3) + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3)\sqrt{k^2 + 1} \end{aligned} \quad (1.16)$$

В этом случае условие (1.13') принимает удобный для практических вычислений вид:

$$\frac{1}{2}k(\sigma_1 + \sigma_3) + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3)\sqrt{k^2 + 1} = \tau_0. \quad (1.17)$$

Если имеется ослабленная площадка, то условие (1.13) может реализоваться на ней, и критерий Мора — Кулона принимает вид:

$$\frac{1}{2}k(\sigma_1 + \sigma_3) + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3)(\sin 2\theta + k \cos 2\theta) = \tau'_0. \quad (1.18)$$

Здесь через τ'_0 обозначена пониженная прочность на ослабленной площадке.

Влияние давления

Если к среде приложено внешнее давление всестороннего сжатия P_c , а внутри среды, в поровом пространстве, заполненном флюидом, действует поровое давление P_p , то вводят понятие эффективного давления $P = P_c - P_p$, а тензор напряжений (1.12) принимает вид:

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_1 - P & 0 & 0 \\ 0 & -P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 - P \end{pmatrix}. \quad (1.19)$$

Заметим, что разделение на эффективное давление и «осевые» усилия σ_1, σ_3 не эквивалентно разложению тензора напряжений на шаровой тензор

и девиатор, поскольку первый инвариант «осевого» тензора $I_1 = \sigma_1 + \sigma_3$ не обязательно равен нулю.

Введём величину эффективного давления P в выражения для кулоновских напряжений и критерий Мора — Кулона. Для этого заменим в выражениях (1.15) σ_1 и σ_3 на $\sigma_1 - P$ и $\sigma_3 - P$ соответственно:

$$\begin{aligned} |\tau| &= \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3) \sin 2\theta \\ \sigma &= \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_3) + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3) \cos 2\theta - P \\ \tau_c &= \frac{1}{2}k(\sigma_1 + \sigma_3) + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3)(\sin 2\theta + k \cos 2\theta) - kP \end{aligned} \quad (1.20)$$

По-прежнему кулоновские напряжения достигают своего максимума на «критической» площадке θ^* : $\operatorname{tg} 2\theta^* = 1/k$. Следовательно, выражения (1.16) принимают вид:

$$\begin{aligned} |\tau| &= \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3) \frac{1}{\sqrt{k^2+1}} \\ \sigma &= \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_3) + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3) \frac{k}{\sqrt{k^2+1}} - P \\ \tau_c &= \frac{1}{2}k(\sigma_1 + \sigma_3) + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3)\sqrt{k^2+1} - kP \end{aligned} \quad (1.21)$$

Подставляя τ_c в (1.13'), находим выражение для критерия Кулона — Мора при эффективном давлении P :

$$\frac{1}{2}k(\sigma_1 + \sigma_3) + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3)\sqrt{k^2+1} - kP = \tau_0, \quad (1.22)$$

или

$$\frac{1}{2}k(\sigma_1 + \sigma_3) + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3)\sqrt{k^2+1} = \tau_0 + kP. \quad (1.22')$$

Сопоставление (1.22') с (1.22) свидетельствует, что введение эффективного давления эквивалентно в рамках критерия Кулона — Мора изменению эффективной прочности материала на величину kP . Если эффективное давление положительно ($P_c > P_p$), то прочность увеличивается, если же отрицательно, то — уменьшается.

Для ослабленной площадки выражение (1.18) принимает вид:

$$\frac{1}{2}k(\sigma_1 + \sigma_3) + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3)(\sin 2\theta + k \cos 2\theta) - kP = \tau'_0, \quad (1.23)$$

или

$$\frac{1}{2}k(\sigma_1 + \sigma_3) + \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3)(\sin 2\theta + k \cos 2\theta) = \tau'_0 + kP. \quad (1.23')$$

Флюидное разупрочнение

Из (1.22) или (1.23) следует, что увеличение порового давления уменьшает эффективную прочность пористой или трещиноватой среды. Соответственно, к разрушению могут привести как изменения главных напряжений σ_1 и σ_3 , так и увеличение порового давления. На рисунке 1.1 с помощью

известной техники кругов Мора показаны три варианта разрушения [Wang, Manga, 2010]. В первых двух случаях возрастает девиатор напряжений, при этом увеличивается наибольшее напряжение σ_1 или уменьшается наименьшее σ_3 , пока круг Мора не пересечёт прямую линию, соответствующую реализации критерия Кулона — Мора. Третий случай объясняет разрушение при увеличении порового давления — рост давления жидкости «сдвигает» круг Мора влево. Это равнозначно увеличению касательных напряжений с одновременным уменьшением нормальных.

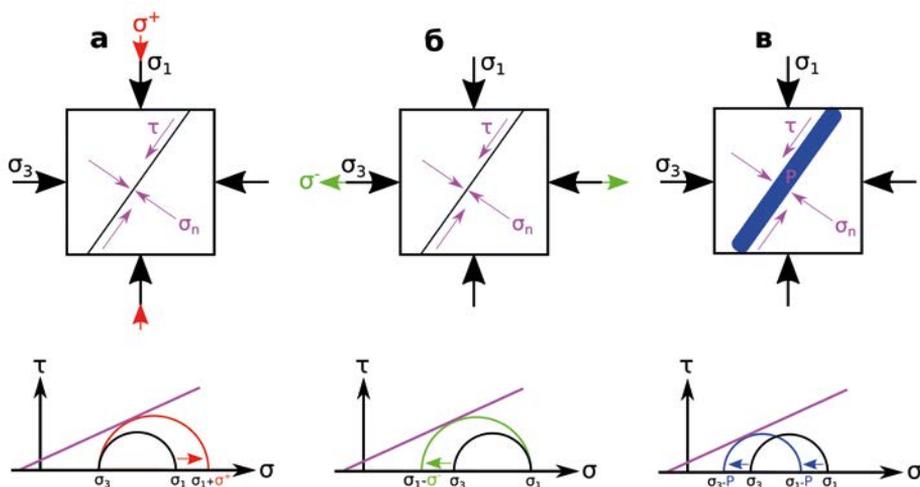


Рис. 1.1. Три способа вызвать разрушение, создав условия, чтобы круг Мора пересёк прямую линию, соответствующую реализации критерия Кулона — Мора. а — увеличение наибольшего главного напряжения сжатия σ_1 ; б — уменьшение наименьшего главного напряжения сжатия σ_3 ; в — увеличение порового давления P . По [Wang, Manga, 2010].

1.2.2. Сейсмичность, связанная с водохранилищами

Заполнение водохранилищ в некоторых случаях может вызывать развитие сейсмичности. Сейсмичность, индуцированная водохранилищами (в английской терминологии — Reservoir Induced Seismicity, RIS), известна с тех пор, как началось строительство крупных гидротехнических объектов [Westergaard, Adkins, 1934; Carder, 1945]. Этой теме посвящена обширная литература, в том числе обзоры и монографии [Simpson, 1986; Gupta, 1992, 2002; Капустян, Юдахин, 2007; Wang, Manga, 2010; Manga, Wang, 2015].

Землетрясения, связанные с водохранилищами, свойственны не только тектонически активным регионам [Wang, Manga, 2010]. Напряжения, вызванные заполнением водохранилищ, достигают приблизительно 0.1 МПа, что намного меньше сброса напряжений при землетрясениях [Gupta, 2002]. Несмотря на это, землетрясения вблизи водохранилищ происходят повсеместно. Сейсмичность, связанная с водохранилищами, отмечалась на пассивных окраинах в Северной и Южной Америке, а также в стабильных кратонах в Канаде и Африке. Дамба Кариба между Замбией и Зимбабве,

через 5 лет после начала строительства, вызвала землетрясение магнитудой 6.2 [Gough, Gough, 1970 a,b]. Заполнение водохранилища Койна в Западной Индии вызвало ещё более сильное землетрясение с магнитудой 6.3 [Gupta, 2002].

В некоторых публикациях утверждается, что в 2008 г. заполнение водохранилища стало причиной землетрясения магнитудой 7.9 в Вэньчуане, Китай [Kerr, Stone, 2009] (хотя китайские специалисты придерживаются другого мнения [Chen, 2009]). В [Ge et al., 2009] было проведено моделирование влияния заполнения водохранилища на поровое давление и кулоновские напряжения в окружающей области. Результаты показали, что кулоновские напряжения в гипоцентральной части Вэньчуаньского землетрясения в течение трёх лет после затопления увеличились в пределах 0.01–0.05 МПа. В разломной зоне с напряжениями, близкими к критическим, увеличение кулоновских напряжений на 0.01 МПа может привести к потере устойчивости и вызвать землетрясение [King, Devès, 2015; Freed, 2005].

Приведённый выше рисунок 1.1 можно использовать как иллюстрацию к явлениям, которые при заполнении водохранилища могут вызвать землетрясение [Simpson et al., 1988; 2018; Gupta, 1992]. Вес воды может увеличивать как упругие напряжения, так и, как следствие, поровое давление флюида — это так называемая пороупругая реакция [Bell, Nur, 1978]. В этом случае ориентация разломов и поля фоновых напряжений могут определять, где и как произойдёт повторная активизация разрушения [Roeloffs, 1988]. По мере того, как вода просачивается из резервуара и происходит миграция флюида, поровое давление грунтовых вод также должно возрастать. В этом случае возможна миграция сейсмичности на некотором удалении от водохранилища. Такой тип миграции отмечался на нескольких водохранилищах [Talwani, Acree, 1985].

В [Simpson, 1986] выделяются три основных эффекта заполнения водохранилищ: увеличение упругих напряжений из-за нагрузки резервуаром поверхности коры; увеличение порового давления в результате сжатия пород при росте нагрузки резервуаром; диффузия воды, как от повышения столба воды в резервуаре, так и в результате роста порового давления при сжатии пород. Эти эффекты по-разному проявляются в наведённой сейсмичности при наличии в области водохранилища разломных структур разного типа. Увеличение нагрузки весом водохранилища особенно эффективно при инициализации сбросов, когда главное напряжение вертикально. Разгрузка (при уменьшении уровня воды) способствует сдвигам. Увеличение порового давления уменьшает прочность на разломе и способствует разрушению независимо от направления главных напряжений.

Белл и Нур [Bell, Nur 1978] выделили два типа резервуаров: с непроницаемым и с проницаемым дном. Заполнение резервуара всегда приводит к увеличению давления за счёт сжатия пород, но в первом типе резервуара это давление уменьшается за счёт фильтрации воды в соседние области. В резервуарах второго типа, наоборот, устанавливается течение через дно резервуара, которое может поддерживать или увеличивать начальный рост порового давления, вызванный сжатием каркаса горных пород под нагруз-

кой веса водохранилища. Поэтому непроницаемое дно создаёт временное разупрочнение после заполнения резервуара, а проницаемое дно создаёт эффект, при котором разупрочнение растёт во времени и распространяется в пространстве.

Если среда неоднородна и содержит зоны повышенной проницаемости, то в них поровое давление может быть дополнительно повышено в результате сжатия решётки в соседних областях при росте нагрузки. В этих зонах давление сжатия решётки может убывать быстрее, чем давление в результате диффузии. В этом случае разупрочнение будет зависеть от скорости роста нагрузки [Gupta, 1992; Simpson et al., 2018]. Поровое давление будет расти, если скорость диффузии давления меньше, чем скорость роста нагрузки. Если скорость роста нагрузки небольшая, то поровое давление будет успевать диссипировать. Это объясняет, почему сейсмичность может происходить после быстрого роста нагрузки. Быстрая разгрузка (при уменьшении уровня воды в водохранилище) также может приводить к разупрочнению, если нагрузка убывает быстрее, чем снимается поровое давление.

В [Simpson et al., 1988] выделены два типа отклика наведённой сейсмичности на заполнение водохранилищ. Первый тип — это немедленный отклик, связанный с ростом порового давления в результате роста нагрузки на ложе водохранилища. Второй тип — отложенный, или задержанный отклик через 5–6 лет после заполнения, связанный с диффузией давления поровой жидкости вглубь водохранилища, вдоль разломных зон. Эти два типа имеют обычно различный характер сейсмического режима [Gupta, 1992]. В первом случае — это мелкие события, небольшой магнитуды, расположенные близко к резервуару, т. е. сосредоточенные там, где локализуется основной рост упругих напряжений. Во втором случае — это более глубокие события, имеющие большие магнитуды и расположенные на расстояниях до 20 км от резервуара. Они приурочены к разломным зонам, пересекающим резервуар.

1.2.3. Землетрясения при закачке и откачке жидкости

Механизмы, характерные для наведённой сейсмичности, связанной с водохранилищами, проявляются и при закачке жидкости в скважины [Wang, Manga, 2010]. Классический пример землетрясения, вызванного человеком, — это катастрофа, произошедшая вследствие увеличения порового давления, на полигоне Rocky Mountain Arsenal, в штате Колорадо, США. Здесь землетрясение магнитудой 5.5 произошло, как считается, вследствие закачки жидкости на глубину 3.6 км [Evans, 1966]. Непрерывный геофизический мониторинг позволил установить связь между закачкой жидкости и сейсмичностью. Сейсмическая активность наблюдалась и после того, как закачка была прекращена, что интерпретируется как продолжающаяся диффузия порового давления в сторону от области, в которую производилась закачка [Healy et al., 1968; Hsieh, Bredehoeft, 1981].

Землетрясения, вызванные закачкой жидкости, наблюдались вдоль побережья озера Эри в штате Огайо [Seeber et al., 2004], а также вблизи глубокой скважины в Германии [Zoback, Hanjes, 1997; Bornhoff et al., 2004].

В последнем случае описана миграция сейсмичности вследствие диффузии порового давления вдоль зоны разлома [Shapiro et al., 2006]. Контролируемое нагнетание и откачка жидкости позволили показать, что увеличение порового давления может управлять развитием сейсмичности [Shapiro et al., 2006]. Схожая миграция сейсмичности выявляется в процессе инъекции жидкости также вдоль разломной зоны [Tadokoro et al., 2000]. Скорость миграции сейсмичности в разломной зоне такова, что ограничивает коэффициент гидравлической диффузии (а с ним и проницаемость) и совместно с давлениями на площадках закачки влияет на напряжённое состояние в разломе. В недавней монографии [Shapiro, 2015] проведено обобщение и теоретическое описание таких явлений.

Откачка жидкости также может способствовать землетрясениям, хотя снижение порового давления и стабилизирует разломы. Наилучшим образом документированы примеры, связанные с добычей нефти и газа [Segall et al., 1994; Gomberg, Wolf, 1999; Сидоров и др., 2000; Zoback, Zinke, 2002]. В [Segall, 1989] показано, как пороупругая деформация может увеличить девиаторные напряжения вдали от области, откуда откачивают жидкость.

1.2.4. Иницирование землетрясений естественными гидрологическими процессами

В [Wang, Manga, 2010] рассмотрена проблема инициации землетрясений естественными гидрологическими процессами.

Выявление сезонного характера сейсмичности можно рассматривать как индикатор влияния на землетрясения гидрогеологических процессов, имеющих яркую сезонную (годовую) компоненту. Как и в случае антропогенного воздействия (заполнение и эксплуатация водохранилищ), это влияние может осуществляться посредством увеличенных напряжений, вызванных поверхностной нагрузкой со стороны воды или снега, и изменений порового давления, которые сопровождают движение флюида в недрах [Johnson et al., 2017].

В работах [Hainzl, 2006; Martini, 2009; Matthews, 2009; Richter, 2004] отмечается, что возникновение слабой роевой активности в вулканических областях прямо соответствует выпадению осадков в этой местности. При исследовании вулканической сейсмической активности г. Мерапи (Индонезия) в [Richter, 2004] установлено, что увеличение сейсмической активности напрямую соответствует степени обильности дождей. В работе [Mico, 1999] предполагается зависимость возникновения сильных землетрясений $M > 6$ на Балканах от выпадения осадков.

Выявлялись сезонные изменения сейсмичности, которые, впрочем, не являются повсеместными [Wolf et al., 1997; Bollinger, 2007]. В Японии обнаружены сезонные модуляции сейсмичности, которые объясняют снеговой нагрузкой на поверхность [Heki, 2003]. Известны объяснения сезонных вариаций сейсмичности изменениями запасов грунтовых вод [Saar, Manga, 2003; Christiansen et al., 2005; Amos et al., 2014]. В этих случаях в качестве механизма модуляции сейсмичности рассматривается изменение порового давления.

Обнаруженная корреляция между количеством осадков и землетрясениями [Costain et al., 1987; Roth et al., 1992; Jimenez, Garcia-Fernandez, 2000; Ogasawara et al., 2002; Hainzl et al., 2006; Kraft et al., 2006; Husen et al., 2007] подтверждает, что изменения порового давления, вызванные гидрогеологическими причинами, могут влиять на сейсмичность.

Характерной особенностью землетрясений, инициированных локальным ростом порового давления, является пространственная миграция с течением времени сейсмичности из областей локального возмущения давления. Такая схема используется для интерпретации природных невулканических сейсмических роёв [Noir et al., 1997; Parotidis et al., 2005]. Сходная идея была предложена и для объяснения афтершоковых процессов [Nur, Booker, 1972]. Она позволяет описать некоторые случаи [Miller et al., 2004], опираясь на модель трения, зависящего от скорости скольжения и состояния разрыва [Toda et al., 2002].

1.2.5. Резюме

Классическая интерпретация активизации «резервуарной» наведённой сейсмичности осуществляется в рамках критерия разрушения Мора — Кулона, включающего четыре параметра напряжённого состояния в двухфазной среде: касательные напряжения, нормальные напряжения, литостатическое и поровое давление. Все эти параметры, кроме литостатического давления, могут меняться во времени, как в результате изменения уровня воды в водохранилище, так и по тектоническим причинам. Комбинация изменения этих параметров приводит к сложному изменению пространственно-временной структуры отклика наведённой сейсмичности на сезонные колебания уровня воды в водохранилищах. Выделяют немедленный отклик на заполнение водохранилища, связанный с ростом порового давления в результате роста нагрузки на ложе водохранилища, и задержанный отклик, связанный с диффузией давления поровой жидкости вовне водохранилища, вдоль разломных зон. Эти два типа отклика имеют различный характер сейсмического режима. В первом случае — это мелкие события, небольшой магнитуды, расположенные близко к резервуару, во втором — более глубокие события, имеющие большие магнитуды, расположенные на больших расстояниях от резервуара и приуроченные к разломным зонам, пересекающим резервуар. Быстрая разгрузка (при уменьшении уровня воды в водохранилище) также может приводить к разупрочнению, если нагрузка убывает быстрее, чем снимается поровое давление.

Возникновение или активизация наведённой сейсмичности могут быть вызваны и локализованным воздействием жидкости, закачиваемой или откачиваемой в скважинах. Кроме того, отмечается корреляция наведённой сейсмической активности с гидрогеологическими и метеорологическими процессами, имеющими яркую сезонную (годовую) компоненту.

Наведённая сейсмичность и гидродинамические процессы не являются независимыми, они охвачены системой взаимных связей и влияния [Wang, Manga, 2010]. Землетрясения влияют на гидрологические процес-

сы и могут менять проницаемость среды и поровое давление. Движение флюида также вызывает изменения порового давления, влияя тем самым на сейсмичность. В работе [Rojstaczer et al., 2008] выдвинуто предположение, что проницаемость земной коры регулируется в среднем по времени так, что последняя может вмещать осадки и флюиды, высвободившиеся под действием внутренних сил (метаморфизм и тектоника). Если поровое давление, вследствие пониженной проницаемости, становится слишком большим, происходят землетрясения, которые увеличивают проницаемость. Высокая проницаемость способствует течению глубинного флюида, минерализации и снижению проницаемости. В результате достигается равновесие, при котором усреднённая по времени проницаемость обеспечивает перенос флюидов в земную кору.

Заключение главы 1

Оценки характерных величин изменений напряжений различных природных и антропогенных воздействий на литосферу Земли свидетельствуют, что наиболее существенными являются аномалии напряжений в очаговых зонах землетрясений и аномалии, вызванные заполнением и эксплуатацией водохранилищ. Соответственно, наиболее ярко переходные сейсмические режимы представлены в афтершоковых процессах и наведённой сейсмичности, связанной с водными резервуарами. Высокая сейсмическая афтершоковая активность обеспечивает исследователя хорошей статистикой сейсмических событий, что даёт возможность рассмотреть детали переходного режима этого типа. Крупные водохранилища, вследствие их потенциальной опасности, как правило, обеспечиваются специализированными высокочувствительными сейсмическими сетями, а также другими геофизическими наблюдениями, что составляет зачастую уникальную базу фактических данных для анализа переходных сейсмических процессов. Кроме этого, сведения о режиме заполнения и эксплуатации водохранилищ дают информацию об инициирующей нагрузке, приближая тем самым проявление природных процессов к условиям физического эксперимента. Эти обстоятельства определили выбор переходных режимов афтершоковых последовательностей и «резервуарной» наведённой сейсмичности как основных объектов наших исследований.

Анализ литературных данных показал, что в настоящее время обсуждается целый ряд теоретических моделей, объясняющих одну из статистических закономерностей афтершоковых последовательностей — модифицированный закон Омори. Эти модели опираются на различные физические механизмы, включающие в себя как «пассивную» релаксацию на тех или иных структурных элементах (трение на контактах блоков, вязкоупругая релаксация, течение вязкого порового флюида), так и «активную» — разрушение тех или иных структурных элементов, вызванное или инициированное главным событием (субкритический рост трещин, механическая коррозия, усталостное разрушение, эпидемические модели). Физическая природа других статистических закономерностей афтершоковых процессов, таких как

изменения пространственных и энергетических характеристик множеств афтершоков, ясна в гораздо меньшей степени, что определяет актуальность соответствующего расширения исследований статистических параметров афтершоковых последовательностей и концентрации внимания на взаимосвязи временных, энергетических и пространственных свойств переходных афтершоковых режимов.

Природа «резервуарной» наведённой сейсмичности связывается как с изменением напряжённо-деформированного состояния каркаса горных пород, так и с изменением порового давления, определяющего, в свою очередь, изменение прочности среды. Изменение порового давления может быть «мгновенным» — обусловленным волной напряжений в каркасе, вызывающей сжатие (при увеличении нагрузки на дно водохранилища) или расширение (при уменьшении нагрузки) каркаса и, соответственно, уменьшение или увеличение порового пространства и, как следствие, увеличение или уменьшение порового давления. С этим механизмом связывают немедленный отклик наведённой сейсмичности, приходящийся на время максимального уровня воды в водохранилище. Задержанный отклик наведённой сейсмичности связывают с эффектом диффузии фронта воды или фронта давления воды на глубину или в стороны от водохранилища. Величина задержки в этой модели определяется скоростью диффузии и, соответственно, проницаемостью среды. Последняя сильно зависит от наличия и особенностей системы разломов в районе водохранилища и, как правило, не имеет оценок, независимых от данных о задержке сейсмического отклика.

Закономерности и механизмы наведённой сейсмичности проявляются, а значит, и могут быть исследованы как при заполнении водохранилища, так и при сезонных (годовых) колебаниях уровня воды, что определяет основные направления наших исследований. Наведённая сейсмичность, связанная так или иначе с влиянием флюида, является мощным инструментом для исследования как специальных проблем инициации сильных землетрясений в зонах крупных природных и техногенных воздействий, так и в решении фундаментальных задач развития физических представлений о закономерностях и природе сейсмического процесса в целом.

Несмотря на существенные успехи, достигнутые в исследовании афтершоковых процессов, выводы о той или иной связи параметров закона Омори с уровнем и особенностями напряжений в очаговой области главного события и даже заключение о самом факте наличия такой связи носят предположительный характер. Это является следствием того, что в натуральных условиях невозможно провести прямые измерения тензора напряжений, действующих в очаговой области, а косвенные сведения о величинах напряжений являются недостаточно надёжными. Роль флюида в переходных режимах афтершоковой и наведённой сейсмичности также содержит много неясных вопросов из-за отсутствия прямых наблюдений вариаций порового давления и потока флюида в натуральных условиях.

Глава 2. Методики первичного анализа сейсмических каталогов

Исследование проблемы физики переходных сейсмических режимов требует сопоставления их характеристик, полученных в различных областях и в различные интервалы времени. Существенную роль при этом играет учёт степени однородности исходных данных. Сети натуральных и лабораторных наблюдений обладают рядом свойств, определяющих качество получаемых данных. В первую очередь к этим свойствам относятся чувствительность и разрешающая способность сети. Чувствительность характеризуется представительной магнитудой — минимальной магнитудой событий, регистрируемых без пропусков в некоторой области пространства. Разрешающая способность определяется погрешностью координат, времени и магнитуды событий.

В сейсмологии перечисленные характеристики зависят, как известно, в первую очередь от плотности и геометрии системы сейсмических станций, сведениях о строении среды и информации о затухании сейсмических волн [Бурмин, 1995, 2019]. Все эти составляющие могут изменяться во времени по мере изменения свойств среды в процессе разрушения или уточнения знаний о строении региона, развития или деградации систем наблюдений. В результате этого однородность данных каталогов землетрясений может меняться во времени. Каталоги неоднородны по качеству и в пространстве, поскольку чувствительность и разрешение различаются внутри сети и на её периферии.

Как в мировой, так и в российской практике сейсмические сети (в отличие от других подобных приборов, например радиотелескопов) далеко не всегда, к сожалению, снабжены паспортами, содержащими информацию об их чувствительности и разрешающей способности, а тем более об изменении этих параметров во времени и пространстве. В связи с этим при анализе конкретного каталога приходится производить оценку его однородности, опираясь только на данные самого каталога. В настоящем разделе описаны методики, разработанные на основе известных статистических результатов, для оценки однородности каталогов землетрясений (при натуральных исследованиях) и акустических событий (при лабораторном моделировании). Методики представлены в сейсмологической терминологии, но они без каких-либо изменений применимы и к каталогам акустических событий.

2.1. Формирование базы данных

База данных является основным источником для всего цикла исследований. Использование современных СУБД позволяет значительно облегчить манипуляции с данными, обеспечивает унификацию набора актуальных сведений о землетрясениях, даёт возможность реализовать простой доступ пользователей к исходным данным. В качестве СУБД для сейсмических каталогов может быть использована MS Access. Эта СУБД легко доступна

и широко распространена, а по своей производительности достаточна для хранения данных каталогов, содержащих первые миллионы записей.

Основой для базы данных являются региональные и оперативные каталоги землетрясений, как правило — регулярно пополняемые их составителями (сейсмическими агентствами). Помимо стандартных операций селекции и экспорта в формат ASCII частей каталога на основании задаваемых пользователем ограничений (интервал времени, широты, долготы, глубины, энергетического класса и др.) разработанные нами функции баз данных позволяют осуществлять следующие операции:

1. Пополнение базы вновь поступающими данными.
2. Контроль нарушений формата исходных данных, контроль корректности параметров землетрясений, отыскание дублированных записей.
3. Приведение при необходимости энергетических параметров землетрясений к единой шкале.
4. Идентификация и маркировка афтершоков, формирование таблицы параметров афтершоковых последовательностей.
5. Выборка и экспорт в ASCII афтершоковых последовательностей для заданных главных событий.

Пополнение базы вновь поступающими данными. Часто данные региональных каталогов поступают по электронной почте или через Интернет в виде таблиц в формате ASCII. При вводе данных БД требует от пользователя задать формат исходных данных стандартными средствами СУБД и указать имя исходного файла.

Контроль нарушений формата исходных данных, контроль корректности параметров землетрясений, отыскание дублированных записей. Контроль корректности исходных данных осуществляется посредством задания допустимого интервала их значений (например, для месяца этот диапазон — от 1 до 12). В случае обнаружения некорректных данных соответствующая запись копируется в специальную таблицу ошибок, а пользователю предлагается внести исправления в основную таблицу.

Идентификация дублей (двух записей, относящихся к одному и тому же событию) производится посредством задания минимальной меры близости значений времени, координат и энергетического класса событий, при которой записи считаются различными. В случае обнаружения дублей одна из «идентичных» записей сохраняется в основной таблице, а остальные перемещаются в специальную таблицу дублей.

Приведение энергетических параметров к единой шкале. При необходимости приведение осуществляется к величине выбранной магнитуды по заданным зависимостям между магнитудами.

Идентификация и маркировка афтершоков, формирование таблицы параметров афтершоковых последовательностей. Для выделения афтершоков реализован алгоритм, предложенный в [Молчан, Дмитриева, 1991; 1993; Молчан и др., 1996]. Согласно этому алгоритму афтершоковая область в проекции на поверхность Земли аппроксимируется эллипсом. В соответствующую таблицу БД заносится следующая информация: сведения о главном событии, положение центра эллипса афтершоков и его

смещение относительно главного события, длительность афтершоковой последовательности, ориентация (азимут) главной оси эллипса, величины полуосей эллипса, параметры пространственно-временного распределения афтершоков (двумерного гауссовского распределения на плоскости и распределения по закону Омори во времени). Главные события, их афтершоки и фоновые события идентифицируются в специальном поле, что позволяет легко селектировать данные. Кроме того, каждому афтершоку приписывается идентификатор соответствующего главного события, что позволяет осуществлять выборку афтершоковых последовательностей для заданного главного события.

2.2. Методика идентификации афтершоков

Афтершоковые последовательности являются локальными аномалиями сейсмичности и по своим характеристикам значительно отличаются от фонового режима. Соответственно, оценки параметров сейсмического режима существенно зависят от степени декластеризации каталога [Van Stiphout, 2011]. При оценке физических параметров сейсмического режима афтершоковые последовательности следует рассматривать отдельно от фоновой сейсмичности, что определяет задачу разработки методики идентификации афтершоков. Известны различные подходы к решению этой задачи (см. [Баранов, Шебалин, 2017]). Нами был выбран алгоритм Молчана — Дмитриевой [Молчан, Дмитриева, 1991; 1993; Molchan, Dmitrieva, 1992; Молчан и др., 1996], который был незначительно модифицирован и запрограммирован [Смирнов, 2009]. Программный код распространяется нами свободно, что, по мнению авторов [Баранов, Шебалин, 2017], способствует широкому использованию метода Молчана — Дмитриевой в России.

Процедура идентификации афтершоков сводится к построению дискриминантной функции, позволяющей отнести каждое землетрясение к одному из двух классов: афтершок или фоновое событие. Построение этой функции определяется теми представлениями об афтершоковых последовательностях, которые, собственно, позволяют идентифицировать их как таковые. Заметим, что задача эта не тривиальна, поскольку не тривиально различие между афтершоком и фоновым событием с физической точки зрения. В связи с этим все процедуры идентификации афтершоков опираются на статистические закономерности афтершоковых последовательностей, главные из которых заключаются в пространственно-временной локализации афтершоков в окрестности главного события.

В алгоритме Молчана — Дмитриевой отличие афтершоковой последовательности от потока фоновых землетрясений определяется различием функций распределения потоков событий во времени и пространстве. Постулируется, что фоновые события представляют собой пуассоновский поток с равномерной функцией плотности распределения вероятности. Для афтершоковой последовательности принимается двумерная гауссовская функция плотности распределения эпицентров на поверхности Земли (соответственно, глубины афтершоков не рассматриваются) и степенная функция распределения во времени (закон Омори). Параметры этих распреде-

лений оцениваются итерационно по мере выделения афтершоков. Двумерное гауссовское распределение характеризуется тремя параметрами: двумя дисперсиями и коэффициентом корреляции. На плоскости (поверхности Земли) это распределение определяет эллипс, характеризующийся определённой вероятностью попадания афтершоков внутрь него. Полуоси эллипса пропорциональны корням из дисперсий распределения, ориентация эллипса также может быть рассчитана по параметрам распределения.

В качестве критерия классификации — отнесения события к группе фоновых или афтершоков — используется требование равенства вероятностей ошибок классификации: отнесения истинного афтершока к фоновым событиям и включения истинного фонового события в группу афтершоков. Тем самым минимизируется суммарное количество ошибок классификации и достигается равенство математического ожидания количества афтершоков его истинному значению.

Оригинальный алгоритм Молчана — Дмитриевой рассчитан на работу с двумерным множеством точек — он не учитывает глубины землетрясений. Такой подход оправдан, когда мощность сейсмогенного слоя сравнима с размерами афтершоковых областей. В других случаях необходимо учитывать и глубину землетрясений. Нами был реализован простейший вариант решения этой задачи. Сначала стандартным образом (без учёта глубин) идентифицируются афтершоки, а затем из этого множества событий «вырезается» по глубине слой, центр которого определялся глубиной гипоцентра главного события, а толщина — размером афтершоковой области. Отношение горизонтального размера очага l_x землетрясения к вертикальному l_z по известным статистическим сводкам колеблется в диапазоне от 30 до 1 (в зависимости от магнитуды и типа очага) [Шебалин, 1971; Соболев, 1993]. Предполагая, что это соотношение справедливо и для афтершоковых областей, мы приняли для толщины слоя афтершоков верхнюю границу указанного диапазона, положив $l_z = l_x$. В качестве оценки горизонтального размера области афтершоков был выбран максимальный размер афтершокового эллипса (удвоенное значение большей полуоси) L_x , включающего в себя 95 % афтершоков. К окончательным афтершокам относятся те из событий, глубина которых отличалась от глубины основного толчка не более чем на $L_x/2$.

Приведём описание процедуры идентификации афтершоков Молчана — Дмитриевой [Молчан, Дмитриева, 1991; 1993; Молчан и др., 1996] и её реализации, следуя [Смирнов, 2009]. Краткое описание можно найти в [Баранов, Шебалин, 2017].

Обозначим через A_b и A_a пространственно-временные плотности потоков фоновых событий и афтершоков соответственно. Тогда согласно принятой модели:

$$A_b(x, y, t) = \lambda; \quad (2.1)$$

$$A_a(x, y, t) = Ap(x, y)f(t); \quad (2.2)$$

где

$$p(x, y) = \frac{1}{\|P\|} \exp\left(-\frac{R^2(x, y)}{2}\right), \quad (2.3)$$

$$\|P\| = 2\pi\sigma_x\sigma_y\sqrt{1-\rho^2},$$

$$R^2(x, y) = \frac{1}{(1-\rho^2)}\left(\frac{(x-x^*)^2}{\sigma_x^2} - \frac{2\rho(x-x^*)(y-y^*)}{\sigma_x\sigma_y} + \frac{(y-y^*)^2}{\sigma_y^2}\right);$$

$$f(t) = \frac{\theta-1}{t_0}\left(\frac{t}{t_0}\right)^{-\theta}. \quad (2.4)$$

Функция $p(x, y)$ представляет собой функцию плотности двумерного гауссовского распределения на плоскости (x, y) , которой аппроксимируется облако афтершоков; соответственно, x^* и y^* — средние значения, σ_x^2 и σ_y^2 — дисперсии, ρ — коэффициент корреляции координат афтершоков. Функция $f(t)$ описывает степенной спад афтершоковой активности, известный как закон Омори, θ — параметр Омори в интервале времени $t \geq t_0$.

Дискриминантная функция, идентифицирующая событие (x, y, t) как афтершок, имеет вид:

$$\frac{1}{2}R^2(x, y) + \theta \ln \frac{t}{t_0} < C. \quad (2.5)$$

Порог C определяется уравнением:

$$C + \ln\left(1 - \frac{C/\theta}{\exp(C/\theta)-1}\right) = C_0 - \ln \theta, \quad (2.6)$$

где $C_0 = \ln\left(\frac{\theta-1}{2} \frac{\Lambda_a}{\Lambda_b}\right)$ (для минимаксного принципа).

Процедура идентификации афтершоков

1. *Выбор событий, рассматриваемых как возможные главные события.* В качестве «кандидатов» в главные события выбираются события с магнитудой выше заданной. Эта магнитуда задаётся пользователем, разумно выбирать её на 1–2 единицы больше представительной для данного каталога магнитуды (поскольку афтершоки, как правило, на 1–2 единицы слабее главного события). Список «кандидатов» в главные события сортируется по убыванию магнитуды, и последующие шаги применяются ко всем «кандидатам» последовательно, начиная с самого сильного.

2. *Выделение так называемых первичных афтершоков.* Под первичными афтершоками понимаются все события, попадающие в заданное пространственно-временное окно вокруг тестируемого «кандидата» в главные события. Размеры окна выбираются в зависимости от размера очага тестируемого в данный момент главного события на основании обобщения литературных данных о параметрах оконных алгоритмов идентификации

афтершоков. Нами были приняты следующие формулы для расчёта радиуса окна в пространстве и его длительности во времени (после главного события с энергией E_0 и размером очага l_0):

$$R_{max} = 3.5l_0 = 3.5 \cdot 10^{\frac{1}{3}(\lg E_0 - 11)}, \quad (2.7)$$

$$T_{max} = \begin{cases} 10^{0.17 \lg E_0 - 1.8}, & \text{если } E_0 \geq 14.5 \text{ Дж} \\ 10^{0.033 \lg E_0 + 0.19}, & \text{если } E_0 < 14.5 \text{ Дж} \end{cases} \quad (2.8)$$

Значения R_{max} и T_{max} дополнительно ограничиваются сверху значениями 1000 км и 1 год соответственно.

3. *Проверка гипотезы о превышении величины потока выделенных первичных афтершоков фонового значения потока в области $R_{max} \times T_{max}$ вокруг тестируемого «кандидата» в главные события.* Если поток первичных афтершоков на выбранном уровне значимости превышает значение фонового потока, то рассматриваемый «кандидат» переводится в категорию истинного главного события (т. е. принимается, что у этого «кандидата» действительно имеется афтершоковая последовательность). В противном случае «кандидат» относится к категории фоновых событий, и процедура идентификации афтершоков переходит к следующему по списку «кандидату» в главные события.

Проверка осуществляется следующим образом. В качестве нулевой гипотезы H_0 принимается гипотеза о том, что поток в рассматриваемой области $R_{max} \times T_{max}$ является пуассоновским потоком с параметром, определяемым фоновой плотностью событий: $\Lambda_b \cdot \pi R_{max}^2 \cdot T_{max}$. Затем отыскивается правый квантиль пуассоновского распределения с этим параметром, отвечающий выбранному уровню значимости α — количество событий N_b такое, что пуассоновская вероятность $Pr(n > N_p) = \alpha$. Если количество первичных афтершоков $N_p > N_b$, то делается заключение, что обнаруженное количество первичных афтершоков N_p нельзя (на выбранном уровне значимости) объяснить случайными вариациями фоновой сейсмичности и, соответственно, тестируемый «кандидат» в главные события действительно сопровождается афтершоковой последовательностью. Величина уровня значимости α была выбрана равной 0.02.

Описанная процедура эквивалентна стандартной для проверки гипотез процедуре проверки условия $Pr(n \geq N_p) < \alpha$ (в случае его выполнения нулевая гипотеза отклоняется). Но когда наблюденное количество событий N_p значительно превосходит среднее количество фоновых событий (равное параметру распределения Пуассона $\Lambda_b \cdot \pi R_{max}^2 \cdot T_{max}$), вероятность $Pr(n \geq N_p)$ оказывается очень маленькой, и для её корректной оценки нужно применять специальные вычислительные приёмы. Используемая нами процедура свободна от этой трудности.

4. *Итерационная идентификация афтершоков среди набора первичных афтершоков.* По набору выделенных первичных афтершоков по формулам (2.2) и (2.3) оцениваются параметры аппроксимации пространственно-временного распределения афтершоков, и по формуле (2.6) вычисляется порог дискриминации C . Затем для каждого из первичных афтершоков

проверяется условие (2.5), и события, удовлетворяющие ему, помечаются. В соответствии с этим пересчитывается значение пространственно-временной плотности потока фоновых событий A_b (помеченные как афтершоки события исключаются из общего потока). Далее процедура повторяется: по набору помеченных афтершоков по формулам (2.2) и (2.3) оцениваются параметры распределения, по формуле (2.6) рассчитывается порог, по формуле (2.5) осуществляется дискриминация «афтершок — фоновое событие» и снова пересчитывается плотность A_b . Эти итерации прекращаются, когда количество событий, помеченных как афтершоки, перестаёт изменяться от шага к шагу. Как правило, процедура сходится после 3–5 итераций. На практике было обнаружено, что в некоторых случаях при специфической конфигурации афтершоковой области — когда она состоит из двух разделённых между собою областей (это бывает, например, для сильнейших землетрясений, когда афтершоки оказываются приурочены к противоположным концам очага) — итерационная процедура входит в автоколебательный режим, «перескакивая» от одной области к другой. Для исключения подобных эффектов нами введена соответствующая проверка и ограничение на максимальное количество итераций.

2.3. Методика оценки представительной магнитуды

В основу подходов оценки представительной магнитуды закладывается положение о степенной форме распределения землетрясений по энергиям, в этом случае график повторяемости линеен (см., например, работы [Wiemer, Wyss, 2000; Mignan, Woessner, 2012] и ссылки в них). Если же часть землетрясений оказывается пропущенной, точки для соответствующих магнитуд будут лежать ниже прямой повторяемости, что определяет известное явление «загиба» графика повторяемости на малых магнитудах. Следовательно, вопрос об отыскании представительной магнитуды в статистическом отношении сводится к решению вопроса о соответствии наблюдаемого распределения землетрясений по энергиям степенному распределению. В такой постановке статистическая задача была сформулирована и решена в [Писаренко, 1989; Садовский, Писаренко, 1991]. В этих работах дано строгое статистическое решение проблемы, позволяющее автоматизировать всю процедуру анализа, задав лишь уровень значимости для проверки соответствующих гипотез. Эта процедура была реализована нами в виде самостоятельного программного продукта, распространяемого свободно. Оценки осуществляются в пространственно-временных ячейках, скользящих по пространству-времени с заданным пользователем шагом, что позволяет получать информацию о вариациях представительной магнитуды в пространстве и во времени. Результаты расчётов сохраняются в текстовом файле для дальнейшего визуального представления и более глубокого анализа.

Приведём описание процедуры оценки представительной магнитуды [Писаренко, 1989; Садовский, Писаренко, 1991], следуя [Смирнов, 2009]. Сопоставление результатов статистического оценивания с результатами расчёта представительной магнитуды по данным об эффективной

чувствительности сети сейсмических станций можно найти в [Смирнов, Габсатарова, 2000].

На рисунке 2.1 представлена блок-схема алгоритма, используемого для оценки представительной магнитуды. Все оценки строятся на основе гистограмм распределения землетрясений по магнитуде в диапазоне от M_{min} до M_{max} , размер ячейки гистограммы ΔM задаётся пользователем. Задача заключается в отыскании минимального значения M_{min} , при котором график повторяемости в области $M \geq M_{min}$ линейен. Для решения этой задачи перебираются все возрастающие значения M_{min} . Шаг перебора δM_{min} должен быть соизмерим с погрешностью оценки магнитуды в каталоге; мы приняли, что $\delta M_{min} = 0.1$. Стартовое значение $M_{min} = M_{min0}$ может быть достаточно произвольным, но не превосходящим магнитуды M_0 , отвечающей максимуму гистограммы распределения (с учётом погрешностей оценки гистограммы). Мы выбирали стартовое значение M_{min0} равным максимальному значению M , для которого справедливы следующие условия:

$$M < M_0 \text{ и } N(M_0) - N(M) \leq \Delta N(M_0) + \Delta N(M),$$

где $N(M)$ — количество событий в ячейке гистограммы, $\Delta N(M) = \sqrt{N(M)}$ — его погрешность.

На первом шаге проверяется гипотеза о прямолинейности эмпирического графика повторяемости. Эта проверка основана на проверке гипотезы о согласии эмпирического распределения землетрясений по магнитудам, представленного гистограммой, с теоретическим распределением, отвечающим закону Гутенберга — Рихтера. Для проверки гипотезы применяются методы теории информации. Эти методы более устойчивы, чем «стандартный» критерий Пирсона. Если гипотеза о согласии на выбранном уровне значимости принимается, то M_{min} является искомой оценкой представительной магнитуды. В этом случае процедура завершается, и соответствующие параметры выводятся в файл.

Отклонение графика повторяемости от прямой линии может быть обусловлено как «загибом» на младших магнитудах (не представительностью данных), так и иметь природное происхождение. Вопрос о характере криволинейности графика повторяемости решается на следующем шаге процедуры. Для этого сначала методом максимального правдоподобия оцениваются параметры закона повторяемости (наклон графика повторяемости и сейсмическая активность) в области $M \geq M_{min} + \Delta M$. По этим параметрам рассчитывается количество событий N_T в диапазоне $[M_{min}, M_{min} + \Delta M]$ (т. е. прямая графика повторяемости экстраполируется до M_{min}), и это «теоретическое» количество событий сравнивается с наблюдаемым количеством землетрясений $N_H(M_{min})$. Проверка условия $N_H(M_{min}) < N_T$ осуществляется статистически, на выбранном уровне значимости. Если оказывается, что $N_H(M_{min}) < N_T$, то в качестве причины отклонения графика повторяемости от прямой принимается непредставительность событий магнитуды M_{min} . В этом случае величина M_{min} увеличивается на δM_{min} , и вся процедура повторяется. Если условие $N_H(M_{min}) < N_T$ статистически не выполняется, то принимается гипотеза о натурной природе криволинейности графика повторяемости. В этом



Рис. 2.1. Блок-схема алгоритма оценки представительной магнитуды по данным каталога землетрясений. Пояснения в тексте.

случае выполнение процедуры прекращается, и соответствующая пометка вносится в выходной файл.

Ниже приводятся основные расчётные формулы согласно [Писаренко, 1989].

Оценка максимального правдоподобия для параметров закона повторяемости. Закон повторяемости принимается в форме:

$$\lg N_j = \lg A - bj\Delta M, j = 0, \dots, n;$$

где N_j — число землетрясений с магнитудой из интервала $[\tilde{M} - \Delta M(j - 1/2), \tilde{M} + \Delta M(j - 1/2)]$, произошедших за время T в объёме V ; \tilde{M} — магнитуда, отвечающая началу отсчёта при построении гистограммы. В этом случае ОМП \hat{A} и \hat{b} для параметров A и b находятся из системы уравнений

$$\begin{cases} Q_0 - \hat{A}\phi(\hat{b}) = 0 \\ \Delta M \ln(10)Q_1 + \phi'(\hat{b}) = 0 \end{cases}, \quad (2.9)$$

где введены следующие обозначения:

$$Q_0 = \sum_{j=0}^n N_j, Q_1 = \sum_{j=0}^n jN_j, \phi(b) = \sum_{j=0}^n 10^{-jb\Delta M},$$

и, соответственно,

$$\phi' = -\Delta M \ln(10) \sum_{j=0}^n j10^{-jb\Delta M}, \phi'' = (\Delta M \ln(10))^2 \sum_{j=0}^n j^2 10^{-jb\Delta M}.$$

Наблюдаемые данные входят в (2.9) только в виде двух статистик: Q_0 (полное число землетрясений) и Q_1 . Если обозначить $x = 10^{-b\Delta M}$, то ϕ и её производные будут полиномами от x , а второе уравнение системы (2.9) перейдёт в полиномиальное уравнение для x (в уравнение правдоподобия):

$$\sum_{j=0}^n \left(j - \frac{Q_1}{Q_0}\right) x^j = 0. \quad (2.10)$$

Уравнение (2.10) имеет единственное решение \hat{x} в интервале $0 < \hat{x} < 1$ при условиях $N_r < Q_0$ и $Q_1 < (r + n/2)Q_0$ (первое условие означает, что все события не попали в единственную ячейку гистограммы, второе исключает случай $b \approx 0$). Это решение легко отыскивается стандартными численными методами. Оно даёт оценку $\hat{b} = -\lg \hat{x} / \Delta M$. Подставляя теперь эту оценку в первое уравнение (2.1), получим $\hat{A} = Q_0 / \phi(\hat{b})$. При необходимости величина \hat{A} может быть нормирована на интервал времени T и объём пространства V .

Корреляционная матрица оценок \hat{b} и \hat{A} имеет вид:

$$B = \frac{1}{\det B} \begin{pmatrix} A\phi''(b) & -\phi'(b) \\ -\phi'(b) & \phi(b)/A \end{pmatrix},$$

где $\det B = \phi(b)\phi''(b) - (\phi'(b))^2$. Отсюда получаем выражения для дисперсий и ковариации оценок \hat{b} и \hat{A} (заметим, что оценки \hat{b} и \hat{A} , как и следовало ожидать, не являются независимыми):

$$\text{Var}\hat{A} = \frac{A\phi''(b)}{\det B};$$

$$\text{Var}\hat{b} = \frac{\phi(b)}{A \det B};$$

$$\text{Cov}(\hat{A}, \hat{b}) = -\frac{\phi'(b)}{\det B}.$$

Проверка прямолинейности графика повторяемости. Обозначим гипотезу прямолинейности графика закона повторяемости через H_1 , а альтернативную, конкурирующую гипотезу, — через H_2 . В качестве меры отклонения гипотезы H_2 от гипотезы H_1 используем среднюю информацию от одного наблюдения в пользу гипотезы H_2 против гипотезы H_1 :

$$\hat{I} = \sum_{j=0}^n p_j \ln \frac{p_j}{\pi_j},$$

где $p_j = N_j/Q_0$ — наблюдаемые частоты попадания значений магнитуд в j -ю ячейку; $\pi_j = x^j/\phi(\hat{b})$ — частоты, отвечающие закону Гутенберга — Рихтера с параметром \hat{b} . Можно показать, что $\hat{I} \geq 0$, и равенство нулю достигается только при полном совпадении гипотез H_1 и H_2 . Статистика \hat{I} имеет систематическое смещение, устранив которое получим окончательную меру расхождения гипотез H_1 и H_2 :

$$I = \hat{I} - \frac{n-1}{2Q_0}.$$

Асимптотическая дисперсия величины I оценивается как:

$$\text{Var}I \approx \frac{2I}{Q_0} + \frac{n-1}{2Q_0^2}.$$

Используя эти выражения, проверяем стандартным образом справедливость гипотезы $I = 0$ (линейный график повторяемости) против гипотезы $I > 0$ на выбранном уровне значимости α .

Уровень значимости выбирается с учётом известной в практике проверки гипотез рекомендацией выбирать уровень значимости сообразно с объёмом имеющихся статистических данных. В нашем случае степень значимости отклонения I от нуля определяется не только степенью расхождения гипотез H_1 и H_2 , но и погрешностью оценки гистограммы N_j , которая, в свою очередь, зависит от соотношения полного числа событий Q_0 и детальности гистограммы — величины n . Действительно, по точкам нелинейной (в логарифмическом масштабе) гистограммы с большими погрешностями легче провести прямую, чем по точкам той же самой гистограммы, но с меньшими погрешностями. Поэтому при проверке гипотезы для каждой конкретной гистограммы мы выбираем свой уровень значимости, зависящий от Q_0

и n . Выбранный уровень значимости включается в набор параметров процедуры оценки представительной магнитуды и может рассматриваться как характеристика надёжности этой оценки.

Проверка представительности регистрации слабых землетрясений.

Пусть, как и прежде, магнитуды землетрясений сгруппированы по $n + 1$ ячейкам, числа землетрясений, попавших в эти ячейки, составляют набор (N_0, \dots, N_n) , и младшая магнитуда — это M_0 . Числа N_j для $j > 0$ рассматриваются как независимые пуассоновские величины с параметрами λ_j . Для $j = 0$ положим, что каждое землетрясение с магнитудой M_0 регистрируется данной сейсмической сетью с вероятностью p , а с вероятностью $1 - p$ такое событие пропускается. В таком случае N_0 также является пуассоновской величиной, но с параметром $p\lambda_0$. Если $p = 1$, то регистрация M_0 представительна, если $p < 1$, то нет.

Для решения вопроса о представительности регистрации слабых землетрясений строится ОМП для p и затем проверяется гипотеза об отличии этой оценки от единицы. ОМП для p определяется отношением наблюдаемой величины N_r к прогнозу числа землетрясений с магнитудой M_0 , построенному по старшим магнитудам M_1, \dots, M_n .

Обозначим ОМП параметров закона повторяемости A и b , полученным по статистике (N_1, \dots, N_n) через \tilde{A} и \tilde{b} , и пусть $\tilde{x} = 10^{-\tilde{b}\Delta M}$. Величина \tilde{x} (а вместе с ней и величина \tilde{b}) является решением уравнения правдоподобия по статистике (N_1, \dots, N_n) :

$$\sum_{j=1}^n \left(j - \frac{\tilde{Q}_1}{Q_0 - N_0} \right) x^{j-1} = 0, \text{ где } \tilde{Q}_1 = \sum_{j=1}^n j N_j.$$

Для \tilde{A} имеем: $\tilde{A} = (Q_0 - N_0)/\psi_0$ (ψ_0 определена ниже).

ОМП для p имеет вид:

$$\hat{p} = \frac{N_0}{\tilde{A}} = \frac{N_0 \psi_0}{Q_0 - N_0},$$

а её асимптотическая дисперсия оценивается как:

$$\text{Var} \hat{p} = \frac{N_r \psi_0^2}{(Q_0 - N_r)^2} + \frac{N_r^2 \psi_0^3 \psi_2}{(Q_0 - N_r)^3 (\psi_0 \psi_2 - \psi_1^2)},$$

где $\psi_k = \sum_{j=1}^n j^k \tilde{x}^j$, $k = 0, 1, 2$.

Зная \tilde{p} и $\text{Var} \tilde{p}$, можно проверить гипотезу H_0 о представительной регистрации землетрясений с магнитудой M_0 : $p = 1$. Для этого нужно сравнить величину $t = (1 - \tilde{p})/\sqrt{\text{Var} \tilde{p}}$ с квантилем распределения Стьюдента $t_0(\alpha)$ для выбранного уровня значимости α : если $t \geq t_0$, то гипотеза H_0 отвергается.

2.4. Методика унификации шкалы магнитуд

Унификация шкалы магнитуд — приведение магнитуд для всех землетрясений каталога к выбранной шкале — осуществляется обычно на основании эмпирических соотношений между различными типами магнитуд, представленных в каталоге. Эти соотношения могут быть взяты из литературных источников (это могут быть либо «среднемировые» соотношения, либо, если таковые известны, региональные соотношения) или построены непосредственно по данным каталога, если в нём для одних и тех же землетрясений приведены магнитуды различных типов. Возможно также построение региональных соотношений путём сопоставления данных регионального каталога с данными каталогов мировых агентств.

2.4.1. Сопоставление данных двух каталогов

Для сопоставления данных двух каталогов из них выбираются записи, отвечающие одним и тем же землетрясениям. Отбор осуществляется по формальному признаку: разность времён событий и координат их гипоцентров не должны превосходить выбранных порогов: Δt и ΔR соответственно. Для подбора подходящих порогов полезно представить зависимость количества событий N , удовлетворяющих этому условию, от величин порогов и отыскивать диапазон значений Δt и ΔR , в котором величина N практически постоянна. Эту величину N разумно принять за истинное количество событий, о которых имеются сведения и в сравниваемых каталогах. При слишком малых значениях Δt или ΔR количество формально выделенных событий меньше истинного из-за потери части событий с большим расхождением времён и координат, приведённых в каталогах. При слишком больших значениях Δt или ΔR это количество больше истинного из-за отождествления формальной процедурой фактически различных событий. Подробно соответствующая процедура описана в [Смирнов, 2009].

2.4.2. Отыскание связи между магнитудными шкалами

С точки зрения статистики отыскание связи между двумя различными магнитудными шкалами по выборке (каталогу) конечного размера относится к классу задач отыскания функциональных зависимостей [Кендалл, Стьюарт, 1973]. В общем виде для двух переменных m_1 и m_2 задача заключается в получении оценок параметров a и b , входящих в априорно известное соотношение между m_1 и m_2 : $f(m_1, m_2; a, b) = 0$. Считая в нашем случае это соотношение линейным, придём к задаче отыскания коэффициентов в соотношении

$$m_2 = am_1 + b. \quad (2.11)$$

Вместо величин m_1 и m_2 известны, однако, только их значения с погрешностями: $x = m_1 + \delta$ и $y = m_2 + \varepsilon$. Подставляя это в (2.11), получим так называемое структурное соотношение

$$y = ax + b + (\varepsilon - a\delta). \quad (2.12)$$

Для отыскания коэффициентов a и b в (2.11) или (2.12) часто используют линейную регрессию y по x . Такое решение, однако, в данном случае является не самым удачным [Кендалл, Стьюарт, 1973]. Регрессионная модель предусматривает анализ среднего значения зависимой переменной y от точного значения независимой переменной x , не подверженной ошибкам. Соответственно, для исследователя, использующего линейную регрессию, переменные x и y принципиально различны: переменная x — априорно точно заданная, реперная величина, а переменная y — среднее значение случайной величины, поставленной x в соответствие. В нашем случае ситуация иная: обе магнитудные шкалы совершенно равнозначны, значения магнитуд m_1 и m_2 известны с примерно одинаковыми погрешностями, а расчёт m_2 по m_1 ничем не лучше расчёта m_1 по m_2 .

Корректная оценка параметров структурного соотношения (2.12) может быть построена методом максимального правдоподобия, или ортогональной регрессии [Кендалл, Стьюарт, 1973]. Описание деталей реализованной нами процедуры можно найти в [Смирнов, 2009].

2.4.3. Соотношения между магнитудой и размером очага

В качестве основы для отыскания связи магнитуды с физическими параметрами очага мы используем два статистических соотношения [Садовский и др., 1983; Гусев, Мельникова, 1990]:

$$\lg E \text{ (Дж)} = 3 \lg l \text{ (км)} + 11 \quad (2.13)$$

и

$$\lg l \text{ (км)} = \frac{1}{3} \lg M_0 \text{ (H} \cdot \text{м)} - 5.07, \quad (2.14)$$

где E — энергия, M_0 — сейсмический момент землетрясения. Размер очага l в (2.13) авторами [Садовский и др., 1983] рассматривается как корень из его площади S . Соответственно, мы взяли из [Гусев, Мельникова, 1990] зависимость S от M_0 и положили $l = \sqrt{S}$. Соотношения (2.13) и (2.14) отвечают самоподобной модели очага землетрясения [Earthquakes ..., 2006]. Исключая l из (2.13) и (2.14), получим соотношение между E и M_0 : $E = 6.2 \cdot 10^{-5} \cdot M_0$. Полагая, что $E/M_0 = \Delta\sigma/2\mu$, найдём отношение сброшенного напряжения $\Delta\sigma$ к жёсткости μ : $\Delta\sigma/\mu = 1.2 \cdot 10^{-4}$. Эта величина прекрасно согласуется с независимой оценкой $(1.13 \pm 0.72) \cdot 10^{-4}$ этого отношения из [Голицын, 2001]. При $\mu = 3 \cdot 10^{10}$ Па получаем $\Delta\sigma = 3.6$ МПа, что совпадает с серединой интервала известных значений сброшенных напряжений. Таким образом, соотношения (2.13) и (2.14), полученные независимо разными авторами, можно считать взаимно согласованными.

Отметим, что соотношения (2.13) и (2.14) являются «среднемировыми» и не учитывают возможных региональных особенностей. Они также не учитывают возможное различие соотношения геометрических и энергетиче-

ских характеристик для очагов различного типа [Wells, Coppersmith, 1994]. Соответствующие поправки могут быть введены, если имеются надёжные региональные соотношения.

Информация о связи конкретной локальной магнитуды с размером очага часто отсутствует. В таких ситуациях для её отыскания наиболее эффективно по нашему опыту сопоставление региональных данных с данными Гарвардского каталога центроид-моментов, отыскание связи локальной магнитуды с сейсмическим моментом и, затем, использование связи момента с размером очага (2.14).

При наличии региональной информации о связи магнитуды с размером очага эту информацию всё равно полезно сопоставить с оценками, получаемыми по приведённой выше методике. Полезны, конечно, консультации с авторами и составителями каталогов.

2.5. Погрешность локации

Погрешность локации землетрясений (погрешность определения координат гипоцентров) обычно оценивается составителями каталогов на основе данных о сходимости процедуры локации [Havskov, Ottemöller, 2010].

Распределение погрешности гипоцентрии в пространстве и во времени анализируется на основе соответствующих карт (в тех, разумеется, случаях, когда информация о погрешности гипоцентрии представлена в исходном каталоге).

В случае отсутствия сведений от составителя каталога о погрешности локации землетрясений оценку погрешности можно осуществить, опираясь на представления о фрактальной геометрии сейсмичности — статистической закономерности распределения землетрясений в пространстве (по аналогии с оценкой представительной магнитуды на основе закона Гутенберга — Рихтера — статистической закономерности распределения землетрясений по энергии). Такая методика была предложена нами в [Потанина и др., 2011] и протестирована посредством сопоставления с локацией калибровочных взрывов в [Смирнов и др., 2013].

Для фрактального множества точек расстояния между ними подчиняются, как известно, степенному распределению [Мандельброт, 2002; Федер, 1991]. Соответственно, график этого распределения в дважды логарифмическом масштабе должен быть прямолинейным. Для реальных объектов прямолинейность наблюдается в некотором диапазоне расстояний, известном как область скейлинга (в терминологии [Мандельброт, 2002] граничные значения области скейлинга называются внутренним и внешним порогами). Применительно к сейсмичности верхняя граница, как правило, обусловлена размером кластера событий или размером области, покрываемой каталогом, а нижняя — погрешностью локации землетрясений. Следовательно, оценивая нижнюю границу скейлинга, можно судить об эффективной точности локации.

Средняя величина погрешности, как правило, зависит от магнитуды землетрясений — она уменьшается с увеличением магнитуды. Такая зависимость отражает более высокую надёжность локации более сильных

событий вследствие более точного определения вступлений на сейсмограммах (большого отношения сигнал-шум) на большем количестве сейсмических станций. Наш опыт показывает, что на региональном уровне погрешность локации может меняться в полтора-два раза.

Заключение главы 2

Задача сопоставления оценок физических параметров процесса разрушения, полученных в различных областях пространства и на различных интервалах времени, требует контроля и учёта степени однородности исходных данных. Методики первичного анализа данных сейсмических и акустических каталогов позволяют осуществлять такой контроль даже в отсутствии априорной информации, опираясь только на данные каталога. Первичный анализ включает в себя формирование рабочей базы данных, контроль формата исходных данных, унификацию (при необходимости) энергетической шкалы, анализ представительности и однородности каталога, идентификацию афтершоков и некоторые другие служебные функции. Эффективность разработанной процедуры проверена на практике как нами, так и нашими коллегами, использующими разработанное нами открытое программное обеспечение.

Глава 3. Статистические и физические параметры сейсмического режима

Современные представления физики разрушения опираются на механику трещин и кинетику системы разномасштабных дефектов, находящихся в поле напряжений. Эти представления содержат ряд ключевых параметров (таких как долговечность материала в кинетической концепции прочности или критическая концентрация трещин в механике), которые определяют характер процесса разрушения. Оценить эти физические параметры применительно к сейсмогенному слою Земли можно по данным каталогов землетрясений, опираясь на представления о структуре сейсмичности.

Принципиальная проблема количественного сопоставления результатов сейсмической статистики с выводами физических теорий разрушения материалов заключается в несоответствии размеров их пространственных областей. Характерным пространственным размером в физике разрушения является размер разрушающейся области — размер очага землетрясения применительно к сейсмологии. Оценки сейсмической статистики относятся к областям, включающим множество очагов землетрясений и, соответственно, значительно превосходящим их по своим размерам. Следовательно, перенесение натуральных статистических оценок в теоретическую область является их экстраполяцией в шкале пространственных масштабов. Такая экстраполяция корректна только при адекватном учёте возможной зависимости оцениваемых величин от размера области (пространственного масштаба), для которой они оцениваются. Это обстоятельство известно как в экспериментальной, так и в теоретической физике разрушения неоднородных материалов. В настоящее время выработались достаточно надёжные представления о характере пространственной структуры сейсмичности, позволяющие, на наш взгляд, привести оценки сейсмической статистики к актуальным для физики разрушения масштабам.

В классической постановке задачи [Ризниченко, 1985] сопоставление статистических оценок параметров сейсмичности, полученных на различных масштабах, осуществляется лишь с учётом закона Гутенберга — Рихтера, т. е. только с учётом степенной функции распределения сейсмических очагов по их размерам. Распределение землетрясений в пространстве и во времени считается при этом равномерным в пределах, используемых для оценок «элементарных» пространственно-временных ячеек. Грубость такого подхода понятна, поскольку по крайней мере пространственная неоднородность сейсмичности вполне очевидна. Эта грубость сопоставления часто приводит к появлению так называемого масштабного эффекта и, фактически, даёт возможность только качественно сопоставлять статистические результаты на сильно различающихся масштабах (в частности, натуральных и лабораторных).

Исследования последних десятилетий позволяют достаточно уверенно говорить ещё об одной статистической закономерности сейсмического режима — о статистическом самоподобии сейсмичности в пространстве, о фрактальности её геометрической структуры. Для фрактальных объектов

характерна зависимость их средней плотности от масштаба осреднения, именно эта зависимость объясняет многие «масштабные эффекты», возникающие в различных отраслях естествознания при переносе оценок с одного масштаба на другой. В настоящее время разработаны методики (в том числе авторами), позволяющие учесть фрактальную пространственную неоднородность сейсмичности при получении оценок двух принципиальных параметров процесса разрушения [Смирнов, 2003; Смирнов, Завьялов, 1996].

Первый из них — среднее время между двумя последовательными разрушениями одной и той же области среды. В механике трещин оно определяется временем, в течение которого одна или несколько соседних трещин приходят к неустойчивому состоянию. Обычно принимают, что это время определяется скоростью роста напряжений, пределом прочности среды и степенью взаимного влияния трещин. В рамках кинетической концепции прочности этот параметр называется долговечностью, или длительной прочностью. Его величина определяется приложенными напряжениями и структурно-чувствительным параметром, зависящим, в частности, от дефектности среды. Независимо от физической интерпретации (механической или кинетической) указанный параметр определяет длительность цикла разрушения (в сейсмологии — сейсмического цикла) и характеризует интенсивность процесса разрушения как функцию напряжений и структуры среды. Теоретические представления допускают зависимость этого параметра от масштаба разрушения, однако вопрос о характере этой зависимости, как и о самом её наличии применительно к сейсмогенному слою Земли, является в настоящее время открытым.

Второй из физических параметров известен как критическая концентрация сейсмогенных разрывов, трещин или других дефектов среды — концентраторов напряжений. Он обусловлен взаимодействием дефектов вследствие перекрытия искажённых ими полей напряжений. В рамках механики трещин в простейшем случае двух трещин одинакового размера, расположенных на одной прямой, этот параметр определяется соотношением расстояния между трещинами и их размером. Система таких трещин теряет устойчивость в поле напряжений, когда расстояние между их серединами примерно вдвое превосходит длину трещины (т. е. когда расстояние между краями трещин примерно равно их размеру) [Scholz, 2019].

В случае более сложной разномасштабной системы трещин, ориентированных под разными углами друг к другу, теоретические оценки критической концентрации трещин значительно усложняются, но этот параметр по-прежнему отражает степень взаимодействия дефектов среды в поле напряжений. С позиций представлений о лавинно-неустойчивом трещинообразовании в пределах цикла разрушения определённого ранга концентрация дефектов меньших рангов увеличивается (соответственно, расстояние между ними уменьшается), и при достижении критической величины происходит акт разрушения, завершающий цикл (см. монографию [Завьялов, 2006] и ссылки в ней). С позиций кинетической концепции разрушения увеличение концентрации трещин и, соответственно, усиление их взаимодействия должно выражаться в увеличении структурно-чувствительного

параметра. Вопрос о зависимости параметра взаимодействия дефектов среды от масштаба применительно к сейсмологии также является открытым.

В настоящей главе представлены методики оценок статистических параметров сейсмического режима и оценок указанных выше физических параметров процесса разрушения по данным сейсмических каталогов, приведены результаты оценок параметров для фонового режима сейсмичности, обсуждается их физический смысл.

3.1. Статистические параметры сейсмического режима

Для получения оценок статистических параметров сейсмического режима применяются различные подходы и разнообразные методики. В настоящем разделе приведены используемые в работе известные статистические методики с учётом разработок или модификаций, выполненных авторами или при их участии [Сидорин, Смирнов, 1995; Смирнов, Завьялов, 1996; Соболев и др., 1996; Смирнов, 2003; Смирнов и др., 2010; Михайлов и др., 2010; Потанина и др., 2011; Смирнов, Завьялов, 2012].

3.1.1. Наклон графика повторяемости

Для оценки наклона графика повторяемости в законе Гутенберга — Рихтера по негруппированной нецензурированной выборке часто используется оценка максимального правдоподобия (ОМП) [Аки, 1965]:

$$b = \frac{1}{\bar{M} - M_1} \cdot \frac{1}{\ln 10}, \quad (3.1)$$

где \bar{M} — среднее значение магнитуды; M_1 — минимальная магнитуда в выборке (обычно — представительная магнитуда каталога). Статистическая погрешность оценки наклона графика повторяемости определяется как квадратный корень из асимптотической дисперсии [Кендалл, Стьюарт, 1973], равной b^2/N :

$$S_b = b/\sqrt{N}, \quad (3.2)$$

где N — количество сейсмических событий, использованных для оценивания b .

Из (3.1) видно, что наклон графика повторяемости является фактически величиной обратной к средней магнитуде, оценённой по конкретной выборке событий. В том случае, когда выборка цензурирована сверху (т. е. когда из выборки исключены по тем или иным причинам события с классом выше некоторой величины), оценка среднего значения магнитуды оказывается ниже истинного среднего, и, соответственно, оценка наклона графика повторяемости по формуле (3.1) оказывается завышенной. Применительно к сейсмологии цензурирование возникает, в частности, когда длительность используемого временного окна недостаточна для оценки частоты повторяемости сильных событий. Такая ситуация создаётся, если вероятность возникновения события данной магнитуды за рассматриваемый интервал

времени (равный длительности временного окна) существенно меньше единицы. В этом случае в оценку наклона графика повторяемости требуется введение поправки с учётом цензурирования выборки сверху [Куллдорф, 1966; Page, 1968; Pickering et al., 1995].

ОМП для наклона графика повторяемости по цензурированной выборке была предложена в [Потанина и др., 2011]. Для цензурированного экспоненциального распределения с параметром μ

$$p = \frac{\mu e^{\mu X_1}}{1 - e^{-\mu(X_2 - X_1)}} e^{-\mu x}, \quad x \in [X_1, X_2],$$

логарифм функции правдоподобия имеет вид:

$$\ln L = N \ln \mu + N \mu X_1 - \mu \sum_{i=1}^N x_i - N \ln(1 - e^{-\mu(X_2 - X_1)}).$$

Его производная:

$$\frac{\partial \ln L}{\partial \mu} = \frac{N}{\mu} - N \frac{\Delta X}{e^{\mu \Delta X} - 1} - \frac{N}{\mu_0},$$

где $\Delta X = X_2 - X_1$ и $\frac{1}{\mu_0} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i - X_1$.

ОМП для μ получаем из условия $\frac{\partial \ln L}{\partial \mu} = 0$:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i - X_1 + \frac{\Delta X}{e^{\mu \Delta X} - 1} = \frac{1}{\mu_0} + \frac{\Delta X}{e^{\mu \Delta X} - 1}. \quad (3.3)$$

Решение уравнения (3.3) даёт ОМП для μ .

Для оценки дисперсии β нужна вторая производная функции правдоподобия:

$$\frac{\partial^2 \ln L}{\partial \mu^2} = -N \left(\frac{1}{\mu^2} - \left(\frac{\Delta X}{e^{\mu \Delta X} - 1} \right)^2 e^{\mu \Delta X} \right) = -\frac{N}{\mu^2} \left(1 - \left(\frac{\mu \Delta X}{e^{\mu \Delta X} - 1} \right)^2 e^{\mu \Delta X} \right).$$

Тогда:

$$S_\mu = \sqrt{\left(-\frac{\partial^2 \ln L}{\partial \mu^2} \right)} = \frac{\mu}{\sqrt{N}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\mu \Delta X}{e^{\mu \Delta X} - 1} \right)^2 e^{\mu \Delta X}}}. \quad (3.4)$$

Распределение магнитуд (закон Гутенберга — Рихтера) имеет вид:

$$p \sim 10^{-bM} = e^{-bM \ln 10}.$$

Следовательно, в формулах (3.3) и (3.4) нужно положить $x = M$, вычислить μ , S_μ и получить b и S_b как:

$$b = \mu / \ln 10 \quad (3.5)$$

и

$$S_b = S_\mu / \ln 10. \quad (3.6)$$

Различие оценок (3.5) и (3.1) оказывается существенным при $\Delta M = M_2 - M_1 < 2$, а погрешность (3.6) в этом случае оказывается больше погрешности (3.2) в несколько раз.

При оценке наклона графика повторяемости по выборке в заданном временном окне неизвестно, по какой величине магнитуды следует цензурировать выборку, поскольку нет априорной информации о вероятностях событий различных магнитуд. В этой ситуации в качестве приближения цензурирование можно проводить по величине M_2 сильнейшего события в выборке. Это — достаточно сильное требование, поскольку использование формул (3.5) и (3.6) в этом случае означает, что мы подразумеваем невозможность реализации на выбранном интервале событий с магнитудой большей, чем M_2 . На самом же деле неизвестная нам вероятность таких событий отлична от нуля. Тем самым, используя ОМП для цензурированной выборки при цензурировании по сильнейшему событию, мы занижаем оценку наклона графика повторяемости по сравнению с его истинным значением.

Исходя из вышеизложенного, при оценке наклона графика повторяемости по небольшим выборкам следует рассматривать (3.1) как оценку сверху, а (3.5) — как оценку снизу.

3.1.2. Фрактальная размерность множества гипоцентров

Для оценки фрактальной размерности чаще всего используется корреляционный интеграл: $C(r) = \frac{n(\Delta \leq r)}{N_0}$, где $n(\Delta \leq r)$ — количество всевозможных пар событий, расстояние Δ между которыми не превосходит r ; $N_0 = N(N-1)/2$ — полное количество всевозможных пар событий (обзор преимуществ и недостатков метода см. в [Kagan, 2007]). Для фрактальных множеств $C(r) \sim r^d$, где d — корреляционная фрактальная размерность.

Корреляционный интеграл опирается на статистику всевозможных пар событий, количество которых оказывается достаточно велико даже для небольших выборок. Это обеспечивает оценке корреляционной размерности хорошую устойчивость при небольших объёмах данных, но расплачиваться за это приходится трудностью оценки доверительного интервала. Множество $N(N-1)/2$ расстояний между всевозможными парами, построенное по N событиям, не является выборкой независимых значений. Соответственно, при оценке доверительных интервалов нельзя пользоваться стандартными оценками [Pisarenko, Pisarenko, 1995]. В такой ситуации для получения приближённой оценки дисперсии статистического параметра рекомендуется применение метода прямого оценивания, известного как «складной нож» (jackknife) [Мостеллер, Тьюки, 1982; Хьюбер, 1984], опирающегося на рассмотрение статистической функции влияния. Этот метод позволяет оценить ту часть неопределённости оценки, которая обусловлена конечностью объёма выборки.

Метод «складного ножа», близкий к бутстрэп-оценке [Mikosch et al., 1994], применительно к оценке корреляционной размерности был предложен нами и описан в работе [Сидорин, Смирнов, 1995]. Он основан на

получении набора оценок корреляционной размерности, выполненных по частям выборки, из которой случайным образом исключается определённая доля землетрясений, после чего вычисляются должным образом «взвешенные» оценки размерности и её дисперсии [Мостеллер, Тьюки, 1982].

Другой оценкой фрактальных свойств является размерность кластера [Федер, 1991]. Эта размерность показывает, как увеличивается объём кластера с увеличением его размера. В случае сейсмичности под объёмом кластера понимают количество точек (гипоцентров землетрясений). В качестве размера кластера выберем радиус r сферы с центром в «центре тяжести» (барицентре) кластера. В таком случае для фрактального кластера с размерностью d количество точек $N_r \propto r^d$. (В скобках заметим, что корреляционная размерность является неким осреднением размерности кластера — если центр сферы помещать последовательно во все точки кластера, то среднее по всем этим точкам значение N будет пропорционально корреляционному интегралу [Сидорин, Смирнов, 1995].)

Оценку d получают, как правило, оценивая N_r для различных r [Федер, 1991]. Такой подход, однако, страдает тем же недостатком, что и оценка корреляционной размерности — при оценивании погрешности необходимо учитывать зависимость значений N_r при различных r (значения N_r при меньших r входят в значения N_r при больших r). Методика, свободная от этого недостатка, была предложена в [Смирнов, 2003].

Легко видеть, что оценку размерности кластера можно свести к стандартной процедуре оценки параметра степенного распределения. Действительно, рассмотрим выборку расстояний от центра кластера до точки (события), принадлежащей кластеру в области пространства, ограниченной сферой радиуса R . Обозначим соответствующую функцию распределения как $F(r)$, $r \in [0, R]$. Функция распределения показывает долю событий, отстоящих от центра на расстояние меньшее или равное r , и $F(r)$ пропорциональна N_r . Следовательно, для фрактального кластера $F(r) \propto r^d$, и оценка размерности d сводится к оценке параметра степенного распределения.

Применительно к реальным данным функция распределения расстояний от центра фрактального кластера до его точек пропорциональна r^d в ограниченном диапазоне расстояний $[R_1, R_2]$. Это диапазон известен как область скейлинга, а его границы называют внутренним и внешним порогами [Мандельброт, 2002]. В нашем случае внутренний порог обусловлен погрешностью определения положения гипоцентров землетрясений. Внешний порог определяется либо размером кластера, либо размером пространственной ячейки, в которой производится оценка d . Найдём ОМП для d в этом случае.

Мы предполагаем, что в диапазоне расстояний $r \in [0, R_2]$ функция распределения имеет вид $F(r) = (r/R_2)^d$. Соответственно, функция плотности распределения равна $f(r) = \frac{d}{R_2} r^{d-1}$. Выборка состоит из N значений расстояний r_i . Для N_S из них, принадлежащих интервалу $[R_1, R_2]$, мы считаем r_i известными. Для остальных $N_1 = N - N_S$ мы знаем лишь, что они принадлежат интервалу $[0, R_1]$, но как именно они распределены внутри этого интервала,

неизвестно из-за погрешности r_i , соизмеримой с величиной R_1 . Такую выборку можно рассматривать либо как цензурированную для значений $r < R_1$ с известным количеством цензурированных значений [Кокс, Оукс, 1988], либо как частично группированную — содержащую одну группу с пределами 0 и R_1 и N_s негруппированных значений [Куллдорф, 1966].

Функция правдоподобия представляет собой произведение вероятностей обнаружения входящих в выборку значений расстояний и в нашем случае имеет вид [Куллдорф, 1966]:

$$L = \prod_{i=1}^{N_1} F(R_1) \cdot \prod_{i=1}^{N_s} f(r_i). \quad (3.7)$$

Первое произведение в (3.7) определяет вероятность появления группированных значений, второе — негруппированных. Подставляя сюда выражения для $F(r)$ и $f(r)$ и приравнивая нулю производную $\frac{\partial \ln L}{\partial d}$, находим ОМП для d :

$$d = \left(\ln R_2 - \frac{1}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} \ln r_i - \frac{N_1}{N_s} \ln \left(\frac{R_1}{R_2} \right) \right)^{-1}. \quad (3.8)$$

Асимптотическую дисперсию находим стандартно, как $-\left(\frac{\partial^2 \ln L}{\partial d^2}\right)^{-1}$, что даёт для погрешности оценки (3.8):

$$S_d = d / \sqrt{N_s}. \quad (3.9)$$

3.1.3. Выделение сейсмической энергии

Проблема статистически устойчивой оценки среднего значения сейсмической энергии по конечной выборке обусловлена тем, что распределение землетрясений по энергиям относится к классу распределений с тяжёлыми хвостами [Писаренко, Родкин, 2007]. Термин «тяжёлые хвосты» означает, что вероятность возникновения землетрясений убывает с ростом энергии слишком медленно, и для таких распределений не существует математического ожидания соответствующей случайной величины (в нашем случае — энергии). Математически это выражается в расхождении в области больших энергий интеграла при вычислении математического ожидания $\langle E \rangle = \int E p(E) dE$ из-за недостаточно быстрого спада функции плотности распределения $p(E)$. В практическом отношении это означает, что выборочное среднее не является устойчивой оценкой, неопределённость которой уменьшалась бы с увеличением объёма выборки. Одно сильное событие, энергия которого больше суммы энергий всех предыдущих землетрясений, приводит к скачку выборочного среднего в несколько раз.

Одним из способов преодоления проблемы «тяжёлых хвостов» является нелинейное преобразование соответствующей случайной величины. В работе [Садовский, Писаренко, 1991] показано, что в качестве устойчивой энергетической оценки сейсмического режима по данным каталогов землетрясений можно использовать выборочное среднее значение сейсмической

энергии землетрясения в некоторой степени: E^α . Выбор показателя степени α определяется «энергетическим» наклоном графика повторяемости землетрясений — показателем b в зависимости функции плотности распределения вероятности от энергии: $p \propto E^{-b}$. В работе [Садовский, Писаренко, 1991] приведена следующая рекомендация для выбора α : $\alpha < b/2$. В этом случае оценка среднего значения E^α оказывается устойчивой (что, в конечном счёте, является следствием сходимости интеграла $\int E^\alpha p(E) dE$ для математического ожидания $\langle E^\alpha \rangle$). Типичные значения b лежат в диапазоне 0.4–0.6, что даёт для α диапазон 0.2–0.3. В [Садовский, Писаренко, 1991] отмечается, что E^α не всегда имеет ясный физический смысл, но в любом случае эту величину можно рассматривать как некий устойчивый индикатор сейсмического энерговыделения.

Для характеристики интенсивности выделения сейсмической энергии на основе рекомендаций [Садовский, Писаренко, 1991] мы предложили использовать величину

$$\Sigma E^{1/3} = \Sigma_{i=1}^N E_i^\alpha / \Delta t \quad (3.10)$$

при $\alpha = 1/3$, где Δt — интервал времени, содержащий выборку из N событий [Михайлов и др., 2010; Смирнов, Завьялов, 2012]. Значение $\alpha = 1/3$ близко к приведённым выше рекомендациям, а в рамках самоподобной модели сейсмического очага [Earthquakes ..., 2000] величина $E^{1/3}$ характеризует подвижку в очаге землетрясения. Действительно, принимая согласно указанной модели, что:

$$E = \varepsilon_0 l^3,$$

$$\frac{E}{M_0} = k,$$

$$M_0 = \mu S U,$$

$$S = q l^2$$

(здесь: E — сейсмическая энергия события; l — размер его очага; S и q — площадь и форм-фактор поверхности разрыва; U — подвижка в очаге; M_0 — сейсмический момент; μ — модуль сдвига; ε_0 и k — константы модели), получим для подвижки U выражение:

$$U = \frac{\varepsilon_0^{2/3}}{k\mu q} E^{1/3}. \quad (3.11)$$

Для краткости мы будем называть оценку величины интенсивности выделения сейсмической энергии (3.10) активностью. Если в выражении (3.10) положить $\alpha = 0$, то получим традиционную оценку сейсмической активности — количество землетрясений в единицу времени.

3.1.4. Размер «облака» землетрясений

В качестве оценки эффективного размера сейсмогенной области используется так называемый радиус гирации [Федер, 1991] — среднеквадратичная величина удаления сейсмических событий от барицентра «облака»:

$$R_g = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N ((x_i - X_0)^2 + (y_i - Y_0)^2 + (z_i - Z_0)^2)}, \quad (3.12)$$

где X_0, Y_0, Z_0 — средние значения координат событий, определяющие координаты барицентра. Радиус гирации имеет смысл оценки дисперсии «облака». В случае гауссовского распределения плотности событий в «облаке» диаметр гирации $D_g = 2R_g$ характеризует область, включающую примерно 66 % событий, удвоенный диаметр гирации — 96 % событий. В случае равномерного распределения плотности событий в «облаке» размер «облака» можно оценить как $2\sqrt{3}R_g$ [Смирнов и др., 2010].

3.1.5. Функция влияния землетрясений (параметр RTL)

Для выделения стадий сейсмического затихья и последующей форшоковой активизации был предложен алгоритм RTL [Соболев и др., 1996], выходным параметром которого является параметр RTL . С физической точки зрения этот параметр можно рассматривать как безразмерную величину ожидаемого влияния предшествующей сейсмичности в заданной точке пространства и в заданный момент времени.

RTL представляет собой произведение трёх функций — эпицентральной R , временной T и энергетической L :

$$\begin{aligned} R(x, y, z, t) &= \left[\sum_{i=1}^n \exp\left(-\frac{r_i}{r_0}\right) \right] - R_s, \\ T(x, y, z, t) &= \left[\sum_{i=1}^n \exp\left(-\frac{t-t_i}{t_0}\right) \right] - T_s, \\ L(x, y, z, t) &= \left[\sum_{i=1}^n \left(\frac{l_i}{r_0}\right)^p \right] - L_s. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Здесь x, y, z, t — пространственные координаты анализируемой точки сейсмоактивного региона и время; r_i, t_i — эпицентральное расстояние текущего землетрясения с магнитудой M_i до анализируемой точки и его время; l_i — линейный размер очага текущего сейсмического события (вычисляемый через его магнитуду); r_0 — коэффициент, характеризующий уменьшение влияния произошедшего землетрясения на текущую точку сейсмоактивного региона с увеличением расстояния до неё; t_0 — коэффициент, характеризующий уменьшение влияния предшествующих землетрясений в анализируемый момент времени (свойство «сейсмической памяти»); p — коэффициент, характеризующий величину вклада землетрясения. При $p = 1, 2$ или 3 эта величина пропорциональна (в рамках самоподобной модели очага), длине разрыва в очаге, площади разрыва или энергии. Параметры r_0, t_0 и p подбираются эмпирически на стадии обучения

алгоритма как значения, обеспечивающие максимальную аномалию перед тестовыми событиями [Huang et al., 2001; Sobolev et al., 2002]. R_s , T_s , L_s — поправки, снимающие долговременный тренд соответствующих функций, для определения которых используется линейная аппроксимация за период времени, предшествующий моменту t .

Окончательно RTL нормируется на его среднеквадратичное отклонение, рассчитанное за весь интервал наблюдений до анализируемого момента времени t . Это позволяет оценивать величину аномалии по сравнению с фоновыми вариациями.

3.1.6. Периодические компоненты потока землетрясений

Для отыскания периодических компонентов в последовательностях землетрясений используется методика и открытое матобеспечение¹, разработанные А. А. Любушиным для выделения скрытых периодичностей в точечных потоках [Любушин и др., 1998; Любушин, 2007].

Последовательность землетрясений рассматривается как точечный процесс с интенсивностью, изменяющейся во времени по закону: $\lambda(t) = \mu(1 + \alpha \cos(\omega t + \varphi))$. В случае $\alpha = 0$ процесс является пуассоновским, при $\alpha > 0$ на него накладывается гармоническая составляющая с частотой ω . Используемый алгоритм позволяет оценить амплитуды гармоник α для различных частот, перебираемых в заданном пользователем диапазоне. Таким образом, процедура является аналогом спектрального анализа применительно к точечным процессам.

Для оценок параметров используется оценка максимального правдоподобия. В качестве индикатора величины каждой гармоники вместо α иногда удобнее использовать непосредственно ненормированное приращение логарифма функции правдоподобия (чем больше приращение функции правдоподобия, тем больше вклад соответствующей гармоники в поток событий) [Любушин, 2007].

Методика и программа А. А. Любушина позволяют производить спектральный анализ точечного процесса в скользящем временном окне и получать соответствующие спектрограммы, отражающие изменение во времени спектра потока событий.

3.1.7. Резюме

Современные статистические методы, адаптированные с учётом специфики сейсмических каталогов, позволили нам сформировать набор алгоритмов для оценки основных статистических параметров сейсмического режима: наклона графика повторяемости, фрактальной размерности множества гипоцентров землетрясений, интенсивности высвобождения сейсмической энергии, размера «облака» землетрясений. Для спектрального анализа потока землетрясений может использоваться алгоритм А. А. Любушина, снабжённый открытым математическим обеспечением.

¹ http://old.ifz.ru/scient_directions/data_monitoring/soft.htm; <http://alexeylyubushin.narod.ru>

3.2. Параметры цикла разрушения

Закон Гутенберга — Рихтера и фрактальная геометрия сейсмичности отражают фундаментальное свойство процесса разрушения — его самоподобие. Закон Гутенберга — Рихтера отражает статистику размеров очагов землетрясений — он показывает, как изменяется количество землетрясений при изменении их размеров. Фрактальная геометрия характеризует зависимость плотности землетрясений в пространстве от размера рассматриваемой области. Обе закономерности были объединены в одну, получившую известность как обобщённый закон повторяемости — [Kosobokov, Mazhkenov, 1988] и независимо [Челидзе, 1990], или, в другой терминологии, единый закон подобия для землетрясений (unified scaling law for earthquakes) [Bak et al., 2002]²:

$$\lg N = -b \lg E + d \lg L + \lg T + \lg B, \quad (3.14)$$

где N — количество землетрясений с энергией E , произошедших в области размером L за время T ; b — наклон графика повторяемости (параметр Гутенберга — Рихтера), d — фрактальная размерность геометрии сейсмичности; B — обобщённая сейсмическая активность (для краткости мы используем принятую в сейсмологии форму с логарифмированием размерных величин, подразумевающую, что единицы измерения оговариваются особо). Этот закон объединяет оценки, полученные в областях различного размера для событий различных энергий, что позволяет корректно пересчитывать статистики, полученные в областях различного размера. В частности, он позволяет корректно экстраполировать представительные статистические оценки параметров сейсмичности, полученные в различных объёмах среды, в область «физически актуальных» пространственных размеров разрушающихся частей среды. Это, в свою очередь, даёт возможность связать сейсмическую статистику с физикой разрушения.

Полагая в (3.14) размер области L равным размеру очага землетрясения l и подставляя выражение энергии землетрясения через размер его очага $E = E_0 l^a$ [Садовский и др., 1983], получим выражение для среднего количества землетрясений N_0 , происходящих в области с размером, равным размеру их очагов в течение интервала времени T , т. е. для среднего количества (за время T) актов разрушения области размера l : $\lg N_0 = -(ab - d) \lg l + \lg T - b \lg E_0 + \lg B$. Средний интервал между актами разрушения $T_0 = T/N_0$ равен в таком случае:

$$T_0 = \frac{E_0^b}{B} l^{(ab-d)}. \quad (3.15)$$

Оценки параметров b , d и B , входящих в (3.15), могут быть получены для сейсмоактивных регионов по данным каталогов землетрясений,

² Позже первые авторы обобщённого закона повторяемости землетрясений стали называть его «Общий закон подобия для землетрясений» [Кособоков, Некрасова, 2004; Некрасова, 2008; Некрасова, Кособоков, 2005, 2006; Nekrasova et al., 2011, Некрасова и др., 2015]. Мы, однако, сохраним исходное название, поскольку оно, по нашему мнению, более точно отражает содержание этого закона.

для параметров E_0 и a обычно используются среднемировые значения $E_0 \cong 1000$ эрг/см³ и $a = 3$ [Садовский и др., 1983] (если эти параметры не могут быть оценены для каждого конкретного региона из-за недостаточной статистики).

В работе [Смирнов, 2003] предложена процедура, позволяющая получать оценки физических параметров цикла разрушения материала литосферы непосредственно по данным каталогов землетрясений.

3.2.1. Параметры цикла разрушения

Под длительностью цикла разрушения будем понимать интервал времени, обратный средней частоте повторяемости землетрясений в области, размер которой равен размеру их очагов. Средняя частота повторяемости в области размера l рассчитывается на основе средней частоты повторяемости в области большего размера L , в которой количество событий достаточно для получения статистически представительных оценок.

В качестве исходных данных для оценки длительности цикла разрушения τ используются следующие статистики, получаемые по данным каталогов землетрясений в выбранной ячейке пространства: число событий N с магнитудой $M \geq M_{min}$, произошедших в течение интервала времени T в области пространства размера L ; наклон графика повторяемости b ; фрактальная размерность множества гипоцентров d . Оценка τ производится для событий в диапазоне магнитуд $[M - \Delta M, M + \Delta M]$, что отвечает повторяемости разрушений области среды, размер которой лежит в интервале $[l_1, l_2]$. Предполагается, что сейсмический режим подчиняется обобщённому закону повторяемости (3.14) в диапазоне представительных магнитуд $M \geq M_r$ и в некотором диапазоне пространственных размеров $[L_1, L_2]$ (в области скейлинга).

Согласно закону Гутенберга — Рихтера количества событий в единицу времени в диапазонах магнитуд $[M - \Delta M, M + \Delta M]$ и $[M_{min}, \infty]$, произошедших в одной и той же области пространства, связаны соотношением:

$$n_M = \frac{N \int_{M-\Delta M}^{M+\Delta M} 10^{-bm} dm}{T \int_{M-\Delta M}^{\infty} 10^{-bm} dm} = \frac{N}{T} 10^{-b(M-M_{min})} (10^{b\Delta M} - 10^{-b\Delta M}), \quad (3.16)$$

где n_M — относится к диапазону $[M - \Delta M, M + \Delta M]$, а N/T — к диапазону $[M_{min}, \infty]$. Фактически по данным сейсмических каталогов мы имеем информацию о землетрясениях в диапазоне $[M_{min}, M_{max}]$, однако вклад интервала $[M_{max}, \infty]$ в интеграл в знаменателе (3.16) невелик, и мы пренебрегаем конечностью верхнего предела магнитуд. Для того, чтобы привести n_M к области пространства размера l , нужно использовать фрактальные свойства сейсмичности:

$$n_{Ml} = n_M \left(\frac{l}{L}\right)^d. \quad (3.17)$$

Рассматривая l как размер очага землетрясения и принимая для его связи с магнитудой соотношение

$$M = \alpha \lg l + \beta, \quad (3.18)$$

получим:

$$n_{Ml} = n_M \left(\frac{10^{\frac{M-\beta}{\alpha}}}{L} \right)^d. \quad (3.19)$$

Подставляя (3.16) в (3.19) и учитывая, что $\tau = 1/n_{Ml}$, получим окончательно

$$\tau = 10^{\frac{q}{\alpha} M} \frac{T}{N} 10^{-bM} \min(10^{b\Delta M} - 10^{-b\Delta M})^{-1} \left(\frac{10^{-\beta/\alpha}}{L} \right)^{-d}, \quad (3.20)$$

где параметр q определяется формулой

$$q = \alpha b - d. \quad (3.21)$$

Выражение (3.20) с учётом (3.18) эквивалентно выражению (3.15), что вполне естественно, поскольку оба выражения получены из обобщённого закона повторяемости землетрясений. Выражение (3.20) позволяет рассчитать оценку длительности цикла разрушения для землетрясений с магнитудой M по данным сейсмических каталогов.

Выражение (3.20) позволяет получить связь длительностей цикла разрушения землетрясений разных магнитуд:

$$\tau(M) = \tau_0 10^{\frac{q}{\alpha}(M-M_0)}, \quad (3.22)$$

где

$$\tau_0 = \frac{T}{N} 10^{-bM} \min(10^{b\Delta M} - 10^{-b\Delta M})^{-1} \left(\frac{10^{-\beta/\alpha}}{L} \right)^{-d} 10^{\frac{q}{\alpha} M_0} \quad (3.23)$$

— это длительность цикла разрушения для землетрясений с магнитудой M_0 .

Переходя в (3.22) от магнитуд к размерам очагов согласно (3.18), получим выражение для зависимости длительности цикла разрушения от размера области разрушения (размера очага) l :

$$\tau(l) = \tau_0 (l/l_0)^q, \quad (3.24)$$

где τ_0 — длительность цикла разрушения области l_0 (равной размеру очага землетрясения с магнитудой M_0 в (3.23)).

Выражение (3.24) схоже с классическим законом повторяемости землетрясений Гутенберга — Рихтера, переписанным в шкале размеров очагов:

$$\tau(l) = \tau_0 (l/l_0)^{\alpha b}, \quad (3.25)$$

но учитывает не только степенную зависимость частоты землетрясений от их энергии, но и степенную зависимость частоты землетрясений от размера сейсмогенной области, обусловленную фрактальной геометрией сейсмичности (см. формулу (3.15)). Действительно, пусть в регионе размера L за время T произошло n_M землетрясений с магнитудой M . Обозначим сред-

нюю частоту повторяемости землетрясений в этой области как $\nu(L) = n_M/T$. Если бы землетрясения были бы распределены в пространстве равномерно, то средняя частота повторяемости в области размера l была бы в $(L/l)^3$ раз меньше: $\nu(L) = \nu(l) (l/L)^3$. Однако распределение землетрясений в пространстве неравномерно. Если принять, что геометрия сейсмичности фрактальна, то при расчёте $\nu(l)$ вместо множителя $(l/L)^3$ следует использовать $(l/L)^d$, где фрактальная размерность (точнее — размерность кластера) равна d . Эта «фрактальная поправка» и входит в формулу (3.24).

В соответствии с (3.24) параметр q и величина τ_0 являются физическими параметрами цикла разрушения. Мы назвали параметр q в англоязычном варианте q -value, по аналогии с названием b -value для параметра Гутенберга — Рихтера в (3.25).

3.2.2. Процедура оценки параметров цикла разрушения

Длительность цикла разрушения оценивается в пространственных ячейках сферической формы с радиусом R_0 , скользящих по пространству с шагом ΔD в горизонтальном направлении и ΔZ по глубине. Для каждой ячейки выполняются следующие шаги.

1. Отыскание центра кластера внутри ячейки — расчёт средних значений координат событий, попавших в сферу радиуса R_0 . В случае сейсмических каталогов координаты — широта и долгота — являются угловыми наблюдениями, и для них вычисляются выборочные круговые средние [Мардиа, 1978]:

$$\langle \theta \rangle = \arctg \left(\frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sin \theta_i}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \cos \theta_i} \right), \quad (3.26)$$

где θ_i — значение широты или долготы. Круговое среднее в данном случае позволяет избежать проблем при переходе через границы области определения значений широты и долготы (при переходе через полюсы Земли и линии перемены дат).

2. Оценка характерного размера кластера — вычисление радиуса гирации, — принимаемого за внешний порог области скейлинга: $R_2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N r_i$. Все дальнейшие вычисления осуществляются для подвыборки событий из исходной сферы радиуса R_0 , попадающих в сферу радиуса R_2 с центром в центре кластера. Объём этой рабочей выборки и саму выборку обозначим как N_2 . Её длительность T_2 находится как интервал времени между первым и последним событием выборки.

3. Оценка b и S_b по формулам (3.1), (3.2) или (3.5), (3.6) для выборки N_2 .

4. Оценка средней погрешности Δr определения координат событий по данным авторов каталога и задание внутреннего порога области скейлинга $R_1 = \max(1.5 \Delta r; \min r_i)$. Определение количества событий N_1 с $r_i < R_1$, вычисление $N_s = N_2 - N_1$ и оценка d и S_d по формулам (3.8) и (3.9).

5. Оценка q , τ_0 и τ по формулам (3.21), (3.23), (3.22) для выбранных магнитуд M при $N = N_2$, $T = T_2$, $N = 2R_2$, $M_{\min} = \min_{N_2} M_i$ и заданных значениях ΔM , α и β .

Если вместо магнитуд в каталоге даны значения энергетических классов, то во всех формулах вместо магнитуды M нужно писать класс K , фактическое содержание используемой энергетической шкалы определяется её связью с размером очага землетрясения (формула (3.18)).

Для построения карт распределения длительности цикла разрушения в пространстве полученные оценки τ усредняются в «прямоугольных» областях заданного по широте, долготе и глубине размера $\Delta\varphi \times \Delta\lambda \times \Delta H$. Основную погрешность величины τ составляют погрешности b и d , от которых τ зависит степенным образом. Для того, чтобы уменьшить влияние этой сильно нелинейной зависимости, производится осреднение логарифма τ . Надёжность оценок b и d , обусловленная в первую очередь объёмом выборки N_2 , может значительно изменяться от точки к точке, как вследствие вариаций сейсмической активности, так и из-за различного расстояния от центра исходной сферы радиуса R_0 до центра кластера. В связи с этим усреднение $\lg \tau$ осуществляется с весами, пропорциональными $\sqrt{N_2}$ (что эквивалентно взвешиванию с весами, обратно пропорциональными погрешностям b и d). При усреднении следует исключать оценки с аномальными значениями параметров, такими, например, как $d > 3$ или $b = 4$. Причины появления этих значений требуют специального изучения. Выборочный анализ показал, что в случае фрактальной размерности аномальные значения — чаще всего результат неверного выбора области скейлинга, а в случае закона повторяемости — слишком маленького диапазона магнитуд, сравнимого с точностью их определения в каталоге.

3.2.3. Погрешности оценок параметров цикла разрушения

Оценка τ_0 вычисляется как величина, обратная к средней частоте повторяемости землетрясений n_{Ml} (формула (3.17) или (3.19)) выбранной магнитуды \tilde{M} в области пространства размера \tilde{l} , соответствующего размеру очага события с магнитудой \tilde{M} . Согласно (3.19) и (3.16), выражение для n_{Ml} включает в себя три сомножителя (выделенные фигурными скобками):

$$n_{Ml} = \left\{ \frac{N}{T} \right\} \cdot \left\{ 10^{-b(\tilde{M}-M_{min})} (10^{b\Delta M} - 10^{-b\Delta M}) \right\} \cdot \left\{ \left(\frac{\tilde{l}}{L} \right)^d \right\}, \quad (3.27)$$

где \tilde{l} и \tilde{M} связаны соотношением (3.18).

Первый сомножитель в (3.27) определяется частотой всех землетрясений (во всём диапазоне магнитуд $[M_{min}, M_{max}]$) в области размера L за время T ; второй — обеспечивает пересчёт этой частоты к выбранной магнитуде (точнее, к узкому диапазону $[\tilde{M} - \Delta M, \tilde{M} + \Delta M]$); третий — обеспечивает пересчёт оценки от области размера L к области очага \tilde{l} . Соответственно, погрешность оценки величины $\lg n_{Ml}$ и равная ей погрешность $\lg \tau_0$ складываются из трёх величин:

$$\Delta \lg \left(\frac{N}{T} \right); \Delta b(\tilde{M} - M_{min}) + \Delta \lg(10^{b\Delta M} - 10^{-b\Delta M}); \Delta d \lg \left(\frac{\tilde{l}}{L} \right).$$

Случайная компонента $\Delta \lg \tau_0$ обусловлена погрешностями оценок N , b и d по конечной выборке, отвечающей рассматриваемому пространствен-

но-временному окну, а систематическая, одинаковая для всех окон, — погрешностями коэффициентов α и β (остальные параметры — T , \tilde{M} , M_{min} , ΔM и L — задаются точно).

В точках сетки погрешность $\lg \tau_0$ рассчитывается по формуле:

$$\Delta \lg \tau_0 = \sqrt{\frac{1}{(\ln 10)^{2N}} + (\Delta b(\tilde{M} - M_{min} + \Delta M))^2 + (\Delta d \lg(L/\tilde{l}))^2}. \quad (3.28)$$

Погрешность параметра q рассчитывается стандартным образом на основе погрешностей параметров b и d :

$$\Delta q = \sqrt{(\alpha \Delta b)^2 + \Delta d^2}. \quad (3.28')$$

3.2.4. Параметры цикла разрушения в фоновом режиме

При исследовании переходных режимов сейсмичности важно знать величины параметров цикла разрушения в фоновом режиме, не возмущённом каким-либо локализованным в пространстве-времени воздействием. Для получения таких оценок были проанализированы долговременные сейсмические каталоги, очищенные от афтершоковых последовательностей [Смирнов, 2003; Смирнов и др., 2019б]. В настоящем разделе представлены результаты этого анализа. Полученные оценки параметров цикла разрушения применительно к различным в тектоническом отношении регионам позволяют также прояснить содержательный смысл самих этих параметров.

Прямые оценки длительности цикла разрушения

В качестве приближённой оценки длительности цикла разрушения можно рассматривать длительность сейсмического цикла. Приближённость такой оценки обусловлена тем, что повторяемость землетрясений в сейсмическом цикле часто рассматривается применительно не к некоторой очаговой области, а к целому разлому или даже к границе плиты [Scholz, 2019; Федотов, 2005]. В таких случаях длительность сейсмического цикла даёт заниженную оценку длительности цикла разрушения. Если при этом речь идёт о линейной структуре — разломе, островной дуге или границе плиты (что типично при изучении сейсмического цикла), то оценка будет занижена примерно во столько раз, во сколько раз длина рассматриваемой области больше характерного размера очага землетрясения.

Другая причина, вносящая вклад в погрешность прямой оценки длительности цикла разрушения, заключается в использовании исторических сведений о землетрясениях. Неизбежные пропуски событий завышают оценку длительности сейсмического цикла, и это завышение тем больше, чем более длительная серия исторических событий используется для анализа (с удалением в прошлое вероятность пропуска землетрясений увеличивается).

Характерные величины периодов сейсмического цикла составляют, как правило, первые сотни лет, хотя бывают и исключения (например, для серии землетрясений на разломе Паркфилд в Калифорнии средняя длительность

цикла около 20 лет) [Scholz, 2019]. Следует отметить, что относительно надёжные исторические данные охватывают обычно не более несколько столетий, и на их основе нельзя получить оценок длительностей больших, чем в сотни лет. Кроме того, использование исторических данных не позволяет исследовать зависимость длительности сейсмического цикла от величины землетрясения потому, что надёжные исторические данные существуют только для сильнейших землетрясений. Возможность изучения региональной изменчивости сейсмического цикла также весьма ограничена, поскольку исторические данные относятся к весьма ограниченному набору местностей с древними цивилизациями. Наконец, нужно сказать, что достаточно надёжные оценки длительностей сейсмического цикла относятся в основном к регионам с высокой сейсмической активностью, поскольку именно в этой ситуации исторические данные охватывают хотя бы несколько циклов.

Сейсмологические оценки длительности сейсмического цикла подкрепляются геологическими данными, полученными при полевых исследованиях. Эти данные позволяют получить оценки периодов и более длительных циклов — до нескольких тысяч лет [Scholz, 2019].

Таким образом, сведения о периодах сейсмического цикла свидетельствуют, что для длительностей цикла разрушения вещества литосферы в сейсмически активных регионах следует ожидать значений по крайней мере в сотни и тысячи лет.

Статистические оценки длительности цикла разрушения

Первые статистические оценки длительности цикла разрушения получены на основании (3.14) в работе [Кейлис-Борок, 1989] для нескольких регионов, выбор которых определялся набором использованных в работе каталогов. В [Смирнов, 2003] и последующих работах были получены оценки параметров цикла разрушения для фонового режима сейсмичности, исследованы их изменения в пространстве и прояснён смысл этих параметров.

Исходные данные

Оценка длительности цикла разрушения осуществлялась по данным каталогов двух уровней: мирового каталога Международного сейсмологического центра (International Seismological Centre, ISC) и региональных каталогов Камчатки, Японии, Калифорнии, Греции и Ирана. Региональные каталоги выбирались в тектонических областях двух типов: зонах субдукции и сдвиговых зонах. Учитывалась также доступность исходных данных: наличие открытых источников в Интернете (каталоги Камчатки, Японии, Калифорнии, Греции) или получение данных от составителей каталогов в рамках совместных исследований (каталог Ирана). Для всех каталогов выполнялся первичный анализ данных, включающий в себя унификацию магнитудной шкалы в пределах каталога (при необходимости), удаление афтершоков, оценку представительной магнитуды в пространственно-временных окнах для выбора порога селекции землетрясений, отыскание связи магнитуды с размером очага землетрясения для расчёта параметра q — см. формулы (3.18) и (3.21).

Мировой каталог землетрясений

Результаты, представленные в этом разделе, были получены в работе [Смирнов, 2003]. Каждое землетрясение в каталоге Международного сейсмологического центра (International Seismological Center, ISC) представлено набором записей от различных сейсмических агентств. При этом используются различные магнитудные шкалы. Наиболее употребительными являются магнитуда по объёмным волнам m_b , магнитуда по поверхностным волнам M_s , магнитуда по длительности записи M_d , магнитуда по кода-волнам M_c , локальная магнитуда M_L и неидентифицированная магнитуда M . При этом составители каталога гарантируют унификацию только значений магнитуды m_b , сообщённых агентством ISC, которую мы будем называть mb_{ISC} . В [Смирнов, 2003] были найдены корреляционные соотношения между магнитудными шкалами различных агентств и шкалой mb_{ISC} , что позволило унифицировать магнитудную шкалу рабочего каталога. Для связи этой шкалы с размером очага землетрясения в [Смирнов, 2003] были получены следующие оценки для α и β в (3.18): $\alpha = 1.107$ и $\beta = 4.73$.

Для расчётов длительности цикла разрушения была использована наиболее достоверная информация об относительно сильных землетрясениях с $m_b \geq 5$. Анализ представительности каталога показал, что эти события представительны на всей территории и в течение всего интервала времени начиная с 1964 г.

Результаты расчётов τ_0 и q согласно процедуре, описанной в разделе 3.2.2, представлены на рисунке 3.1. Для удобства сопоставления полученных нами оценок длительности цикла разрушения с привычными величинами длительностей сейсмического цикла сильных землетрясений оценки τ_0 приведены для $M_0 = 6.6 mb_{ISC}$, что соответствует сейсмическому моменту $2 \cdot 10^{20}$ Н·м ($M_w = 7.5$). Ширина магнитудного окна ΔM выбиралась так, чтобы попадающие в него события находились бы в пределах одного уровня иерархии неоднородностей литосферы [Садовский и др., 1987]. Если границы иерархического уровня обозначить через l_1 и l_2 , то согласно (3.18) $2\Delta M = \alpha \lg(l_2/l_1)$. Принимая $l_2/l_1 = 3$, при $\alpha = 1.107$ найдём $\Delta M = 0.26 mb_{ISC}$. Сканирование пространства осуществлялось сферой с радиусом $R_0 = 250$ км с шагом по широте и долготе 50 км в слое, ограниченном глубинами от 0 до 200 км.

На рисунке 3.1 видно, что оценки τ_0 и q получены в основных сейсмических поясах Земли. Значения параметра q в среднем близки к нулю — на планетарном уровне его среднее значение равно -0.04 при серийном стандартном отклонении (по всем точкам в пространстве) 0.5 и средней погрешности оценки в каждой точке 0.4. Согласно (3.24) это означает, что длительность цикла разрушения слабо зависит от масштаба разрушения (размера очага землетрясения).

Статистика множества значений τ_0 свидетельствует, что диапазон вариаций длительности цикла разрушения литосферы в пространстве составляет примерно два порядка: 70 % значений τ_0 заключены в пределах от 300 до 30000 лет.

На рисунке 3.1а видно, что в целом длительность цикла разрушения для Тихоокеанского дугового кольца почти на порядок меньше, чем для

рифтового кольца, окружающего Африку. В первом случае — это сотни — первые тысячи лет, во втором — тысячи — десятки тысяч лет. Различие между дуговыми и рифтовыми структурами просматривается также на карте распределения параметра q (рисунке 3.1б). Видно, что в дуговом кольце преобладают отрицательные, а в рифтовом — положительные значения q . Это означает, что в первом случае с увеличением магнитуды длительность цикла разрушения уменьшается, а во втором — увеличивается. То есть в дуговом кольце сейсмический процесс идёт интенсивнее на своих старших масштабных уровнях, а в рифтовом, наоборот, на младших.

В континентальной области на юге Евразии (в Альпийско-Гималайском поясе) распределения τ_0 и q имеют мозаичный характер.

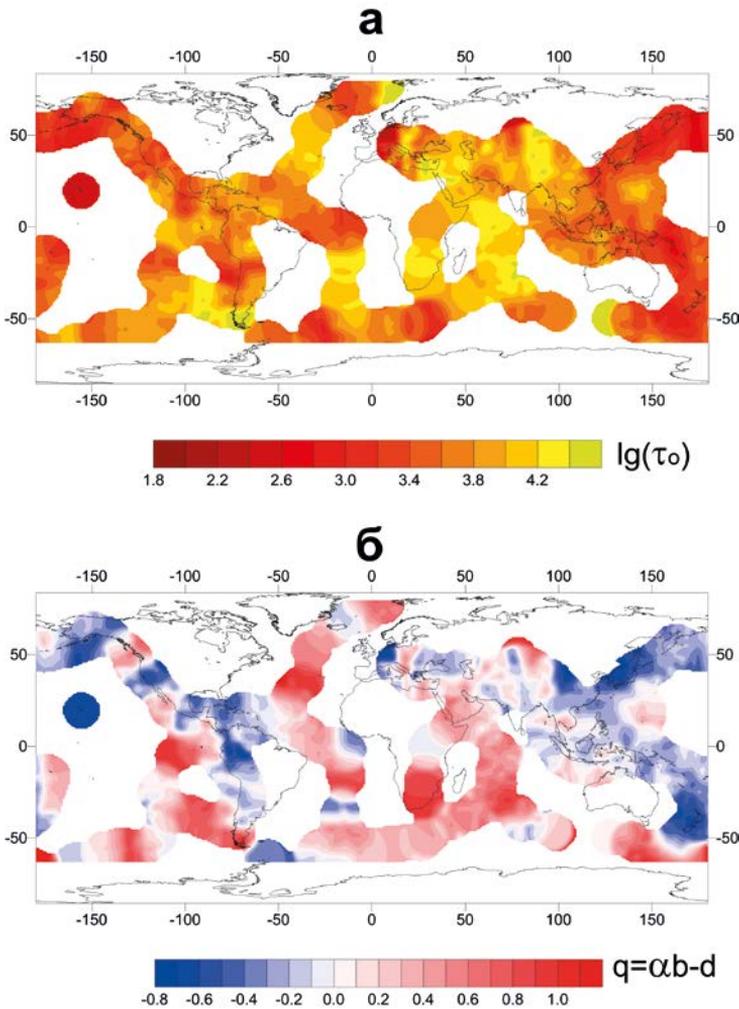


Рис. 3.1. Длительность цикла разрушения τ_0 (в годах, для $M_0 = 6.6mb_{ISC} = 7.5M_w$) и параметр q по данным планетарного каталога.

Камчатка

Каталог землетрясений представлен на сайте Камчатского филиала ФИЦ ЕГС РАН³ (версия без вулканических землетрясений). Камчатский каталог доступен с 1962 г. Более чем за 50 лет он претерпел значительные изменения. Изменялась как конфигурация сети, так и методы обработки исходных данных и расчёта параметров землетрясений [Гордеев и др., 2012, 2013]. Каталог землетрясений содержит сведения о времени в очаге, координатах эпицентра и глубине, энергетическом классе, связанном с энергией землетрясения соотношением $K = \lg E$, где E выражена в Дж. Отметим, что соотношение следует рассматривать не как физическое, а как статистическое, поскольку энергетический класс относится к типу оценки магнитуды [Абубакиров и др., 2018].

Представительность камчатского каталога была исследована по двум методикам: с помощью пакета z-map⁴ и с помощью авторского программного обеспечения [Смирнов, 1997а, 2009], реализующего методику [Писаренко, 1989; Садовский, Писаренко, 1991] (см. главу 2). Результаты представлены на рисунках 3.2 и 3.3. Оба метода дали согласующиеся между собой оценки изменения представительности каталога во времени и распределения в пространственно-временных областях.

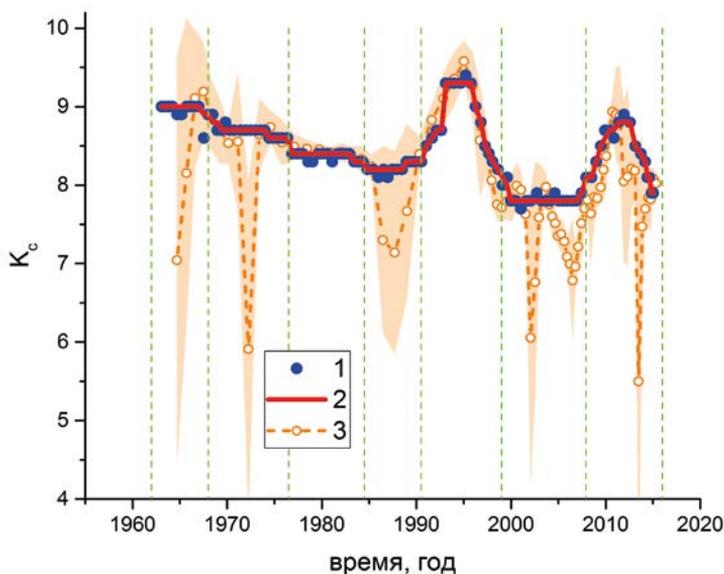


Рис. 3.2. Изменение представительного класса K_c каталога Камчатки во времени по данным во всём регионе. 1, 2 — авторское программное обеспечение: 1 — исходные оценки, 2 — сглаженная кривая; 3 — пакет z-map, заливкой показаны доверительные интервалы. Вертикальными пунктирными линиями показаны выделенные интервалы развития сейсмической сети.

³ <http://sdis.emsd.ru/info/earthquakes/catalogue.php>

⁴ <http://www.geociencias.unam.mx/~ramon/ZMAP/intro.html>

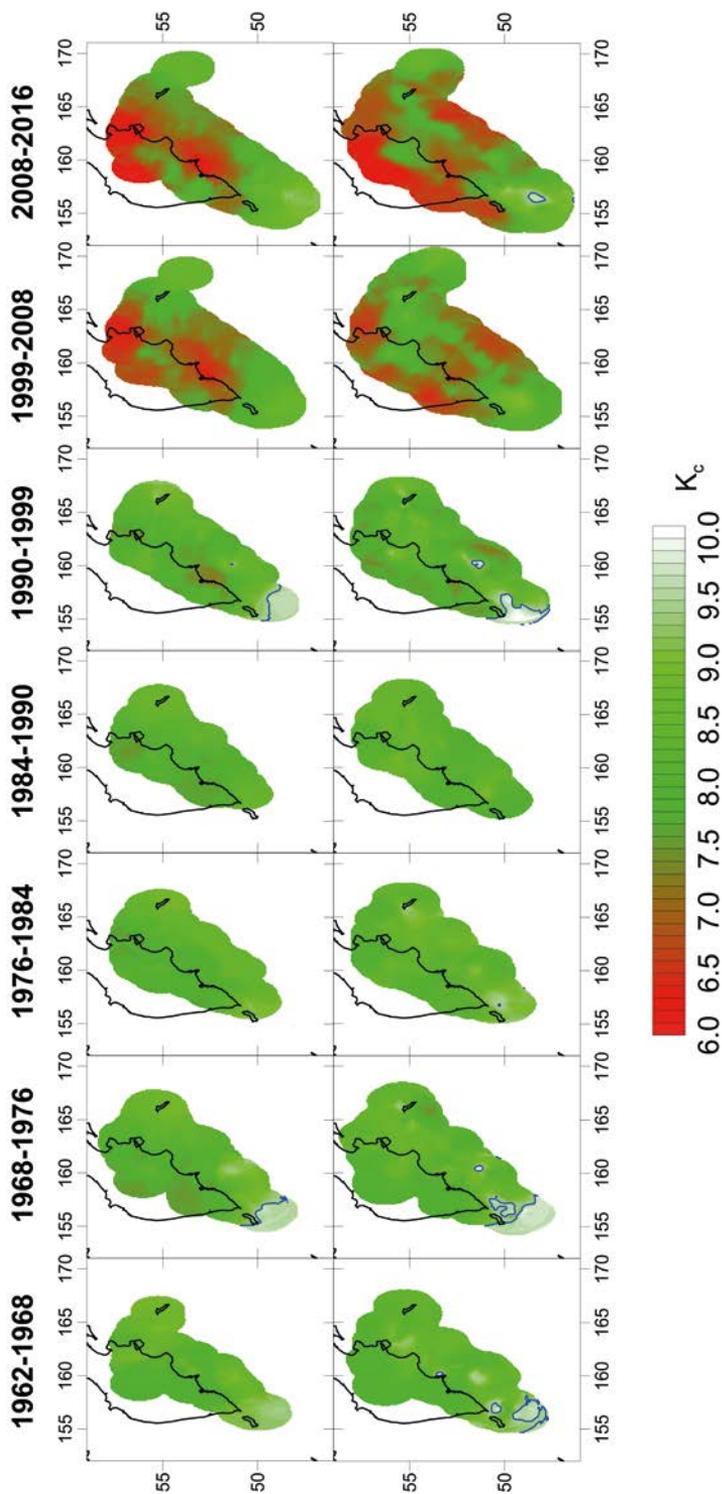


Рис. 3.3. Изменение представительного класса K_c каталога Камчатки в пространстве в интервалы времени, выделенные на рисунке 3.2. Верхний ряд — авторское программное обеспечение, нижний — пакет z-par. Синей линией показан контур $K_c = 9.5$.

Результаты оценок представительного класса свидетельствуют, что он колеблется от 6.5 до 9.5 в зависимости от времени и места и превышает уровень $K_C = 9.5$ только в отдельные моменты времени в самой южной части региона. Исходя из этого, для обеспечения однородности рабочего каталога за весь период с 1964 г. в каталог были включены события с $K \geq 9.5$.

Результаты оценок τ_0 и q по данным каталога землетрясений Камчатки представлены на рисунке 3.4, величина τ_0 отвечает 16-му энергетическому классу [Смирнов и др., 2019б]. В расчётных формулах (3.23) и (3.28) магнитуда M заменяется на класс K , параметры в (3.18) имеют значения $\alpha = 3$, $\beta = 11$ согласно [Садовский и др., 1983]. Значение ΔK выбиралось из условия $l_2/l_1 = 3$ [Смирнов, 2003], отвечающего соседним уровням иерархии неоднородностей литосферы по Садовскому [Садовский, Писаренко, 1991], и составило 0.72 единицы энергетического класса.

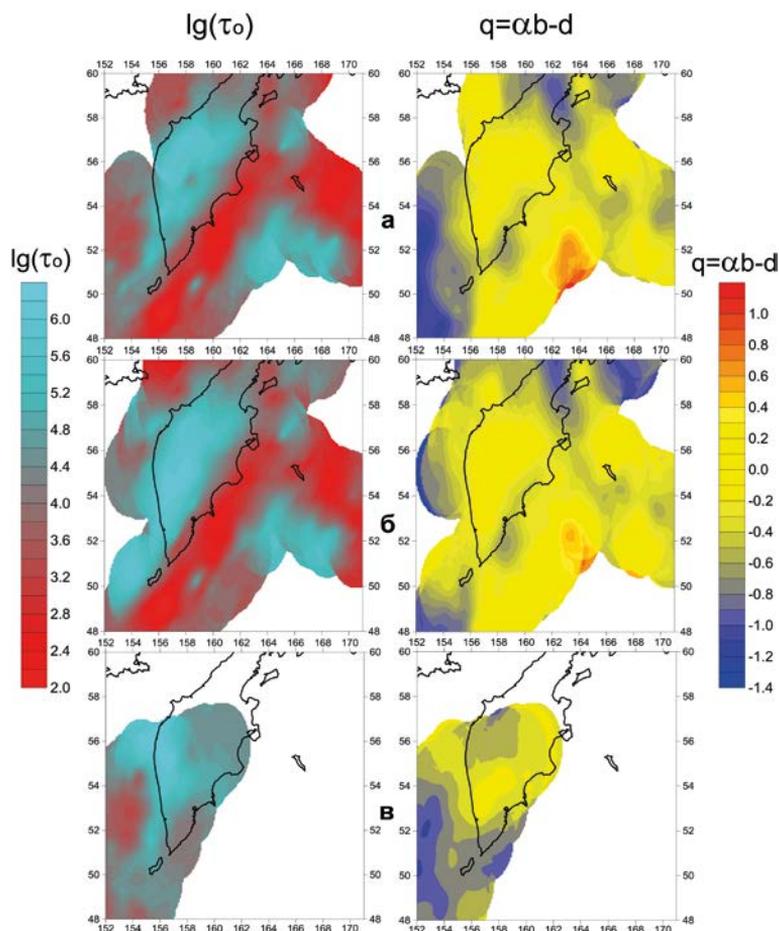


Рис. 3.4. Длительность цикла разрушения τ_0 (в годах, для $K_0 = 16$) и параметр q по данным регионального каталога землетрясений Камчатки. Жёлтым цветом залиты области с нулевыми в пределах погрешностей значениями q . а — по всему сейсмогенному слою; б — для глубин менее 150 км; в — для глубин более 150 км.

Верхний предел области скейлинга для оценки фрактальной размерности в скользящих пространственных окнах составил 100 км, что позволило разделить оценки параметров цикла разрушения по двум диапазонам глубин. На рисунке 3.4а представлена карта, построенная для всего сейсмогенного слоя, а на рисунках 3.4 б, в — результаты расчётов разделены на два слоя по глубине.

Межквартильный диапазон оценок длительности цикла разрушения по всему региону составляет от 400 до 2000 лет. На рисунке 3.4 видно, что наименьшая длительность цикла разрушения относится к основной сейсмофокальной зоне субдукции. В её верхней части, простирающейся вдоль побережья Камчатки, величина длительности цикла разрушения составляет первые сотни лет. С увеличением глубины сейсмогенной области вдоль погружающейся океанической плиты длительность цикла увеличивается примерно на порядок. Вне основной сейсмофокальной зоны длительность цикла разрушения почти на 3 порядка больше, чем внутри неё.

Распределение параметра q не демонстрирует какой-либо связи этого параметра с главными структурными особенностями региона. На рисунке 3.4 видно, что почти на всей территории значение параметра q близко к нулю с учётом средней погрешности его оценки — область таких значений показана на рисунке 3.4 жёлтым цветом.

Аномальные значения параметров цикла разрушения на самых краях выбранного планшета могут быть обусловлены неоднородностью данных на периферии области покрытия сейсмического каталога.

Для выяснения вопроса о наличии статистически значимых вариаций параметров цикла разрушения в пространстве был произведён дисперсионный анализ по данным для всего региона. Сравнивалась сериальная дисперсия множества оценок, полученных по набору использовавшихся пространственных ячеек, со средней статистической погрешностью индивидуальных оценок в каждой ячейке, полученных по формулам (3.28) и (3.28'). Результаты представлены в таблице 3.1.

Таблица 3.1. Результаты дисперсионного анализа оценок длительности цикла разрушения по данным каталога Камчатки.

Параметр	Корень из сериальной дисперсии σ_s	Средняя погрешность индивидуальных оценок σ_0	$R = \frac{\sigma_s}{\sigma_0}$
q	0.43	0.25	1.7
$\lg \tau_0$ (год)	0.82	0.34	2.4

Из последней колонки таблицы 3.1 видно, что для обоих параметров сериальная дисперсия больше статистической погрешности оценок, что свидетельствует о наличии значимых вариаций параметров цикла разрушения в пространстве.

Япония

В качестве исходных данных использовались записи из каталога Международного сейсмологического центра, ISC⁵, представленные в нём Японским метеорологическим агентством (Japan Meteorological Agency, JMA). В каталоге приведены локальные магнитуды. Ортогональная регрессия значений M_w из Гарвардского каталога центроид-моментов и магнитуды M из отобранного нами каталога JMA даёт соотношение

$$M_w = (0.98 \pm 0.02)M + (0.24 \pm 1),$$

которое близко к соотношению $M = M_w$. С учётом соотношения $\lg l (\text{км}) = \frac{1}{3} \lg M_0 (H \cdot \text{м}) - 5.07$ [Гусев, Мельникова, 1990], получаем для параметров в (5): $\alpha = 2.04$ и $\beta = 3.91$.

Анализ представительной магнитуды показал, что начиная с 1981 г. на всей территории представительны события с $M \geq 3.3$.

На рисунке 3.5 представлены карты распределения параметров q и τ_0 по всему сейсмогенному слою. Каталог JMA позволяет также получить оценки параметров цикла разрушения для двух слоёв по глубине: 0–50 и 50–100 км; соответствующие карты приведены на рисунке 3.6.

В таблице 3.2 представлены результаты дисперсионного анализа полученных оценок параметров цикла разрушения, позволяющие сравнить степень их изменчивости в пространстве (корень из сериальной дисперсии σ_s) со средней статистической погрешностью оценки σ_0 .

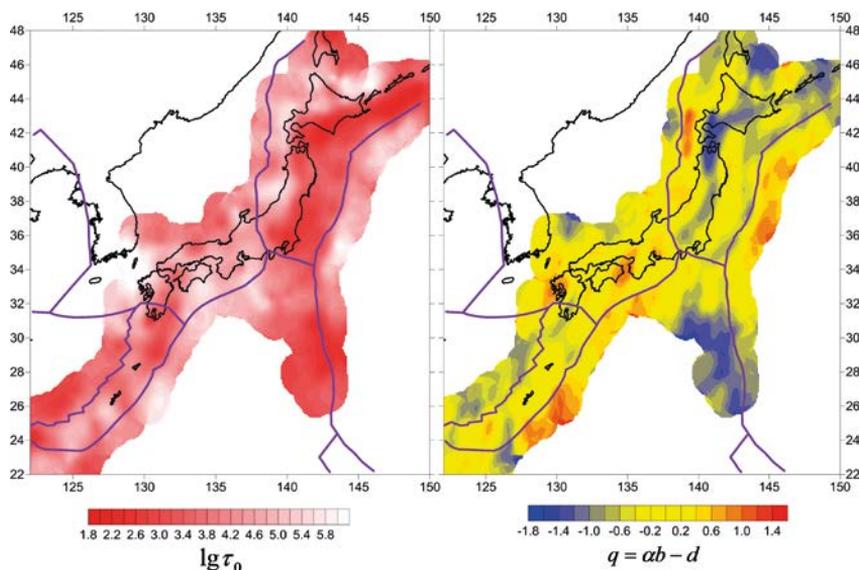


Рис. 3.5. Длительность цикла разрушения τ_0 (в годах, для $M_0 = 7.5$) и параметр q по данным регионального каталога землетрясений Японии. Жёлтым цветом залиты области с нулевыми в пределах погрешностей значениями q .

⁵ <ftp://isc-mirror.iris.washington.edu/pub/>

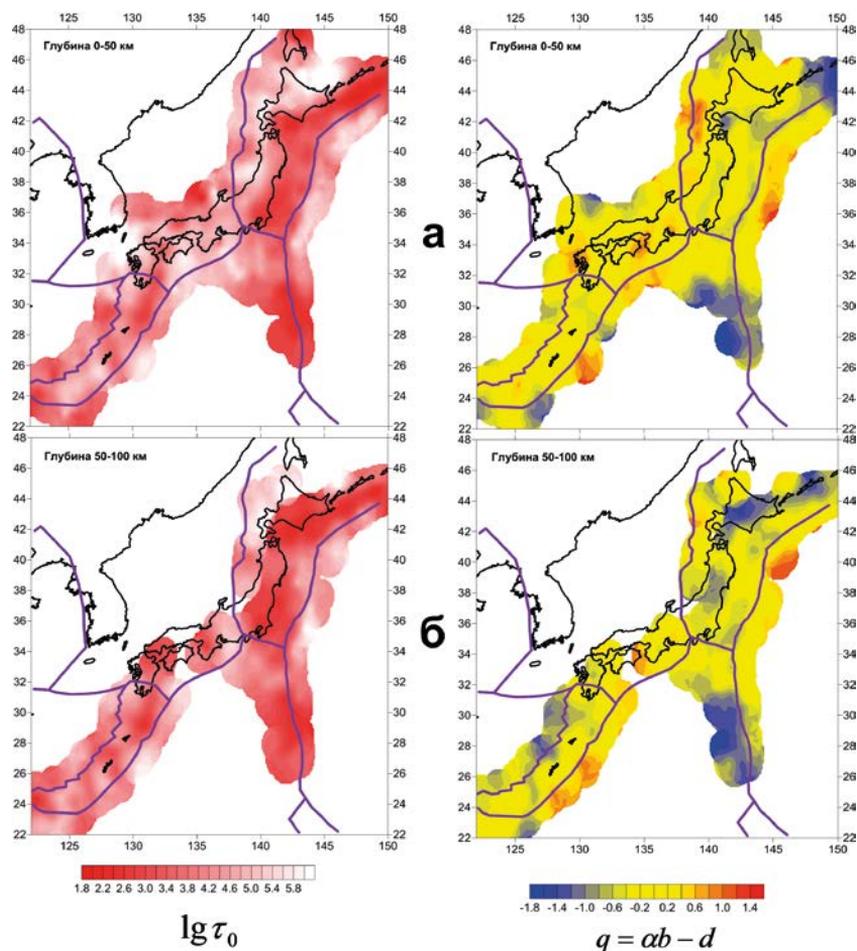


Рис. 3.6. Длительность цикла разрушения τ_0 (в годах, для $M_0 = 7.5$) и параметр q по данным регионального каталога землетрясений Японии для глубин 0–50 км (а) и 50–100 км (б). Жёлтым цветом залиты области с нулевыми в пределах погрешностей значениями q .

Таблица 3.2. Результаты дисперсионного анализа оценок длительности цикла разрушения по данным каталога Японии.

Параметр	Корень из сериальной дисперсии σ_s	Средняя погрешность индивидуальных оценок σ_0	$R = \frac{\sigma_s}{\sigma_0}$
q	0.63	0.4	1.6
$\lg \tau_0$ (год)	0.95	0.6	1.6

Среднее значение параметра q составляет для Японии -0.07 . С учётом приведённых дисперсий среднее значение можно считать равным нулю, т. е. в среднем длительность цикла разрушения не зависит от размера области разрушения. При этом из приведённых выше дисперсионных оценок вид-

но, что пространственная изменчивость параметров в 1.6 раза превосходит статистические погрешности, что свидетельствует о реальности (статистической значимости) изменения рассмотренных параметров в пространстве.

Распределение параметра q в пространстве демонстрирует области положительных и отрицательных значений. Положительные значения q приурочены к границам плит в океанической части зоны субдукции. Отрицательные значения q расположены позади глубоководных желобов, они приходятся на область контакта океанической и континентальной плит, а также и на погружающуюся часть плиты (это особенно заметно на рисунке 3.6 для глубин 50–100 км).

Вопрос о природе такой структуры распределения параметра q остаётся открытым. Однако можно предположить, что она связана с различием характерных напряжений — в области положительных значений q плита испытывает изгиб, и в её верхней части могут быть растягивающие напряжения. Отметим, что по данным мирового каталога землетрясений выше были обнаружены положительные значения q для рифтовых зон — характерных областей растяжения. Область отрицательных значений q для Японии отвечает области сжатия.

Межквартильный диапазон оценок длительности цикла разрушения по всему региону — от 900 до 5700 лет.

Северная Калифорния

В качестве исходных данных использовался каталог Центра данных Северной Калифорнии⁶. Основным типом магнитуды в каталоге Северной Калифорнии является магнитуда по длительности коды M_d . Однако эта магнитуда «насыщается» при значениях 4.5 и более. Поэтому авторы каталога приводят поле Preferred Magnitude для составной шкалы, которую они рекомендуют использовать. В ней относительно сильные события, с магнитудой более 4, снабжены значениями магнитуды шкал, отличных от M_d (в основном магнитудами Рихтера M_L). Судя по графику повторяемости, эту составную шкалу можно считать достаточно однородной для решения нашей задачи.

Ортогональная регрессия значений M_w по данным Гарвардского каталога центроид-моментов и «составной» магнитуды M в каталоге Северной Калифорнии даёт соотношение:

$$M_w = (0.99 \pm 0.1)M + (0.19 \pm 0.5).$$

Как и в случае каталога Японии, это близко к соотношению $M = M_w$. Значения параметров в (5): $\alpha = 2.02$ и $\beta = 3.93$. Начиная с 1978 г. на всей территории можно принять в качестве представительной магнитуды значение 2.3.

На рисунке 3.7 представлены карты распределения параметров q и τ_0 . Результаты дисперсионного анализа приведены в таблице 3.3.

⁶ <https://ncedc.org>

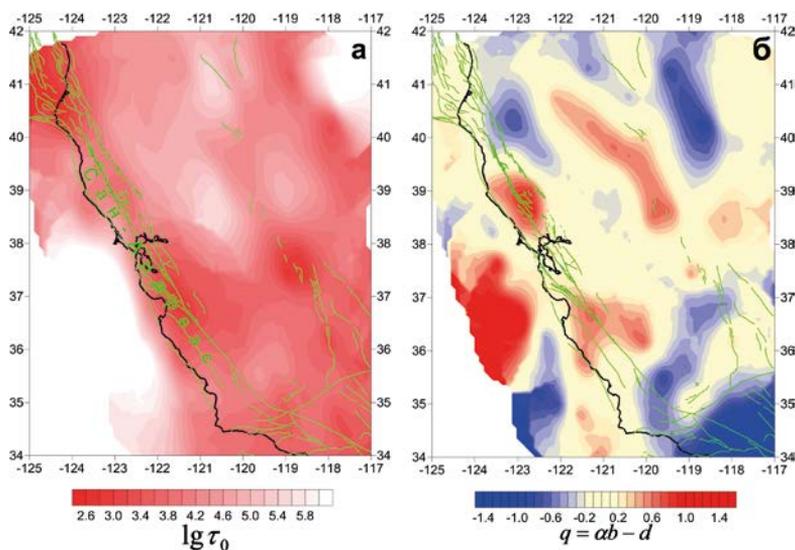


Рис. 3.7. Длительность цикла разрушения τ_0 (в годах, для $M_0 = 7.5$) и параметр q по данным регионального каталога землетрясений Северной Калифорнии. На рисунке (б) жёлтым цветом залиты области с нулевыми в пределах погрешностей значениями q .

Таблица 3.3. Результаты дисперсионного анализа оценок длительности цикла разрушения по данным каталога Северной Калифорнии.

Параметр	Корень из сериальной дисперсии σ_s	Средняя погрешность индивидуальных оценок σ_0	$R = \frac{\sigma_s}{\sigma_0}$
q	0.56	0.2	2.8
$\lg \tau_0$ (год)	0.98	0.4	2.4

Среднее по всему региону значение $q = 0.2$ не превосходит средней погрешности оценки. На рисунке 3.7б видно, что anomalously высокие по абсолютной величине значения q приходятся на края региона, где данные каталога наименее надёжны; погрешности оценок q в этих местах наиболее высокие — относительная погрешность достигает 100 %. В остальной большей части региона отвечают значения q , близкие к нулю, на рисунке 3.7б значения $q = 0 \pm \sigma_0$ показаны жёлтым цветом.

Межквартильный диапазон оценок длительности цикла разрушения по всему региону составляет 3500–7500 лет.

Дисперсионный анализ (таблица 3.3) свидетельствует, что внутрирегиональные вариации параметров цикла разрушения статистически значимы.

Греция

В качестве исходных данных использовался каталог Афинской национальной обсерватории Института геодинимики⁷. В каталоге приведены

⁷ <http://www.gein.noa.gr/en/>
<http://www.gein.noa.gr/services/cat.html>

локальные магнитуды M_L . Сопоставление данных регионального каталога Греции с каталогом ISC и Гарвардским каталогом центроид-моментов показало, что магнитудная шкала регионального каталога однородна во времени.

Согласно [Papazachos, Papazachou, 1997] локальные магнитуды M_L связаны с моментной магнитудой M_w соотношением:

$$M_w = (0.97 \pm 0.02)M_L + (0.58 \pm 0.09) \text{ для } 3.0 \leq M_L \leq 6.0,$$

что даёт для параметров в (5): $\alpha = 2.0$ и $\beta = 3.28$.

Карты параметров цикла разрушения приведены на рисунке 3.8. Они совмещены с тектонической схемой региона из [Papazachos, Papazachou, 1997].

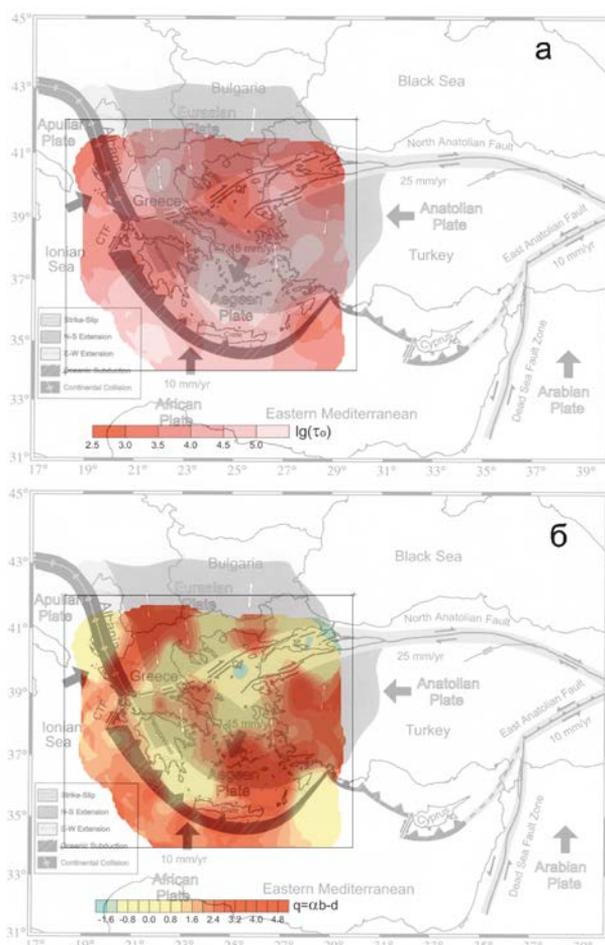


Рис. 3.8. Длительность цикла разрушения τ_0 (в годах, для $M_0 = 7.2$) и параметр q по данным регионального каталога землетрясений Греции. На рисунке (б) жёлтым цветом залиты области с нулевыми в пределах погрешностей значениями q .

Обращает на себя внимание, что область наименьших значений длительности цикла разрушения приурочена к области западного окончания Северо-Анатолийского разлома и простирается дальше на запад вплоть до Кефалонийского трансформного разлома (Cephalonia Transform Fault, CTF), соединяющего зону континентальной коллизии на севере с зоной субдукции на юге. В этой области преобладают в основном сдвиговые сейсмотектонические деформации [Papazachos, Papazachou, 1997]. На рисунке 3.8б видно, что в этой области значения q близки к нулю — отличия их от нуля не выходят за диапазон статистической погрешности (этот диапазон показан на рисунке 3.8б жёлтым цветом).

Межквартильный диапазон оценок длительности цикла разрушения по всему региону составляет от 6300 до 12500 лет.

Иран

Региональный каталог Ирана был составлен Международным институтом инженерной сейсмологии Ирана (International Institute of Earthquake Engineering and Seismology, IIEES). С целью обеспечения однородности рабочего каталога для расчётов параметров цикла разрушения порог селекции по магнитуде был выбран равным 4.5. В период до 1995 года значительная доля событий в каталоге Ирана представлена по данным каталога NEIC. Исследования однородности каталога показали, что данные иранской сети, заменяющие и дополняющие данные NEIC в последующие годы, по своей магнитудной шкале соответствуют каталогу NEIC. На основании этого для параметров связи магнитуды с размером очага (5) использовались оценки, полученные в [Смирнов, 2003]: $\alpha = 1.11$ и $\beta = 4.73$.

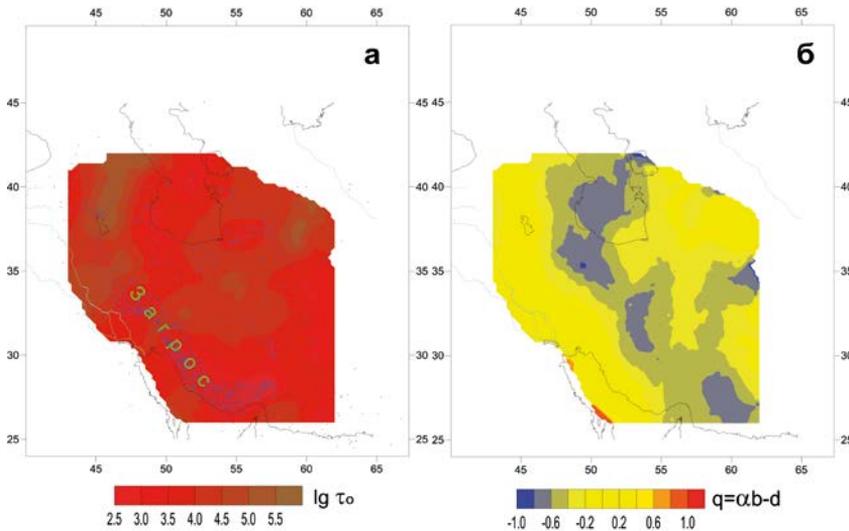


Рис. 3.9. Длительность цикла разрушения τ_0 (в годах, для $m_b = 7.0$) и параметр q по данным регионального каталога землетрясений Ирана. На рисунке (а) точками показаны эпицентры землетрясений и обозначено положение зоны Загрос. На рисунке (б) жёлтым цветом залиты области с нулевыми в пределах погрешностей значениями q .

Результаты расчётов параметров цикла разрушения приведены на рисунке 3.9 (длительность цикла разрушения отнесена к $m_b = 7$). Видно, что для наиболее активной части Ирана — сдвиговой зоны Загрос — характерны значения q , близкие к нулю.

Межквартильный диапазон оценок длительности цикла разрушения по всему региону составляет от 5000 до 11600 лет, наибольшая активность (минимальные значения длительности) приходится на сдвиговую зону Загрос, максимальная активность отвечает сочленению этой зоны на юге с областью сжатия.

3.2.5. Смысл параметров цикла разрушения

Параметр q

Из формул (3.15) и (3.24) следует, что параметр $q = ab - d$ показывает зависимость длительности цикла разрушения от масштаба (размера области) разрушения. Если $q = 0$, то разрушение равномерно распределено по масштабам: вероятность разрушения дефекта (неоднородности среды) не зависит от его размера. Если $q < 0$, то разрушение идёт интенсивнее на старших масштабах, а при $q > 0$ — на младших.

В рамках модели разрушения разномасштабных дефектов среды и в предположении степенного распределения дефектов по размерам (в частности, для фрактальной геометрии системы дефектов) при $ab = d$ и, соответственно, $q = 0$, закон Гутенберга — Рихтера определяется только распределением дефектов по их размерам. Действительно, в рамках этой модели количество землетрясений dN с энергией E в некоторой области среды, произошедших за фиксированный интервал времени, определяется произведением количества $n(l)$ дефектов соответствующего размера l и вероятностью их разрушения $p(l)$:

$$dN(E) = n(l)p(l)dl, \quad (3.29)$$

где сейсмическая энергия и размер связаны соотношением (3.18). В обозначениях (3.29) эта связь имеет вид $\lg E = \alpha \lg l + \beta$. Вероятность $p(l)$ разрушения дефекта размера l в течение некоторого интервала времени оценивается частотой ν разрушения таких дефектов, обратной к длительности цикла разрушения (3.24): $\nu(l) = \nu_0(l/l_0)^{-q}$. Если $q = 0$, то $p(l) \propto \nu(l) = \text{const}$ и $dN(E) \propto n(l)dl$, т. е. распределение землетрясений по энергиям определяется только распределением дефектов по размерам. Если при этом распределение дефектов по размерам степенное: $n(l) \propto l^d$, то получаем $dN(E) \propto l^d dl$, или с учётом пересчёта размера к энергии согласно (3.18):

$$dN(E) \propto lE^{-d/\alpha} dE. \quad (3.30)$$

Сопоставляя это с законом Гутенберга — Рихтера $dN(E) \propto E^{-b} dE$, обнаруживаем, что $b = d/\alpha$, или

$$d = ab. \quad (3.31)$$

Соотношение (3.31), как отражение структуры неоднородностей литосферы в энергетической структуре сейсмичности, было впервые в явном виде предложено Аки [Aki, 1981] и затем неоднократно обсуждалось многими авторами применительно к фоновой сейсмичности [King, 1983; Григорян, 1988; Turkott, 1992; Смирнов, 1995, 1997б; Смирнов, Исполинова, 1995; Vak et al., 2002; Смирнов, 2003; Corral, 2005]. В более широком смысле, опирающемся на мультифрактальные меры, взаимосвязь пространственной и энергетической структуры сейсмичности была рассмотрена в работах [Стаховский, 2001, 2004а, б] и обобщена в [Стаховский, 2017].

В работе [Смирнов, 1995] для объяснения соотношения между показателями самоподобия сейсмического процесса, и, в частности, соотношения (3.31) была сформулирована постулативная модель, формализовавшая сложившиеся к тому времени представления [Aki, 1981; Григорян, 1988; Уломов, 1987, 1993]. Суть модели заключается во введении (постулировании) запрета на возникновение в очаговой области произошедшего землетрясения других землетрясений той же величины в течение некоторого времени (более подробно модель будет обсуждаться в разделе 7.1.4). В теории активных сред это время называют временем рефрактерности и связывают с исчерпанием ресурса (например, напряжений) для следующего события. Соотношение (3.31) получается в предположении независимости времени рефрактерности от величины землетрясения и при фрактальной геометрии сейсмогенной области. Этот подход фактически эквивалентен представлению о пропорциональности расстояния между очагами землетрясений и их размерами [Смирнов, Пономарёв, 2004].

Параметр $q = ab - d$ характеризует отклонение сейсмического процесса от соотношения (3.31). Он показывает различие скейлингов (показателей степеней) статистических распределений размеров очагов землетрясений (показатель степени ab) и расстояний между землетрясениями (показатель степени d). Если эти распределения находятся в согласии, то мы имеем соотношение (3.31) и, как отмечалось выше, закон повторяемости Гутенберга — Рихтера определяется только геометрической структурой неоднородностей среды.

а) Среднее значение параметра q

Приведённые выше оценки параметра q по данным сейсмических каталогов свидетельствуют, что в среднем значение этого параметра близко к нулю. Этот главный результат согласуется с оценками, полученными авторами обобщённого закона повторяемости [Кейлис-Борок и др., 1989; Кособоков, Некрасова, 2004; Некрасова, Кособоков, 2006; Некрасова, 2008; Nekrasova et al., 2011; Некрасова и др., 2015]. Таким образом, сейсмическая статистика свидетельствует, что в фоновом режиме длительность цикла разрушения не зависит (или зависит очень слабо) от размера области разрушения.

С точки зрения физики разрушения величина, обратная к длительности цикла разрушения, — средняя частота актов разрушения одной и той же области среды размера l — характеризует среднюю вероятность разрушения области среды размера l . Эта вероятность может быть рассчитана в рамках

той или иной теории разрушения. Конкретные выражения будут различаться в зависимости от выбранного подхода (концепция критического состояния системы трещин, кинетическая концепция прочности и т. д.). Но в любом случае вероятность разрушения определяется соотношением прочностных свойств и действующих напряжений.

Полученный статистический результат — $q \approx 0$ — свидетельствует, что применительно к литосфере долговременные значения вероятности разрушения не зависят от размера разрушающейся области (в диапазоне исследованных размеров очагов). Это означает, что долговременное поле напряжений определённым образом согласовано с «полем» прочности так, что вероятность разрушения элементов среды различных размеров оказывается примерно одной и той же.

б) Отклонения q от среднего значения

Дисперсионный анализ пространственных вариаций параметра q на региональном уровне свидетельствует, что величина стандартного отклонения этих вариаций выходит за рамки статистической погрешности оценок параметра q . Это означает, что справедливое в среднем соотношение (3.31) нарушается локально в некоторых областях литосферы.

По данным мирового каталога землетрясений среднее значение абсолютной величины q составляет 0.45. По данным региональных каталогов средние величины абсолютных значений q лежат в диапазоне 0.4–0.7. Большая изменчивость параметра q на региональном уровне по сравнению с планетарным связана, по-видимому, с меньшей пространственной ячейкой осреднения на региональном уровне. В качестве характерной величины отклонения параметра q от среднего нулевого значения будем использовать значение $q = 0.5$.

В предположении, что (3.31) выполняется при равномерных распределениях прочности и напряжений по иерархическим уровням системы дефектов геофизической среды, были получены оценки степени неравномерности распределения напряжений по неоднородностям литосферы, обеспечивающей отклонение значений q от нуля [Смирнов, 2003]. Оценки проводились в рамках кинетической концепции прочности Журкова.

В рамках этой концепции средняя длительность цикла разрушения отвечает долговечности материала, которая в простейшем случае постоянных во времени напряжений оценивается по формуле Журкова [Журков, 1968]:

$$\tau = \theta_0 e^{\frac{U_0 - \gamma \sigma}{kT}}, \quad (3.32)$$

где θ_0 — период тепловых колебаний; k — постоянная Больцмана; T — температура; U_0 — энергия диссоциации связи; γ — структурно-чувствительный параметр; σ — макроскопические напряжения. Параметры θ_0 и U_0 — микроскопические, трудно предположить, что они зависят от масштаба макроскопического разрушения l . Следовательно, зависимость длительности цикла разрушения от его масштаба определяется зависимостью $\gamma \sigma$ от l . Из (3.24) следует, что $\ln \tau = q \ln(l/l_0) + \ln \tau_0$. Сопоставляя это с (3.32), находим:

$$\gamma\sigma = U_0 - kT \ln(\tau/\theta_0) = qkT \ln(l/l_0) + U_0 - kT \ln(\tau_0/\theta_0). \quad (3.33)$$

Из (3.33) видно, что если $q = 0$, то напряжения (точнее, $\gamma\sigma$) равномерно распределены по масштабам элементов структуры (не зависят от l). В этом случае долговечность (а следовательно, и вероятность разрушения) элементов различного размера одинакова, что соответствует выражению (3.31).

Формула (3.33) и оценка изменчивости величины q в пространстве позволяют оценить по порядку величины возможную неравномерность распределения напряжений по масштабам разрушения. Для разности напряжений σ_2 и σ_1 , действующих соответственно на элементах с размерами l_2 и l_1 , из (3.33) имеем

$$\Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1 = \frac{kT}{\gamma} q \ln \frac{l_2}{l_1}. \quad (3.34)$$

Принимая для параметра γ диапазон значений (1000 ÷ 4000) Дж/(моль·МПа), известный из лабораторных исследований [Ставрогин, Тарасов, 2001], и постулируя, что γ не зависит от масштаба разрушения, при $q = 0.5$ найдём для соседних уровней иерархии неоднородностей по Садовскому⁸ (при $l_2/l_1 = 3$): $\Delta\sigma = (0.3 - 1.2)$ МПа (при $T = 300$ К). Эти значения соизмеримы с величинами характерных сбросов напряжений при землетрясениях [Earthquakes ..., 2000], что поддерживает предположение о возможности вариаций напряжений такого порядка по иерархическим уровням.

Отметим, что принятое нами постоянство структурно чувствительного параметра γ условно. Зависимость этого параметра от масштаба разрушения в экспериментальных исследованиях изучена слабо [Регель и др., 1974; Ставрогин, Тарасов, 2001]. Но наличие такой зависимости можно ожидать исходя из представлений о γ как о коэффициенте перегрузки (или коэффициенте перенапряжения), характеризующем отношение микроскопических и макроскопических напряжений [Регель и др., 1974]. Это отношение может быть обусловлено, в частности, наличием трещин, и в случае уединённой гриффитсовской трещины оно пропорционально корню из её длины. Поскольку с увеличением размера области среды увеличивается и вероятность наличия в ней бóльших трещин и, соответственно, увеличивается коэффициент перегрузки, можно ожидать увеличения γ с увеличением размера области среды. Это согласуется с известным из экспериментов уменьшением прочности с увеличением размера образца [Scholz, 2019].

В таком случае выявленная по данным сейсмических каталогов независимость вероятности разрушения элементов литосферы от размера указывает на то, что в согласованном состоянии, когда выполняется соотношение (3.31), напряжения (в рамках кинетической концепции прочности) или

⁸ Оправданность применения этого соотношения к сейсмическому режиму была показана, в частности, в работе [Смирнов, Исполинова, 1995], в которой была выявлена логарифмически равномерная полимодальность отклонений распределения сейсмических моментов землетрясений мира от закона Гутенберга — Рихтера.

скорость роста напряжений (в рамках теории трещин) распределены неравномерно по размерам дефектов среды: на меньших дефектах напряжения или скорость их нарастания больше, чем на больших. В этом случае оценки по формуле (3.34) следует рассматривать как отклонения от такого неравномерного базового распределения.

Прямых данных измерений распределения напряжений на разномасштабных дефектах среды (в естественных или в лабораторных условиях) нам найти не удалось, однако в пользу увеличения напряжений при переходе к микроскопическим масштабам свидетельствуют работы Г. А. Соболева с коллегами по разрушению образцов горных пород под контролем нейтронной томографии параметров кристаллической решётки [Соболев и др., 2004; Никитин и др., 2004].

в) Различия значений параметра q для разных тектонических структур

Карты распределения параметра q демонстрируют некоторое различие его характерных значений для основных типов тектонических структур: зон субдукции, океанических рифтов и сдвиговых разломных зон.

Как уже отмечалось, в целом, на планетарном масштабе, в области тихоокеанского дугового кольца значения q отрицательны — сейсмический процесс идёт интенсивнее на своих старших масштабных уровнях. На региональном уровне, на примере Японии, можно рассмотреть особенности этих отрицательных аномалий: отрицательные значения q относятся к областям позади глубоководных желобов и приурочены к области контакта океанической и континентальной плит, а также к погружающейся части плиты.

На планетарном уровне, в рифтовом кольце, окружающем Африку, значения q положительны.

И в дуговом кольце, и в рифтовом отклонения q от нуля лежат в диапазоне от полутора до двух стандартных отклонений, т. е. их статистическая значимость находится на уровне примерно 80 %.

На региональном уровне, в сдвиговых разломных зонах Сан-Андреас в Калифорнии, зоне Загрос в Иране и в части Северо-Анатолийского разлома в Средиземноморье значения параметра q близки к нулю.

Интерпретация систематических отличий значений параметра q в тектонических областях различных типов требует проведения специальных исследований. И хотя некоторые предположения, опирающиеся, например, на различие мощностей литосферы в дуговых и рифтовых структурах, на различие характерных глубин сейсмогенерации, на различие характера напряжённого состояния и температурного режима, напрашиваются, мы всё же воздержимся от построения гипотетических схем. Отметим, однако, что различия в сейсмическом режиме столь различных по строению, термодинамическим условиям и характеру напряжённого состояния структур, как островные дуги, океанические рифты и сдвиговые разломные зоны, вполне ожидаемы. И то обстоятельство, что введённый нами параметр q отражает такое различие, подтверждает обоснованность его рассмотрения как параметра сейсмического режима.

Длительность цикла разрушения τ_0

Анализ полученного множества значений τ_0 свидетельствует, что диапазон вариаций длительности цикла разрушения литосферы в пространстве составляет примерно два порядка — 70 % значений τ_0 заключены в пределах от 300 до 30000 лет. Этот диапазон согласуется с имеющимися в настоящее время прямыми оценками длительности сейсмического цикла, полученными сейсмологическими, палеосейсмологическими и геологическими методами, — они составляют в разных регионах и по данным разных авторов сотни, тысячи и десятки тысяч лет [Scholz, 2019; Grant, 2015].

Наши оценки длительности цикла разрушения на Камчатке в основной сейсмофокальной зоне составили первые сотни лет, что по порядку величины согласуется с прямыми оценками длительности сейсмического цикла в 140 ± 60 лет, впервые полученными С. А. Федотовым [Федотов, 1968] для этого же района по всей совокупности данных о сильнейших землетрясениях региона. Несколько большие значения, полученные нами, можно объяснить различием размеров областей, к которым относятся оценки. В нашем случае это — сферические области с диаметром, равным размеру очага, рассчитанному в соответствии с формулой (3.18). Для приведённых на рисунке 3.4 данных это 93 км. Используемые С. А. Федотовым критерии определения менее формализованы — рассматривалась повторяемость землетрясений примерно в том же месте (например, «... землетрясения против Петропавловска-Камчатского ...» или «... катастрофические землетрясения в заливе Сагами возле Токио ...» [Федотов, 1968]). Это означает, что область, в которой оценивалась длительность сейсмического цикла, возможно, больше, чем размер очага, — к парам событий, составляющим цикл, могут относиться землетрясения, очаги которых не строго совпадают, а лишь частично перекрываются. Для того чтобы привести наши оценки к такому варианту определения области повторяемости, нужно просто увеличить размер соответствующей области пространства и вместо размера очага l использовать величину cl . Длительность цикла разрушения при этом уменьшится в c^d раз по сравнению с приведёнными нами оценками. Полагая $c = 1.5$ (перекрывание очагов на 50 %) при характерном для рассматриваемой области значении $d = 1.8$, получим $c^d = 2$ и, соответственно, длительность цикла разрушения в пределах основной сейсмофокальной зоны 75–300 лет. Таким образом, оценки длительности цикла разрушения, полученные нами статистически по данным инструментальных наблюдений, вполне согласуются с прямыми оценками С. А. Федотова при соответствующем согласовании размеров областей повторяемости.

Вариации длительности цикла разрушения в пространстве могут быть обусловлены соответствующими вариациями свойств и напряжённого состояния литосферы. Вариации параметра τ_0 как на глобальном, так и на региональном уровнях составляют несколько порядков. Если предположить, что механические свойства литосферы изменяются вдоль сейсмоактивных поясов не очень значительно (не более чем в несколько раз), то изменения τ_0 на несколько порядков должны объясняться вариациями скоростей деформаций на несколько порядков, что не противоречит представлениям

о величинах возможных региональных различий в скоростях тектонических деформаций [Кукал, 1987].

Предположим, что длительность цикла разрушения определяется в грубом приближении прочностью среды и скоростью деформации: $\tau_0 \approx e^*/\dot{\epsilon}$, где e^* – деформационная прочность. Полагая, что предел прочности на разломе по порядку величины близок к сброшенным напряжениям, получим для e^* оценку: $e^* \approx \Delta\sigma/\mu \approx 10^4$. Характерные значения $\dot{\epsilon}$ в тектонически активных областях составляют 10^{-7} 1/год ($3 \cdot 10^{-15}$ 1/с). Следовательно, для характерных значений τ_0 получаем оценку 10^3 лет, которая по порядку величины согласуется с нашими оценками длительности цикла разрушения.

Современные данные позволяют сопоставить длительность цикла разрушения с «интенсивностью» тектонических деформаций [Смирнов и др., 2019б]. В качестве характеристики последней мы выбрали среднюю скорость относительного движения плит в регионах с ярко выраженными тектоническими структурами трансформных разломов — в зоне субдукции и в сдвиговых зонах.

Данные о скоростях современных движений по выбранным нами регионам были взяты из литературных источников. По всем регионам это — данные GPS, комплексированные в некоторых случаях с результатами наземной геодезии. Исследуемые регионы хорошо изучены, по ним имеются многочисленные публикации в журналах, а также сводки в монографиях и учебниках [Turcotte, Schubert, 2002; Papazachos, Papazachou, 1977; Stein, Wysession, 2003; Fowler, 2005].

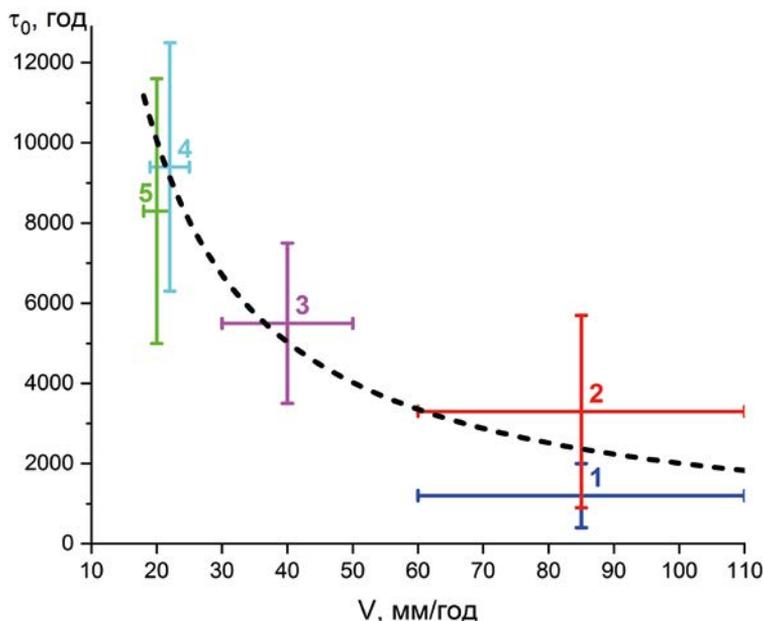


Рис. 3.10. Зависимость длительности цикла разрушения литосферы от относительной скорости движения плит. 1 — Камчатка, 2 — Япония, 3 — разлом Сан-Андреас, 4 — Северо-Анатолийский разлом, 5 — зона Загрос. Пунктиром показана аппроксимация $\tau_0 \sim 1/V$.

Результаты сопоставления средних для регионов оценок длительностей цикла разрушения с характерными региональными скоростями движения плит V представлены на рисунке 3.10. Усами «погрешностей» на рисунке показаны сериальные разбросы (корни из сериальных дисперсий), которые превосходят в 2–3 раза статистические погрешности оценок, представляя тем самым реальный разброс (диапазон) значений внутри каждого региона. На рисунке видно, что, несмотря на значительную величину этого разброса, эмпирические данные приемлемо аппроксимируются зависимостью $\tau_0 \propto 1/V$.

Таким образом, в первом приближении можно считать, что средняя для региона длительность цикла разрушения литосферы определяется в основном скоростью тектонических деформаций. Однако, как отмечалось выше, даже в пределах относительно небольших регионов, рассмотренных нами, значения τ_0 варьируют в диапазоне двух порядков. Это указывает на значительную неоднородность распределения скоростей деформации и прочности в пределах региона и эмпирически подтверждает современные представления об иерархичном строении геологической среды и неоднородном мозаичном характере поля напряжений.

3.2.6. Резюме

Обобщённый закон повторяемости землетрясений (учитывающий закон Гутенберга — Рихтера и фрактальную геометрию сейсмичности) позволяет получить оценки длительности цикла разрушения литосферы по данным каталогов землетрясений за ограниченный интервал времени (десятки лет). В работе [Кейлис-Борок и др., 1989] впервые были получены оценки периода повторяемости землетрясений, приведённые к области их очага, усреднённые для нескольких регионов.

В 2002 году Бак [Bak et al., 2002] фактически переоткрыл обобщённый закон повторяемости, назвав его единым масштабным законом для землетрясений (unified scaling law for earthquakes). Дальнейшее развитие идеи Бака получили в многочисленных работах, в основном математиков и физиков [Corral, 2003, 2004, 2005; Carbone et al., 2005; Davidsen, Goltz, 2004; Lindman et al., 2005; Livina et al., 2005; Shcherbakov, 2006]. В этих работах фактически речь идёт о наличии статистического самоподобия сейсмичности в пространстве-времени-энергии; приводится взаимосвязь показателей самоподобия в пространстве (фрактальная размерность), во времени и в энергетической области (параметр Гутенберга — Рихтера), обеспечивающая такое согласованное самоподобие. Это эквивалентно утверждению о равенстве нулю введённого нами параметра q .

В 2004 году авторы обобщённого закона повторяемости вернулись к этой теме [Кособоков, Некрасова, 2004]. В этой статье представлено картирование параметров обобщённого закона повторяемости (3.14) по мировому каталогу (авторы использовали каталог NEIC). Полученные в этой работе результаты согласуются с нашими оценками [Смирнов, 2003], полученными по данным каталога ISC.

Оценки параметров цикла разрушения свидетельствуют, что в фоновом режиме (при осреднении за десятилетия) длительность цикла разрушения литосферы не зависит от размера области разрушения — параметр q близок к нулю. Это означает, что в фоновом режиме процесс разрушения на разных пространственных масштабах развивается примерно с одинаковой интенсивностью, т. е. вероятность разрушения элементов среды равномерно распределена по их размерам. Такая ситуация имеет место, когда поле напряжений определённым образом согласовано с «полем» прочности. В этом случае распределение землетрясений по энергиям (закон повторяемости Гутенберга — Рихтера) определяется только геометрией структуры системы неоднородностей литосферы (в предположении фрактальности этой геометрии). Параметр q характеризует различие скейлингов (показателей степеней) статистических распределений размеров очагов землетрясений и расстояний между землетрясениями. Близость q к нулю означает, что эти распределения в фоновом режиме находятся в согласии и среднее расстояние между очагами одного ранга пропорционально их размеру.

Вариации величины q в пространстве могут объясняться неравномерностью распределения напряжений или скоростей их нарастания по неоднородностям литосферы различных размеров.

Средняя для региона длительность цикла разрушения литосферы определяется в основном скоростью тектонических деформаций. При этом значительный диапазон изменения длительности цикла разрушения внутри относительно небольших регионов указывает на значительную неоднородность распределения скоростей деформации и прочности в пределах региона, что согласуется с современными представлениями о иерархичном строении геологической среды и мозаичном характере поля напряжений.

3.3. Параметр критической концентрации сейсмогенных разрывов

Оценка критической концентрации разрывов опирается на представления о концентрационном критерии разрушения, впервые применённые на масштабе сейсмичности более тридцати пяти лет назад [Соболев, Завьялов, 1980] и с тех пор активно используемые в прогностических целях [Соболев, 1993; Природные опасности ..., 2000; Завьялов, 2006]. Согласно этому критерию землетрясение происходит в момент, когда отношение среднего расстояния между сейсмогенными разрывами меньших рангов к их средней длине достигает определённого критического значения. Указанное отношение получило название параметра концентрации сейсмогенных разрывов [Соболев, Завьялов, 1980].

Концентрация сейсмогенных разрывов оценивается в некоторой области пространства по данным о числе и энергии произошедших землетрясений [Завьялов, 2006]. При построении карты рассматриваемый регион покрывается сеткой ячеек размера L , и в каждой такой ячейке рассчитывается параметр концентрации разрывов

$$\chi = \frac{\mu^{-\frac{1}{3}}}{l_{av}}, \quad (3.35)$$

где μ — объёмная плотность (концентрация) разрывов, идентифицируемых по произошедшим землетрясениям; $l_{av} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n l_i$ — средний по ячейке размер разрыва; n — количество событий в ячейке [Соболев, Завьялов, 1980]. Величина $R_{av} = \mu^{-\frac{1}{3}}$ имеет смысл среднего по ячейке расстояния между центрами соседних разрывов. Иногда параметр концентрации оценивают не по объёму, а по площади или даже на отрезке [Руммель, Соболев, 1983]. В этих случаях $R_{av} = \mu^{-\frac{1}{r}}$, где r принимает значения 2 и 1 соответственно. Поэтому для сохранения общности будем использовать для χ выражение:

$$\chi = \frac{\mu^{-\frac{1}{r}}}{l_{av}}, \quad (3.36)$$

где $r = 1, 2, 3$ — соответствующая размерность пространства.

Опыт применения концентрационного критерия к сейсмичности реальных регионов свидетельствует, что в разных регионах критические значения параметра концентрации трещин оказались различными [Завьялов, 1986; Соболев и др., 1990; Завьялов, Орлов, 1993; Zavyalov, Zhang Zhaocheng, 1993; Завьялов, 2006]. Это обстоятельство объясняется неравномерностью пространственного распределения разрывов. Если разрывы сильно сгруппированы, то критические значения параметра концентрации больше, чем в случае равномерно распределённых разрывов. Это обусловлено тем, что фактические расстояния между разрывами внутри группы меньше, чем средние по всей ячейке. Следовательно, критическое состояние достигается при бóльших средних по ячейке расстояниях. Влияние пространственной неравномерности распределения разрывов на величину параметра их концентрации можно учесть, если допустить, что эта неравномерность подчиняется некоторой закономерности. В работе [Смирнов, Завьялов, 1996] была впервые предложена и протестирована методика учёта фрактальной геометрии сейсмичности при оценке параметра концентрации сейсмогенных разрывов.

3.3.1. Параметр концентрации разрывов

Пусть размер рассматриваемого региона равен \mathcal{L} , а параметр концентрации разрывов χ оценивается в ячейке размера L (рисунок 3.11). Размер L выбирается много бóльшим, чем размеры принимаемых во внимание сейсмогенных разрывов. Оценим среднюю по такой ячейке величину χ_L .

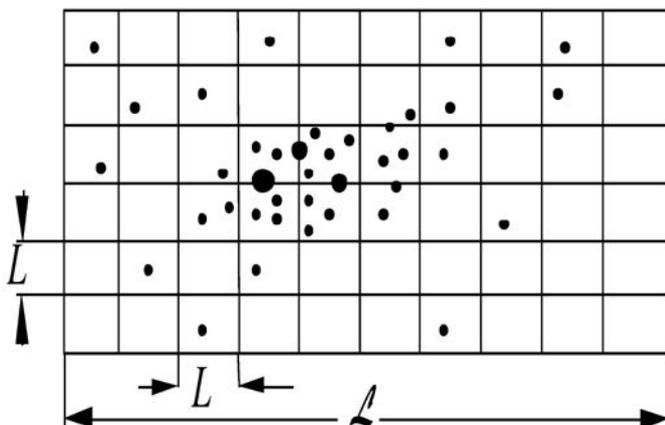


Рис. 3.11. Схема для расчёта параметра концентрации разрывов.

Если разрывы распределены в пространстве равномерно, то в каждую ячейку попадает в среднем $\bar{n}_0 = N/m_0$ разрывов, где $m_0 = (\mathcal{L}/L)^r$ — количество ячеек размера L , покрывающих регион размера \mathcal{L} , N — полное количество разрывов в регионе. Плотность разрывов, равная в таком случае $\mu_0 = (\bar{n}_0/L^r) = (N/\mathcal{L}^r)$, не зависит от L , так же как и параметр концентрации разрывов

$$\chi_L = \frac{\mathcal{L}}{N^{\frac{1}{r}} \cdot l_{av}}$$

Если же разрывы распределены в пространстве неравномерно и образуют фрактальную структуру размерности $d \leq r$, то некоторые из ячеек оказываются пустыми, не содержащими разрывов. По смыслу фрактальной размерности количество непустых ячеек равно в этом случае

$$m = \left(\frac{\mathcal{L}}{L}\right)^d. \quad (3.37)$$

Среднее количество разрывов, приходящихся на такую непустую ячейку, равно

$$\bar{n} = \frac{N}{m}, \quad (3.38)$$

а средняя по ячейке плотность разрывов составляет

$$\mu = \frac{\bar{n}}{L^r}. \quad (3.39)$$

Подставляя (3.37) в (3.38), а (3.38) в (3.39), найдём, что

$$\mu = \frac{N}{\mathcal{L}^d} \cdot L^{d-r}. \quad (3.40)$$

Из выражения (3.40) следует, что при $d = r$ $\mu = \mu_0$, а при $d < r$ $\mu > \mu_0$ и μ возрастает с уменьшением L .

Подставляя (3.40) в (3.36), получим:

$$\chi_L = \left(\frac{N}{L^d}\right)^{-\frac{1}{r}} \cdot \frac{L^{1-\frac{d}{r}}}{l_{av}}. \quad (3.41)$$

Пусть χ_{L_1} и χ_{L_2} — параметры концентрации, оценённые по ячейкам размерами L_1 и L_2 соответственно. Полагая, что l_{av} не зависит от L , из (3.41) найдём, что

$$\chi_{L_2} = \chi_{L_1} \cdot \left(\frac{L_2}{L_1}\right)^{1-\frac{d}{r}}. \quad (3.42)$$

Множитель $\left(\frac{L_2}{L_1}\right)^{1-\frac{d}{r}}$ в выражении (3.42) учитывает неравномерность распределения разрывов в пространстве, он описывает зависимость среднего значения параметра концентрации разрывов от масштаба осреднения — размера ячейки.

3.3.2. Критическое значение параметра концентрации разрывов

С физической точки зрения концентрационный критерий разрушения отражает потерю устойчивости системы трещин в поле напряжений. Трещины теряют устойчивость, динамически растут и сливаются в более крупные трещины, когда они расположены достаточно близко друг к другу, т. е. когда в некоторой области пространства имеется достаточно высокая концентрация трещин. Если допустить, что фрактальная структура пространственного распределения разрывов в земной коре сохраняется вплоть до масштабов отдельных трещин, то, зная критическую концентрацию трещин $\chi_{L_0}^*$ в области некоторого размера L_0 , можно по формуле (3.42) рассчитать величину критической концентрации в пространственной ячейке любого размера L . В простейшем случае две трещины размера l , расположенные на одной прямой, теряют устойчивость, когда расстояние между их концами близко к l . Поэтому, полагая $L_0 = l$, следует ожидать, что $\chi_{L_0} \approx 2$ (если расстояние между концами трещин длины l равно l , то расстояние между их центрами равно $2l$, и, следовательно, $\chi = 2$). Таким образом, в выражении для оценки критической величины параметра концентрации разрывов размера l в пространственной ячейке размера L

$$\chi_L^* = \chi_l^* \left(\frac{L}{l}\right)^{1-\frac{d}{r}} \quad (3.43)$$

следует ожидать $\chi_l^* \approx 2$.

3.3.3. Сравнение с эмпирическими данными

Выражение (3.43) было подвергнуто эмпирической проверке [Смирнов, Завьялов, 1996]. Для этого по данным каталогов землетрясений были рассчитаны оценки критических значений концентрации разрывов χ_L^* при различных значениях l в пространственных ячейках различного размера L . Используемая методика расчётов описана в [Завьялов, 1986]. За l принимался средний по ячейке размер очагов землетрясений, рассчитанный на основании корреляционных зависимостей размера очага от магнитуды.

Варьирование l осуществлялось посредством селекции каталогов по магнитуде с различными нижними порогами. Размер ячейки L полагался равным кубическому корню из её объёма. В таблице 3.4 приведены сведения об использованных каталогах землетрясений.

Таблица 3.4. Характеристики каталогов землетрясений.

Регион	Представительная магнитуда M_{min} или класс K_{min}	Период времени	Количество событий	Формулы пересчёта магнитуды (класса) в размер очага, l — в км
Греция	$M_{min} = 3$	1964–1993	17327	$lg l = 0.440M - 1.289$
СВ Китай	$M_{min} = 2$	1970–1994	16383	$lg l = 0.576M_L - 2.331$
ЮЗ Китай	$M_{min} = 2$	1970–1993	34839	$lg l = 0.576M_L - 2.331$
Туркмения	$K_{min} = 8.5$	1956–1994	8945	$lg l = 0.244K - 2.266$
Киргизия	$K_{min} = 8.5$	1962–1992	16167	$lg l = 0.244K - 2.266$
Камчатка	$K_{min} = 8.5$	1962–1994	21170	$lg l = 0.244K - 2.266$

Результаты расчётов представлены на рисунке 3.12. Зависимости χ_L^* от L/l аппроксимировались выражением (3.43) и оценивались параметры χ_L^* и d . Оценка параметров осуществлялась посредством построения робастной регрессии χ_L^* по L/l в дважды логарифмическом масштабе, при оценке погрешности коэффициентов регрессии методом Монте-Карло учитывались погрешности исходных данных [Сидорин, Смирнов, 1995]. В таблице 3.5 представлены соответствующие оценки. В последнем столбце таблицы приведена фрактальная (корреляционная) размерность множеств гипоцентров землетрясений d_c , оценённая независимо методом корреляционного интеграла.

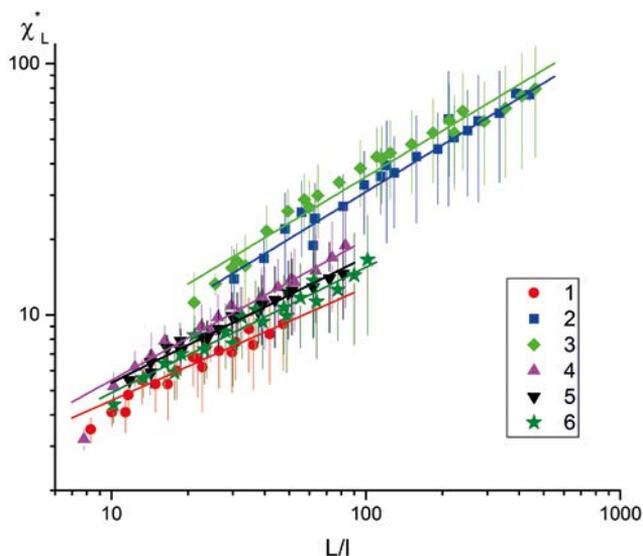


Рис. 3.12. Зависимость критического значения параметра концентрации сейсмогенных разрывов χ_L^* от размера ячейки L и средней длины разрыва l ; вертикальными отрезками показаны стандартные отклонения. Регионы: 1 — Греция, 2 — Сев.-Вост. Китай, 3 — Юго-Зап. Китай, 4 — Киргизия, 5 — Туркмения, 6 — Камчатка.

Таблица 3.5. Сопоставление эмпирических данных с выражением (3.43).

Регион	χ_l^*	d	d_c
Греция	1.6±0.6	1.6±0.3	1.7±0.1
СВ Китай	1.8±0.7	1.1±0.3	1.3±0.2
ЮЗ Китай	2.1±0.5	1.2±0.2	1.52±0.02
Туркмения	1.7±0.4	1.5±0.2	2.1±0.1
Киргизия	1.5±0.4	1.3±0.2	1.2±0.1
Камчатка	1.5±0.4	1.5±0.2	1.9±0.1

На рисунке 3.12 видно, что эмпирические оценки χ_l^* , полученные в различных регионах, в целом согласуются с выражением (3.43). Из таблицы 3.5 следует, что значения χ_l^* действительно близки к 2, а значения фрактальной размерности d отличаются не более чем на 30 % от оценок d_c , полученных независимым методом. Отличие кривых для Китая от остальных регионов обусловлено, по-видимому, различием использованных формул расчёта размера очага землетрясения по его магнитуде [Смирнов, Завьялов, 1996].

3.3.4. Резюме

Учёт фрактальной геометрии сейсмичности позволяет снять противоречие в оценках критической концентрации сейсмогенных разрывов и получить величину критической концентрации, приведённую к физически актуальному размеру очаговой области. Известный из публикаций «масштабный фактор» классического концентрационного критерия разрушения геоматериала имеет не физическую, а методическую природу. Зависимость критического параметра концентрации трещин от размера области пространства обусловлена не механизмом разрушения, а отсутствием учёта фрактальности распределения разрывов в пространстве. Для фрактальных объектов хорошо известна зависимость средних значений от масштаба осреднения. Эта зависимость и объясняет в первом приближении наблюдаемый «масштабный фактор» концентрационного критерия. При сравнении параметров концентрации сейсмогенных разрывов в различных регионах или в различные интервалы времени следует оценивать соответствующие изменения фрактальной размерности множества гипоцентров землетрясений и вводить поправки согласно выражению (3.43).

Заключение главы 3

Для оценки статистических параметров разномасштабной сейсмичности, так же как и параметров акустической эмиссии при лабораторном моделировании, предлагается использовать определённый набор одних и тех же статистических методик и алгоритмов анализа данных сейсмических и акустических каталогов. В качестве статистических параметров рассматриваются показатели самоподобия распределений событий по энергиям (наклон графика повторяемости) и в пространстве (фрактальная

корреляционная размерность или размерность кластера), устойчивые параметры энерговыделения (обобщающие сейсмическую активность), а также оценки размера сейсмогенерирующего объёма и мера влияния очагов землетрясений.

Концепция перехода от региональных оценок параметров сейсмического режима к оценкам физических параметров разрушения — параметров цикла разрушения и критической величины концентрационного параметра — позволяет корректно сопоставлять результаты сейсмической статистики и физики разрушения.

Длительность цикла разрушения литосферы — средний период повторяемости землетрясений в области, равной размеру их очага, — является одним из ключевых в физике сейсмического режима. Он характеризует долговечность материала литосферы в поле напряжений, отражает интенсивность сейсмического процесса и тесно связан с характером разрушения, уровнем и скоростью изменения напряжений, прочностными свойствами материала. Сопоставление оценок длительности цикла разрушения в крупных разломных зонах со скоростями относительного движения контактирующих плит показало, что средняя для региона длительность цикла разрушения литосферы определяется в основном скоростью тектонических деформаций.

Зависимость длительности цикла разрушения от масштаба разрушения может быть охарактеризована введённым нами параметром $q = ab - d$, показывающим различие скейлингов (показателей самоподобия) статистических распределений размеров очагов землетрясений и расстояний между землетрясениями.

Результаты, полученные по данным планетарного и ряда региональных сейсмических каталогов, свидетельствуют, что для фоновой сейсмичности длительность цикла разрушения слабо зависит от магнитуды — параметр q близок к нулю. Это означает, что в фоновом, невозбуждённом режиме процесс разрушения осуществляется с одинаковой интенсивностью на различных масштабах, отвечающих сейсмическим очагам различных размеров. Зависимость длительности цикла разрушения от размера очага землетрясения может быть связана с перераспределением напряжений по уровням иерархичной системы неоднородностей литосферы. Близость q к нулю означает, что вероятность разрушения неоднородностей различного размера примерно одинакова и, следовательно, долговременное поле напряжений находится в определённом согласии с «полем» прочности. В этом случае распределения размеров очагов землетрясений и расстояний между ними также согласованы (например, если расстояния между очагами пропорциональны их размеру). Последнее обстоятельство лежит в основе многих известных исследований, посвящённых объяснению закона Гутенберга — Рихтера.

Идея учёта фрактальных свойств сейсмичности для оценки длительности цикла разрушения может быть распространена на оценку плотностей различных физических величин, оцениваемых по эмпирическим данным, относящимся к некоторому объёму среды (энергии, сброшенных напряжений и т. д.). При осреднении соответствующих исходных данных их следует нормировать не на геометрический объём, пропорциональный кубу размера

области L , а на некий эффективный «фрактальный объём» дробной размерности d , пропорциональный L^d . Такая нормировка учитывает неравномерное фрактальное распределение в пространстве источников рассматриваемых величин (в нашем случае неравномерное распределение очагов землетрясений). Этот подход был реализован нами для коррекции оценки критической концентрации сейсмогенных разрывов. Его применение для нескольких регионов показало, что известный «масштабный фактор» концентрационного критерия разрушения геоматериала имеет не физическую, а методическую природу. Зависимость критического параметра концентрации от размера области пространства обусловлена не механизмом разрушения, а отсутствием учёта (в классической методике) фрактальности распределения разрывов в пространстве. Введение предложенной нами «фрактальной поправки» приводит величины статистических оценок в соответствие с теоретическими представлениями.

Наконец отметим, что при необходимости можно учесть и неравномерное распределение источников во времени. Если эта неравномерность имеет самоподобный степенной характер с показателем самоподобия p (например, подчиняется закону Омори), то при вычислении пространственно-временной плотности величины в области $L^3 \times T$ нужно при осреднении осуществлять нормировку на $L^d T^p$.

Глава 4. Афтершоковая и наведённая сейсмичность

В главе 1 мы отмечали, что афтершоковые последовательности и наведённая сейсмичность, связанная с заполнением и эксплуатацией водохранилищ, представляют переходные режимы, возбуждённые наиболее сильными природными и антропогенными воздействиями. Оба эти явления подробно исследовались с разных позиций. Знание источников, вызывающих возбуждение сейсмического режима, делает афтершоковые процессы и наведённую сейсмичность хорошим инструментом для выявления закономерностей переходных режимов. Различие способа возбуждения афтершоков и землетрясений, вызванных заполнением и эксплуатацией водохранилищ, позволяет решать задачу отыскания общих особенностей этих разных переходных режимов, не зависящих от способа возбуждения.

Афтершоковые процессы перекрывают большой диапазон масштабов, определяемый величиной главного события. Учитывая, что согласно закону Бота афтершоки обычно на 1–2 единицы магнитуд слабее главного события, представительная магнитуда должна быть меньше ещё на 2–3 единицы, т. е. для качественного анализа необходимы каталоги с диапазоном регистрируемых событий в 3–5 единиц магнитуды. Такие каталоги в настоящее время не являются редкостью, что позволяет достаточно свободно выбирать регион исследований.

Наведённая сейсмичность, связанная с заполнением водохранилищ, обычно не содержит сильнейших землетрясений, её магнитудный диапазон редко превышает M_6 и в основном сосредоточен в диапазоне M_5 и ниже. Для представительного в статистическом отношении анализа это требует данных, полученных специализированными плотными и высокочувствительными сейсмическими сетями. Далеко не всегда такие сети бывают развёрнуты и действуют длительное время в областях наведённой сейсмичности. Кроме того, в отличие от данных по тектонической сейсмичности, данные по наведённой сейсмичности редко бывают доступны в открытом доступе ввиду того, что специальные сейсмические сети, как правило, являются ведомственными.

Учитывая разномасштабность проявления переходных процессов в афтершоковых последовательностях и в наведённой сейсмичности, мы сосредоточили наши исследования в основном (хотя и не исключительно) на изучении безразмерных показателей самоподобия соответствующих переходных сейсмических режимов, а основной целью было выявление общих закономерностей их возбуждения и последующей эволюции.

4.1. Афтершоковые процессы

В главе 1 отмечалось, что природа афтершоковых последовательностей традиционно связывается с релаксацией сейсмического режима, возбуждённого главным событием. Анализ релаксационных процессов занимает важное место в изучении природы формирования и эволюции сейсмического

режима. Релаксационные процессы возвращения среды в фоновое состояние отражаются, в частности, в афтершоковых последовательностях, исследование которых позволяет судить об особенностях этих процессов.

Результаты многочисленных исследований режима афтершоков выявили ряд ключевых, на наш взгляд, проблем. В частности, не ясно, в какой мере закономерности афтершоковых последовательностей определяются особенностями очага главного события, а в какой — собственно свойствами геофизической среды и развивающихся в ней физических процессов; в какой мере существенны геометрические (структура разломов, неоднородностей) и механические свойства среды и какова роль других её физических характеристик (например, влияния флюидов). Прояснить в какой-то мере эти вопросы можно на основе лабораторных исследований закономерностей проявления релаксационных процессов в экспериментах по разрушению горных пород. Однако прежде чем перейти к описанию результатов лабораторного моделирования (глава 6), рассмотрим некоторые статистические закономерности афтершоковых последовательностей, выявленные нами при исследовании натурной сейсмичности.

4.1.1. Фрактальные свойства афтершоковой сейсмичности и структура неоднородностей литосферы в очаговой области Рачинского землетрясения

Связь статистических свойств афтершоковых последовательностей с фрактальными свойствами систем разломов обнаружена в работах [Nanjo et al., 1998; Nanjo, Nagahama, 2000], она находит и теоретическое обоснование [Тюпкин, 2001]. В настоящем разделе приведены результаты анализа изменений во времени фрактальных свойств множества очагов афтершоков Рачинского землетрясения 29 апреля 1991 г. ($M = 6.9$) на Кавказе в сопоставлении с фрактальными свойствами неоднородностей литосферы очаговой области и системы активных разломов [Смирнов, Феофилактов, 2000б].

Методика оценивания фрактальных свойств литосферы

Использование кода-волн близких землетрясений позволяет получить оценку фрактальных свойств структуры литосферы непосредственно в трёхмерном пространстве, изучая частотную зависимость коэффициента рассеяния (в борновском приближении для однократного малоуглового рассеяния) [Wu, Aki, 1985; Файзуллин, Шапиро, 1989; Godano et al., 1994]. В работе [Файзуллин, Шапиро, 1989] показано, что в среде с фрактальной системой неоднородностей дефектов коэффициент рассеяния сейсмических волн является степенной функцией частоты: $\alpha = \alpha_0(f/f_0)^n$. При этом показатель степени n связан с фрактальной размерностью структуры дефектов среды d_c соотношением $d_c = 2 + n$. Эти соотношения позволяют оценить фрактальную размерность рассеивающих дефектов по данным о затухании кода-волн на различных частотах.

Анализ коды афтершоков строился согласно процедуре, описанной в [Смирнов, Феофилактов, 2000а].

Она заключается в следующем:

1. Выделение интервала кода-волн. Выделение начала кода-волн осуществляется согласно соотношению $t_c > (1.5-2)t_s$, где t_s — время пробега поперечных волн, конец коды определялся из условия двойного превышения сигнала над шумом.
2. Полосовая фильтрация коды треть-октавными фильтрами Баттерворта 20-го порядка в диапазоне частот 2–32 Гц.
3. Расчёт модуля вектора смещений по трёхкомпонентной записи, поправка на геометрическое расхождение. Поправка на групповую задержку узкополосного фильтра.
4. Оценка коэффициента экспоненциального затухания коды α для каждого частотного компонента.
5. Оценка показателя n в частотной зависимости коэффициента затухания $\alpha = \alpha_0(f/f_0)^n$.
6. Оценка фрактальной размерности рассеивающих неоднородностей литосферы по формуле $d = 2 + n$.

Параметры сейсмического режима

В качестве параметров сейсмического режима афтершоковой последовательности рассматривались наклон графика повторяемости, активность и фрактальные размерности множеств гипо- и эпицентров землетрясений (см. раздел 3.1). Под активностью в данном случае понимается среднее количество событий десятого энергетического класса за единицу времени (т. е., в отличие от стандартной сейсмической активности, используемый параметр не нормировался на сейсмогенный объём).

Расчёты наклона графика повторяемости, активности и фрактальных размерностей множеств гипо- и эпицентров афтершоков производились в скользящем временном окне, заключающем в себе постоянное количество событий. Тем самым статистическая представительность оценок параметров в различные моменты времени сохранялась неизменной, а временная детальность результатов расчётов уменьшалась со временем (по мере спада афтершоковой активности).

Исходные данные

Исходные сейсмограммы афтершоков Рачинского землетрясения были предоставлены нам Институтом строительной механики и сейсмостойкости АН Республики Грузия. Данные представляют собой трёхкомпонентные записи волн от афтершоков Рачинского землетрясения аппаратурой системы SMACH. Это — широкополосный цифровой акселерограф с пороговой чувствительностью 0.001 g (g — ускорение силы тяжести) и частотой дискретизации 128 Гц. Для анализа были взяты цифровые записи на четырёх временных станциях. Обработывались записи землетрясений энергетических классов $K = 11-15$ и небольшой глубины $h \leq 10$ км с эпицентрами в районе 42.3–42.6° СШ и 43.1–44.0° ВД. Таким образом, эпицентральные расстояния не превышали 50 км. Диапазон максимальных амплитуд обработанных акселерограмм составлял приблизительно 0.05–0.50 g. Для обеспечения

достаточно высокого отношения сигнала к шуму были отобраны наиболее сильные события.

Для оценки параметров афтершоковой последовательности использовался каталог афтершоков Рачинского землетрясения, составленный Геофизической службой РАН [Габсатарова и др., 1992]. Оценки параметров сейсмичности в фоновом режиме осуществлялись на основе регионального каталога землетрясений Северного Кавказа за период 1962–1990 годов, также предоставленного Геофизической службой РАН.

Было проведено исследование представительности каталогов и осуществлена соответствующая селекция данных. График зависимости представительного класса от времени приведён на рисунке 4.1, на этом же рисунке показаны изменения средней погрешности положений эпицентров афтершоков. На этом же рисунке показана нижняя граница области скейлинга корреляционных интегралов, полученная при оценке фрактальной размерности множеств гипо- и эпицентров афтершоков. Нижняя граница оказалась одинаковой для множеств эпицентров и гипоцентров. Она равна 1.4 км, что отвечает представлению координат землетрясений в каталоге с точностью до одной минуты. Заметим, что более низкое значение нижней границы скейлинга, по сравнению с приведённой в каталоге погрешностью локации очагов афтершоков, указывает на возможное завышение последней.

Селекция каталога осуществлялась в соответствии с изменениями представительного класса.

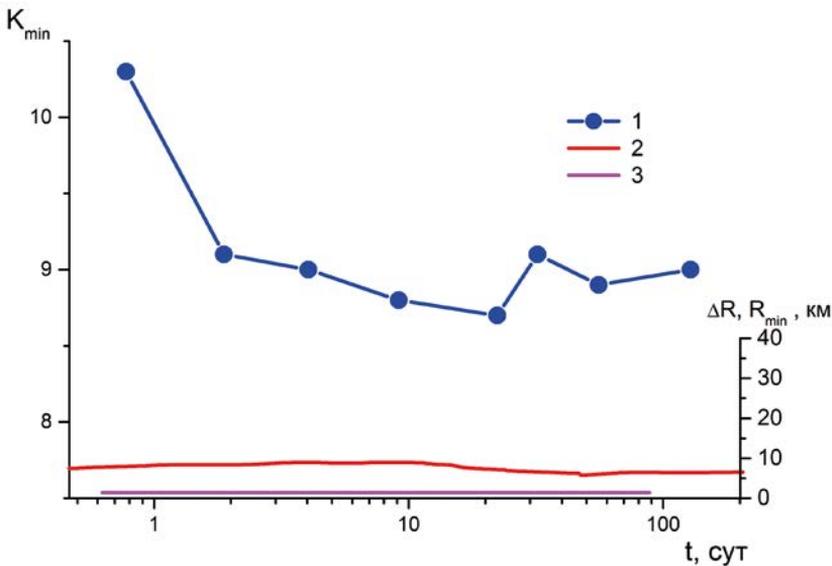


Рис. 4.1. Представительность каталога афтершоков Рачинского землетрясения. По оси абсцисс отложено время, прошедшее после главного события. 1 — представительный класс, 2 — средняя ошибка положения афтершоков ΔR , приведённая в каталоге, 3 — нижняя граница области скейлинга R_{min} , полученная при оценке корреляционной размерности множеств гипоцентров и эпицентров афтершоков.

В качестве дополнительной информации была привлечена карта активных разломов региона под редакцией В. Г. Трифонова [Trifonov, 1996]. К активным разломам авторами карты отнесены разломы, обнаруживающие те или иные признаки активности в позднем плейстоцене и голоцене, т. е. в течение последнего миллиона лет. Карта представлена в виде базы данных, содержащей информацию о координатах разломов и их характеристиках. Нами оценивалась фрактальная размерность системы разломов. Для этого разломы были «оцифрованы» с шагом 1 км вдоль разлома. Полученное таким образом множество точек на плоскости подвергалось анализу. Какая-либо селекция разломов не проводилась.

Фрактальные размерности потока афтершоков и неоднородностей литосферы в очаговой области

В таблице 4.1 приведены результаты расчётов фрактальной размерности системы неоднородностей литосферы, формирующей кода-волны. Примеры зависимости коэффициента рассеяния от частоты показаны на рисунке 4.2. Из таблицы 4.1 видно, что разброс значений показателя частотной зависимости коэффициента рассеяния n невелик, что позволяет рассматривать среднее значение как параметр исследуемой локальной области.

Таблица 4.1. Фрактальная размерность литосферы по данным кода-волн Рачинских афтершоков.

Номер афтершока	Дата	Энергет. класс	Код станции	Эпицентральное расстояние, км	n	d_c
337	03.05.91	13.5	AMB	10.5	0.47±0.04	2.47
337			BAZ	12.0	0.42±0.06	2.42
337			ONI	15.0	0.34±0.16	2.34
348	03.05.91	12.1	ONI	11.0	0.39±0.08	2.39
407	06.05.91	11.5	AMB	7.5	0.57±0.10	2.57
449	10.05.91	11.0	ZEM	7.5	0.42±0.07	2.42
456	10.05.91	11.5	BAZ	8.5	0.58±0.07	2.58
456			IRI	11.0	0.52±0.14	2.52
491	14.05.91	10.8	IRI	7.0	0.42±0.03	2.42
491			ONI	9.5	0.71±0.10	2.71
503	15.05.91	11.6	AMB	22.0	0.44±0.11	2.44
503			IRI	15.0	0.42±0.14	2.42
503			ONI	11.0	0.60±0.08	2.60
503			ZEM	3.5	0.44±0.09	2.44
575	06.06.91	10.8	IRI	10.0	0.46±0.20	2.46
590	15.06.91	15.3	IRI	45.0	0.46±0.06	2.46
590			ONI	48.0	0.59±0.10	2.59
Среднее					0.47±0.05	2.47

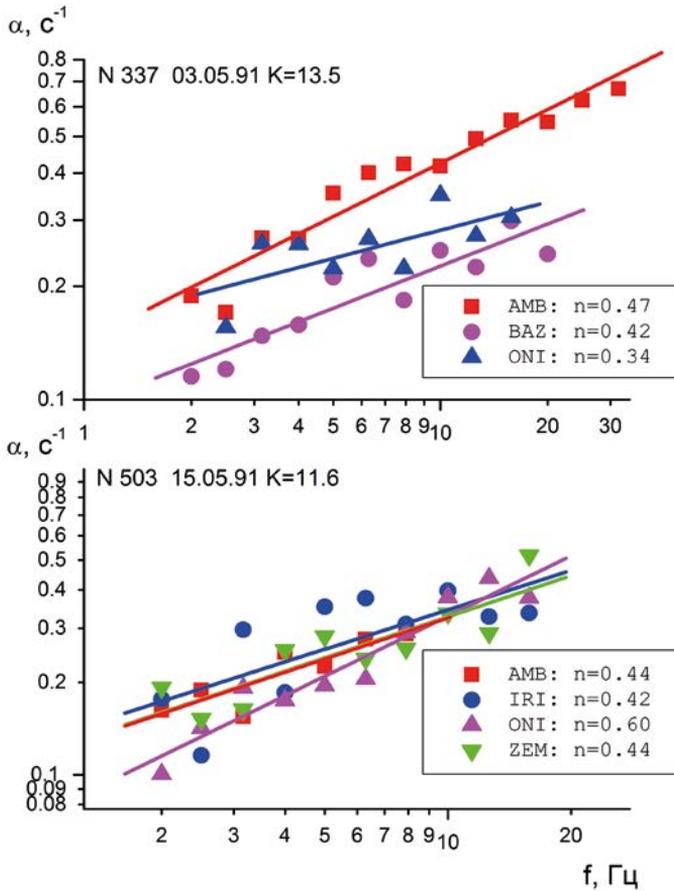


Рис. 4.2. Примеры зависимости коэффициента рассеяния α от частоты для двух афтершоков по записям кода-волн различными станциями. Коды станций и номера афтершоков соответствуют таблице 4.1. Прямыми линиями показаны аппроксимации согласно формуле $\alpha = \alpha_0(f/f_0)^n$.

Сопоставление параметров сейсмического режима афтершоковой последовательности с полученной оценкой фрактальной размерности литосферы приведено на рисунке 4.3.

На рисунке 4.3 видна картина изменения параметров наклона графика повторяемости b и фрактальной размерности множества афтершоков d : сразу после главного события их значения аномальны, а с течением времени они возвращаются к своим фоновым величинам. На рисунке 4.3 обращает на себя внимание то обстоятельство, что фрактальная размерность литосферы, полученная по данным кода-волн, определяет фоновый уровень, до которого уменьшается фрактальная размерность гипоцентров афтершоков по мере затухания афтершоковой деятельности. Это значение, равное 2.47, хорошо согласуется с фрактальной размерностью системы активных разломов рассматриваемого региона, равной 1.42: если учесть, что система разломов

является сечением системы неоднородностей литосферы, то размерность системы разломов должна быть на единицу меньше размерности системы неоднородностей литосферы.

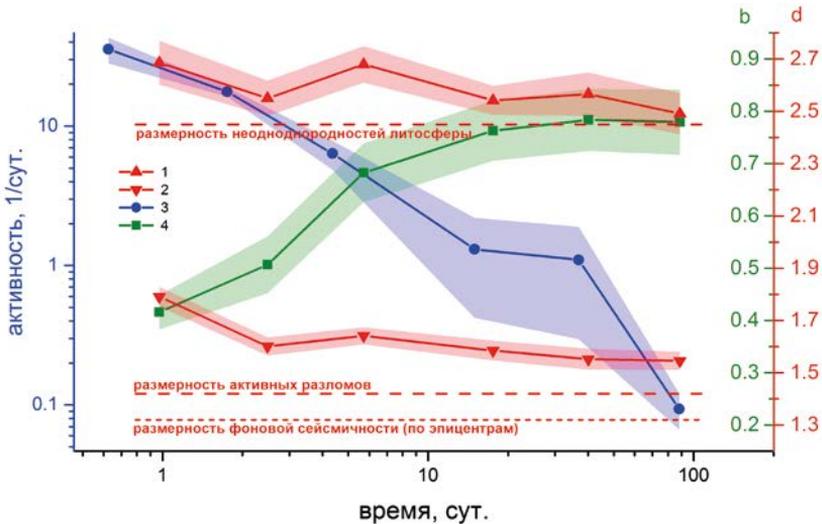


Рис. 4.3. Фрактальные свойства литосферы и афтершоков. Фрактальная размерность d множество гипоцентров (1) и эпицентров (2) афтершоков, сейсмическая активность (3) и наклон графика повторяемости b как функции времени, прошедшего после главного события. Горизонтальными пунктирными линиями показаны значения фрактальных размерностей системы неоднородностей литосферы по данным кода-волн, системы активных разломов и множества эпицентров фоновой сейсмичности.

Рассмотренная в [Файзуллин, Шапиро, 1989] модель формирования кода-волн, опирающаяся на представления о фрактальной геометрии множества рассеивателей, даёт фрактальные размерности этого множества, согласующиеся с фрактальными размерностями системы активных разломов и сейсмичности в фоновом режиме. При этом следует, однако, отметить, что оценки фрактальных размерностей сейсмичности и неоднородностей литосферы получены в смежных, но всё же различающихся диапазонах пространственных масштабов. В случае сейсмичности область скейлинга корреляционных интегралов перекрывает диапазон единиц — первых десятков километров. В случае кода-волн рассмотренный частотный диапазон соответствует диапазону длин волн от 100 м до 1 км, который, в свою очередь, определяет диапазон размеров неоднородностей литосферы.

В переходном режиме афтершоковой последовательности фрактальная размерность сейсмичности с течением времени возвращается к значению, близкому к фрактальной размерности системы неоднородностей литосферы, что согласуется с представлениями об обусловленности структуры сейсмичности структурой неоднородностей литосферы. В данном случае фрактальная размерность литосферы определяет фоновый уровень, до которого уменьшается фрактальная размерность гипоцентров афтершоков по мере затухания афтершокового процесса.

4.1.2. Структура группирования афтершоков во времени

Исследуя в конце 80-х годов прошлого века обнаруженный ещё ранее в работах Гайского, Каток и др. эффект группирования землетрясений во времени, мы, по-видимому, одни из первых обратили внимание на иерархичную организацию группирования. В работах [Рыкунов, Смирнов и др. 1986, 1987] была выявлена структура группирования сейсмических событий во времени по аналогии с пространственной иерархией Садовского. Временная структура в целом имеет иерархичную и самоподобную организацию: события группируются, группы составляют кластеры, которые тоже группируются, и т. д. Такая структура была обнаружена на самых различных масштабах — от сейсмического шума до сильнейших землетрясений [Рыкунов, Смирнов, 1992]. Её можно рассматривать как установившийся режим сейсмического процесса, поскольку характерные времена группирования значительно меньше «времен жизни» структуры. Аналогичная структура отмечалась для геологических циклов и ритмов [Афанасьев, 1974, 1991].

В работах [Смирнов, Люсина, 1990; Люсина, Смирнов, 1993] было исследовано формирование структуры группирования сейсмичности в афтершоковых последовательностях. На фоне общего спада афтершоковой активности было выявлено статистически значимое группирование событий. Это группирование носит многоуровневый иерархичный характер, типичный для сейсмического процесса в целом. По мере развития афтершоковой деятельности структура группирования усложняется, и с течением времени образуются всё более сложные и длинные группы событий.

Для выявления группирования на фоне спада афтершоковой активности использовалась функция группирования — статистика, основанная на функции условной вероятности возникновения события в заданный момент времени. Эта статистика была ранее предложена в работах Шурыгина и Одинец и успешно применялась при исследовании группирования землетрясений в фоновом режиме [Одинец, 1983; Рыкунов, Смирнов и др., 1986, 1987].

При построении функции группирования принимается, что вероятность возникновения события в момент t_i при условии, что в момент t_j произошло землетрясение, зависит только от разности $\rho = t_i - t_j$. Обозначим соответствующую условную вероятность $P(t_i/t_j)$ через $\alpha(\rho)$. Функция группирования определяется как $g(\rho) = \alpha(\rho)/\alpha_0(\rho)$, где $\alpha_0(\rho)$ условная вероятность $P_0(t_i/t_j)$ для выбранной нулевой гипотезы о свойствах точечного потока. В качестве такой нулевой гипотезы мы выбирали монотонный спад активности согласно закону Омори.

Если $g(\rho) > 1$, то вероятность возникновения пары событий с интервалом времени ρ между ними превышает вероятность для нулевой гипотезы, если $g(\rho) < 1$, то наоборот. Первое обстоятельство свидетельствует об аномальном сгущении событий, второе — о разряжении. Результаты работы [Одинец, 1983] позволяют строить для $g(\rho)$ доверительные интервалы и, следовательно, статистически решать вопрос об отклонении $g(\rho)$ от единицы. Анализ функции группирования позволяет выявлять наличие группирования событий по сравнению с точечным потоком, удовлетворяющим

нулевой гипотезе, а также «измерять» средние длительности групп и периоды их повторения.

В качестве примера на рисунке 4.4 приведены функции группирования для двух интервалов афтершоковой последовательности сильнейшего Аляскинского землетрясения 1964 года (из работы [Смирнов, Люсина, 1990]).

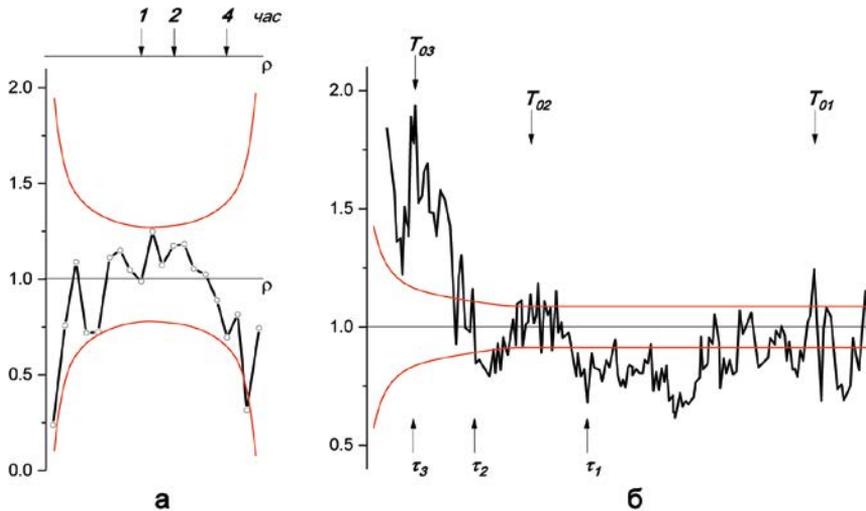


Рис. 4.4. Функция группирования афтершоков Аляскинского землетрясения 1964 года с 96 % доверительными интервалами. а — начальный участок афтершокового процесса (первые 9 часов), до начала степенного спада активности; б — конечный участок афтершокового процесса, при степенном спаде активности.

На рисунке 4.4а видно, что функция группирования не выходит за рамки доверительных интервалов, что означает отсутствие статистически значимого группирования.

На рисунке 4.4б уверенно выделяются три основных максимума T_{01} , T_{02} , T_{03} и три спада τ_{01} , τ_{02} , τ_{03} . Такая структура функции группирования отвечает трёхуровневому иерархическому группированию событий точечного потока [Одинец, 1983]. Группы афтершоков младшего уровня длительностью τ_{03} , повторяющиеся в среднем с периодом T_{03} , составляют кластеры второго уровня, длительностью в среднем τ_{02} . Эти кластеры, в свою очередь, повторяются с периодом T_{02} и образуют группы старшего уровня длительностью τ_{01} , которые чередуются со средним периодом T_{01} .

Аналогичные результаты были получены ещё для ряда афтершоковых последовательностей [Рыкунов, Смирнов и др., 1986, 1987]. Наборы периодических компонент в афтершоковых последовательностях на фоне спада активности по закону Омори выделяются и другими статистическими методами [Любушин, 2013].

Полученные результаты свидетельствуют о достаточно сложной структуре группирования землетрясений в афтершоковых последовательностях. В течение некоторого времени, определяемого параметром c обобщённого закона Омори (1.2), когда активность остаётся практически постоянной,

группирование отсутствует. На этой стадии афтершоки представляют собой квазипуассоновский поток, параметр которого изменяется согласно обобщённому закону Омори. Далее, с течением времени, афтершоковая последовательность структурируется, события перестают быть квазипуассоновскими, образуя неслучайные группы. К моменту выхода афтершокового процесса на однородный режим степенного спада активности афтершоки организуются в многоуровневую иерархию групп событий, характерную, как отмечалось выше, для фонового режима сейсмического процесса. Заметим, что сценарий постепенного формирования и усложнения иерархического группирования афтершоков во времени согласуется с рассмотренным в предыдущем разделе уменьшением фрактальной размерности афтершокового процесса, свидетельствующим об увеличении степени кластеризации афтершоков в пространстве.

Возникновение и постепенное усложнение временной структуры афтершоковой последовательности свидетельствует об усилении и углублении взаимодействия между афтершоками. Это взаимодействие можно представить себе, например, как перераспределение напряжений в локальной области данного афтершока, которое влияет на вероятность возникновения афтершоков в соседних областях. Такие локальные перераспределения происходят на фоне глобального изменения напряжённого состояния среды, вызванного главным толчком, и, в свою очередь, формируют новую картину распределения напряжений. Приведённые в этом разделе результаты свидетельствуют, что группирование афтершоков происходит со всё возрастающими характерными временами (со всё более «дальними» связями) и завершается организацией устойчивой иерархичной структуры сейсмичности.

Хаотизация режима сейсмического излучения сразу после землетрясения в его очаговой области была отмечена и на «микромасштабе» эндогенного сейсмического шума [Смирнов, Черепанцев, 1991]. Методами анализа детерминированного хаоса [Шустер, 1989] было обнаружено существенное увеличение размерности реализации и метрической энтропии (энтропии Колмогорова — Синяя) временных вариаций интенсивности узкополосной компоненты высокочастотного сейсмического шума в течение первых суток после Параванского землетрясения 13 мая 1986 г. на Кавказе ($M = 5.6$).

В рамках модели детерминированного хаоса размерность реализации характеризует число степеней свободы эквивалентной динамической системы, с помощью которой можно описать хаотический сигнал. Чем выше эта размерность, тем сложнее эквивалентная система и тем больше хаотичность исследуемого ряда. Энтропия Колмогорова — Синяя также является мерой хаотичности временного ряда и порождающего его процесса. Она бесконечна для «чисто» хаотического ряда (изменение состояния процесса непредсказуемо) и равна нулю для детерминированного ряда (процесс предсказуем на любое время вперёд).

Обнаруженное в [Смирнов, Черепанцев, 1991] увеличение размерности реализации и энтропии свидетельствует, что характерная для временных геофизических рядов структура невысокой размерности [Смирнов и др., 2005] разрушается сразу после сильного (по сравнению с энергетикой поля высокочастотного шума) землетрясения. Затем, по мере релаксации возбуж-

дённому землетрясением переходного режима, постепенно снова формируется временная структура сейсмического излучения.

4.1.3. Параметры цикла разрушения в афтершоковых последовательностях

В разделе 3.2 были введены параметры цикла разрушения и получены их оценки в фоновом режиме сейсмичности. В настоящем разделе представлены результаты оценок этих параметров в переходных афтершоковых режимах.

Наклон графика повторяемости в афтершоковых последовательностях, как правило, в среднем ниже, чем для фоновой сейсмичности, что указывает на большую долю сильных событий в афтершоковых последовательностях. Это уменьшение, на наш взгляд, имеет физическую причину, хотя во многих случаях оно может объясняться неполнотой данных, что требует в каждом конкретном случае тщательного анализа и учёта неоднородности каталогов афтершоков [Ogata, Katsura, 1993; Арефьев, 2003; Kagan, 2004; Helmstetter et al., 2006a; Davidsen et al., 2015].

Нами был проведён анализ изменения наклона графика повторяемости во времени по ряду афтершоковых последовательностей, содержащих достаточное для обеспечения приемлемого уровня статистической значимости количество событий, представительно зарегистрированных надёжными сейсмическими сетями. Особо контролировалась представительность каталогов афтершоков и проводилась соответствующая селекция, что позволило значительно уменьшить или даже полностью исключить влияние перегрузки сети и потери слабых событий на оценку наклона графика повторяемости и сейсмической активности. Оказалось, что в большинстве случаев наклон графика повторяемости испытывает характерные изменения: сразу после главного события он минимален и увеличивается по мере развития афтершокового процесса до своих фоновых значений. Иллюстрация этого результата была представлена в разделе 4.1.1 на примере Рачинского землетрясения.

С целью выявления динамики пространственной структуры сейсмичности внутри афтершоковой области были проанализированы вариации во времени фрактальной (корреляционной) размерности множеств эпицентров и гипоцентров (когда позволяло качество данных) афтершоковых последовательностей ряда землетрясений [Смирнов, 1997б; Смирнов, Феофилактов, 2000б]. Основным результатом состоит в том, что сразу после главного события фрактальная размерность аномально велика — в ряде случаев она была близка к размерности равномерно распределённых в пространстве событий. С течением времени фрактальная размерность в афтершоковых последовательностях уменьшалась, возвращаясь к значениям, характерным для фонового режима в соответствующей области.

Нужно отметить, что для ряда изученных афтершоковых последовательностей калифорнийских землетрясений статистически значимое уменьшение фрактальной размерности во времени не наблюдается (увеличение наклона графика повторяемости при этом имеется). Возможно, это связано с небольшим изменением фрактальной размерности в афтершоках в случае

хорошо выраженной, фактически двумерной сдвиговой зоны. Но мы всё же отмечаем уменьшение фрактальной размерности афтершоков как тенденцию, поскольку ни для одной афтершоковой последовательности мы не обнаружили значимого увеличения размерности с течением времени.

Обобщённый закон повторяемости позволяет перейти от статистических параметров сейсмического режима к физическим параметрам цикла разрушения. Введённый в разделе 3.2 параметр $q = ab - d$ определяет зависимость длительности цикла разрушения от масштаба разрушения. Результаты исследования фонового режима сейсмичности свидетельствуют, что длительность цикла разрушения слабо зависит от магнитуды — параметр q близок к нулю (раздел 3.2.4). Это означает, что процесс разрушения на разных пространственных масштабах развивается примерно с одинаковой интенсивностью.

Отмеченные выше результаты оценок наклона графика повторяемости и фрактальной размерности для афтершоковых последовательностей указывают на существенные отклонения параметров b и d от их фоновых значений сразу после главного события и их противофазное изменение в процессе релаксации. В связи с этим представляет интерес более подробное рассмотрение изменения параметра q в афтершоковых последовательностях.

На рисунке 4.5 представлены временные вариации параметра q по данным из работ [Смирнов, 1997б; Смирнов, Феофилактов, 2000б], дополненные расчётами для ряда калифорнийских землетрясений [Смирнов, Пономарёв, 2004]. Оценки производились в скользящих по времени окнах, содержащих заданное количество событий. Затем рассчитывалась величина $q = ab - d$.

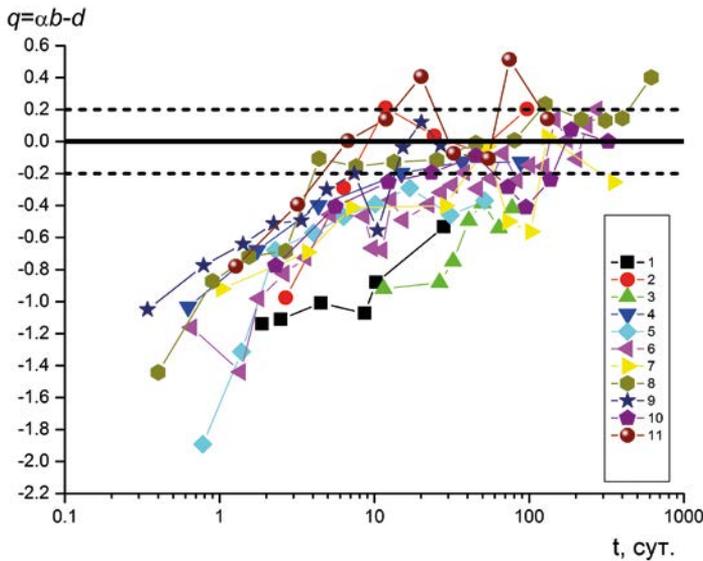


Рис. 4.5. Зависимость параметра q от времени, прошедшего после главного события. Горизонтальные пунктирные линии соответствуют средним погрешностям оценок. Землетрясения: 1 — Камчатское ($M = 6.97$), 2 — Суусамырское ($M = 7.4$), 3 — Спитакское ($M = 6.8$), 4 — Рачинское ($M = 6.9$), 5 — Коалинга ($M = 6.7$), Южная Калифорния: 6 — $M = 5.8$, 7 — $M = 4.9$, 8 — $M = 6.3$, 9 — $M = 5.4$, 10 — $M = 5.7$, 11 — $M = 5.3$.

На рисунке 4.5 видно, что сразу после главного события параметр q отрицателен, а по мере релаксации возмущения он увеличивается, возвращаясь к примерно нулевому значению, типичному для фонового режима. Характерная длительность этого процесса составляет, как видно из рисунка, около 10 суток. Заметим, что эта длительность согласуется по своему порядку с оценками характерного времени, в течение которого в афтершоковых последовательностях формируются временные и пространственно-временные корреляции [Смирнов, Люсина, 1990; Люсина, Смирнов, 1993; Marsan, Bean, 2003], рассмотренные выше, в разделе 4.1.2.

Постепенное увеличение параметра q в афтершоковых последовательностях от отрицательных значений до нулевых указывает, что процесс релаксации развивается от старших масштабов к младшим. Вначале, когда q значительно меньше нуля, процесс разрушения интенсивнее на старших масштабах, а с течением времени разрушение переходит на всё меньшие уровни так, что по завершении релаксации процесс разрушения равномерно распределяется по всем масштабам и «время жизни» структурных элементов различных размеров становится примерно одинаковым, что характерно для фонового сейсмического режима.

В работе [Смирнов, 2003] выдвигалось предположение, что зависимость длительности цикла разрушения литосферы от размера очага землетрясения может быть связана с характером распределения напряжений по иерархическим уровням системы дефектов геофизической среды. В фоновом режиме долговременное поле напряжений определённым образом согласовано с «полем» прочности так, что вероятность разрушения элементов среды различных размеров оказывается примерно одной и той же (см. раздел 3.2.5). Динамическое воздействие на среду, по-видимому, нарушает это согласие вследствие увеличения и перераспределения напряжений. Этот процесс развивается далее каскадно, афтершоки снова перераспределяют напряжения, передавая «эстафету» разрушения на всё более низкие уровни иерархии неоднородностей. В статистическом плане такой сценарий может быть описан ветвящимся процессом, что соответствует широко распространённой эпидемической модели афтершоковых процессов (ETAS) [Kagan, Knopoff, 1981; Ogata, 1988, 1992].

4.1.4. Резюме

Для переходного афтершокового процесса наряду с релаксацией сейсмической активности характерно изменение параметров самоподобия сейсмического режима. Увеличение параметра длительности цикла разрушения q от отрицательных значений до нуля свидетельствует, что релаксация сопровождается перераспределением процесса разрушения по масштабам от старших — сразу после главного события — к младшим, при возвращении режима к фоновому состоянию.

Начальному этапу афтершокового процесса, отвечающему постоянно или медленно уменьшающемуся уровню афтершоковой активности (на временах меньших значения параметра c в модифицированном законе

Омори (1.2)), соответствуют пониженные значения параметра Гутенберга — Рихтера, повышенные значения фрактальной размерности множества гипоцентров и отсутствие структуры группирования афтершоков во времени. На временах, отвечающих степенной ветви релаксации афтершоковой активности, параметр Гутенберга — Рихтера и фрактальная размерность постепенно возвращаются к своим фоновым значениям, и формируется многоуровневая иерархичная структура группирования афтершоков, характерная для фоновой сейсмичности.

Возникновение и постепенное усложнение временной структуры афтершоковой активности указывает на постепенное усиление взаимодействия между афтершоками, что согласуется с уменьшением фрактальной размерности афтершокового процесса, свидетельствующим об увеличении степени кластеризации афтершоков в пространстве. Группирование афтершоков происходит со всё возрастающими характерными временами (со всё более «дальними» связями) и завершается организацией устойчивой иерархичной структуры сейсмичности.

На примере афтершоков Рачинского землетрясения на Кавказе удалось показать, что фрактальная размерность в завершающей части афтершокового процесса возвращается к размерности структуры неоднородностей литосферы в очаговой области. Это согласуется с общими представлениями об обусловленности структуры сейсмичности структурой неоднородностей литосферы. В данном случае фрактальная размерность литосферы определяет фоновый уровень, до которого уменьшается фрактальная размерность множества гипоцентров афтершоков по мере затухания афтершокового процесса. Трудно представить, что фрактальная размерность неоднородностей литосферы существенно изменяется во времени на интервале афтершоковой последовательности, поэтому аномальные значения параметров афтершокового процесса в его начальной стадии естественно связать с «возмущением» распределения напряжений по масштабам системы неоднородностей. По мере релаксации напряжения постепенно перераспределяются по масштабам, возвращаясь к характерному для фонового режима равномерному распределению (более подробно этот вопрос будет рассмотрен в разделе 7.1).

4.2. Наведённая сейсмичность при заполнении Нурекского водохранилища

Район Нурекского водохранилища является классической областью исследований наведённой сейсмичности. Нурекское водохранилище с высотной плотиной (высотой 304 м) обеспечивает одно из самых ярких проявлений эффектов воздействия на сейсмический режим. Водоохранилище создано в области сочленения Таджикской депрессии, Памира и Южного Тянь-Шаня. Район обладает сложным глубинным строением, для него характерны активные тектонические и сейсмогенные процессы. Всё это сделало район Нурекского водохранилища уникальным полигоном для изучения влияния водохранилищ на геологическую среду и развивающиеся в ней процессы.

Геолого-геофизические наблюдения в районе были начаты до строительства ГЭС и продолжались во время заполнения водохранилища и в процессе его дальнейшей эксплуатации. Анализ фоновой и наведённой сейсмичности проводился в разных направлениях, выработан ряд подходов, каждый из которых освещает одну из сторон явления. Следуя [Капустян и др., 2007], перечислим основные достижения, которые наиболее близки к предмету нашей работы.

- Изучены общие пространственно-временные характеристики сейсмичности.

- Проведено разбиение коры на блоки в соответствии с плотностью эпицентров и механизмами очагов, выявлены структурные нарушения, активно «работающие» при разных уровнях воды в водохранилище.

- Выявлена зависимость количества землетрясений за различные временные интервалы от уровня воды (абсолютного значения, скорости изменения), высказано предположение о триггерном механизме возбуждённой сейсмичности, даны рекомендации по величине допустимого сброса воды.

- На основании анализа механизмов очагов, тектонической ситуации и вариаций отношения скоростей продольных и поперечных сейсмических волн V_p/V_s построены карты основных деформационных процессов в разных этажах разреза, сделана попытка выделения предвестников землетрясений ($K > 11$) по временному ходу V_p/V_s для Нурекского и Рогунского районов.

- Изучались вариации во времени количества землетрясений и выделившейся энергии (за разные временные интервалы), а также уровни микросейсмического фона в зависимости от механических вибраций при сбросе воды, высказано предположение о возможности «размена» сильного землетрясения на ряд слабых путём изменения параметров вибраций.

- По каталогу землетрясений и геомеханической модели сейсмического режима дана оценка энергии наибольшего землетрясения ($K = 13$) и времени его «созревания» (200 лет).

- Построен ряд теоретических моделей, описывающих картину напряжений для различных структурных нарушений (сдвигов, надвигов, сбросов и т. д.) при подъёме и сбросе воды. Предложена модель сейсмичности для западного блока района по данным о характере залегания водоносного горизонта.

- Показаны иерархические свойства среды района: самоподобие пространственного распределения сейсмичности и характеристик сейсмического режима (графиков повторяемости).

Нурекское водохранилище было создано в сейсмически активном регионе, к моменту начала заполнения водохранилища была развёрнута специальная локальная сейсмическая сеть, что позволило сформировать надёжный каталог землетрясений. Это даёт возможность провести исследование изменений параметров переходного сейсмического режима, вызванного заполнением водохранилища. Результаты такого исследования представлены в настоящем разделе, следуя [Смирнов и др., 2018]. Результаты изучения модуляции сейсмического режима сезонными вариациями

уровня воды в Нурекском водохранилище можно найти в многочисленных публикациях (см. обзоры в [Мирзоев и др., 1987; Капустян и др., 2007; Scholz, 2019]).

4.2.1. Исходные данные

Каталоги землетрясений и данные о вариациях уровня воды в Нурекском водохранилище с момента его заполнения и до 1991 года были сформированы в Таджикском институте сейсмологии и сейсмостойкого строительства Таджикской ССР (ТИССС). Регистрация местных землетрясений в районе Нурекского водохранилища осуществлялась двумя сейсмическими сетями: станциями ТИССС и телеметрическими станциями Ламонт-Догерти Геологической обсерватории США (ТСС ЛДГО), подробное описание можно найти в [Мирзоев и др., 1987]. Каталог ТИССС, имеющийся в нашем распоряжении, включает данные за период с 1955 по 1989 год. Данные о глубине воды у створа плотины с момента начала заполнения водохранилища имеются с дискретностью 1 сут. Объём сформированной базы данных составляет 9423 записи о землетрясениях за период с 05.01.1955 по 29.12.1989 и 8735 записей об уровне воды за период с 01.01.1966 по 30.11.1989 [База ..., 2013]. Каталог, представленный в базе данных, покрывает область пространства, ограниченную координатами: $37^{\circ}57' - 38^{\circ}52'$ СШ и $68^{\circ}45' - 69^{\circ}55'$ ВД. Общая характеристика основной части каталога дана его составителями в работе [Мирзоев и др., 1987]. На рисунке 4.6 представлены обзорные вариации сейсмической активности и глубины водохранилища. На рисунке видно, что заполнение водохранилища происходило в три этапа: 1962–1972, 1972–1976 и 1976–1979 годы. Будем называть их первым, вторым и третьим этапом соответственно.

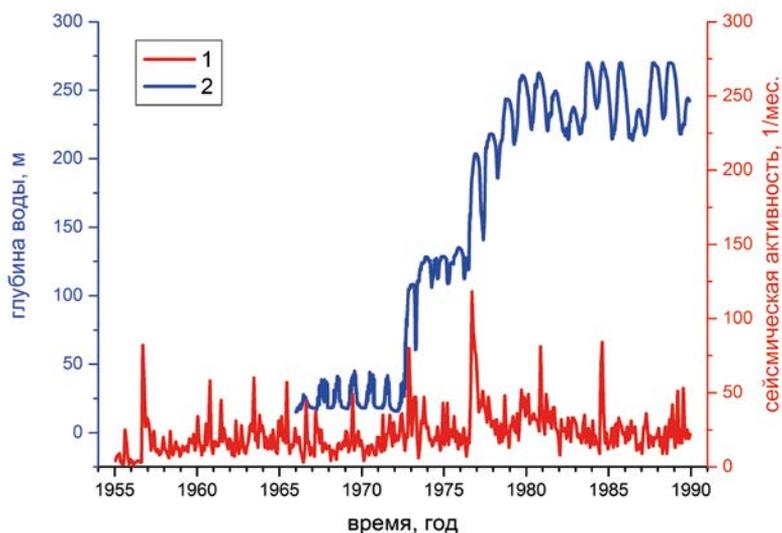


Рис. 4.6. Вариации сейсмической активности (1) и уровня воды в Нурекском водохранилище (2).

4.2.2. Шкала магнитуд

Энергетическая характеристика землетрясений представлена в каталоге энергетическим классом:

$$K = \lg E \text{ (Дж)}. \quad (4.1)$$

Для оценки размера очага в этом случае следует использовать формулу (2.13).

4.2.3. Представительный энергетический класс

В каталоге приведены сведения о землетрясениях с энергетическим классом $K \geq 6.5$. Однако только к 1965 г. — к началу заполнения водохранилища — была закончена организация локальной сейсмической сети и выработана окончательная система методик обработки получаемых данных, увеличена точность определения энергетического класса землетрясений с единицы класса до десятой доли [Мирзоев и др., 1987]. Поэтому следует полагать, что надёжность исходных данных для интервала времени до 1965 г. ниже, чем для последующих интервалов.

На рисунке 4.7 показаны оценки изменения представительного класса во времени для рассматриваемого каталога, выполненные двумя методами.

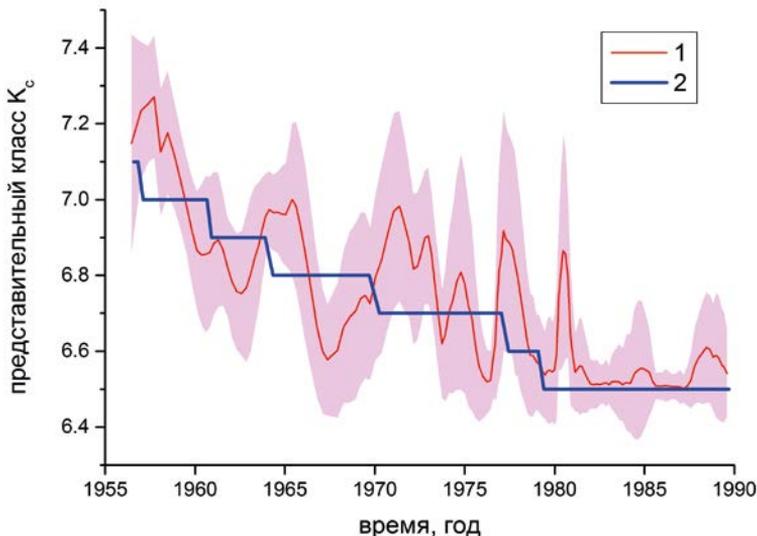


Рис. 4.7. Изменение представительного класса каталога области Нурекского водохранилища во времени. 1 — с использованием пакета zmap [Wiemer, 2001], заливкой показан 90 % доверительный интервал; 2 — с использованием авторского программного обеспечения (см. раздел 2.3).

Видно, что оценки по обоим методам согласуются в пределах погрешностей. Каталог однороден по представительности с 1979 года с $K \geq 6.5$. Для

интервала с начала заполнения водохранилища — с 1965 года — для представительного класса можно принять значение $K = 6.8$.

Карта изменения представительного класса в пространстве приведена на рисунке 4.8. На рисунке видно, что порог представительности, равный 6.8, можно использовать для всей актуальной области исследований.

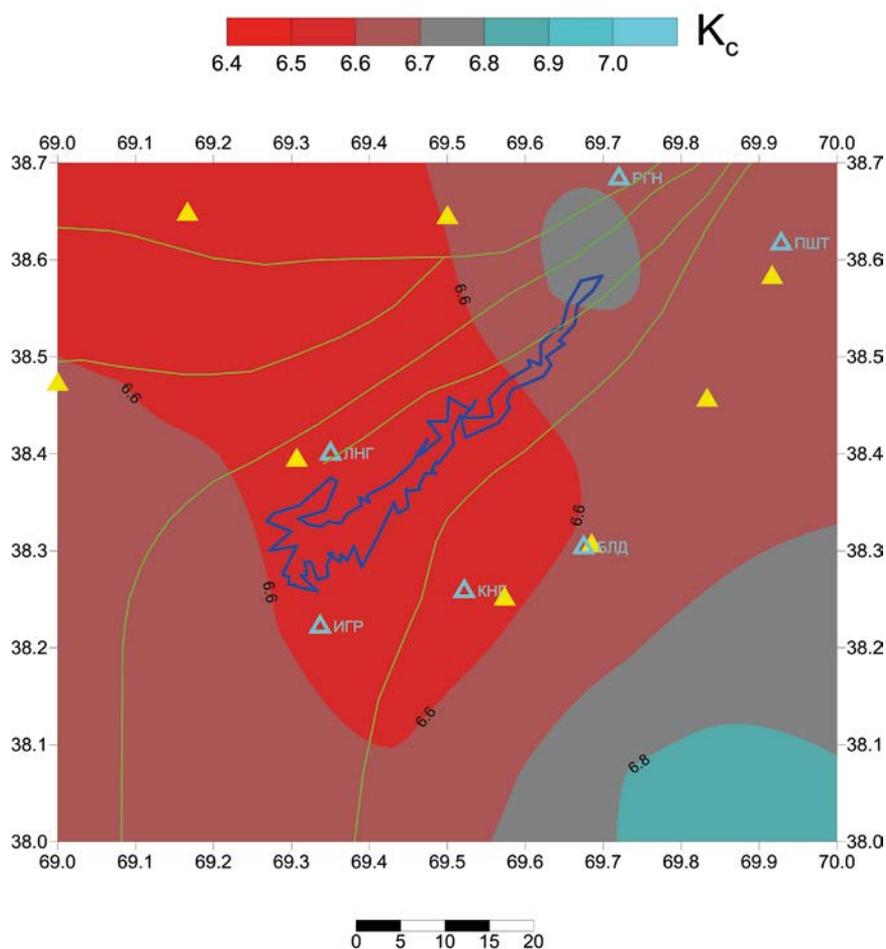


Рис. 4.8. Изменение представительного класса каталога области Нурекского водохранилища в пространстве. Треугольными значками показаны региональные и локальные сейсмические станции.

4.2.4. Погрешность локации

В имеющейся у нас версии каталога сведения о погрешности локации гипоцентров землетрясений отсутствуют. Однако этот вопрос подробно рассмотрен в [Мирзоев и др., 1987]. Точность определения координат эпицентров различна для разных районов водохранилища и изменяется от 2–3 до 5 км. Точность определения глубины очагов 5 км. Представленный

в [Мирзоев и др., 1987] сравнительный анализ определения координат очагов землетрясений по данным американской сети ТСС ЛДГО и сети ТИССС показал ограниченную точность определения координат последней: в то время как по более прецизионной сети ТСС ЛДГО эпицентры образуют сконцентрированные группы и полосы, эпицентры по данным ТИССС располагаются более равномерно почти по всей площади водохранилища. Это обстоятельство следует учитывать при выборе нижней границы рассматриваемых пространственных масштабов (области скейлинга) при оценке фрактальной размерности пространственной структуры сейсмичности.

4.2.5. Параметры сейсмического режима при заполнении Нурекского водохранилища

Для анализа была выбрана зона, охватывающая примерно по 20 км в стороны от оси водохранилища, отвечающая за проявление наведённой сейсмичности [Мирзоев и др., 1987] (рисунок 4.9).

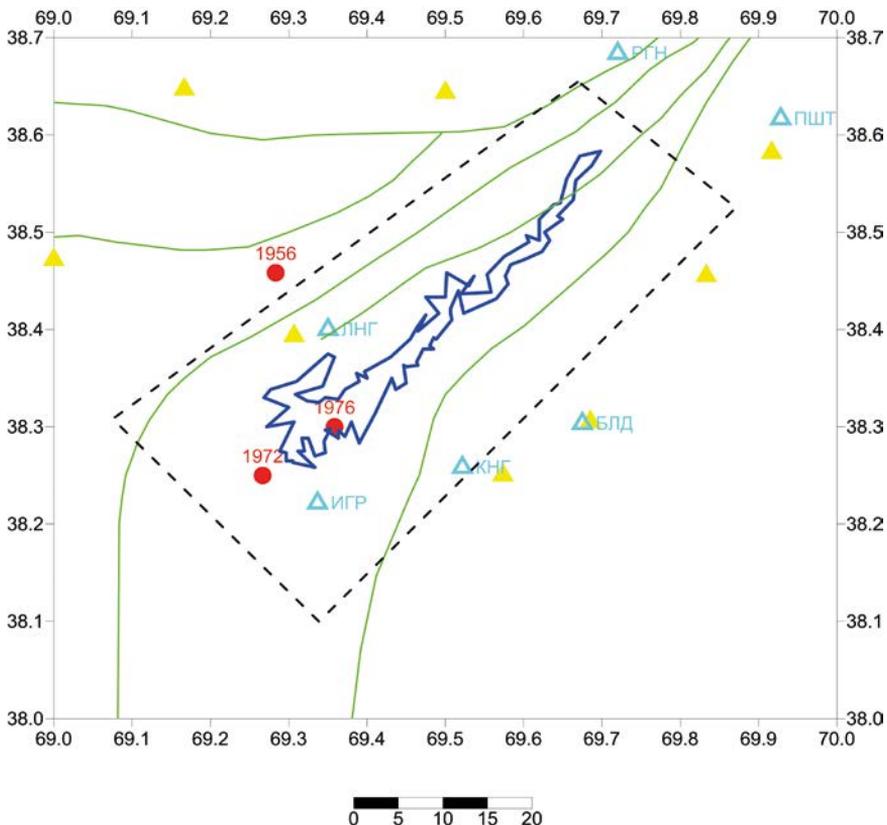


Рис. 4.9. Район исследования в области Нурекского водохранилища. Треугольными значками показаны региональные и локальные сейсмические станции. Зелёные линии — основные разломы. Красными точками показаны положения эпицентров наиболее сильных землетрясений.

После селекции каталога по представительному классу и по выбранной области пространства объём используемых данных составил 4025 событий. По этой выборке во временных окнах оценивались наклон графика повторяемости b , фрактальная размерность множества эпицентров d и параметр цикла разрушения q (использовались методики, описанные в разделах 3.1 и 3.2). Точки на представленных ниже рисунках отнесены к серединам соответствующих интервалов времени. Поскольку задачей исследования является изучение вариаций указанных параметров при заполнении водохранилища, годовые вариации уровня воды были исключены посредством фильтрации — осреднением данных по одному году в скользящем временном окне.

На рисунке 4.10 представлены вариации наклона графика повторяемости. Видно, что на первых двух этапах заполнения водохранилища величина b возрастает. Увеличение b означает, что на этих этапах более слабые события составляют большую долю, чем в фоновом режиме. На третьем этапе значения b начинают уменьшаться и после окончания заполнения выходят на характерный для фоновой сейсмичности уровень $b = 0.5$.

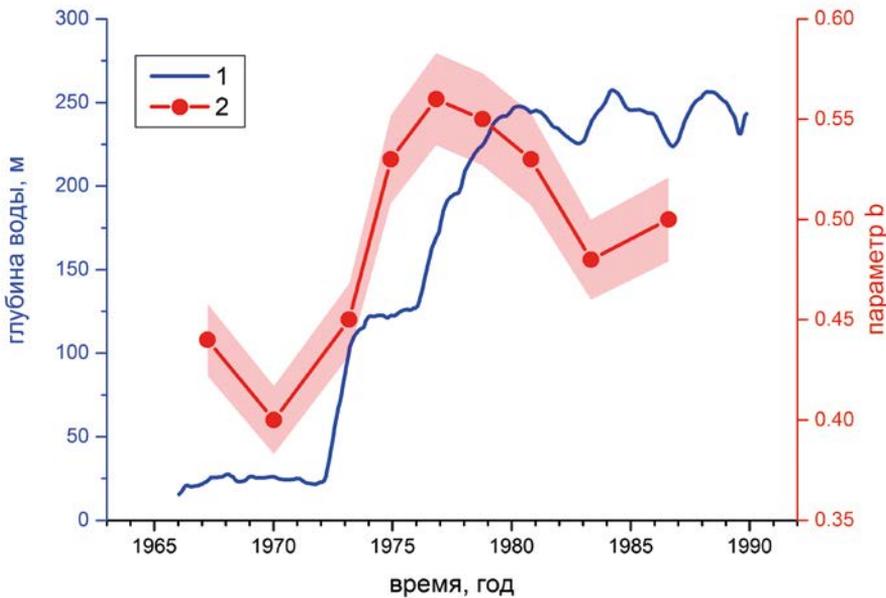


Рис. 4.10. Вариации среднегодового уровня воды (1) и наклона графика повторяемости (2).

На рисунке 4.11 представлены вариации фрактальной размерности множества эпицентров. Получить оценку фрактальной размерности гипоцентров невозможно из-за низкой точности определения глубины землетрясений. На рисунке 4.11 видно, что в середине второго этапа заполнения водохранилища фрактальная размерность d достигает минимального значения, что свидетельствует об увеличении степени кластеризации землетрясений.

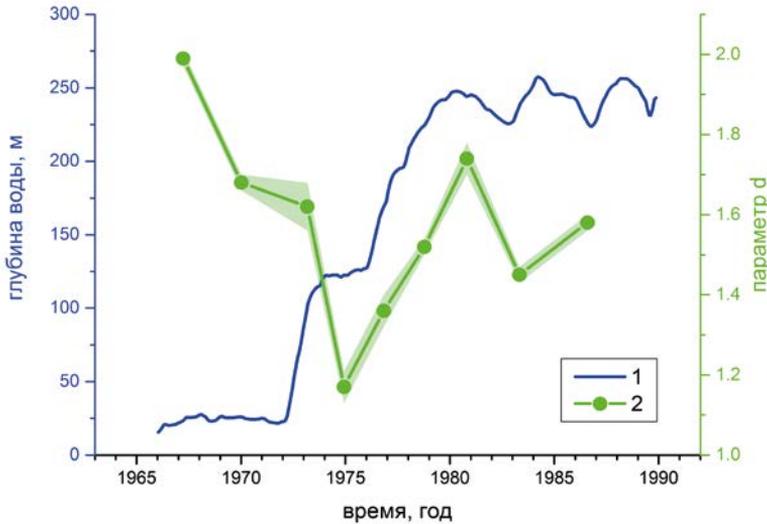


Рис. 4.11. Вариации среднегодового уровня воды (1) и фрактальной размерности множества эпицентров землетрясений (2).

На рисунке 4.12 представлены графики вариаций фрактальной размерности для землетрясений в трёх диапазонах энергетических классов: $K = 6.8–7.5$; $K = 7.1–8.1$; $K > 8$. На рисунке видно, что характер изменения d в период наполнения водохранилища сохраняется во всех диапазонах. Это обстоятельство свидетельствует о том, что наполнение водохранилища изменяет весь сейсмический режим рассматриваемой области.

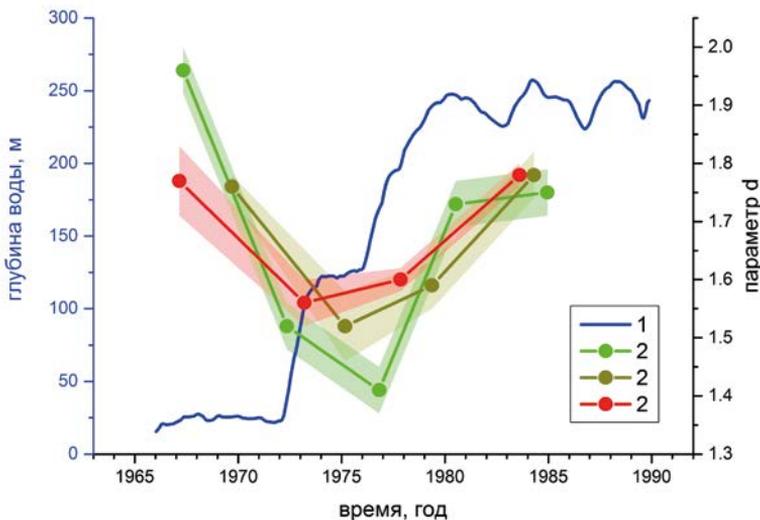


Рис. 4.12. Вариации среднегодового уровня воды (1) и фрактальной размерности множества эпицентров землетрясений различных энергетических классов: 2 — $6.8 \leq K \leq 7.5$; 3 — $7.1 \leq K \leq 8.1$; 4 — $K \geq 8.0$.

На рисунке 4.13 представлены вариации параметра q , характеризующего распределение сейсмического процесса по масштабу разрушения. Видно, что в начале заполнения значения q увеличиваются и к середине второго этапа становятся положительными. Увеличение параметра q от отрицательных значений к положительным указывает на перераспределение процесса разрушения от больших масштабов к меньшим. В середине интервала заполнения водохранилища, при положительных q , сейсмический процесс развивается более интенсивно на младших пространственных масштабах, затем значения q уменьшаются до нуля. Уменьшение q указывает на перераспределение разрушения от младших масштабов к старшим.

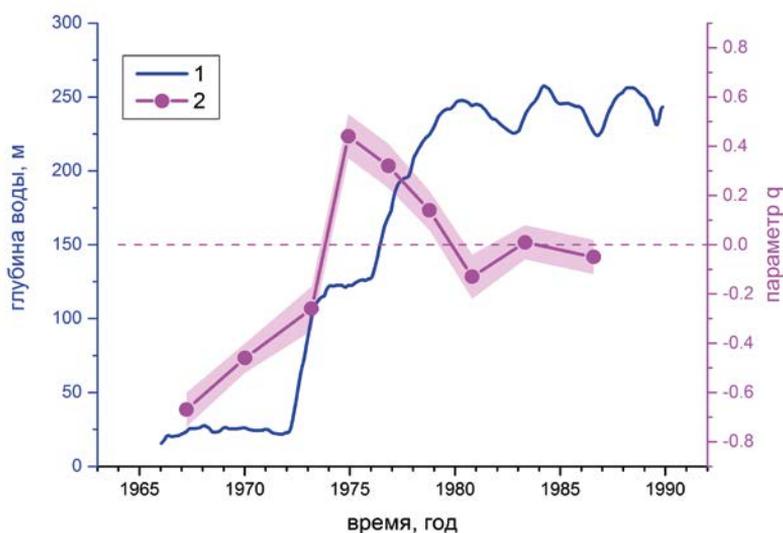


Рис. 4.13. Вариации среднегодового уровня воды (1) и параметра цикла разрушения (2). Пунктиром показана линия нулевого значения q .

4.2.6. Афтершоки в наведённой сейсмичности

Мы исследовали параметры афтершоковых последовательностей трёх наиболее сильных землетрясений — одну до начала заполнения водохранилища (землетрясение 1956 года), одну в начале заполнения (землетрясение 1972 года) и одну в середине (землетрясение 1976 года). Список отобранных для анализа афтершоковых последовательностей представлен в таблице 4.2, положения их эпицентров показаны на рисунке 4.9.

Таблица 4.2. Список афтершоковых последовательностей, отобранных для анализа.

Дата главного события	Класс главного события	Размер области афтершоков, км	Азимут главной оси	Уровень воды, м
22.09.1956	14.0	9	26.90	0
06.11.1972	12.0	17	30.70	104
13.09.1976	11.4	11	83.9	186

Для каждой последовательности оценивались параметры модифицированного закона Омори (1.2) и наклон графика повторяемости. Для оценки параметров модифицированного закона Омори была использована методика [Holschneider et al. 2012], которая позволяет корректно оценивать как сами параметры, так и их доверительные интервалы.

Оценки параметров модифицированного закона Омори p и c сведены в таблицу 4.3.

Таблица 4.3. Оценки параметров модифицированного закона Омори.

Дата главного события	Класс главного события	Размер области афтершоков, км	Параметр p	Погрешность параметра p	Параметр c , сут	Погрешность параметра c , сут	Уровень воды, м
22.09.1956	14.0	9	0.86	0.09	0.06	0.05	0
06.11.1972	12.0	17	0.74	0.07	0.02	0.04	104
13.09.1976	11.4	11	0.54	0.17	0.28	0.40	186

В таблице 4.3 видно, что параметр Омори p для афтершоковых последовательностей наведённых землетрясений меньше, чем для землетрясения перед заполнением водохранилища. Пониженные значения параметра Омори в областях наведённой сейсмичности отмечались и другими авторами [Gupta, 2002; Rastogi et al., 1997; Mekkiwi et al., 2004] (см. раздел 1.1.3).

Представляет интерес исследование связи временного (параметр Омори p) и энергетического (угол наклона графика повторяемости b) параметров для афтершоковых последовательностей, которые наблюдались до и во время заполнения Нурекского водохранилища. Анализ связи параметров Омори и Гутенберга — Рихтера (pb -диаграммы) привёл немногочисленных исследователей этого вопроса к выводу о том, что статистическая значимость такой связи невелика, что во многом зависит от полноты каталога и качества данных [Wang, 1994; Gasperini, Lolli, 2006; Avila-Barrientos et al., 2015]. В этой связи построение p -диаграмм для района водохранилища выполнялось с варьированием представительного класса афтершоковой последовательности — до 0.7 класса в сторону уменьшения или увеличения. Это позволило получить облако точек на p -диаграмме для каждой афтершоковой серии, демонстрирующее степень неопределённости оценки, и далее вычислить среднее значение положения точки внутри кластера, полученного путём перебора классов селекции вблизи представительного класса.

На рисунке 4.14 приведена p -диаграмма для афтершоков трёх сильнейших землетрясений района, показанных на рисунке 4.9. Видно, что статистические оценки параметров Гутенберга — Рихтера и Омори зависят от порога селекции по представительной магнитуде, но средние оценки демонстрируют уменьшение параметра p со временем и увеличение b в конце заполнения водохранилища.

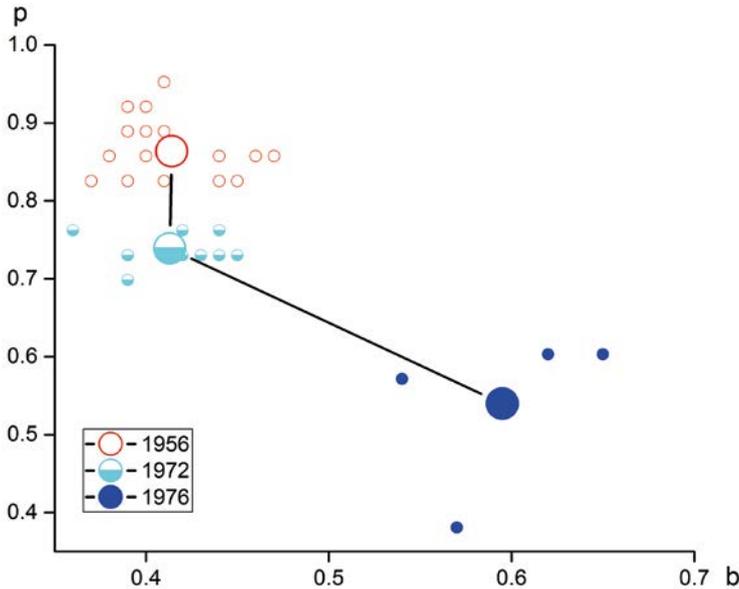


Рис. 4.14. Диаграмма рассеяния оценок параметров p и b для афтершоков землетрясений до заполнения водохранилища (1956 г.), во время заполнения (1972 г.) и после заполнения (1976 г.).

В разделе 1.1.2 была рассмотрена флюидная модель афтершоковой релаксации [Nur, Booker, 1972], которая объясняет затухание афтершокового процесса по закону Омори с очень низким показателем $p = 0.5$. Отмечалось, что эта модель не может служить единственным объяснением инициирования афтершоков. Однако возможно, что этот механизм даёт определённый вклад в релаксацию афтершоковой активности в существенно обводнённых областях и отвечает за общее понижение значений параметра Омори в наведённой сейсмичности, вызванной заполнением водохранилищ.

4.2.7. Резюме

В процессе заполнения Нурекского водохранилища обнаружено перераспределение процесса разрушения по его масштабам. Параметр цикла разрушения q в начале заполнения увеличивается и в середине интервала заполнения становится положительным, а после заполнения возвращается к характерному фоновому нулевому уровню. Параметры самоподобия сейсмического режима в процессе заполнения водохранилища испытывают статистически значимые изменения: на начальных этапах наклон графика повторяемости увеличивается, фрактальная размерность множества эпицентров уменьшается. После заполнения эти параметры возвращаются к фоновым значениям. Длительность интервала цикла возникновения аномальных значений параметров сейсмического режима и последующего возвращения их к фоновым величинам составляет около 10 лет. Это время

можно рассматривать как характерное время установления режима наведённой сейсмичности в области Нурекского водохранилища.

Для афтершоковой последовательности землетрясения, произошедшего до начала заполнения водохранилища, параметр Омори имеет типичное для фонового режима значение, близкое к единице. По мере заполнения водохранилища значения параметра уменьшаются и достигают значения 0.5.

4.3. Область наведённой сейсмичности Койна-Варна, Западная Индия

В последующих разделах этой главы будут представлены результаты исследования наведённой сейсмичности в области водохранилищ Койна и Варна в Западной Индии. Эта область является классическим объектом исследований, результатам которых посвящена обширная литература. В настоящем разделе приведён краткий обзор современных данных и гипотез (согласно [Михайлов и др., 2017]).

4.3.1. Общие сведения

Область наведённой сейсмичности Койна-Варна является районом внутриплитной сейсмичности, где на ограниченной территории площадью около 500 км² уже более 50 лет после заполнения водохранилища Койна в 1962 г., а затем и водохранилища Варна в 1993 г. регулярно происходят землетрясения с магнитудой более 4.

Землетрясение 10 декабря 1967 г. с магнитудой 6.3, вызвавшее частичное разрушение плотины, было одним из наиболее сильных вызванных землетрясений в районе водохранилищ [Gupta, 2002]. Наведённая сейсмичность в районе Койна и Варна особенно интересна тем, что до заполнения водохранилища Койна район считался асейсмичным — по крайней мере, достаточно сильных землетрясений с магнитудой $M > 4.5$ мировой сетью зафиксировано не было.

Заполнение водохранилища Варна, начатое в 1985 г., осуществлялось в четыре раза медленнее, и сильнейшее землетрясение имело магнитуду $M = 5.5$, ему предшествовали форшоки. И в том, и в другом случае наблюдается задержка этих наиболее сильных землетрясений по отношению к завершению заполнения водохранилищ [Simpson et al., 1988]. В настоящее время сейсмическая активность проявляется в относительно небольшой области объёмом приблизительно 20 x 30 x 10 км³ между водохранилищами Койна на севере и Варна на юге.

Строение и динамика области Койна-Варна детально изучались различными геологическими и геофизическими методами, включая мониторинг сейсмической активности, смещений земной поверхности методами спутниковой геодезии, уровня воды в 20 специально оборудованных скважинах. Принципиально новую информацию, несомненно, даст глубокая скважина, которая должна войти в очаговую зону землетрясений, расположенную на глубине 6–8 км. В скважине будут установлены приборы для измерения температуры, теплового потока, флуктуаций потока газов и воды, порового

давления и многих других параметров [Gupta et al., 2016]. То обстоятельство, что в данном районе многие десятилетия отслеживается уровень воды в водохранилищах, т. е. основной инициирующий фактор, и одновременно детально исследуются отклики среды, приближает процесс изучения района Койна и Варна к лабораторным физическим экспериментам.

Плотины Койна, Варна и созданные в результате их строительства водные резервуары располагаются в горах Западные Гаты (Ghats), на западной окраине Индийского докембрийского щита (рисунок 4.15), в области, где до заполнения водохранилища сейсмические события не регистрировались.

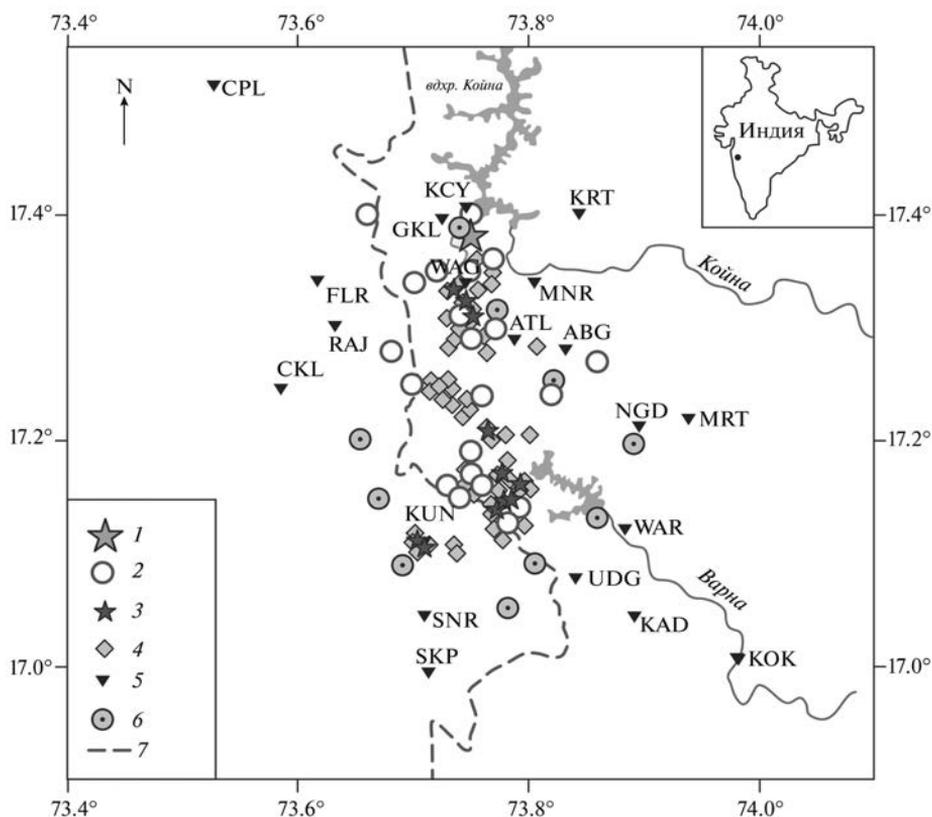


Рис. 4.15. Эпицентры землетрясений в районе водохранилищ Койна и Варна, положение широкополосных сейсмических станций и глубоких скважин. На врезке — положение водохранилищ на карте Индии (из [Aroga et al., 2016; Srinagesh et al., 2016] с добавлениями). 1 — $M = 6.3$ (10 декабря 1967 г.); 2 — $M = 5.0-5.9$ (1967 г. — февраль 2015 г.); 3 — $M = 4.0-4.9$ (август 2005 г. — февраль 2015 г.); 4 — $M = 3.0-3.9$ (август 2005 г. — февраль 2015 г.); 5 — широкополосные сейсмические станции; 6 — глубокие исследовательские скважины; 7 — эскарп, отделяющий Западные Гаты от расположенной западнее низменности Конкан.

Землетрясения стали фиксироваться с началом заполнения водохранилища Койна в 1961 г., но начиная с середины 1963 г. сейсмичность стала

существенно возрастать. Для проведения мониторинга в 1963 г. была установлена сеть из четырёх сейсмических станций, которые начали фиксировать землетрясения под водохранилищем в районе плотины на небольшой глубине. 10 декабря 1967 г. произошло катастрофическое землетрясение магнитудой 6.3, которое привело к многочисленным жертвам и разрушениям. Этому событию предшествовало 5 сильных форшоков, один из которых, 13 сентября 1967 г., имел магнитуду 5.5 [Gupta, 2002].

Сейсмическая сеть постепенно расширялась и в последние годы была дополнена скважинными сейсмографами [Shashidhar et al., 2016].

В настоящее время сейсмическая активность в районе водохранилища Койна ослабевает, но область водохранилища Варна остаётся активной. Анализ миграции сейсмических событий с $M > 4$ [Talwani, 1997a] выявил их систематическое смещение в южном направлении. В 1964–1967 гг. события происходили в основном в районе плотины на реке Койна. В 1967–1973 гг. события сместились к реке Варна. В 1974–1982 гг. большая часть событий произошла между р. Койна и Варна и южнее р. Варна, хотя водохранилище Варна к этому времени ещё не было создано. Сейсмическая активность существенно усилилась после начала заполнения водохранилища Варна в 1985 г. Водоохранилище Варна заполнялись медленнее, чем Койна, поэтому, возможно, пик сейсмической активности пришёлся на 1993–1994 гг. Отметим, что именно в 1993 г. уровень воды в водохранилище Варна с 11 июня повысился на 44.15 м и 4 августа 1993 г. достиг максимума в 60 м [Gupta, 2002], а 18 августа произошли два землетрясения магнитудой более 5 и целый ряд более слабых событий.

4.3.2. Тектоника района водохранилищ Койна и Варна

Геологическое строение и тектоника района Койна и Варна изучены ещё недостаточно детально, поскольку вся область покрыта мощным слоем базальтов — Деканскими траппами.

В настоящее время активно дискутируется вопрос о мощности и строении литосферы Индийского щита. Мощность земной коры в районе Койна и Варна составляет около 40 км [см., например, Shashidhar et al., 2011]. Традиционно считалось, что мощность литосферы здесь составляет 250–350 км, тепловой поток в значительной мере генерируется за счёт распада радиоактивных элементов в земной коре, а мантийный поток относительно мал (обзор и библиография даны в [Pandey, 2015]). В скважине КВН-1 в районе Койна, которая достигла глубины 1522 м, пройдя 933 м деканских базальтов и 589 м нижележащих гранитов, измеренное значение теплового потока составило 45 мВт/м^2 , что чуть выше полученных ранее значений для южной части Индийского щита. На основе новых данных, включая низкую концентрацию радиоактивных элементов, температура на глубине в 6 км оценивается в $130\text{--}150^\circ\text{C}$ и всего в $165\text{--}225^\circ\text{C}$ на глубине в 10 км. Это позволило заключить [Pandey, 2015], что литосфера Индийского щита вовсе не является мощной и жёсткой, но имеет толщину около 100 км, разогрета, и, как следствие, может деформироваться. Объяснить высокую сейсмическую активность, возникшую в пределах мощного кратона после

создания относительно небольших водохранилищ, довольно затруднительно, поэтому гипотеза, предложенная [Pandey, 2015], безусловно, заслуживает внимания.

Вопрос о наличии региональных активных разломов в пределах Деканского плато до сих пор остаётся дискуссионным. Некоторые исследователи считают, что крупный эскарп протяжённостью 450 км, ограничивающий с запада горы Западные Гаты, является разломом, хотя большинство исследователей склоняются ко мнению, что это эрозионная форма рельефа. Отметим, однако, что в пользу тектонической природы эскарпа говорит наличие более 30 горячих источников, приуроченных к этой зоне [Gupta, 2002].

Следует подчеркнуть, что основной механизм внутриплитных землетрясений на Индийском щите — это надвиги на разломах широтного простираения, вызванные коллизией Индийской и Евразийской плит. В районе Койна происходят левосторонние сдвиги на разломах, которые имеют преимущественную ориентировку СВ-ЮЗ, параллельно эскарпу. Разломы в районе Варна ориентированы с СЗ на ЮВ, на них происходят нормальные сбросы. Это отличает район Койна и Варна от других областей Индийского щита (обсуждение и библиографию см. в [Rao, Shashidhar, 2016]). Кинематика смещений на разломах в районе Койна и Варна показывает, что региональное поле напряжений здесь отличается от простого сжатия параллельно движению Индо-Австралийской плиты (в этой области примерно с ЮЗ на СВ).

По мере изучения района Койна и Варна схемы разломной тектоники постепенно усложнялись. Тальвани [Talwani, 1997a] выполнил детальный анализ полученных к тому времени сейсмологических, сейсмических, сеймотектонических, аэромагнитных и других данных и существенно детализировал систему тектонических нарушений в районе Койна и Варна. Им выделена разломная зона реки Койна, которая ограничивает зону сейсмической активности с запада. С востока сейсмическая активность ограничена разломом Патан (Patan), расположенным восточнее зоны Койна и имеющим простираение СВ-ЮЗ (показан на рисунке 4.16). Разлом имеет падение 45° на СЗ. Между зоной Койна и разломом Патан располагается несколько разрывных нарушений, включая разлом Доначивада, которые простираются с ССВ на ЮЮЗ и от поверхности уходят на глубину сейсмогенной зоны (6–8 км). Согласно цитируемой работе эти разломы имеют крутое падение и, возможно, являются проводниками флюидов к сейсмогенной зоне на глубине 6–8 км.

Для исследования активности разломов в районе водохранилищ с 2003 г. ведутся геодезические измерения на повторных пунктах GPS, число которых достигло 16 [Catherine et al., 2015]. Пункты установлены как над сейсмогенными зонами, так и в их ближайших окрестностях (рисунок 4.16). Максимальная средняя скорость смещения составляет 2.1 мм/год. Полученные результаты были сопоставлены с сейсмологическими данными [Srinagesh, Sarma, 2005], согласно которым протяжённость КСЗ была принята равной 22 км, а протяжённость сейсмогенной зоны, расположенной южнее водохранилища Варна и названной сейсмогенной зоной Варна (ВСЗ), принята равной 15 км.

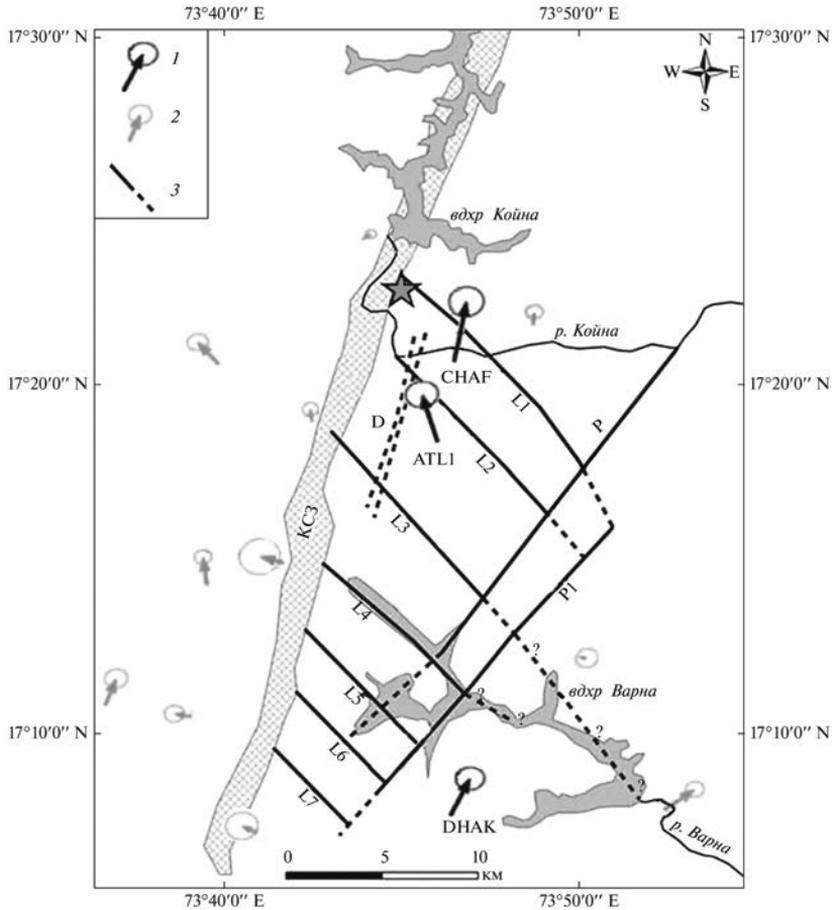


Рис. 4.16. Схема тектонических нарушений и положения пунктов GPS (по [Durá-Gómez, Talwani P., 2010; Catherine J. K. et al., 2015] с добавлениями). 1 — пункты GPS, на которых смещения превышают точность измерений; 2 — пункты GPS, на которых смещения не превышают точности измерений; 3 — тектонические нарушения; D — разлом Доначивада; P — разлом Патан; КСЗ — разломная зона Койна. Звёздочкой показан эпицентр землетрясения $M = 6.3$ (10 декабря 1967 г.).

Важно отметить, что измеренные на пунктах GPS смещения имеют длительный характер и могут отражать деформации земной коры под действием веса водохранилищ и внутриплитных напряжений, но не эффекты сезонных изменений уровня воды. В работе [Gahalaut, Kalpna, 2001] были оценены деформации, вызванные изменениями объёма воды в водохранилищах. При сезонных изменениях уровня воды в 30 м расчётные сезонные горизонтальные смещения в рамках однородной упругой модели земной коры были оценены на уровне 0.7–0.8 мм/год.

Рао и Шашидхар выполнили анализ инструментальных данных о механизмах очагов землетрясений за последние 45 лет в районе водохранилищ

Койна и Варна [Rao, Shashidhar, 2016]. Так же, как и в более ранних работах, были выделены сейсмогенные зоны Койна и Варна. Механизмы очагов в первой зоне — это в основном левосторонний сдвиг, а во второй зоне — нормальные сбросы. На пересечении этих зон зафиксированы оба типа событий. Глубина очагов в области Койны достигает 13 км, в ВСЗ — не более 4–6 км.

В последнее десятилетие в районе Койна и Варна выполнен большой объём геофизических исследований, пробурена серия скважин [Gupta et al., 2015], что позволило увеличить детальность сеймотектонических схем. Так, согласно [Durá-Gómez, Talwani, 2010], в небольшом районе 30 x 20 км выделяется уже не менее 11 крупных разломных зон, которые показаны на рисунке 4.16. В их число входят четыре субвертикальных разлома, простирающие которых меняется от ССВ-ЮЮЗ на западе до СВ-ЮЗ на востоке. Это (с запада на восток): КСЗ, Доначивада, Патан и разлом, названный P1. Их пересекают системы нормальных сбросов простирающие СЗ-ЮВ, обозначенные индексами L1-L7. В числе последних наиболее крупным является выделенный по данным Landsat разлом L3, который от КСЗ простирается на юго-восток, возможно до плотины водохранилища Варна. Расположенные севернее L3 разломы L1 и L2 выделены по сейсмологическим данным, расположенные южнее разломы L4 и L5 — по аэромагнитным съёмкам. Разломы L6 и L7, совпадающие с ВСЗ, были выделены по сейсмологическим данным [Srinagesh, Sarma, 2005, Sarma, Srinagesh, 2007].

4.3.3. Сейсмическая активность

Сопоставляя частоту сейсмических событий с данными об уровне воды и о скорости изменения её уровня в водохранилище, Гупта [Gupta, 1992] заключил, что сейсмические события происходят с некоторой задержкой после сезонного заполнения водохранилища. В 1967 г. уровень водохранилища весь год сохранялся очень высоким, что могло инициировать землетрясение 10 декабря 1967 г. Второе его заключение состоит в том, что события с $M > 5$ часто происходят тогда, когда скорость роста уровня воды превышает 12 метров в неделю.

Сейсмические события распределены по глубине неравномерно [Mandal et al., 1998]. Интервал глубин от 6 до 8 км характеризуется максимальным числом событий и пониженными скоростями сейсмических волн по данным ГСЗ [Krishna et al., 1989]. Заметим, что в некоторых случаях к понижению сейсмических скоростей может приводить повышение порового давления воды.

В целом отмеченные закономерности известны и для других регионов. Так, на основе анализа мировых данных [Simpson et al., 1988] заключили, что крупные сейсмические события часто происходят с задержкой, уже после периодов высокого уровня воды в водохранилище. Эти события происходят не в непосредственной близости от водохранилища, а на расстоянии до 20 км и на большой глубине, при этом часто имеются свидетельства того, что сейсмогенный разлом соединён с водным резервуаром. Существует большое количество работ, в которых применительно к области

Койна-Варна выполнены оценки скорости продвижения фронта порового давления по пористому полупространству [Rice, Clearly, 1976; Roeloffs, 1988; Talwani, 1997b], в том числе и неоднородному [Gahalaut, Gupta, 2008; Pandey, Chadha et al., 2003].

Анализируя распределения механизмов очагов во времени, [Rao, Shashidhar, 2016] обнаружили периодическую смену сдвиговых механизмов очагов и нормальных сбросов. Предложенное авторами этой работы объяснение причин наведённой сейсмичности и обнаруженной периодичности в смене её механизма состоит в том, что существующая система разломов нагружена внутриплитными напряжениями, вызванными коллизией Индийской и Евразийской плит, и находится в состоянии, близком к потере устойчивости. Предполагается, что внутриплитные напряжения не постоянны во времени, поэтому в период роста напряжений происходят сдвиги на системе меридиональных разломов, а при уменьшении напряжений — сбросы на разломах широтного простирания под действием веса водохранилищ. То обстоятельство, что сдвиговые смещения происходят в районе водохранилища Койна, а сбросовые — в районе Варна, видимо, можно объяснить тем, что смещения происходят по той системе разломов, которая уже существовала к началу создания этих резервуаров. Динамика заполнения и эксплуатации водохранилищ в этой модели не учитывается.

Существуют и другие гипотезы. Так, [Gahalaut et al., 2004] связали сейсмическую активность с взаимодействием разломов. Путём численных расчётов кулоновских напряжений они показали, что левосторонние сдвиги на КСЗ могут инициировать сбросы в сейсмогенной зоне Варна и наоборот. В работе [Catherine et al., 2007] сейсмичность связывается с напряжениями, вызванными изгибом литосферы под весом водохранилищ. Оценки [Mandal et al., 1998] показали, что сброс напряжений для большинства событий в районе Койна и Варна составил 3 МПа, но для отдельных событий достигал 19 МПа. Поскольку напряжения, создаваемые дополнительными нагрузками, связанными с весом водохранилища и его динамикой, на порядок меньше (см. таблицу 1.1), эти нагрузки, вероятно, не являются прямой причиной землетрясений, а создают триггерный эффект.

Важный результат получен в работе [Pandey, Chadha, 2003], в которой анализируются изменения давления на глубине очагов землетрясений в результате изменений уровня воды в водохранилище. Путём решения задачи о продвижении фронта давления в пористой среде показано, что в вертикальном проводящем разломе с непроницаемыми стенками изменение уровня воды на поверхности на 1 метр в 5 дней приводит к продвижению фронта порового давления на глубину 6–8 км. Фронт порового давления в этой работе определяется как 5–15 % от начальной нагрузки воды. Авторы этой работы считают, что даже малые изменения порового давления достаточны, чтобы вызвать смещения на тех разломах в районе Койна и Варна, которые близки к потере устойчивости. К аналогичным выводам пришли авторы [Yadav et al., 2017] на основе трёхмерного моделирования.

В работе [Durá-Gómez, Talwani, 2010] использована одномерная модель диффузии в пористой среде, предложенная [Roeloffs, 1988]. Показано, что вариации уровня воды при заполнении водохранилищ могли на

эпицентральных расстояниях создать изменения порового давления, достаточные для того, чтобы вызвать землетрясения. Так, по оценкам этих авторов, для инициализации сейсмических событий в районе водохранилища Койна с начала его заполнения до 1980 г. рост порового давления должен был составить около 300 КПа, а для района резервуара Варна эта величина оценена в 600 КПа. В работе также представлены данные о том, что очаги крупных землетрясений со временем удаляются от водных резервуаров.

В работе [Rajendran et al., 1996] утверждается, что землетрясения инициируются нарушениями равновесия в результате понижения прочности разломных зон. Эта идея далее развита в работе [Rajendran, Harish, 2000], где предполагается, что по базальтам, нарушенным разрывами меридионального простирания, вода проникает в расположенную в районе водохранилища Койна разломную зону, верхняя часть которой имеет повышенную проницаемость. По мере увеличения давления жидкости происходит разрушение пород в разломной зоне и продвижение в глубину зоны разрушения и повышенной проницаемости. В результате ослабления разломной зоны даже небольшие флуктуации внутриплитных напряжений могут привести к потере её устойчивости.

4.3.4. Резюме

Данные детальных геофизических съёмки, спутниковой геодезии, анализ развития сейсмичности во времени выявили сложную картину строения и современной геодинамики района водохранилищ Койна и Варна. Имеющиеся данные позволяют заключить, что сейсмичность в этом районе, вероятнее всего, обусловлена региональными (внутриплитными) напряжениями, под их действием происходят смещения на ортогональной сети разломов, прочность которых понизилась и продолжает понижаться за счёт процессов, связанных с созданием и эксплуатацией водохранилищ. Сейсмическая активность, которая началась в районе плотины сразу после быстрого заполнения водохранилища Койна, быстро распространилась на юг. В этой новой области концентрации сейсмичности было в дальнейшем создано водохранилище Варна. Геофизические исследования в области Койна-Варна показывают, что сейсмические события могут инициироваться целым рядом факторов, вклад которых изменяется с течением времени. Главными из них, по-видимому, являются: нагрузка водохранилища и её сезонные вариации; обводнение разломов и продвижение вдоль них фронта разрушения, повышенной проницаемости и, возможно, минералогических преобразований (гидролиза) при изменении уровня воды в водохранилищах; смещение фронта повышенного порового давления на глубину 6–8 км, где располагается главная очаговая зона землетрясений.

4.4. Сезонные вариации наведённой сейсмичности в области водохранилищ Койна и Варна

Специализированная сейсмическая сеть была развёрнута в области водохранилища Койна уже после его заполнения (фактически — после зем-

летрясения М 6.3 1967 года); мы не имеем возможности изучать закономерности наведённой сейсмичности при заполнении резервуара Койна и сосредоточим своё внимание на изучении закономерностей при эксплуатации водохранилищ.

Водохранилища Койна и Варна являются резервуарами пресной воды, обеспечивающими компенсацию резко выраженной сезонности атмосферных осадков. Режим эксплуатации водохранилищ определяется потребностями сельского хозяйства и промышленности. Отличительной особенностью режима эксплуатации этих водохранилищ является большая амплитуда сезонной вариации уровня воды — размах колебаний составляет в среднем 30–40 м, а максимальные значения размаха достигают почти 50 м. Такие колебания уровня воды создают вариации поверхностной нагрузки на ложе водохранилища в 0.3–0.5 МПа, что составляет 10 % от характерной прочности литосферы сейсмоактивных регионов, оцениваемой по данным очаговой сейсмологии в 3–5 МПа [Earthquakes ..., 2000]. Большая амплитуда колебаний уровня воды обуславливает заметную сезонную компоненту режима наведённой сейсмичности, что позволяет исследовать закономерности сейсмического отклика на сезонные колебания уровня воды и даже использовать сезонный эффект для повышения надёжности прогноза землетрясений [Gupta, 2001; Gupta et al., 2007].

Сезонные колебания наведённой сейсмической активности связывают как с локальным увеличением механических напряжений из-за дополнительной нагрузки на ложе водохранилища, так и с изменением порового давления в породах земной коры из-за проникновения в неё воды на глубину сейсмических очагов [Simpson et al., 1988; Scholz, 2019]. В работе [Smirnov et al., 2014] при исследовании сейсмического режима в области Койна-Варна на ограниченном 15-летнем интервале 1995–2000 гг. было отмечено изменение во времени амплитуды годовых колебаний сейсмической активности и разрушение сезонного ритма сейсмичности после дублета сильных региональных землетрясений (см. ниже, раздел 4.5.5). Этот результат стал мотивом для проведения углублённого исследования сезонных вариаций сейсмической активности, связанных с годовыми колебаниями уровня воды в водохранилищах, за всё время инструментальных сейсмологических наблюдений [Смирнов и др., 2017].

4.4.1. Исходные данные

В качестве исходных данных использовался региональный каталог землетрясений в области Койна-Варна за 1964–2015 гг., составленный в Институте инженерных исследований штата Махараштра (MERI), Индия [Maharashtra, 2015]. Общий объём каталога — 6996 землетрясений. В каталоге используется шкала локальных магнитуд.

На рисунке 4.17 представлены оценки изменения во времени представительной магнитуды каталога, выполненные по различным методикам с использованием как авторского, так и открытого программного обеспечения [Wiemer, 2001]. Поэтапное уменьшение представительной магнитуды отражает повышение чувствительности сейсмической сети по мере уве-

личения её плотности и расширения частотного диапазона сейсмических станций.

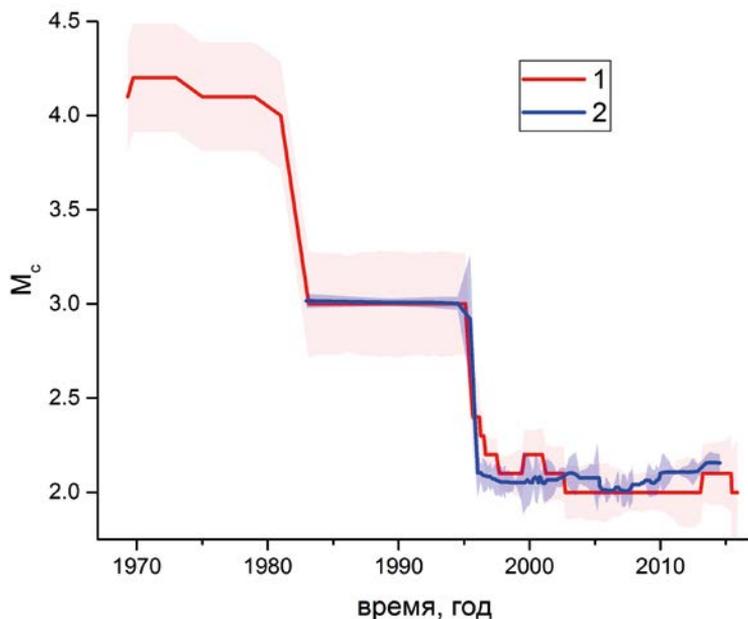


Рис. 4.17. Изменение представительной магнитуды каталога землетрясений во времени. 1 — с использованием авторского программного обеспечения (см. раздел 2.3), 2 — с использованием пакета *zmap* [Wiemer, 2001]. Затенением показаны доверительные интервалы.

Для обеспечения однородности данных на всём интервале наблюдений 1964–2015 гг. были выбраны землетрясения $M \geq 4$, представленными на всём интервале времени (всего — 95 землетрясений). Исключение из рассмотрения более слабых землетрясений позволило также избежать известной проблемы влияния на результаты анализа временных вариаций сейсмического режима интенсивных афтершоковых последовательностей [Van Stiphout et al., 2011], «привязанных» в нашем случае по времени и пространству к землетрясениям $M \geq 4$. Афтершоки землетрясения $M 6.3$ 10 декабря 1967 г. и несколько землетрясений $M \geq 4$, являющиеся афтершоками землетрясений $M \geq 5$, были удалены вручную согласно правилу: удаляются землетрясения, произошедшие в течение трёх месяцев после главного события и попадающие в его очаговую зону.

Землетрясения $M \geq 4$ появились только после события $M 6.3$ 10 декабря 1967 г., поэтому в рабочий каталог были включены землетрясения в интервале март 1968 — декабрь 2015 г. (афтершоки землетрясения $M 6.3$ в декабре 1967 г. и январе-феврале 1968 г. были исключены из рассмотрения согласно общему правилу). Объём рабочего каталога составил 77 землетрясений, расположение их эпицентров в области Койна-Варна показано на рисунке 4.18.

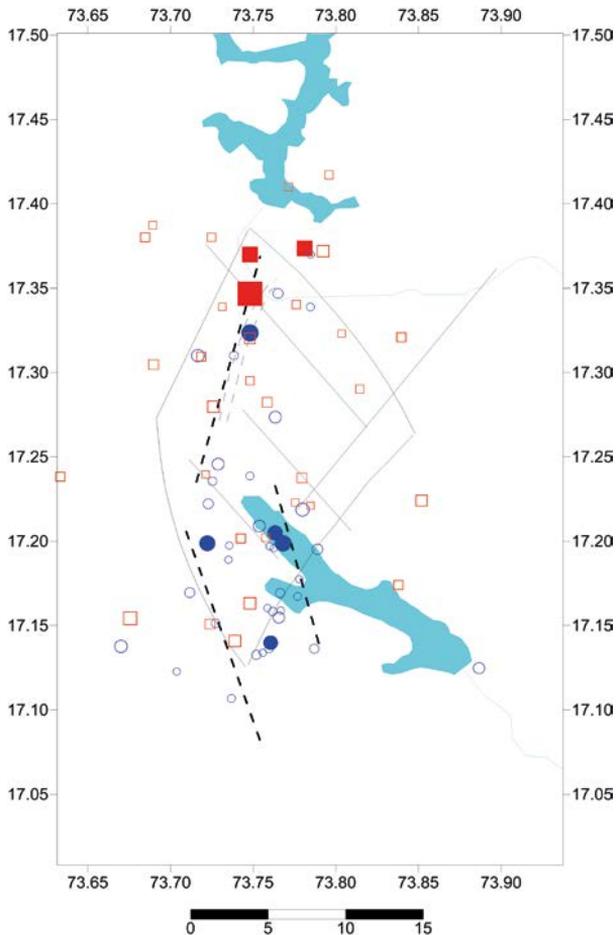


Рис. 4.18. Эпицентры землетрясений М 4+, контуры водохранилищ Койна (на севере) и Варна (на юге). Квадратики и кружки — землетрясения в интервалы времени до и после заполнения водохранилища Варна соответственно. Размеры значков пропорциональны магнитуде землетрясений. Залитыми значками показаны эпицентры землетрясений М 5+. Показаны тектонические нарушения, соответствующие двум современным классификациям: чёрным пунктиром — система линеаментов (L1–L7) и разломов (Patan, P1) согласно [Durá-Gómez, Talwani, 2010]; красными сплошными — разломная зона Доначивада DFZ согласно [Gupta et al., 2016], южная WSZ1 и северная WSZ2 сейсмические зоны Варна согласно [Singh et al., 2008].

4.4.2. Сезонные компоненты наведённой сейсмичности

На рисунке 4.19 представлены вариации глубин воды (у плотин) в водохранилищах Койна и Варна и последовательность землетрясений М 4+ (на этом рисунке афтершоки не удалялись). Усреднённый годовой ход глубины воды в водохранилищах Койна и Варна (рисунок 4.19б) примерно одинаков, поэтому для определения фаз изменения уровня воды в водохранилищах в дальнейшем использовалась единая осреднённая кривая.

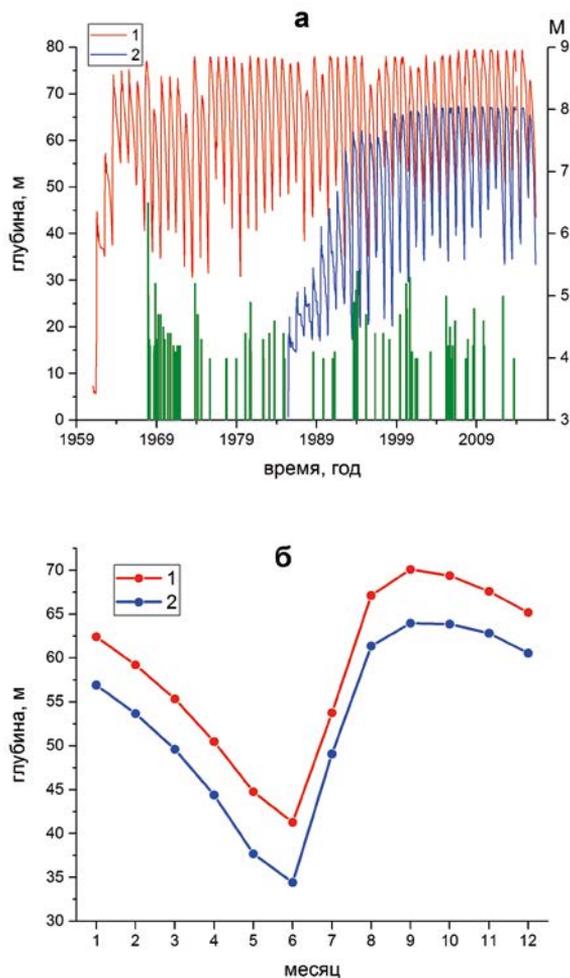


Рис. 4.19. Глубины воды у створов плотин водохранилищ Койна (1) и Варна (2). а — глубины воды, а также магнитуды землетрясений $M \geq 4$. б — сезонные вариации глубин воды, полученные осреднением по годам в пределах каждого месяца.

На рисунке 4.20 представлены диаграммы распределения землетрясений по месяцам года за весь исследуемый интервал времени (рисунк 4.20а) и отдельно для эпохи существования только водохранилища Койна (1968–1984 гг.) — рисунок 4.20б, — и с начала заполнения водохранилища Варна (1985–2015 гг.) — рисунок 4.20в. На рисунке хорошо видна неравномерность распределения сейсмической активности по месяцам года. Сезонная активность минимальна в мае-июне, когда минимален уровень воды в водохранилищах. В остальное время года на рисунке 4.20а видны три пика активности: осенью в сентябре, зимой в ноябре-декабре и весной в феврале-апреле. Первый из этих пиков приходится на фазу достижения уровнем воды максимального сезонного значения, а два последующих —

на фазу уменьшения уровня. На рисунке 4.20 б, в видно, что пики сезонной активности различаются для периодов эксплуатации только водохранилища Койна и после заполнения водохранилища Варна. В первом случае осенний, сентябрьский максимум значительно превосходит активность во все другие месяцы. Во втором случае максимальным является весенний пик, сместившийся с февраля на март-апрель, а два остальных пика — в сентябре и декабре — имеют примерно одинаковую величину.

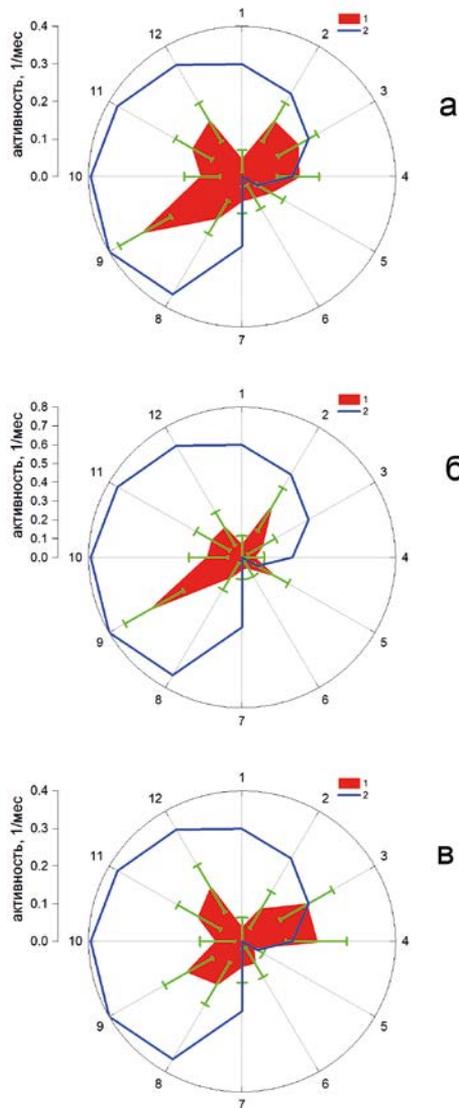


Рис. 4.20. Диаграммы распределения землетрясений М 4+ по месяцам года (1) и осреднённый сезонный ход глубины водохранилищ (2). а — весь исследуемый интервал времени, б — период эксплуатации только водохранилища Койна, в — период с начала заполнения водохранилища Варна. Зелёными отрезками показаны погрешности оценок.

Прояснить динамику сезонных пиков наведённой сейсмической активности можно с помощью временной диаграммы сезонного распределения землетрясений (рисунок 4.21). Для построения этой диаграммы была сформирована таблица распределения количеств землетрясений по месяцам для каждого года. Затем данные этой двумерной таблицы были сглажены скользящими средними с использованием окон размером 1.5 месяца по горизонтальной оси месяцев и 3 года по вертикальной оси лет. Сглаживание по месяцам осуществлялось циклически, без разрыва при переходе от декабря к январю. Кружками на диаграмме показаны землетрясения $M \geq 5$.

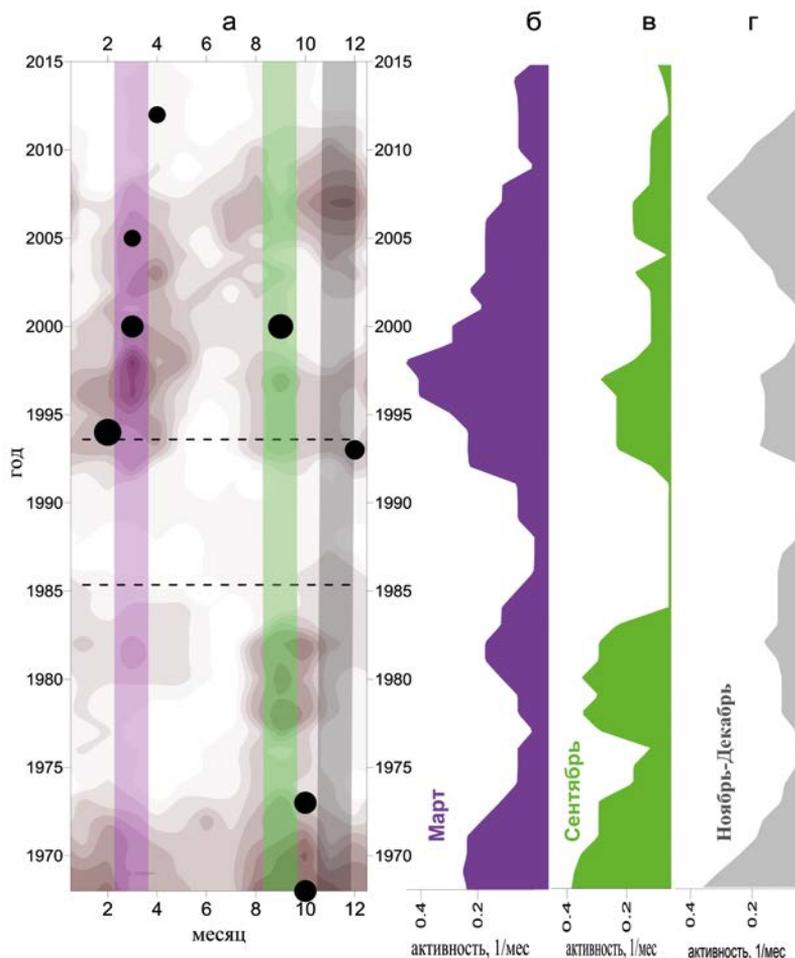


Рис. 4.21. Диаграмма сезонного распределения землетрясений $M \geq 4$ в интервале 1968–2005 г. (а); профили сезонной активности в марте (б), сентябре (в) и ноябре-декабре (г) — месяцах, соответствующих главным максимумам на рисунке 4.20а. Вертикальными полосами соответствующих цветов на рисунке (а) показано положение профилей (б), (в) и (г). Пунктирными линиями показано начало (8 июня 1985 г.) и завершение (3 августа 1993 г.) заполнения водохранилища Варна. Кружками показаны землетрясения $M \geq 5$ (за исключением землетрясения $M 6.3$ 10 декабря 1967 г. и его афтершоков в январе-феврале 1968 г.).

На рисунке 4.21 видно, что после сильнейшего землетрясения М 6.3 10 декабря 1967 г. возбуждаются как осенняя, так и весенняя компоненты сезонной сейсмической активности. В период эксплуатации только водохранилища Койна весенняя компонента сезонной активности выражена слабее, чем осенняя, — величина активности в марте почти вдвое меньше, чем в сентябре, и землетрясения происходят весной менее регулярно, чем осенью. К 1985 году обе сезонных компоненты затухают.

После завершения заполнения водохранилища Варна в 1993 г. возбуждается весенняя компонента сезонной сейсмической активности. Осенняя компонента появляется в конце интервала заполнения водохранилища и через пять лет практически исчезает.

Зимний пик активности в ноябре-декабре приходится в основном на интервал времени 2002–2012 гг.

Все землетрясения М 5+, кроме одного, попадают в интервалы весенней или осенней компоненты сезонной активности. Декабрьское землетрясение М 5.1 8 декабря 1993 г. — это первое из группы сильных землетрясений, возникших в конце 1993 — начале 1994 года после завершения заполнения водохранилища Варна (см. рисунок 4.19а). Время его возникновения в пределах года — 8 декабря — практически совпадает со временем возникновения сильнейшего землетрясения М 6.3 10 декабря 1967 г., произошедшего после завершения заполнения водохранилища Койна (на рисунке 4.21 не показано).

4.4.3. Изменчивость сезонных компонент наведённой сейсмичности

По небольшой статистике исходных данных (77 землетрясений М 4+) невозможно, конечно, получить строгие в статистическом отношении количественные оценки эффектов. Однако анализ каталога землетрясений М 4+ за весь период инструментальных сейсмических наблюдений в области водохранилищ Койна и Варна позволил выделить три компоненты сезонной активности наведённой сейсмичности (с пиками в феврале-апреле, сентябре и ноябре-декабре) и показал, что эти компоненты по-разному проявляются на разных стадиях формирования и эксплуатации водохранилищ. Качественно эти результаты согласуются с выводами работ [Gurta, 2001; Pandey, Chadha, 2003], сделанными на основе анализа сейсмических данных за период с 1963 по 1999 г. Использование нами более поздних данных за период с 2000 по 2015 год и применение другого метода анализа позволило уточнить структуру сезонных компонент наведённой сейсмичности в области Койна-Варна, что, в свою очередь, ставит новые вопросы по интерпретации особенностей сезонных колебаний сейсмической активности.

Влияние изменения уровня воды в водохранилищах на наведённую сейсмичность объясняют как изменением величины механических напряжений и деформаций, обусловленных дополнительным давлением воды на ложе водохранилища, так и изменением порового давления флюида в среде, обусловленного проникновением воды в верхние части земной коры в рай-

оне водохранилища [Simpson et al., 1988; Scholz, 2019]. Первый механизм связывают с изменением напряжённого состояния среды, второй — с уменьшением её эффективной прочности. Увеличение напряжений и увеличение порового давления флюида в результате уменьшения объёма порового пространства при упругой деформации подразумевает синхронный с увеличением нагрузки отклик сейсмичности, диффузия давления воды на глубину сейсмогенной области — отклик с задержкой, обусловленной скоростью диффузии [Rajendran, Talwani, 1992; Scholz, 2019; Pandey, Chadha, 2003]. Оба механизма рассматриваются в литературе как триггерные, поскольку напряжений, обусловленных только весом столба воды, недостаточно для преодоления предела прочности горных пород даже с учётом уменьшения прочности за счёт индуцированного водохранилищем увеличения порового давления [Scholz, 2019; Gupta, 1992; Gupta, 2002; Pandey, Chadha, 2003; Gahalaut et al., 2016] (см. раздел 1.2).

Осенний пик активности, имеющий максимум в сентябре, приходится на максимальный уровень воды в водохранилищах. На этом основании его природу можно связать с механизмом увеличения напряжений в среде за счёт увеличения нагрузки на ложе водохранилища и увеличением порового давления флюида в результате уменьшения объёма порового пространства при упругой деформации каркаса пород.

Весенний пик в феврале-апреле приходится на фазу сезонного уменьшения уровня воды в водохранилищах, он запаздывает относительно максимального уровня воды на 5–7 месяцев. Его природу можно связать с увеличением порового давления флюида в результате диффузии давления, вызванного сезонным увеличением глубины водохранилищ. Известны теоретические оценки продвижения фронта порового давления применительно к области Койна-Варна, в том числе и с учётом разломных структур с повышенной проницаемостью [Pandey, Chadha, 2003; Gahalaut, Gupta, 2008; Durá-Gómez, Talwani, 2010]. Основное внимание в этих работах уделено оценкам величины повышения порового давления на определённом удалении от водохранилища. Величинам возможных задержек максимума порового давления относительно максимума уровня воды в водохранилище уделяется меньше внимания.

Одной из проблем теоретических расчётов скорости движения фронта порового давления является плохое знание фактических параметров проницаемости земной коры в районе водохранилищ. Разброс в проницаемостях, используемых при теоретических расчётах, даёт диапазон задержек максимума порового давления в сейсмогенной области относительно максимума уровня воды в водохранилище от 1 до 10 месяцев [Pandey, Chadha, 2003; Durá-Gómez, Talwani, 2010]. Возможно, исследования кернового материала, получаемого в ходе выполнения программы глубинного бурения в области Койна-Варна [Gupta et al., 2015], дадут в будущем более определённую информацию о проницаемости пород в этой области наведённой сейсмичности.

Если предположить, что обнаруженная нами задержка весеннего отклика сейсмической активности в 5–7 месяцев обусловлена диффузией порового давления, то можно грубо оценить величину эффективного коэффи-

циента диффузии в стационарном случае для сферического фронта как $D = l^2/(4\pi t)$, где l — характерный размер сейсмогенной зоны, t — время задержки [Sharigo, 2015]. Для характерного размера 10 км получим значение $0.5 \text{ м}^2/\text{с}$. В работе [Telesca, 2010] по данным каталога землетрясений в области Койна-Варна за период с 1 января 2001 г. по 18 июня 2004 г. была выявлена задержка отклика сейсмической активности на вариации уровня воды в 233 суток. В предположении одномерной вертикальной диффузии в однородном полупространстве от поверхностного точечного гармонического источника колебаний давления воды до глубины 5.4 км была получена оценка коэффициента диффузии $0.2 \text{ м}^2/\text{с}$. Обе эти оценки, полученные в предположении различной геометрии фронта диффузии, близки по порядку величины, но значительно меньше значений $1\text{--}10 \text{ м}^2/\text{с}$, использованных в работе [Durá-Gómez, Talwani, 2010]. Отметим, что полученные оценки коэффициентов диффузии могут существенно отличаться от коэффициентов диффузии слагающих горных пород, поскольку движение флюида локализуется в основном в разломных структурах и полученные оценки являются некими эффективными параметрами, отражающими не только (а вероятно, и не столько) проницаемость горных пород, сколько геометрию и проницаемость сети разломов.

Альтернативная гипотеза о природе весеннего пика сезонной активности была высказана в предположительном плане в [Gupta, 2001] и упоминается в последующих работах [Telesca, 2010; Shashidhar et al., 2016; Gupta et al., 2016]. Она заключается в том, что пик сейсмической активности, происходящий на конец спада уровня воды в годовом цикле, связан с разгрузкой среды в области водохранилищ. Если среда содержит разломные зоны с повышенной проницаемостью, то быстрая разгрузка в период снижения уровня воды может приводить к ослаблению разломов, поскольку упругие напряжения убывают быстрее, чем снимается поровое давление в зоне разлома за счёт диффузии воды в соседние слабопроницаемые области [Bell, Nur, 1978; Gupta, 1992; Zobak, 2007].

На рисунке 4.21 видно, что величины сезонных пиков непостоянны, они значительно изменяются во времени. В целом хорошо видны две инициации — после заполнения водохранилища Койна, а именно после землетрясения М 6.3 1967 года, и после окончания заполнения водохранилища Варна и пары землетрясений М 5+ 1993–1994 годов. После возбуждения эти сезонные компоненты постепенно затухают, первая — примерно к 1974 году, вторая — к 2007 году. Характерный масштаб затухания возбуждённых сезонных компонент составляет, как и в случае установления режима наведённой сейсмичности после заполнения Нурекского водохранилища (см. раздел 4.2.7), около 10 лет, что находится в грубом согласии с характерными оценками длительностей афтершоковых последовательностей сильнейших землетрясений [Hainzl et al., 2016]. Возможно, такое совпадение неслучайно и отражает сходство процессов релаксации возбуждённой сейсмической активности в литосфере.

На фоне этих двух основных интервалов релаксации сейсмичности, инициированной заполнением водохранилищ, видны более тонкие особенности. В период с 1978 по 1984 год обращает на себя внимание некоторая

повторная активизация основных сезонных компонент. После 2000 года сентябрьский пик практически исчезает, а после 2005 года он распадается на августовский и значительный декабрьский пики.

4.4.4. Природа динамики сезонных компонент наведённой сейсмичности

Природа изменчивости сезонного отклика наведённой сейсмичности в области Койна-Варна обсуждается в ряде публикаций (см., например, [Pandey, Chadha, 2003; Telesca, 2010; Yadav et al., 2015; Arora et. al., 2017]). Вне зависимости от деталей все известные механизмы формирования сезонных компонент являются триггерными. Следовательно, объяснение изменчивости сезонного отклика активности на вариации уровня воды в водохранилищах нужно искать в изменении тензочувствительности среды. Тензочувствительность может меняться как вследствие изменения прочностных свойств среды, так и в результате изменения главного (не связанного с водохранилищами) напряжённого состояния сейсмогенной области. Специальные исследования, проведённые под руководством одного из авторов этой книги, показали отсутствие статистической связи изменений величины сезонного отклика с изменениями амплитуд годовых колебаний и среднегодового уровня воды в водохранилищах Койна и Варна⁹.

В работе [Smirnov et al., 2014] отмечалось, что разрушение компоненты наведённой сейсмичности наблюдалось после пары сильных землетрясений $M 5+$, изменивших, вероятно, напряжённо-деформированное состояние всей сейсмогенной области. Исчезновение модуляции процесса разрушения дополнительной периодической нагрузкой при резком изменении напряжённо-деформированного состояния образца гранита было смоделировано в лабораторном эксперименте [Ponomarev et al., 2010] (см. раздел 6.10). На рисунке 4.21 видно, что весенняя составляющая сезонной активности в области Койна также исчезла после землетрясения $M 5.2$ 17 октября 1973 г. Возникший снова после заполнения резервуара Варна интенсивный весенний максимум активности почти полностью исчезает после землетрясения $M 5$ 14 марта 2005 г. Всё это указывает на тектоническую природу изменчивости режимов сезонных компонент наведённой сейсмической активности.

В работе [Rao, Shashidhar, 2016] выявлена определённая стадийность изменения преобладающих механизмов очагов землетрясений в области Койна-Варна, которую авторы связывают с изменением тектонического режима в регионе. Мы сопоставили выявленный нами режим изменения сезонных компонент [Смирнов и др., 2017; Arora et. al., 2017] с изменением преобладающих механизмов очагов землетрясений и соответствующим им изменением локального тектонического режима согласно [Rao, Shashidhar, 2016].

⁹ Карташов И. М. Вариации уровня воды в скважинах в области наведённой сейсмичности Койна-Варна, Западная Индия. Выпускная квалификационная работа бакалавра. — Москва, МГУ, физический факультет. — 2017. — 56 с.

В работе [Rao, Shashidhar, 2016] механизмы очагов представлены для 50 землетрясений за 1967–2012 годы. Несмотря на то, что это — наиболее полная база данных о механизмах очагов землетрясений в области Койна-Варна, далеко не для всех землетрясений с магнитудой около 4 и более получены решения фокальных механизмов. Авторы [Rao, Shashidhar, 2016] сообщают о более чем 170 землетрясениях $M 4+$ за период инструментальных наблюдений с 1967 года, но только для 50 удалось определить механизм очага. При этом для недавних землетрясений авторы определяли механизмы и для событий с магнитудой менее 4. Каталог механизмов очагов не является, таким образом, полным и однородным для землетрясений $M 4+$, в отличие от использованного нами каталога землетрясений MERI (см. раздел 4.4.1). Это обстоятельство следует иметь в виду при сопоставлении наших данных с данными из [Rao, Shashidhar, 2016]. Отсутствие землетрясений $M 4+$ в каталоге [Rao, Shashidhar, 2016] и наличие их в использованном нами каталоге означает лишь отсутствие решения фокального механизма для таких землетрясений. И наоборот, наличие в каталоге фокальных механизмов данных о землетрясении, которое не включено нами в рабочий каталог, означает, что его магнитуда ниже выбранного порога $M 4$. Наконец, при сравнении следует иметь в виду и различие магнитудных шкал каталога механизмов из [Rao, Shashidhar, 2016] и каталога MERI, так что $M 4$ каталога механизмов не точно соответствует $M 4$ каталога MERI. Этим объясняется различие общего количества землетрясений $M 4+$, представленных в каталогах механизмов и MERI.

На рисунке 4.22 наши оценки сезонных компонент наведённой сейсмичности сопоставлены с результатами [Rao, Shashidhar, 2016]. Наша диаграмма (см. рисунок 4.21) дополнена данными о фокальных механизмах очагов из [Rao, Shashidhar, 2016].

Авторы [Rao, Shashidhar, 2016] разделяют механизмы очагов на два класса, условно сдвиги и сбросы (авторы отмечают, что многие очаги имеют смешанный тип, что определяет условность их отнесения к тому или иному типу). Выбор этих типов соответствует представлениям о наличии в области Койна-Варна двух систем разломов — сдвиговых на севере области, ориентированных в направлении СВ-ЮЗ и идущих к югу от водохранилища Койна, и сбросовых на юге, ориентированных в направлении СЗ-ЮВ, к западу от водохранилища Варна и в его западной части (см. раздел 4.3).

На рисунках 4.22 в, г скомпонованы результаты из [Rao, Shashidhar, 2016] о фокальных механизмах очагов землетрясений. В качестве порога, разделяющего сбросы и сдвиги, в цитируемой работе выбран угол падения оси сжатия в 45 градусов. Большие углы падения относятся к сбросовым очагам (мы пометили их на рисунке 4.22б красным цветом, как и на рисунке 4.22 в, г), а меньшие — к сдвиговым (помечены синим цветом).

Рисунок 4.22 показывает, что активизация сезонных компонент наведённой сейсмичности после землетрясения $M 6.3$ 1967 года соответствует преобладанию землетрясений сдвигового типа (количество имевшихся тогда региональных сейсмических станций позволило определить механизмы очагов только для нескольких землетрясений, что не даёт возможности рассмотреть детали временных изменений).

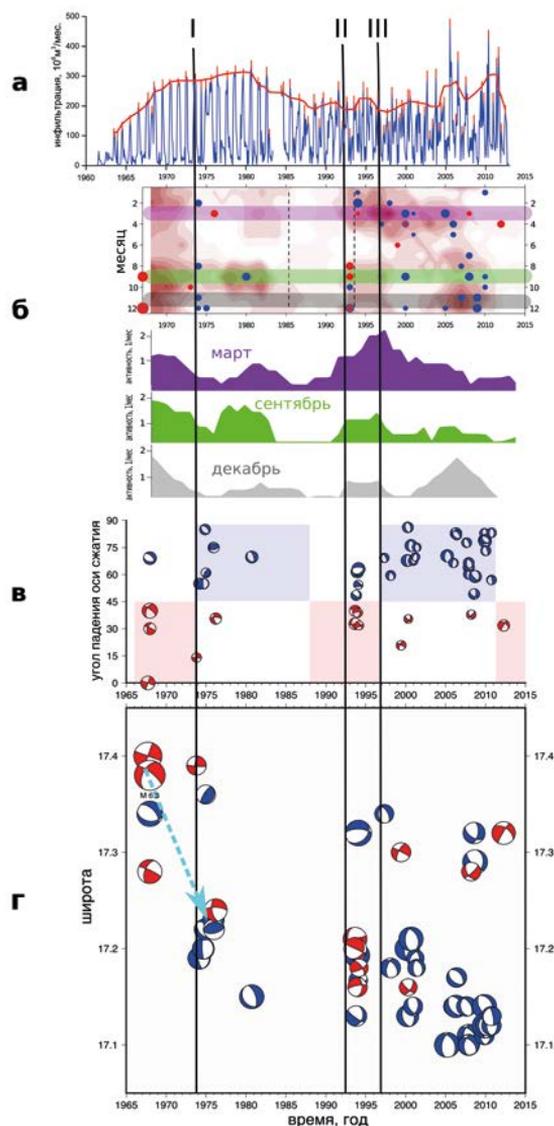


Рис. 4.22. Сопоставление сезонных компонент наведённой сейсмичности, механизмов очагов землетрясений и инфильтрации воды из водохранилища. а — скорость инфильтрации воды через ложе водохранилища Койна [Agora et al., 2017]. б — диаграмма сезонных компонент согласно [Смирнов и др., 2017] и профили сезонной активности, соответствующие затенённым горизонтальным полосам на диаграмме (см. рисунок 4.21). Пунктирными линиями показано начало (8 июня 1985 г.) и завершение (3 августа 1993 г.) заполнения водохранилища Варна. Точками показаны землетрясения из каталога фокальных механизмов [Rao, Shashidhar, 2016]. в — угол падения оси максимального сжатия с интервалами преобладающих фокальных механизмов (обозначены цветом) согласно [Rao, Shashidhar, 2016]. г — пространственно-временное распределение землетрясений с их фокальными механизмами согласно [Rao, Shashidhar, 2016] (с исправлениями); стрелкой показана миграция сейсмичности вдоль разлома Доначивада. Красным цветом показаны сдвиги, синим — сбросы. Вертикальные линии I, II, III — изменения режима сезонной активности (пояснения — в тексте).

На рисунке 4.22 в, г видна смена типов очагов землетрясений от сдвигов к сбросам в 1974 году. По нашим данным это время соответствует завершению релаксации сезонных компонент первой инициации, что отмечено вертикальной линией I на рисунке 4.22. Интервал времени с 1967 г. и до конца 1970-х годов характеризуется миграцией сейсмичности в юго-западном направлении, вдоль разлома Доначивада и примерно вдоль простираения очага главного землетрясения М 6.3 1967 года [Talwani, 1997a; Rao, Shashidhar, 2016]. Эта миграция видна на рисунке 4.22г как уменьшение со временем широты землетрясений (отмечена стрелкой). Отметим, что миграция происходит в ту область, где позже будет образовано водохранилище Варна, но происходит она задолго до начала заполнения водохранилища. Таким образом, наблюдаемое изменение типа механизмов очагов объясняется перемещением сейсмической активности от водохранилища Койна на юг и «включением» другой системы разломов, отличной от сдвиговых разломов на севере, активизированных ранее заполнением водохранилища Койна.

Последующая сейсмичность, вплоть до начала заполнения водохранилища Варна в 1985 году, сосредоточена в южной части области и приурочена к системе разломов сбросового типа. По нашим результатам этой стадии соответствует небольшая повторная активизация сезонных компонент в 1978–1984 годах.

Активизация сезонных компонент наведённой сейсмичности сразу после завершения заполнения водохранилища Варна в 1993 году содержит, как и первая активизация в 1967 году после заполнения Койны, значительную долю землетрясений сдвигового типа (отмечено на рисунке 4.22 вертикальной линией II). Затем преобладающий тип очагов снова сменяется на сбросовой, то есть опять «включается» другая система разломов. По нашим результатам этому соответствует исчезновение сентябрьского пика сезонной активности с последующим появлением пика в декабре (показано вертикальной линией III на рисунке 4.22).

Полученные результаты свидетельствуют, что изменения структуры сезонных компонент наведённой сейсмичности соответствуют изменениям локализации в пространстве областей активизации и «переключениям» работы сдвиговых и сбросовых разломов. Природу этих «переключений» авторы [Rao, Shashidhar, 2016] связывают с перераспределением тектонических напряжений: сдвиговые смещения по системе разломов Доначивада создают обстановку растяжения в западной части резервуара Варна (WSZ1 и WSZ2 на рисунке 4.18), а сбросовые смещения на WSZ1 и WSZ2 инициируют сдвиговые смещения в зоне Доначивада.

Для прояснения характера пространственно-временной динамики сезонных компонент наведённой сейсмичности рассмотрим распределение очагов «сезонных» землетрясений в пространстве. На рисунке 4.23 представлены карты эпицентров землетрясений отдельно для сентябрьского, мартовского и декабрьского пиков сезонной активности и отдельно для трёх этапов активизации: Койна (1968–1977 гг.), повторная активизация (1978–1984 гг.) и Варна (1993–2015 гг.). Для последней активизации на рисунке 4.23 формально обозначен интервал 1985–2015 гг., начинающийся со времени заполнения водохранилища Варна. Но на рисунке 4.22 видно, что активизация

сезонных компонент произошла в 1993 году, после завершения заполнения Варны. В период с 1985 по 1992 год землетрясений М 4+ (по каталогу MERI) в области Койна-Варна не было.

Землетрясения, принадлежащие к сезонным компонентам, при первой активизации (рисунок 4.23 а-в) расположены в северной части, на расстоянии не более 10 км от водохранилища Койна (за исключением одного «мартовского» землетрясения в феврале 1974 года).

Повторная активизация сезонной компоненты в период до заполнения водохранилища Варна в пространстве происходила уже в южной части региона, т. е. близко к «конечной точке» миграции сейсмичности с севера на юг (рисунок 4.23 г-е). Сама миграция в сезонных компонентах не просматривается. Это позволяет предположить, что природа собственно миграции не связана с продвижением воды. Лабораторные исследования свидетельствуют, что миграция разрушения может быть инициирована внесением жидкости в небольшую часть образца, но происходит затем в сухой части образца [Потанина и др., 2015] (см. раздел 6.12). При этом в эксперименте было обнаружено, что скорость «сухой» миграции может быть значительно выше скорости диффузии флюида.

На рисунке 4.22в видно, что зона сбросов на юге заработала в 1974–1975 годах — явно раньше, чем обнаруживается повторная активизация сезонных компонент в 1978–1984 годах. То есть сначала заработала южная система сбросовых разломов, а уже потом в этой зоне появилась сезонность активности. Это говорит в пользу гипотезы о «сухом» характере миграции сейсмичности на юг, в сторону от Койны. Направление миграции сейсмичности на юг вдоль разломной зоны Доначивада близко, как отмечалось выше, к простираюнию очага главного землетрясения М 6.3 1967 года, и область миграции лежит в области очага этого землетрясения. Возможно, миграция сейсмичности обусловлена саморазвитием разрушения в этой области, ослабленной разрывом в очаге землетрясения М 6.3, а её направление с севера на юг задано флюидной инициацией разрушения на севере.

Поскольку наличие сезонных компонент наведённой сейсмичности обусловлено наличием флюида, связанного с резервуаром водохранилища, повторное появление сезонных компонент в 1978–1984 годах нужно объяснять достижением к этому времени фронтом обводнения, движущимся вдоль миграционной зоны разрушения, южной зоны сбросовых разломов. Это подтверждается данными об инфильтрации воды через дно водохранилища Койна в земную кору, приведёнными на рисунке 4.22а. Скорость инфильтрации оценивалась по среднесуточным данным об изменении уровня зеркала водохранилища, объёмов воды, поступающей в водохранилище из реки и с дождями, объёма стока через затвор плотины и испарения с поверхности водохранилища [Arora et al., 2017].

После заполнения резервуара Койны среднегодовая скорость инфильтрации постепенно увеличивается до 1973 года, затем остаётся примерно постоянной до 1978 года, после чего скорость инфильтрации повторно нарастает вплоть до 1982 года. Это можно интерпретировать как достижение к 1973 году фронтом обводнения южной границы зоны сбросовых разломов и насыщение к 1978 году всего «доступного» порового пространства.

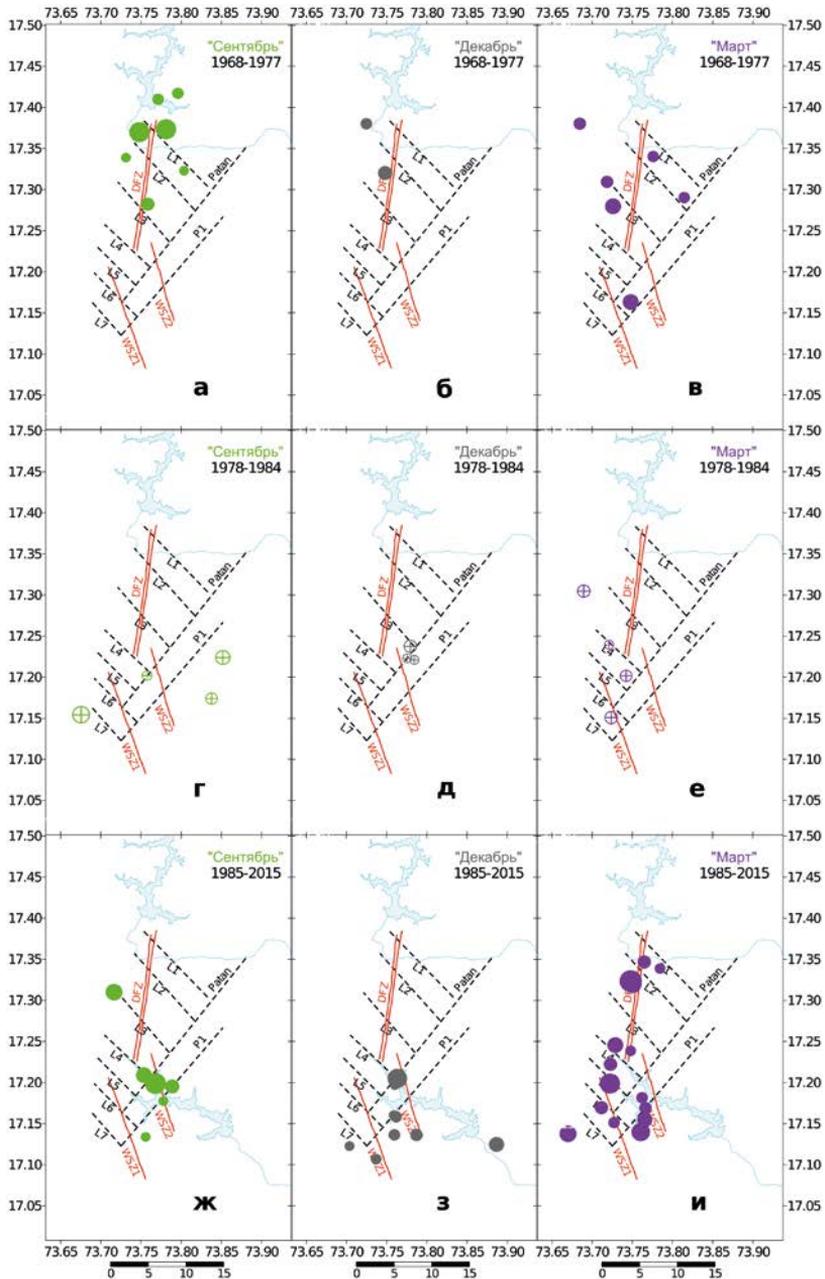


Рис. 4.23. Карты эпицентров землетрясений сезонных компонент наведённой сейсмичности для трёх этапов активизации: I — основная активизация 1968–1977 гг. (а-в), II — реактивизация 1978–1984 гг. (г-е), III — основная активизация 1993–2015 гг. (ж-и). Карты, соответствующие сезонным пикам, представлены в порядке хода цикла заполнения-опустошения водохранилищ — начиная от максимума уровня воды в сентябре. Размеры точек пропорциональны магнитудам землетрясений, над точками подписаны год и месяц землетрясения. Тектонические нарушения — как на рисунке 4.18.

Первая активизация сезонных компонент сейсмичности соответствует насыщению флюидом среды вблизи водохранилища в период увеличения скорости инфильтрации до 1973 года. Повторная активизация сезонных компонент на юге приходится на интервал повторного нарастания скорости инфильтрации и «заполнения» порового пространства на юге.

Если принять характерное время движения фронта обводнения $t = 10$ лет, то при расстоянии от водохранилища Койна до южной зоны повторной активизации $l = 20$ км получим оценку для коэффициента диффузии $D = l^2/(4\pi t) = 0.01$ м²/с. Это значение на порядок ниже оценок, полученных нами выше по задержке сезонного «мартовского» отклика сейсмической активности, которые составляли 0.2–0.5 м²/с. Подобные различия известны для коэффициентов диффузии фронта жидкости и фронта давления — обводнение среды может происходить значительно медленнее, чем распространение волны давления в насыщенной водой среде [Yeh et al., 2015]. Различие в несколько раз скоростей волн разрушения, возбуждаемых движением фронта обводнения и фронта давления воды, подтверждается также лабораторными исследованиями, в том числе на гранитах из области Койна-Варна (раздел 6.11). Если, как мы предположили, волна разрушения шла впереди волны диффузии воды, то последнюю можно рассматривать как волну обводнения, а не волну фронта давления. Отметим, что для объяснения примерно такой же задержки «мартовского» отклика в эпоху повторной активизации сезонных компонент сейсмичности нужно, учитывая большее расстояние до резервуара Койны, допустить в 3–4 раза большие значения коэффициента диффузии вдоль основной разломной зоны, идущей на юг, чем вблизи водохранилища, как это было сделано в [Durá-Gómez, Talwani, 2010]. Такое предположение представляется резонным, поскольку процесс разрушения может увеличивать проницаемость в полосе, по которой проходила миграция сейсмичности.

На этапе активизации сезонной сейсмичности на юге после завершения заполнения водохранилища Варна (рисунок 4.23 ж-и) сезонная сейсмичность возобновилась и на севере, вблизи водохранилища Койна (где эта активность прекратилась в конце 70-х годов, после миграции сейсмичности на юг). Возможно, что активизация на севере после заполнения водохранилища на юге имеет тот же механизм и обусловлена таким же перераспределением напряжений на субмеридиональных разломах, каким была вызвана волна миграции сейсмичности с севера на юг после заполнения водохранилища Койна.

На рисунке 4.20б видно, что при активизации после завершения заполнения Варны в 1993 году, сопровождавшемся появлением сдвиговых землетрясений на юге (землетрясения 1993–1994 годов), последующие сдвиговые землетрясения 1999–2012 годов попадают только в область мартовского, задержанного отклика. Три из четырёх этих землетрясений произошли на севере, в области Койны, — они относятся к реактивизации сезонной активности на севере после заполнения водохранилища Варна юге. Это указывает на то, что сдвиговые разломы, к которым приурочены эти землетрясения, активизируются преимущественно по «задержанному» механизму.

Водохранилище Варна было сформировано в области, в которую волна миграции сейсмичности пришла ещё до начала заполнения водохранилища, то есть Варна была сформирована в сейсмически активной области. Возмож-

но, этим объясняется гораздо более сильный отклик «мартовской» сезонной активности в области Варны по сравнению с областью водохранилища Койна, которое было сформировано в асейсмичной области. Наличие сейсмической активности на юге, в области формирования Варны, свидетельствует, что состояние среды там к началу заполнения Варны было близко к неустойчивости, а тензочувствительность среды в неустойчивом состоянии повышена.

Для сопоставления характера «сентябрьского» и «мартовского» сезонных откликов сейсмичности соответствующие карты распределения эпицентров совмещены на рисунке 4.24. Эллипсами отмечены области локализации землетрясений соответствующих сезонных компонент, отвечающие устойчивым оценкам параметра масштаба распределения, в которых точкам, далеко выходящим за дисперсии распределения, придаётся меньший вес [Хьюбер, 1984]. Кроме того, мы исключали из рассмотрения события, пришедшиеся на разломные структуры, отличающиеся по типу от тех, в которых произошла основная инициация каждой сезонной компоненты. Оценки размеров областей, отмеченных сплошными эллипсами (для интервалов основных активизаций сезонной сейсмичности), составляют при активизациях в районе Койны: «сентябрьская» — 10 км, «мартовская» — 16 км; в районе Варны: «сентябрьская» — 5 км, «мартовская» — 8 км.

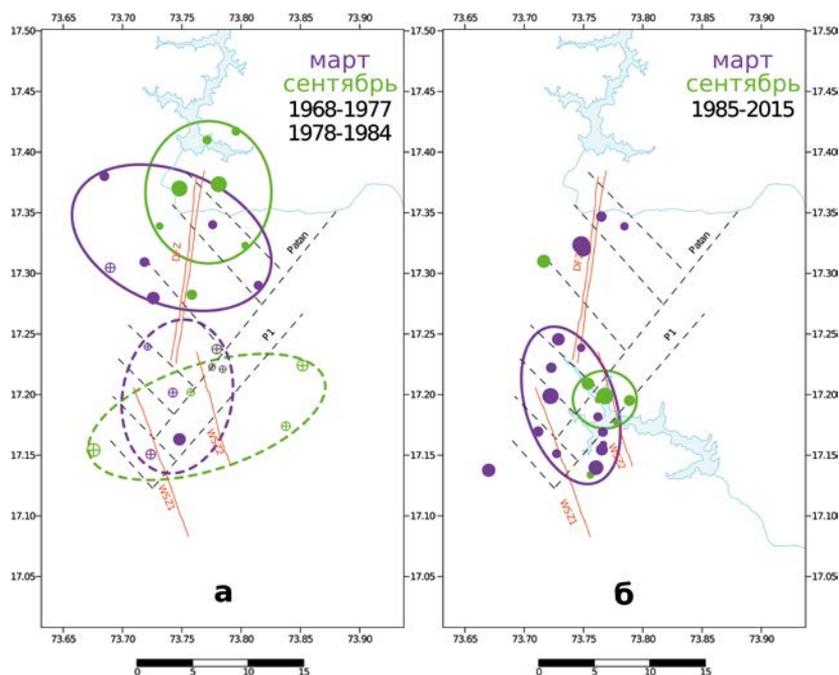


Рис. 4.24. Карты эпицентров землетрясений сезонных компонент наведённой сейсмичности для этапов основной активизации и реактивизации. а — основная активизация после заполнения водохранилища Койна (залитые точки) и реактивизация 1978–1984 годов (открытые точки). б — основная активизация после завершения заполнения водохранилища Варна в 1993 году. Сплошными (для основных активизаций) и пунктирными (для реактивизации) эллипсами отмечены области локализации землетрясений соответствующих сезонных компонент. Тектонические нарушения — как и на рисунке 4.18.

На рисунке 4.24 видно, что «сентябрьская» инициализация происходит внутри контура резервуара (в Варне) или внутри и вблизи него (в Койне). «Мартовская» инициация происходит в основном вне контура резервуара, и при этом размер области «мартовского» отклика больше, чем «сентябрьского».

«Сентябрьская» сезонная компонента приходится на максимальный уровень воды и связывается с механизмом «мгновенного» отклика сейсмичности, вызванного увеличением порового давления флюида в результате уменьшения объёма порового пространства при упругой деформации каркаса пород под действием дополнительных напряжений. «Мартовская» компонента рассматривается как «задержанный» отклик, обусловленный диффузией давления воды в сейсмогенную область. Заметим, что большее удаление «мартовских» событий от Варны, чем «сентябрьских», указывает на то, что эти события вряд ли связаны с разгрузкой по механизму, обсуждавшемуся в работе [Bell, Nur, 1978].

Можно предположить, что поле дополнительных напряжений, вызванных нагружением поверхности среды под водохранилищем, и созданное им поле дополнительной деформации каркаса пород, а значит — и поле «мгновенного» повышения порового давления, мало зависят от структуры «водопроводящих каналов», поскольку они, вероятно, занимают малую долю объёма среды. Если это так, то размер области «мгновенного» отклика определяется только размером «пуансона», давящего на поверхность, — размером резервуара. И расположена эта область отклика вокруг «пуансона». Расчёты дополнительных напряжений, вызванных нагрузкой водохранилища на поверхность литосферы, приведённые в [Gupta, 1992], свидетельствуют, что размер такой области аномалий не превосходит 10 км, что согласуется с нашими оценками размера области «сентябрьской» сезонной активности.

«Задержанный» отклик связан с понижением эффективной прочности в тех местах, куда проникла вода (при обводнении сухой среды) или дошла волна порового давления (при диффузии давления в обводнённой среде). Вероятно, «поле» обводнения или проникновения давления более неоднородно, чем поле дополнительных напряжений, определяющих «мгновенный» отклик, из-за наличия тонких и длинных каналов (ассоциированных с разломными структурами), доставляющих воду или волну порового давления на большие расстояния, чем «распространяется» поле напряжений от «пуансона». Это, вероятно, определяет больший размер области «задержанного» отклика и объясняет смещение области «задержанного» отклика в сторону от резервуара — по направлению расположения «проводящих» каналов. В случае Койны, например, видно, что область «задержанного» отклика основной активизации в 1967–1974 годах сосредоточена в начале разломной зоны Доначивада (в его северной, ближайшей к водохранилищу Койна, части), а зона реактивизации 1978–1984 годов сдвинута на юг, к концу этой разломной зоны. Оценки области повышенного порового давления при наличии разломов, приведённые в работах [Gupta, 1992; Pandey, Chadha, 2003; Yadav et al., 2017], свидетельствуют, что аномальная область окружает разлом, а повышенная проницаемость в разломной зоне увели-

чивает в разы область обводнения при наличии разлома по сравнению с однородной средой.

Выше уже отмечалось, что в [Simpson et al., 1988] были выделены два типа отклика наведённой сейсмичности при заполнении водохранилищ — немедленный, связанный с ростом порового давления в результате роста нагрузки на ложе водохранилища, и задержанный, связанный с диффузией жидкости вдоль разломных зон и постепенным повышением порового давления вовне водохранилища. В качестве примера водохранилищ первого типа в [Simpson et al., 1988] приводится Нурекское водохранилище в Таджикистане, второго — водохранилище Койна. В первом случае землетрясения располагаются близко к резервуару, т. е. сосредоточены там, где локализуется основной рост упругих напряжений. Во втором — события расположены на расстояниях до 20 км от резервуара и приурочены к разломным зонам, пересекающим резервуар. Полученные нами результаты свидетельствуют, что в случае инициации сейсмичности не заполнением водохранилища, а сезонными вариациями уровня воды в области Койна-Варна реализуются оба сценария.

4.4.5. Наклон графика повторяемости в сезонных компонентах наведённой сейсмичности

Отсутствие плотной сейсмической сети в период заполнения водохранилища Койна не позволяет проанализировать статистически изменения параметров переходного сейсмического режима, вызванного заполнением водохранилища, как это было сделано для Нурекского водохранилища (раздел 4.2). Но имеющийся каталог землетрясений позволяет провести оценки наклона графика повторяемости для выявленных сезонных компонент наведённой сейсмичности в интервале 1983–2015 годов, когда представительная магнитуда стала равна 3. Объём каталога землетрясений $M \geq 3$ за указанные 33 года составляет 596 событий, т. е. в среднем 18 событий в год, или 1.5 события в месяц. Такая статистика не позволяет получить оценки наклона графика повторяемости в пределах каждого годового цикла, поэтому был применён метод накопления эпох, показавший свою эффективность в аналогичной ситуации [Смирнов, Завьялов, 2012] (см. ниже, раздел 5.2). Был сформирован сводный годовой каталог событий, в котором были собраны землетрясения за все 33 года, расположенные в пределах года (время события в составном каталоге — время в году без учёта номера самого года). Такой сводный каталог обеспечивает статистику 50 событий в месяц, что позволяет сделать оценки параметров режима в скользящем окне и выявить их внутригодовые вариации.

В 1999, 2000 и 2005 годах в регионе произошли относительно сильные землетрясения, сопровождавшиеся афтершоками, что при небольшой общей статистике существенно искажает оценки, поэтому указанные годы были полностью исключены из рассмотрения, что уменьшило общее количество событий до 512 (43 события в месяц). При таких небольших объёмах месячных выборок стандартные оценки погрешностей и доверительных интервалов могут быть некорректны, поэтому было проведено статистическое моделирование на случайных каталогах.

Формировались случайные каталоги того же объёма (512 событий) с равномерным распределением событий во времени (экспоненциальным распределением интервалов между событиями) и распределением Гутенберга — Рихтера по магнитудам при значении наклона графика повторяемости, оценённом по всем натурным данным. Затем из этого синтетического каталога формировался сводный годовой каталог (как это делалось для реального каталога) и выполнялись оценки параметров в скользящих окнах по тем же программам, что и для реального каталога. Такая процедура повторялась многократно (3000–10000 раз), вычислялись средние значения и стандартные отклонения оцениваемых параметров.

Результаты оценок активности и наклона графика повторяемости в годовом цикле представлены на рисунке 4.25. Годовой цикл замыкался по кругу, так что январь следовал за декабрём. Видно, что вариации наклона графика повторяемости выходят за интервал «одна сигма» (66 % уровень значимости), но не выходят за интервал «два сигма» (96 % уровень значимости).

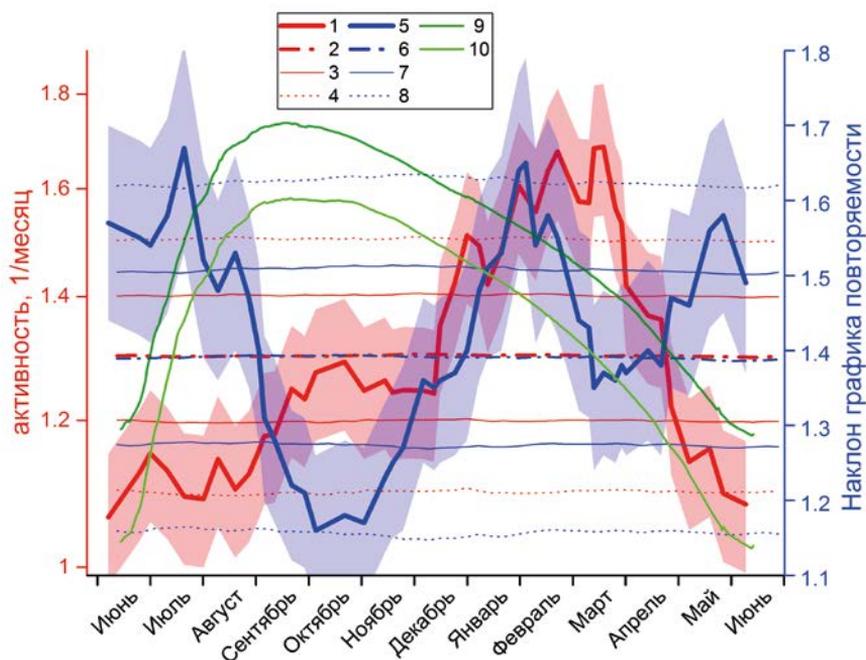


Рис. 4.25. Годовой цикл изменения уровня воды, сейсмической активности и наклона графика повторяемости по данным сейсмического (1) и случайного (2) каталога с доверительными интервалами $\pm\sigma$ (3) и $\pm 2\sigma$ (4). Значения активности приведены к исходному (не сводному) каталогу. Наклон графика повторяемости по данным сейсмического (5) и случайного (6) каталога с доверительными интервалами $\pm\sigma$ (7) и $\pm 2\sigma$ (8). Уровень воды в водохранилищах: 9 — Койна, 10 — Варна.

На рисунке видны обнаруженные по данным каталога M 4+ при активизации после завершения заполнения водохранилища Варна в 1993 году (см. рисунок 4.21) небольшая немедленная осенняя активизация сейсмичности.

ческой активности в сентябре-октябре и существенная «задержанная» весенняя активизация в феврале-марте, сливающаяся на сводном годовом интервале с дополнительной зимней активизацией в декабре-январе, появившейся после затухания весенней компоненты — после 2005 года. На интервале активизации как немедленной, так и задержанной сезонных компонент наклон графика повторяемости уменьшается, а на интервале уменьшения активности в этих компонентах — увеличивается. В период активизации зимней компоненты наклон графика повторяемости увеличивается вместе с увеличением активности.

Изменения наклона графика повторяемости в сезонных компонентах свидетельствуют о перераспределении процесса разрушения по масштабным уровням. Уменьшение наклона графика повторяемости на стадии активизации сезонной сейсмичности соответствует сценарию укрупнения сейсмических очагов, характерному для сценария слияния и роста трещин (ЛНТ), а увеличение его на спаде активности отвечает сценарию афтершоковой релаксации. Такие изменения были выявлены для невулканических сейсмических роёв, ассоциированных предположительно с движением флюида [Потанина и др., 2011, 2015].

4.4.6. Резюме

На основе данных каталога землетрясений в области наведённой сейсмичности Койна-Варна в Западной Индии за всю историю сейсмологических наблюдений в этом районе проанализированы сезонные вариации сейсмической активности, связанные с годовыми колебаниями уровня воды в водохранилищах. В результате уточнена структура сезонных вариаций, выявлены закономерности её изменения во времени и прояснена природа динамики сезонных компонент наведённой сейсмичности.

Сезонная сейсмическая активность минимальна в мае-июне, когда минимален уровень воды в водохранилищах. В остальное время года выделяются три пика активности: осенью в сентябре, зимой в ноябре-декабре и весной в феврале-апреле. Первый из этих пиков приходится на фазу достижения уровнем воды максимального сезонного значения и может рассматриваться как немедленная реакция среды на приложенное воздействие. Два последующих максимума приходятся на фазу уменьшения уровня и могут рассматриваться как задержанная реакция.

В целом задержанная весенняя активность после заполнения водохранилища Койна существенно слабее осенней, а после заполнения водохранилища Варна наблюдается обратное соотношение. Кроме этого, относительная интенсивность сезонных компонент меняется во времени.

Выявлены характерные изменения параметров режима сезонной сейсмичности. На интервале активизации как немедленной (осенней), так и задержанной (весенней) компоненты наклон графика повторяемости уменьшается, а на интервале уменьшения активности в этих компонентах — увеличивается. В период активизации зимней (декабрь) компоненты, возникшей после затухания осенней и весенней компонент, наклон графика повторяемости увеличивается вместе с увеличением активности.

Изменения сезонной сейсмической активности после заполнения водохранилища Койна обусловлены перераспределением наведённой сейсмичности в пространстве и активизацией различных систем разломов. Сильнейшее землетрясение $M 6.3$ 10 декабря 1967 года инициировало сейсмическую активность сдвиговой разломной зоны, субмеридиональное простирание которой близко к ориентации его очага. Последующее уменьшение интенсивности возникших сезонных компонент связано с общей миграцией сейсмичности на юг вдоль разломной зоны Доначивада. В 1974 году на юге, вблизи окончания этой сдвиговой разломной зоны, активизируется сопряжённая с ней зона сбросовых разломов. Позже, в 1978–1984 годах, сезонные компоненты, обусловленные годовыми колебаниями уровня воды в водохранилище Койна на севере, повторно активизируются в южной сейсмической зоне сбросового типа.

Уменьшение сезонных компонент сейсмической активности в период миграции наведённой сейсмичности с севера на юг в 1974–1977 годах свидетельствует, что на этой стадии волна миграции разрушения опережала диффузию фронта флюида. Можно предположить, что миграция сейсмичности была обусловлена саморазвитием разрушения в области, ослабленной разрывом в очаге землетрясения $M 6.3$ 1967 года, а флюидная инициация на севере «запустила» волну миграции и определила её направление. Реалистичность такого сценария развития наведённой сейсмичности к югу от водохранилища Койна подтверждается результатами лабораторного моделирования переходных режимов при флюидной инициации (разделы 6.11, 6.12). Повторное появление сезонных компонент в 1978–1984 годах на юге, в области зоны сбросовых разломов, свидетельствует о достижении этой области к этому времени фронта обводнения, движущегося вдоль миграционной зоны разрушения.

Значительно более сильный отклик сезонной активности в области водохранилища Варна, по сравнению с областью Койны, можно объяснить тем, что заполнение водохранилища Варна, в отличие от Койны, осуществлялось уже в сейсмически активной области. Водохранилище Варна было сформировано в области, в которую волна миграции сейсмичности, а вслед за ней и волна обводнения, пришли ещё до начала заполнения водохранилища. Наличие активной наведённой сейсмичности вблизи резервуара Варны к началу его заполнения свидетельствует, что среда там была близка к неустойчивости и, следовательно, обладала повышенной чувствительностью к внешним воздействиям.

Инициация осенних компонент сезонной активности, приходящихся на максимальный уровень воды в водохранилищах, происходит внутри контура резервуара (в Варне) или внутри и вокруг него (в Койне). Области локализации весенней активности смещены вовне резервуаров, в направлении простиранья основных разломных систем, примыкающих к водохранилищам, а размеры этих областей больше, чем в случае осенних компонент. Можно предположить, что такое различие обусловлено различием размеров и локализации областей повышенных напряжений, создаваемых весом водохранилища в первом случае, и пониженной прочностью, обусловленной увеличением порового давления в высокопроницаемых разломных зонах, во втором.

4.5. Аномалии режима наведённой сейсмичности в области водохранилищ Койна и Варна в период подготовки землетрясений

Согласно современным представлениям, в случае тектонических землетрясений неустойчивое состояние очаговых зон формируется постепенно [Соболев, 1993, 2011; Соболев, Пономарёв], и процесс подготовки очага землетрясения отражается в вариациях параметров сейсмического режима, известных как прогностические аномалии. В триггерных моделях наведённой сейсмичности, связанной с водохранилищами, явно или неявно предполагается, что очаговые зоны будущих землетрясений находятся в неустойчивом состоянии, когда небольшие по сравнению с тектоническими напряжениями дополнительные напряжения или небольшие уменьшения прочности достаточны для инициации землетрясения. В настоящем разделе представлены результаты исследований процесса формирования очаговых зон землетрясений в области Койна-Варна, проведённых с целью выяснения характера инициации землетрясений в наведённой сейсмичности [Смирнов и др., 2013; Smirnov et al., 2014].

В 2000 году в области Койна-Варна с интервалом в шесть месяцев произошли два землетрясения с магнитудой $M > 5$. Эта пара близких в пространстве и времени землетрясений была выбрана для детального анализа в надежде на наличие достаточно больших аномалий перед сейсмическим дублетом. С целью выявления аномалий сейсмического режима, связанных с процессом подготовки этих землетрясений, были апостериори применены методы и алгоритмы выявления прогностических аномалий, разработанные для тектонических землетрясений.

4.5.1. Исходные данные

В качестве исходных данных использовался локальный каталог землетрясений за период с 1995 по 2005 год, составленный по данным сети сейсмических станций Национального института геофизических исследований (National Institute of Geophysical Research, NGRI). Выбор начала исследуемого интервала времени обусловлен тем, что в 1995 году в зоне Койна-Варна была развёрнута достаточно плотная сейсмическая сеть [Mandal et al., 2005]. Каталог содержит информацию о 4118 землетрясениях с магнитудой $M \geq 2$.

4.5.2. Шкала магнитуд

В каталоге приведены значения локальной магнитуды M . В работе [Mandal et al., 1998] на основе анализа данных локальной сейсмической сети в районе Койна-Варна за 1994–1995 годы получены соотношения локальной магнитуды (магнитуды по длительности коды) M с сейсмическим моментом M_0 и моментной магнитудой M_w :

$$\lg M_0(\text{Н} \cdot \text{м}) = (1.38 \pm 0.03)M + (9.541 \pm 0.14). \quad (4.2)$$

$$M_w = (0.948 \pm 0.03)M + (0.253 \pm 0.09). \quad (4.3)$$

Последнее выражение свидетельствует, что локальная магнитуда близка к моментной.

Зависимость (4.2) позволяет получить соотношения между локальной магнитудой и физическими параметрами очага (энергией и размером), используемыми в процедурах идентификации афтершоков и оценки параметра сейсмического режима q (см. раздел 3.2). Поскольку нам неизвестны региональные соотношения между локальной магнитудой и физическими параметрами очага, будем пользоваться «среднемировыми» соотношениями (2.13) и (2.14). Подставляя (4.2) в (2.14), а затем в (2.13), получим:

$$M = 2.17 \lg l(\text{км}) + 4.11 \quad (4.4)$$

или

$$\lg l(\text{км}) = 0.46M - 1.89 \quad (4.4')$$

и

$$\lg E(\text{Дж}) = 1.38M + 5.33. \quad (4.5)$$

4.5.3. Идентификация афтершоков

При выявлении аномалий сейсмического режима, связанных с процессами подготовки землетрясений, очистка каталога от афтершоков необходима для исключения влияния аномальных групп землетрясений на оценку параметров фонового сейсмического режима. Наличие пространственно-временных афтершоковых кластеров занижает оценки фрактальной размерности сейсмичности и искажает оценки сейсмической активности. Аномально низкие значения наклона графика повторяемости сразу после главного события усложняют статистический анализ временных вариаций этой характеристики [Kagan, 2004; Helmstetter, 2006; Van Stiphout et al., 2011].

Используемая нами процедура идентификации афтершоков Молчана — Дмитриевой (см. раздел 2.2) была разработана и апробирована для достаточно сильных тектонических землетрясений, когда размер очага главного события значительно больше погрешности локации афтершоков (это позволило авторам алгоритма идентификации не учитывать погрешность локации). В нашем случае наведённой сейсмичности погрешность локации, приведённая в каталоге, составляет 1–3 км, и она сравнима с размерами очагов землетрясений (согласно (4.4) очаг размером около 1 км имеют землетрясения с $M = 4$). Также известно о различиях параметров афтершоковых последовательностей для наведённой и тектонической сейсмичности [Gupta et al., 1972; Гупта, Растоги, 1979] (см. разделы 1.1.3, 4.2.6). Эти обстоятельства не позволяют ограничиться формальным применением процедуры идентификации афтершоков и требуют дополнительного анализа результатов идентификации.

Закон Бота [Váth, 1965] может быть использован для контроля обоснованности формального выделения афтершоков. Согласно закону Бота разность магнитуд главного события и сильнейшего афтершока не зависит от магнитуды главного события. В работе [Shcherbakov, Turcotte, 2004] эта разность, напомним, оценивается как 1.16 ± 0.46 (см. раздел 1.1.1).

На рисунке 4.26 представлена разность магнитуд главного события M_{ms} и сильнейшего афтершока как функция M_{ms} для афтершоковых последовательностей, выделенных формальной процедурой идентификации. Видно, что закону Бота соответствуют только афтершоковые последовательности для главных событий с $M_{ms} \geq 4$. Кластеры, формально идентифицированные как афтершоки более слабых событий, противоречат закону Бота, и идентификацию этих кластеров как афтершоков следует считать ошибочной (для столь слабых главных событий формальная процедура идентификации работает некорректно). Из каталога, таким образом, были удалены только афтершоки, идентифицированные для главных событий с $M_{ms} \geq 4$ (по количеству они составляют 44 % всех землетрясений).

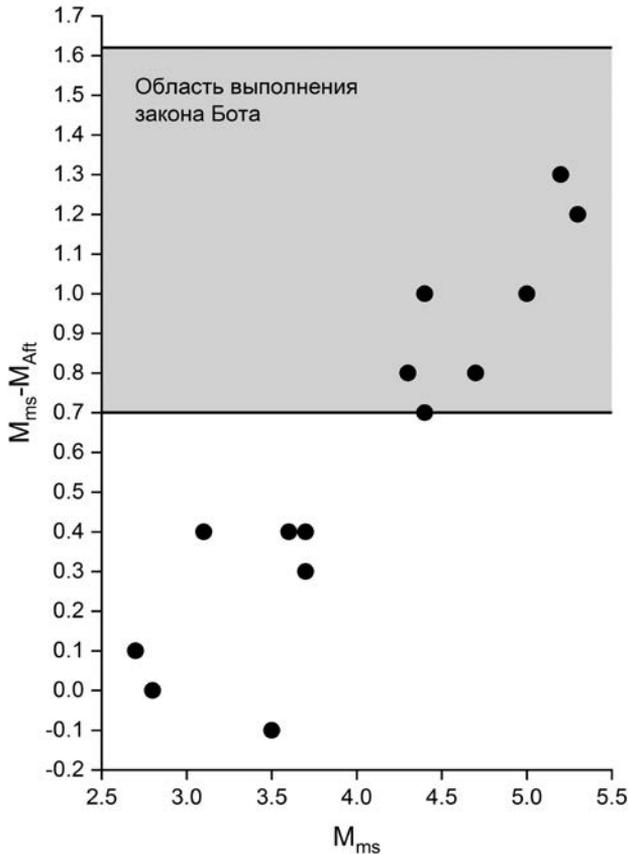


Рис. 4.26. Разность магнитуд главного события и сильнейшего афтершока. Интервал, соответствующий закону Бота $M_{ms} - M_{Aft} = 1.16 \pm 0.46$ (согласно [Shcherbakov, Turcotte, 2004], зашит серым цветом).

4.5.4. Представительность и однородность каталога землетрясений

Проведенный анализ вариаций представительной магнитуды во времени и пространстве показал, что начиная с 1996 года каталог можно считать однородным по представительной магнитуде для $M_{ms} \geq 2.2$ [Смирнов и др., 2013; Smirnov et al., 2014]. Объем данных за 1996–2005 гг. после исключения афтершоков и селекции по магнитуде составил 1257 событий.

Статистическая оценка точности локации землетрясений, независимая от приведенных в каталоге невязок решения задачи гипоцентрии, обсуждается ниже, в разделе, посвященном фрактальным свойствам сейсмичности.

4.5.5. Статистические параметры сейсмического режима

Для анализа вариаций режима наведенной сейсмичности использовались статистические параметры, описанные в разделах 3.1 и 3.2: наклон графика повторяемости b , фрактальная размерность множества гипоцентров d , параметр цикла разрушения q . При исследовании вариаций фрактальных свойств сейсмичности во времени по небольшим выборкам в заданных временных окнах использовалась корреляционная размерность. При анализе пространственных вариаций фрактальных свойств использовалась кластерная размерность.

Для выделения стадий сейсмического затишья и последующей форшоковой активизации использовался алгоритм RTL, активно применяющийся в прогностических исследованиях [Соболев, Тюпкин, 1996; Sobolev, Tyupkin, 1997, 1999; Huang et al., 2001; Sobolev et al., 2002; Соболев и др., 2009; Чебров и др., 2011] (см. раздел 3.1.5). Образ прогностических вариаций RTL имеет следующий вид: уменьшение величины RTL от нуля (долговременного фонового уровня) соответствует стадии сейсмического затишья, последующее восстановление до фонового уровня или выше него характеризует стадию форшоковой активизации [Sobolev et al., 2002; Соболев, 2011; Sobolev, 2011].

Особенности сейсмичности. На рисунке 4.27 представлены вариации во времени наведенной сейсмичности и глубины воды в водохранилищах Койна и Варна. На рисунке хорошо видна характерная для этого интервала времени сезонная особенность: наиболее сильные землетрясения (с магнитудой более 4) происходят весной и приходятся на фазу уменьшения уровня воды (см. раздел 4.3).

На рисунке 4.27 видно также, что отмеченная цикличность землетрясений разрушается после дублета землетрясений $M \geq 5$: 12 марта 2000 г., $M = 5.2$, и 5 сентября 2000 г., $M = 5.3$. Спустя три года цикличность частично восстанавливается. Первое из указанных землетрясений вписывается в цикличность весенних событий, второе землетрясение приходится на интервал сентябрьского пика сезонной сейсмичности.

Расположение землетрясений, выделенных на рисунке 4.27, показано на рисунке 4.28. Видно, что отмеченная выше цикличность сильных событий сопровождается регулярным чередованием возникновения событий в северной и южной частях сейсмической зоны Койна-Варна, отвечающих разломным структурам различного типа (см. разделы 4.3, 4.4).

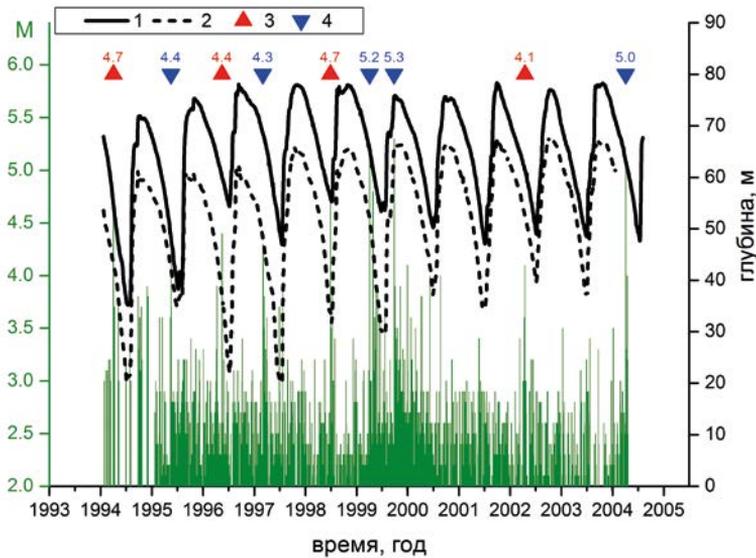


Рис. 4.27. Вариации наведённой сейсмичности и глубины воды в водохранилищах Койна (1) и Варна (2); наиболее сильные землетрясения в северной (3) и южной (4) частях региона с указанием их магнитуд (положение эпицентров этих землетрясений показано на рисунке 4.28).

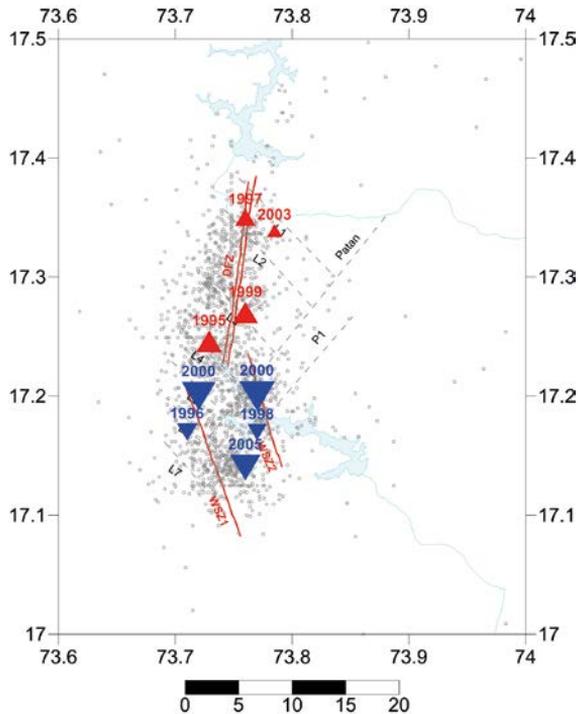


Рис. 4.28. Эпицентры землетрясений. Наиболее сильные землетрясения выделены треугольниками, красные вверх — в северной, синие вниз — в южной части региона, рядом указан год землетрясения. Тектонические нарушения — как и на рисунке 4.23.

Сезонный (годовой) ритм обнаруживается не только для наиболее сильных землетрясений, но и для всей сейсмичности. На рисунке 4.29 представлена оценка гармонической составляющей потока землетрясений по каталогу, очищенному от афтершоков, произведённая по методике, разработанной А. А. Любушиным (см. раздел 3.1.6).

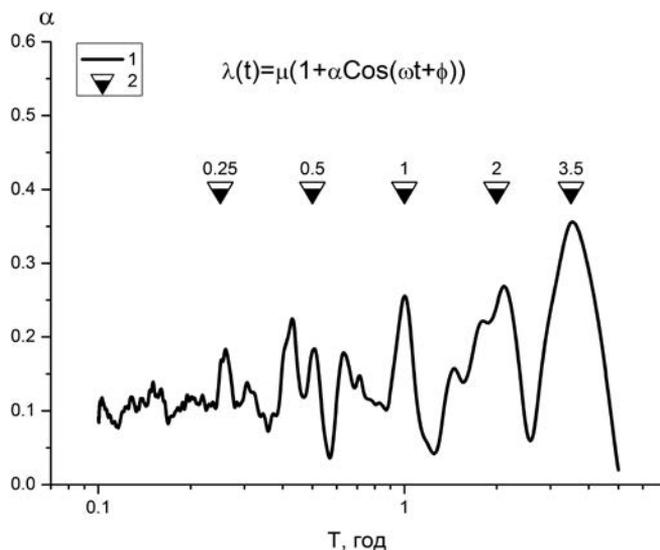


Рис. 4.29. Спектр потока землетрясений. 1 — спектр, 2 — периоды, отвечающие кратным частотам.

На рисунке 4.29 видно, что в спектре колебаний интенсивности потока землетрясений имеются пики с периодом 1 год и группы пиков с кратными частотами (с периодами 0.5, 0.25 и 0.125 года). Ярko выражен также период 2 года, что, возможно, связано с отмеченным выше чередованием сильных землетрясений в северной и южной частях сейсмогенной зоны. Интерпретация пика с периодом 3.5 года проблематична из-за недостаточной длительности проанализированного каталога (10 лет).

На рисунке 4.30 представлена спектрограмма, рассчитанная по каталогу Койна-Варна. Размер временного окна составлял 3 года, окно сдвигалось по оси времени на 0.1 года. По оси абсцисс отложено время, отвечающее концу соответствующего временного окна. Интенсивность заливки на рисунке 4.30 пропорциональна текущей амплитуде спектральной составляющей (рассчитанной в данном временном окне) с периодом T , логарифм которого отложен по оси ординат. Горизонтальные полосы на рисунке 4.30 отвечают спектральным пикам (гармоникам), выделенным на рисунке 4.29. На рисунке 4.30 видно, что амплитуды этих гармоник изменяются во времени и, в частности, уменьшаются после рассматриваемой пары событий $M 5+$ 2000 года. Таким образом, эти события разрушают не только цикличность землетрясений $M 4+$, но и ослабляют выраженность всей цикличности, связанной с годовыми вариациями уровня воды в водохранилищах.

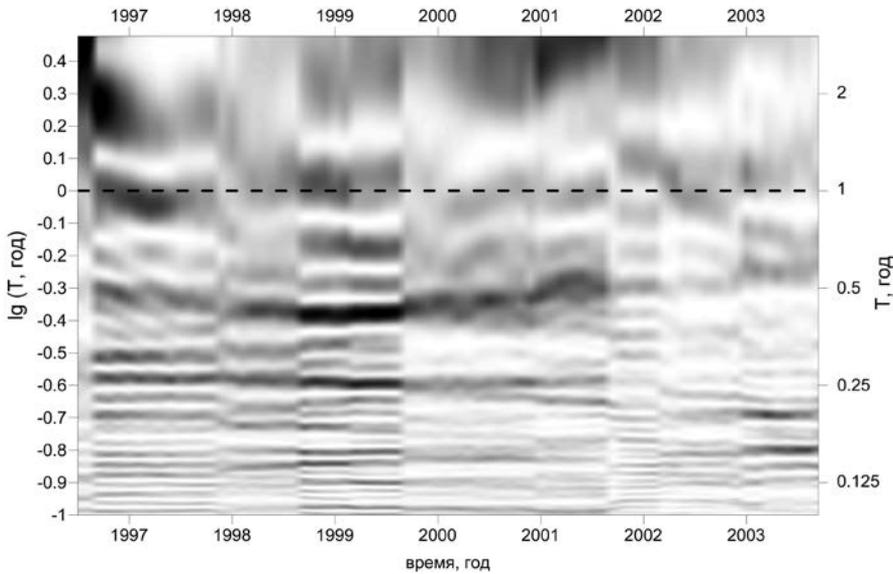


Рис. 4.30. Спектрограмма потока землетрясений (пояснения в тексте).

Исчезновение годовой цикличности сейсмической активности после пары сильных землетрясений 2000 г. можно связать со сбросом и перераспределением напряжений в результате этих землетрясений. Такой эффект наблюдался в лабораторном эксперименте при исследовании отклика акустической эмиссии на периодические вариации нагрузки [Ponomarev et al., 2010] (см. раздел 6.10).

Наклон графика повторяемости. Оценка наклона графика повторяемости для каталога без афтершоков за период с 1996 по 2005 г. составляет $b = 1.24 \pm 0.04$. Это совпадает с оценкой $b = 1.2$ из работы [Singh et al., 2008].

Фрактальная размерность. На рисунке 4.31 представлены графики корреляционных интегралов, рассчитанных для множеств гипо- и эпицентров землетрясений. Наклоны соответствующих прямолинейных аппроксимаций дают оценки значений фрактальной размерности: $d = 1.83 \pm 0.03$ для эпицентров и $d = 2.59 \pm 0.05$ для гипоцентров. Оценка $d = 1.83$ значительно превосходит оценку $d = 0.73$ из работы [Singh et al., 2008], различие, скорее всего, обусловлено тем, что в [Singh et al., 2008] каталог не очищался от афтершоков.

Наши оценки фрактальной размерности сейсмичности хорошо согласуются с оценками размерности системы разломов, полученными в работе [Sunmonu, Dimri, 2000]. Для региона Койна и Варна (блок IV в терминологии [Sunmonu, Dimri, 2000]) авторы указанной работы получили оценку 1.65 для сетки разломов на поверхности и экстраполяцию 2.65 для объёмной размерности. Согласие оценок размерностей сейсмичности и системы разломов подтверждает гипотезу об обусловленности пространственной структуры сейсмичности геометрической структурой неоднородностей литосферы (см. также раздел 4.1.1).

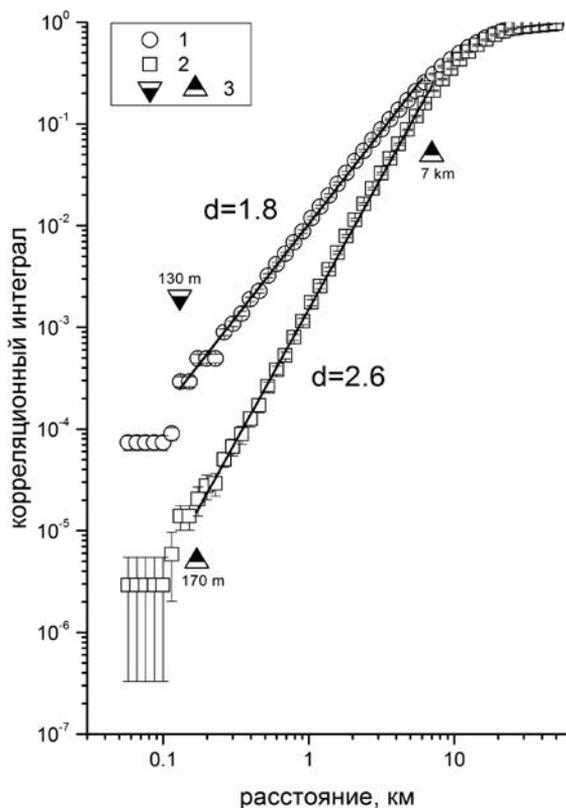


Рис. 4.31. Корреляционные интегралы. 1 — по гипоцентрам, 2 — по эпицентрам, 3 — границы области скейлинга.

На рисунке 4.31 отмечены границы областей скейлинга (областей прямолинейности графиков корреляционного интеграла), или внутренний и внешний пороги — в терминологии [Мандельброт, 2002]. Применительно к сейсмичности верхняя граница, как правило, обусловлена размером кластера событий, а нижняя — погрешностью их локации. В нашем случае величина верхней границы — около 7 км, что отвечает меньшему (широтному) размеру сейсмической зоны Койна-Варна. Величина нижней границы — около 150 м — значительно ниже, чем средние формальные невязки локации событий, приведённые в каталоге.

Фактические погрешности локации сейсмических событий в 1996–1997 г. обсуждаются в работе [Srinagesh, Sarma, 2005]. В ней, в частности, приведены погрешности локации серии карьерных взрывов, произведённых в южной части области покрытия сейсмической сети и зарегистрированных ею (рисунок 2 указанной статьи). Средние величины этих погрешностей составляют около 300 м для эпицентров и около 500 м для глубин. Наши оценки внутреннего порога области скейлинга ближе к этим величинам, чем к приведённым в каталоге невязкам. В работе [Mandal et al., 2005]

отмечается, что развитие сейсмической сети в области Койна-Варна после 1995 года привело к значительному уменьшению погрешности локации. Таким образом, полученные нами статистические оценки погрешностей локаций в первые сотни метров можно считать реалистичными и использовать их при оценке кластерной фрактальной размерности.

Параметр цикла разрушения q . Для оценки среднего значения $q = ab - d$ воспользуемся приведёнными выше оценками $b = 1.24 \pm 0.04$, $d = 2.59 \pm 0.05$ и коэффициентом $\alpha = 2.17$ из формулы (4.4). Получаем $q = 0.10 \pm 0.15$, т. е. в среднем для всего региона и за весь интервал времени 1996–2005 гг. значение q можно считать равным нулю. Такая ситуация характерна для фонового состояния сейсмичности, когда поля прочности и напряжений в определённом смысле можно считать согласованными (см. раздел 3.2.5). В работе [Смирнов и др., 2010] (см. раздел 5.1) на примере сейсмичности, инициированной закачкой воды в скважину, показано, что на стадии формирования наведённой сейсмичности значения q положительны и уменьшаются по мере её развития. Анализ сейсмичности в период заполнения Нурекского водохранилища показал, что значение q выходит на фоновый нулевой уровень через несколько лет после завершения заполнения [Смирнов и др., 2018] (раздел 4.2.5). Эти результаты свидетельствуют, что в зоне Койна-Варна сейсмический режим в целом можно считать сформировавшимся к рассматриваемому периоду времени.

4.5.6. Аномалии сейсмического режима

Аномалия RTL. При расчёте пространственно-временных вариаций параметра RTL использовались следующие параметры алгоритма: $r_0 = 1$ км, $t_0 = 90$ сут, $p = 1$ (описание параметров см. в разделе 3.1.5). Перед рассматриваемым дублетом $M 5+ 2000$ года нами выявлена характерная аномалия RTL — сейсмическое затишье с последующей активизацией. Подобные аномалии перед другими сильными землетрясениями в области Койна-Варна отмечались в работе [Shashidhar et al., 2010].

На рисунке 4.32 представлены карты распределения параметра RTL в различные моменты времени. Временные вариации RTL в области максимального значения аномалии (область показана эллипсом на рисунке 4.32 в) приведены на рисунке 4.33, на нём же отмечены моменты времени, соответствующие картам, представленным на рисунке 4.32. Резкий всплеск RTL в начале 1998 года обусловлен афтершоками землетрясения 11 февраля 1998 г. с магнитудой $M = 3.1$. Напомним, что процедура идентификации афтершоков позволила очистить каталог только от афтершоков землетрясений с $M \geq 4$. Удалять афтершоки указанного землетрясения вручную мы сочли нецелесообразным, поскольку обусловленный ими пик RTL не мешает анализу аномалии перед событиями 2000 года.

На рисунке 4.32 видно, что аномалия RTL возникла в области очага второго события дублета $M 5+$ (рисунок 4.32б). На стадии максимального затишья (минимум RTL , карты в и г) аномалия захватила область размером около 15 км (что соизмеримо с размерами афтершоковых областей событий $M 5+ 2000$ года). На рисунке 4.32в хорошо видна локальная активизация

ция сейсмичности (положительная аномалия *RTL*) после сильного события 07 июня 1999 г., $M = 4.7$, которая, возможно, искажает форму отрицательной аномалии. Отметим, что повышенная активность после события 1999 года обнаруживается здесь несмотря на то, что афтершоки этого события были удалены из рабочего каталога.

На стадии активизации можно заметить, что отрицательная аномалия *RTL* разделяется на две части — на рисунке 4.32д видны два пятна вблизи будущих эпицентров первого и второго событий — и затем исчезает в области второго события (рисунок 4.32е).

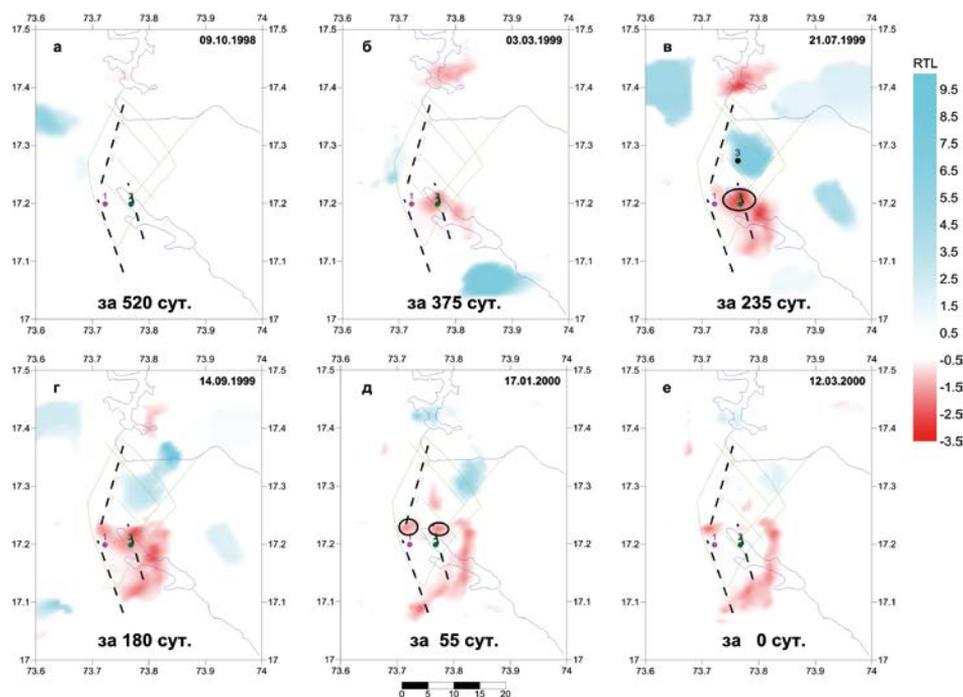


Рис. 4.32. Карты *RTL* в различные моменты времени, внизу рисунков подписано время до первого землетрясения дублета $M \geq 5$. Показаны положения эпицентров землетрясений: 1 — $M 5.2$ 12 марта 2000 г. (первое землетрясение дублета); 2 — $M 5.3$ 5 сентября 2000 г. (второе землетрясение дублета); 3 — $M 4.7$ 7 июня 1999 г. На картах (в) и (д) эллипсами показаны области, в которых рассчитывались вариации *RTL* во времени, показанные на рисунках 4.33 и 4.34 соответственно.

В работе [Van Stiphout et al., 2011] показано, что оценки сейсмической активности чувствительны к процедуре декластеризации каталога. Мы очищали каталог от афтершоков семи землетрясений, только четыре из которых произошли ранее рассматриваемой пары событий 2000 года (это землетрясения 1996, 1997, 1998 и 1999 годов). Длительности их афтершоковых последовательностей не превосходят 6 месяцев, и пространственно-временные афтершоковые области не пересекаются с пространственно-временной областью рассматриваемой аномалии *RTL*. Соответствен-

но, выделенная аномалия не может быть результатом процедуры удаления афтершоков.

Аномалии параметров b , d и q . Оценки наклона графика повторяемости, фрактальной размерности множества гипоцентров и параметра q требуют большей статистики, чем оценки RTL . Поэтому эти параметры оценивались в скользящем временном окне по всей сейсмической зоне Койна-Варна. Использовались окна, содержащие заданное количество событий, что обеспечивало одинаковую статистическую надёжность оценок. Фрактальная размерность оценивалась методом корреляционного интеграла, параметр q рассчитывался по формуле (3.21) при $\alpha = 2.17$ согласно (4.4). Вариации параметров представлены на рисунке 4.33.

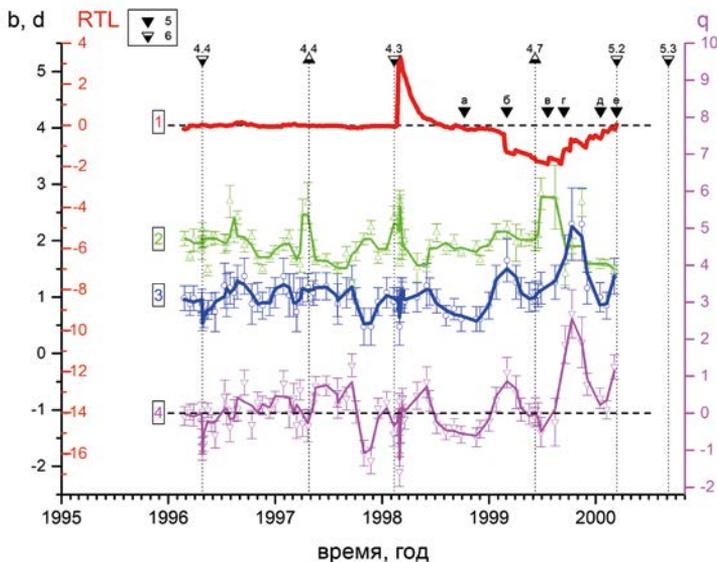


Рис. 4.33. Вариации во времени параметров: RTL (1), d (2), b (3) и q (4); показаны исходные оценки (точки) и сглаженные кривые; горизонтальные пунктирные прямые — нулевые уровни для RTL и q ; вариации RTL рассчитаны для области пространства, показанной эллипсом на рисунке 4.32в. 5 — моменты времени, отвечающие картам на рисунке 4.32. 6 — наиболее сильные землетрясения; треугольник вверх — на севере, вниз — на юге (соответствуют показанным на рисунке 4.28).

Хорошо видна характерная аномалия перед событиями 2000 года: увеличение b с последующим его уменьшением. На графике фрактальной размерности d видны резкие повышения после сильных событий 1998 г. ($M = 4.3$) и 1999 г. ($M = 4.7$). Повышенные значения d отмечались нами как характерные после сильных землетрясений (раздел 4.1.1). Перед событиями 2000 года видно некоторое уменьшение d . Параметр q в значительной мере повторяет вариации b , поскольку вариации d менее контрастны, чем изменения b .

На рисунке 4.33 видно, что аномалии b , d и q по времени соответствуют стадии увеличения RTL , т. е. приходится на стадию активизации сейсмиче-

ской активности. Однако сопоставление кривых *RTL* и параметров режима на рисунке 4.33 следует проводить с осторожностью, поскольку оценки *RTL* выполнены со значительно меньшим временным разрешением, чем оценки *b*, *d* и *q* (загрубление временной шкалы *RTL* обусловлено необходимостью обеспечения достаточного пространственного разрешения оценок *RTL*).

Динамика выявленной аномалии *RTL* отвечает характерному для развития очага тектонического землетрясения «бухтообразному» сценарию — образованию затишья, сменяющегося сейсмической активизацией [Соболев, Пономарёв, 2003]. Вариации наклона графика повторяемости *b*, фрактальной размерности *d* и параметра *q* также соответствуют сценарию подготовки очага тектонического землетрясения. Значимый переход *q* в область положительных величин перед событиями 2000 года свидетельствует об увеличении интенсивности процесса разрушения на младших масштабах. Последующее уменьшение *q* (так же как и уменьшение *b*) индицирует перераспределение разрушения с младших масштабов на старшие, что типично для подготовки тектонических землетрясений [Соболев, 1993, 2011; Завьялов, 2006; Enesku, Ito, 2001; Bachmann et al., 2010]. Уменьшение *d* перед событиями 2000 года указывает на увеличение степени кластеризации землетрясений, известное как характерный процесс при подготовке тектонического землетрясения [Соболев, Пономарёв, 2003; Kagan et al., 2003; Console et al., 2007; Scholz, 2010; Sobolev, 2011].

Таким образом, аномалии параметров сейсмического режима перед парой землетрясений 2000 года свидетельствуют о формировании в области наведённой сейсмичности очаговой зоны по сценарию образования зон очагов тектонических землетрясений. Такие зоны формируются в результате развития трещиноватости посредством постепенного слияния и укрупнения трещин (на масштабе сейсмичности под «трещинами» понимаются очаги землетрясений). Эти зоны после своего формирования оказываются в метастабильном состоянии, и их разрушение — возникновение основного землетрясения — может быть вызвано как внутренними причинами, так и инициировано незначительными внешними воздействиями [Соболев, 2011]. В последнем случае речь идёт о триггерном эффекте, и момент возникновения землетрясения определяется как временем завершения формирования метастабильной очаговой зоны, так и моментом срабатывания триггерного механизма инициации очага. Это обстоятельство важно учитывать при разработке алгоритмов прогноза наведённой сейсмичности, которые должны включать в себя и мониторинг формирования метастабильных очаговых зон, и отслеживание их инициации внешними воздействиями.

Пространственная и временная близость землетрясений 2000 года не позволяет с уверенностью заключить, связаны ли выявленные аномалии *b*, *d* и *q* с подготовкой первого или второго события или же эти землетрясения следует рассматривать как единое геодинамическое событие. Пространственное разрешение карт *RTL* при использованном значении параметра $r_0 = 1$ км составляет 2–3 км, что примерно вдвое меньше расстояния между эпицентрами землетрясений 2000 года. Это позволяет попробовать рассмотреть вариации *RTL* вблизи очага каждого из двух землетрясений по отдельности.

На рисунке 4.34 представлены отдельно временные вариации параметра RTL внутри «пятен» аномалий вблизи первого и второго событий (соответствующие области показаны эллипсами на рисунке 4.32д).

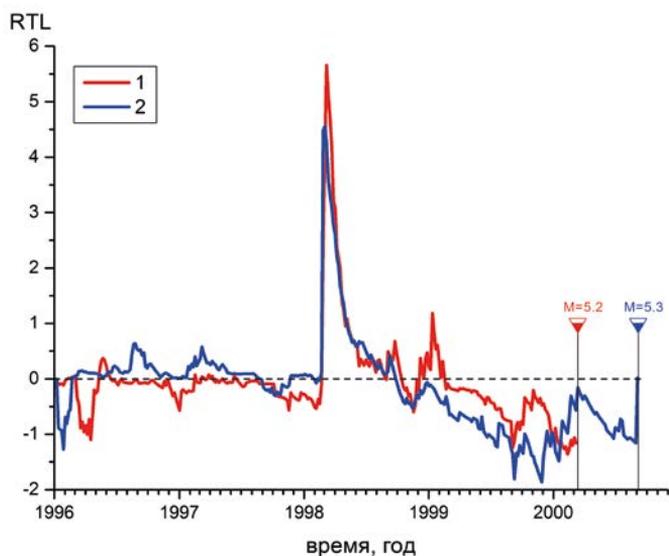


Рис. 4.34. Вариации во времени параметра RTL в областях первого и второго событий, показанных эллипсами на рисунке 4.32 (пояснения в тексте).

На рисунке 4.34 видно, что первое событие произошло практически в минимуме кривой RTL , т. е. для него отсутствует фаза активизации. Возможно, это связано с тем, что первое событие имеет явно триггерный характер, и момент его возникновения определяется инициацией разрушения в сформировавшейся метастабильной зоне внешним воздействием, обусловленным диффузией флюида при изменении уровня воды в водохранилище [Rao, Singh, 2008; Pandey, Chadha, 2003].

Второму событию предшествует образ аномалии RTL , характерный для тектонических землетрясений — основное событие возникает на стадии активизации, следующей вслед за затишьем (небольшое повторное уменьшение RTL во втором «пятне» после первого события может быть обусловлено удалением из каталога афтершоков первого события — зона его афтершоков соприкасается с областью «пятна» второго события). В рамках концепции ЛНТ активизация рассматривается как следствие развития лавинообразного процесса слияния и укрупнения трещин, приводящего в конечном счёте к возникновению главного события [Mjachkin et al., 1975].

4.5.7. Резюме

Перед парой землетрясений с $M \geq 5$ (12 марта 2000 г., $M = 5.2$, и 05 сентября 2000 г., $M = 5.3$) в зоне наведённой сейсмичности Койна-Варна выявлены вариации сейсмического режима, характерные для процессов подго-

товки тектонических землетрясений, свидетельствующие о формировании метастабильных очаговых зон будущих землетрясений.

Полученные результаты позволяют предположить, что инициация разрушения в этих метастабильных зонах в области наведённой сейсмичности может быть вызвана как внешним воздействием (обусловленным вариациями уровня воды в водохранилищах), так и внутренними процессами лавинообразного развития разрушения.

Характерный режим наведённой сейсмичности в области Койна-Варна изменился после пары землетрясений 2000 года. В частности, на некоторое время исчезла яркая годичная периодичность выделения сейсмической энергии, обусловленная вариациями уровня воды в водохранилищах. Можно предположить, что это обусловлено существенным изменением напряжённо-деформированного состояния региона в результате двух землетрясений $M 5+$. Такое предположение подтверждается лабораторным моделированием, показавшим, что эффект модуляции интенсивности процесса разрушения гармонической нагрузкой исчезает при резких сбросах действующих в образце напряжений (раздел 6.10).

Заключение главы 4

Исследование режимов афтершоковых последовательностей и наведённой сейсмичности, вызванной заполнением и эксплуатацией водохранилищ, позволило выявить наряду с региональными особенностями ряд общих закономерностей соответствующих переходных процессов.

Для переходного релаксационного режима афтершоков характерно закономерное изменение показателей самоподобия. Это означает, что наряду с релаксацией сейсмической активности происходит перераспределение интенсивности процесса разрушения по его масштабам. Увеличение параметра длительности цикла разрушения q от отрицательных значений до нуля свидетельствует, что это перераспределение идёт от старших масштабов сразу после главного события к младшим при возвращении режима к фоновому состоянию.

Пример афтершоков Рачинского землетрясения свидетельствует, что возмущённая сразу после главного события фрактальная размерность в завершающей части афтершокового процесса возвращается к размерности структуры неоднородностей литосферы в очаговой области. Поскольку, вероятно, фрактальная размерность структуры литосферы существенно не изменяется во времени на интервале афтершоковой последовательности, аномальные значения параметров афтершокового процесса в его начальной стадии естественно связать с «возмущением» распределения напряжений по размерам неоднородностей. По мере релаксации напряжения постепенно перераспределяются, возвращаясь к характерному для фонового режима равномерному распределению по размерам неоднородностей.

На начальном этапе афтершокового процесса, отвечающем постоянному или медленно уменьшающемуся уровню афтершоковой активности, отсутствует временная структура группирования афтершоков. Это указывает на то,

что динамика афтершокового процесса на этой стадии не регулируется взаимодействием афтершоков, а определяется, по-видимому, «накачкой» среды высвободившейся при главном событии энергией. С этим же можно связать пониженные значения параметра Гутенберга — Рихтера и повышенные значения фрактальной размерности множества гипоцентров на этой стадии.

Далее начинается активная релаксация — сейсмическая активность спадает по характерному степенному закону, и в это же время постепенно формируется многоуровневая иерархичная структура группирования афтершоков. Постепенное усложнение временной структуры указывает на постепенное усиление взаимодействия между афтершоками, что согласуется и с уменьшением фрактальной размерности афтершоковой сейсмичности. Это взаимодействие происходит на всё возрастающих временах (со всё более «дальними» связями), и по завершении релаксации сейсмический режим возвращается к своей устойчивой иерархичной структуре.

На примере Нурекского водохранилища показано, что переходный сейсмический режим при заполнении водохранилища в сейсмически активной области также характеризуется перераспределением процесса разрушения по его масштабам. В начале заполнения параметр цикла разрушения q увеличивается, что указывает на увеличение интенсивности процесса разрушения на младших масштабах. Такая ситуация характерна для афтершоковых процессов, но, в отличие от них, в случае заполнения водохранилища увеличение q «стартует» не от возмущённого, а от фонового состояния. Затем q уменьшается, что свидетельствует о «прорастании» разрушения на более высокие уровни. Заметим, что в целом такое поведение — увеличение q с последующим спадом — сходно со сценарием подготовки тектонического землетрясения [Соболев, 1993].

Годовые вариации уровня воды в водохранилищах позволяют исследовать сезонное возбуждение и релаксацию сейсмического режима. На примере классической области таких исследований Койна-Варна в Западной Индии показано, что сезонные максимумы возбуждённой сейсмичности приходятся как на интервал максимальных уровней воды в водохранилищах, так и примерно на середину интервала уменьшения глубин водохранилищ. Этот результат подтверждает известные выводы о наличии по крайней мере двух механизмов сезонной активизации — немедленной и задержанной. Оба они связаны с повышением порового давления, в первом случае из-за сжатия каркаса пород и, соответственно, уменьшения объёма порового пространства, во втором — из-за диффузии флюида или его порового давления в глубину и в стороны от резервуара по проницаемым разломным зонам. Обнаруженное в области Койна-Варна различие локализации в пространстве областей немедленной и задержанной активизаций объясняется различием размеров и локализации областей повышенных напряжений, создаваемых весом водохранилища в первом случае и пониженной прочностью, обусловленной увеличением порового давления в высокопроницаемых разломных зонах, во втором.

Как и при заполнении водохранилища, сезонная активизация сейсмического режима сопровождается перераспределением процесса разрушения по его масштабам. Выявленное уменьшение наклона графика повторяемо-

сти на стадии активизации сезонной сейсмичности соответствует сценарию укрупнения сейсмических очагов, характерному для процесса слияния и роста трещин (ЛНТ), а увеличение этого параметра на спаде активности отвечает сценарию афтершоковой релаксации. Такие изменения, обнаруженные в сезонных переходных режимах и характерные для процессов подготовки и последствий тектонических землетрясений, свидетельствуют, по нашему мнению, о триггерном характере возбуждения сезонных компонент наведённой сейсмичности, динамика которых подчиняется тем же закономерностям, что и динамика тектонической сейсмичности.

Как и в случае области афтершоковой активности Рачинского землетрясения, долговременная фрактальная размерность сейсмичности в области наведённой сейсмичности Койна-Варна близка к размерности структурных неоднородностей литосферы (системы разломов).

Величина отклика, как немедленного, так и задержанного, не остаётся постоянной во времени при неизменной во времени величине воздействия (амплитуды годовых вариаций уровня воды в водохранилищах). Главные изменения величины отклика во времени и пространстве согласуются с изменениями локального тектонического режима в области водохранилищ, что можно интерпретировать как модуляцию тензочувствительности среды. Это также подтверждает вывод о триггерном характере сезонных компонент наведённой сейсмичности.

Перед дублетом сильных землетрясений $M 5+$ в области наведённой сейсмичности выявлены прогностические аномалии сейсмического режима, характерные для процессов подготовки тектонических землетрясений, свидетельствующие о формировании метастабильных очаговых зон будущих землетрясений. Динамика аномалий свидетельствует, что дальнейшая инициация собственно землетрясений в этих метастабильных зонах может быть вызвана как внешним воздействием (обусловленным вариациями уровня воды в водохранилищах), так и внутренними процессами лавинообразного развития разрушения. Это обстоятельство позволяет предположить, что в сейсмическом режиме в области Койна-Варна имеется как триггерная составляющая, так и тектоническая. Обнаруженные проявления, характерные для тектонической сейсмичности, интересны тем, что до заполнения водохранилища Койна область была асейсмичной (по крайней мере, в диапазоне магнитуд больше 4.5, представительных для глобальных сейсмических сетей). Появление сейсмичности в таком случае можно объяснить тем, что флюидные процессы, вызванные заполнением водохранилища, уменьшили в целом прочность среды в окрестности водохранилища, и действовавших там напряжений оказалось достаточно для формирования активного сейсмического режима. Заметим, что в Западной Индии существуют десятки искусственных водохранилищ, но только в области Койна-Варна реализовалась такая специфическая ситуация, приведшая к возникновению наведённой сейсмичности.

Глава 5. Натурное моделирование переходных режимов

Натурные эксперименты по целенаправленному и контролируемому возбуждению сейсмичности или воздействию на существующий сейсмический режим дорогостоящи и редки, а данные этих экспериментов уникальны. К таким экспериментам относится закачка флюидов (чаще всего воды) в скважины с целью увеличения проницаемости пород. Анализу развития разрушения, индуцируемого закачкой жидкости, посвящена достаточно обширная литература, недавно вышла обобщающая монография [Shapiro, 2015]. Главное направление исследований натуральных экспериментов этого класса определяется решаемой с их помощью практической задачей увеличения проницаемости пород посредством их разрушения. Соответственно, основное внимание уделяется вопросам миграции вызванной сейсмичности, развитию теории и построению математических моделей этого процесса и решению обратной задачи восстановления свойств разрушаемой среды (в первую очередь её проницаемости) по данным наблюдений за динамикой сейсмичности.

Другой, гораздо менее распространённый класс натуральных экспериментов заключается в воздействиях на литосферу сейсмоактивных регионов мощными электромагнитными импульсами. Такие эксперименты осуществляются как с целью зондирования литосферы для определения её электрических свойств, так и с целью исследовательского воздействия на сейсмический режим. Обзор экспериментов этого класса и основных их результатов приведён ниже, в разделе 5.2.

Пространственный масштаб указанных экспериментов составляет сотни метров — первые километры. Анализ данных таких экспериментов исключительно актуален в свете изучения закономерностей переходных сейсмических режимов, поскольку они занимают промежуточное место между крупномасштабными природными режимами афтершоков и наведённой сейсмичности, связанной с водохранилищами (характерный масштаб — десятки — первые сотни километров), рассмотренными в предыдущей главе, и лабораторными экспериментами на образцах горных пород с характерными размерами от сантиметров до метра, которые будут рассмотрены в следующей главе. В настоящей главе представлены результаты анализа данных двух натуральных экспериментов: закачка воды в глубокую скважину в геотермальной области в Рейнском грабене и электромагнитное зондирование литосферы на Бишкекском геодинамическом полигоне.

5.1. Закачка воды в глубокую скважину

В этом разделе приведены результаты анализа данных натурального эксперимента, проведённого в Сульц-су-Форе (Soulz-sous-Forêts) в 1993 г., опубликованные в работах [Смирнов и др., 2010; Smirnov et al., 2013]. Эксперимент заключался в закачке воды в глубокую скважину, что вызвало локальную сейсмичность, которая регистрировалась специальной системой

наблюдений. Анализ данных проводился нами в рамках проекта, совместно с Парижским институтом физики Земли (Institut de Physique du Globe de Paris, Universities and Institutions Community (COMUE) Université Sorbonne Paris Cité (USPC)).

5.1.1. Описание эксперимента

Подробное описание эксперимента и исходных данных можно найти в работах [Cornet et al., 1997; Evans et al., 2005a, Evans, 2005b, 2005c; Gerard et al., 2006].

Эксперимент проводился в геотермальной области сухих горячих пород (hot dry rock, HDR). Такие области представляют промышленный интерес для получения геотермальной энергии путём прокачки воды через глубокие горизонты с высокой температурой. Естественная проницаемость пород недостаточна для получения промышленного эффекта, поэтому прибегают к искусственной стимуляции, при которой большой объём жидкости нагнетается в породу при больших скоростях подачи жидкости. Цель этой процедуры — увеличить поровое давление и стимулировать тем самым разрушение и дилатанцию естественных трещин, вызвать образование сети связанных проницаемых разрывов.

Сульц-су-Форе является специализированным тестовым полигоном для проведения исследований в областях сухих горячих пород (The European Union's HDR test site). Он расположен вблизи центра Верхнего Рейнского грабена, в 50 км от Страсбурга. Разбитый на блоки фундамент, сложенный герцинскими гранитоидами, залегает на глубине 1400 м, под пермскими и герцинскими осадками.

В 1992 году существовавшая до этого 2-километровая скважина GPK1 была пройдена до глубины 3600 м. По данным расположенной рядом (примерно в 800 м) скважины EPS1 глубиной 2227 м получена детальная информация о напряжённо-деформированном состоянии и естественной трещиноватости массива.

Ориентация оси максимальных сжимающих напряжений, оценённая непосредственно в скважине методом термического инициирования разрушения, составляет $170^\circ \text{ NE} \pm 15^\circ$. Эта величина значительно отличается от ориентации NW-SE оси регионального поля напряжений, полученной по данным о механизмах очагов региональных землетрясений. Анализ фокальных механизмов наведённой сейсмичности (вызванной нагнетанием воды) свидетельствует о наличии как сдвиговых, так и сбросовых подвижек. Из этого делается вывод о близости величин вертикального и горизонтального сжатия. Имеются оценки изменения с глубиной абсолютных величин напряжений, действующих вокруг скважины.

Башмак обсадной колонны скважины GPK1 расположен на глубине 2850 м, остальные 750 м — открытая скважина диаметром 6.25 дюйма (15.88 мм). Скважина входит в гранитный кристаллический фундамент на глубине около 1400 м. Температура на дне скважины (в забое) составляет 160° C . До, во время и после нагнетания воды в скважине проводились детальные каротажные измерения различными методами (ультразвуковыми,

электрическими и др.), позволившие получить подробную информацию о динамике деформации и разрушения поверхности скважины. Предварительные гидравлические испытания при низком давлении воды показали, что проницаемость пород в пределах скважины невелика везде, кроме зоны трещиноватости, пересекающей скважину на глубине 3490 м. При проведении рассматриваемого эксперимента скважина в интервале глубин 3400–3600 м была засыпана песком для исключения интенсивного оттока воды через эту ослабленную зону трещиноватости.

Нагнетание воды осуществлялось в несколько этапов — в августе, сентябре и октябре 1993 г. На первом этапе нагнеталось незначительное количество воды, этот этап не представляет интереса для нашей работы. Гидроразрыв произошёл на последнем этапе (октябрь 1993 г.), он нами также не рассматривается. Основное нагнетание воды (25000 м³) было проведено на втором этапе в сентябре 1993 г. Нагнетание осуществлялось ступенями с фиксированным уровнем расхода воды от 0.15 л/с до 36 л/с в течение 17 суток. На рисунке 5.1 приведены графики изменения расхода воды и превышения давления в скважине над окружающим пластовым давлением (дифференциальное давление). Согласно [Evans et al., 2005a; Evans, 2005b] величина последнего существенно не меняется по глубине в пределах открытой части скважины. Пластовое давление на глубине 2805 м составляет 28.4 МПа.

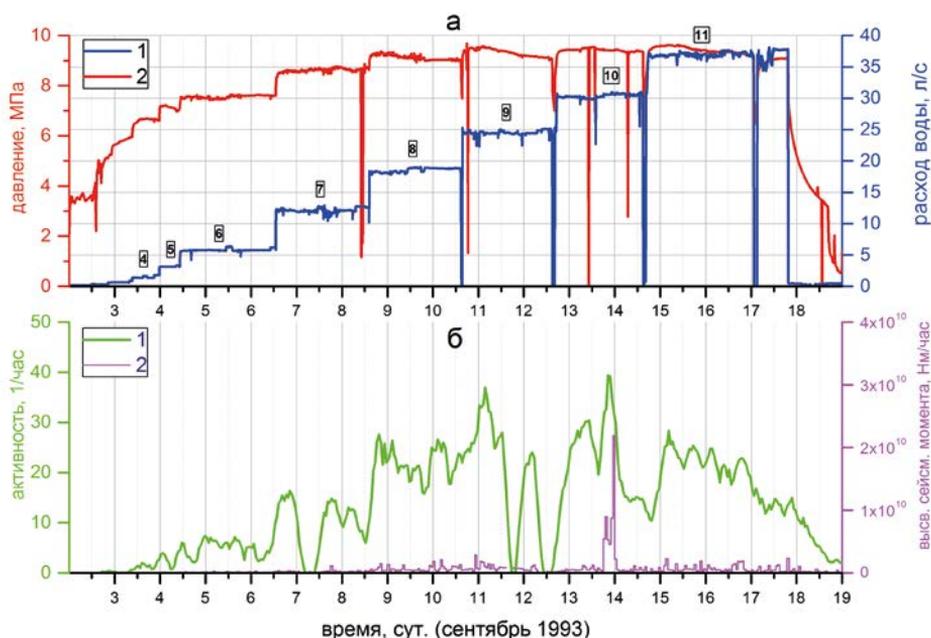


Рис. 5.1. История нагнетания воды в натурном эксперименте. а — расход воды — 1 и превышение давления в скважине над пластовым давлением (дифференциальное давление) — 2. У кривой расхода воды подписаны используемые в работе номера серий. б — параметры микросейсмичности: активность (количество сейсмических событий за час) — 1, скорость высвобождения сейсмического момента — 2.

Микроземлетрясения в эксперименте 1993 года регистрировались тремя четырёхкомпонентными акселерометрами, расположенными в трёх старых нефтяных скважинах, и гидрофоном, расположенном в скважине EPS1. Апертура сети составляет 2 км (наблюдательные скважины удалены от GPK1 на расстояния от 0.5 до 1.5 км). Частотный диапазон аппаратуры 10–2500 Гц, частота квантования сигнала 5 кГц. Исходная погрешность локации гипоцентров оценивается в 20 м по вертикали и в 50 м по горизонтали. Для повышения разрешения были применены специально разработанные алгоритмы, опирающиеся на комплексирование данных для групп событий со схожими волновыми формами (мультиплетов). Это позволило уменьшить на порядок погрешность локации событий таких групп. На «ступеньках» нагнетания, отвечающих расходам 12 и 24 л/с, имеются интервалы потери данных в результате повреждения магнитной ленты.

Сейсмический каталог содержит информацию о времени, координатах и моментной магнитуде микроземлетрясений. Кроме этого, для всех событий представлены оценки сброшенных напряжений и размера (радиуса) источника, полученные на основе спектрального анализа волновых форм.

В работе [Evans et al., 2005a] даны общие характеристики сейсмичности и структуры разрушения, вызванных нагнетанием воды. Приведём здесь сводку основных результатов.

1. Облако микроземлетрясений 0.5 км шириной, 1.2 км длиной и 1.5 км высотой ориентировано в направлении 25° NW. Одна из наиболее существенных структур облака вытянута вниз на 350 м от точки нагнетания воды. Она возникла на начальной стадии нагнетания и, по-видимому, отражает основной канал оттока воды из области нагнетания. Эта структура образована субвертикальными сдвиговыми трещинами (strike-slip), ориентированными в направлении NNW-SSE и образующими разломную зону шириной 10–20 м. Эта структура существовала, вероятно, изначально, а нагнетание воды значительно увеличило её проницаемость.

2. По данным каротажа, регулярно проводившегося в ходе эксперимента, выявлено образование шести зон повышенной проницаемости, расположенных на разных глубинах в пределах открытой части скважины.

3. Главная структура сейсмичности имеет форму трубки, а не плоскости. Авторы [Evans et al., 2005a] считают, что это обусловлено погрешностью локации и спецификой методики её уменьшения для мультиплетов. Эта методика заставляет события «мигрировать» к общему «центру масс», который имеет форму трубки.

4. Анализ поля напряжений свидетельствует, что до глубины 2900 м (самый верх открытой части скважины) создаваемое поровое давление превышает минимальное горизонтальное сжатие для уровней нагнетания воды начиная с 18 л/с. Для более глубоких горизонтов поровое давление меньше величины минимального сжатия. Это обстоятельство проявляется в структуре сейсмичности (и, соответственно, в характере разрушения). Выше 2900 м облако сейсмичности вытянуто в направлении S-N, что отвечает направлению оси напряжений, т. е. структура разрушения контролируется расширяющими напряжениями. Глубже 2900 м сейсмичность простирается в направлении NNS, отвечающем ориентации сдвиговых трещин, существо-

вавших до проведения эксперимента. В этом случае структура разрушения контролируется свойствами среды.

5. Сейсмичность и, соответственно, процесс разрушения мигрируют со временем вниз, и это нельзя объяснить чисто гидростатическими причинами, поскольку поровое давление меньше минимального напряжения сжатия. Авторы статьи [Evans et al., 2005a], опираясь на более ранние модели, предложенные для роёв вулканических землетрясений [Hill, 1977], объясняют это динамикой собственно сейсмичности — дилатансионным раскрытием сдвиговых трещин, влиянием их на соседние трещины и формированием таким образом вертикального канала. По сути дела, речь идёт о распространении некой волны, подобной «эффекту домино», автоволнам в активных средах или волнам сейсмичности. Отметим, что подобные явления — постепенный рост области разрушения от нуклеации до прорастания «разлома» через весь образец — наблюдались в экспериментах по разрушению горных пород без участия флюида (см. раздел 6.4).

Подводя итог этому краткому обзору, выделим положения, существенные для нашей работы.

До начала эксперимента среда в районе скважины обладала развитой системой дефектов различного уровня. Нагнетание воды привело к развитию этой системы в результате разрушения её элементов. Таким образом, нагнетание воды не создаёт совершенно новую структуру разрушения, а является внешним фактором, инициирующим эволюцию уже существующей сложной многомасштабной системы неоднородностей (дефектов) среды.

Динамику процесса разрушения при нагнетании воды нельзя объяснить просто динамикой жидкости. В динамике сейсмичности присутствует внутренняя кинетика, связанная с процессами деформирования и собственно разрушения среды, которые лишь инициированы, но не определяются полностью нагнетанием воды (ниже мы вернёмся к более подробному обсуждению этого существенного вопроса).

Эти обстоятельства позволяют в известных пределах рассматривать эксперимент в Сульц-су-Форе как модель переходного режима, вызванного (но не контролируемого полностью) внешним воздействием. И в этом смысле результаты натурного эксперимента можно сопоставлять с результатами лабораторных экспериментов по моделированию переходных режимов путём возбуждения разрушения относительно слабыми деформационными воздействиями, приведёнными в главе 6. Такое сопоставление представляется исключительно важным и полезным для выяснения применимости лабораторных результатов при прояснении закономерностей и природы процесса разрушения в натуральных условиях.

5.1.2. Расход воды и давление

На рисунке 5.1 были представлены графики исходных данных: изменения расхода нагнетаемой воды Q ; дифференциального давления P (превышения давления в открытой части скважины над окружающим пластовым давлением); количества сейсмических событий за час, суммарный за час сейсмический момент (скорость высвобождения сейсмического момента).

Сейсмический каталог был отселектирован по магнитуде в соответствии с его представительностью, сейсмический момент M_0 (в Н·м) вычислялся по магнитуде: $\lg M_0 = 1.5M_w + 9.1$.

Данные, отвечающие «ступеням» нагнетания воды, будем называть сериями. Номера серий и величины расхода воды подписаны на рисунке 5.1. Для первых трёх серий нет сейсмических событий, поэтому эти серии не рассматриваются.

На рисунке 5.2 представлена диаграмма рассеяния значений расхода воды и давления. Начиная с $Q = 18$ л/с (8-я серия на рисунке 5.1) давление практически перестаёт увеличиваться с увеличением расхода. Авторы [Evans et al., 2005a] связывают это с увеличением проницаемости среды в результате развития разрушения (как отмечалось выше, согласно оценкам [Evans et al., 2005a], как раз при уровне $Q = 18$ л/с поровое давление становится равно минимальным сжимающим напряжениям в верхней части открытого участка скважины).

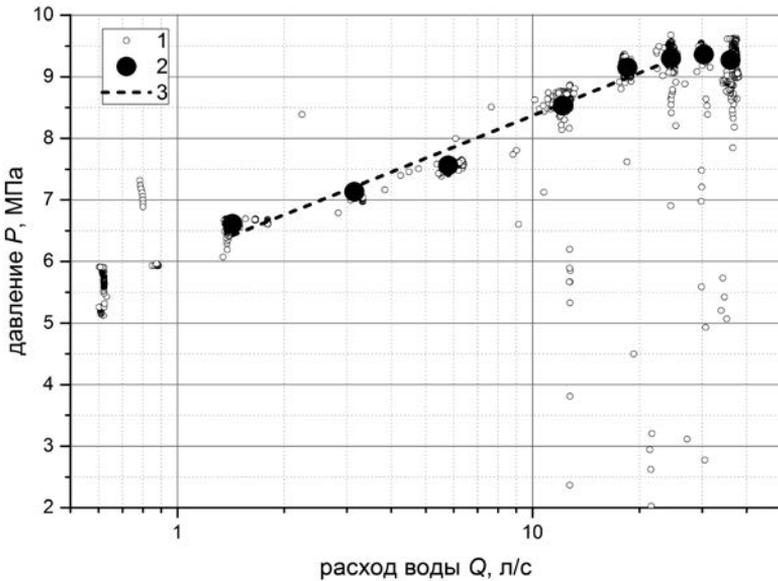


Рис. 5.2. Расход воды и давление. 1 — исходные данные, 2 — среднее по сериям, 3 — аппроксимация $Q \sim e^{\beta P}$.

На рисунке 5.2 видно, что при $Q \leq 18$ л/с зависимость P и Q близка к линейной в полулогарифмических координатах. Это означает, что в этом диапазоне $Q \sim e^{\beta P}$. Если принять, что проницаемость пропорциональна разрушенности материала, то такая экспоненциальная зависимость согласуется с представлениями кинетической концепции разрушения. Действительно, согласно концепции Журкова [Журков, 1968] вероятность разрушения (величина, обратная долговечности) пропорциональна e^{σ} (см. формулу (3.32)). Дополнительные напряжения σ , вызываемые давлением воды, естественно считать пропорциональными P : $\sigma = \alpha P$. Разрушенность, очевидно, пропор-

циональна вероятности разрушения, а значит, её величина, определяющая проницаемость, а вместе с ней и расход Q , будет пропорциональна $e^{\gamma a P}$, что и демонстрирует рисунок 5.2.

5.1.3. Представительность каталога землетрясений

Представительность каталога была исследована по методике, описанной в разделе 2.3. Анализ вариаций представительной магнитуды во времени показал, что в качестве порогового значения для селекции данных следует выбрать значение $M = -1.6$. Анализ пространственного распределения представительной магнитуды показал, что эта величина представительна в пределах основного пятна сейсмичности.

Графики повторяемости, построенные отдельно для всех серий, представлены на рисунке 5.3. Видно, что приведённая выше величина представительной магнитуды справедлива для всех серий. Графики повторяемости близки к прямолинейным, график для 10-й серии имеет аномальный характер, отражающий аномальное энерговыделение 13 сентября, хорошо видное на рисунке 5.1.

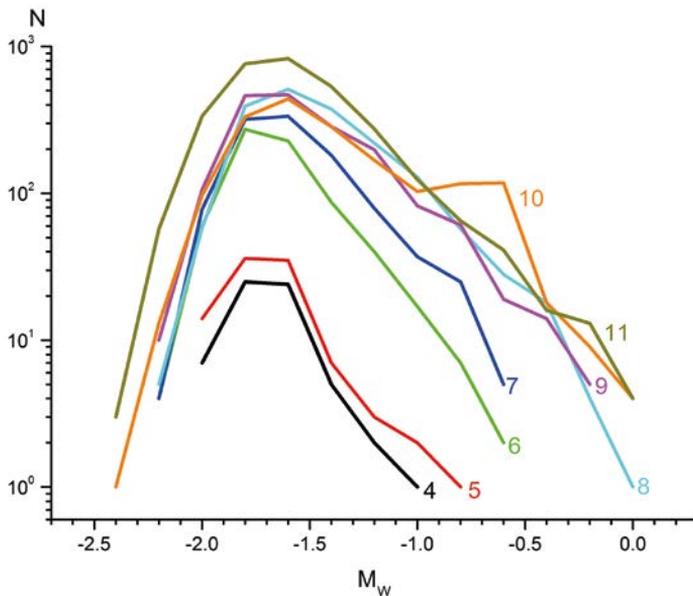


Рис. 5.3. Графики повторяемости по сериям (у кривых подписаны номера серий).

5.1.4. Динамика сейсмической активности

Вариации сейсмической активности (количества землетрясений в единицу времени) представлены на рисунке 5.4. Помимо ожидаемого увеличения активности при переходе к более высоким ступеням нагнетания воды на рисунке видна задержка максимума активности относительно начала

нагнетания воды в скважину. Также хорошо видно, что с увеличением номера серии величина задержки увеличивается (максимум активности смещается по оси времени вправо).

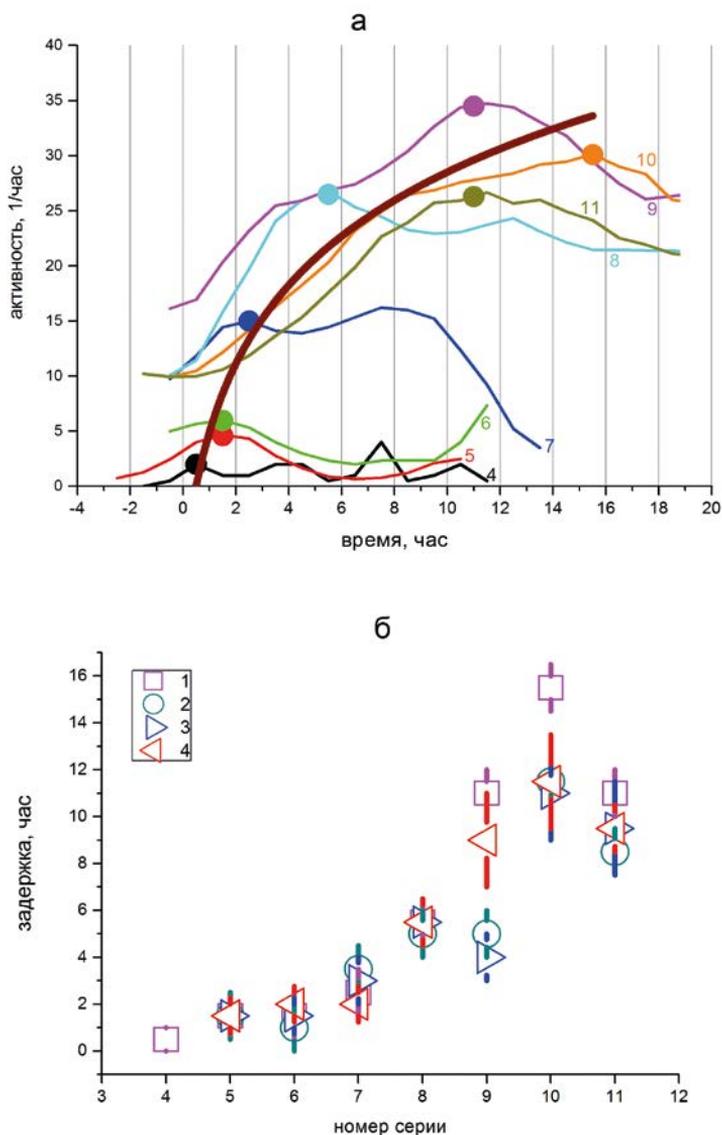


Рис. 5.4. Сейсмическая активность в натурном эксперименте. а — сейсмическая активность по сериям по данным всего каталога. Жирными точками отмечены максимумы сейсмической активности для каждой серии, жирная кривая — аппроксимация. б — задержки отклика сейсмичности при различных схемах селекции: 1 — без селекции; 2 — общая для всех серий сфера радиусом 150 м с центром в центре облака сейсмичности; 3 — для каждой серии — своя сфера радиусом 150 м с центром в центре облака сейсмичности соответствующей серии; 4 — для каждой серии — своя сфера радиусом, равным радиусу гирации, с центром в центре облака сейсмичности соответствующей серии.

Длительность интервала увеличения напора воды не превышала одного часа. Задержка сейсмического отклика значительно больше, и, следовательно, не может объясняться этой причиной. Задержка превышает также и характерное время установления давления, связанное, по-видимому, с проникновением жидкости в новые области среды (при переходе к более высокой ступени нагнетания). Эти обстоятельства указывают, что движение (диффузию) воды нельзя рассматривать как единственный механизм формирования задержки сейсмического отклика.

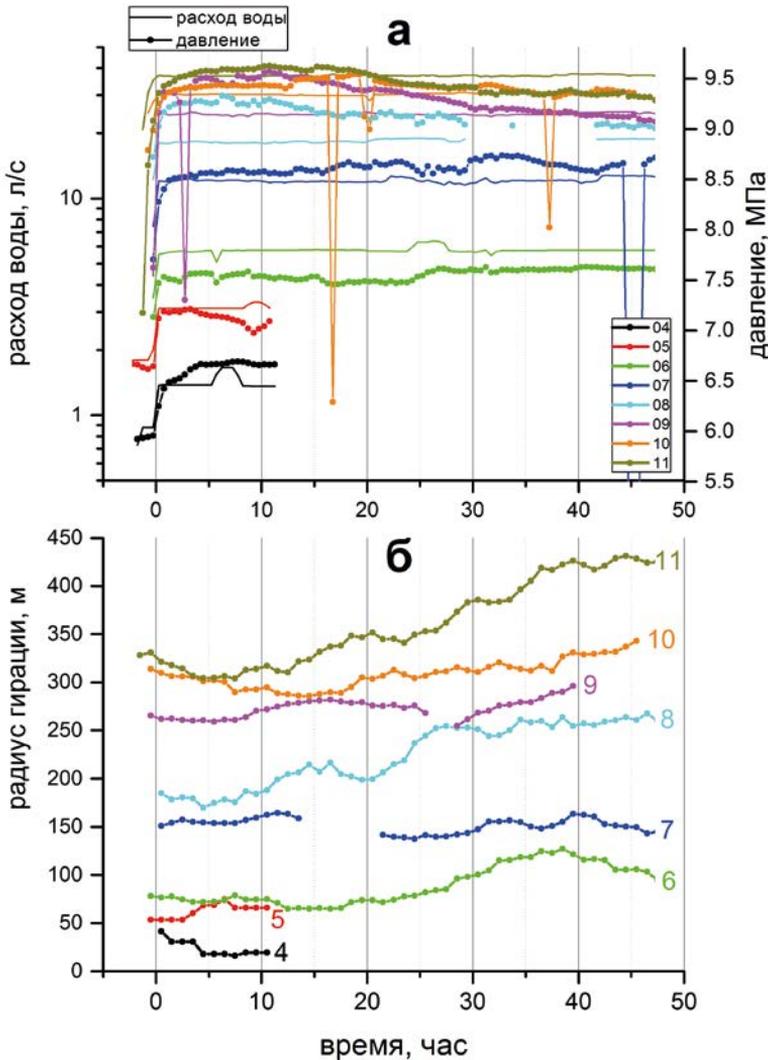


Рис. 5.5. Нагнетание воды (а) и радиус гирации (б) в различных сериях натурального эксперимента. Время отсчитывается от момента установления уровня давления в каждой серии. а — расход воды и дифференциальное давление. б — радиус гирации. Номера кривых соответствуют номерам серий.

Размер области сейсмогенерации от серии к серии увеличивается [Evans et al., 2005a, 2005b]. Для выяснения возможности влияния увеличения размера сейсмоактивной области на формирование задержки сейсмического отклика были сопоставлены вариации сейсмической активности при различной селекции землетрясений по пространству. Идея состоит в том, чтобы сопоставить величины задержек отклика в областях фиксированного и увеличивающегося размеров. Это позволит исключить возможную артефактную зависимость задержки отклика от размера анализируемой области. Если задержка вызвана только увеличением размера области анализа от серии к серии, то следует ожидать, что в области фиксированного размера, одинакового для всех серий и меньшего, чем размер сейсмогенной области, задержка изменяться не будет.

В качестве оценки эффективного радиуса сейсмоактивной области использовался радиус гирации (см. раздел 3.1.4). Были рассмотрены следующие варианты селекции данных серий: общая для всех серий сфера радиусом 150 м с центром в барицентре облака сейсмичности (под барицентром понимается точка, координаты которой составляют средние значения координат гипоцентров землетрясений); для каждой серии — своя сфера радиусом 150 м с центром в барицентре соответствующей серии; для каждой серии — своя сфера радиусом, равным радиусу гирации, с центром в барицентре соответствующей серии. Полученные результаты представлены на рисунке 5.4б в виде зависимостей величин задержек максимумов сейсмического отклика от номера серии (на этот же рисунок добавлены данные, полученные без селекции по пространству, представленные на рисунке 5.4а). Видно, что вне зависимости от схемы селекции величина задержки увеличивается с увеличением номера серии, а значения задержек при различных селекциях близки друг к другу. Это позволяет исключить увеличение области анализа как артефактную причину задержки сейсмического отклика. Возможность физической зависимости величины задержки от размера «возбуждённой» (сейсмоактивной) области среды при этом остаётся.

Анализ изменения радиуса гирации во времени для каждой серии показал, что увеличение размера сейсмоактивной области начинается не сразу после скачка расхода нагнетаемой воды, а спустя 15–20 часов (рисунок 5.5б). В пределах этих 15–20 часов радиус гирации остаётся примерно постоянным, и именно на этот интервал попадают рассматриваемые нами максимумы сейсмического отклика (задержки не превышают 16 часов). Это обстоятельство подтверждает вывод об отсутствии артефактной связи задержки с увеличением размера области анализа.

Для окончательных расчётов была принята следующая схема селекции: для каждой серии — своя сфера с центром в барицентре облака серии и с радиусом, равным радиусу гирации (соответствует точкам 4 на рисунке 5.4б). На рисунке 5.6б представлены графики сейсмической активности по сериям при такой селекции, совмещённые с графиками нагнетания воды. На рисунке 5.7 величина задержки максимума отклика приведена как функция давления нагнетаемой воды. По оси абсцисс отложена величина давления предыдущей серии, т. е. величина давления, при котором осуществлялось возбуждение сейсмического режима нагнетанием воды. На рисунке 5.7 хорошо

виден рост задержки с увеличением давления (т. е. с увеличением уровня действующих локальных напряжений). Отметим, что после того, как давление превосходит величину минимального тектонического сжатия в верхней части открытого участка скважины (напомним, что давление достигает этой величины на ступеньке 8-й серии при $Q = 18$ л/с — рисунок 5.1), величина задержки отклика практически перестаёт изменяться (последние три точки на рисунке 5.7).

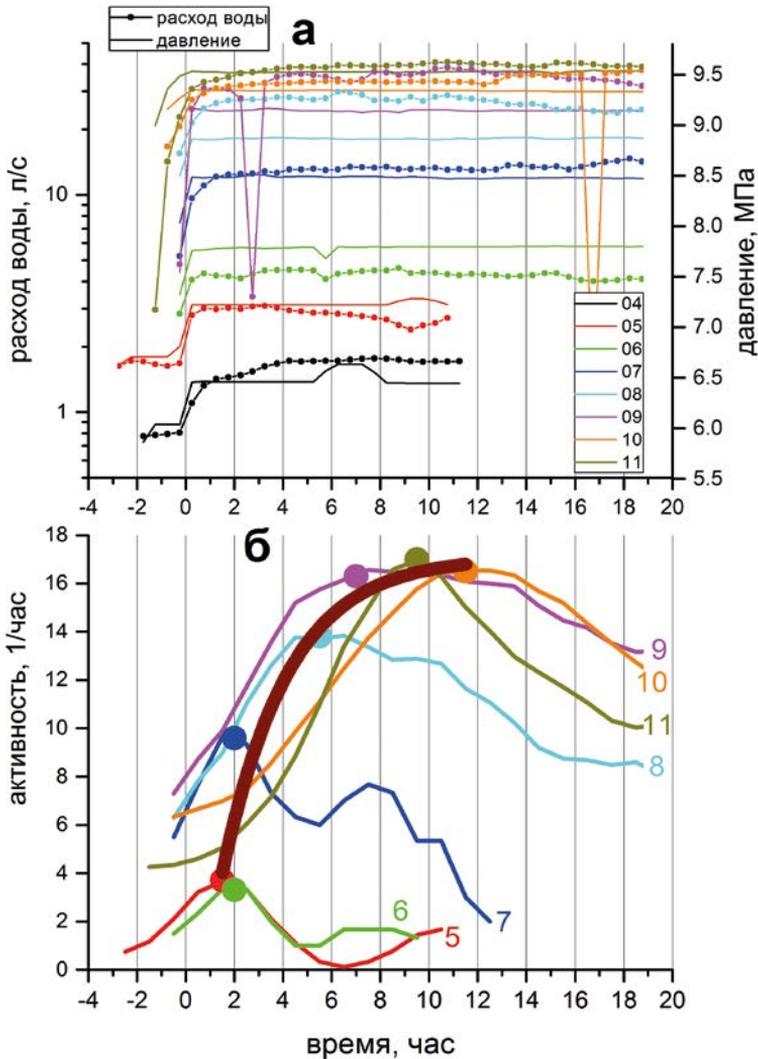


Рис. 5.6. Нагнетание воды и сейсмическая активность, время отсчитывается от момента установления уровня давления в каждой серии. а — расход воды и дифференциальное давление по сериям; номера кривых соответствуют номерам серий. б — вариации сейсмической активности по сериям по отселектированным данным (у кривых подписаны номера серий); жирными точками отмечены максимумы сейсмической активности для каждой серии, жирная кривая — аппроксимация.

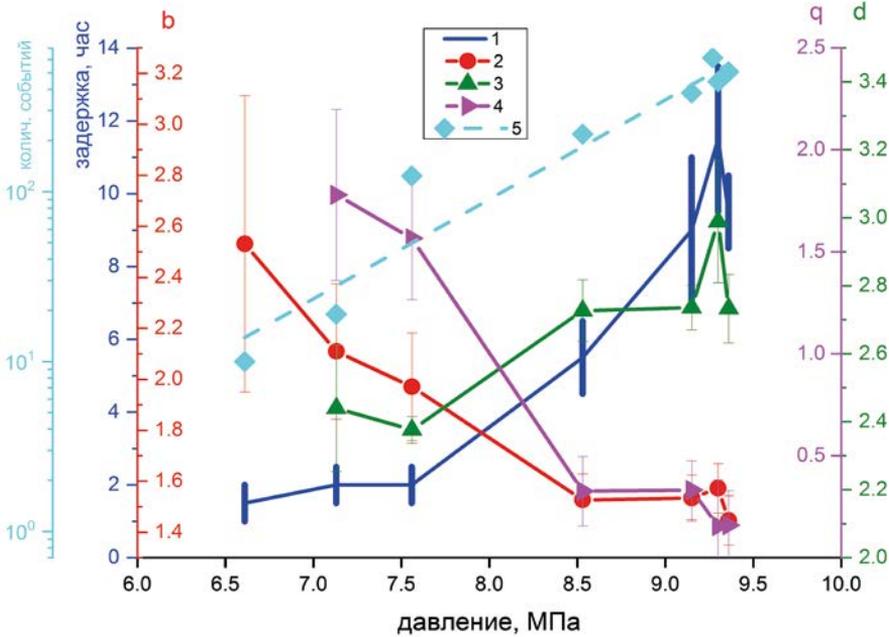


Рис. 5.7. Параметры сейсмического режима в зависимости от давления нагнетаемой воды. 1 — задержка максимума активности, 2 — наклон графика повторяемости b , 3 — фрактальная размерность множества гипоцентров d , 4 — параметр q , 5 — полное количество землетрясений в сериях, прямая соответствует экспоненциальной аппроксимации.

Для получения информации о характере и возможном сценарии динамики процесса разрушения были проведены оценки параметров сейсмического режима каждой серии. Оценивались наклон графика повторяемости b , фрактальная размерность множества гипоцентров d и параметр $q = ab - d$ (см. разделы 3.1, 3.2). Напомним, что параметр q показывает зависимость длительности цикла разрушения от масштаба (см. раздел 3.2.5). Если $q = 0$, то разрушение равномерно распределено по масштабам: вероятность разрушения дефекта (неоднородности среды) не зависит от его размера, и закон Гутенберга — Рихтера определяется только распределением дефектов по их размерам. Такая ситуация типична для фоновой сейсмичности. Если $q < 0$, то разрушение идёт интенсивнее на старших масштабах, а если $q > 0$, то, наоборот, на младших. Соответственно, если q увеличивается, то интенсивность разрушения перераспределяется со старших масштабных уровней на младшие (сценарий так называемого прямого каскада), а если q уменьшается, то, наоборот, — с младших на старшие (сценарий обратного каскада).

На рисунке 5.7 представлены оценки параметров b , d и q (при расчёте последнего было принято $\alpha = 2$ в соответствии с типом используемой в каталоге магнитуды). Уменьшение b указывает на укрупнение сейсмических событий при переходе к старшим сериям. Аномально высокие для регулярной фоновой сейсмичности значения $b \cong 1.4$, установившиеся в последних

сериях, свидетельствуют, что процесс формирования сейсмогенной структуры, характерной для регулярной фоновой сейсмичности тектонически активных областей, в условиях проведённого эксперимента не был завершён. Небольшое увеличение d от 2.4 до значений, близких к 3 (равномерное распределение гипоцентров в объёме), возможно, связано с наличием в начальной стадии эксперимента плоской ослабленной зоны вверху открытой части скважины и дальнейшим распространением сейсмичности от этой структуры в более обширный объём среды. Вариации параметра q отвечают сценарию перехода разрушения с младших уровней на старшие. Графики повторяемости (рисунок 5.4) подтверждают этот вывод. На рисунке 5.3 видно, что на младших сериях отсутствуют относительно сильные события, которые постепенно появляются в старших сериях. Такая ситуация наблюдается в эксперименте [Смирнов и др., 1995 а, б; Ponomarev et al., 1997; Томилин, 1997] при постепенном образовании макроскопической области разрушения и интерпретируется в рамках концепции укрупнения трещин в результате их взаимодействия.

На рисунке 5.7 представлено полное количество землетрясений в каждой серии. Зависимости хорошо аппроксимируются экспоненциальными функциями, следующими из кинетической формулы Журкова [Журков, 1968]. Величина, обратная к долговечности, задаваемой формулой Журкова (3.32), определяет вероятность разрушения, поэтому в рамках кинетической концепции следует ожидать экспоненциальной зависимости количества актов разрушения за некоторый интервал времени от напряжений [Регель и др., 1974].

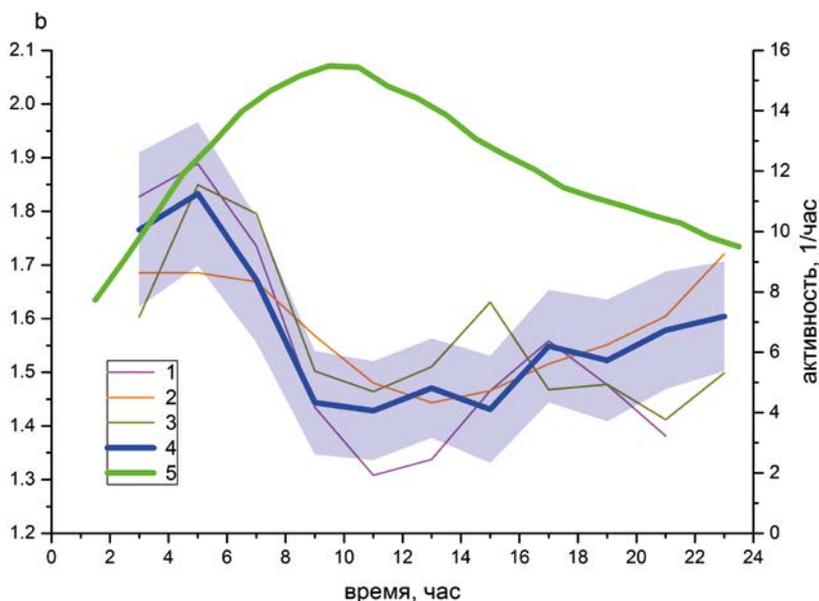


Рис. 5.8. Вариации наклона графика повторяемости b во времени в пределах серий. 1 — 9-я серия, 2 — 10-я серия, 3 — 11-я серия, 4 — среднее по трём сериям, 5 — средняя по трём сериям сейсмическая активность.

На рисунке 5.8 представлены вариации наклона графика повторяемости b во времени для последних трёх серий — с 9-й по 11-ю (для более ранних серий статистика событий недостаточна для исследования вариаций b во времени). Вариации b имеют одинаковый характер, что позволяет осреднить данные по разным сериям для повышения надёжности результатов. На рисунке видно, что стадии увеличения сейсмической активности отвечает уменьшение b , а стадии уменьшения активности — некоторое увеличение b . Статистическая надёжность выявленного изменения b невелика, но тенденция указывает на то, что процесс возбуждения реализуется переходом разрушения с младших уровней на старшие (обратный каскад, ЛНТ), а релаксация — переходом разрушения со старших уровней на младшие (прямой каскад, сценарий афтершоков).

5.1.5. Мультиплеты

Авторами работы [Bougeois, Bernard, 2007] были выявлены и проанализированы группы микроземлетрясений, названные мультиплетами. Каждый мультиплет объединяет в себе события со схожими по форме волновыми формами (сейсмограммами), коэффициент корреляции которых превосходит 0.9. Авторы цитируемой работы интерпретируют каждый мультиплет как повторные акты разрушения одной и той же неоднородности, или зацепа (в оригинале *asperity*), мы будем пользоваться далее термином неоднородность. События каждого мультиплета имеют одинаковые по форме, но различающиеся по величине очаговые спектры; соответственно, события мультиплета имеют различные магнитуды. Распределение событий по времени внутри мультиплета отвечает закону Омори (по крайней мере в начальной части временного интервала), что подтверждает идею о реализации в событиях мультиплета процесса разрушения «возбуждённой» неоднородности.

Каталог мультиплетов содержит информацию о 4825 событиях, входящих в мультиплеты, содержащие от 2 до 75 событий (будем в дальнейшем обозначать количество событий, составляющих мультиплет, как его ранг), и о 4334 синглетах (событиях, не входящих ни в один мультиплет). Распределение количества мультиплетов по их рангу (ранг 1 приписан синглетах) в области небольших рангов (ниже примерно 15) подчиняется степенному закону. Количество мультиплетов рангом выше 15 невелико (один-два) и не зависит от величины ранга.

Если рассматривать каждый мультиплет как проявление процесса разрушения неоднородности, то по мультиплетам можно оценить размер неоднородности. В качестве оценки размера неоднородности примем величину учетверённого радиуса гирации облака событий мультиплета $L_a = 2D_g = 4R_g$ (см. раздел 3.1.4).

На рисунке 5.9 представлено распределение неоднородностей по их размерам. На этом же рисунке представлено распределение всех зарегистрированных микроземлетрясений по магнитуде. На оси абсцисс шкала магнитуд совмещена со шкалой размера неоднородности согласно соотношению, следующему из формулы (2.14) и определения моментной магнитуды: $M_w = 2 \lg L_a(\text{м}) - 1.92$ [Смирнов, 2003].

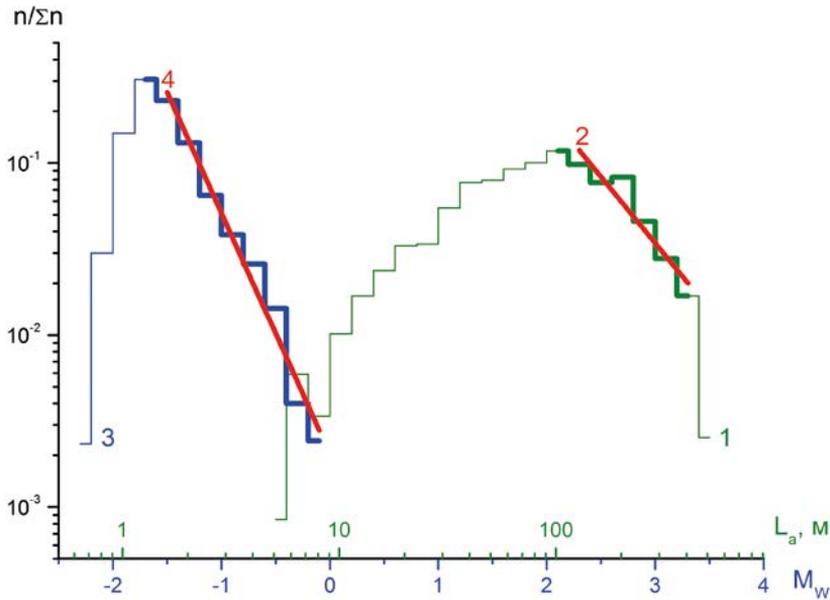


Рис. 5.9. Распределения неоднородностей по размерам (1) и землетрясений по магнитуде (3). 2 — степенная аппроксимация падающей ветви распределения неоднородностей по размерам, 4 — аппроксимация распределения землетрясений по закону Гутенберга — Рихтера.

Распределение неоднородностей по размерам, представленное на рисунке 5.9, сходно с характерными распределениями неоднородностей литосферы различных масштабов: разломов, блоков земной коры, литосферных плит и др. [Cladouhos, Marrett, 1996; Nicol et al., 1996; Watterson et al., 1996; Yielding et al., 1996; Садовский и др., 1987; Смирнов, Теофилактос, 2000а, 2000б; Bird, 2003; Sornette, Pisarenko, 2003; Goto, Otsuki, 2004; Голицын, 2008]. Степенная аппроксимация падающей ветви распределения $\lg N = -d \lg L_a + const$, опирающаяся на представление о самоподобии структуры неоднородностей, даёт показатель самоподобия $d_a = 1.6$. В пересчёте к сейсмологическим «единицам» — при формальном переходе от L_a к M_w — даёт наклон «графика повторяемости» для неоднородностей $b_a = 0.8$. Это значение близко к характерному «среднемировому» значению 0.9 параметра Гутенберга — Рихтера, но значительно ниже наклона графика повторяемости сейсмичности, вызванной нагнетанием воды, — последний изменяется от значений 2.5 в начале эксперимента до 1.4 в конце (рисунок 5.7).

Современные представления о взаимосвязи показателей энергетического самоподобия сейсмичности и геометрического самоподобия неоднородностей литосферы обсуждались в разделе 3.2.5. Соотношение $b = d/\alpha$ можно рассматривать как результат определённой согласованности структуры разрушения и структуры неоднородностей среды, когда распределение землетрясений по энергиям полностью определяется распределением неоднородностей по размерам и связью энергии землетрясения с размером разрушающейся неоднородности. Вероятность разрушения

неоднородностей различных размеров в этом случае оказывается постоянной. Такая ситуация характерна для фонового режима сейсмичности (более подробно этот вопрос обсуждается в главе 7). Если принять полученную выше оценку d_a за оценку показателя самоподобия структуры неоднородностей в районе эксперимента, то соотношение $b = d/\alpha$ в данном случае нарушено: даже минимальное значение $b = 1.4$, достигаемое в конце эксперимента, слишком велико по сравнению с $d_a/\alpha = 0.8$ (в нашем случае $\alpha = 2$). Это указывает на «дефицит» сильных сейсмических событий.

В рассматриваемом натурном эксперименте наклон графика повторяемости уменьшается по мере развития процесса разрушения, инициированного нагнетанием воды, но не достигает величины, обусловленной структурой неоднородностей среды ($d_a/2$ в нашем случае). Это можно рассматривать как указание на то, что структура разрушения в ходе эксперимента не вполне сформировалась, — величина давления воды и длительность его действия, вероятно, недостаточны для превращения области эксперимента в состояние, характерное для тектонических регионов с развитой фоновой сейсмичностью.

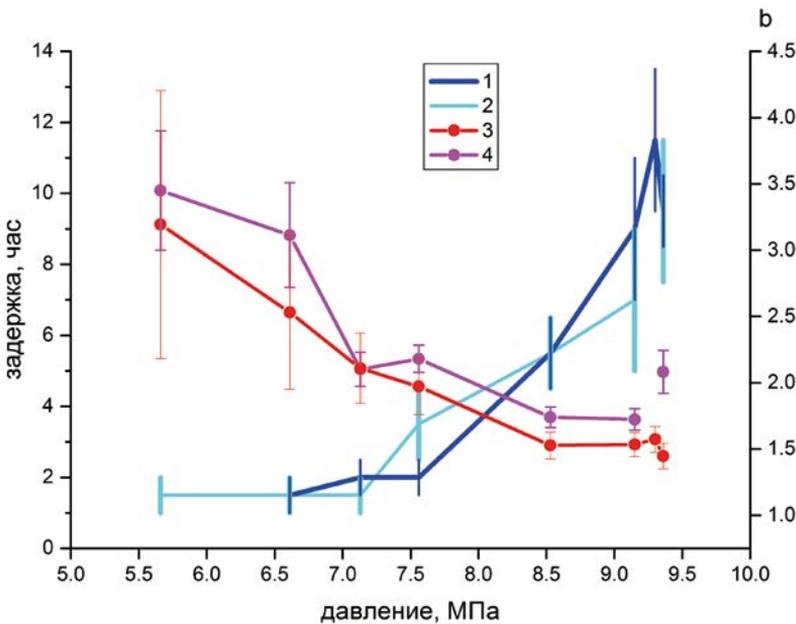


Рис. 5.10. Задержка отклика и наклон графика повторяемости b в зависимости от давления воды по всему каталогу и для мультиплетов. Задержка: 1 — по всему каталогу, 2 — по каталогу мультиплетов; наклон графика повторяемости: 3 — по всему каталогу, 4 — по каталогу мультиплетов.

С целью выявления динамики кластеризованной наведённой сейсмичности каталог мультиплетов был подвергнут такому же анализу, как и исходный (полный) каталог. Так же, как и в случае полного каталога, землетрясения селективировались внутри сфер с центром в барицентре облака

серии и с радиусом, равным радиусу гирации. Вариации активности кластеризованных событий аналогичны вариациям сейсмической активности в целом: задержка максимума активности относительно начала нагнетания воды в скважину увеличивается с увеличением номера серии. На рисунке 5.10 величины задержек и оценок наклона графика повторяемости, полученные по мультиплетам, совмещены с результатами, полученными по всему каталогу (см. рисунок 5.7). Видно, что различие невелико и не имеет принципиального характера — основные закономерности зависимости задержки и b от давления нагнетаемой воды (и, соответственно, уровня локальных напряжений) сохраняются и для кластеризованной индуцированной сейсмичности.

5.1.6. Диффузия

Существенным вопросом является природа и механизм увеличения размера сейсмогенной области индуцированной сейсмичности. Предшествует ли разрушение движению воды, заполняющей разрушенные области среды, или, наоборот, разрушение следует за фронтом диффузии воды? Фактически — это вопрос о природе кинетики процесса роста области разрушения: обусловлен ли он кинетикой собственно разрушения или просто отражает кинетику движения воды? А если работают оба механизма, то можно ли оценить вклад каждого из них?

В работе [Shapiro et al., 1999] увеличение размера области наведённой сейсмичности R со временем t в рассматриваемом нами эксперименте аппроксимируется «диффузионной» зависимостью вида

$$R = \sqrt{4\pi Dt} \quad (5.1)$$

и связывается с внедрением воды. Формула (5.1) отвечает уравнению так называемой медленной волны Био для возмущения порового давления жидкости в низкочастотном приближении:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D\nabla^2 p. \quad (5.2)$$

Аппроксимация (5.1) в [Shapiro et al., 1999] получена на основе анализа зависимости максимального расстояния между точкой инъекции воды (нижней, открытой частью скважины) и гипоцентрами инициированных микроземлетрясений от времени, прошедшего после начала эксперимента. Далее авторы обобщают уравнение (5.2) на случай анизотропной по проницаемости среды и получают оценку соответствующего тензора диффузии.

Целью работы [Shapiro et al., 1999] была оценка эффективной проницаемости разрушенной области, и, в соответствии с этим, авторы работы упростили задачу. Принципиальными для нас являются следующие позиции, отмеченные в более поздней монографии [Shapiro, 2015]. Напряжения, вызванные как внедрением воды, так и асейсмическими подвижками, распространяются быстрее, чем движется фронт диффузии давления (5.2). Эти на-

пряжения вызывают землетрясения (имеется в виду триггерный механизм) в ещё не разрушенной области, формируя тем самым волну разрушения, бегущую впереди волны релаксации порового давления. Волна разрушения изменяет проницаемость среды, величина D перестаёт быть константой, а уравнение (5.2) становится нелинейным. Отметим, что в работе [Shapiro et al., 1999] авторы пренебрегли этими эффектами и свели тем самым разрушение к «пассивному» процессу, просто отражающему движение воды. F. Cornet подверг критике такое упрощение, полагая, что оно принципиально меняет суть дела [Cornet, 2000].

Для того чтобы составить собственное мнение о характере и природе разрастания области разрушения, и, в частности, согласи её с диффузионной моделью, мы провели исследование увеличения размера сейсмогенной области со временем. Мы использовали каталог только представительных микроземлетрясений (в [Shapiro et al., 1999] вопрос о представительности не обсуждается, неясно, проводилась ли селекция). В качестве параметра, характеризующего размер сейсмогенной области, мы использовали радиус гирации относительно барицентра облака микроземлетрясений на каждом интервале времени (вместо максимального удаления микроземлетрясений от точки инъекции воды, использованного в [Shapiro et al., 1999]). Как отмечалось выше, радиус гирации является более устойчивой в статистическом отношении оценкой, а фиксация «центра диффузии» в точке скважины представляется спорной [Cornet, 2000], поскольку по мере развития разрушения жидкость по образовавшимся каналам повышенной проницаемости может инжектироваться из других точек («центр диффузии» сам может перемещаться в пределах разрушенной области).

Для удобства сопоставления примем за радиус облака относительно его барицентра величину $R = 2R_g$. Зависимость R от времени представлена на рисунке 5.11а. На этом же рисунке представлены расстояния от скважины до гипоцентров микроземлетрясений (по аналогии с [Shapiro et al., 1999]) и расстояния от скважины до барицентров облаков микроземлетрясений. На рисунке воспроизведена кривая (5.1) с параметром $D = 0.05 \text{ м}^2/\text{с}$ из [Shapiro et al., 1999]. Рисунок 5.11а схож с рисунком 1 из [Shapiro et al., 1999], и диффузионная аппроксимация максимальных расстояний от скважины до гипоцентров микроземлетрясений (5.1) на первый взгляд выглядит приемлемой.

Более детальное представление о характере зависимости размера сейсмогенной зоны от времени даёт рисунок 5.11б, на котором те же данные, что и на рисунке 5.11а, представлены в дважды логарифмическом масштабе. На рисунке 5.11б видно, что в начале эксперимента, примерно до 100 часов, смещение барицентра облака сейсмичности сравнимо с его размером. Это означает, что использованная в [Shapiro et al., 1999] модель с единым точечным центром диффузии в интервале времени до 100 часов неадекватна. На интервале от 100 до 360 часов видно, что диффузионная аппроксимация (5.1) не вполне соответствует данным наблюдений — наклон прямой (5.2) занижен. Таким образом, предложенную в [Shapiro et al., 1999] идею простого «диффузионного» объяснения увеличения размера сейсмогенной области можно считать справедливой лишь в грубом приближении.

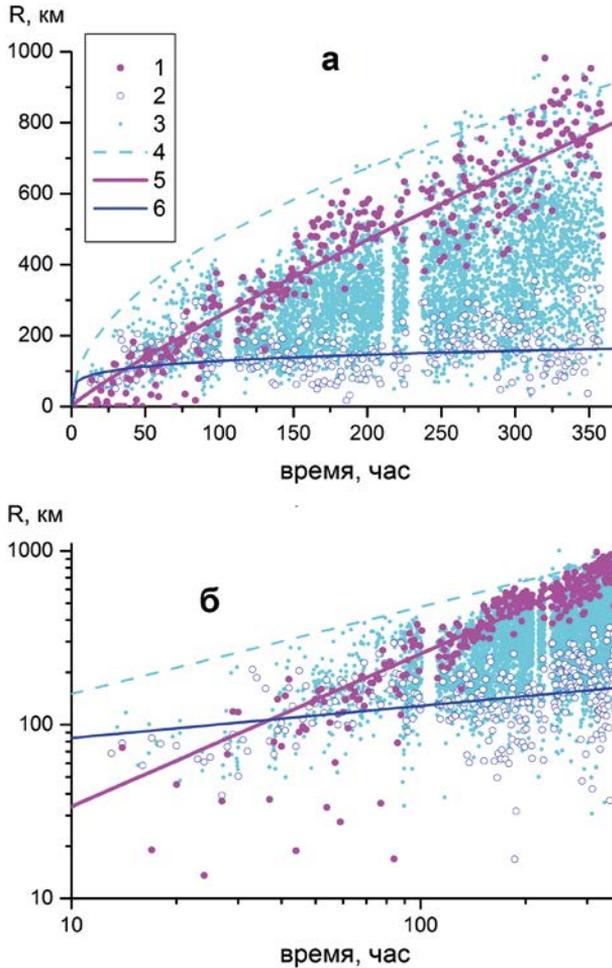


Рис. 5.11. Размер облака сейсмичности как функция времени от начала эксперимента в линейной (а) и логарифмической (б) шкалах. 1 — размер облака, оценённый по радиусу гирации; 2 — расстояние от скважины до центра облака; 3 — расстояние от скважины до гипоцентров землетрясений (по аналогии с [Shapiro et al., 1999]); 4 — диффузионная аппроксимация $R = \sqrt{4\pi Dt}$ при $D = 0.05 \text{ м}^2/\text{с}$ из [Shapiro et al., 1999]; 5 — степенная аппроксимация размера облака; 6 — степенная аппроксимация расстояния от скважины до барического центра облака.

На рисунке 5.11 представлена степенная аппроксимация зависимости размера облака микроземлетрясений от времени, полученная формальной регрессией $\lg R$ по $\lg t$ в области от 100 до 360 часов. Показатель степени c в зависимости $R = At^c$ оказался равным $c = 0.88 \pm 0.03$, что значительно превосходит величину 0.5, отвечающую чистой диффузии при гидродинамическом механизме.

Более быстрый рост размера сейсмогенной области указывает, по нашему мнению, на наличие ещё одного механизма развития области разруше-

ния, действующего самостоятельно или в дополнение к гидродинамическому механизму. Таким механизмом может быть кинетика трещинообразования. Конкретный пример обсуждается в работах [Evans, 2005a, 2005b; Bourgeois, Bernard, 2007]. В этих же работах, как отмечалось выше, указано, что давление воды достигает лишь минимальных значений сжимающих тектонических напряжений только в самом верху открытой части скважины и только на заключительной стадии эксперимента, что подтверждает сомнения в возможности чисто гидродинамического объяснения развития разрушения.

Возможность постепенного диффузионноподобного увеличения области разрушения вообще без участия жидкости подтверждается лабораторными экспериментами, в которых показано, что кинетика процесса разрушения в сухих образцах может давать те же результаты, что и динамика (диффузия) жидкости (см. разделы 6.4.3, 6.12).

5.1.7. Резюме

До начала натурального эксперимента в Сульц-су-Форе среда в районе скважины обладала развитой системой дефектов различного уровня. Нагнетание воды привело к развитию этой системы в результате разрушения её элементов. Следовательно, нагнетание воды не создаёт совершенно новую структуру разрушения, а является внешним фактором, инициирующим эволюцию уже существующей сложной многомасштабной системы неоднородностей (дефектов) среды. С этой точки зрения эксперимент можно рассматривать как модель переходного режима, вызванного (но не контролируемого полностью) внешним воздействием.

Ступенчатый режим инъекции воды в скважину вызвал роесподобную сейсмичность, интенсивность которой плавно увеличивается после инициирующего скачка давления воды в необсаженной части скважины, а затем постепенно уменьшается. Величина сейсмической активности увеличивается с ростом давления воды в соответствии с кинетической концепцией Журкова. Кроме этого, обнаружена задержка максимума активности относительно начала нагнетания воды в скважину. Величина задержки увеличивается с увеличением давления воды, и при этом она значительно больше, чем интервал увеличения и установления давления. Эта задержка не является прямым проявлением увеличения размера области проникновения воды при более высоких уровнях её давления и может быть связана с кинетикой процесса разрушения. Возможность такого механизма подтверждается результатами имитационного моделирования [Турунтаев, Рига, 2017].

Параметры самоподобия переходных сейсмических режимов, инициируемых каждой ступенькой давления, изменяются с ростом величины давления. Наклон графика повторяемости b , а вместе с ним и параметр цикла разрушения q уменьшаются с ростом давления, что указывает на постепенный переход разрушения на всё большие масштабы — происходит постепенное укрупнение сейсмических событий, схожее со сценарием ЛНТ подготовки землетрясений, но не переходящее в лавинообразную стадию. Уменьшение наклона графика повторяемости даже на последних стадиях

эксперимента, при самых больших давлениях воды, не достигает величины, обусловленной структурой неоднородностей среды, и остаётся аномально высоким по сравнению со значениями, характерными для тектонической сейсмичности в фоновом режиме. Это указывает на то, что процесс формирования сейсмогенной структуры, характерной для регулярной фоновой сейсмичности тектонически активных областей, в условиях проведённого эксперимента не был достигнут. Можно предположить, что величина давления воды и длительность его действия недостаточны для превращения области эксперимента в состояние, характерное для тектонических регионов с развитой фоновой сейсмичностью.

Изменение наклона графика повторяемости во времени в пределах одной инициации указывает на то, что процесс возбуждения реализуется переходом разрушения с младших уровней на старшие (обратный каскад, сценарий ЛНТ), а релаксация — переходом разрушения со старших уровней на младшие (прямой каскад, сценарий афтершоков).

Анализ увеличения размера сейсмогенной области со временем в ходе всего эксперимента показал, что рост этой области происходит быстрее, чем в модели стационарной линейной диффузии флюида. Это указывает на наличие другого механизма развития области разрушения, действующего самостоятельно или в дополнение к гидродинамическому механизму. Таким механизмом, по нашему мнению, может быть кинетика трещинообразования (возможность постепенного диффузионноподобного увеличения области разрушения без участия флюида будет показана в главе 6).

5.2. Электромагнитное зондирование литосферы

Проблеме сейсмического отклика на электромагнитное зондирование литосферы Земли посвящено относительно небольшое число работ (по сравнению с исследованиями других триггерных эффектов и инициированной сейсмичности). В работах Н. Т. Тарасова с соавторами подробно проанализированы эксперименты по импульсному воздействию с помощью мощных МГД-генераторов на Бишкекском (ранее Фрунзенском), Республика Кыргызстан, и Гармском, Республика Таджикистан, полигонах (см. работу [Тарасов, Тарасова, 2011] и ссылки в ней). Основное внимание в этих работах уделялось поиску пространственно-временных изменений в сейсмической активности и скорости сеймотектонических деформаций, приуроченных к моментам пусков генераторов, и оценкам суммарного энергетического эффекта. Основные результаты этих работ, по нашему мнению, заключаются в следующем. Обнаружено увеличение сейсмической активности, наступающее через несколько суток после акта зондирования, последующий спад активности длится также несколько суток. По энергии сейсмический отклик на много порядков выше, чем энергия зондирующих сигналов, что свидетельствует о триггерном характере эффекта. По глубине отклик относится к верхнему слою земной коры мощностью 5–10 км. Радиус (расстояние от зондирующего диполя) рассматриваемой в указанных работах пространственной области доходит до 500 км, что на два порядка превосходит размеры инициирующих источников (диполей). Распреде-

ние сейсмической активизации (сейсмического отклика) в этой зоне носит сложный характер. Так, в работе [Tarasov, Tarasova, 2004] её авторы говорят об изменении пространственно-временной корреляции плотности распределения землетрясений и смене периодов быстрых и медленных изменений распределения землетрясений в пространстве.

В работах [Chelidze et al., 2006; Турунтаев, Мельчаева, 2010; Турунтаев и др., 2012] анализ потока сейсмических событий по данным с Бишкекского геодинамического полигона (БГП) проведён с позиций нелинейной динамики. Обнаружено, что в периоды зондирования поток событий характеризуется большей регулярностью (реализация имеет более низкую размерность), чем в периоды до и после этапов зондирования.

Подробный обзор результатов, полученных в области анализа отклика сейсмичности БГП на электромагнитное зондирование литосферы, дан в диссертации [Сычѳв, 2008]. В ней же приведены и новые результаты, дополняющие перечисленные выше. Показано, что наиболее интенсивный отклик на зондирования на БГП проявляется для самых слабых (из диапазона представительных) землетрясений. Конкретизирована пространственная локализация отклика: «Активация происходит в основном за счёт событий, гипоцентры которых находятся на глубинах 5–15 км и попадают внутрь площади ближайших к источнику зон с повышенной естественной сейсмичностью» (с. 4).

В работе [Закржевская, Соболев, 2002] проведён анализ воздействия на сейсмичность естественных электромагнитных возмущений — магнитных бурь с внезапным началом. Полученные результаты согласуются, по нашему мнению, с приведѳнными выше результатами анализа данных натурального эксперимента: активизация наблюдается через несколько суток после начала бури, по глубине она локализована в верхнем слое земной коры, в пространстве носит мозаичный характер, отражающий степень неустойчивости различных районов.

В перечисленных в этом кратком обзоре работах основное внимание уделялось одной статистической характеристике сейсмического режима — сейсмической активности. Опыт анализа переходных сейсмических режимов, результаты, представленные в настоящей работе, свидетельствуют о существенной роли в динамике сейсмичности перераспределения процесса разрушения по масштабам, что существенно для понимания сценариев возбуждения и релаксации в сейсмическом процессе. Исследование масштабных свойств переходного режима требует учёта не только времени и места землетрясений, но и их величины, что расширяет круг анализируемых параметров. В этом разделе приведены результаты такого анализа вариаций набора статистических параметров, описанных в главе 3, по данным сейсмических каталогов в районе проведения экспериментов по зондированию земной коры мощными электромагнитными импульсами на Бишкекском геодинамическом полигоне. Анализ проведѳн на двух уровнях детальности во времени: несколько лет — анализ вариаций до, во время и после серий экспериментов, и несколько суток — анализ вариаций в течение 10 суток после каждого акта зондирования. Результаты опубликованы в работе [Смирнов, Завьялов, 2012].

5.2.1. Исходные данные

Исходные данные были подготовлены Научной станцией РАН в г. Бишкеке (Республика Кыргызстан) и предоставлены нам Объединённым институтом высоких температур РАН (координатором проекта) в рамках совместного выполнения проекта РФФИ «Разработка физических основ искусственного электромагнитного воздействия на деформационные процессы в земной коре» в 2009–2010 гг.

Исходные данные представляют собой каталоги землетрясений различного уровня (региональный каталог землетрясений, детальный каталог землетрясений Института сейсмологии Национальной академии наук Кыргызской Республики и каталог землетрясений локальной сети KNET), списки пусков МГД-генераторов и экспериментальных пусков электроимпульсной системы ЭРГУ 600-2 (конденсаторно-тиристорного источника мощных электромагнитных импульсов). Вспомогательные данные содержат координаты сейсмических станций сети KNET и координаты питающего диполя для электрических зондирований.

Исходные сейсмические данные были подвергнуты первичному анализу, который решал задачи формирования базы данных в унифицированном формате, контроля форматов данных, оценки однородности и представительности каталогов, унификации энергетической шкалы, идентификации афтершоков (см. описание процедур первичного анализа в главе 2). Региональный каталог в настоящей работе не использовался, поэтому мы не приводим характеристику его данных.

Детальный каталог землетрясений покрывает временной интервал с 02.07.1967 по 31.03.2000 и охватывает площадь с географическими координатами 40.00° – 43.93° N; 69.70° – 80.98° E (рисунок 5.12а). Он включает 12868 сейсмических событий в диапазоне энергетических классов 4.2–17.0. Данные о глубинах отсутствуют у 1824 событий. Процедура выделения афтершоков для главных событий с классом $K \geq 10$ выявила 2893 землетрясения, что составляет 22.5 % от общего объёма каталога.

Каталог землетрясений KNET содержит информацию о землетрясениях, зарегистрированных с 06.01.1994 по 30.12.2008 на площади, ограниченной координатами 37.35° – 45.77° N; 68.67° – 82.24° E (рисунок 5.12б). Исходный каталог содержал 6741 запись, 11 записей были удалены как дублированные. Все записи помимо стандартных полей представляют сведения о точностях определения времени в очаге, координат эпицентра и глубины гипоцентра. Процедура выделения афтершоков для основных толчков с $K \geq 10$ выявила 279 землетрясений, что составляет 4.4 % от общего объёма каталога.

Список электрических зондирований 1983–1990 гг. содержит информацию о датах и энергетических характеристиках (максимальный ток, длительность, энергия и мощность электрического импульса) 109 пусков МГД-генераторов, а также информацию о зондирующей установке (тип установки, тип генератора плазмы, тип топлива). По количеству пусков эти данные незначительно отличаются от опубликованных в [Современная геодинамика ..., 2005; Сычёв, 2008].

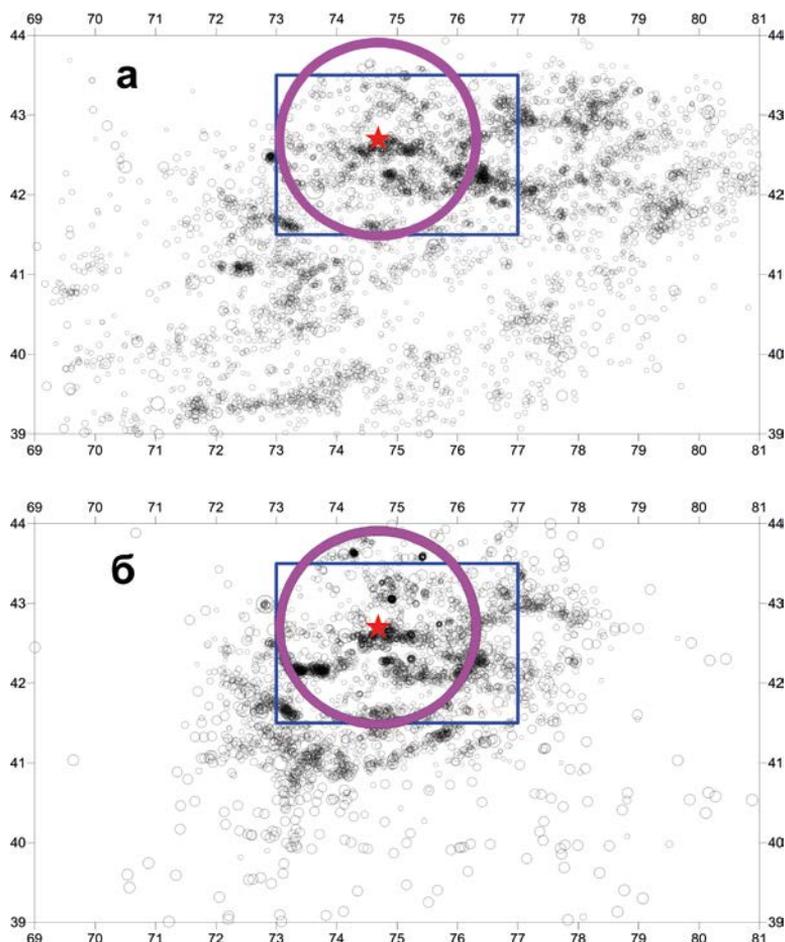


Рис. 5.12. Распределение эпицентров землетрясений детального каталога за 1967–2000 гг. (а) и каталога KNET за 1994–2008 гг. (б). Прямоугольник показывает границы Бишкекского геодинамического полигона. Звёздочкой отмечено положение зондирующего диполя. Окружность — пространственная область радиусом в 150 км, выбранная для анализа временных вариаций статистических параметров сейсмического режима.

По зондированиям 2000–2005 гг., произведённым с использованием электроимпульсной системы ЭРГУ 600-2, использовались опубликованные данные — таблица 7 из [Сычёв, 2008]. Установка ЭРГУ 600-2 применялась для моделирования импульсов МГД-генераторов — установка позволяет посылать импульсы, сходные по форме с однополярными импульсами, которые генерировались при пусках МГД-генераторов в 1983–1990 гг. [Сычёв, 2008]. В каждом сеансе в зондирующий диполь подавалось 200 однополярных импульсов длительностью 5, 10 или 20 секунд каждый. Длительность каждого сеанса составляла 200 с, длительность использовавшихся импульсов определяла суммарную энергию (и, соответственно, среднюю мощность) акта зондирования.

Моменты пусков представлены в обоих списках с точностью до суток, информация о времени пусков отсутствует. В работе [Сычѳв, 2008] отмечается, что зондирования «... осуществляются в “светлое” время суток и преимущественно в первой половине дня ...» (с. 131).

На основании списков зондирований нами были сформированы рабочие базы данных, включающие информацию о временах и энергетических параметрах зондирований и позволяющие проводить их анализ совместно с сейсмическими данными.

5.2.2. Представительность сейсмических каталогов

На рисунке 5.13а показано изменение представительного класса K_c детального каталога во времени на всей территории наблюдений. Видно, что значения K_c изменяются в диапазоне от 7.2 до 6.3. На рисунке 5.14а показано распределение представительного энергетического класса по площади за весь период наблюдений. Видно, что энергетический класс $K = 7$ является представительным для большей части планшета и для практически всей территории БГП. Объединяя результаты анализа вариаций представительного класса во времени и пространстве, в первом приближении для дальнейшего анализа в качестве общей оценки предствительного класса для детального каталога можно принять $K_c = 7$.

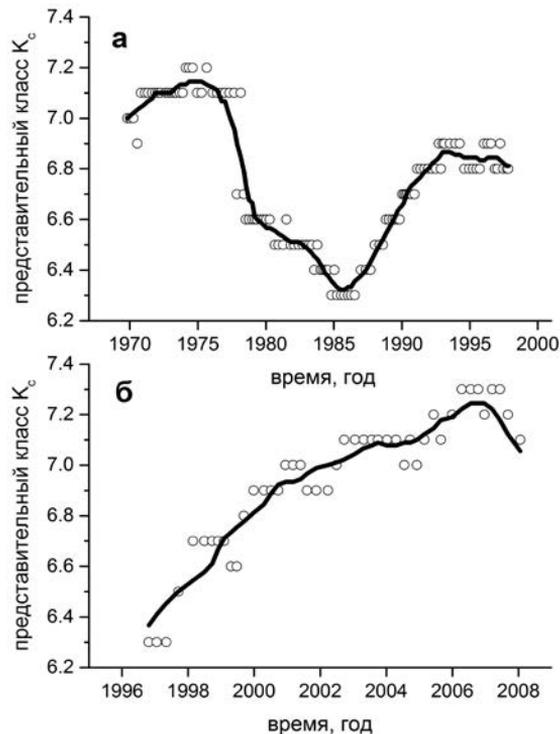


Рис. 5.13. Изменение во времени представительного энергетического класса для каталогов: детального (а) и KNET (б).

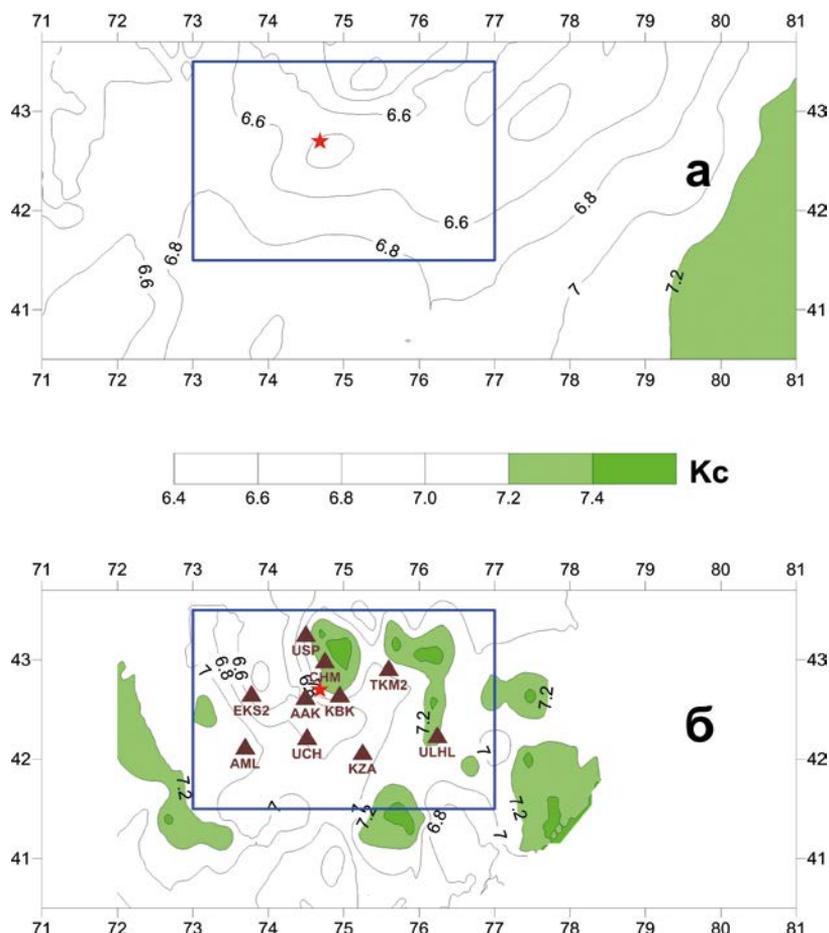


Рис. 5.14. Распределение в пространстве представительного энергетического класса для каталогов: детального (а) и KNET (б). Прямоугольник показывает границы Бишкекского геодинимического полигона; звёздочка — положение зондирующего диполя; треугольники — сейсмические станции сети KNET.

Вариации представительного класса во времени для каталога KNET, рассчитанные по всей территории, показаны на рисунке 5.13б. На рисунке 5.14б представлено распределение представительного класса каталога KNET по площади за весь период наблюдений. Для каталога KNET в целом, так же как и для детального каталога, в первом приближении можно принять значение $K_c = 7$.

5.2.3. Погрешность локации эпицентров

На рисунке 5.15 представлена величина погрешности локации эпицентров, осреднённая по всем событиям для каждого энергетического класса детального каталога и каталога KNET в пределах БГП (широта от 41.5° N

до 43.5°N , долгота от 73°E до 77°E). На рисунке видно различие погрешностей локации, обусловленное, вероятно, различием в конфигурации и плотности сейсмических сетей. Средние величины погрешностей определения положения эпицентров в пределах БГП составляют: ± 2 км для KNET и ± 5 км для детального каталога.

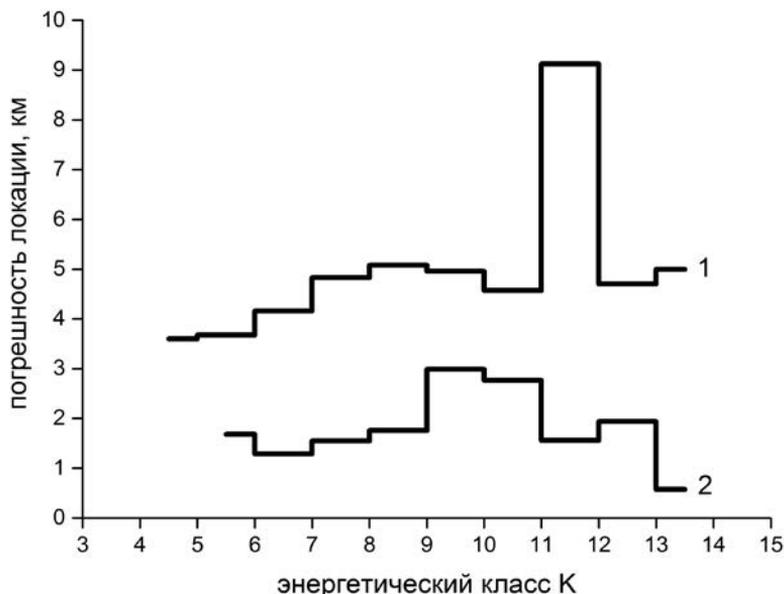


Рис. 5.15. Погрешность определения положения эпицентров землетрясений в зависимости от энергетического класса для Бишкекского геодинимического полигона. 1 — детальный каталог, 2 — каталог KNET.

5.2.4 Сопоставление энергетических шкал каталогов

Ни один из каталогов не покрывает полностью оба интервала электрических зондирований (серий пусков МГД-генераторов и системы ЭРГУ 600-2). Совместное рассмотрение и комбинирование каталогов требует анализа однородности их энергетических шкал.

Интервалы времени, покрываемые каталогами, позволяют сопоставить их в период с 06.01.1994 по 31.03.2000. В пространстве область сопоставления ограничим пределами БГП.

На рисунке 5.16 приведена диаграмма рассеяния энергетических классов землетрясений, представленных как в детальном каталоге, так и в каталоге KNET (методика сопоставления описана в разделе 2.4.1). Видно, что облако точек лежит несколько выше прямой, отвечающей совпадению энергетических шкал ($K_2 = K_1$ на рисунке). Ортогональная регрессия K_2 (каталог KNET) по K_1 (детальный каталог) даёт: $K_2 = (0.98 \pm 0.06)K_1 + (0.43 \pm 0.46)$, что позволяет пренебречь возможным небольшим систематическим различием энергетических шкал рассматриваемых каталогов.

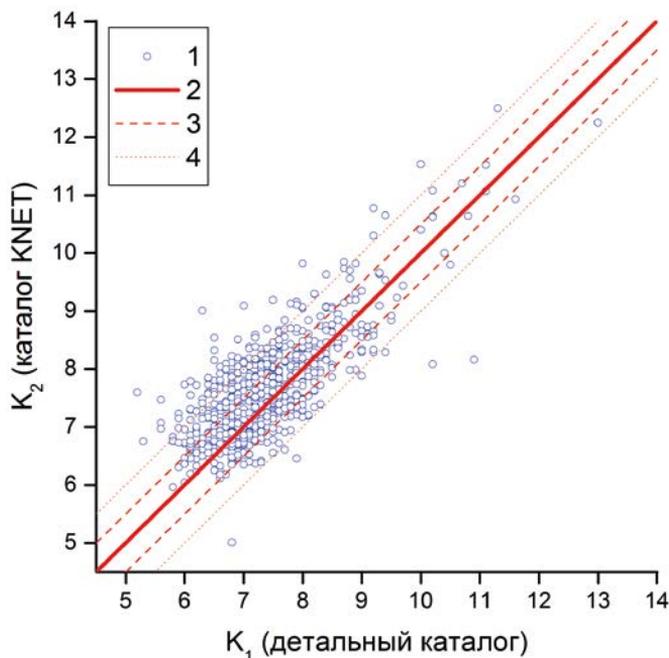


Рис. 5.16. Диаграмма рассеяния энергетических классов общих для каталога KNET и детального каталога землетрясений. 1 — исходные данные; 2 — прямая $K_2 = K_1$; 3 — диапазон $K_2 - K_1 = \pm 0.5$; 4 — диапазон $K_2 - K_1 = \pm 1$.

5.2.5. Связь энергетических классов с размерами очагов землетрясений

Региональные соотношения между энергией и размером очага могут отличаться от «среднемировых», приведённых в разделе 2.4.3. Для оценки степени согласия региональных соотношений с мировыми были построены диаграммы рассеяния энергетических классов и размеров очагов, оценённых по размерам афтершоковых областей (рисунок 5.17). Афтершоки, напомним, идентифицировались для главных событий с $K \geq 10$. В качестве оценки размера очага использовался корень квадратный из площади облака эпицентров афтершоков, аппроксимированного эллипсом, включающим в себя 96 % афтершоков.

На рисунке 5.17 видно, что для обоих каталогов точки смещены в область меньших классов по отношению к «среднемировой» зависимости. Возможно, это смещение связано с различием алгоритмов оценки размеров очагов землетрясений при получении «среднемировой» зависимости и в нашем случае. Регрессионные оценки наклонов зависимости K от $\lg l$ в пределах ошибок согласуются со «среднемировым» значением. Поскольку при оценке параметра сейсмического режима q используется только величина наклона (см. раздел 3.2), для обоих каталогов мы будем пользоваться «среднемировым» значением.

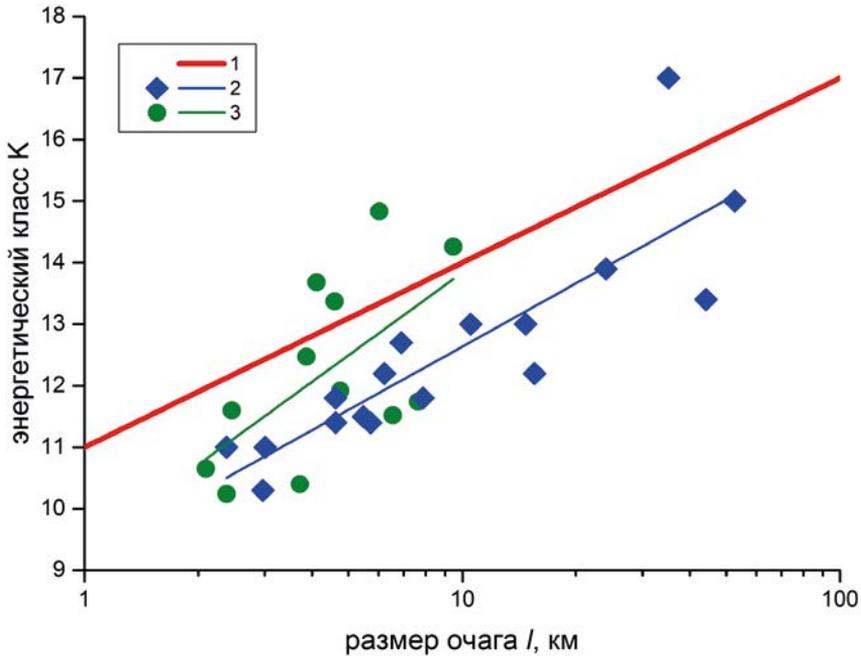


Рис. 5.17. Энергетический класс и размер очага землетрясений, оценённый по размерам афтершоковых областей. 1 — «среднемировая» зависимость $K = 3 \lg l + 11$; 2 — детальный каталог: исходные данные и регрессия $K = (3.4 \pm 0.7) \lg l + (9.3 \pm 0.9)$; 3 — каталог KNET: исходные данные и регрессия $K = (4.5 \pm 1.9) \lg l + (9.4 \pm 1.2)$.

5.2.6. Выбор пространственной области для анализа временных вариаций

Выбор рабочей пространственной области осуществлялся итерационно посредством тестовых оценок параметров сейсмического режима и их вариаций при различных параметрах пространственной селекции. В результате были выбраны два варианта цилиндрической области, ограниченной радиусом в 150 км от центра диполя (координаты питающих электродов $42.714767^\circ \text{ N}$, 74.68905° E и $42.678567^\circ \text{ N}$, $74.683733^\circ \text{ E}$) и глубинами 16 км или 6 км.

Выбор радиуса рабочей области определялся двумя соображениями: априорными предположениями о возможном расстоянии влияния возмущения на сейсмичность и структурой сейсмичности региона. По современным данным переходные афтершоковые режимы, вызываемые такими сильными воздействиями, как землетрясения, охватывают области, не более чем на порядок превосходящие размер очага главного события [Молчан, Дмитриева, 1991; Kagan, 2002]. Размер зондирующего диполя составляет 4 км. Следовательно, по аналогии, радиус рабочей области анализа в нашем случае можно оценить примерно в 50 км. Сейсмоактивная зона на юге от диполя целиком попадает в его 150-километровую окрестность (рисунок 5.12). Мы

сочли нецелесообразным расчленять её, выделяя 50-километровую часть и исключая всё остальное, поскольку современные представления физики сейсмического режима допускают возможность активации всей зоны источником, расположенным у её края.

Выбор глубины определялся в первую очередь информацией о глубине проникновения тока зондирования — в [Сычѳв, 2008] отмечается: «При пусках генератора в первичном диполе с разносом электродов 4.2 км и сопротивлением 0.4 Ом возбуждался ток от 280 А до 2.8 кА, который распределяется в земной коре, доходя до глубин 25 км ...» (стр. 64). Учитывалась также невысокая точность оценок глубин в детальном каталоге, в котором данные о глубинах представлены с дискретностью в 5 км. Порог в 16 км был выбран для того, чтобы избежать возможных ошибок округления. Добавление более глубоких событий мы считаем физически не обоснованным, но в любом случае их доля составляет всего 10 % от выбранных событий с глубинами до 16 км.

Альтернативный выбор максимальной глубины рабочей зоны составил 6 км. Эта величина определяется выводами предшествующих исследований о наиболее эффективном отклике сейсмичности на зондирования в пятикилометровом слое коры ([Сычѳв, 2008] и обзор в ней). Цифра 6 выбрана также для исключения эффекта округления грубых данных каталогов. Не принимая и не отвергая априорно бесспорность предшествующих выводов, мы провели собственные оценки вариаций сейсмичности в этом слое. В тех случаях, когда объѳм статистики не позволял делать достоверных выводов по этому слою, мы увеличивали порог глубин до 16 км.

5.2.7. Рабочий каталог землетрясений

Приведѳнные выше результаты анализа однородности имеющихся сейсмических каталогов (детального и KNET) свидетельствуют, что каталоги сопоставимы по энергетической шкале и другим параметрам. Это позволяет сформировать на их основе единый рабочий каталог.

На рисунке 5.18 представлены вариации основных параметров сейсмического режима — наклона графика повторяемости и активности (интенсивности высвобождения сейсмической энергии — см. раздел 3.1.3), рассчитанные по обоим каталогам в цилиндрической области (150 км от центра диполя и 16 км в глубину). События, по которым в каталоге отсутствует информация о глубине, исключались из рассмотрения, их доля по отношению к событиям с известной глубиной составляет 18 %. В соответствии с оценками представительности оба каталога отсеleктированы по энергетическому классу: $K \geq 7$.

На рисунке 5.18 видно, что кривые активности для обоих каталогов согласуются между собой начиная с 1996 года, а кривые наклона графика повторяемости — с конца 1997 года. Причина расхождения в начале интервала перекрытия каталогов нам неизвестна. С учётом этого стыковка каталогов была отнесена к концу интервала их перекрытия — к середине 1999 года: до этого времени в рабочий каталог были включены события из детального каталога, после — из каталога KNET. Дополнительные

исследования представительности детального каталога в пределах указанной выше цилиндрической области показали, что до 1978 года представительный класс равен 7.5, а начиная с 1978 года — 7.0. При формировании рабочего каталога афтершоки, идентифицированные в исходных каталогах, были удалены. Общий объем комбинированного рабочего каталога составляет 9576 событий.

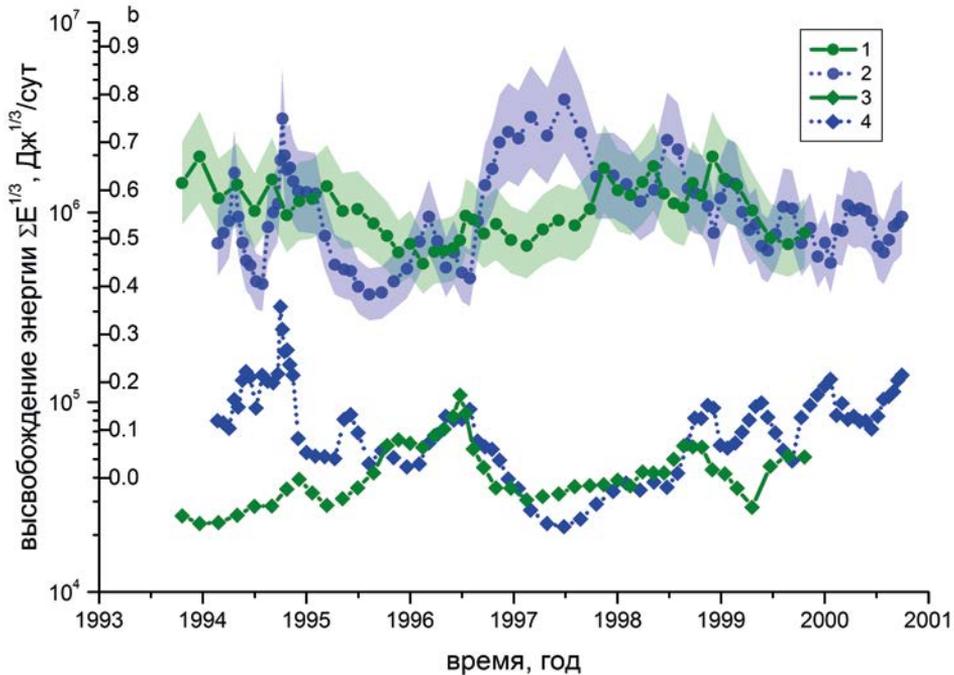


Рис. 5.18. Вариации наклона графика повторяемости и интенсивности высвобождения сейсмической энергии (см. формулу (3.10)), рассчитанные в цилиндрической области: 150 км от центра диполя, 16 км в глубину. Наклон графика повторяемости: 1 — детальный каталог, 2 — каталог KNET; затенением около кривых показаны погрешности оценок. Интенсивность высвобождения сейсмической энергии: 3 — детальный каталог, 4 — каталог KNET.

5.2.8. Вариации параметров сейсмического режима во времени

Параметры сейсмического режима оценивались в скользящих временных окнах (с перекрытиями), содержащих заданное количество событий. Это обеспечивает одинаковую статистическую представительность для всех окон и автоматически увеличивает детальность на тех временных интервалах, где имеется больше информации (больше частота событий).

На рисунке 5.19 представлены вариации наклона графика повторяемости и активности, рассчитанные в выбранной пространственной области. На графики нанесены также сеансы зондирования и землетрясения с $K \geq 12$, произошедшие в радиусе 300 км от диполя.

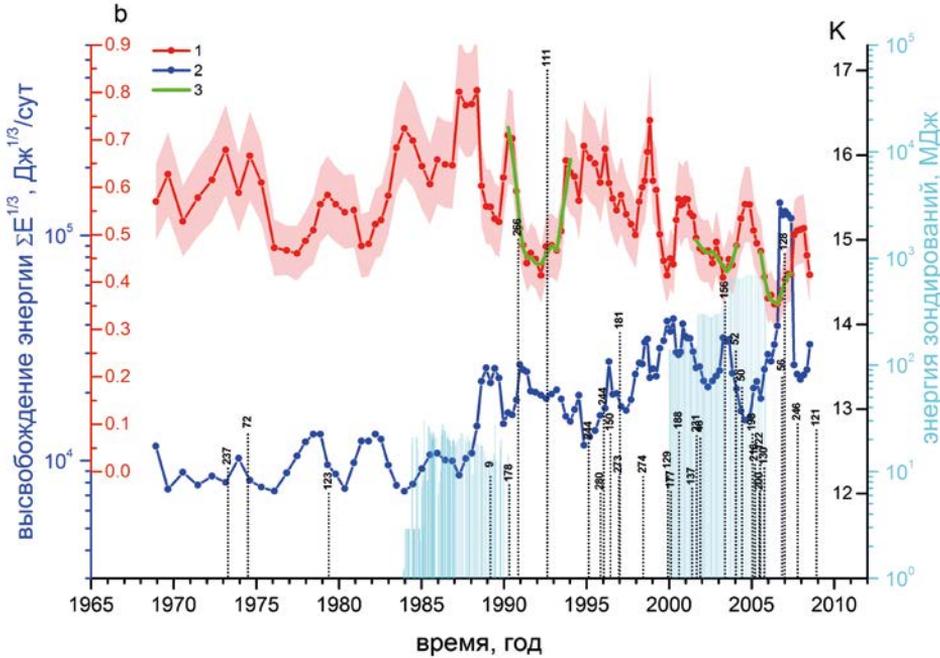


Рис. 5.19. Вариации наклона графика повторяемости (1) (затенением около кривой показаны погрешности) и интенсивности высвобождения сейсмической энергии (2), рассчитанные по данным рабочего каталога в цилиндрической области: 150 км от центра диполя, 6 км в глубину; для ближайших к диполу наиболее сильных землетрясений выделены вариации наклона графика повторяемости, характерные для процессов подготовки и последствия землетрясений (3). Вертикальными пунктирными линиями показаны землетрясения с $K \geq 12$, эпицентры которых попадают в круг радиуса 300 км от зондирующего диполя, сверху приведены расстояния от диполя, км. Сплошными вертикальными линиями показаны сеансы зондирования.

На рисунке 5.19 видно, что после окончания зондирования 1983–1990 годов, начиная примерно с 1995 года, значительно возросло количество относительно сильных землетрясений — это видно на рисунке по распределению событий с $K \geq 12$ — и заметно некоторое трендовое уменьшение наклона графика повторяемости. Видно также увеличение активности после 1988 года. Можно было бы предположить, что изменение сейсмического режима обусловлено зондированиями 1983–1990 годов. Однако более реалистичным нам представляется, что изменение режима является следствием Суусамырского землетрясения 19.08.92, $K = 17.0$, произошедшего на расстоянии 111 км от диполя.

Вариации наклона графика повторяемости, приуроченные ко времени Суусамырского землетрясения, прослеживаются на региональном уровне, в области гораздо большей, чем выбранная нами рабочая область в окрестности диполя. На рисунке 5.20 представлены вариации наклона графика повторяемости, рассчитанные по данным всего детального каталога, по всей покрываемой им территории.

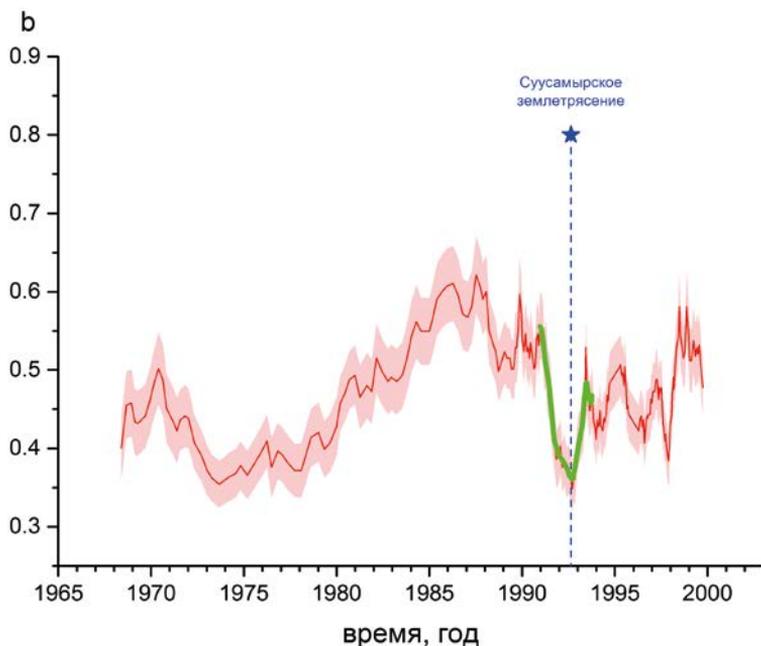


Рис. 5.20. Вариации наклона графика повторяемости, рассчитанные по данным всего детального каталога, по всей покрываемой им территории. Жирным выделена аномалия, характерная для процессов подготовки и последствия землетрясений, приуроченная к моменту Суусамырского землетрясения.

На рисунке хорошо видна аномалия, характерная для процессов подготовки и последствия землетрясений — уменьшение наклона графика повторяемости перед событием и увеличение после него [Завьялов, 2006; Смирнов, Пономарёв, 2004; Смирнов и др., 2010]. Эта же аномалия видна и на рисунке 5.19 (выделена на рисунке зелёной линией). Размер очаговой зоны Суусамырского землетрясения оценивается в 50–80 км [Кальметьева и др., 2009], соответственно, размер зоны его подготовки и последствия составляет первые сотни километров; эта зона включает в себя рассматриваемую цилиндрическую окрестность диполя (радиусом 150 км).

Сходные вариации наклона графика повторяемости видны до и после двух других наиболее сильных из ближайших к диполю землетрясений: 22.05.03, $K = 14.3$, и 25.12.06, $K = 14.8$ (выделены на рисунке 5.19 зелёной линией).

На рисунке 5.21 сведены вариации всех выбранных нами статистических параметров, рассчитанных для варианта селекции в радиусе 150 км и глубине до 6 км. На рисунке видно, что на интервалах зондирований 1983–1990 и 2000–2005 годов уменьшается расстояние от диполя до барицентра «облака» землетрясений; а в период зондирований с 1983 по 1990 г. размер этого облака увеличивается. На кривых наклона графика повторяемости, фрактальной размерности и параметра q не видно каких-либо характерных изменений, приуроченных к интервалам зондирований.

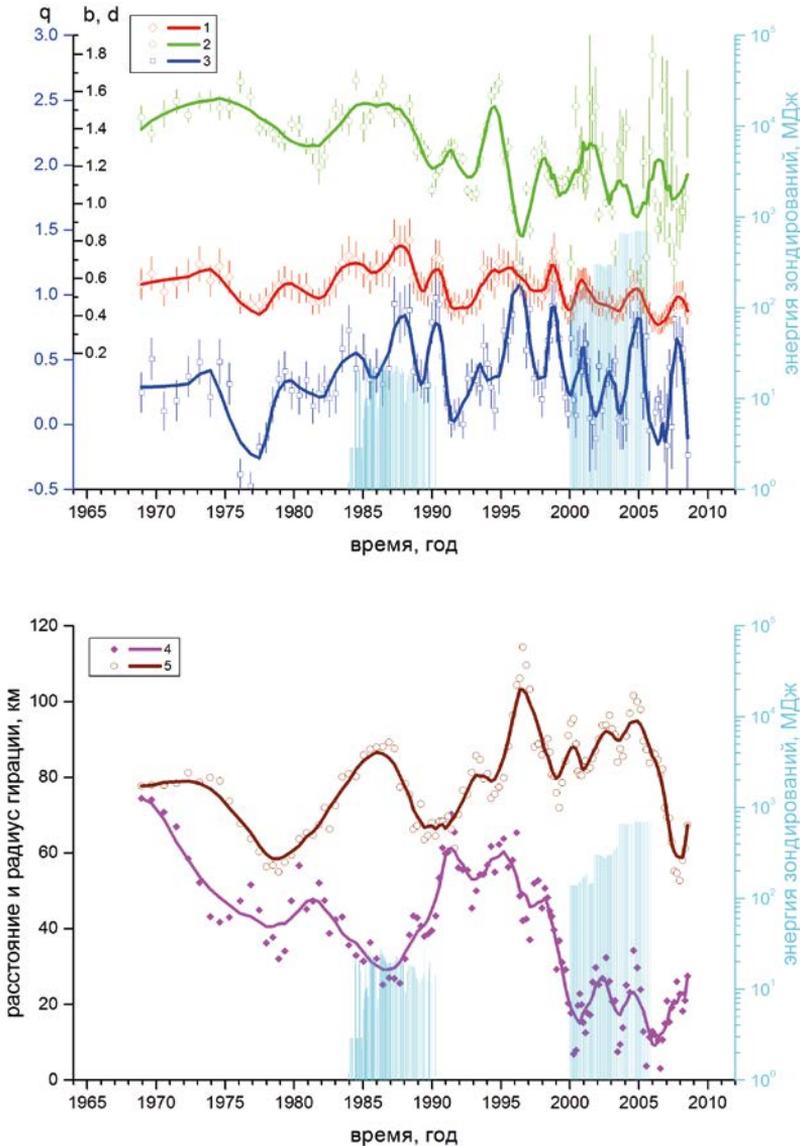


Рис. 5.21. Вариации статистических параметров сейсмического режима в цилиндрической области: 150 км от центра диполя, 6 км в глубину. 1 — наклон графика повторяемости, 2 — фрактальная (корреляционная) размерность множества эпицентров, 3 — параметр q , 4 — расстояние от середины диполя до барицентра «облака» сейсмичности, 5 — радиус гирации.

Рассмотрим более детально изменение параметров сейсмического режима во время интервалов зондирований и примем во внимание энергию зондирующих сигналов.

На рисунке 5.22 представлены вариации параметров сейсмического режима для интервала зондирований 1983–1990 годов.

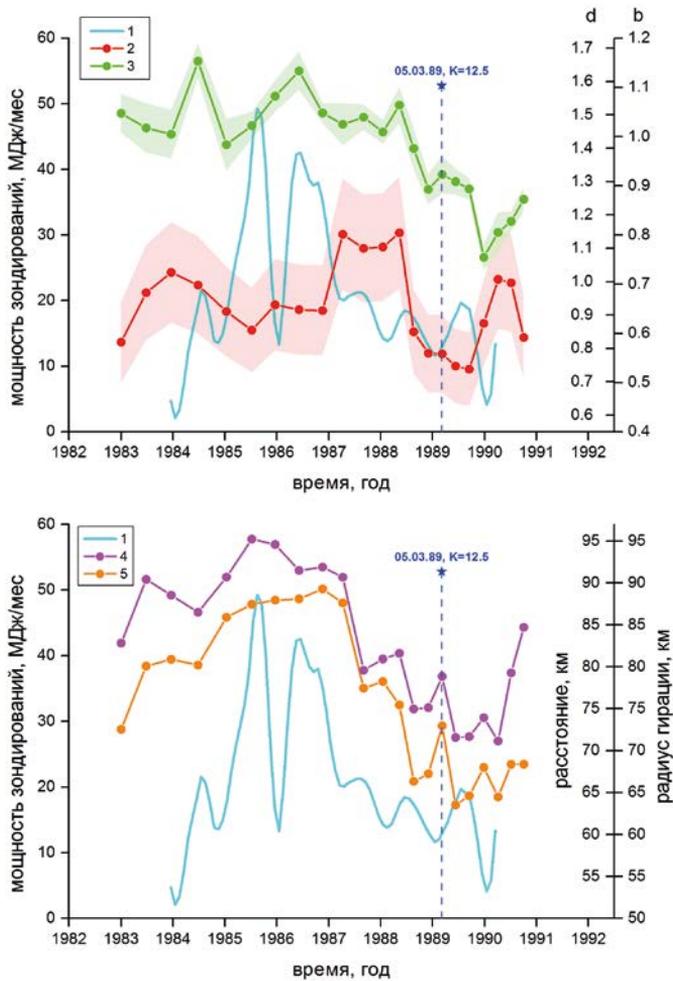


Рис. 5.22. Вариации параметров сейсмического режима для интервала электрозондирований 1983–1990 гг. 1 — средняя за месяц мощность зондирований (сумма за месяц энергий зондирующих импульсов); 2 — наклон графика повторяемости, 3 — фрактальная (корреляционная) размерность множества эпицентров, 4 — расстояние от диполя до бариецентра «облака» сейсмичности, 5 — радиус гирации. Показано землетрясение, произошедшее на расстоянии 9 км от диполя.

Видно, что фрактальная размерность, размер облака землетрясений и расстояние до его бариецентра уменьшаются тогда же, когда уменьшается мощность зондирований, а изменение наклона графика повторяемости в это время имеет бухтообразный характер. Однако интервал этих вариаций параметров сейсмического режима совпадает с интервалом подготовки землетрясения 05.03.89, $K = 12.5$, произошедшего на расстоянии всего 9 км от центра диполя. Бухтообразное изменение наклона графика повторяемости типично для процессов подготовки землетрясений [Завьялов, 2006], уменьшение расстояния до гипоцентра готовящегося землетрясения отвечает

известному эффекту стягивания сейсмичности к будущему очагу [Завьялов, 2006], а уменьшение фрактальной размерности и радиуса гирации свидетельствует об усилении кластеризации перед землетрясением [Соболев, Пономарёв, 2003]. Ввиду этого приведённые на рисунке 5.22 изменения параметров сейсмического режима естественно связать не с серией зондирований 1983–1990 годов, а с процессом подготовки землетрясения 05.03.1989.

На рисунке 5.23 показаны вариации параметров сейсмического режима в период зондирования с 2000 по 2005 год.

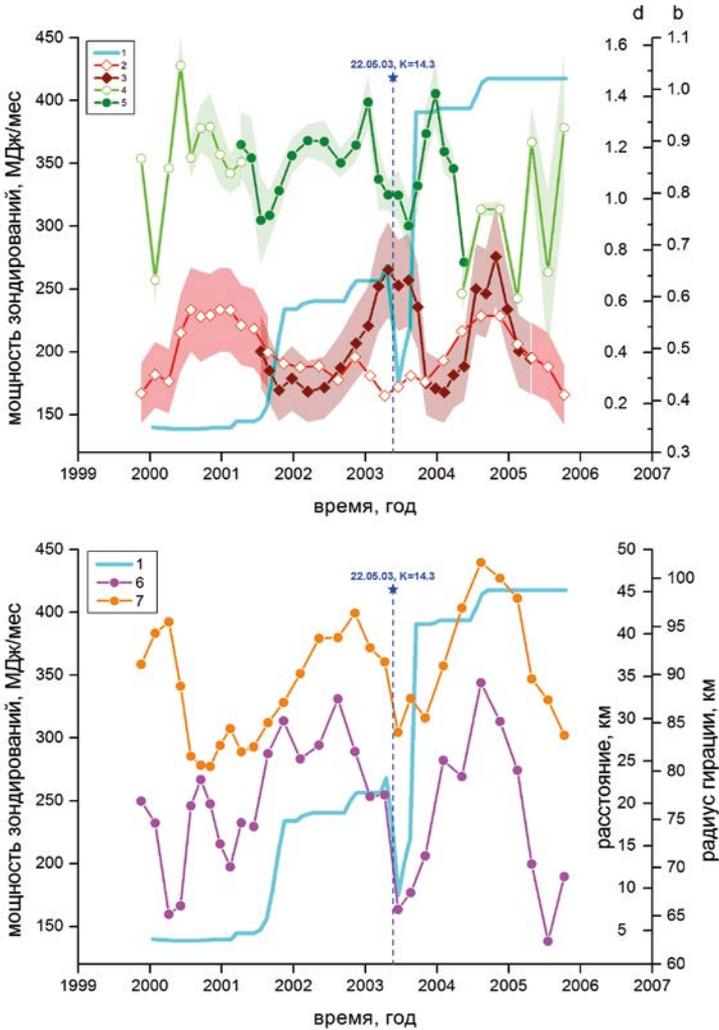


Рис. 5.23. Вариации параметров сейсмического режима для интервала электрозондирования 2000–2005 гг. 1 — средняя за месяц мощность зондирований (сумма за месяц энергий зондирующих импульсов); 2 и 3 — наклон графика повторяемости в областях 150 и 70 км, соответственно; 4 и 5 — фрактальная (корреляционная) размерность множества эпицентров в областях 150 и 70 км соответственно; 6 — расстояние от диполя до барицентра «облака» сейсмичности, 7 — радиус гирации.

В этот интервал попадает землетрясение 22.05.03, $K = 14.3$ (соответствующая ему по времени аномалия наклона графика повторяемости отмечена на рисунке 5.19). Размер очага этого землетрясения, пересчитанный из его энергии, составляет 15 км, землетрясение произошло на краю выбранной для анализа пространственной области. Обусловленные им аномалии режима можно попытаться исключить, уменьшив радиус рассматриваемой области до 70 км. В этом случае она не будет включать в себя очаговую зону землетрясения 22.05.03. На рисунке 5.23 представлена комбинация параметров, рассчитанных в радиусе 150 км и 70 км от диполя. Видно, что характерный для процессов подготовки и последствия землетрясения минимум наклона графика повторяемости, заметный в 150-километровой области, исчезает в 70-километровой области, что подтверждает его связь с землетрясением 22.05.03.

На рисунке 5.23 можно заметить, что на первом и третьем этапах зондирований с разной мощностью повышенные значения наклона графика повторяемости приходятся примерно на середины интервалов зондирований. На втором этапе максимум на кривой b сдвинут в конец интервала (что, возможно, связано с неполным исключением влияния процессов подготовки и последствия землетрясения 22.05.03). Вариации остальных параметров режима не обнаруживают какой-либо заметной связи с этапами и мощностью зондирований.

Проведённый анализ вариаций параметров сейсмического режима в интервалах зондирований 1983–1990 и 2000–2005 годов не позволяет сделать заключения об их связи с зондированиями, поскольку значительная составляющая этих вариаций может объясняться процессами подготовки и последствия сильных землетрясений, попавших в интервалы зондирований и произошедших в рассматриваемой пространственной области или вблизи неё.

5.2.9. Спектральные характеристики сейсмического режима

Зондирования 2000–2005 годов проводились тремя этапами, отличающимися энергией зондирующих сигналов, но сохраняющими их периодичность [Сычёв, 2008]. На первых двух этапах интервал между зондированиями выдерживался равным 35 суткам, на третьем этапе — 49 суткам. Эти периодичности незначительно нарушались пропусками или сбоями в зондировании. Общее количество зондирований — 53.

Для выяснения вопроса о наличии или отсутствии периодических компонент в потоке землетрясений был проведён спектральный анализ, основанный на методике выявления периодичностей в точечных потоках, разработанной А. А. Любушиным (см. раздел 3.1.6). Напомним, что последовательность землетрясений рассматривается как точечный процесс с интенсивностью, изменяющейся во времени по закону $\lambda(t) = \mu(1 + a \cos(\omega t + \varphi))$ и оценивается глубина гармонической модуляции a на заданной сетки частот ω .

На рисунке 5.24 представлены спектры, рассчитанные для точечного потока зондирований, а также для тестового потока.

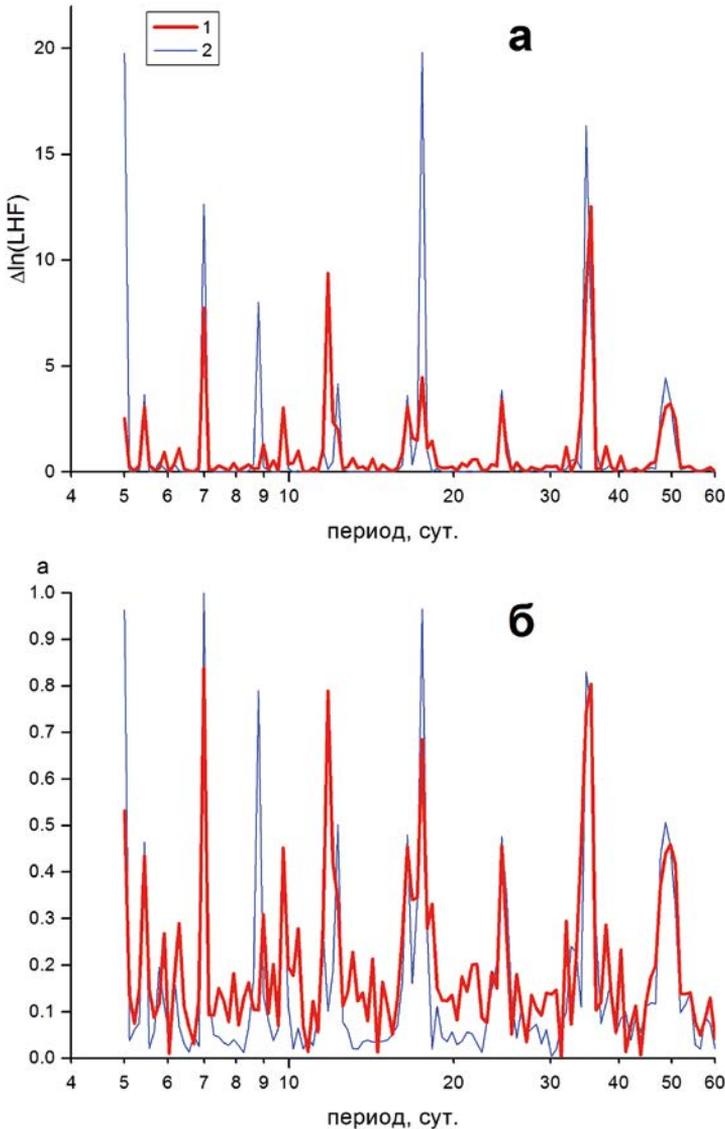


Рис. 5.24. Спектр последовательности зондирований 2000–2005 гг. а — спектр в приращении функции правдоподобия, б — спектр в величинах глубин модуляции. 1 — спектр последовательности зондирований, 2 — спектр тестовой последовательности.

Тестовый поток содержит 53 события, из них первые 37 следуют с интервалом 35 суток, а последующие 16 — с интервалом 49 суток, что соответствует схеме, заложенной в программу реальных зондирований. Спектр тестового потока приведён для иллюстрации работы алгоритма А. А. Любушина применительно к короткому ряду из 53 зондирований. На рисунке 5.24 хорошо видны пики, отвечающие основным периодам 35 и 49 суток, а также

пики на кратных частотах. Расхождение спектров реального и тестового точечных потоков обусловлено неточной реализацией схемы при проведении зондирований (пропусками и сбоями).

Зондирования 1983–1990 годов не следовали строго периодической схеме, хотя в первой половине этого эксперимента преобладали более короткие интервалы между зондированиями, а во второй — более длинные. На спектре (рисунок 5.25) видны две области с повышенными значениями спектральных компонент в диапазонах периодов 9–13 и 22–38 суток, соответствующих, вероятно, более коротким и более длинным интервалам между зондированиями.

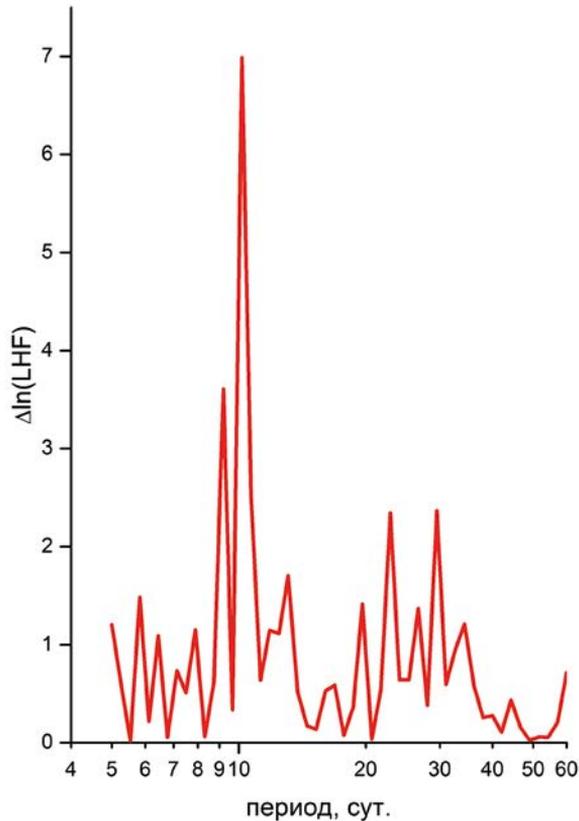


Рис. 5.25. Спектр последовательности зондирований 1983–1990 гг. в приращениях функции правдоподобия.

На рисунке 5.26 совмещены спектры потоков землетрясений в соответствующих интервалах зондирований со спектрами зондирований. В спектре сейсмичности за интервал зондирований 2000–2005 гг. (рисунок 5.26б) на периодах зондирования 35 и 49 суток видны небольшие пики. На интервале зондирований 1983–1990 гг. (рисунок 5.26а) какой-либо корреляции спектров сейсмичности и зондирований нет.

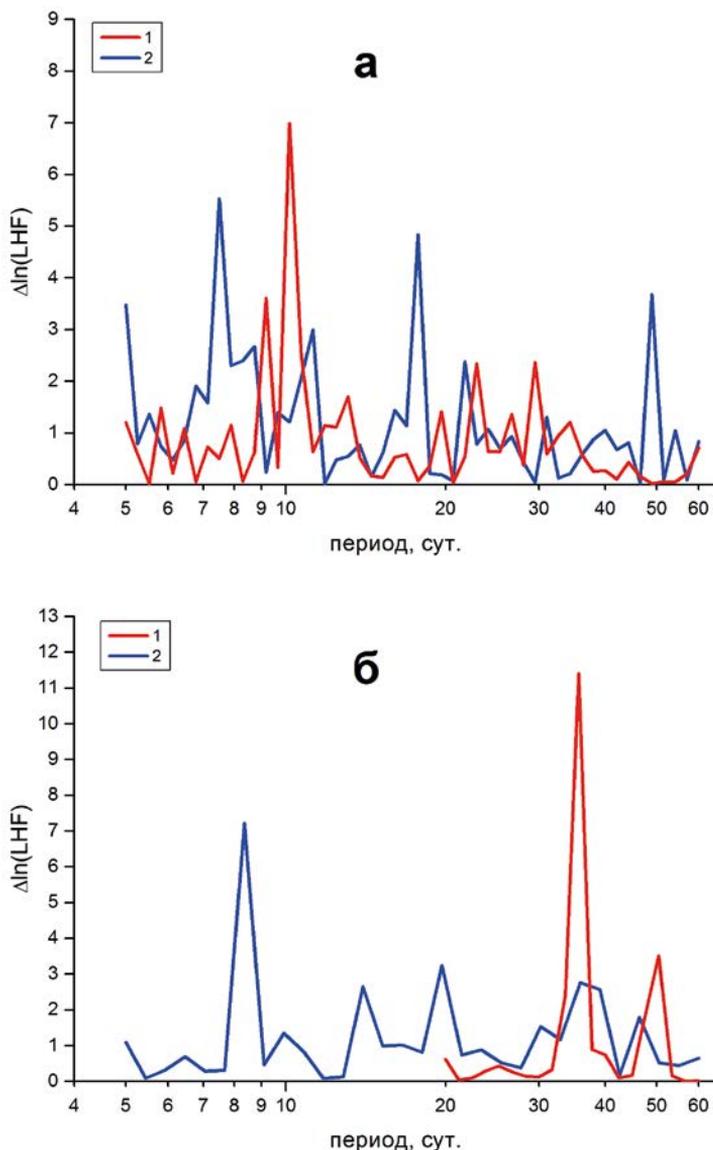


Рис. 5.26. Спектры последовательностей зондирований (1) и землетрясений (2). а — зондирования 1983–1990 гг., б — зондирования 2000–2005 гг. (в спектре зондирований показаны только пики, отвечающие периодам 35 и 49 суток).

На рисунке 5.27 представлена спектрограмма потока землетрясений за весь интервал времени, покрываемый рабочим каталогом в диапазоне периодов от 5 до 150 суток. Видно, что только в интервале первых этапов зондирования 2003–2005 годов в спектре сейсмичности проявляется соответствующая компонента с периодом 35 суток. На рисунке видно также возбуждение сейсмичности региона после Суусамырского землетрясения

1992 года (хотя афтершоки Суусамырского землетрясения были удалены из рабочего каталога). Это возбуждение проявляется в нескольких диапазонах периодов, один из которых близок к 35 суткам. Возможно, что это — один из «собственных» периодов сейсмичности региона, и поэтому отклик сейсмичности на зондирования 2000–2005 годов лучше проявляется именно на этом периоде.

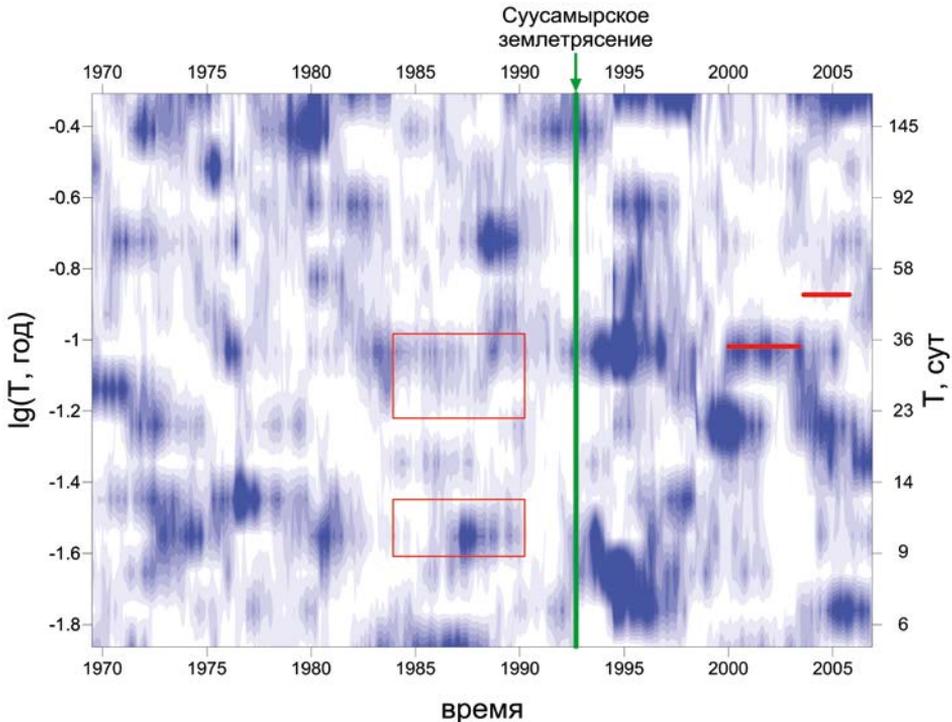


Рис. 5.27. Спектрограмма последовательности землетрясений за весь период наблюдений. Красными горизонтальными линиями отмечены периоды в 35 и 49 суток на интервале зондирований 2000–2005 гг., прямоугольниками — области периодов, в которых на интервале зондирований 1983–1990 гг. были отмечены повышенные значения спектральных компонент (рисунок 5.25).

Наличие в период зондирований 2000–2005 годов в спектре сейсмичности компонент, совпадающих по своим периодам с периодичностями зондирующих сигналов, можно рассматривать как свидетельство в пользу гипотезы о наличии отклика сейсмической активности на зондирования. Величины пиков в спектре сейсмичности в несколько раз меньше величин соответствующих пиков в спектре зондирований. Это, вероятно, следует объяснять существованием других процессов, вызывающих вариации сейсмического режима, таких, например, как отмеченные выше процессы подготовки и последствий сильных землетрясений в рассматриваемой пространственной области; иными, чем зондирования, эндогенными и экзогенными воздействиями на среду и т. д.

5.2.10. Вариации режима до и после актов зондирования

Для прояснения характера отклика сейсмического режима на зондирования рассмотрим вариации параметров режима в периоды до и после отдельных актов зондирования. Для обеспечения статистической представительности в этом случае приходится прибегать к технике синхронного накопления (известной также как наложение эпох или метод Бюй-Балло). Суть метода заключается в объединении сейсмических событий, относящихся на одно и то же время от момента зондирования, и последующем анализе полученных таким образом совокупностей землетрясений. Метод предполагает одинаковость отклика на все зондирования и случайность распределения других факторов (не связанных с зондированиями). При интерпретации результатов, полученных методом синхронного накопления, следует помнить, что оба этих предположения постулируются, хотя справедливость каждого из них неочевидна. Это обстоятельство является слабой стороной метода.

Выбор длительности интервалов времени до и после акта зондирования осуществлялся из следующих соображений. В работах по анализу электромагнитных воздействий на сейсмичность отмечается, что отклик сейсмического режима наблюдается в течение 5–15 суток после воздействия [Тарасов, Тарасова, 2011; Закржевская, Соболев, 2002; Сычёв, 2008]. Исходя из этого, а также учитывая диапазон длительностей интервалов между зондированиями, мы приняли 15 суток в качестве необходимого интервала времени после акта зондирования. В качестве интервала времени, необходимого для оценки параметров режима до акта зондирования, мы приняли сравнимую с этим величину 10 суток. Для того чтобы «хвост» возможного отклика на предыдущее зондирование не попадал в этот десятидневный интервал, время до предыдущего зондирования должно быть не менее $15 + 10 = 25$ суток. Таким образом, из каталога зондирований отбирались такие, чтобы время до предшествующего акта зондирования было не менее 25 суток, а до последующего — не менее 15 суток. Анализу подвергался интервал времени: 10 суток до и 15 суток после зондирования. Набор землетрясений, заключённых в интервале от 10 суток до и 15 суток после зондирования, а также сам этот интервал будем называть серией.

Выбранному критерию удовлетворяют 82 серии, содержащие 749 землетрясений рабочего каталога в пределах выбранной рабочей области пространства. Три из этих серий содержат сильные землетрясения (05.03.89, 22.05.03 и 02.06.04), для которых были выявлены аномалии сейсмического режима. Эти серии были исключены из анализа. Для каждого события оставшихся серий было вычислено сериальное время, отсчитываемое от нуля часов по Гринвичу (эта шкала использована в каталогах) тех суток, в которые осуществлялось зондирование (ноль часов по Гринвичу соответствует шести часам местного времени в день зондирования). Таким образом, события, произошедшие до дня зондирования, получили отрицательные значения времени в диапазоне $[-10,0]$, события в день зондирования — положительные значения в диапазоне $[0,1]$, а события в последую-

щие дни — положительные значения в диапазоне [1,15]. Совокупность всех событий, отсортированных по возрастанию сериального времени, составляет сериальный каталог объёмом 720 событий. По данным этого каталога в скользящих временных окнах, содержащих заданное количество событий, рассчитывались выбранные параметры сейсмического режима. Расчёты производились отдельно до и после дня зондирования (по отрицательным и положительным значениям времени).

На рисунке 5.28 представлены вариации параметров самоподобия сейсмического режима, рассчитанные в окнах по 30 событий со сдвигом окна на 5 событий, точки на графиках отнесены к среднеарифметическому времени событий внутри каждого окна. Поскольку объёмы статистических выборок на каждую точку графика невелики (30 событий), а временной интервал ограничен, для наклона графика повторяемости выполнялись оценки сверху и снизу согласно формулам (3.1) и (3.5). На рисунке 5.28 хорошо видно аномальное повышение величины b в день зондирования и некоторое повторное увеличение b на третьи сутки после зондирования с последующим спадом в течение примерно 4–5 суток. Вариации q просто повторяют вариации b , поскольку величина d не проявляет закономерных изменений.

Для выяснения возможности того, что представленные на рисунке 5.28 вариации наклона графика повторяемости обусловлены вкладом нескольких серий, содержащих наибольшее количество событий, эти серии исключались из анализа. Исключение серий осуществлялось последовательно начиная с самой большой (содержащей 24 события) и до тех пор, пока суммарная доля всех исключённых событий не составила заданную нами величину в 30 % от объёма всего сериального каталога. Расчёты наклона графика повторяемости по данным с исключёнными сериями показывают, что величина аномально высокого значения b в день зондирования изменяется в пределах 25 %, что не выходит за границы доверительных интервалов. Общая тенденция спада b также сохраняется (см. ниже, рисунок 5.30).

Для проверки возможного влияния серий, содержащих относительно сильные события, также проводилось их исключение — последовательно исключались целиком серии, энергетический класс максимального землетрясения которых был больше 12, 11 и 10. Доля максимального количества удалённых событий составила 28 % от объёма каталога. Расчёты вариаций наклона графика повторяемости показали, что после исключения оценка b сверху (по формуле (3.1)) в целом увеличилась примерно на 0.1. Процедура исключения серий с наиболее сильными событиями фактически является цензурированием, поэтому естественно, что оценки по формуле (3.1), не учитывающей цензурирования, дают такой результат. Оценка b снизу по формуле (3.5) практически не изменяется, поскольку она учитывает эффект цензурирования. Характер вариаций b после зондирования сохраняется (см. ниже, рисунок 5.30).

Таким образом, результат, представленный на рисунке 5.28, нужно признать устойчивым — он не связан с какой-то одной или несколькими аномальными сериями.

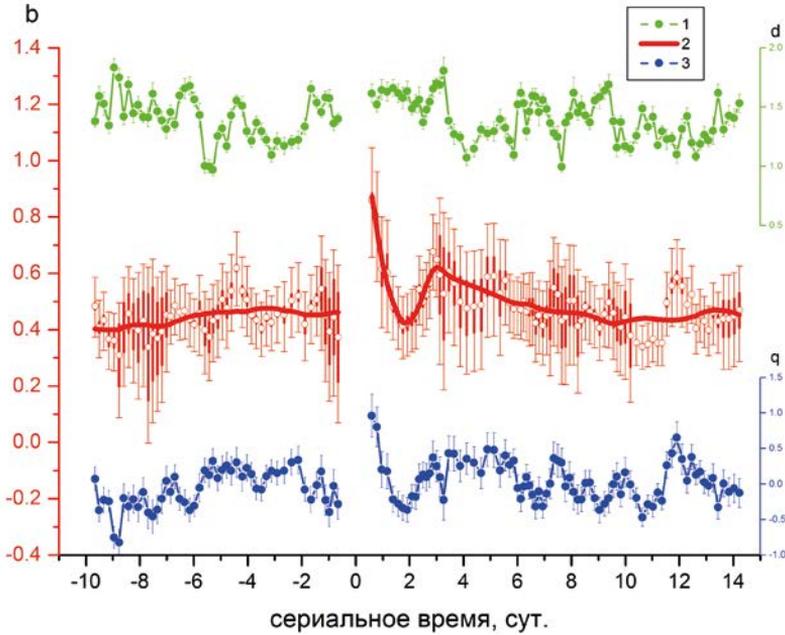


Рис. 5.28. Вариации параметров сейсмического режима до (отрицательные значения времени) и после (положительные значения времени) зондирований, рассчитанные по данным сериального каталога. 1 — фрактальная (корреляционная) размерность множества эпицентров, 2 — наклон графика повторяемости, 3 — параметр q . Жирными вертикальными линиями для наклона графика повторяемости показаны диапазоны между оценками наклона графика повторяемости сверху и снизу согласно формулам (3.1) и (3.5) соответственно; точками показаны середины этих диапазонов, сплошная линия — их сглаженные значения. Статистические погрешности оценок границ диапазонов рассчитывались по формулам (3.2) и (3.6).

Наибольшая аномалия наклона графика повторяемости приходится на день зондирования и последующие несколько суток. Для того чтобы более детально рассмотреть вариации режима на этом интервале, мы изменили правило отбора серий. Поскольку длительность спада величины b после зондирования не превосходит 10 суток (см. рисунок 5.28), мы сократили минимальный интервал до акта зондирования с 25 до 13 суток, после зондирования — с 15 до 3 суток. Это увеличивает статистику и позволяет уменьшить скользящее временное окно. Результаты расчётов ряда параметров режима представлены на рисунке 5.29. Сериальное время представлено в часах, отсчитываемых от нуля часов местного времени тех суток, в которые проводилось зондирование. Разрешение по времени составляет 4–8 часов (в зависимости от интенсивности потока событий).

На рисунке 5.29 видно, что наклон графика повторяемости достигает своего максимума к 15 часам местного времени. С учётом имеющейся информации о том, что зондирования проводились в основном в первой половине дня (а их длительность в эксперименте 2000–2005 годов составляла 200 минут, или 3.3 часа), это означает, что рост b приходится непосредственно на время зондирования. На это же время приходится и незначительное

локальное увеличение активности. Спад наклона графика повторяемости заканчивается примерно к концу вторых суток. На интервал уменьшения b приходится минимальное значение активности и начало её роста, максимума активность достигает к началу третьих суток.

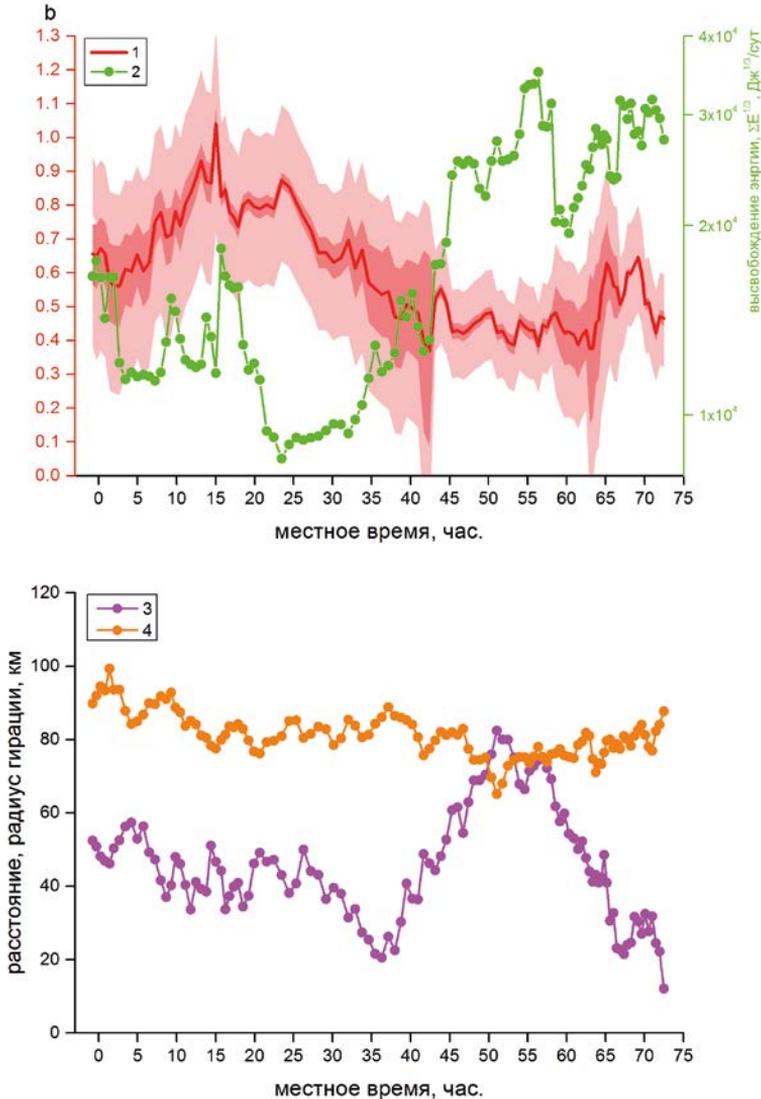


Рис. 5.29. Вариации сейсмического режима в первые сутки после зондирования, рассчитанные по данным сериального каталога. Сериальное время пересчитано в часы и переведено в местное время, начало отсчёта соответствует нулю часов суток, в которые проводилось зондирование. Эффективное разрешение по времени составляет 4–8 часов (в зависимости от интенсивности потока событий). 1 — наклон графика повторяемости, затенениями показаны интервал между оценками сверху и снизу и их доверительный интервал; 2 — интенсивность высвобождения сейсмической энергии; 3 — расстояние от диполя до барического «облака» сейсмичности; 4 — радиус гирации.

На рисунке 5.30 представлены вариации наклона графика повторяемости в первые сутки, рассчитанные с исключением серий, содержащих наибольшее количество событий, и серий, включающих наиболее сильные события, согласно критериям, описанным выше. Видно, что при исключении до 30 % событий сериального каталога характер вариаций сохраняется. Это иллюстрирует сделанный выше вывод об устойчивости результатов, полученных методом синхронного накопления.

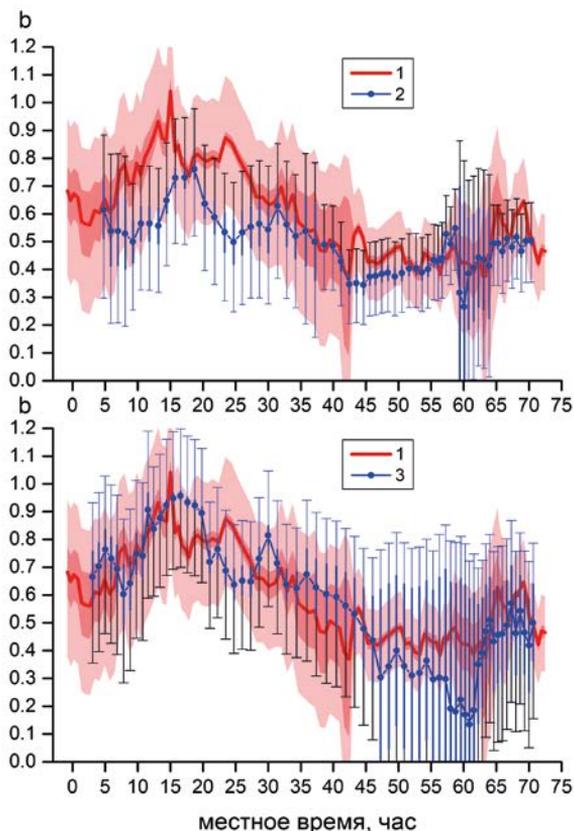


Рис. 5.30. Вариации наклона графика повторяемости в первые сутки после зондирования, рассчитанные по данным сериального каталога с исключением серий. 1 — все данные, затемнениями показаны интервал между оценками сверху и снизу и их доверительный интервал; 2 — исключение серий, содержащих наибольшее количество событий (более 16), 3 — исключение серий, включающих наиболее сильные события ($K > 10$). Жирными вертикальными линиями показаны диапазоны между оценками наклона графика повторяемости сверху и снизу, точками показаны середины этих диапазонов.

5.2.11. Резюме

Анализ каталогов землетрясений в области проведения натурных экспериментов по зондированию литосферы электрическими импульсами, проведенный на масштабе времени в первые годы, выявил изменения параметров

сейсмического режима, некоторые из них приходится и на интервалы зондирований 1983–1990 и 2000–2005 годов. Однако эти изменения не являются уникальными или особенными. Нам не удалось найти явных доказательств связи вариаций сейсмического режима на характерных временах в первые годы исключительно с зондированиями. По своему характеру и длительностям выявленные на этом масштабе вариации вполне могут объясняться процессами подготовки и последствия сильных землетрясений, произошедших в окрестностях зондирующего диполя.

Анализ, проведенный на масштабе нескольких суток, позволяет говорить о следующих основных результатах.

а). Наибольшее изменение сейсмического режима, выражающееся в увеличении наклона графика повторяемости, происходит непосредственно в период осуществления актов зондирования.

б). Эффект «последствия» — постепенное уменьшение наклона графика повторяемости длится около 35 часов.

в). Активность во время зондирования незначительно увеличивается и затем в течение 10 часов резко падает. После этого, в период уменьшения наклона графика повторяемости, активность увеличивается и достигает максимума через двое суток после зондирований, когда наклон графика повторяемости достигает минимума, возвращаясь к своему фоновому уровню.

г). К середине третьих суток после актов зондирования наклон графика повторяемости снова достигает локального максимума, а затем медленно спадает примерно в течение 4–5 суток (рисунок 5.28). Этот эффект выражен слабее, чем эффект в момент зондирований, изменение величины b соизмеримо с величиной вариаций перед зондированием.

д). Остальные рассмотренные нами параметры сейсмического режима не демонстрируют явных аномалий, связанных с зондированием.

Отметим, что перечисленные результаты содержат как подтверждающую, так и совершенно новую составляющую. Мы подтвердили выводы предшествующих исследований в части наличия задержанного примерно на двое суток отклика сейсмичности, проявляющегося в увеличении сейсмической активности. Новым является обнаружение мгновенного отклика индуцированного сейсмического режима, проявляющегося в увеличении наклона графика повторяемости непосредственно на интервале проведения зондирований.

Заключение главы 5

Натурные эксперименты по локальному увеличению порового давления вследствие закачки жидкости в скважину и пропусканию импульсов электрического тока между электродами диполя в земной коре позволили выявить и прояснить ряд закономерностей возбуждения и релаксации сейсмического режима, вызванных воздействиями на геофизическую среду. По своей сути эти закономерности оказались схожими с закономерностями природных переходных режимов сейсмичности, рассмотренных в предыдущей главе.

Ступенчатый режим инъекции воды в глубокую скважину вызвал отклик микросейсмичности, инициированной в области среды, окружающей необсаженную часть скважины. Отклик имеет вид сейсмических роёв с постепенным нарастанием активности, длительность которого на порядок больше, чем длительность нарастания ступеньки давления инжектируемой воды. Активность достигает максимума значительно позже окончания нарастания инициирующей ступени, на интервале, когда давление поддерживается постоянным. В этом смысле натуральный эксперимент можно рассматривать как модель задержанного отклика наведённой сейсмичности при заполнении и эксплуатации водохранилищ. В эксперименте создаётся контролируемое локализованное в пространстве (в необсаженной части скважины) увеличение порового давления, распространение которого в среде инициирует сейсмическую активность. Немедленный отклик в эксперименте отсутствует, поскольку отсутствует нагрузка на поверхность среды и, соответственно, отсутствует сжатие каркаса горных пород, ответственное за немедленный отклик (см. главы 1 и 4).

Задержка максимума инициированной активности увеличивается с ростом величины инициирующего давления, а величина активности зависит от давления воды в соответствии с формулой Журкова. Это указывает на кинетическую природу возбуждения наведённой сейсмичности, механизмами которой могут быть диффузия флюида и кинетика разрушения.

Увеличение размера сейсмогенной области во времени в ходе всего эксперимента происходит быстрее, чем в модели стационарной линейной диффузии флюида. Это указывает на наличие механизма роста области разрушения, действующего самостоятельно или в дополнение к гидродинамическому механизму. Таким механизмом, по нашему мнению, может быть кинетика трещинообразования, приводящая к нелинейным диффузионным эффектам [Shapiro, 2015].

В разделе 4.4 мы привели аргументы в пользу того, что миграция сейсмичности, инициированной заполнением водохранилища Койна, опережает диффузию флюида. Развитие разрушения там, по-видимому, увеличило проницаемость вдоль трассы миграции, определив тем самым преобладающее направление последующего обводнения в области Койна-Варна. Результаты натурального эксперимента в Сульц-су-Форе также свидетельствуют, что динамика роста области сейсмогенерации не может быть объяснена пассивным «отслеживанием» линейной диффузии закачиваемой в скважину жидкости, а является следствием сложного взаимодействия процесса разрушения и диффузии. Существование «сухих» волн «диффузии разрушения», инициированных как обводнением части среды, так и чисто механическими изменениям состояния среды, подтверждается прямыми лабораторными экспериментами (см. разделы 6.4.3, 6.12).

Возбуждение и релаксация сейсмичности, инициированной ступенькой порового давления, сопровождается перераспределением интенсивности процесса разрушения по масштабам. Возбуждение реализуется переходом разрушения с младших уровней на старшие (обратный каскад, сценарий ЛНТ), а релаксация — переходом со старших уровней на младшие (прямой каскад, сценарий афтершоков). Такой же результат был получен для

сезонных компонент наведённой сейсмичности в области Койна-Варна (глава 4).

На интервале всего эксперимента по закачке воды в скважину параметры самоподобия инициированной сейсмичности — наклон графика повторяемости b , а вместе с ним и параметр цикла разрушения q , — уменьшаются со временем, что указывает на постепенный переход разрушения на всё большие масштабы — происходит постепенное укрупнение сейсмических событий, схожее со сценарием ЛНТ подготовки землетрясений, но не переходящее в лавинообразную стадию. Значение уменьшающегося наклона графика повторяемости по мере роста инициирующего давления и развития процесса разрушения не достигает в конце эксперимента величины, обусловленной структурой неоднородностей среды и характерной для тектонической сейсмичности в фоновом режиме. Это указывает на то, что процесс формирования сейсмогенной структуры, характерной для регулярной фоновой сейсмичности тектонически активных областей, в условиях проведённого эксперимента не был достигнут. Можно предположить, что величина давления воды и длительность его действия недостаточны для превращения области эксперимента в состояние, характерное для тектонических регионов с развитой фоновой сейсмичностью. Более подробно вопрос о проявлении динамических и структурных факторов в изменениях наклона графика повторяемости будет обсуждаться в главе 7 с привлечением данных лабораторного моделирования.

В эксперименте по воздействию на сейсмический режим мощных электрических импульсов также обнаруживается изменение наклона графика повторяемости землетрясений в переходном режиме. В отличие от предшествующих исследований электромагнитного зондирования литосферы Земли нами был обнаружен немедленный отклик сейсмического режима, проявляющийся в увеличении наклона графика повторяемости непосредственно на интервале проведения зондирования. Вопрос о природе и механизме воздействия электрических полей на процесс разрушения в литосфере давно дискутируется, но до сих пор остаётся открытым. Один из возможных механизмов был исследован нами в лаборатории, в экспериментах по повышению порового давления флюида в горных породах при нагреве его электрическим током (см. раздел 6.11.2). Эксперименты показали, что активизация акустической эмиссии происходит синхронно с увеличением тока, пропускаемого через образец. Отсутствие задержки объясняется тем, что электрический ток, «мгновенно» (в масштабе времени сейсмического режима) распространяясь в тонких поровых каналах, нагревает флюид и повышает тем самым поровое давление одновременно во всём объёме среды. Такой механизм сродни механизму немедленного отклика наведённой сейсмичности, когда механическая нагрузка на поверхность литосферы «мгновенно» (со скоростью упругих волн) распространяется по каркасу горных пород и, сжимая их, увеличивает поровое давление одновременно во всём объёме среды.

Спустя 10–15 часов после прекращения электрического зондирования литосферы наклон графика повторяемости начинает уменьшаться, а сейсмическая активность — увеличиваться. Такой сценарий отмечался нами при

возбуждениях различных переходных режимов, инициированных заполнением водохранилищ, сезонными колебаниями уровня воды, закачкой воды в скважину. Он связывается с самоподдерживающимся процессом взаимодействия, слияния и, как следствие, укрупнения трещин и сейсмогенных разрывов и, по-видимому, не зависит от способа его «запуска».

К середине третьих суток после актов зондирования наклон графика повторяемости снова достигает локального максимума, а затем медленно спадает примерно в течение 4–5 суток. Этот эффект выражен слабее, чем эффект в момент зондирований, и изменение величины b соизмеримо с величиной фоновых вариаций.

Глава 6. Лабораторное моделирование переходных режимов

Оценка динамических характеристик основных процессов, инициирующих переходные режимы сейсмичности, показала, что из всех геодинамических возбудителей в естественных условиях наибольший эффект в переходных процессах дают изменения напряжений и состояния среды, вызванные динамическими процессами в очаговых областях землетрясений, а также заполнение водохранилищ (см. главу 1). В соответствии с этим в предыдущих разделах были рассмотрены переходные сейсмические режимы афтершоковых последовательностей и флюидно-инициированной наведённой сейсмичности. В настоящей главе представлены результаты лабораторного моделирования этих явлений.

Механизмы наведённой сейсмичности, вызванной заполнением и эксплуатацией водохранилищ, опираются на два основных фактора, ответственных за возбуждение сейсмического режима. Первый определяется дополнительной механической нагрузкой, вызванной давлением воды на ложе водохранилища. Второй связан с проникновением флюида в земную кору в окрестности водохранилища. При этом влияние флюида заключается как в повышении порового давления и уменьшении эффективной прочности, так и в уменьшении физической прочности вследствие физико-химических процессов взаимодействия флюида с горными породами. Уменьшение прочности материала земной коры в окрестностях водохранилища рассматривается в настоящее время как основной механизм флюидной инициации наведённой сейсмичности.

Опыт лабораторных исследований по физике сейсмического режима свидетельствует, что дополнительная механическая нагрузка может быть смоделирована в лаборатории силовой ступенькой нагружения, создаваемой прессом. Силовое воздействие должно осуществляться с различной скоростью нагружения, поскольку известные случаи заполнения водохранилищ указывают на существенно различное проявление сейсмического отклика в зависимости от скорости заполнения. Режимы силовой инициации позволяют исследовать влияние уровня действующих напряжений (чего лишены натурные исследования), а также скорости и величины инициирующего воздействия.

Динамические явления в очаговых областях землетрясений, инициирующие афтершоковые процессы, также связаны с изменениями напряжённо-деформированного состояния среды. Соответственно, их лабораторное моделирование тоже можно осуществлять ступенчатыми режимами с различной скоростью нагружения. При этом лабораторная техника обеспечивает возможность моделирования процессов разрушения на различных глубинах — применяя режимы нагружения в условиях всестороннего сжатия; для различной структурной неоднородности материала — применяя технику проращивания разломов; различных свойств среды — применяя технику обводнения образца.

Применительно к проблеме наведённой сейсмичности уменьшение прочности среды при увеличении порового давления хорошо изучено как экспериментально, так и теоретически. Закономерности влияния на сейсмичность физико-химических механизмов разупрочнения, напротив, практически не изучены применительно к натурным условиям, несмотря на известную теоретическую основу этого явления [Травкин, 2009] и наличие установленных фактов флюидной инициации сейсмичности без значительного увеличения порового давления, например в невулканических сейсмических роях. Как показывают результаты экспериментов, добавки влаги в нагруженные аморфные материалы и горные породы резко снижают поверхностную энергию (см. обзор закономерностей и механизмов эффекта Ребиндера в [Малкин, 2010]), что обеспечивает рост трещин при более низких напряжениях [Соболев и др., 2006, 2010; Соболев, Пономарёв, 2011]. Это определяет актуальность экспериментального исследования явления флюидной инициации разрушения, как при изменении порового давления в насыщенных материалах, так и при обводнении сухих сред.

В этой главе приведён краткий очерк ключевых лабораторных исследований в области физики очага землетрясения и представлены результаты лабораторного моделирования переходных режимов сейсмичности в соответствии со следующей концепцией.

- Моделирование переходных режимов, отвечающих афтершоковым процессам и наведённой сейсмичности, связанной с водохранилищами, выполняется для прояснения природы выявленных в натуральных условиях эффектов и закономерностей:
 - перераспределение интенсивности процесса разрушения по масштабам;
 - задержка сейсмического «отклика» относительно инициирующих воздействий;
 - характер распространения возбуждения в пространстве;
 - проявление структурных и динамических факторов (роль структуры и напряжённого состояния среды).
- В соответствии с представлениями о природе инициации природных переходных режимов эксперименты различаются по типу инициации разрушения:
 - «Силовая» инициация — изменение напряжённого состояния образца.
 - Моделирование изменения напряжённого состояния в очаговой зоне главного события — как инициация афтершоковых процессов.
 - Моделирование дополнительной нагрузки весом воды ложа водохранилища при его заполнении и в процессе эксплуатации — как инициация наведённой сейсмичности, связанной с водохранилищами (механизм немедленного отклика).
 - Флюидная инициация — обводнение сухого образца и повышение порового давления в насыщенном образце.

- Моделирование обводнения и изменения порового давления в окрестности водохранилищ — как инициация наведённой сейсмичности (механизм задержанного отклика).
- В экспериментах варьируются:
 - Напряжённое состояние — по величине, скорости изменения и типу (соотношению девиаторного, шарового тензоров и порового давления).
 - Свойства образцов: сухие — обводнённые, целые — с разломом; используются различные горные породы и искусственный материал.
- По данным, полученным в экспериментах, оцениваются те же параметры переходных режимов разрушения, что и при натуральных исследованиях переходных режимов сейсмического процесса.

6.1. Очерк ключевых лабораторных исследований по физике очага землетрясений

Одной из принципиальных проблем исследований в области физики сейсмического режима является недостаточная эмпирическая информация о свойствах и состоянии среды в очаговых зонах землетрясений и в сейсмоактивных регионах в целом. Плохо известны также факторы, приводящие к существенным изменениям сейсмического режима. Лабораторные условия позволяют осуществлять исследование закономерностей разрушения геоматериалов и их моделей при целенаправленных вариациях параметров напряжённо-деформированного состояния среды и её физических свойств, что даёт возможность выявить принципиальные физические закономерности исследуемых процессов, а это, в свою очередь, составляет основу для развития адекватных физических представлений. Наиболее известные модели подготовки землетрясений, претендующие на объяснение природы предвестников, в большой степени опираются на результаты лабораторных экспериментов.

К концу 60-х годов XX века формируется научное направление «физика очага землетрясений», содержание которого составляет физика разрушения горных масс в условиях земных недр. Очаг землетрясения рассматривается в рамках этого направления как динамический разрыв сплошности геологической среды под действием напряжений, накопленных при сдвиговых тектонических деформациях [Костров, 1975; Физика ..., 1975; Scholz, 2019].

В основе схемы процесса подготовки землетрясения лежит представление о возникновении и развитии трещин, которые закономерным образом взаимодействуют в результате относительно медленных пространственно-временных изменений напряжённого состояния, меняя свойства среды и порождая вариации физических полей. Обобщённая картина трещинообразования в образцах горных пород при лабораторных испытаниях на сжатие была предложена Брейсом [Brace, 1971], согласно ей интенсивный рост микротрещин начинается на закритической (падающей) части реологической кривой; далее, при достижении критического напряжения,

возникают более крупные, магистральные трещины, которые разрушают образец.

Собственно факты укрупнения трещин в различных твёрдых телах перед их разрушением были выявлены экспериментально, после того как появились технологии прямых оценок геометрических параметров ансамблей микротрещин в нагружаемых материалах [Куксенко и др., 1975; Hadley, 1976; Соболев, Кольцов, 1980; Kranz, 1983; Wong, 1985; Moore, Lockner, 1995]. В результате массового микроскопического анализа размеров трещин, образующихся в идентичных образцах гранита при различном дифференциальном напряжении, было показано [Homand et al., 2000], что максимальная длина образующихся трещин возрастает с ростом напряжения в существенно большей степени, чем средняя и минимальная длина дефектов. Учитывая также значительный рост общего числа микротрещин, можно сделать вывод о возникновении более крупных разрывов за счёт слияния относительно мелких при взаимодействии их полей напряжений.

Механизм перехода от микро- к макротрещинам изучался в Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе РАН. Несмотря на существенные различия свойств исследованных материалов, было показано, что этот переход происходит при достижении некоторой предельной концентрации трещин и может быть описан с помощью безразмерного параметра концентрационного критерия разрушения, который отражает среднее расстояние между дефектами в единицах размеров самих дефектов [Журков и др., 1969, 1980]. Экспериментально подтвердилось, что концентрационный критерий вполне удовлетворительно описывает многоэтапный процесс накопления и укрупнения трещин в диапазоне по крайней мере 12 порядков их величины. В реальных условиях, вследствие структурной гетерогенности среды и неоднородного распределения напряжений, процесс разрушения протекает неравномерно, и предельные концентрации трещин могут реализоваться в локальных областях, где и будет возникать макроразрушение. Отметим, что неоднородность напряжённо-деформированного состояния геологической среды является одним из основных положений, на которых строятся гипотезы и модели подготовки землетрясений. Теоретические предположения о переходе от рассеянного, дисперсного накопления микротрещин к локализованному были подтверждены многочисленными экспериментами. Отметим прежде всего пионерские в этом отношении результаты опытов С. Д. Виноградова, Моги и Шольца [Виноградов, 1959; Mogi, 1962, 1968; Scholz, 1968] и кластеризацию трещинообразования при деформировании больших блоков горных пород [Соболев и др., 1982]. Последующие эксперименты показали, что локализация трещин наблюдается в довольно узкой зоне, которая трассирует «поверхность» будущего крупного разрыва [Yanagidani et al., 1985; Hirata, 1987; Lockner et al., 1992].

Стадии локализации деформации перед возникновением макротрещины были выявлены в образцах высокопластичной горной породы — пиррофиллита — методом лазерной голографии [Sobolev et al., 1987; Spetzler et al., 1989]. По-видимому, эти результаты одни из немногих (если не единственные), в которых экспериментально продемонстрировано подобное

разделение. Заметим, однако, что в этих опытах исследовалось поле поверхностных деформаций, а состояние среды в объёме нагружаемой модели не изучалось. Впоследствии было экспериментально подтверждено ключевое теоретическое положение ЛНТ-модели подготовки землетрясения о разделении области подготовки на зоны с противоположным характером изменения физических полей на примере измерений электрического сопротивления нагружаемой модели [Соболев, Пономарёв, 2003].

Из выполненных экспериментов следует, что деформация локализуется постепенно даже в хрупких материалах, к которым, в частности, относятся бетон и горные породы в условиях небольших давлений и температур, а неоднородность напряжённо-деформированного состояния даже первоначально довольно однородных материалов может возрастать в процессе деформирования в результате изменения свойств вблизи образующихся трещин разного масштаба.

К настоящему времени накоплен большой объём экспериментальных данных, свидетельствующих о значительных изменениях физических свойств горных пород и модельных материалов при подготовке разрушения. Обобщённые результаты исследований представлены, например, в [Мячкин, 1978; Walsh, 1982; Соболев, 1993; Paterson, Wong, 2005].

Исследование акустической эмиссии при лабораторном деформировании образцов горных пород широко распространено как один из наиболее перспективных подходов для выяснения закономерностей сейсмичности [Lockner, 1993]. Акустическую эмиссию и естественную сейсмичность роднит общий физический базис — оба этих явления вызваны динамическим развитием разрыва в твёрдом веществе, хотя размеры этих разрывов различаются на много порядков величины.

Сейсмичность обладает определённой организацией — структурой. Структура сейсмичности проявляется прежде всего в неравномерности распределения землетрясений в пространстве-времени-энергии и подчиняется определённой статистике — ей присущи фрактальные свойства [Дискретные ..., 1989; Садовский, Писаренко, 1991; Turcotte, 1989]. Эти свойства отражают статистическое самоподобие сейсмичности, что, в свою очередь, можно рассматривать как проявление общих закономерностей сейсмического процесса на разных масштабах.

Известны различные подходы к объяснению природы структуры сейсмичности, построенные на тех или иных априорных предположениях [Scholz, 2019; Соболев, 1993; Stefánsson, 2011]. Их разнообразие отражает как сложность проблемы, так и недостаток эмпирических сведений, в первую очередь о закономерностях формирования наблюдаемой структуры сейсмичности (поля разрушений). Получение такой информации при натурных исследованиях осложнено спецификой самого объекта исследований — литосферы Земли. В естественных условиях практически невозможен контроль (а тем более изменение) принципиальных характеристик исследуемой системы: напряжённо-деформированного состояния среды и его динамики. Нет и возможности повторения опытов при контролируемых условиях. Таким образом, при натурных исследованиях отсутствуют основные условия для проведения физического эксперимента.

Выход из этой типичной для геофизики ситуации заключается в моделировании сейсмичности. Лабораторной моделью сейсмичности является акустическая эмиссия (АЭ) в искусственных и естественных материалах. Под акустическим режимом, по аналогии с сейсмическим режимом, понимают совокупность акустических событий в объеме образца, рассматриваемую во времени и пространстве. При моделировании возникает проблема переносимости лабораторных результатов на натурные условия. Статистическое самоподобие сейсмичности, а также успехи, достигнутые при моделировании в лаборатории очагов землетрясений и процессов их подготовки, вселяют надежду на перспективность лабораторного моделирования ансамбля землетрясений (т. е. сейсмичности). Кроме того, само выяснение соответствия акустических явлений и их закономерностей в лабораторных условиях натурным эффектам может в значительной мере вскрыть природу сейсмического процесса.

Ряд хорошо известных проявлений естественной сейсмичности был изучен в лабораторных условиях. К ним относятся, например, увеличение акустической активности, т. е. количества событий в единицу времени, и концентрация гипоцентров излучаемых трещинами акустических сигналов при подходе к макроразрушению образца [Mogi, 1962; Scholz, 2019], взаимосвязь количества групп акустических событий и степени гетерогенности горной породы [Моги, 1988], возникновение «афтершоковых» последовательностей после относительно крупных акустических событий [Terada et al., 1984], появление коррелированных «форшоковых» импульсов [Lockner, Byerlee, 1995], вариации наклона графика повторяемости и фрактальной размерности акустической эмиссии [Виноградов, 1980; Meredith et al., 1990; Weeks et al., 1978].

В работах [Шамина, 1956; Mogi, 1962 а,б; Томашевская, Хамидуллин, 1972] обнаружено увеличение количества импульсов непосредственно перед разрушением образцов в экспериментах с большой скоростью деформации при их продолжительности не более 2–2.5 ч. В работе [Виноградов и др., 1975] описаны опыты по изучению деформации и разрушению образцов из одного и того же материала при одноосном нагружении с различными скоростями деформирования, которые показали существенную зависимость характера распределения упругих импульсов во времени от величины скорости деформации.

В экспериментах [Руммель, Соболев, 1983] наблюдалось явление акустического затишья на образцах пиррофиллита, ослабленных включением пониженной прочности, в условиях контролируемого одноосного сжатия с постоянной скоростью деформации. Важным и наиболее интересным результатом этой работы является тот факт, что затишье наблюдалось лишь в узкой зоне, прилегающей к плоскости магистрального разрыва перед его динамическим распространением. При этом существенных изменений в скорости трещинообразования вне зоны формирования магистрального разрыва не наблюдалось.

Следует отметить, что явление затишья наблюдалось и в условиях рудно-угольных шахт перед горными ударами [Виноградов, 1957, 1963], и в различных сейсмоактивных регионах перед сильными землетрясениями

или их роями [Mogi, 1962b; Inoue, 1965; Федотов и др., 1969; Нерсесов и др., 1976].

Во многом на основе обобщения результатов лабораторных исследований в сопоставлении с полевыми наблюдениями были развиты модели подготовки землетрясений, наиболее разработанными из которых следует признать дилатантно-диффузную (ДД) модель, предложенную в [Scholz et al., 1973], модель лавинно-неустойчивого трещинообразования (ЛНТ), предложенную группой учёных Института физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН [Miachkin et al., 1972, 1975; Мячкин и др., 1975], и модель неустойчивого скольжения [Brace, Byerlee, 1966]. Известны и другие макроскопические модели [Добровольский, 1991; Stuart, 1974; Brady, 1976; Калинин и др., 1989]. Каждая из них имеет свои достоинства и недостатки. Не рассматривая подробно указанные модели, отметим, что модель ЛНТ основана на весьма общих физических и геологических предпосылках и, по сравнению с другими, не зависит от масштаба явления, опирается на фундаментальные положения физики разрушения и длительной прочности, обосновывает саморазвитие процесса землетрясения [Соболев, 2019] и в этом отношении представляется нам более предпочтительной.

До последнего времени была недостаточно детально исследована кинетика трещинообразования на скоротечной, лавинной стадии накопления дефектов в зоне неустойчивой деформации. Последнее в значительной мере связано с почти мгновенным разрушением образца при его переходе за предел прочности за счёт накопленной упругой энергии в системе «образец — машина». Эта проблема, особенно актуальная при исследовании хрупких горных пород, может решаться с помощью нагружающих устройств с высокой, до 10^{10} Н/м, жёсткостью [Ставрогин, Тарасов, 2001]. Современное решение этой проблемы — использование прессов с сервоконтролем, которые обеспечивают устойчивый режим деформирования на всех этапах нагружения и сбрасывают прикладываемую нагрузку на запредельной стадии деформирования, предохраняя таким образом образец от неконтролируемого раздавливания нагружающим устройством [Terada et al., 1984; Lockner, Byerlee, 1995; Wawersik, Brace, 1971; Peng, Johnson, 1972; Ставрогин, Протосеня, 1985].

Опыты, проведённые на прессах с сервоконтролем, подтвердили как существенные положения и выводы ЛНТ-модели, так и некоторые положения ДД-модели. В первую очередь это относится к установлению неоднородного, мозаичного распределения поля локальных деформаций в процессе подготовки разрушения, обнаружению дилатирующих зон и выявлению эффекта постепенной миграции поверхностных деформаций от очага будущего разрыва к периферии и обратно.

Имеющиеся к настоящему времени результаты лабораторного моделирования и теоретические представления позволяют утверждать, что существуют три главных стадии развития макроразрушения [Соболев, 1993]:

- 1) рассеянное по объёму накопление трещин;
- 2) слияние и укрупнение трещин при достижении концентрацией трещин критической величины;

3) локализация разрушения — «стягивание» трещин к поверхности будущего макроразрыва.

Было также до некоторой степени продемонстрировано появление акустического затишья перед макроразрывом. Более чётко это явление наблюдалось в экспериментах при нагружении с постоянной скоростью деформации, обеспечиваемой использованием прессов с сервоконтролем.

При лабораторных исследованиях, направленных на моделирование сейсмического режима, возникает серьёзная проблема соблюдения подобия процессов в натуральных условиях и модели. В работе [Назаров, 1965] показана трудность удовлетворения в одном опыте критериев подобия в отношении параметров среды и одновременно условий деформирования при моделировании подготовки землетрясений на «обычных» прессах (без сервоуправления). Кроме этого, не слишком хорошо известны и сами физические параметры земных недр. Исследователь вынужден поэтому ограничиваться изучением отдельных сторон явления, не полностью соблюдая требования подобия. Особую трудность представляет в этом отношении воспроизведение процессов, зависящих от времени и скорости деформации, которые требуют учёта вязкости, времени релаксации и других неупругих параметров среды. Забегая вперёд, заметим, что использование сервоуправляемых машин и специального режима нагружения позволяет существенно продвинуться в решении этой проблемы (см. раздел 6.3).

При проведении лабораторных исследований по физике землетрясений применяются как искусственно созданные модели, так и модели из природных материалов. В качестве материала для искусственных моделей часто применяются бетон и смеси на основе цемента [Соболев и др., 1995, 2003, 2001]. Использование искусственного материала позволяет многократно дублировать образцы, получать стабильные характеристики и формировать различные виды испытываемых моделей. Введение в бетонный образец различных по конфигурации начальных дефектов, имитирующих конфигурацию геологических структур, существенно расширяет сферу применения таких моделей. Однако большинство исследователей используют в качестве материала для образцов естественные горные породы — мелкозернистый гранит, базальт, мрамор, песчаник. Особой популярностью при проведении лабораторных испытаний пользуются песчаники. Данный тип породы характеризуется различной зернистостью и пористостью, что позволяет проводить сравнительный анализ с привлечением данных о структуре и текстуре образцов. Разброс характеристик для одной серии испытаний невелик, что даёт возможность количественного обобщения результатов.

Ряд задач по изучению физики землетрясений и сейсмического режима привёл к формированию модели неустойчивого скольжения (stick-slip) и её различных модификаций [Brace, Byerlee, 1966; Соболев, 1993; Ohnaka, 2003; Кочарян, 2016]. Преимущество данной модели в хорошей повторяемости результатов испытаний, возможности варьировать степень бокового усилия.

Лучше всего условиям симметричности и равномерности распределения прикладываемых напряжений отвечает модель цилиндрической формы

с соотношением высоты к диаметру 2:1, 2.5:1 или 3:1. Диаметры образцов варьируются от 20 мм до 76 мм и определяются в первую очередь размерами используемых испытательных камер (стабилометров). По причине симметричности, и как следствие, удобства расстановки и монтажа различных типов датчиков большинство исследователей используют именно цилиндрические образцы.

Нетрадиционным, трудоёмким, но весьма перспективным способом моделирования очага землетрясения и исследования процессов подготовки разрушения деформируемого материала являются опыты на крупных, объёмом порядка 1 м^3 , блоках горных пород и модельных материалов — гранита, базальта, известняка, мрамора, бетона [Семерчан и др., 1981; Соболев, Кольцов, 1988]. Такие эксперименты имеют особое значение, поскольку позволяют изучать локальное внутреннее разрушение, исключив или ослабив влияние внешних границ блоков и уменьшив эффект «раздавливания» образца нагружающей машиной. Ввиду естественной неоднородности больших блоков некоторые участки внутри образца могут разрушаться в окружении более прочного материала, что, по-видимому, характерно для землетрясений. Эти опыты позволяют также оценить влияние масштабного фактора на процесс разрушения с целью сопоставления результатов лабораторного эксперимента и природных закономерностей. Основной трудностью такого рода экспериментов является необходимость использования мощных уникальных прессов, которые могут обеспечивать нагрузку до десятков тысяч тонн.

Резюме

Физический эксперимент является мощным и перспективным средством изучения динамики сейсмической активности, выявления особенностей развития разрушения геологических материалов, установления физически обоснованных связей между параметрами наблюдаемых полей и внешними факторами, воздействующими на деформируемые образцы и модели.

Различные режимы нагружения, задаваемые исследователем, позволяют получить широкий спектр сейсмоакустических откликов и других регистрируемых параметров, на основе которых возможно построение моделей развития сейсмического процесса, инициируемого внешними воздействиями. Лабораторный эксперимент обеспечивает создание аналогов реальных сейсмических каталогов на основе регистрации и локации акустических событий. Акустическая эмиссия в этих экспериментах рассматривается как модель природного сейсмического процесса.

Важным фактором лабораторных экспериментов является возможность моделирования различных внешних воздействий на исследуемые материалы с целью обнаружения реакции среды на такое воздействие. Воздействие может быть как «силовым» или флюидным, так и комбинированным, что типично для естественной природной среды. Это делает такие опыты эффективным инструментом исследования наведённой сейсмичности и других инициируемых явлений и открывает возможность приблизиться к выяснению природы и механизмов вызванной сейсмичности.

Использование сервоуправляемых комплексов и малошумящих механических систем нагружения, широкого набора материалов с различными петрофизическими свойствами позволяет решить несколько принципиальных проблем, стоящих перед лабораторным экспериментом в области физики сейсмического процесса. Это — обеспечение некоторых критериев подобия лабораторного и натурального процесса, многократное повторение опытов для получения надёжных и воспроизводимых результатов, проведение очень длительных экспериментов в условиях постоянной нагрузки или на запретельной стадии деформирования.

6.2. Лаборатории и оборудование

В этом разделе приведены основные сведения об оборудовании лабораторий, в которых проводились эксперименты настоящей работы, представлена характеристика исходных лабораторных данных, которые подвергались предметному анализу.

Основная часть экспериментов была выполнена на прессовом оборудовании, снабжённом системами сервоуправления, обеспечивающими заданные режимы нагружения вне зависимости от изменения механических свойств образца в процессе эксперимента.

6.2.1. Лаборатория трения горных пород (Rock friction laboratory, USGS, Menlo Park, USA)

Одна из ведущих лабораторий в области экспериментальных исследований процессов разрушения горных пород при различных термодинамических условиях оснащена оригинальной, разработанной в лаборатории нагружающей системой. Описание узлов и техники работы системы представлено в [Byerlee, Lockner, 1977; Lockner, Byerlee, 1977, 1980; Lockner et al., 1991, 1992; Thompson et al., 2005, 2006].

Основой лабораторной системы является гидравлический пресс с горизонтальной камерой высокого давления, позволяющий вести эксперименты в условиях всестороннего сжатия до 500 МПа при осевой нагрузке до 7500 кН.

Типичные размеры испытываемых в лаборатории цилиндрических образцов составляют 76.2 мм в диаметре при длине 190.5 мм. Непараллельность торцов не превышает 0.05 мм. Образцы помещаются в медные оболочки толщиной 0.38 мм или в полиуретановые жакеты толщиной 3.2 мм. Осевая нагрузка на образец измеряется с помощью внутреннего тензодатчика с точностью 0.2 МПа. Осевое укорочение образца, смонтированного в камере высокого давления, измеряется внешним преобразователем смещения. Точность и чувствительность измерений составляли соответственно 5 мкм и 0.3 мкм.

Для регистрации ультразвуковых волн, излучаемых образующимися микротрещинами, на образце монтируются пьезоэлектрические резонансные преобразователи, от 6 до 17 датчиков, в зависимости от целей эксперимента (частота резонанса 0.6 МГц). Преобразователи диаметром 6.4 мм уста-

навливаются в латунных держателях толщиной 2 мм, одна из поверхностей которых обработана до радиуса кривизны образца. Сигналы преобразователя после усиления передаются в многоканальную систему сбора и записи данных. Эта система оцифровывает относительное время вступления сигнала на каждом преобразователе, абсолютное время вступления сигнала на ближайший к источнику преобразователь, величину и знак (положительный или отрицательный) первого максимума в волновой форме на каждом преобразователе и максимальную амплитуду волновой формы, записанной любым из преобразователей в течение всего события АЭ. Временем события считается время, когда входной сигнал превышает заданный пороговый уровень.

Энергетическая оценка акустического события определяется по амплитуде первого максимума электрического сигнала. Амплитуды на различных датчиках приводятся с учётом геометрического расхождения к расстоянию 10 мм от гипотенузы и затем усредняются. Таким образом, оценка учитывает, в той или иной степени, эффекты анизотропии, геометрию регистрирующей сети и другие особенности среды и аппаратуры. Абсолютная калибровка тракта регистрации не проводится, поэтому значения амплитуд сигналов и энергий акустических событий даются в условных единицах (в единицах электрических сигналов на выходе акустических датчиков).

Точность локации источников АЭ зависит от размера образцов и параметров регистрации и составляет около 2–3 мм.

В лаборатории была разработана и впервые широко применена оригинальная техника нагружения горных пород с использованием обратной связи по скорости акустической эмиссии [Lockner et al., 1991].

Хорошо известно, что хрупкие горные породы разрушаются при неоднородном сжатии в результате развития макроразрыва. Детальное исследование кинетики этого процесса наталкивается на значительные трудности, во многом обусловленные свойством разрыва распространяться со скоростью, близкой к скорости упругих волн, что приводит к почти мгновенному разрушению образцов малых размеров. Использование жёстких нагружающих машин позволяет заметно увеличить устойчивость образцов на критической стадии деформирования (на падающей ветви кривой нагружения) за счёт уменьшения количества упругой энергии, запасаемой в системе «образец — машина» в течение формирования разрыва [Wawersik, Brace, 1971; Peng, Johnson, 1972; Ставрогин, Протосеня, 1985]. Однако даже в таких случаях многие кристаллические породы, в частности гранит, сами накапливают энергию, достаточную для скоротечного и неконтролируемого разрушения.

Другой подход заключается в том, чтобы обеспечить активный отвод энергии из нагружающей системы по мере роста разрыва, используя быстроедействующие прессы с сервоконтролем и обратной связью по акустической активности (скорости АЭ). Такая технология была опробована в отдельных опытах [Terada, 1984] и в полной мере реализована в Rock friction laboratory [Lockner et al., 1991]. В результате удалось растянуть заключительную фазу формирования макроразрыва на десятки минут и устойчиво получать макроразрыв, рост которого можно считать квазистатическим.

Методика нагружения с обратной связью реализована следующим образом. Один из датчиков, расположенных в средней части поверхности образца, используется в качестве управляющего для организации обратной связи. Если в течение одной секунды количество акустических импульсов превышает заданный порог, то скорость движения поршня прессы уменьшается на определённую величину (вплоть до реверса). Если же порог не достигается, то скорость поршня не изменяется. Осевая нагрузка управляется при этом быстродействующим гидравлическим клапаном, который способен сбрасывать осевое напряжение с максимальной скоростью 6 МПа/с.

Методика нагружения с обратной связью по акустической активности впоследствии стала применяться и в других лабораториях. При этом, однако, вопрос о подобии модельных и натуральных условий и, в частности, о роли использованной обратной связи по акустической активности оставался открытым. Позже нами было показано, что использование обратной связи эквивалентно введению (моделированию) квазивязкой релаксации, что позволяет значительно улучшить выполнение требования подобия во временной области [Смирнов и др., 2001] (более подробно — см. раздел 6.3).

6.2.2. Лаборатория геомеханики и реологии (Geomechanics and Rheology Department, GFZ, Potsdam, Germany)

Лаборатория оснащена сервогидравлическим прессом фирмы Material Testing Systems (MTS Model 815), обеспечивающим осевую нагрузку до 4600 кН (рисунок 6.1). Программа управления прессом позволяет осуществлять контролируемое перемещение пуансонов, тем самым задавая необходимый режим осевой деформации образца. Осевая нагрузка измеряется двумя системами датчиков. Одна расположена снаружи прессовой камеры (штатная система MTS), другая смонтирована внутри камеры (специальная система GFZ). Внутренняя система обеспечивает точность измерения нагрузки в 0.05 МПа. Осевые деформации измеряются датчиком, смонтированным на конце нагружающего пуансона. Датчики радиальной деформации, расположенные на середине высоты образца, измеряют изменение его диаметра.

Специальная камера всестороннего сжатия обеспечивает возможность приложения к образцу давления всестороннего сжатия в дополнение к одноосной нагрузке. Давление в камере создаётся с помощью масла и передаётся на поверхность образца. Максимальное всестороннее давление может достигать 200 МПа. При этом проникновение масла внутрь образца не допускается с помощью специального жакета, в который помещается образец. Специальные отверстия в жакете предназначены для установки в них акустических датчиков, которые приклеиваются эпоксидным клеем непосредственно к поверхности образца.

Оборудование позволяет создавать в поровом пространстве образца заданное давление жидкости. Жидкость подаётся в образец с одного из торцов и выводится с другого торца. Система позволяет в каждый момент времени регистрировать давление жидкости на входе в образец и объём жидкости, находящийся внутри образца (последний определяется по разности расхода жидкости на входе и на выходе образца).



Рис. 6.1. Нагружающая машина в лаборатории геомеханики и реологии (GFZ Potsdam), 2009 г. Мощная стальная станина с двумя опорными колоннами, подвижный стол для монтажа образца в камеру всестороннего давления, система контроля порового давления, гибкие гидравлические шланги и электроводы.

Одноосное нагружение, всестороннее сжатие и создание порового давления могут осуществляться как по отдельности, так и в любых комбинациях.

Для регистрации акустических сигналов используется система из 14 пьезодатчиков, монтируемых на поверхности образца и защищённых неопреновым жакетом (рисунок 6.2).

Собственные продольные и радиальные частоты датчиков составляют 1 МГц и 400 кГц соответственно. В ходе эксперимента периодически измеряются скорости продольных волн в образце. Для этого часть датчиков переключается в режим излучения, другие используются как приёмники. Это позволяет измерить скорости волн в различных направлениях. Такие измерения производятся раз в 20–30 с. Амплитуды первых вступлений волн, как от акустических событий в режиме мониторинга акустической эмиссии, так и от излучателей в режиме измерения скоростей волн, определяются автоматически по разработанным алгоритмам [Stanchits et al., 2006, 2009 а, б].

Используемые для локации очагов акустических событий моменты вступлений продольных волн определяются после окончания эксперимента на основе информационного критерия [Leonard, Kennett, 1999]. Локация осуществляется минимизацией невязок времён пробега посредством симплексного алгоритма [Nelder, Mead, 1965] с учётом изменяющихся во времени скоростей волн, измеряемых в ходе эксперимента [Stanchits et al., 2006]. Система регистрации акустических сигналов позволяет осуществлять локацию при потоке до 2000 событий в секунду. Оценка средней погрешности локации очагов акустических событий составляет 2 мм [Stanchits et al., 2011].

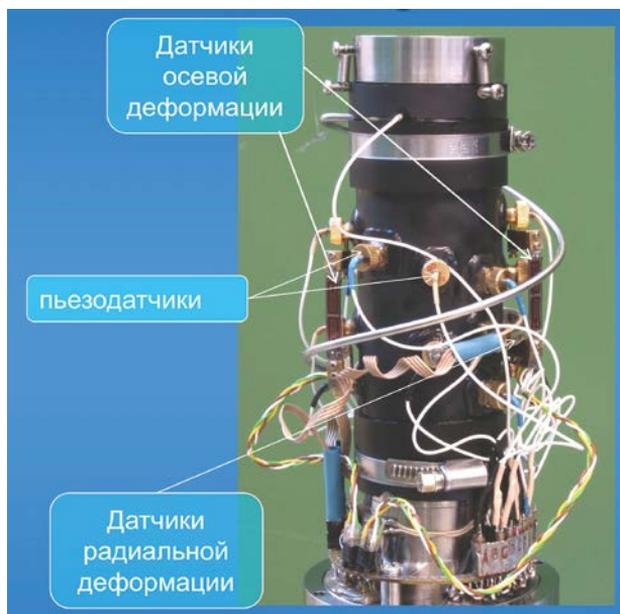


Рис. 6.2. Ячейка для размещения образца на прессе MTS. Содержит систему акустических и тензометрических датчиков, установленных на образец, и разъёмы для подключения к измерительной аппаратуре.

6.2.3. Геофизическая обсерватория «Борок» (ИФЗ РАН)

Общее описание лабораторного оборудования представлено в обзорных публикациях [Патонин и др., 2013; Patonin et al., 2014]. Более детальную информацию об основных блоках и системах можно найти в работах [Патонин, 2004, 2005, 2006; Patonin, 2003; Баяк и др., 2015; Патонин и др., 2013, 2018].

Лаборатория оснащена программно-управляемым комплексом с двухкамерным электрогидравлическим прессом INOVA-1000 (рисунок 6.3). Максимальная нагрузка, развиваемая системой, составляет 1000 кН, максимальное перемещение подвижного пуансона — 100 мм, рабочая зона — 300 x 300 x 800 мм. Система контроля и управления реализована на основе программируемого регулятора с обратной связью; точность управления по нагрузке — до 5 Н, точность удержания положения пуансона прессы ± 0.05 мкм. Перемещение пуансонов осуществляется дискретными шагами с минимальным шагом 0.244 мкм. Программа управления реализует следующие основные режимы работы: нагружение с постоянной скоростью деформирования и возможным изменением скорости в ходе эксперимента, режим паузы (удержание постоянного положения пуансонов), дополнительная гармоническая модуляция осевой нагрузки и режим управления скоростью нагружения с обратной связью по акустической активности. Измерения осевой нагрузки, перемещения пуансона и других механических параметров осуществляются с дискретностью 1 с.

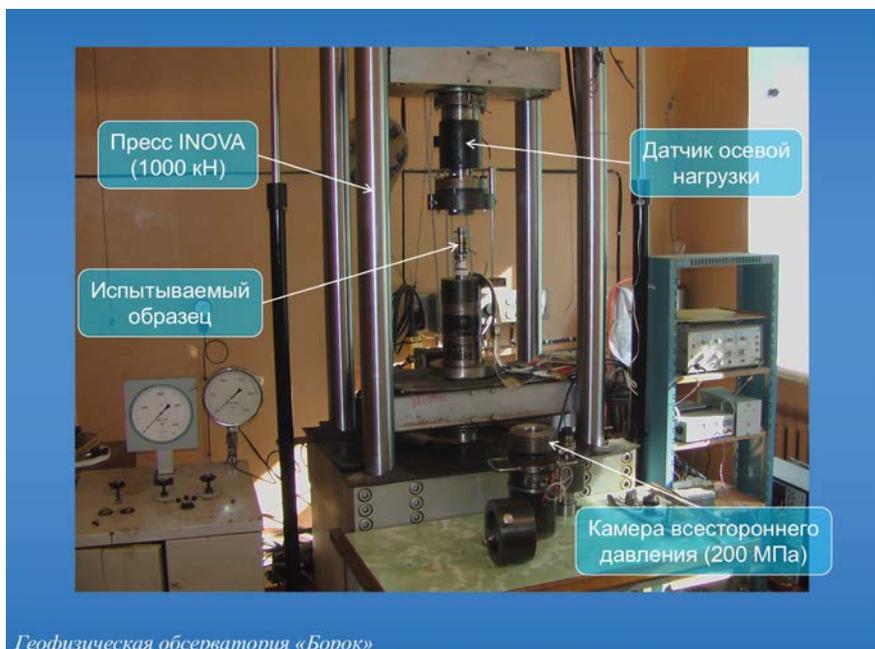


Рис. 6.3. Нагружающая машина пресса INOVA в обсерватории «Борок». Четыре стальные опорные колонны, жёсткая система подводки всестороннего и порового давления. Система сменных датчиков осевой нагрузки. Регулируемая высота рабочего пространства.



Рис. 6.4. Ячейка для размещения образца пресса INOVA. Содержит систему акустических и тензометрических датчиков, установленных на образец. Разъёмы для подключения к измерительной аппаратуре смонтированы в нижнем пуансоне ячейки.

Всестороннее сжатие до 200 МПа создаётся давлением масла в камере высокого давления. Цилиндрические образцы диаметром 30 мм и длиной 60 мм монтируются в специальной измерительной ячейке, снабжённой датчиками осевой нагрузки, радиальной деформации и пьезоэлектрическими приёмниками акустических сигналов (рисунок 6.4). При измерениях в камере образцы герметизируются двойным медным и пластиковым жакетами.

Для регистрации акустической эмиссии (АЭ) используются две независимые системы регистрации. Первая система представляет собой многоканальную станцию регистрации волновых форм. Сигналы АЭ поступают на 16 резонансных (375 кГц) пьезоэлектрических приёмных датчиков, далее усиливаются предварительными усилителями и оцифровываются с частотой 2.5 МГц на канал.

В процессе нагружения регулярно выполняются ультразвуковые зондирования образца по 16 трассам для измерения скоростей упругих волн, используемых для расчёта координат акустических импульсов. Ошибки при выделении первого вступления упругих волн колеблются в пределах долей микросекунд, что приводит к случайным ошибкам определения координат в пределах 1–1.5 мм. В методе расчёта координат используется итерационная процедура минимизации невязок между расчётными данными и моментами вступлений по результатам инструментальных измерений.

Система регистрации волновых форм имеет ряд ограничений, обусловленных непостоянным контактом датчиков с образцом, поэтому не всегда удаётся правильно оценить энергию зарегистрированных сигналов и количество лоцированных событий. Для более точных оценок энергии и числа акустических импульсов применяется одноканальная система непрерывной записи акустического потока. В качестве приёмника эта система использует пьезоэлектрический датчик с резонансной частотой 290 кГц, установленный в нижнем пуансоне прессы и прижимаемый к образцу самой осевой нагрузкой. Это позволяет получить надёжный и стабильный акустический контакт измерителя с нижним основанием образца в течение всего времени испытания, включая заключительную стадию разрушения. Усиленный сигнал непрерывно оцифровывается с частотой 2.5 МГц. Предварительная обработка включает агрегацию данных и вычисление эффективной амплитуды на интервале 25.6 мкс.

Дальнейшая обработка, целью которой является извлечение отдельных сигналов АЭ, строится на основе автоматического адаптивного детектирования сигналов по пороговому критерию. Система позволяет обработать поток сигналов с интенсивностью до 7000 событий в секунду. По результатам обработки составляется бюллетень событий, включающий в себя время события и его энергетическую оценку.

После проведения эксперимента все данные сводятся в базу данных с единым временем, что позволяет проводить их комплексную обработку. База данных содержит информацию по режиму нагружения образца, осевой и радиальной деформации образца, осевому, поровому и всестороннему давлению, скоростям распространения упругих волн по 16 направлениям.

Кроме этого в базе формируется каталог акустических событий с указанием координат источника, времени регистрации события и его основных параметров.

6.2.4. Лаборатория ИФЗ РАН, рычажный пресс

Специализированное прессовое оборудование на основе рычажного пресса с максимальным расчётным усилием 25 тонн (рисунок 6.5), оснащённое системой регистрации усилия, общей и локальных деформаций, акустической активности, служебных параметров, предназначено для проведения длительных реологических экспериментов¹⁰. На установке могут выполняться эксперименты продолжительностью в несколько месяцев по деформированию моделей геологической среды для исследования закономерностей акустического отклика при внешнем воздействии в условиях квазистатической нагрузки.

Отсутствие в конструкции пресса гидравлических сервоклапанов обеспечивает отсутствие механических вибраций, что улучшает соотношение «сигнал — шум» и позволяет работать с сигналами акустической эмиссии сравнительно малой амплитуды. В свою очередь, это заметно улучшает статистическую обеспеченность наблюдений.

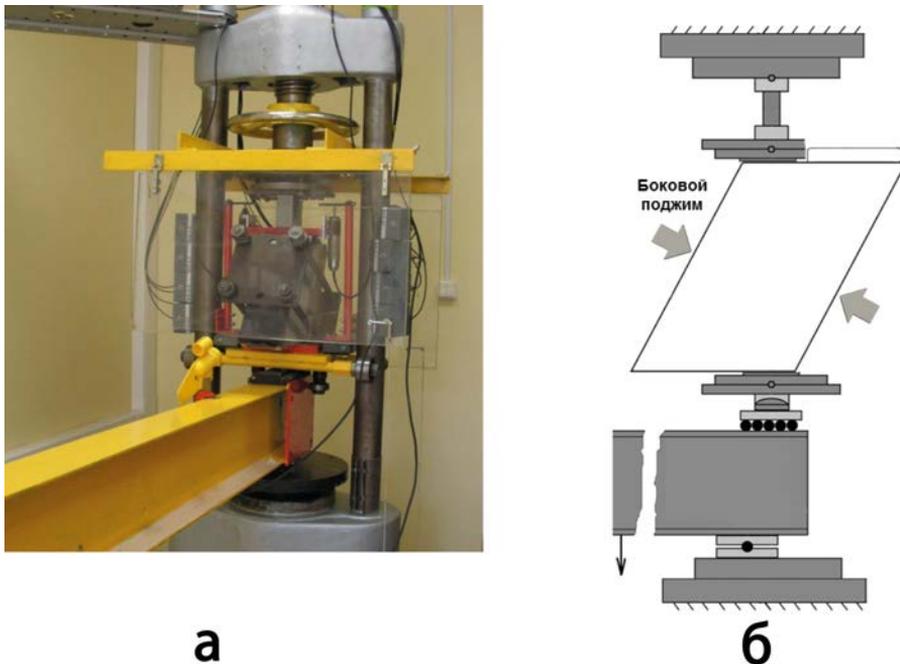


Рис. 6.5. Общий вид нагружающего узла рычажного пресса (а) и схема нагружения образца (б).

¹⁰ Пресс сконструирован А. В. Кольцовым и З.-Ю. Я. Майбуком.

Приём, регистрация и первичная обработка сигналов акустической эмиссии в реальном времени осуществляются измерительно-вычислительной системой A-Line, выпускаемой отечественной фирмой «Интерюнис». Используются стационарные и мобильные аппаратно-программные комплексы A-Line-32D — многоканальные системы сбора и обработки акустоэмиссионной и служебной информации, получаемой с исследуемого объекта от акустических и иных датчиков при проведении экспериментов. Система позволяет проводить измерения в режиме реального времени с частотой преобразования АЦП от 2 до 10 МГц и формировать на их основе каталоги акустических событий, аналогичные сейсмическим каталогам. Система комплектуется высокочувствительными калиброванными широкополосными и резонансными механоэлектрическими преобразователями.

Эксперименты могут выполняться на образцах в форме косоугольного параллелепипеда, угол наклона длинной боковой грани к основанию — 65° (рисунок 6.5б). В этом случае обеспечивается режим двухосного сжатия. Боковая нагрузка на модель, перпендикулярная косым граням, создаётся пружинами и остаётся постоянной на протяжении всего эксперимента. Вертикальная осевая нагрузка может увеличиваться ступенчато подвешиванием грузов к длинному плечу рычага пресса. Это позволяет держать заданную нагрузку в течение длительного времени.

Во время экспериментов помимо акустической эмиссии регистрируются вертикальная нагрузка и укорочение модели. Для контроля сети акустических датчиков в ходе эксперимента применяются герконы (магнитоуправляемые контакты), используемые в качестве источника калиброванных акустических сигналов, имитирующих сигналы акустической эмиссии [Пономарёв и др., 2012].

6.2.5. Исходные данные лабораторных экспериментов

В лабораториях в результате экспериментов формировались наборы параметров, характеризующих режим нагружения, свойства образца и процесс разрушения. Эти наборы в различных лабораториях различны. Но во всех лабораториях можно выделить общую часть, которая использовалась нами как исходные данные для проведения предметных исследований.

Во всех экспериментах на сервоуправляемых прессах испытанию подвергались цилиндрические образцы. В части характеристики режима нагружения использовались временные ряды измерений осевой и радиальной деформаций, осевой нагрузки, давления всестороннего сжатия (confining в англоязычной литературе, конфайнинг в русскоязычной технической литературе), порового давления (в экспериментах с обводнением образцов).

Во всех лабораториях на поверхности образцов размещалась система датчиков, регистрирующих акустические волны, излучающиеся при образовании микротрещин. Анализ этих волновых форм, проводимый в лабораториях после завершения эксперимента, позволяет определить положение источника волн (микротрещины) в пространстве, время её возникновения

и относительную величину амплитуды излучённых волн. Эти данные составляют каталог акустических событий аналогично формированию каталога землетрясений по волновым формам, регистрируемых сетью сейсмических станций. Все исходные лабораторные данные помещались нами в специально разработанные базы данных под управлением СУБД Microsoft Access [Базы данных ..., 2013].

6.2.6. Резюме

Оборудование современных лабораторий обеспечивает необходимые средства и технологии для проведения экспериментов по моделированию в широком диапазоне контролируемых параметров нагружения. Следящие системы управления прессами в совокупности с камерами всестороннего сжатия позволяют задавать, поддерживать или изменять в ходе эксперимента режимы нагружения с различным соотношением девиаторной и шаровой частей тензора напряжений. Системы создания порового давления дают возможность исследовать влияние флюида на процесс разрушения.

Использование оборудования с сервоуправляемыми системами ограничено во времени. Обычно эксперименты на таком оборудовании длятся 8–12 часов, редкие эксперименты продолжаются в течение нескольких суток. Кроме этого, управляющие гидрорентили таких систем создают акустическую помеху в том же частотном диапазоне, что и у исследуемых акустических сигналов. От этих недостатков свободны рычажные прессы. Выбор возможных режимов нагружения на рычажных прессах сильно ограничен, но зато длительность эксперимента практически не лимитируется оборудованием и отсутствуют аппаратные механические шумы.

Системы регистрации акустических волн, излучающихся при образовании микротрещин, и соответствующие методики анализа регистрируемых волновых форм позволяют формировать каталоги акустических событий, аналогичные каталогам землетрясений. Наличие таких акустических каталогов, содержащих данные о координатах, времени возникновения и величине каждого акустического события, позволяет применить для анализа данных лабораторных экспериментов те же самые методики, что были разработаны и применялись для анализа сейсмических каталогов. Единообразие статистического анализа натуральных и лабораторных данных позволяет исключить артефакты методического характера, возможные при анализе столь разномасштабных данных.

6.3. Проблема подобия в лабораторных экспериментах

Принципиальным вопросом при проведении лабораторного моделирования является обеспечение подобия процессов в модели и в натуральных условиях. Проблема подобия лабораторных и натуральных условий применительно к исследованиям сейсмического режима известна, её обзор и современное состояние можно найти, например, в [Соболев, 1993; Кузьмин, Жуков, 2004].

Одна из наиболее трудных задач при лабораторном моделировании — обеспечение подобия по времени. Соответствующий критерий выглядит следующим образом [Соболев, 1993]:

$$\frac{\eta}{\eta_m} = \frac{\sigma}{\sigma_m} \frac{T}{T_m}, \quad (6.1)$$

где σ — характерные напряжения; T — характерное время процесса; η — характерная вязкость; параметры, снабжённые индексом m , характеризуют модель, а параметры без индекса относятся к натурным условиям. При разумной длительности лабораторного эксперимента (не более нескольких суток) отношение $T/T_m \approx 10^5$, а современные прессы не позволяют получить отношение σ/σ_m , значительно отличающееся от единицы [Соболев, 1993]. Следовательно, согласно (6.1) вязкость модели должна быть на пять порядков меньше, чем вязкость в натуральных условиях. Такого соотношения вязкостей нельзя добиться подбором материала, не нарушая критериев подобия по другим актуальным параметрам. В связи с этим условие (6.1) при моделировании процесса разрушения геоматериалов обычно не соблюдается.

6.3.1. Критерий подобия в рамках простейшей реологической модели

Простейшей реологической моделью, для которой можно воспользоваться условием (6.1), является тело Максвелла с последовательно присоединённым к нему элементом прочности, называемое иногда (что не совсем точно) телом Бингама (рисунок 6.6). Для краткости сохраним это название, взяв его в кавычки.

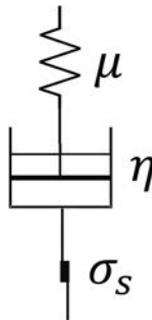


Рис. 6.6. Простейшая реологическая модель («тело Бингама»).

Параметры тела Максвелла — модуль упругости μ и коэффициент динамической вязкости η . Прочность характеризуется критической величиной σ_s , по достижении которой элемент «разрушается» — напряжения на нём мгновенно падают до нуля. Условие (6.1) удобно переписать в этом случае в терминах характерной скорости деформации $\dot{\varepsilon}$ и времени релаксации τ . Подставляя в (6.1) соотношения $\sigma = \mu\varepsilon$, $\varepsilon = \dot{\varepsilon}T$ и $\tau = \eta/\mu$, найдём, что

$$\frac{\tau}{\tau_m} = \frac{\sigma^2 \mu_m^2 \dot{\epsilon}_m}{\sigma_m^2 \mu^2 \dot{\epsilon}}.$$

Учитывая, что, как уже отмечалось, $\sigma/\sigma_m \approx 1$, а при использовании в качестве моделей образцов реальных горных пород и $\mu/\mu_m \approx 1$, приходим к заключению, что условие (6.1) сводится к условию $\tau/\tau_m = \dot{\epsilon}_m/\dot{\epsilon}$. Это позволяет ввести безразмерный параметр подобия $S = \dot{\epsilon}\tau$, величина которого не должна меняться при переходе от натуральных условий к модели, и критерий подобия (6.1) можно переписать в виде:

$$S_m = S. \quad (6.2)$$

Определяющие соотношения для «тела Бингама» имеют вид:

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{\mu} + \frac{\sigma}{\eta} \quad \text{для } \sigma < \sigma_s. \quad (6.3)$$

При постоянной скорости деформирования $\dot{\epsilon}_0$ и нулевых начальных напряжениях зависимость напряжений в «теле Бингама» от времени легко получить, подставив в (6.3) $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0$:

$$\sigma(t) = \mu \dot{\epsilon}_0 \tau (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad \text{при } \sigma < \sigma_s, \quad (6.4)$$

где $\tau = \eta/\mu$ — время релаксации. При достижении предела прочности σ_s напряжение сбрасывается до нуля в результате «разрушения». Скорости упругой $\dot{\epsilon}_y$ и вязкой $\dot{\epsilon}_e$ деформаций при $\sigma < \sigma_s$ имеют вид:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_y &= \frac{\dot{\sigma}}{\mu} = \dot{\epsilon}_0 e^{-\frac{t}{\tau}} = \dot{\epsilon}_0 - \dot{\epsilon}_e \\ \dot{\epsilon}_e &= \frac{\sigma}{\eta} = \dot{\epsilon}_0 (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \end{aligned} \quad (6.5)$$

Поступающая в «тело Бингама» внешняя («тектоническая») энергия распределяется между двумя процессами. Одна часть её по мере деформирования переходит в упругую энергию, которая затем расходуется при разрушении («сейсмическая диссипация»). Эта часть соответствует упругой энергии, обусловленной деформацией $\dot{\epsilon}_y$. Другая часть диссипируется на вязком элементе. Из (6.4) видно, что $\lim_{t \rightarrow \infty} \sigma(t) = \mu \dot{\epsilon}_0 \tau$, следовательно, если $\dot{\epsilon}_0 \tau < \sigma_s/\mu$, то разрушения не происходит — вся «тектоническая» энергия диссипируется «асейсмично».

6.3.2. Эффективная вязкость в экспериментах с обратной связью и выполнение критерия подобия

Физическая природа вязкости в реологических моделях не конкретизируется: это может быть как «реальная» вязкость поликристаллов, обусловленная процессами на микроскопическом уровне (диффузионная или дислокационная ползучесть), так и «эффективная» вязкость, обусловленная

любыми криповыми процессами, если их скорость пропорциональна действующим напряжениям.

В разделе 6.2.1 отмечалось, что в лаборатории трения горных пород был разработан и реализован специальный режим нагружения образцов с обратной связью по акустической активности: изначально заданная скорость нагружения образцов $\dot{\epsilon}_0$ уменьшалась по мере увеличения текущей акустической активности. Такой активный отвод энергии из нагружающей системы позволил растянуть формирование макроразрыва на десятки и сотни минут, что, в свою очередь, дало возможность исследовать закономерности формирования структуры разрушения и сопоставить их с закономерностями эволюции сейсмического режима [Lockner et al., 1991; Reches Z. et al., 1994; Смирнов и др., 1995 а, б; Ponomarev et al., 1997].

Вопрос о соответствии лабораторного режима нагружения с обратной связью по акустической активности и природных тектонических условий неоднократно возникал при обсуждении результатов экспериментов. Специально проведённое исследование [Смирнов и др., 2001] позволило показать, что обратную связь в экспериментах можно в некотором диапазоне параметров нагружения рассматривать как модель диссипативных процессов, действующих в натуральных условиях. Уменьшение скорости нагружения образца на величину $\Delta\dot{\epsilon}$ за счёт обратной связи можно формально представить уравнением, аналогичным первому уравнению из (6.5): $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 - \Delta\dot{\epsilon}$. Здесь ϵ — деформация образца, обеспечивающая энергию акустического процесса, а слагаемое $\Delta\dot{\epsilon}$ моделирует асейсмическую «диссипацию». Таким образом, обратная связь может рассматриваться как модель диссипативных процессов: система «образец — машина» представляется как реологическое «тело Бингама», в котором упругий элемент и прочность сохранены за образцом, а вязкий элемент перемещён в нагружающую машину. Ниже приведено подробное обсуждение этого вопроса в соответствии с [Смирнов и др., 2001].

6.3.3. Методика эксперимента и исходные данные

Рассматриваемая в [Смирнов и др., 2001] серия экспериментов была проведена в 1992–1997 годах в лаборатории трения горных пород (Rock Friction Laboratory, USGS) в рамках ряда совместных российско-американских проектов на быстродействующем прессе с сервоконтролем (быстродействие 6 МПа/с) [Lockner et al., 1980]. Цилиндрические образцы диаметром 76.2 мм и длиной 190.5 мм, изготовленные из гранита, деформировались одноосной нагрузкой в условиях постоянного всестороннего сжатия 50 МПа. Непосредственно на поверхности образца монтировались шесть идентичных резонансных (около 0.5 МГц) пьезоэлектрических датчиков для приёма акустических сигналов. Записи волновых форм акустических сигналов системой датчиков позволяли лоцировать место и определять время возникновения акустических событий, оценивать их относительную энергию. На основе этих данных формировались каталоги акустических событий.

Один из датчиков, расположенных в средней части цилиндрической поверхности образца, использовался в качестве управляющего для

организации обратной связи, с помощью которой изменялась скорость осевого нагружения образца в зависимости от текущей акустической активности. Обратная связь действовала следующим образом. Если в течение одной секунды количество акустических импульсов превышало заданный порог, то скорость движения поршня прессы уменьшалась на определённую величину. Если же порог не достигался, то скорость поршня не изменялась. Начальная скорость поршня, пороговое количество событий и величина уменьшения скорости поршня задавались для каждого эксперимента и в течение опыта не менялись. В экспериментах с дискретностью в 1 с регистрировались основные параметры процесса: величины осевой и всесторонней нагрузок, укорочение образца, а также ряд вспомогательных параметров.

Были отобраны данные четырёх независимых опытов под шифрами АЕ38, АЕ39, АЕ42 и АЕ43. В первых трёх образцы были изготовлены из мелкозернистого гранита Вестерли, в последнем — из крупнозернистого гранита. На рисунке 6.7 приведены соответствующие истории нагружения. В каждом опыте выделяются три стадии изменения силового режима: рост дифференциального напряжения (разности осевого и всестороннего напряжений); стадия почти постоянного дифференциального напряжения; падение дифференциального напряжения вследствие начала макроразрушения. Будем для краткости называть эти участки растущим, плоским и падающим соответственно.

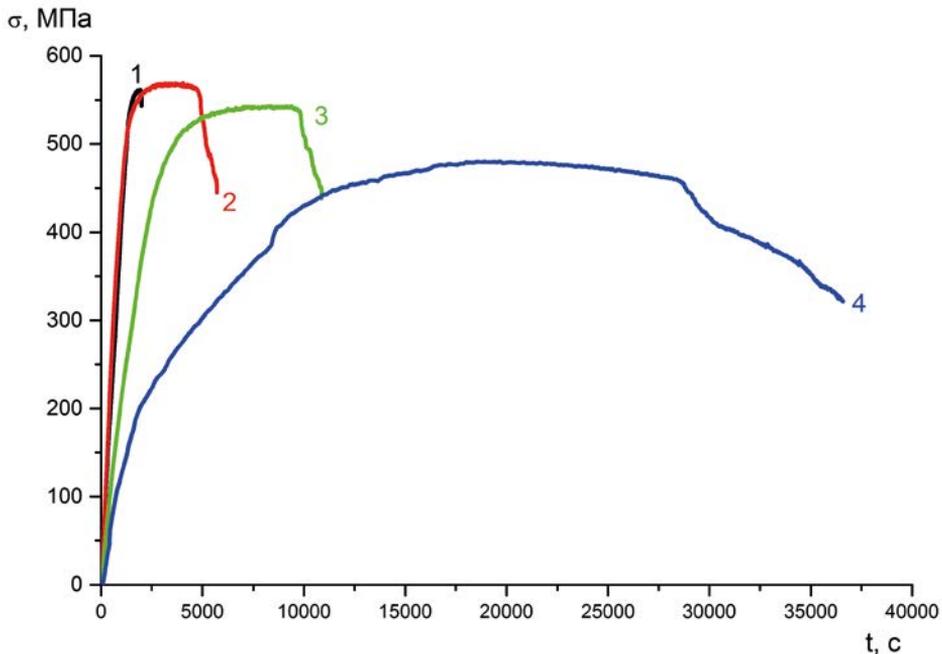


Рис. 6.7. История нагружения образцов (дифференциальные напряжения) в экспериментах АЕ38 (1), АЕ39 (2), АЕ42 (3), АЕ43 (4).

6.3.4. Модель обратной связи

В рассматриваемых экспериментах изменение скорости деформации, реализующее обратную связь по акустической активности, осуществлялось дискретно с частотой один раз в секунду. Следовательно, обсуждать обратную связь как модель тех или иных реологических свойств можно на много больших временных масштабах — 3–10 секунд и более. В этом случае можно построить математическую модель обратной связи, позволяющую описать на указанных масштабах времени изменение скорости деформации образца.

Среднее уменьшение деформации, обусловленное обратной связью, за время Δt равно произведению величины уменьшения деформации за один «такт» обратной связи на среднее количество таких «тактов». Первую величину можно представить как $\delta \Delta t_0$, где δ — заданное уменьшение скорости деформации за «такт» регулирования, Δt_0 — длительность «такта», равная в рассматриваемых экспериментах одной секунде. Вторая величина равна $k p(m \geq m_0)$, где $k = \Delta t / \Delta t_0$, а $p(m \geq m_0)$ — вероятность того, что количество акустических событий за одну секунду m превысит заданный порог m_0 . Таким образом, уменьшение деформации равно $\delta \cdot p(m \geq m_0) \Delta t$, а уменьшение скорости деформации составляет, соответственно, $\delta \cdot p(m \geq m_0)$. Следовательно, скорость деформации на интервалах времени в несколько секунд и более подчиняется следующему соотношению:

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 - \delta \cdot p(m \geq m_0), \quad (6.6)$$

где $\dot{\epsilon}_0$ — заданная начальная скорость деформации (скорость деформации без обратной связи).

Рассматривая в грубом приближении поток акустических событий как пуассоновский, найдём, что вероятность возникновения за одну секунду m событий равна $\frac{n^m}{m!} e^{-n}$, где $n = \dot{n} \Delta t_0$ — среднее количество акустических событий за одну секунду при акустической активности, равной \dot{n} . Следовательно, входящая в (6.6) вероятность p равна

$$p(m \geq m_0) = p(\dot{n}, m_0) = 1 - \sum_{j=0}^{m_0-1} \frac{n^j}{j!} e^{-n}, \quad (6.7)$$

где $n = \dot{n} \Delta t_0$.

В рассматриваемых экспериментах порог срабатывания обратной связи m_0 устанавливался в диапазоне единиц — первого десятка событий в секунду и был определён опытным путём по результатам пробных нагружений, а величина δ определялась конструкцией пресса. Выражения (6.6)–(6.7) позволяют по имеющимся эмпирическим данным оценить входящие в них параметры $\dot{\epsilon}_0$, δ и m_0 .

На рисунке 6.8 приведены точки зависимости $\dot{\epsilon}$ от \dot{n} для опыта АЕ43 и её аппроксимация согласно формуле (6.6).

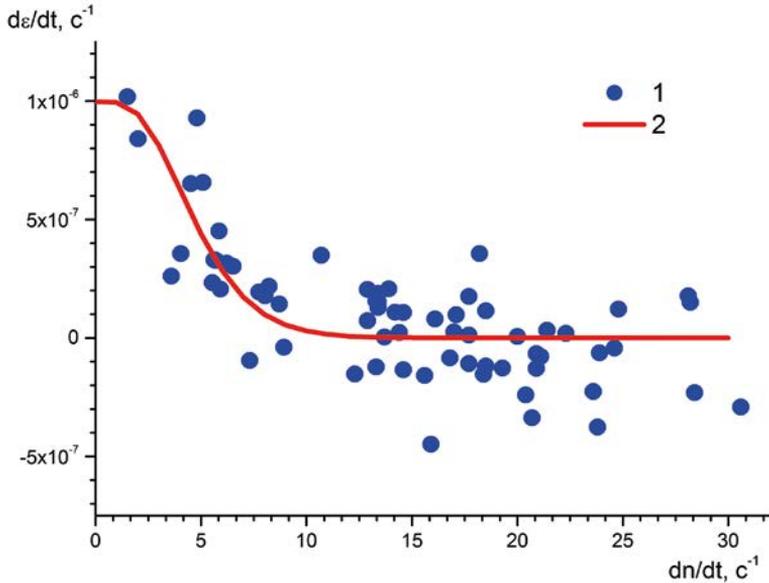


Рис. 6.8. Зависимость скорости осевой деформации от акустической активности. 1 — эмпирические точки, 2 — аппроксимация согласно (6.6).

Параметры аппроксимации $\dot{\epsilon}_0$, δ и m_0 подбирались посредством минимизации суммы квадратов отклонений эмпирических точек от кривой (6.6) с использованием пакета Maple V. На рисунке 6.8 видно, что модель (6.6) в целом согласуется с эмпирическими данными. Оценки $\dot{\epsilon}_0$, δ и m_0 , полученные для рассматриваемых опытов, представлены в таблице 6.1. Из неё видно, что $\delta \approx \dot{\epsilon}_0$, следовательно, когда обратная связь включается, движение поршня прессы практически полностью прекращается.

Таблица 6.1. Оценки параметров обратной связи.

Опыт	$\dot{\epsilon}_0, c^{-1}$	δ, c^{-1}	m_0	α
AE38	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	8	0.10
AE39	$1.6 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-5}$	8	0.08
AE42	$4.6 \cdot 10^{-6}$	$4.4 \cdot 10^{-6}$	10	0.08
AE43	$1.0 \cdot 10^{-6}$	$1.0 \cdot 10^{-6}$	5	0.12

Падающий участок зависимости $\dot{\epsilon}$ от \dot{n} примерно соответствует растущему участку нагрузочной кривой. Горизонтальный участок кривой на рисунке 6.8 отвечает столь высокой акустической активности, что количество акустических событий почти всё время превышает порог включения обратной связи n_0 , и скорость деформации, соответственно, близка к нулю. Такая ситуация реализуется при напряжениях, близких к пределу прочности, она соответствует плоской части кривой нагружения.

Падающий участок зависимости $\dot{\epsilon}$ от \dot{n} можно в первом приближении аппроксимировать прямой линией, полагая, что в определённой области ве-

личин акустической активности $p(m \geq m_0) \approx \alpha m = \alpha \dot{n} \Delta t_0$. В таком случае выражение (6.6) принимает вид

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 - \alpha \delta \dot{n} \Delta t_0. \quad (6.8)$$

Регрессионные оценки α , полученные по падающим участкам эмпирических зависимостей $\dot{\varepsilon}$ от \dot{n} , также приведены в таблице 6.1.

6.3.5. Модель нагружения

С учётом модели обратной связи (6.8) модель нагружения образца — уравнения для осевой нагрузки и деформации — можно представить следующим образом:

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 - \alpha \delta \dot{n} \Delta t_0 \\ \dot{n} = f(\sigma, n) \\ \sigma = E\varepsilon \end{cases}. \quad (6.9)$$

В третьем уравнении системы (6.9) мы пренебрегаем изменением упругих свойств материала и остаточной деформацией, обусловленными процессом разрушения. Функция f , входящая во второе уравнение, априорно неизвестна, но может быть получена по имеющимся эмпирическим данным. В качестве простейшей пробной модели нами была выбрана линейная зависимость:

$$f = a\sigma + bn. \quad (6.10)$$

Второе слагаемое в (6.10) означает, что скорость образования новых трещин пропорциональна количеству существующих, что следует из концентрационного критерия разрушения при концентрациях трещин, близких к критическим. Тем самым член bn описывает лавинообразный экспоненциальный рост числа акустических событий.

Характер зависимости акустической активности от напряжений различен при различных условиях нагружения. Опираясь на представления о кинетической природе разрушения, можно ожидать экспоненциальной зависимости $\dot{n} \propto e^{\frac{\gamma\sigma}{kT}}$, где γ — структурный параметр, k — постоянная Больцмана и T — температура. Эта зависимость в определённом диапазоне параметров может быть аппроксимирована различными функциями [Мансуров, 1980], в том числе и линейной (если $\gamma\sigma \ll kT$).

В таблице 6.2 приведены коэффициенты регрессии, построенной согласно выражению (6.10) по эмпирическим значениям \dot{n} , σ и n на растущем участке нагружения.

Таблица 6.2. Параметры зависимостей $\dot{n} = a\sigma + bn$ для растущей части нагружения.

Опыт	$a, \text{Па}^{-1}\text{с}^{-1}$	$b, \text{с}^{-1}$
АЕ38	$(1.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-8}$	$(3.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$
АЕ39	$(1.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-8}$	$(6.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$
АЕ42	$(2.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-8}$	$(4.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$
АЕ43	$(1.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-8}$	$(0.4 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$

Отметим, что линейная зависимость \dot{n} от σ и n выбрана нами формально, величины её коэффициентов характеризуют, по сути дела, отношение характерных величин изменения \dot{n} , σ и n на растущем участке. С учётом (6.10) систему (6.9) можно переписать как

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 - \alpha \delta \dot{n} \Delta t_0 \\ \dot{n} = a\sigma + bn \\ \sigma = E\varepsilon \end{cases} \quad (6.11)$$

6.3.6. Модель вязкости

Обратная связь по акустической активности по-разному действует на растущем и плоском участках нагружения, что обусловлено пороговым механизмом её включения. На плоском, а также и на падающем участках акустическая активность столь велика, что порог включения обратной связи m_0 почти всё время превышен и, соответственно, скорость деформации близка к нулю. На рисунке 6.9 приведён график изменения акустической активности \dot{n} для одного из экспериментов (АЕ42).

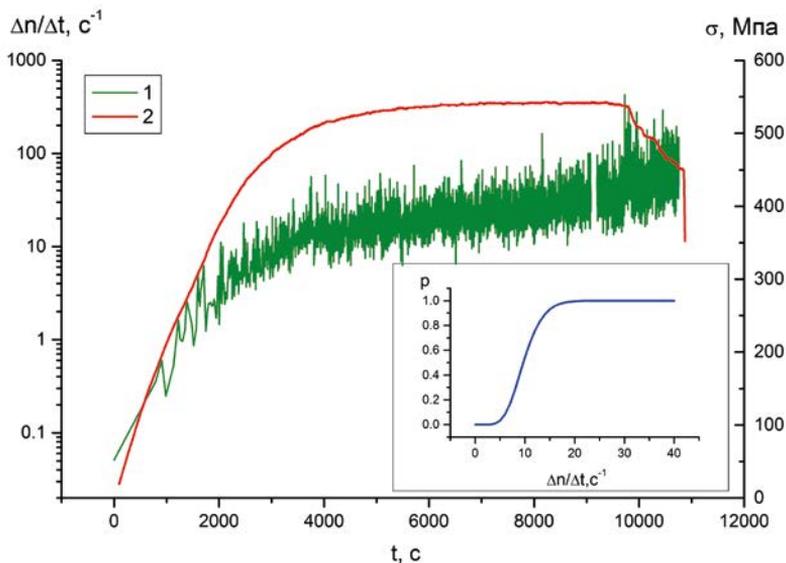


Рис. 6.9. Акустическая активность в эксперименте АЕ42. 1 — акустическая активность, 2 — дифференциальное напряжение. На врезке приведена зависимость $p(\dot{n}, m_0)$, рассчитанная согласно (6.7) для $m_0 = 10$.

Порог включения обратной связи для него равен 10 (таблица 6.2). На врезке показан график зависимости вероятности $p(m \geq 10)$ от акустической активности \dot{n} . Поскольку $m = \dot{n} \Delta t_0$ и $\Delta t_0 = 1$ с, численные значения m и \dot{n} совпадают. На врезке видно, что при значениях $\dot{n} \geq 20$ событий в секунду вероятность включения обратной связи практически равна единице. В этом случае согласно (6.6) $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 - \delta \dot{\varepsilon} \approx 0$, поскольку $\delta \approx \dot{\varepsilon}_0$ (таблица 6.2). На рисунке 6.7 видно,

что такая ситуация реализуется к моменту времени 4000–5000 с. Таким образом, скорость нагружения образца эффективно управляется обратной связью только на растущем участке нагружения, на плоском участке нагружение осуществляется при почти постоянной деформации. В связи с этим анализировать роль обратной связи имеет смысл только на растущем участке.

На растущем участке нагрузочной кривой акустическая активность определяется в основном ростом напряжений: первое слагаемое в (6.10) в несколько раз преобладает над вторым. Физически это объясняется тем, что на начальной стадии нагружения концентрация трещин значительно меньше критической, они расположены далеко друг от друга (среднее расстояние между трещинами много больше их размера) и практически не взаимодействуют. Следовательно, интенсивность процесса трещинообразования контролируется только кинетическими процессами, зависящими от напряжения, и практически не зависит от концентрации имеющихся трещин, определяемой величиной n .

Подставляя с учётом этого второе уравнение (6.11) в первое, найдём, что $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 - \alpha a \delta \sigma \Delta t_0$, или с учётом третьего уравнения (6.11)

$$\frac{\dot{\sigma}}{E} + \frac{\sigma}{\eta_m} = \dot{\varepsilon}_0, \quad (6.12)$$

где

$$\eta_m = \frac{1}{\alpha a \delta \Delta t_0}. \quad (6.13)$$

Уравнение (6.12) совпадает с уравнением (6.3) (для постоянной скорости деформации в (6.3)), и, следовательно, η_m имеет смысл некой вязкости, реализованной в рассматриваемых экспериментах. Эта вязкость обусловлена, как отмечалось выше, отводом из системы энергии «асейсмическим» процессом — обратной связью по акустической активности, а её величина определяется параметрами обратной связи α и $\delta \Delta t_0$. Результаты расчётов η_m по формуле (6.13) на основании данных таблиц 6.1 и 6.2 приведены в таблице 6.3.

6.3.7. Критерий подобия

В таблице 6.3 кроме оценок вязкости приведены также оценки расчётного времени релаксации τ_m и оценки параметра подобия $S_m = \dot{\varepsilon}_m \tau_m$ для рассматриваемой модели при $\dot{\varepsilon}_m = \dot{\varepsilon}_0$. Видно, что разброс величин S_m невелик несмотря на то, что опыты проводились в различные годы и с различным оборудованием, обеспечивающим различные средние значения \dot{n} .

Таблица 6.3. Оценки эффективной вязкости и параметра подобия в экспериментах.

Опыт	η_m , Па·с	E , Па	$\tau_m = \eta_m/E$, с	$S_m = \dot{\varepsilon}_0 \tau_m$
АЕ38	$3.0 \cdot 10^{14}$	$2.2 \cdot 10^{10}$	$2.1 \cdot 10^3$	$2.7 \cdot 10^{-2}$
АЕ39	$3.7 \cdot 10^{14}$	$2.3 \cdot 10^{10}$	$1.9 \cdot 10^3$	$3.1 \cdot 10^{-2}$
АЕ42	$2.0 \cdot 10^{14}$	$2.3 \cdot 10^{10}$	$5.7 \cdot 10^3$	$2.6 \cdot 10^{-2}$
АЕ43	$6.9 \cdot 10^{14}$	$2.4 \cdot 10^{10}$	$2.9 \cdot 10^4$	$2.9 \cdot 10^{-2}$

Опираясь на данные таблицы 6.3, примем как характерное для рассматриваемых экспериментов значение $S_m = 3 \cdot 10^{-2}$. Оценим теперь S в натуральных условиях и при «обычных» лабораторных экспериментах (без обратной связи).

Принимая для литосферы характерные значения $\eta = 10^{22}$ Па·с [Жарков, Трубицын, 1980], $\dot{\epsilon} = 10^{-13}$ [Кукал, 1987], $\mu \approx 3 \cdot 10^{10}$ Па, получим $S = 3 \cdot 10^{-2}$. Отметим, что из-за возможного отличия на несколько порядков реальных значений вязкости и скорости деформации от выбранных нами полученное значение $S \approx 10^{-2}$ является грубой оценкой. В «обычных» лабораторных экспериментах с горными породами вязкость и упругость примерно такие же, а скорость деформации не менее чем на пять порядков выше. Следовательно, и S_m , по крайней мере, на пять порядков больше. Таким образом, для «обычных» экспериментов $S_m/S \geq 10^5$, а для экспериментов с обратной связью $S_m/S \approx 1$. Таким образом, использование обратной связи значительно улучшает соблюдение подобия по времени при лабораторном моделировании процессов разрушения горных пород.

6.3.8. Резюме

Схема обратной связи, реализованная в экспериментах, проводимых в лаборатории трения горных пород, разрабатывалась на качественном уровне исходя из физического смысла: для того чтобы не допустить «взрывного» макроразрушения образца за счёт накопленной в нём упругой энергии, уменьшалась скорость нагружения, как только процесс разрушения начинал ускоряться. Пороговая схема включения обратной связи была выбрана исходя из удобства её технической реализации. Заметим, что в экспериментах [Zang, 2000] скорость деформации при включении обратной связи уменьшалась по линейному закону значительно медленнее по сравнению с резкими сбросами нагрузки (6 МПа/сек) в проанализированных нами опытах. При этом, однако, не было обнаружено принципиальных различий в развитии очагов разрушения — в обоих случаях было реализовано сильно растянутое во времени формирование макроразрыва. Обратная связь позволяет плавно и в технологическом смысле безошибочно довести разрушение образца до состояния, когда достаточно длительное время сохраняется режим нагружения с постоянным напряжением, что дало возможность детально исследовать особенности двухстадийной модели разрушения твёрдых тел [Куксенко, 1986], ЛНТ-модели подготовки землетрясений [Мячкин и др., 1975] и некоторые параметры сейсмического режима.

Анализ результатов экспериментов с обратной связью позволил интерпретировать её как эмулятор диссипативных процессов в литосфере. Эта модель получилась достаточно сложной, определяемой зависимостью акустической активности от напряжения, и работает эта модель в ограниченном диапазоне значений акустической активности и напряжений. Однако полученные в [Смирнов и др., 2001] результаты свидетельствуют, что введение в систему нагружения механизма, обеспечивающего контро-

лируемый вывод из неё части накапливаемой в образце упругой энергии, можно рассматривать как уменьшение эффективной вязкости образца и, соответственно, уменьшение эффективного времени релаксации в эквивалентном теле Максвелла. Это обстоятельство позволяет надеяться, что при должном образом выбранном алгоритме обратной связи можно добиваться выполнения критерия подобия (6.2) в заранее заданном диапазоне параметров нагружения.

6.4. Формирование разлома в лабораторных экспериментах

Применение технологии нагружения горных пород с обратной связью по акустической активности позволяет растянуть во времени процесс образования макроразрыва. Вследствие этого образец постепенно «прорезается» узкой зоной разрушения, которую можно рассматривать как некий аналог разломной зоны в естественных условиях. В настоящем разделе представлены результаты анализа данных экспериментов по формированию таких зон, проведённых в Rock friction laboratory USGS [Смирнов и др., 1995 а, б; Ропомарев et al., 1997].

Формирование разломной зоны в лабораторных экспериментах мы не рассматриваем как модель переходного процесса, поскольку в натуральных условиях образование новых разломных структур происходит в геологических масштабах времени, и моделирование таких процессов выходит за рамки настоящей работы. Но формирование в образцах разломных зон для моделирования переходных режимов сейсмичности в таких условиях использовалось в ряде экспериментов, что и определяет необходимость краткого рассмотрения этого вопроса.

6.4.1. Исходные данные

Формирование разломной зоны в образце горной породы рассмотрим на примере трёх независимых экспериментов с шифрами АЕ36, АЕ39 и АЕ42 (уже упоминавшихся в предыдущем разделе). Методика этих экспериментов описана в [Lockner et al., 1992a]. Данные серии экспериментов, в которую входят и указанные три опыта, неоднократно подвергались анализу [Lockner et al., 1991 а, б, 1992 а, б; Reches, Lockner, 1994; Соболев, Пономарёв, 1999].

Образцы цилиндрической формы диаметром 76.2 мм и длиной 190.5 мм, изготовленные из гранита Вестерли, деформировались одноосной нагрузкой в условиях постоянного всестороннего сжатия 50 МПа. Образцы были сухими, обводнение не проводилось. Нагружение выполнялось в режиме с обратной связью по активности АЭ.

Каждому событию, по аналогии с землетрясениями, приписывался энергетический класс, пропорциональный логарифму относительной энергии события. Полученные каталоги акустических событий включали около 46000 надёжно лоцированных событий для опытов АЕ36, АЕ42 и около 20000 событий для АЕ39.

6.4.2. История нагружения

В каждом эксперименте выделяются 3 стадии изменения нагрузки: рост осевого напряжения до значений, близких к максимальным; стадия почти постоянного напряжения; падение напряжения вследствие начала разрушения. Будем, как и прежде, последние две стадии называть «плоской» и падающей частями кривой нагружения. В разных экспериментах эти стадии имели различную продолжительность, что позволило проанализировать особенности каждой из стадий [Смирнов и др., 1995 а, б; Ponomarev et al., 1997].

Ранее выполненный анализ пространственно-временных особенностей распределения АЭ по данным рассматриваемых экспериментов показал, что очаг разрушения возникает в средней части образца, у его поверхности, после достижения максимальной нагрузки [Lockner et al., 1992б]. До появления этого кластера микротрещины распределяются по объёму образца довольно случайно и равномерно. Затем разрушение локализуется в плоскости будущего разрыва, сопровождаясь резким падением осевой нагрузки и значительным усилением акустической активности. Разрыв прорастает через образец под углом 20–25° к оси нагружения, а акустическая эмиссия постепенно затухает. Локация АЭ свидетельствует, что разрыв распространяется в образце со скоростью первых микрон в секунду как тонкая, толщиной 1–5 мм, серповидная зона концентрации трещин. Характерная ширина зоны составляет 10–30 мм, а протяжённость области разрушения зависит от продолжительности её формирования. Если после прохождения пиковой нагрузки при уровне 0.8 от максимального напряжения опыт прекращался и нагрузка снималась, то рост макроразрыва останавливался (опыты АЕ39, АЕ42). Если эксперимент не прекращали, разрыв продолжал расти, разделяя образец на два блока (эксперимент АЕ36).

Эксперимент АЕ42 является наиболее типичным и отражает все выявленные особенности формирования разломной структуры. Рассмотрим их на примере этого эксперимента.

6.4.3. Рост разломной зоны

До определённой стадии — пока расстояния между микротрещинами значительно превосходят их размеры — разрушение равномерно распределено по объёму образца. По мере увеличения концентрации микротрещин расстояния между ними уменьшаются, поля напряжений, сконцентрированных у концов трещин, начинают перекрываться — трещины начинают взаимодействовать. В результате этого разрушение переходит в стадию локализации (нуклеации): внутри образца возникает небольшая область — «зародыш» макроскопического разлома, — в которой сосредотачивается процесс разрушения, акустическая активность вне этой области резко падает.

После нуклеации размер «зародышевой» области постепенно увеличивается — по мере развития разрушения она растёт, формируя узкую полосу, близкую к плоскости максимальных кулоновских напряжений. Режим нагружения в эксперименте был таков, что этот рост происходил при примерно постоянном во времени уровне напряжений.

На рисунке 6.10 представлена зависимость размера области разрушения от времени после нуклеации, полученная по данным акустического каталога. Регрессия размера области по времени вида $R = At^c + R_0$ (слагаемое R_0 добавлено для учёта ненулевого начального размера «зародышевой» области разрушения) даёт: $c = 0.6 \pm 0.2$, $R_0 = (23 \pm 7)$ мм (линия 3 на рисунке 6.10). Таким образом, динамика увеличения области, захваченной разрушением, близка к диффузионной, описываемой уравнением $R = \sqrt{4\pi Dt^{0.5}}$ (жидкости в образце, напомним, не было).

6.4.4. Статистические параметры акустического режима

Для получения количественной характеристики процесса разрушения при формировании и эволюции разломной зоны мы проводили оценку параметров акустического режима, использующихся при исследованиях сейсмического режима: наклона графика повторяемости, фрактальной размерности множества очагов акустических событий, акустической активности (см. раздел 3.1), а также показателя Хёрста для временного ряда интервалов времени между последовательными событиями.

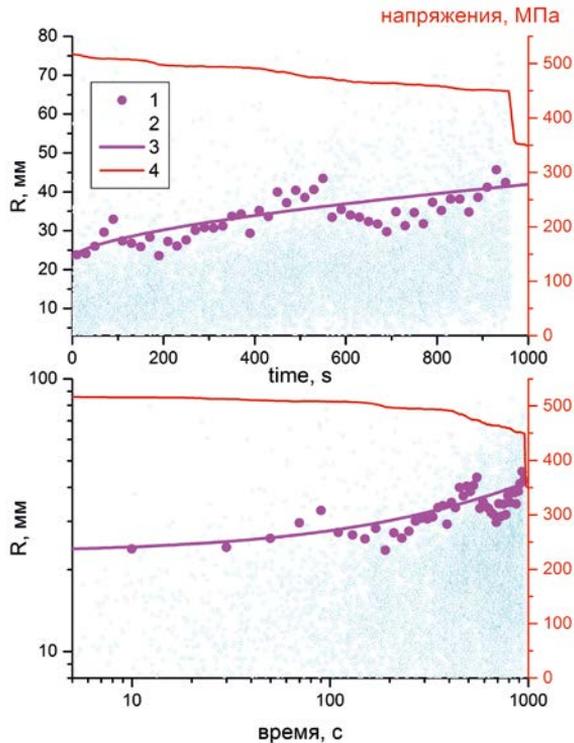


Рис. 6.10. Размер облака акустических событий как функция времени от начала нуклеации в линейной (а) и логарифмической (б) шкалах. 1 — размер облака, оценённый по радиусу гирации; 2 — расстояние от центра нуклеации до гипоцентров акустических событий; 3 — степенная аппроксимация размера облака (с учётом начального размера нуклеационного «зародыша»); 4 — осевое усилие, создаваемое прессом.

Показатель Хёрста — показатель степени в зависимости нормированного размаха временного ряда в пределах некоторого временного интервала от длительности этого интервала — является одной из фрактальных характеристик временной структуры соответствующего процесса [Федер, 1991]. Для «чисто» случайного процесса — процесса независимых испытаний — показатель Хёрста $H = 0.5$. При $H > 0.5$ временной ряд имеет персистентное (поддерживающееся) поведение. В этом случае поддерживается имеющаяся тенденция развития процесса, т. е. если в течение некоторого времени наблюдается, например, увеличение параметра процесса, то нужно ожидать его увеличения и в течение последующего интервала времени той же длительности. При $H < 0.5$ процесс имеет антиперсистентное поведение — после периода возрастания переменной нужно ожидать её уменьшения.

Отклонения показателя Хёрста от значения 0.5 можно рассматривать как индикатор временной связности состояний физической системы, порождающей наблюдаемый процесс. При $H > 0.5$ связь состояний такова, что тенденции изменения процесса поддерживаются, а при $H < 0.5$ — гасятся.

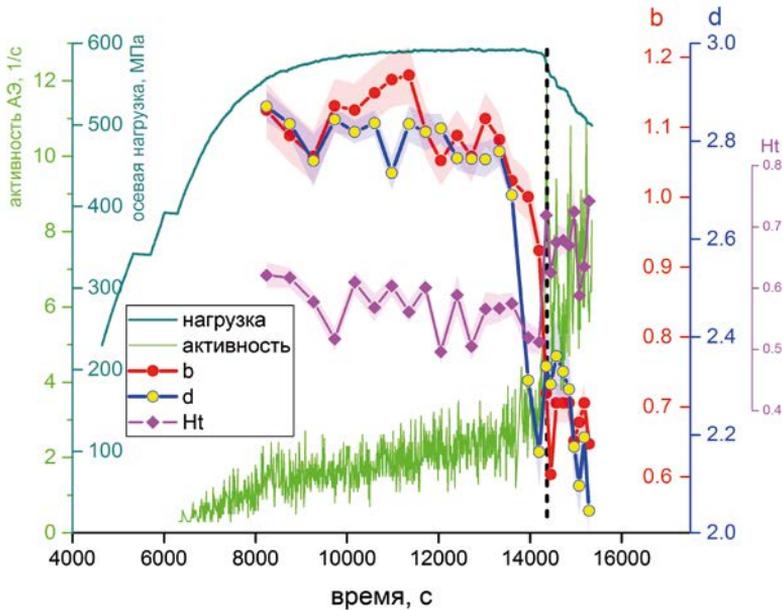


Рис. 6.11. История нагружения и параметры акустического режима в эксперименте АЕ42. Показаны кривые осевой нагрузки, наклона графика повторяемости b , фрактальной размерности d , показателя Хёрста H_t . Вертикальная пунктирная линия — начало формирования (нуклеация) разломной зоны.

На рисунке 6.11 представлены вариации выбранных статистических параметров во времени. Отчётливо видно изменение уровня выбранных параметров акустического режима (уменьшение b и d и увеличение H_t), приуроченное к переходу кривых нагружения от «плоской» части к падающей при нуклеации «разломной зоны». При этом уменьшение фрактальной

размерности d опережает уменьшение наклона графика повторяемости b , явно предшествует активизации акустического режима и связанному с ним падению нагрузки.

«Плоской» части кривой нагружения отвечают значения $d \approx 2.8 \div 2.9$ и $H_i \approx 0.6$. Значения $d \sim 3$ свидетельствуют о близости распределения акустических событий по объёму образца к равномерному. Значения $H_i \sim 0.6$ указывают на слабую временную связность акустического режима — процесс близок к процессу независимых испытаний. Таким образом, на этом участке структура акустического режима не выражена. При этом наклон графика повторяемости $b \sim 1$ значительно выше своего характерного значения $b \sim 0.5$ (в качестве энергетической характеристики акустических событий использовались энергетические классы, определяемые логарифмом энергии акустических событий).

При переходе к падающему участку кривой нагружения и на самом этом участке значения параметров b и d уменьшаются, а H_i увеличивается. Это означает, что на этой стадии возникает определённая структура акустического режима: акустические события кластеризуются в пространстве, и акустический процесс приобретает связность своих состояний во времени. Значения $H_i > 0.5$ указывают на персистентное поведение акустического процесса, когда тенденции изменения самоподдерживаются. Формирование структуры акустического режима — отклонение акустического процесса от процесса независимых испытаний — свидетельствует о возникновении взаимодействия между микротрещинами.

В [Lockner et al., 1992б] на основе анализа данных этой серии экспериментов (и обобщения ряда других эмпирических и теоретических результатов) выдвинут сценарий формирования сдвигового разрыва («разломной зоны» в нашей терминологии). Согласно ему возникновение разрыва контролируется взаимодействием микротрещин — разрыв возникает, когда концентрация микротрещин становится достаточно высокой для их активного взаимодействия. Пока микротрещины, обусловленные микроразрушениями, расположены достаточно далеко друг от друга, соответствующие им поля напряжений не перекрываются, и микродефекты не взаимодействуют. По мере накопления микротрещин среднее расстояние между ними уменьшается, и обусловленные ими поля напряжений начинают перекрываться — возникает их взаимодействие. При определённом уровне взаимодействия система микротрещин некоторого ранга теряет устойчивость, и возникает более крупный дефект среды. Такой сценарий отвечает концепции лавино-неустойчивого трещинообразования (ЛНТ) [Мячкин и др., 1975].

На рисунке 6.11 видно, что изменения параметров b и d происходят в целом синфазно — оба параметра уменьшаются при зарождении разломной зоны. Корреляция этих параметров отвечает гипотезе обусловленности энергетической структуры сейсмичности пространственной структурой среды (см. раздел 3.2.5). Согласно этой гипотезе параметры b и d связаны соотношением (3.31): $d = ab$, где a определяется типом используемой шкалы магнитуд. На рисунке 6.12 представлена диаграмма рассеяния значений b и d (будем называть её db -диаграммой), полученных в обсуждаемых экспериментах.

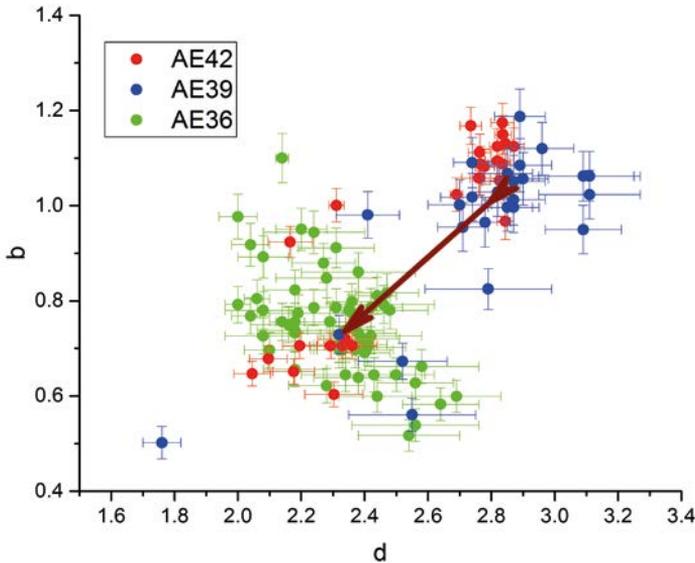


Рис. 6.12. db-диаграмма по данным лабораторных экспериментов по моделированию формирования и эволюции разломной зоны. Стрелкой показан переход от состояния целого образца («плоская» часть кривой нагружения) к состоянию с разломной зоной (падающая часть кривой нагружения).

Видно, что изменение акустического режима при переходе от объёмного разрушения к формированию разломной зоны соответствует соотношению $d = ab$ (показано стрелкой на рисунке 6.12). Это подкрепляет упомянутую выше гипотезу о пропорциональности параметров b и d при изменении размерности области генерации разрушения. Уменьшение размерности делает очаги разрушения (микротрещины в случае наших экспериментов) более близкими, что способствует увеличению доли более сильных событий в результате слияния трещин при их критической концентрации, а это, в свою очередь, отражается в уменьшении наклона графика повторяемости b . Относительное увеличение концентрации трещин при переходе к образованию разлома подтверждается исследованием изменения параметра концентрации трещин (см. раздел 3.3) в рассмотренных экспериментах [Смирнов и др., 1995а; Ponomarev et al., 1997].

Эксперимент АЕ36 был проведён только на падающей ветви кривой нагружения, и вариации параметров b и d отражают не формирование, а эволюцию (во времени) уже существующей (сформированной ранее) разломной зоны. Видная на рисунке 6.12 антикорреляция b и d (зелёные точки), противоречащая соотношению (3.31), свидетельствует, что временные вариации структуры акустического режима управляются другим механизмом. В [Смирнов и др., 1995а; Ponomarev et al., 1997] мы отмечали, что отклонения от соотношения $d = ab$ в эксперименте АЕ36 имеют наибольшие значения на интервалах времени, приуроченных к сильнейшим акустическим событиям, т. е. проявляются в переходном режиме. Более подробно мы обсудим этот вопрос в главе 7.

6.4.5. Резюме

Применение режима нагружения с использованием обратной связи по акустической активности позволяет сформировать в образце аналог разломной зоны. Формирование этой зоны происходит на стадии спада осевого напряжения, когда образец отдаёт запасённую в нём упругую энергию. Оно сопровождается возникновением временной связности акустического режима и уменьшением наклона графика повторяемости акустических событий.

В начальной стадии эксперимента разрушение равномерно распределено по объёму образца. По мере увеличения концентрации микротрещин расстояния между ними уменьшаются, поля напряжений, сконцентрированных у концов трещин, начинают перекрываться, и трещины начинают взаимодействовать. В результате этого разрушение переходит в стадию локализации: внутри образца возникает небольшая область нуклеации, в которой сосредотачивается процесс разрушения, акустическая активность вне этой области резко уменьшается. После нуклеации размер «зародышевой» области постепенно увеличивается, сначала быстро, а потом всё медленнее, так, что зависимость размера разлома от времени близка к диффузионному росту $R \sim \sqrt{t}$.

При формировании разломной зоны изменения (уменьшения) фрактальной размерности d и наклона графика повторяемости b происходят синфазно, а их значения удовлетворяют соотношению $d = ab$. Для уже сформированной структуры это соотношение выполняется, по-видимому, только для средних значений d и b , а их временные вариации происходят в противофазе.

6.5. Лабораторное моделирование переходных режимов при силовой ступенчатой инициации

Целью серии экспериментов было выявление характера разрушения, инициированного внешним воздействием, его релаксации при прекращении воздействия и выяснение зависимости этих процессов от уровня действующих напряжений [Смирнов и др., 2010].

В качестве инициирующего воздействия использовались ступеньки деформации с различной скоростью нарастания и различной длительности. Использовались два режима одноосного нагружения. Первый — ступенька при максимально быстром однократном перемещении пуансона пресса на заданную величину с последующей выдержкой образца при неизменной деформации. Скорость деформирования в этом случае была не менее 10^{-3} 1/с и определялась предельными возможностями пресса. В дальнейшем будем называть этот режим резкой ступенькой. Второй — линейное нарастание деформации со скоростью, задаваемой в диапазоне примерно 10^{-6} – 10^{-5} 1/с, затем выдержка образца при неизменной деформации и продолжение нагружения по такой же схеме. Будем называть этот режим инициации плавной ступенькой.

Часть экспериментов была проведена в условиях всестороннего сжатия.

В экспериментах применялся режим нагружения с управлением по деформации (strain control), при котором прессовое оборудование обеспечивает заданное изменение деформации во времени, в данном случае — нарастание с заданной скоростью с последующей неизменной деформацией. Такой режим был выбран на основании представлений о процессах в очагах землетрясений. В механике землетрясения очаг в первом приближении моделируется ступенчатой функцией деформации (функцией нарастания) [Kostrov, Das, 1988], которая и вызывает дальнейшую эволюцию напряжённо-деформированного состояния и процесса разрушения (проявляющегося в природных условиях в виде афтершокового процесса).

Объёмы акустических каталогов, полученных в экспериментах, составляли от десятков — сотен тысяч до первых миллионов событий.

6.5.1. Одноосное нагружение плавной ступенькой без всестороннего сжатия

В настоящем разделе представлены результаты экспериментов, выполненных по сценарию ступенчатой инициации переходных процессов при различных уровнях действующих напряжений и при различных скоростях нарастания деформаций иницирующей силовой ступеньки (в диапазоне 10^{-4} – 10^{-5} 1/с).

Опыт А52. Сухой песчаник, шифр А52. Петрографический анализ показал, что образец представляет собой неравномерно зернистую породу с размером зёрен от 50 до 300 мкм. Основная характеристика минерального состава — высокое содержание глинистых минералов и карбонатов (кальцит и доломит). Состав: кварц 30–35 %, полевого шпата 30–35 %, биотит до 10 %, цементирующий материал (глинистые минералы, карбонаты) до 15 %, рудные минералы и их окислы до 5 %. Плотность образца 2.16 г/см³, средняя скорость продольных волн 2.20 км/с, поперечных волн 1.78 км/с, пористость 14.6 %.

На рисунке 6.13а представлена история нагружения с возбуждением плавной ступенькой деформации. Скорость нарастания ступеньки деформации — $2 \cdot 10^{-5}$ 1/с, величина ступеньки деформации $4.07 \cdot 10^{-4}$, длительность интервалов нарастания/выдержки 20/(80–460) с, полное количество акустических событий 246207.

Каждая ступенька нагружения вызывала всплеск акустической активности. В течение периодов выдержки наблюдался постепенный спад осевого напряжения, величина спада на каждой ступеньке тем больше, чем выше акустическая активность.

Кривая нагружения, представленная на рисунке 6.13б, характерна для экспериментов без всестороннего сжатия, когда усилия прикладываются прессом только к торцевым граням цилиндрического образца, а его боковая поверхность находится в свободном состоянии (будем называть этот режим чисто одноосным нагружением). Прямые измерения показывают, что сильно пористые материалы испытывают значительные неупругие деформации даже при невысоких уровнях напряжения [Hart, Wang, 1995; Lockner, Stanchits, 2002]. На рисунке 6.13б хорошо виден нелинейный характер зави-

симости между напряжениями и деформациями в начальной части кривой нагружения. Этому соответствует достаточно высокая акустическая активность, которая уменьшается с ростом напряжений и достигает минимума при выходе кривой нагружения на прямолинейный участок.

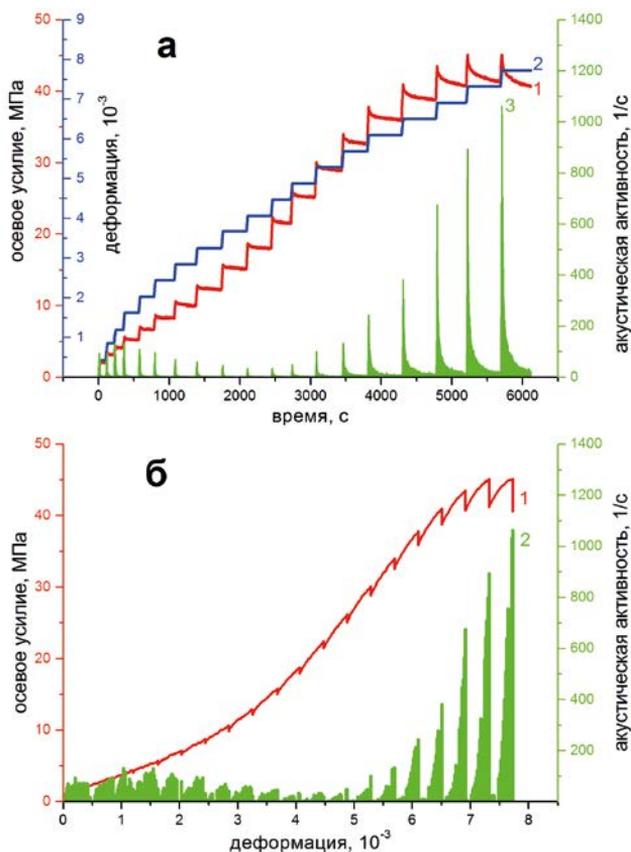


Рис. 6.13. История и кривая нагружения образца А52. (а) — история нагружения: 1 — осевое усилие, 2 — осевая деформация, 3 — акустическая активность. (б) — кривая нагружения: 1 — диаграмма напряжение-деформация, 2 — акустическая активность.

Выполаживание начальной части кривой нагружения в экспериментах по чистому одноосному нагружению (особенно в случае пористых материалов) объясняют закрытием пор, существующих трещин и переупаковкой минеральных зёрен [Лавров и др., 2004; Scholz, 2002; Tapponnier P., Brace, 1976; Paterson, Wong, 2005]. Этот процесс сопровождается акустической активностью. Ослабленный существующими дефектами материал имеет пониженные эффективные модули упругости, что и проявляется в выполаживании кривой нагружения. По мере исчерпания существующих дефектов, закрытия пор и микротрещин жёсткость минеральной матрицы и, соответственно, эффективные модули увеличиваются, и кривая нагружения выходит на прямолинейный участок.

Будем называть серией интервал времени эксперимента, начинающийся с первой точки роста ступеньки инициирующей деформации и заканчивающийся последней точкой участка с постоянной деформацией. Под уровнем действующих напряжений (или просто действующими напряжениями) будем понимать напряжение (осевое усилие), при котором было начато инициирование ступенькой деформации данной серии (поскольку напряжения меняются в пределах серии, использовалось среднее значение для серии, предшествующей данной). При представлении результатов для отдельных серий время всегда отсчитывается от начала серии.

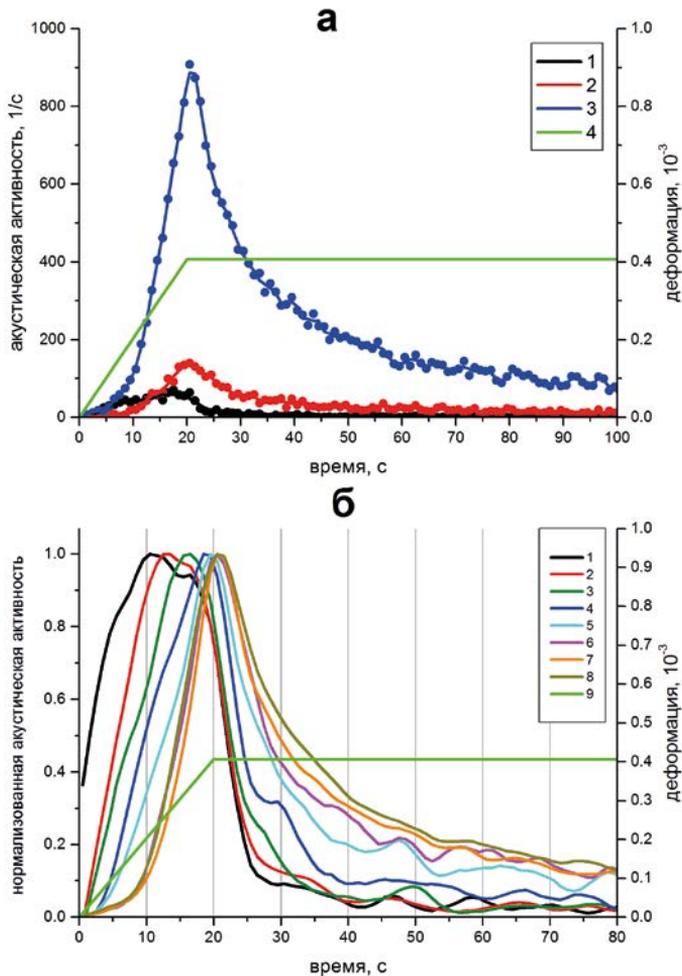


Рис. 6.14. Акустическая активность в эксперименте А52. (а) — примеры исходных данных (точки) и сглаженных кривых, отвечающих различным уровням действующих напряжений: 1 — 8.3 МПа, 2 — 29.2 МПа, 3 — 41.3 МПа, 4 — инициирующая ступенька деформации, (б) — нормированные кривые акустической активности при различных уровнях действующих напряжений: 1 — 1.0 МПа, 2 — 5.3 МПа, 3 — 10.2 МПа, 4 — 15.3 МПа, 5 — 21.7 МПа, 6 — 29.2 МПа, 7 — 39.2 МПа, 8 — 42.1 МПа, 9 — инициирующая ступенька деформации.

На рисунке 6.14а приведены примеры нескольких серий, отвечающих различным уровням действующих напряжений.

Видно, что ступеньки нагрузки вызвали акустическую активизацию, напоминающую сейсмические рои — с постепенным ростом и последующим спадом активности. Величина активности имеет различный статистический разброс, связанный с различным объёмом данных — при больших напряжениях кривые строятся по большему количеству событий. Поэтому первичные данные подвергались сглаживанию скользящим средним в соответствующих окнах, для дальнейшего анализа использовались сглаженные данные.

На рисунке 6.14а можно заметить, что положение максимума активности на оси времени при больших напряжениях смещается вправо. Для того чтобы представить этот эффект более наглядно, активность в каждой серии была отнормирована на её максимальное значение. Результат приведён на рисунке 6.14б (для лучшей читаемости рисунка показаны не все серии). На рисунке видно, что задержка максимума активности относительно начала инициации (начала серии) увеличивается с увеличением уровня действующих напряжений. Обращает на себя внимание тот факт, что при небольших напряжениях максимум приходится на интервал нарастания ступеньки, т. е. спад акустической активности начинается и происходит при растущей иницирующей нагрузке. На рисунке 6.15а представлена величина задержки максимума активности (момента начала спада активности, начала релаксации возмущения) от уровня действующих напряжений.

Хорошо видно увеличение задержки максимума активности (и, соответственно, времени начала релаксации возмущения) от уровня действующих напряжений. Видно также, что при больших напряжениях активность продолжает расти и после окончания роста иницирующей ступеньки — задержка максимума превышает длительность интервала нарастания.

На рисунке 6.15а представлено также полное количество акустических событий, зарегистрированных в каждой серии, и величина наклона графика повторяемости, оценённая по совокупностям этих событий. Зависимость этих параметров от уровня действующих напряжений характерна для экспериментов по чистому одноосному нагружению.

Опыт А62. На рисунке 6.15б представлены зависимости задержки максимума активности, количества акустических событий и наклона графика повторяемости от уровня действующих напряжений для опыта А62. Этот опыт по материалу образца и режиму нагружения аналогичен рассмотренному выше опыту А52, но скорость нарастания ступеньки деформации была на порядок меньше — $4 \cdot 10^{-6}$ 1/с. Величина ступеньки деформации $8.14 \cdot 10^{-4}$, длительность интервалов нарастания/выдержки 200/400 с, полное количество акустических событий 438355. На рисунке видно, что результаты аналогичны результатам, представленным на рисунке 6.15а: с ростом напряжений задержка увеличивается, наклон графика повторяемости уменьшается, а количество событий согласуется с экспоненциальной зависимостью (вне диапазона, отвечающего разрушению существующих дефектов).

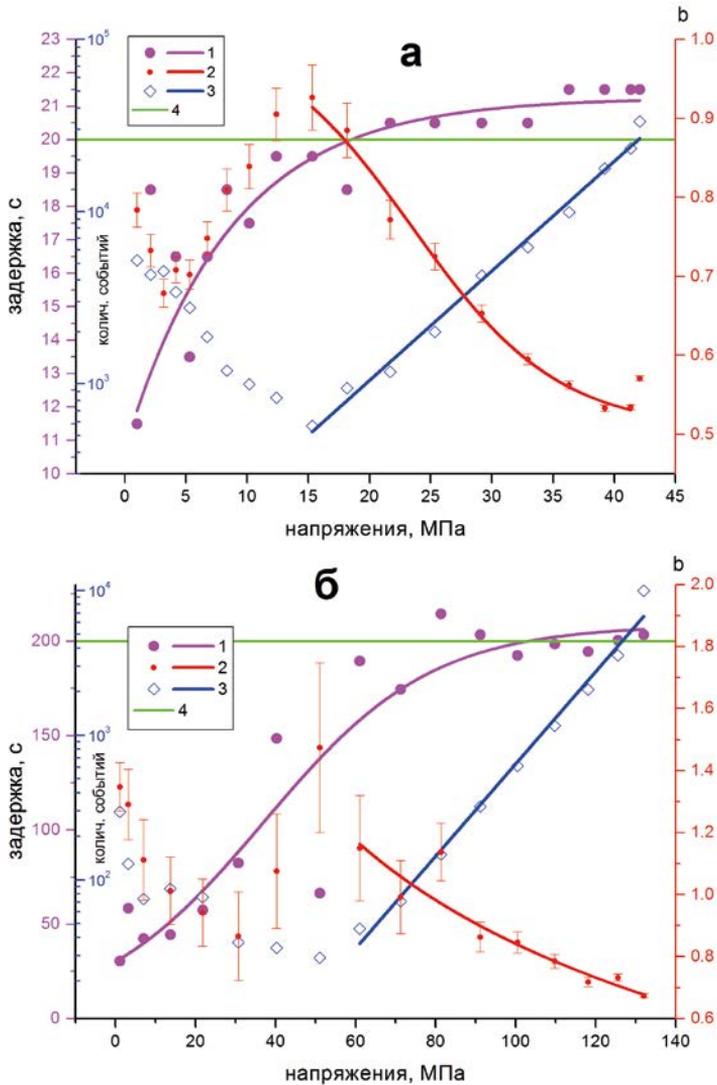


Рис. 6.15. Параметры акустического режима при разных уровнях действующих напряжений. (а) — эксперимент А52, (б) — эксперимент А62. 1 — задержка максимума активности относительно начала инициирования, 2 — наклон графика повторяемости, 3 — количество событий в каждой серии (прямая соответствует экспоненциальной аппроксимации), 4 — величина интервала нарастания инициирующей ступеньки 20 с (А52) и 200 с (А62).

6.5.2. Одноосное нагружение плавной ступенькой в условиях всестороннего сжатия

В этих экспериментах испытывался песчаник аркозовый, переходный к полевошпат-кварцевому. Размер зёрен 300–400 мкм. Минеральный состав: кварц 65 %, полевые шпаты 25 %, цементирующий материал (глинистые

минералы, оксиды, карбонаты) 10 %, редкие минеральные фазы. Плотность образца 2.25 г/см^3 , средняя скорость продольных волн 2.59 км/с , поперечных волн 1.71 км/с , пористость 21.9 %.

На рисунке 6.16 представлены история и кривая нагружения с инициацией плавной ступенькой при одноосном нагружении со всесторонним сжатием, давление всестороннего сжатия (конфайнинг) — 70 МПа (опыт SS70). Скорость нарастания ступеньки деформации — $4 \cdot 10^{-6} \text{ 1/с}$, величина ступеньки деформации $8.14 \cdot 10^{-4}$, длительность интервалов нарастания/выдержки 200/400 с, полное количество акустических событий 5202922.

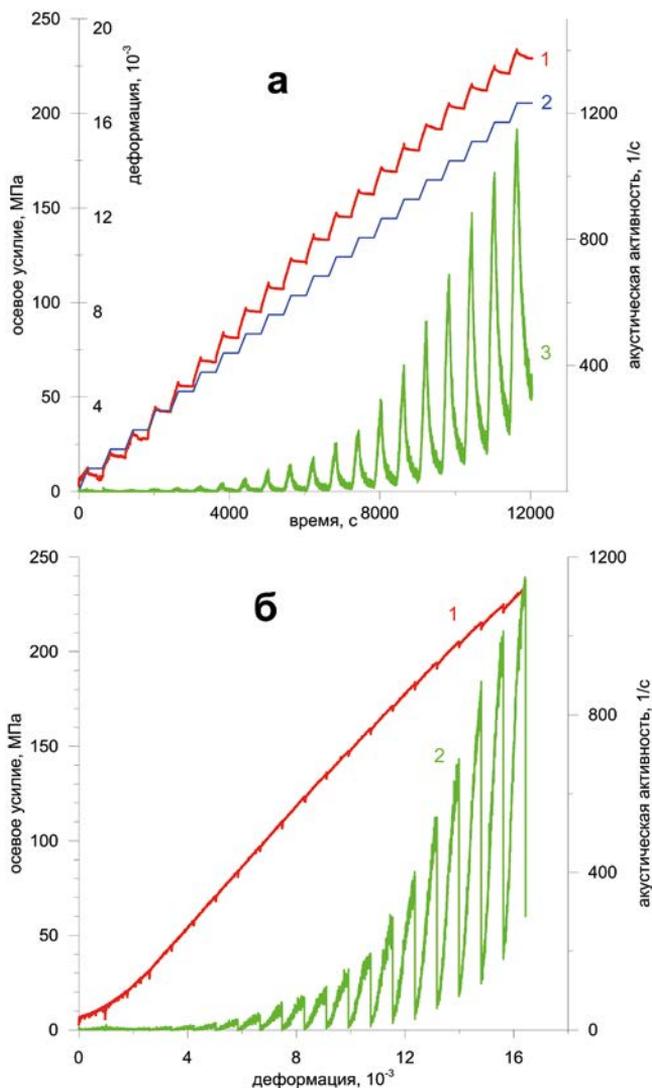


Рис. 6.16. История и кривая нагружения образца SS70. а — история нагружения: 1 — осевое усилие, 2 — осевая деформация, 3 — акустическая активность. б — кривая нагружения: 1 — диаграмма напряжение-деформация, 2 — акустическая активность.

Всестороннее сжатие позволяет в значительной мере уменьшить роль разрушения существующих дефектов [Zhang et al., 1990; Kawakata, Shimada, 2000; DiGiovanni, 2000]. На рисунке 6.16 видно, что рассмотренные выше эффекты выполаживания кривой нагружения и уменьшения акустической активности в начальной части нагружения видны только тогда, когда дополнительная к всестороннему сжатию осевая нагрузка (называемая дифференциальной) меньше величины гидростатического давления, обеспечивающего всестороннее сжатие. При дифференциальной нагрузке, превосходящей гидростатическое давление, эффектами разрушения существующих дефектов, по-видимому, можно пренебречь. Кроме этого, всестороннее сжатие увеличивает прочность образца, что позволяет проводить опыты при больших осевых нагрузках и, соответственно, получать акустические каталоги гораздо большего объема.

На рисунке 6.17 показаны нормированные кривые акустической активности для серий инициации при различных уровнях действующих дифференциальных напряжений (показаны не все серии). Хорошо видно увеличение задержки максимума активности с ростом напряжений.

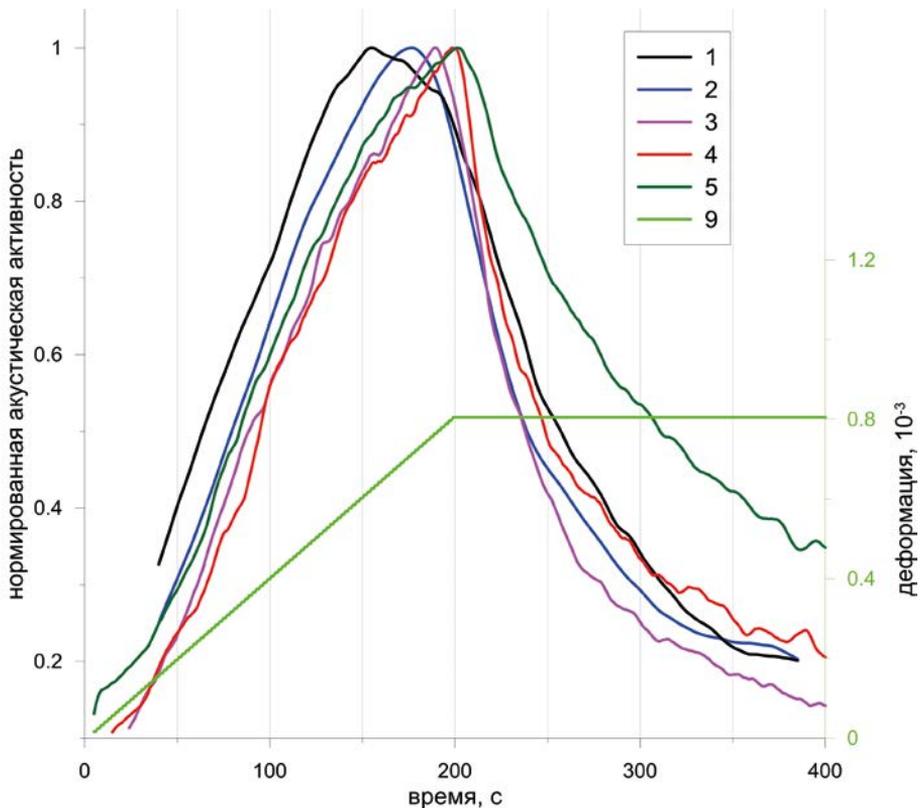


Рис. 6.17. Нормированные кривые акустической активности при различных уровнях действующих дифференциальных напряжений и иницирующая ступенька деформации (эксперимент SS70). 1 — 30 МПа, 2 — 55 МПа, 3 — 105 МПа, 4 — 155 МПа, 5 — 215 МПа, 6 — иницирующая ступенька деформации.

На рисунке 6.18 приведена сводка результатов двух экспериментов по инициации при всестороннем сжатии, проведённых на одинаковых образцах.

Закономерности изменения параметров качественно те же, что и в случае рассмотренного выше чистого сжатия без конфайнинга (раздел 6.5.1): с ростом действующих напряжений время до начала спада активности (начала релаксации) увеличивается, а наклон графика повторяемости уменьшается. Зависимость полного количества событий в каждой серии от уровня напряжений близка к экспоненциальной, как и в случае только одноосного нагружения.

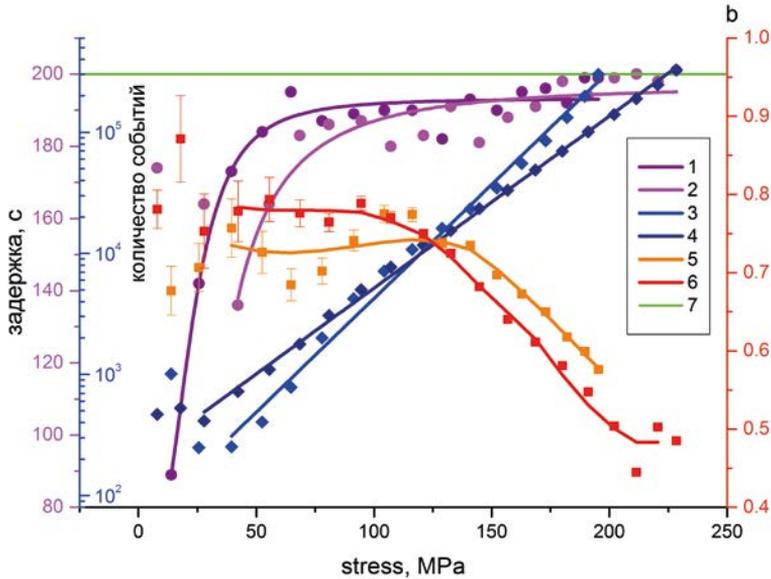


Рис. 6.18. Параметры акустического режима при разных уровнях действующих дифференциальных напряжений (эксперименты SS40 — конфайнинг 40 МПа и SS70 — конфайнинг 70 МПа): 1 и 2 — задержка максимума активности относительно начала иницирования (SS40 и SS70 соответственно), 3 и 4 — наклон графика повторяемости (SS40 и SS70 соответственно), 5 и 6 — количество событий в каждой серии (SS40 и SS70 соответственно), прямые соответствуют экспоненциальным аппроксимациям, 7 — величина интервала нарастания иницирующей ступеньки 200 с.

Объёмы каталогов акустических событий в экспериментах при всестороннем сжатии позволяют исследовать вариации наклона графика повторяемости во времени в пределах каждой серии. Представительные оценки можно получить для «старших» серий — при достаточно больших уровнях действующих напряжений и, соответственно, высокой акустической активности. Результаты таких оценок представлены на рисунке 6.19.

Хорошо виден характер закономерного изменения наклона графика повторяемости b : на стадии роста акустической активности b уменьшается, на стадии уменьшения активности — увеличивается. Эффект проявляется тем сильнее (величина изменений b больше), чем выше уровень действующих напряжений — чем ближе материал к критическому состоянию.

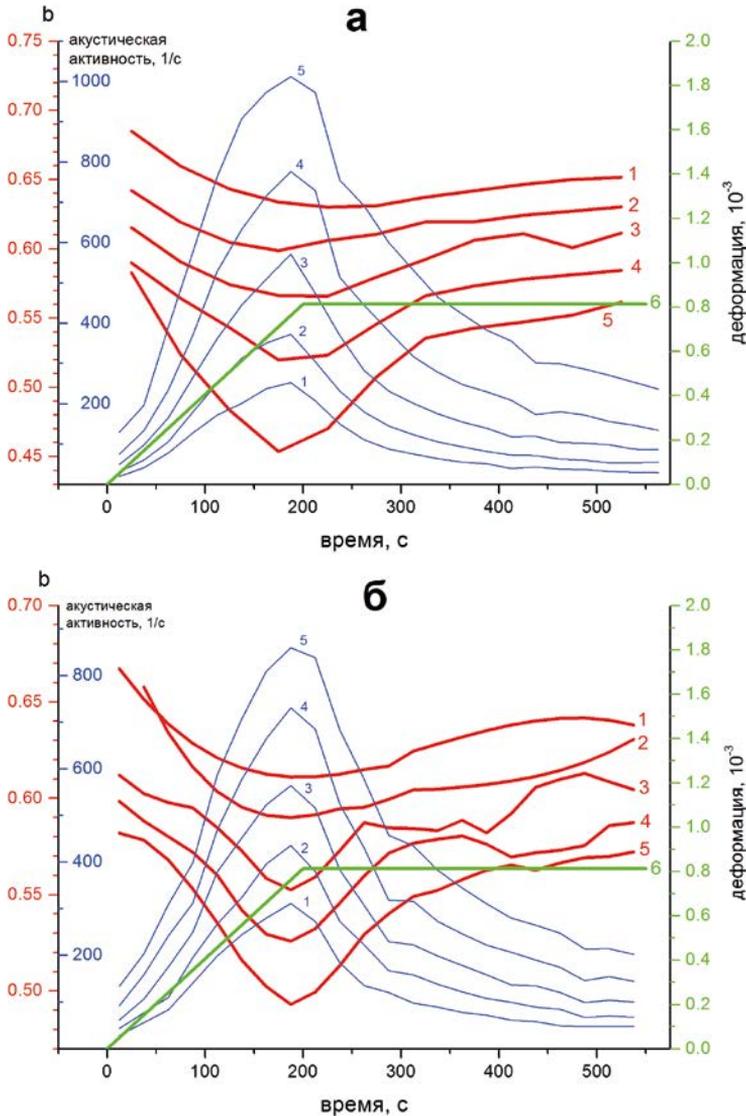


Рис. 6.19. Наклон графика повторяемости в пределах серии. а — эксперимент SS40: 1 — 140 МПа, 2 — 152 МПа, 3 — 163 МПа, 4 — 173 МПа, 5 — 182 МПа. б — эксперимент SS70: 1 — 180 МПа, 2 — 191 МПа, 3 — 202 МПа, 4 — 211 МПа, 5 — 220 МПа. Синим цветом показаны соответствующие кривые акустической активности. б — инициирующая ступенька деформации.

Отметим, что в экспериментах по чистому одноосному нагружению (без всестороннего сжатия) также можно увидеть те же тенденции изменения наклона графика повторяемости, но объём данных не позволил получить статистически обоснованные оценки, поэтому мы не приводим здесь соответствующие графики.

6.5.3. Одноосное нагружение резкой ступенькой без всестороннего сжатия

На рисунке 6.20а представлена история нагружения образца А42 с возбуждением резкой ступенькой. Скорость нарастания ступеньки деформации — не менее $3 \cdot 10^{-3}$ 1/с, величина ступеньки деформации $3.25 \cdot 10^{-4}$, длительность интервалов нарастания/выдержки не более 0.1/1250 с, полное количество акустических событий 115085. Материал образца — тот же, что и в опыте А52 (см. раздел 6.5.1).

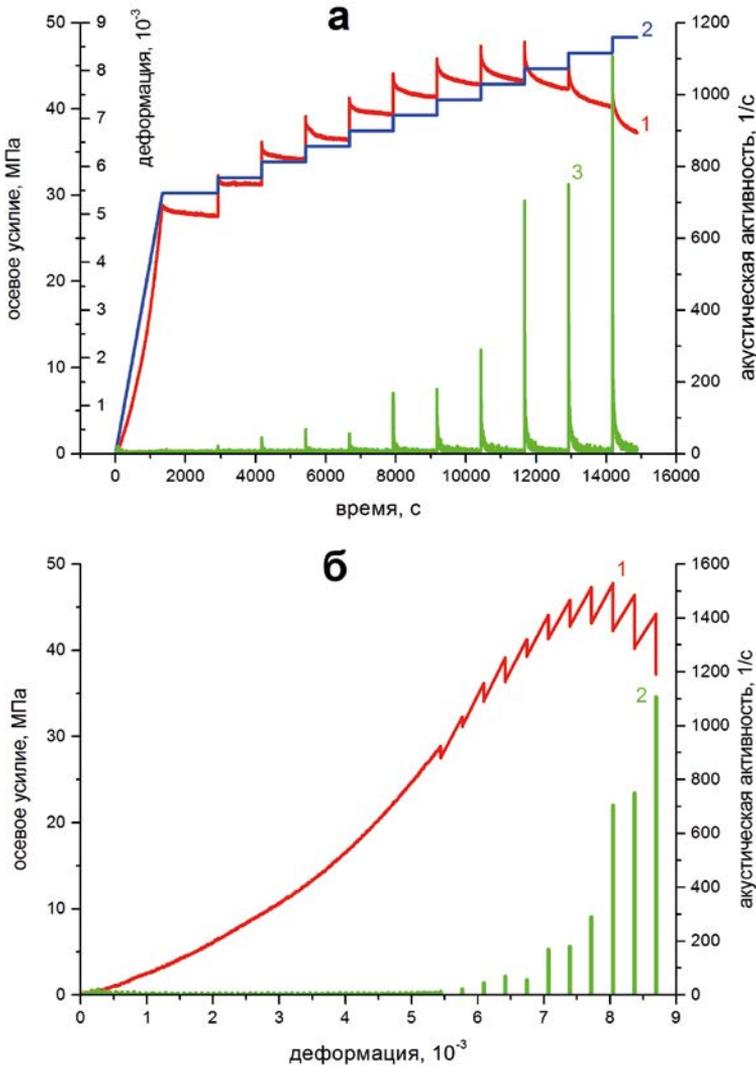


Рис. 6.20. История и кривая нагружения образца А42. (а) — история нагружения: 1 — осевое усилие, 2 — осевая деформация, 3 — акустическая активность. (б) — кривая нагружения: 1 — диаграмма напряжение-деформация, 2 — акустическая активность.

На рисунке 6.21а представлены примеры изменения акустической активности \dot{n} для нескольких серий. Изменения \dot{n} схожи с афтершоковыми последовательностями, на рисунке 6.21а приведена аппроксимация \dot{n} в соответствии с модифицированным законом Омори (1.2).

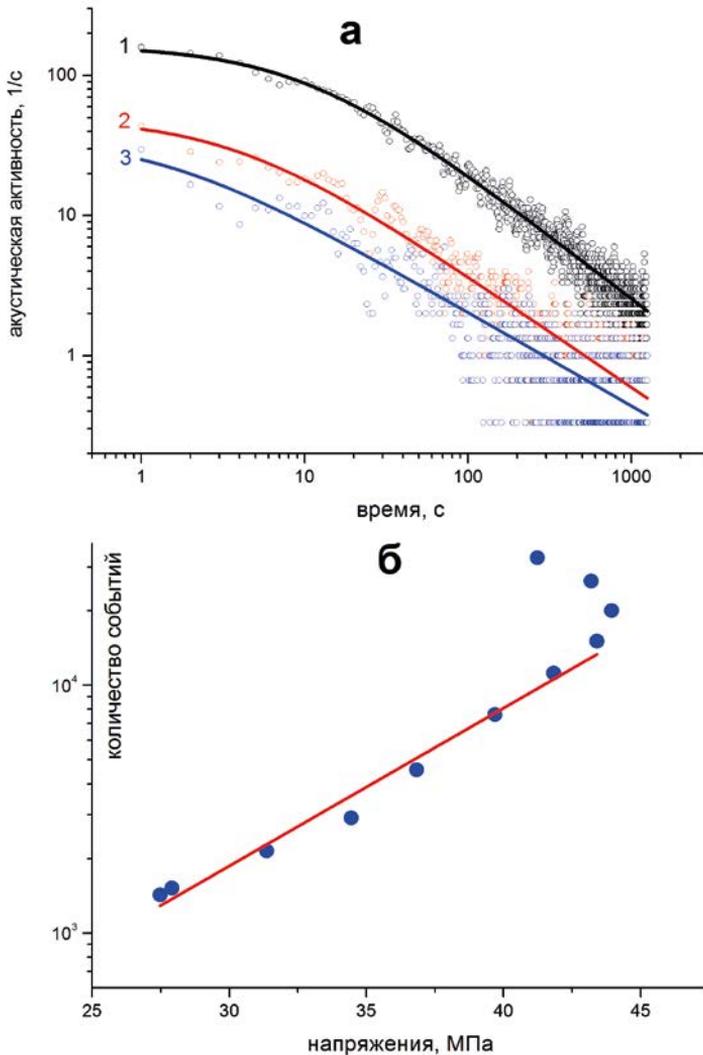


Рис. 6.21. Акустическая активность в эксперименте А42. (а) — примеры исходных данных (точки) и аппроксимация согласно модифицированному закону Омори $\dot{n} = \frac{n_0}{(t+c)^p}$ при различных уровнях действующих напряжений: 1 — 31.4 МПа, 2 — 34.4 МПа, 3 — 41.2 МПа. (б) — количество событий в каждой серии (2), прямая соответствует экспоненциальной аппроксимации.

На рисунке 6.21б представлено также количество акустических событий, произошедших в каждой серии. На докритической стадии нагружения

зависимость количества событий от напряжений близка к экспоненциальной, как и в случае инициации «плавной» ступенькой (разделы 6.5.1, 6.5.2). На закритической стадии, когда увеличение деформации сопровождается уменьшением напряжений, акустическая активность продолжает увеличиваться — соответствующие точки на рисунке 6.21б лежат выше прямой.

Таким образом, инициация резкой ступенькой вызывает возбуждение афтершокоподобной акустической активности. Величина активности зависит от уровня напряжений, действующих в момент инициации.

6.5.4. Крупномасштабное лабораторное моделирование

Лабораторные эксперименты по иницированию разрушения проводились и на другом масштабе. Работы были выполнены на Большом прессе ИФВД РАН [Семерчан и др., 1981; Соболев, Кольцов, 1988]. Исследовались параметры акустической эмиссии при одноосном ступенчатом нагружении крупного блока известняка [Смирнов и др., 2010].

Образец известняка-ракушечника (shell limestone) размером $1 \times 0.5 \times 0.5 \text{ м}^3$ был существенно неоднородным, с кавернами размером до 1 см и трещинами длиной до нескольких сантиметров. Минеральный состав: кальцит — 50 %, доломит — 30 %, глинистый материал, заполняющий трещины, — 20 %. Блок нагружался вдоль длинной стороны одноосным усилием. Каждая серия нагружения длилась 1 час и подразделялась на два интервала равной длительности — нагружение с постоянной скоростью и выдержка на достигнутом уровне нагрузки. На интервалах нагрузки напряжение возрастало в среднем на 2 МПа, а средняя скорость деформирования на этих интервалах составляла $3 \cdot 10^{-5} \text{ 1/с}$. В отличие от опытов на малых образцах блок деформировался в условиях постоянного напряжения на этапах выдержки.

В центральной части блока вдоль линии под углом 30° к вертикали были просверлены 4 сквозных отверстия диаметром 13 мм. Эти отверстия служили концентраторами напряжений, позволяя получить область внутреннего разрушения, переходящего в сдвиговый макроразрыв. Напряжение, при котором произошло разрушение блока, составляло 20.4 МПа, однако уже начиная с 12 МПа общая деформация возрастала даже при постоянном напряжении, что указывает на переход к нелинейной зависимости между напряжением и деформацией, накопление остаточных деформаций и приближение механической неустойчивости.

По результатам ранее выполненного анализа данных (локальная тензометрия, локация крупных акустических сигналов, вариации скоростей и амплитуд упругих волн при ультразвуковом прозвучивании, электрометрия, визуальное наблюдение образца через окно камеры пресса) было сделано заключение, что центральная часть блока начала разрушаться уже после 8-й серии нагружения, при напряжении около 16 МПа, когда возникли макротрещины сдвигового типа, соединившие отверстия-концентраторы [Sobolev et al., 1996].

Заключительная стадия эксперимента (18–20 МПа) сопровождалась также многочисленными трещинами у рёбер, в углах блока и на боковых

гранях. Учитывая это обстоятельство, мы ограничились анализом динамики акустической активности на интервале нагружения до 16 МПа, когда разрушение в меньшей степени сопровождалось локальными, краевыми эффектами и отколами.

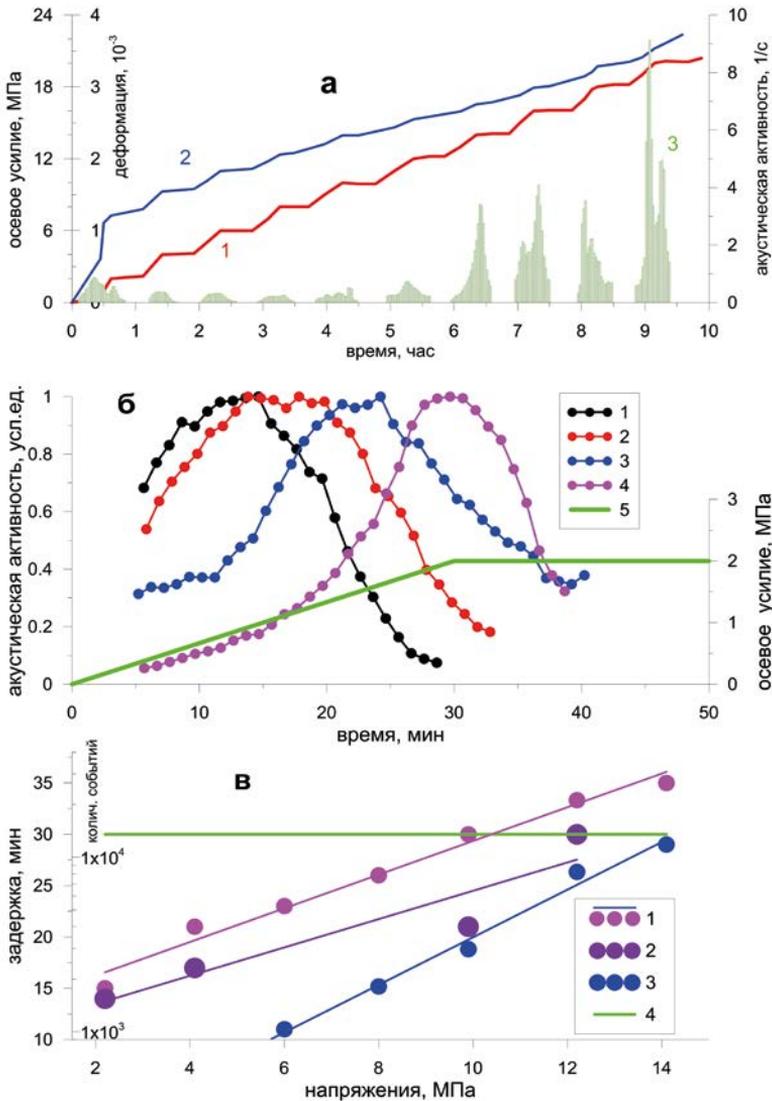


Рис. 6.22. Эксперимент на большом образце известняка. (а) — история нагружения: 1 — осевое усилие, 2 — осевая деформация, 3 — акустическая активность. (б) — нормированные кривые акустической активности при различных уровнях действующих напряжений: 1 — 2 МПа, 2 — 4 МПа, 3 — 10 МПа, 4 — 12 МПа, 5 — инициирующая ступенька нагрузки. (в) — параметры акустического режима при разных уровнях действующих напряжений: 1, 2 — задержка максимума активности относительно начала инициирования по данным двух систем регистрации, 3 — количество событий в сериях (прямая соответствует экспоненциальной аппроксимации), 4 — длительность интервала нарастания инициирующей ступеньки.

Приём сигналов акустической эмиссии осуществлялся двумя независимыми многоканальными системами сбора данных. Было зарегистрировано 20400 акустических сигналов. Относительно небольшое количество зарегистрированных событий обусловлено высоким порогом дискриминации сигнала вследствие акустических и электрических помех.

Акустическая активность уменьшалась в течение первых четырёх серий, а затем возрастала до конца эксперимента (рисунок 6.22а), что, как отмечалось выше, характерно для экспериментов по одноосному нагружению без всестороннего сжатия.

На рисунке 6.22б представлены нормированные кривые акустической активности при различных уровнях действующих напряжений. Видно, что с увеличением напряжений максимум активности смещается к концу интервала нагружения и выходит даже на интервал постоянной нагрузки.

Сводные графики задержки максимума акустической активности по результатам наблюдений на обеих системах сбора данных и количества акустических событий при различных действующих напряжениях представлены на рисунке 6.22в. Видно, что зависимости этих параметров аналогичны обнаруженным ранее в экспериментах с маленькими образцами (рисунки 6.15, 6.18). Таким образом, выявленные закономерности сохраняются при изменении масштаба эксперимента (размера образца) более чем на порядок.

6.5.5. Резюме

Лабораторные эксперименты показали, что ступенчатая инициация может вызывать переходные процессы, качественно схожие с природными явлениями — сейсмическими роями и афтершоками. Плавно ступеньки (в наших экспериментах со скоростями нарастания деформаций 10^{-6} – 10^{-5} 1/с) вызывают роноподобную акустическую активность. Резкие ступеньки (в наших экспериментах со скоростями деформации не менее 10^{-3} 1/с) приводят к режиму, сходному с афтершоками. Характер и параметры акустической активности, отражающей интенсивность процесса разрушения, закономерно изменяются с увеличением действующих напряжений и, соответственно, с приближением образцов к критическому состоянию.

В случае роноподобной активности время начала релаксации (начала спада активности) увеличивается с увеличением действующих напряжений. При этом для относительно небольших уровней напряжений акустическая активность начинает спадать ещё на стадии роста иницирующей ступеньки. Количество инициированных акустических событий (или средняя акустическая активность) экспоненциально зависит от величины действующих напряжений.

Временные вариации наклона графика повторяемости b (по крайней мере, на заключительной стадии экспериментов, когда действующие напряжения превосходят 60 % от разрушающих) отражают стадии возбуждения (роста) и релаксации (спада) акустической активности: на стадии роста b уменьшается, на стадии спада — увеличивается.

В обоих случаях (роеподобной и афтершокоподобной активности) средний по серии наклон графика повторяемости увеличивается по мере роста действующих напряжений и развития процесса разрушения материала образцов.

6.6. Лабораторное моделирование афтершоковых режимов в условиях всестороннего сжатия и обводнения образца: параметры Гутенберга — Рихтера и Омори

Эксперименты были выполнены в Лаборатории геомеханики и реологии (GFZ, Potsdam) совместно с сотрудниками лаборатории [Смирнов и др., 2019a]. Эксперименты осуществлялись при всестороннем сжатии по сценарию ступенчатой инициации переходных процессов при различных уровнях осевых напряжений и различных величинах давления всестороннего сжатия. В отличие от предыдущей серии экспериментов (раздел 6.5) образцы горных пород насыщались водой до определённого порового давления. В этом разделе приведены результаты двух опытов (шифры опытов — BS02 и BS03), проведённых на одинаковых образцах.

6.6.1. Подготовка образцов

Цилиндрические образцы диаметром 50 мм и высотой 125 мм изготавливались из единого целика песчаника Бенхайм. Эти песчаники состоят в основном из кварца (около 90 %) с незначительным количеством полевых шпатов, окислов железа и других акцессорных примесей. Средний размер зёрен кварца составляет 0.2–0.3 мм, исходная пористость — около 19 % [Wim Dubelaar, Nijland, 2015].

До начала эксперимента образцы высушивались при температуре 50 °C в условиях вакуума ($\sim 10^{-2}$ бар) в течение по крайней мере 12 часов. Затем, после приклейки акустических датчиков на цилиндрическую поверхность, образцы насыщались водой и снова выдерживались перед началом нагружения не менее 12 часов.

6.6.2. Каталоги акустических событий

Сформированные в экспериментах каталоги акустических событий содержат информацию о времени и координатах источника, а также об усреднённой амплитуде поступающих с акустических датчиков электрических сигналов, приведённой к выбранной референц-сфере вокруг события (абсолютная калибровка механоэлектрического преобразователя не проводилась). По аналогии с сейсмологией амплитуда A была пересчитана в условный энергетический класс по формуле $K = 2lgA$. В предположении малого различия спектров импульсов и неизменности контакта датчика с образцом величина A^2 пропорциональна сейсмической энергии, и в этом случае K сходен по смыслу с энергетическим классом, применяемым в сейсмологии.

Первичная обработка каталогов проводилась по методике, разработанной для оценки однородности данных сейсмических каталогов [Смирнов, 1997а, 2009; Смирнов, Габсатарова, 2000] и применявшейся ранее к анализу данных лабораторных экспериментов [Смирнов, Пономарёв, 2004; Смирнов и др., 2010] (см. главу 2).

Объёмы каталогов акустических событий на рабочих стадиях экспериментов составили: для BS02 — 201332, из них представительных — 110925; для BS03 — 3337715, из них представительных 160138.

6.6.3. История нагружения

В натуральных условиях афтершоковые процессы, как правило, рассматриваются в зонах, приуроченных к крупным разломным структурам, таким, например, как сдвиговые Калифорнийская и Северо-Анатолийская зоны, зоны субдукции в западной части Тихоокеанского кольца и др. Землетрясения, возникающие вне разломных структур, достаточно редки, и особенности их афтершоковых последовательностей не систематизированы. В связи с этим в [Смирнов и др., 2019] афтершоковые последовательности моделировались в образцах, в которых были сформированы макроразрывы, имитирующие природные мега-разломы.

На рисунке 6.23 представлена история нагружения в опытах BS02 и BS03. В обоих опытах на первой стадии формировался сдвиговый макроразрыв в результате естественного разрушения материала образцов вдоль наклонной плоскости, ориентация которой отвечает критерию Мора — Кулона для разрушения в ненарушенном образце.

В опыте BS02 формирование макроразрыва выполнялось в режиме ступенчатого увеличения осевой нагрузки с управлением по деформации. В опыте BS03 на стадии формирования макроразрыва использовался режим нагружения с обратной связью по акустической эмиссии, при котором пресс уменьшает скорость нагружения при увеличении акустической активности (см. разделы 6.2.1, 6.3). Давление всестороннего сжатия P_c и поровое давление P_p в обоих опытах на этой стадии не менялись и составляли $P_c = 40$ МПа и $P_p = 10$ МПа.

В опыте BS02 образование макроразрыва сопровождалось проскальзыванием по разрыву со сбросом осевых напряжений. В опыте BS03 макроразрыв формировался постепенно, благодаря режиму нагружения с обратной связью по АЭ. В обоих опытах осевое напряжение в условиях контроля прессом неизменности деформации падает при образовании макроразрывов вследствие уменьшения эффективных упругих свойств образца с макроразрывом.

На второй стадии экспериментов, в образцах со сформированными «разломными зонами», проводилось собственно моделирование афтершоковых последовательностей. Эффект увеличения напряжений на природных разломах, окружающих очаг главного события, моделировался в экспериментах ступенчатым увеличением прессом осевой нагрузки на образец. Разрушение в очаге главного события и процесс возбуждения афтершоков не моделируется и исследуется только релаксационная часть афтершокового процесса.

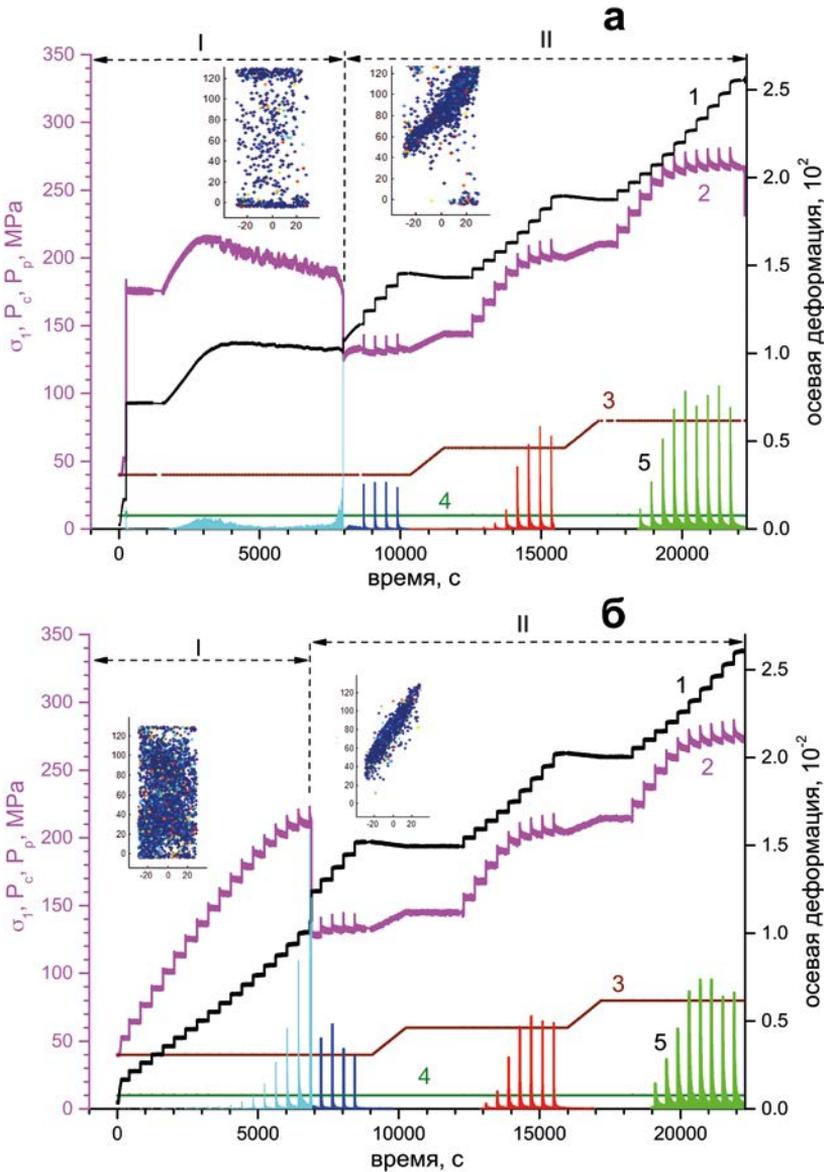


Рис. 6.23. История нагружения в экспериментах: BS02 (а) и BS03 (б). 1 — осевые деформации, 2 — осевые напряжения, 3 — давление всестороннего сжатия, 4 — поровое давление, 5 — акустическая активность (разными цветами показана активность при разных значениях давления всестороннего сжатия). На врезках — примеры распределения источников акустической эмиссии внутри образцов на подготовительной (I) и рабочей (II) стадиях.

Ступеньки нагрузки формировались в режиме управления прессом по деформации — прессовое оборудование обеспечивало заданную скорость нарастания деформации ступеньки и последующую неизменность величины деформации вплоть до момента начала следующей ступеньки.

Скорость нарастания ступеньки инициирующей деформации всегда была одной и той же — равной 10^{-3} 1/с. Иницирующие ступеньки задавались при различных, увеличивающихся уровнях осевых напряжений.

Когда имеющиеся зацепы (asperity) на контакте сформированного разлома оказывались разрушенными и контакт переходил в режим проскальзывания, увеличение деформаций, задаваемое прессом, переставало приводить к увеличению напряжений. В этой ситуации ступенчатое нагружение приостанавливалось и производилось увеличение давления всестороннего сжатия, в результате чего на контакте формировались новые зацепы. После этого ступенчатое нагружение возобновлялось. В обоих экспериментах было реализовано по два таких акта увеличения давления всестороннего сжатия.

На рисунке 6.24 представлена зависимость прочности образцов на одноосное сжатие со сформированными макроразрывами от эффективного давления, равного разности давления всестороннего сжатия и порового давления. Здесь под прочностью на одноосное сжатие понимается критическая осевая нагрузка в дополнение к компоненте напряжения всестороннего сжатия, действующего вдоль этой оси, называемая иногда в технике эксперимента дифференциальным напряжением. Прочность оценивалась как среднее значение осевой нагрузки (дифференциального напряжения) для ступеньки деформации, приходящейся на конечную стадию интервала неизменного давления всестороннего сжатия. Начало проскальзывания контакта макроразрыва на этой стадии свидетельствует о достижении напряжениями на контакте предела прочности зацепов. На этом же рисунке показана прочность цельного образца, оценённая по максимальному значению осевой нагрузки, достигнутому на стадии формирования макроразрывов.

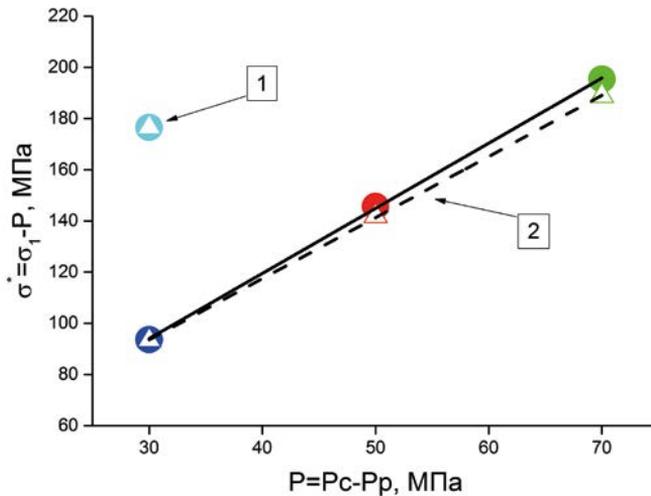


Рис. 6.24. Зависимость прочности образцов на одноосное сжатие от эффективного давления всестороннего сжатия (разности давления всестороннего сжатия и порового давления) в экспериментах BS02 (кружки) и BS03 (треугольники). Цвета соответствуют цветам кривых 5 на рисунке 6.23. 1 — ненарушенный образец на подготовительной стадии, 2 — образец со сформированным макроразрывом на рабочей стадии. Для стадии 2 показаны линии регрессий: сплошная — BS02, пунктирная — BS03.

Линейная аппроксимация зависимости прочности от давления соответствует критерию разрушения Мора — Кулона по плоскости, ориентированной под углом θ к главной оси сжатия [King, 2009; Jaeger et al., 2007]:

$$\tau_c(\theta) = \tau_0, \quad (6.12)$$

где τ_0 — прочность на сдвиг, $\tau_c(\theta)$ — кулоновские напряжения, зависящие от касательных $\tau(\theta)$ и нормальных $\sigma(\theta)$ напряжений:

$$\tau_c(\theta) = \tau(\theta) + k\sigma(\theta), \quad (6.13)$$

k — коэффициент внутреннего трения (см. более подробно в разделе 1.2.1).

В этом случае прочность на одноосное сжатие σ^* линейно зависит от эффективного давления всестороннего сжатия $P = P_c - P_p$:

$$\sigma^* = \sigma_0^* + \alpha P. \quad (6.14)$$

Отметим, что в формуле (6.14) критические дифференциальные напряжения сжатия σ^* считаются положительными, как это принято в технике эксперимента (в отличие от теоретической механики сплошной среды, где сжимающие напряжения отрицательны).

Оценки параметров σ_0^* и α , получаемые по экспериментальным данным, позволяют оценить параметры материала образцов k и τ_0 :

$$k = \frac{\alpha \sin 2\theta}{2 + \alpha(1 - \cos 2\theta)}, \quad (6.15)$$

$$\tau_0 = \frac{\sin 2\theta - k(1 - \cos 2\theta)}{2} \sigma_0^*. \quad (6.16)$$

Для отыскания угла θ использовались данные о локации акустических событий, позволяющие определить наклон плоскости сформированного макроразрыва к оси нагружения. В опыте BS02 $\theta = 33^\circ$, в опыте BS03 $\theta = 35^\circ$, погрешность оценок углов составляет 3° . Оценки k и τ_0 по формулам (6.15) и (6.16) на основании линейных аппроксимаций данных, представленных на рисунке 6.24, дают $k = 0.66 \pm 0.02$, $\tau_0 = 4.6 \pm 0.5$ МПа для BS02 и $k = 0.63 \pm 0.02$, $\tau_0 = 5.2 \pm 0.6$ МПа для BS03. Сравнение этих оценок свидетельствует, что прочностные характеристики образцов BS02 и BS03 можно считать одинаковыми в пределах ошибок.

6.6.4. Зависимость параметров Омори и Гутенберга — Рихтера от напряжений

Поиск зависимостей параметров модифицированного закона Омори (1.2) и наклона графика повторяемости (параметра Гутенберга — Рихтера) проводился от уровня осевой нагрузки при различных значениях давления всестороннего сжатия. Оценки параметров осуществлялись для

каждой серии акустических событий, инициированных ступенькой деформации. Оценки параметра Гутенберга — Рихтера выполнялись по методике, описанной в разделе 3.1.1. Параметры закона Омори оценивались по методике [Holschneider et al., 2012] с использованием открытого кода, разработанного авторами метода. Методика позволяет получать не только оценки параметров Омори, но и строить для них доверительные интервалы. Она показала высокую эффективность применительно к анализу натуральных афтершоков даже при не очень больших по объёму выборках [Omni et al., 2016].

На рисунке 6.25 для двух уровней напряжений показаны примеры спада акустической активности $\frac{\Delta n}{\Delta t}$ и её аппроксимация согласно модифицированному закону Омори (1.2). Точками на рисунке 6.25 представлены не агрегированные значения $\frac{\Delta n}{\Delta t}$ при $\Delta n = 1$, отвечающие интервалам между отдельными акустическими событиями. Также приведены агрегированные значения $\frac{\Delta n}{\Delta t}$ для $\Delta n = 100$, рассчитанные в скользящих окнах со сдвигом на 20 событий. Разрешение акустических событий по времени в процессе их регистрации составляло 0.1 мс, в результате чего максимальное значение активности ограничено величиной 10^4 1/с.

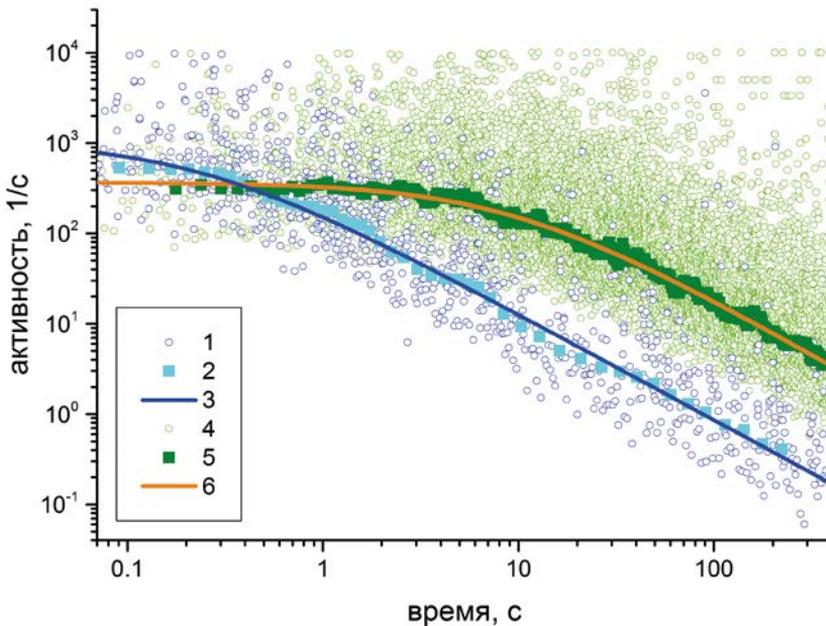


Рис. 6.25. Примеры спада акустической активности для различных уровней осевого напряжения σ_1 и давления всестороннего сжатия P (эксперимент BS02). 1–3 — $\sigma_1 = 134$ МПа, $P = 40$ МПа; 2–4 — $\sigma_1 = 275$ МПа, $P = 80$ МПа. 1, 4 — не агрегированные значения; 2, 5 — значения, агрегированные по 100 событий в скользящем окне со сдвигом на 20 событий; 3, 6 — аппроксимация согласно модифицированному закону Омори (1.2).

Оценки параметров производились в области, ограниченной плоскостями, параллельными сформированному макроразрыву и отстоящими от него на расстояние 30 мм. Такая селекция исключала акустические события, расположенные вблизи оснований образца, соприкасающихся с пуансонами пресса (см. врезки на рисунке 6.23 для опыта BS03). Генерация таких краевых событий не связана с процессом разрушения в области макроразрыва и объясняется условиями на контакте пуансонов с образцом [Paterson, Wong, 2005].

На рисунке 6.26 сведены результаты оценок параметров, полученных в обоих экспериментах. Каждая точка — результат оценки параметров по серии акустических событий, возбуждённых одной ступенькой осевой нагрузки. Напряжения, отложенные по оси абсцисс, — уровни дифференциальных осевых напряжений, отвечающих приложенным к образцам инициирующим ступенькам деформации.

Первая группа данных (представлена на рисунке 6.26а голубым цветом) получена на подготовительной стадии и соответствует целому образцу — до образования макроразрыва.

Вторая группа данных (представлена на рисунке 6.26 синим цветом) соответствует режиму проскальзывания контакта по макроразрыву при том же значении эффективного давления всестороннего сжатия $P = P_c - P_p$, при котором макроразрыв был сформирован на подготовительном этапе каждого опыта, $P = 30$ МПа. В этом режиме ступеньки инициирующих деформаций не вызывают (из-за проскальзывания) увеличения действующих напряжений.

Третья и четвёртая группы данных соответствуют режимам увеличения действующих напряжений в результате ступенчатой деформации на этапах с увеличенными значениями P , равными 50 МПа и 70 МПа (представлены красным и зелёным цветами соответственно).

На начальных уровнях осевых нагрузок, прикладываемых к образцам при каждом уровне эффективного давления всестороннего сжатия, количество акустических событий, инициируемых одинаковыми ступеньками деформаций, невелико, и, соответственно, погрешности статистических оценок параметров имеют большие значения. По мере увеличения действующих напряжений и приближения их к пределам прочности акустическая активность увеличивается экспоненциально и статистика становится достаточной для получения гораздо более надёжных оценок параметров.

На рисунке 6.26а видно, что параметры Омори и Гутенберга — Рихтера закономерно изменяются в зависимости от уровня осевых напряжений и давления всестороннего сжатия. При этом значения параметров Омори, полученные в различных экспериментах на рабочей стадии (при наличии макроразрыва) при примерно одинаковых уровнях напряжений, совпадают между собой в пределах их статистических погрешностей.

На подготовительной стадии, при целом образце, параметр Омори p существенно не меняется, а параметр c увеличивается с ростом действующих напряжений (голубые кривые на рисунке 6.26а).

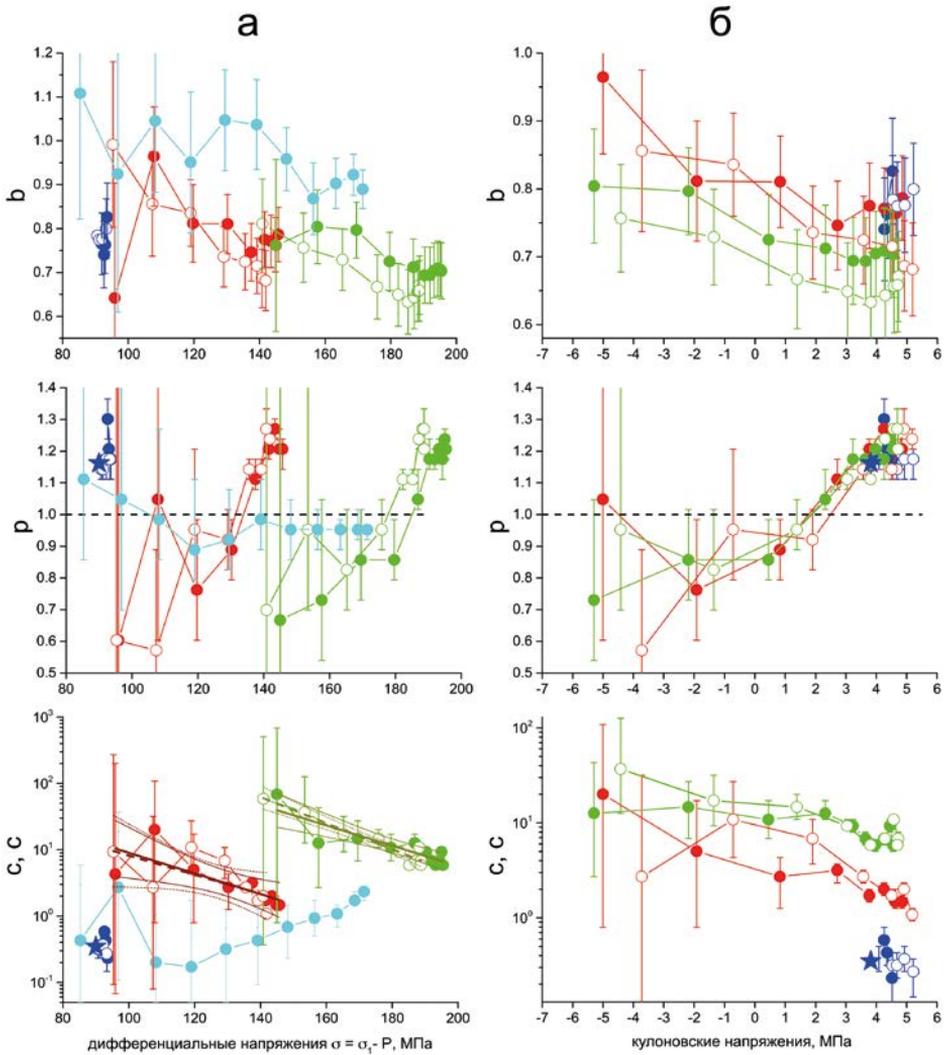


Рис. 6.26. Зависимости параметров Омори и Гутенберга — Рихтера от осевых (а) и кулоновских (б) напряжений по данным экспериментов BS02 (залитые символы) и BS03 (открытые символы), у точек показаны 95-процентные доверительные интервалы. Цвета соответствуют цветам кривых 5 на рисунке 6.23. Звёздочкой показаны значения для последовательности акустических событий, возникших после естественного образования макроразрыва на подготовительной стадии эксперимента BS02. На рисунке (а) для параметра c показаны линии регрессий и их доверительные интервалы: сплошные — BS02, пунктирные — BS03.

На рабочей стадии при наличии макроразрыва параметр p увеличивается с ростом действующих напряжений — в пределах каждого уровня давления всестороннего сжатия тенденция видна во всём диапазоне напряжений, а в области напряжений $\sigma > 0.9\sigma^*$ увеличение параметра p выходит из коридора погрешностей (статистически значимо). Зависимость от давления всестороннего сжатия проявляется в том, что с увеличением давления

те же значения параметра p достигаются при более высоких уровнях осевых напряжений.

Второй параметр закона Омори c на рабочей стадии уменьшается с ростом действующих напряжений. Тенденция заметна во всём диапазоне напряжений, величина уменьшения составляет примерно один порядок в пределах каждого уровня давления всестороннего сжатия. В области напряжений $\sigma > 0.9\sigma^*$ уменьшение статистически значимо. При переходе с меньшего уровня давления всестороннего сжатия на больший уровень значений параметра c увеличивается примерно на порядок (на рисунке 6.26 кривые вариаций параметра c , полученные при разных значениях давления всестороннего сжатия, сдвинуты друг относительно друга по оси ординат).

Отметим, что в наших исследованиях мы не обнаружили эффекта перегрузки системы регистрации акустических сигналов даже при самых высоких уровнях потока акустических событий. Но даже если допустить наличие такого эффекта, артефактная зависимость параметра c от напряжений была бы обратной — c увеличивался бы с ростом напряжений. Длительность интервала перегрузки системы регистрации будет тем больше, чем выше акустическая активность, а активность увеличивается с ростом напряжений. Соответственно, длительность интервала перегрузки системы будет возрастать с ростом напряжений. Мы же обнаружили уменьшение параметра c при увеличении напряжений.

На графики эмпирических зависимостей параметра c от осевых напряжений для двух уровней давлений всестороннего сжатия нанесены их экспоненциальные аппроксимации (прямые линии в полулогарифмическом масштабе на рисунке 6.26а):

$$c(\sigma) = c_0 e^{-\beta\sigma}. \quad (6.17)$$

Соответствующие параметры регрессий сведены в таблице 6.4.

Таблица 6.4. Параметры экспоненциальной аппроксимации $c(\sigma) = c_0 e^{-\beta\sigma}$.

Эксперимент	$P = P_c - P_p$, МПа	$\lg c_0(c)$	β , 1/МПа
BS02	50	2.5 ± 0.6	0.037 ± 0.012
BS03	50	2.4 ± 0.8	0.035 ± 0.014
BS02	70	3.8 ± 0.5	0.035 ± 0.007
BS03	70	4.6 ± 0.3	0.046 ± 0.007

Для эксперимента BS02 на рисунке 6.26 звёздочкой показаны значения оценок параметров Омори для последовательности акустических событий, возникших после естественного образования макроразрыва на подготовительной стадии эксперимента. Видно, что эти значения близки к значениям, оценённым по последовательностям, возбуждённым скачками деформаций, задаваемыми прессом, при тех же уровнях осевых напряжений и давлении всестороннего сжатия.

Параметр b уменьшается с увеличением действующих напряжений. При этом разброс значений, полученный в двух экспериментах, больше, чем для параметров закона Омори.

Эксперименты были проведены в условиях сложного напряжённого состояния образцов, когда изменялись как девиаторная (дифференциальные напряжения), так и шаровая (эффективное давление) части тензора напряжений. Зависимости параметров Омори и Гутенберга — Рихтера от напряжений также оказались сложными и различающимися по характеру при увеличении осевых напряжений и при увеличении давления всестороннего сжатия. Ситуация, однако, проясняется при переходе к кулоновским напряжениям.

На рисунке 6.26б полученные результаты оценок параметров представлены в зависимости от кулоновских напряжений, действующих на площадках макроразрывов. Кулоновские напряжения рассчитывались для рабочей стадии экспериментов по формуле (6.13) на основе результата анализа данных, представленных на рисунке 6.24.

На рисунке 6.26б видно, что в кулоновских напряжениях увеличение параметра p оказывается одинаковым при различных уровнях давления всестороннего сжатия. Разброс точек носит случайный характер и соизмерим со статистическими погрешностями оценок параметра p .

В конце каждого цикла нагружения с заданным уровнем давления всестороннего сжатия, при переходе к режиму проскальзывания на контакте макроразрыва (при достижении кулоновскими напряжениями величины около 3.8 МПа), увеличение параметра p прекращается. Возможно, это нужно рассматривать как свидетельство изменения параметров или механизма релаксации при переходе разрушения к режиму проскальзывания на контакте макроразрыва. Неясно, реализуется ли такое же отличие в природных условиях, однако его можно искать в сопоставлении параметров афтершоковых последовательностей в крупных, хорошо развитых разломных зонах и в областях площадной сейсмичности.

Изменения параметра c в кулоновских напряжениях распадаются на три группы, отвечающие различным уровням давления всестороннего сжатия. Уменьшения c с ростом кулоновских напряжений при разных давлениях имеют сходный характер, но кривые смещены друг относительно друга по оси ординат.

В разделе 1.1.4 отмечалось, что ряд моделей афтершоковых процессов предсказывают зависимость параметров Омори от действующих в среде напряжений. В частности, согласно модели [Narteau et al., 2009] ожидается уменьшение параметра c с ростом напряжений, и результаты наших экспериментов подтверждают выводы этой модели. Более того, эксперименты позволили выявить для исследованных образцов экспоненциальный характер зависимости параметра c от напряжений.

В работе [Ouillon, Sornette, 2005] для интерпретации параметров закона Омори в модель афтершокового процесса были добавлены представления кинетической концепции разрушения С. Н. Журкова. В соответствии с формулой Журкова [Журков, 1968] вероятность макроразрушения, определяемая термической активацией на микроуровне, экспоненциально зависит от уровня напряжений σ в среде:

$$F = F_0 e^{\frac{\gamma\sigma}{kT}}, \quad (6.18)$$

где T — температура, k — постоянная Больцмана, γ — параметр Журкова, зависящий от структуры неоднородностей материала.

Параметр F_0 в формуле (6.18) обусловлен прочностными свойствами среды и определяется как константами материала (энергией диссоциации межмолекулярных связей), так и величиной давления [Регель и др., 1974]. В наших экспериментах эффективная прочность сформированной разломной зоны (макроразрыва) определяется прочностными свойствами зацепов и величиной давления всестороннего сжатия. В экспериментах было обнаружено, что уровень значений параметра c увеличивается с увеличением эффективного давления P . В таблице 6.4 были представлены параметры c_0 и β аппроксимации $c(\sigma, P) = c_0(P)e^{-\beta\sigma}$, что соответствует формуле (6.18) в части зависимости от напряжения σ . Из таблицы 6.4 видно, что c_0 увеличивается с ростом давления, тогда как в пределах статистических погрешностей параметр β не зависит от давления. В рамках модели [Narteau et al., 2009] это можно интерпретировать как увеличение параметра c с увеличением прочности среды. Согласно этой модели параметр c определяется величиной перенапряжений, уменьшаясь с увеличением напряжений и увеличиваясь с увеличением прочности. Экспериментальные данные позволяют конкретизировать для исследованных образцов вид зависимости параметра c от прочности.

На рисунке 6.27 показана зависимость предельных значений c^* , соответствующих максимальным кулоновским напряжениям, когда осевые напряжения достигают величин эффективной прочности по макроразрыву, от величины этой эффективной прочности σ^* (взяты средние по обоим опытам значения c в диапазоне кулоновских напряжений от 3.8 МПа до 4.3 МПа при трёх уровнях давления всестороннего сжатия). Видно, что зависимость c^* от σ^* близка к экспоненциальной. Её аппроксимация, осреднённая по обоим опытам, имеет вид:

$$c^* = (0.03 \pm 0.02)e^{(0.03 \pm 0.001)\sigma^*}. \quad (6.19)$$

На этот же график нанесено предельное значение c^* , полученное на подготовительной стадии для целого образца при напряжениях, равных пределу прочности. Видно, что эта точка также близка к зависимости параметра c^* от прочности, полученной для разломной зоны.

Зависимости параметра Омори c от кулоновских напряжений и прочности, представленные на рисунках 6.26 и 6.27, можно объединить в единую зависимость:

$$\ln \frac{c}{c^*} = l_1 \tau_c + l_0, \quad (6.20)$$

$$\ln c^* = m_1 \sigma^* + m_0. \quad (6.21)$$

На рисунке 6.28 представлены точки в осях, соответствующих формуле (6.20), построенные с учётом (6.21) при значениях $m_1 = 0.013$ МПа⁻¹ и $m_0 = -1.71$ согласно (6.19). Видно, что точки, отвечающие разным величинам прочности для обоих экспериментов, в таких осях ложатся на единую зависимость. Регрессия даёт для коэффициентов (6.20) оценки: $l_1 = -0.14 \pm 0.02$ МПа⁻¹ и $l_0 = 0.83 \pm 0.07$.

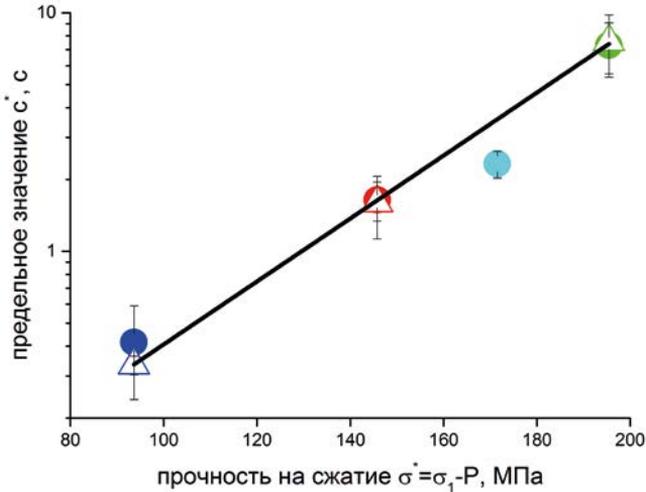


Рис. 6.27. Зависимость предельных значений параметра Омори c^* от прочности на сжатие. Цвета точек соответствуют цветам кривых 5 на рисунке 6.23, эксперименты BS02 (кружки) и BS03 (треугольники). Прямой показана экспоненциальная аппроксимация (6.19).

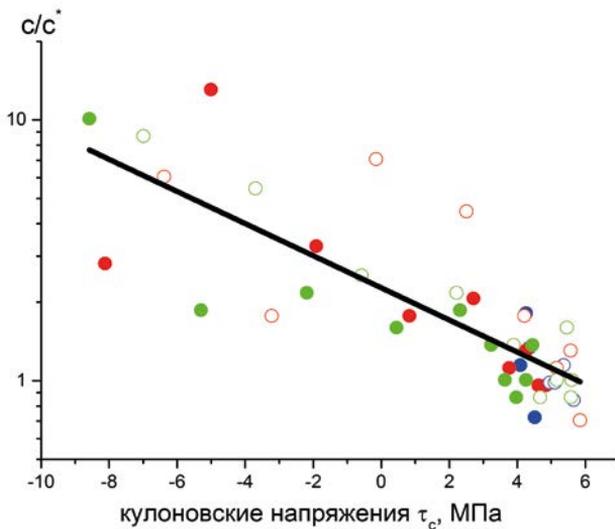


Рис. 6.28. Параметр Омори c , нормированный на величину c^* , отвечающую пределу прочности. Цвета точек соответствуют цветам кривых 5 на рисунке 6.23, залитые точки — эксперимент BS02, открытые — BS03. Показана линия регрессии согласно (6.20).

Обращает на себя внимание близость показателей зависимостей параметра c и его предельного значения c^* от напряжения σ и прочности σ^* соответственно — формулы (6.17) и (6.19). Коэффициент β в (6.17) имеет характерное значение около -0.037 1/МПа, соответствующий коэффициент в (6.19) равен 0.03 1/МПа. Если допустить, что абсолютные значения этих коэффициентов совпадают, то зависимость параметра Омори c от напряже-

ний и прочности принимает вид $c \sim e^{\beta(\sigma^* - \sigma)}$ — величина параметра c определяется разностью прочности и действующих напряжений, т. е. тем, насколько далеки напряжения от предела прочности.

Дальнейшее подтверждение или опровержение рассмотренного предположения о кинетической природе задержки спада афтершоковой активности может быть получено на основе лабораторных и натуральных исследований зависимости параметра c от температуры и давления, а также от прочности среды.

В натуральных условиях температура и давление (и обусловленная им эффективная прочность) меняются с глубиной, что определяет перспективность исследования закономерностей изменения параметров Омори в зависимости от глубины афтершоковых последовательностей. Поскольку прочность, согласно критерию Мора — Кулона, увеличивается с увеличением давления, то, согласно нашим лабораторным результатам, следует ожидать увеличения значений параметра c с глубиной. Однако, согласно кинетической концепции прочности, с увеличением температуры долговечность материала уменьшается, что в рамках механики разрушения следует трактовать как уменьшение прочности с температурой. Поскольку и давление, и температура в целом растут с глубиной, изменения прочности, а вместе с ней и параметра c , могут иметь немонотонный характер — в зависимости от того, какая тенденция — увеличения прочности от давления или её уменьшения от температуры — преобладает в том или ином диапазоне глубин. Недавно опубликованные результаты исследования изменения параметра c по глубине в Калифорнии подтверждают эти предположения [Shebalin, Narteau, 2017].

Если задержка начала степенного афтершокового спада обусловлена кинетикой разрушения и обнаруженная в наших экспериментах экспоненциальная зависимость параметра c связана с формулой (6.18), то следует ожидать зависимости c и от температуры, которая входит в (6.18) симметрично с напряжениями σ . В частности, следует ожидать аномальных значений параметра c в областях с повышенными значениями температуры.

6.6.5. Статистическая связь параметров

Омори и Гутенберга — Рихтера

На рисунках 6.29 представлены диаграммы рассеяния значений наклона графика повторяемости b и параметра Омори p по данным серий экспериментов BS02 и BS03 при различных значениях эффективного давления. Видна связь полученных оценок p и b — на рисунках показаны соответствующие прямые регрессий, а их параметры сведены в таблицу 6.5.

На рисунке 6.29 и в таблице 6.5 для образцов с разломами видна антикорреляция p и b , тогда как для целого образца значимая корреляция отсутствует (этот случай выделен в таблице 6.5 цветом). Таким образом, связь значений параметров p и b оказалась различной для целых образцов и образцов с разломами, так же как различны для этих случаев зависимости параметров p и b от уровня действующих напряжений.

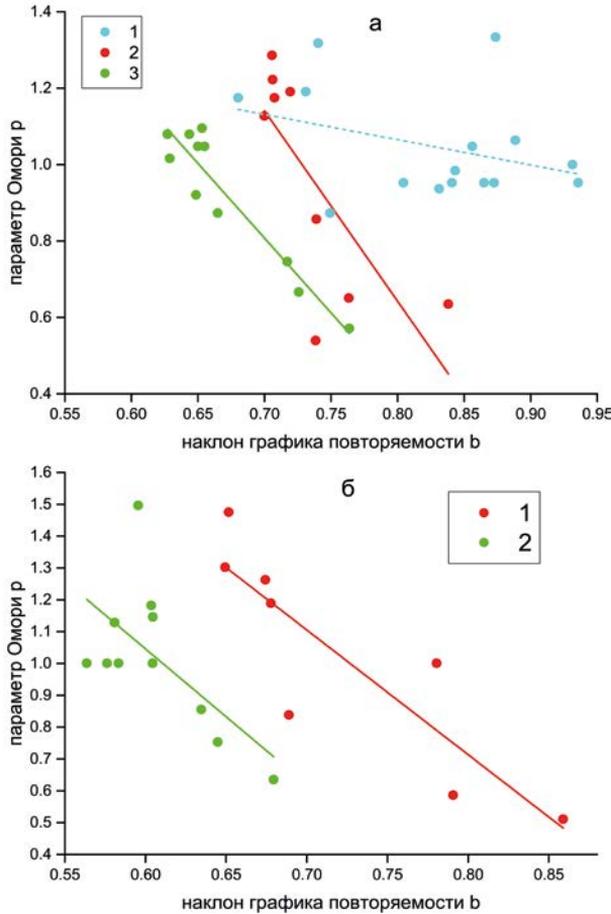


Рис. 6.29. Диаграммы рассеяния значений параметра Омори и наклона графика повторяемости: а — эксперимент BS02, б — эксперимент BS03. Обозначения точек приведены в таблице 6.5.

Таблица 6.5. Параметры регрессии $b = ab + \beta$ по данным экспериментов BS02 и BS03.

Давление всестороннего сжатия, МПа	Поровое давление, МПа	Параметр α	Погрешность параметра α	Параметр β	Погрешность параметра β	Опыт	Рисунок (прямая)	Примечание
40	10	-0.6	0.6	1.6	0.4	BS02	а (1)	целый обр.
60	10	-5.0	1.7	4.6	1.2	BS02	а (2)	разлом
80	10	-3.9	0.5	3.5	0.3	BS02	а (3)	разлом
60	10	-3.9	0.9	3.8	0.6	BS03	б (1)	разлом
80	10	-4.3	1.7	3.6	1.0	BS03	б (2)	разлом

6.6.6. Резюме

На двух идентичных образцах песчаника проведены эксперименты по моделированию афтершоковых режимов при различных уровнях осевых

напряжений, давления всестороннего сжатия и неизменном поровом давлении. Анализ результатов экспериментов позволил выявить ряд зависимостей параметров акустического режима от напряжений и характера разрушения и выдвинуть предположения об их природе.

Параметры модельной афтершоковой релаксации — параметры Гутенберга — Рихтера b и Омори p и c — зависят от параметров напряжённого состояния образцов — уровня осевого напряжения и эффективного давления всестороннего сжатия. Наклон графика повторяемости b уменьшается с ростом осевых напряжений при всех уровнях давления всестороннего сжатия. При разрушении по сформированному «разлому» параметр релаксации p увеличивается с увеличением осевых напряжений; параметр задержки начала релаксации c экспоненциально уменьшается с увеличением осевых напряжений и экспоненциально увеличивается с увеличением давления всестороннего сжатия. При разрушении целого образца параметр p не меняется с ростом осевых напряжений, а параметр c незначительно увеличивается.

Изменения рассмотренных параметров акустического режима в случае сложного напряжённого состояния, когда изменяются как девиаторная (дифференциальные напряжения), так и шаровая (эффективное давление) части тензора напряжений, приобретают унифицированный вид при переходе к кулоновским напряжениям. В кулоновских напряжениях увеличение параметра p оказывается одинаковым при различных уровнях давления всестороннего сжатия. Уменьшения параметра c с ростом кулоновских напряжений при разных давлениях имеют сходный экспоненциальный характер, но кривые зависимостей при различных уровнях давления всестороннего сжатия смещены друг относительно друга. Уровень значений параметра c и его предельное (минимальное) значение увеличиваются с увеличением давления, что можно интерпретировать как зависимость параметра c от эффективной прочности «разломной» зоны (определяемой в проведённых экспериментах давлением всестороннего сжатия).

Зависимость значений параметра c от осевых напряжений и давления можно объяснить, если предположить, что задержка начала степенного спада афтершоковой активности, характеризующая этим параметром, имеет кинетическую природу. В пользу такой гипотезы говорят выявленные в экспериментах экспоненциальные зависимости параметра c от напряжений и эффективной прочности. В рамках этой гипотезы, на основе формулы Журкова для долговечности материала, удаётся унифицировать зависимости параметра c от кулоновских напряжений при различных величинах эффективной прочности. Полученные оценки зависимости параметра c от прочности и напряжений позволяют предположить, что величина c определяется разностью прочности и действующих напряжений, показывая тем самым, сколь далеко напряжённое состояние среды от критического, отвечающего пределу прочности.

Сопоставление параметров p и b выявило их антикорреляцию в случае разрушения в «разломной» зоне и отсутствие значимой корреляции при разрушении целого образца. Этот результат указывает, что даже в модельных условиях экспериментов на относительно однородном материале характер

связи параметров p и b оказывается существенно различным в разных условиях разрушения. Более подробно вопрос о связи показателей самоподобия Гутенберга — Рихтера и Омори в афтершоковых процессах будет рассмотрен в главе 7.

6.7. Лабораторное моделирование афтершоковых режимов в условиях всестороннего сжатия и обводнения образца: параметр цикла разрушения

Эксперимент был проведён в Rock Friction Laboratory, USGS (см. раздел 6.2.1), совместно с сотрудниками лаборатории.

Образец гранита Вестерли диаметром 76.2 мм и высотой 190.5 мм, в полиуретановом жакете, подвергался одноосному нагружению при постоянном всестороннем сжатии 50 МПа в камере высокого давления. Образец был насыщен водой, поровое давление поддерживалось постоянным и равным 1 МПа. Подробно динамика инфильтрации флюида в сопоставлении с затуханием упругих волн и их анизотропией в этом эксперименте рассмотрена в [Stanchits et al., 2003].

Нагружение выполнялось в режиме контроля деформации (strain control), которая поддерживалась неизменной на каждой увеличивающейся ступени нагрузки. Длительность этапов подгрузки не превышала первых минут, а заключительные два интервала выдержки при постоянной деформации составляли почти 50 часов на последней стадии опыта, когда нагрузка достигла 86 % и 95 % от максимальной. Общая история нагружения показана на рисунке 6.30.

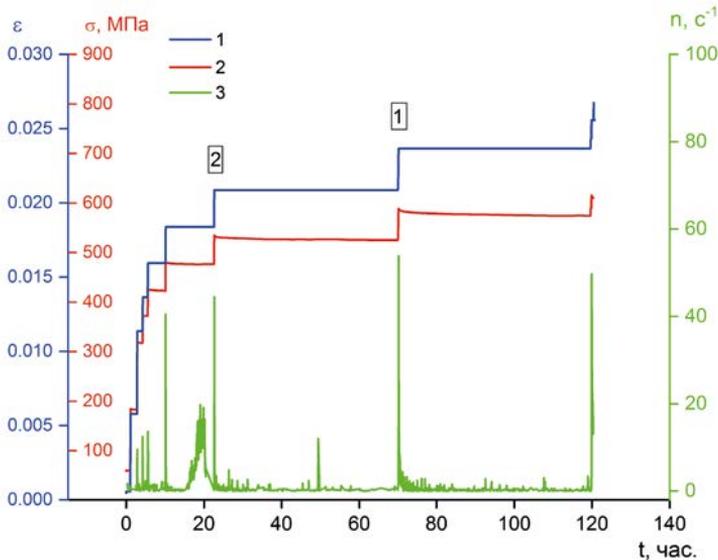


Рис. 6.30. История нагружения образца. 1 — осевая деформация ε , 2 — осевое напряжение σ , 3 — скорость счёта акустических импульсов n . Цифрами обозначены всплески акустической активности, подвергнутые анализу.

На интервалах выдержки наблюдался постепенный спад осевого напряжения вследствие развития микротрещин, а каждая ступенька относительно быстрого нагружения вызвала всплеск акустической активности. Для детального анализа были выбраны два заключительных, наиболее сильных всплеска [Смирнов, Пономарёв, 2004]. Разрушение образца произошло спустя 30 мин после последней ступенчатой подгрузки.

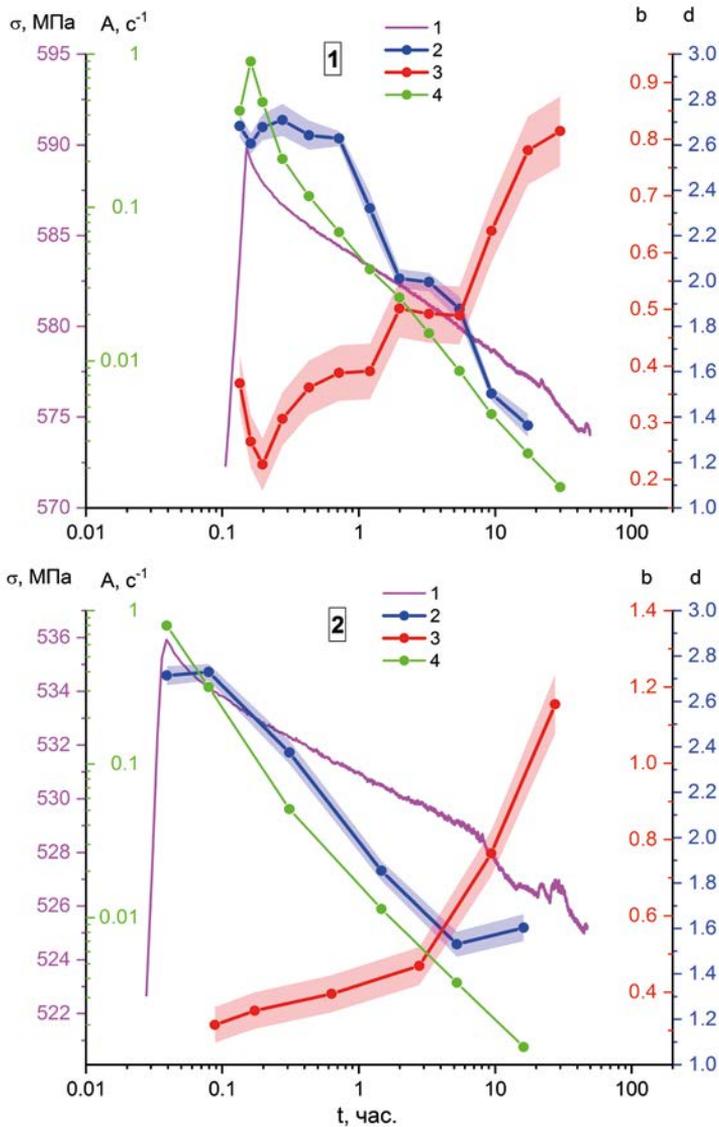


Рис. 6.31. Нагрузочные параметры и статистические характеристики последовательностей акустических событий в эксперименте. Время отсчитывается от момента начала роста деформации (начала «ступеньки»). 1 — осевые напряжения σ , 2 — фрактальная размерность множества гипоцентров, 3 — наклон графика повторяемости, 4 — акустическая активность A .

На рисунке 6.31 представлены результаты оценок акустической активности, наклона графика повторяемости и фрактальной размерности множества гипоцентров акустических событий для выбранных всплесков. Оценки производились в скользящем временном окне, содержащем фиксированное количество событий. На рисунке видно, что акустическая активность спадает после приложения иницирующей ступени по закону, близкому к степенному, с показателем, равным 0.9 для всплеска номер 1 и 1.0 для всплеска номер 2. Наклон графика повторяемости увеличивается, а фрактальная размерность множества гипоцентров акустических событий уменьшается от значений, близких к 3, до характерных фоновых величин.

В период развития рассматриваемых акустических последовательностей механические напряжения в образце уменьшаются; соответственно, уменьшается и запасённая в нём упругая энергия. Оказалось, что уменьшение в первом приближении пропорционально суммарной энергии, выделившейся в акустических импульсах (рисунок 6.32). Это свидетельствует о том, что релаксация напряжений в образце обусловлена в основном акустическим процессом.

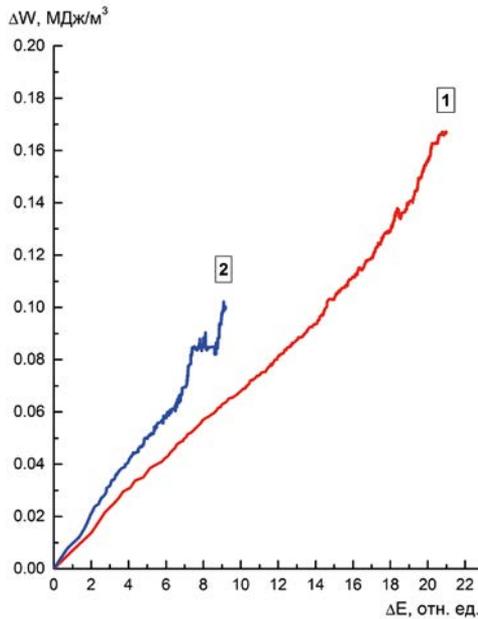


Рис. 6.32. Зависимость уменьшения плотности упругой энергии образца от энергии, выделившейся в акустических событиях рассматриваемых последовательностей.

На рисунке 6.33 представлены изменения во времени параметра цикла разрушения материала $q = ab - d$, рассчитаного по данным, представленным на рисунке 6.31, при $\alpha = 3$. Сразу после инициации параметр существенно отрицателен и постепенно увеличивается со временем по мере затухания акустической активности, что указывает на переход разрушения от старших масштабов к младшим. Такое же изменение было обнаружено для природных афтершоков (раздел 4.1.3).

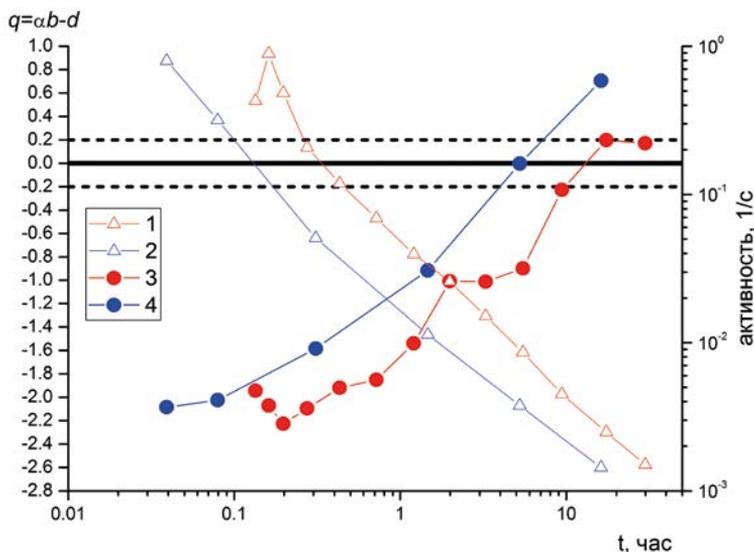


Рис. 6.33. Изменения параметра цикла разрушения $q = ab - d$ и акустической активности от времени, прошедшего после ступеньки инициализации в эксперименте. 1 и 2 — активность, 3 и 4 — параметр q в последовательностях 1 и 2 соответственно (согласно нумерации последовательностей на рисунке 6.30). Горизонтальные пунктирные линии соответствуют средним погрешностям оценок величины q .

6.8. Лабораторное моделирование афтершоковых режимов при ступенчатой инициации в условиях всестороннего сжатия без обводнения образца

Эксперимент был проведён в обсерватории «Борок». В этом опыте исследовался сильно неоднородный образец мигматита ([Vilhelm et al., 2017]).

История нагружения представлена на рисунке 6.34. Поровое давление не создавалось и насыщение образца водой не проводилось.

На подготовительной стадии в образце был сформирован разлом по методу нагружения с обратной связью по АЭ при давлении всестороннего сжатия 5 МПа. Затем давление было увеличено до 30 МПа и при этом давлении было выполнено два цикла серий ступенчатой инициации переходных процессов. Скорость нарастания иницирующей ступеньки деформации составляла 10^{-3} 1/с, что вызвало афтершокоподобные последовательности (серии) акустических событий.

Исследовались зависимости наклона графика повторяемости b и параметра Омори p от уровня осевой нагрузки при неизменном значении давления всестороннего сжатия, а также статистическая связь этих параметров между собой. Параметр Омори c не исследовался.

На рисунке 6.35 представлены зависимости параметра Омори p и наклона графика повторяемости от уровня осевых напряжений. Видно, что параметр Омори уменьшается с ростом осевой нагрузки. Величина наклона графика повторяемости с ростом осевой нагрузки также уменьшается.

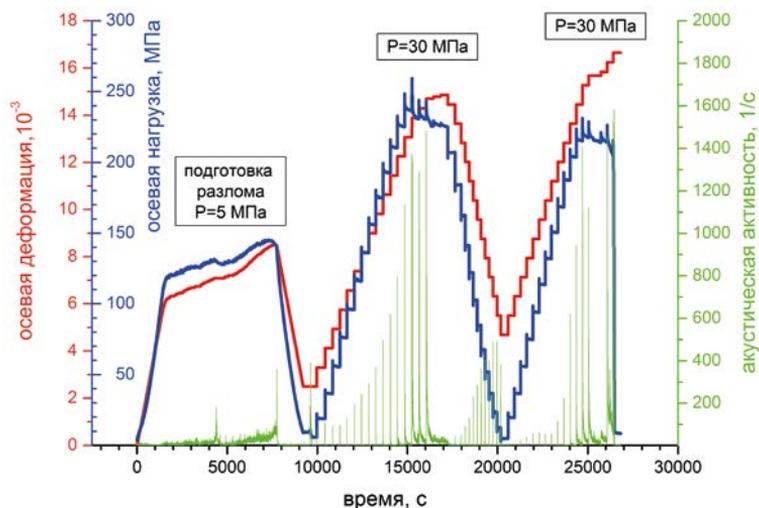


Рис. 6.34. История нагружения. Около максимумов нагрузочных кривых подписано значение давления всестороннего сжатия.

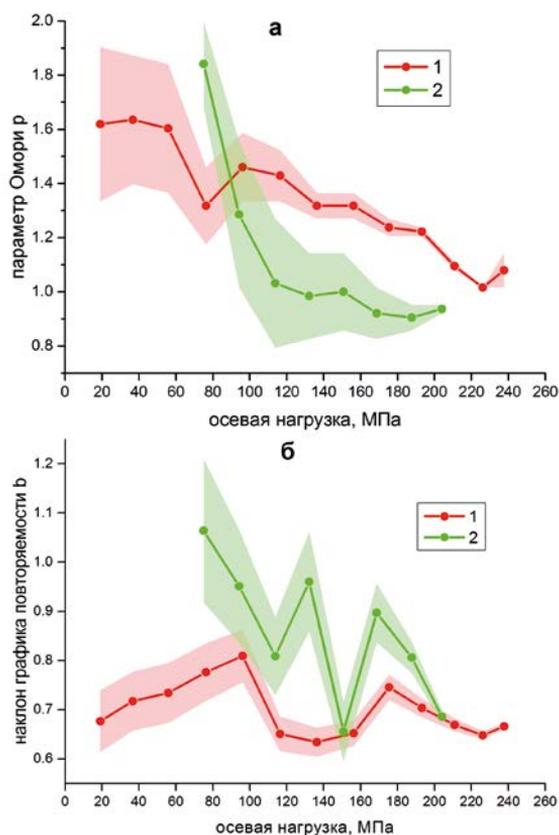


Рис. 6.35. Зависимости параметра Омори (а) и наклона графика повторяемости (б) от уровня действующих напряжений при неизменном давлении всестороннего сжатия.

На рисунке 6.36 представлены диаграммы рассеяния значений наклона графика повторяемости и параметра Омори. Видна некоторая корреляция этих параметров, хотя разброс точек достаточно велик и значимость ортогональных регрессий (линии которых показаны на рисунке 6.36) невелика — коэффициенты корреляции составляют 0.3 для первого цикла инициации и 0.5 для второго.

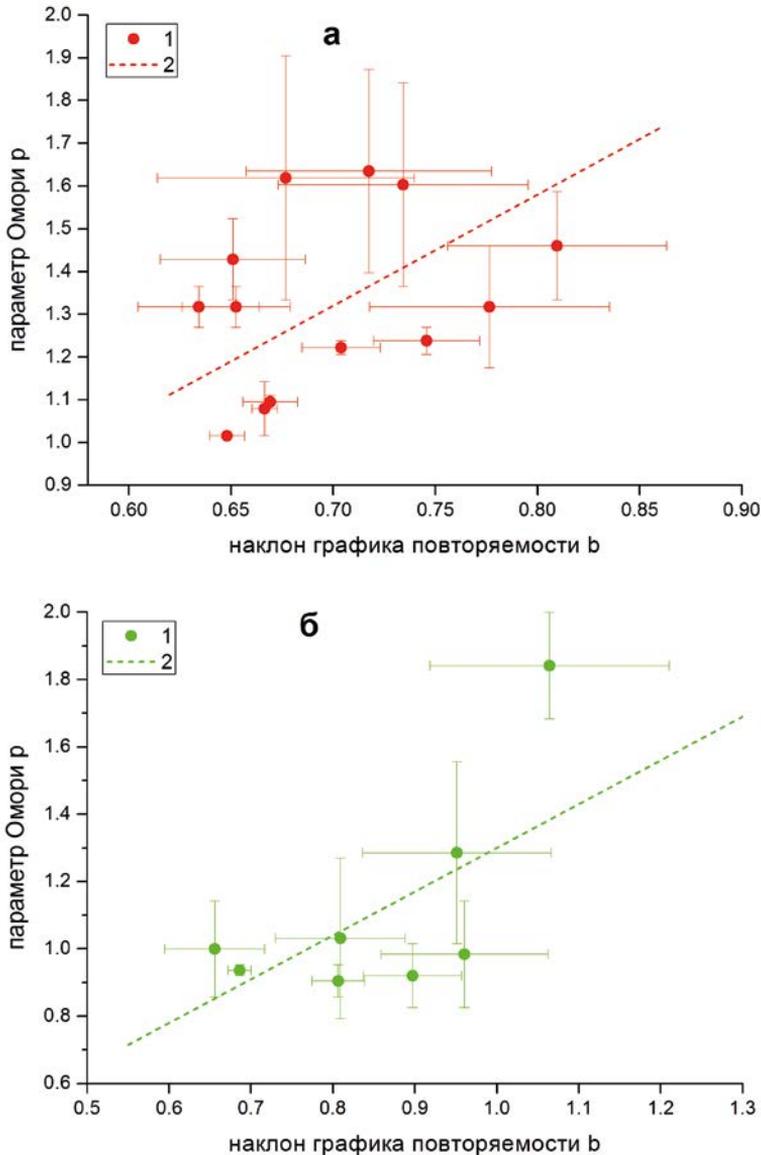


Рис. 6.36. Диаграмма рассеяния значений параметра Омори и наклона графика повторяемости для первого (а) и второго (б) циклов ступенчатых инициаций при неизменном давлении всестороннего сжатия. 1 — исходные точки, 2 — линии ортогональной регрессии.

6.9. Лабораторное моделирование переходных режимов при плавном нарастании нагрузки в условиях всестороннего сжатия

Эксперимент проводился в обсерватории «Борок». Сухой образец мигматита подвергался одноосному циклическому нагружению-разгрузке в камере высокого давления при различных величинах всестороннего сжатия при скоростях нарастания деформации не более 10^{-6} 1/с.

На каждом этапе с постоянным давлением всестороннего сжатия (от 5 до 30 МПа) образец нагружался в режиме деформирования с обратной связью по АЭ (см. разделы 6.2.1 и 6.3). Это позволяло плавно достигать предела прочности. По достижении этого этапа управление обратной связью по активности АЭ отключалось, и образец разгружался с постоянной скоростью до начального уровня нагрузки. Затем цикл нагрузки-разгрузки повторялся по этому сценарию при новом давлении всестороннего сжатия. История нагружения представлена на рисунке 6.37.

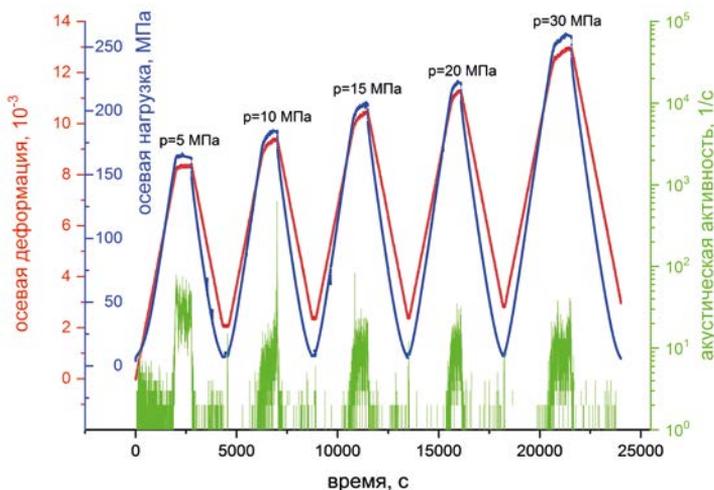


Рис. 6.37. История нагружения. Около максимумов нагрузочных кривых подписаны значения соответствующего давления всестороннего сжатия.

Исследовалась зависимость прочности от давления всестороннего сжатия, зависимость акустической активности и наклона графика повторяемости от уровня действующих напряжений и давления всестороннего сжатия.

6.9.1. Зависимость прочности от давления всестороннего сжатия

На рисунке 6.38 представлена зависимость предела прочности образца на сжатие от давления всестороннего сжатия. Предел прочности на сжатие оценивался максимальными значениями осевой нагрузки, при которых в каждой серии нагружения процесс деформирования переходил в закрити-

ческий режим [Paterson, Wong, 2005]. Соответствующие диаграммы нагружения приведены на рисунке 6.39.

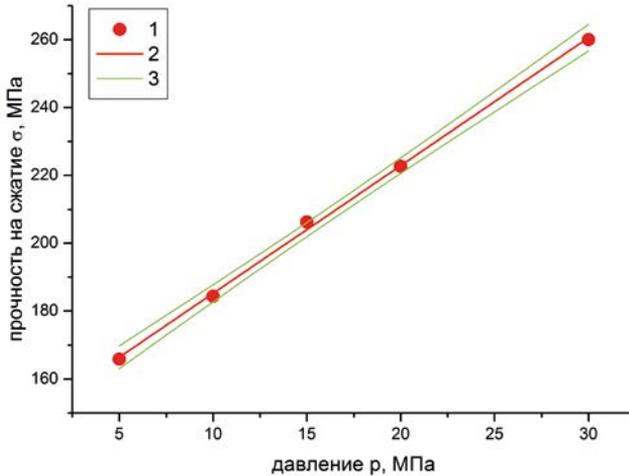


Рис. 6.38. Зависимость прочности на сжатие от давления всестороннего сжатия. 1 — исходные данные, 2 — линия регрессии с 95 % доверительным интервалом (3).

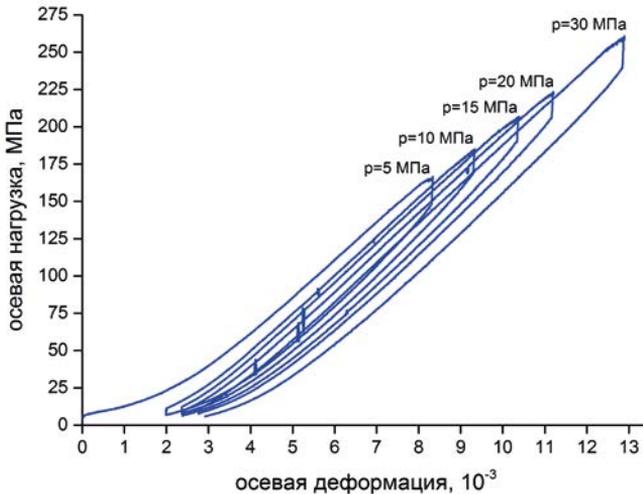


Рис. 6.39. Диаграмма нагружения. У кривых подписаны значения соответствующего давления всестороннего сжатия.

Линейная аппроксимация зависимости предела прочности от давления, представленная на рисунке 6.38, отвечает критерию разрушения Мора — Кулона в условиях, когда коэффициент внутреннего трения не зависит от величины давления всестороннего сжатия [Paterson, Wong, 2005]. Уравнение регрессии, линия которой представлена на рисунке 6.38, имеет вид:

$$\sigma = (3.8 \pm 0.1)P + (148 \pm 1). \quad (6.21)$$

6.9.2. Зависимость акустической активности от уровня действующих напряжений

На рисунке 6.40 представлены значения акустической активности в циклах нагружения-разгрузки при различных давлениях всестороннего сжатия от величины осевой нагрузки и кулоновских напряжений. Последние рассчитывались по коэффициентам зависимости (6.21) и углу наклона плоскости макроразрыва к оси сжатия, определённого по данным о локации акустических событий (методика описана в разделе 6.6.3).

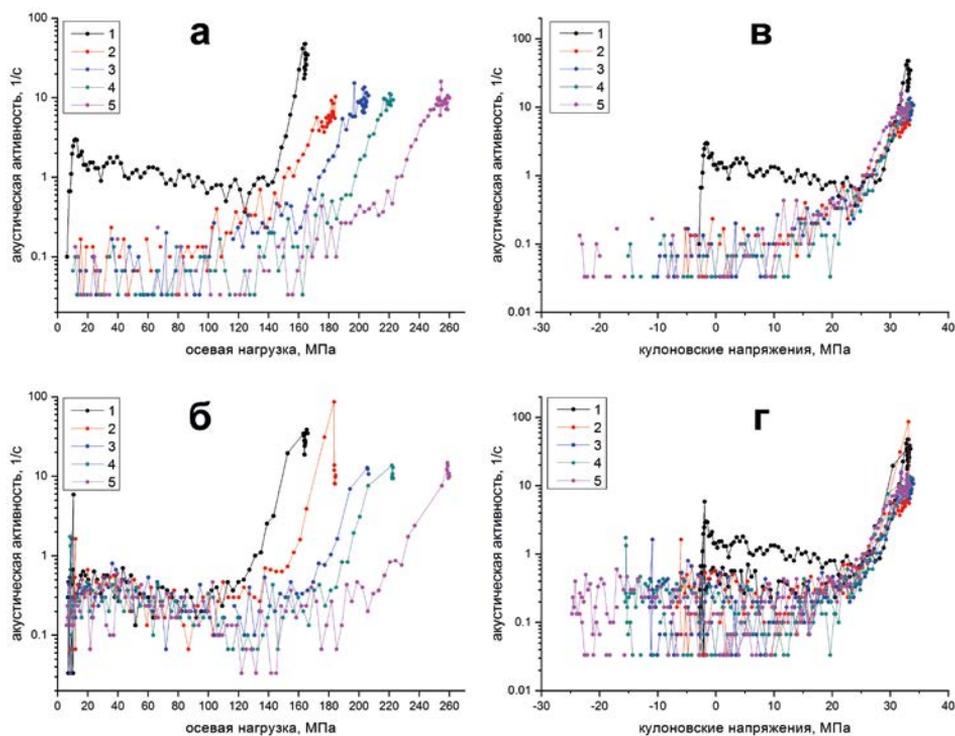


Рис. 6.40. Акустическая активность как функция осевой нагрузки (а, б) и кулоновских напряжений (в, г) при различных давлениях всестороннего сжатия: 1 — 10 МПа, 2 — 15 МПа, 3 — 20 МПа, 4 — 25 МПа, 5 — 30 МПа. а, в — стадии нагружения, б, г — стадия разгрузки.

Видно, что в циклах эксперимента при различных давлениях акустическая активизация начинается при тем бóльших осевых нагрузках, чем выше давление всестороннего сжатия. На рисунке 6.40а видно также отличие кривой активности 1 в первом цикле нагружения от кривых активности в последующих циклах. В первом цикле процесс разрушения развивался в целом образце, в последующих циклах — в образце со сформировавшимся разломом (разлом сформировался в конце стадии нагружения первого цикла).

В кулоновских напряжениях различия для разных давлений всестороннего сжатия исчезают — все графики сливаются в одну общую зависимость (отличие по-прежнему видно только для кривой 1, соответствующей разрушению в целом образце).

6.9.3. Зависимость наклона графика повторяемости от уровня действующих напряжений

На рисунке 6.41 представлены изменения наклона графика повторяемости во времени в пределах циклов нагружения-разгрузки при различных значениях давления всестороннего сжатия.

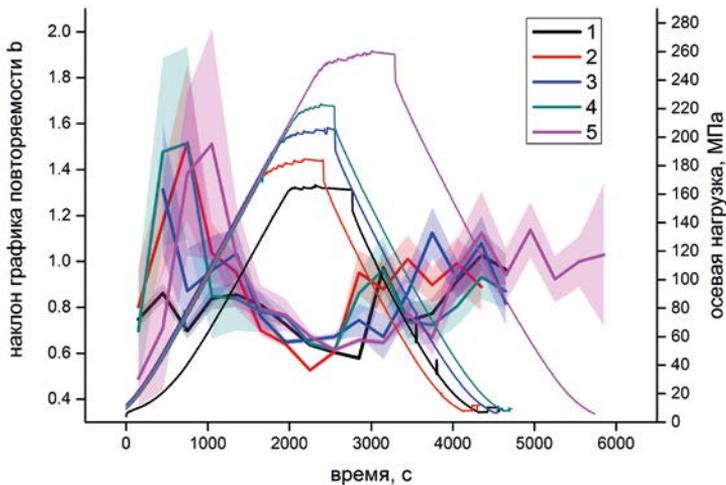


Рис. 6.41. Вариации наклона графика повторяемости во времени, в пределах циклов нагружения-разгрузки при различных значениях давления всестороннего сжатия: 1 — 10 МПа, 2 — 15 МПа, 3 — 20 МПа, 4 — 25 МПа, 5 — 30 МПа. Тонкими линиями соответствующих цветов показаны кривые изменения осевой нагрузки.

Изменения наклона графика повторяемости b имеют характерный вид: значения b уменьшаются с ростом осевой нагрузки; близки к константе в области критических (максимальных) напряжений, когда осевая нагрузка почти не меняется; увеличиваются при разгрузке (при уменьшении осевой нагрузки). Видна разница между нагружением целого образца в первом цикле (кривая 1 на рисунке 6.41) и последующими циклами нагружения образца с «разломом» — в последующих циклах, в отличие от первого, отчётливо видно увеличение b в самом начале цикла нагружения.

На рисунке 6.42 представлены зависимости наклона графиков повторяемости от уровня действующих напряжений, а также от кулоновских напряжений, при различных значениях давления всестороннего сжатия.

Видно, что использование кулоновских напряжений в качестве характеристики напряжённого состояния приводит к унификации зависимостей наклона графика повторяемости от напряжений.

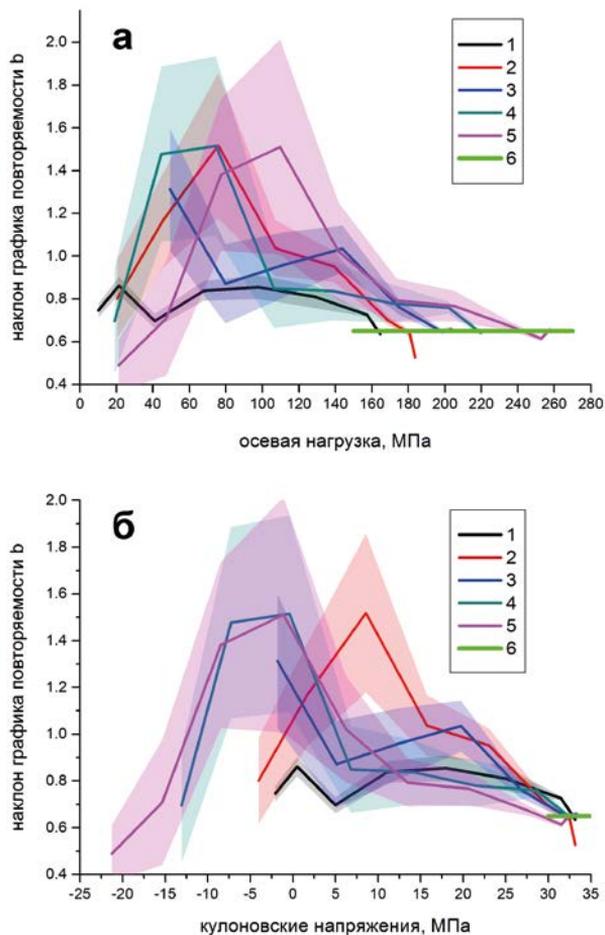


Рис. 6.42. Наклон графика повторяемости в зависимости от осевой нагрузки (а) и кулоновских напряжений (б) при различных значениях давления всестороннего сжатия: 1 — 10 МПа, 2 — 15 МПа, 3 — 20 МПа, 4 — 25 МПа, 5 — 30 МПа. Прямая б — уровень минимальных значений наклона графиков повторяемости.

На рисунке 6.42 обращает на себя внимание, что величины минимальных значений параметра b , которые достигаются при максимальных значениях осевых нагрузок, остаются одними и теми же во всех циклах нагружения (их уровень отмечен на рисунке 6.42 прямой б), несмотря на то, что значения максимальных осевых нагрузок различаются в разных циклах нагружения более чем в полтора раза.

6.9.4. Резюме

В эксперименте при плавном увеличении одноосной нагрузки в условиях всестороннего сжатия выявлены следующие закономерности изменения параметров акустического режима.

С ростом осевой нагрузки акустическая активность увеличивается, а наклон графика повторяемости уменьшается. Предельные (минимальные) значения наклона графика повторяемости не зависят от уровня осевой нагрузки. При разгрузке, с уменьшением осевой нагрузки изменения параметров противоположные — активность уменьшается, а наклон графика повторяемости увеличивается.

Переход к кулоновским напряжениям позволяет унифицировать изменения параметров акустического режима при различных уровнях давления всестороннего сжатия.

Характер зависимостей акустической активности и наклона графика повторяемости от уровня нагрузки различается для процессов разрушения в целом образце и в образце с разломом.

6.10. Лабораторное моделирование эффекта синхронизации в переходных режимах при периодической нагрузке

Исследовались особенности генерации акустической эмиссии при гармонической модуляции нагрузки на образец [Ponomarev et al., 2010]. Эксперимент был проведён в Rock friction laboratory, USGS.

6.10.1. Режим нагружения

Эксперимент выполнен на образце мелкозернистого гранита Вестерли в режиме одноосного нагружения с постоянной скоростью деформации 10^{-7} 1/с в условиях всестороннего сжатия 160 МПа по сценарию инициации неустойчивой динамической подвижки (stick-slip) в условиях гармонической модуляции нагрузки с различными периодами. Периодические изменения внешней нагрузки, создаваемые прессом, моделируют, в частности, изменение механической нагрузки на земную кору в процессе эксплуатации водохранилищ.

Предварительно в образце формировалась «разломная» зона внутреннего разрушения с помощью управления нагружением на основе обратной связи по активности АЭ. Впоследствии, при повторных нагружениях, в этой сформированной зоне реализуются явления неустойчивого скольжения, а также локальные микроразрушения с последующими «микроафтершоковыми» сериями. Амплитуда гармонического компонента нагрузки достигала первых процентов относительно максимальной величины общей нагрузки. История нагружения образца показана на рисунке 6.43.

Первый этап нагружения до значения 630 МПа (307000 секунд) выполнялся с постоянной скоростью деформирования без гармонической модуляции. Затем, после короткой технологической разгрузки, эксперимент был продолжен, сначала с модуляцией внешним силовым воздействием 175 секунд (до 360000-й секунды), а затем с модуляцией 570 секунд (до 445000-й секунды).

На 346000-й и 413000-й секундах были зафиксированы явления внезапной неустойчивой подвижки (SS-1 и SS-2), во время которых осевая

нагрузка резко уменьшилась, и возникали всплески акустической активности с последующей её релаксацией.

В эксперименте были сформированы каталоги акустических событий, содержащие десятки тысяч событий, лежащие в диапазоне трёх энергетических порядков.

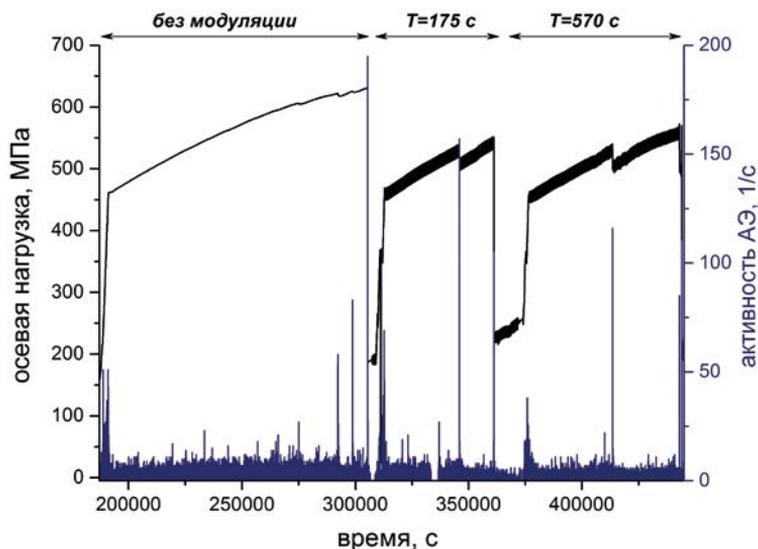


Рис. 6.43. История нагружения образца гранита с гармонической модуляцией осевой нагрузки, периоды модулирующих гармоник подписаны сверху. В представленной временной шкале осцилляции осевого напряжения сливаются в толстые линии.

6.10.2. Синхронизация акустической эмиссии при периодической нагрузке

Сформированная внутренняя зона (поверхность) микроразрушения имитировала разлом в земной коре. Известно, что на таких поверхностях реализуются явления неустойчивого скольжения (stick-slip), которые рассматриваются как один из механизмов генерации землетрясений, возникающих на тектонических разломах [Brace, Byerlee, 1966; Dieterich, 1978; Sobolev et al., 1993]. Вопрос об изменении сейсмического режима вследствие природных периодических процессов и возможности лабораторного моделирования таких явлений обсуждается довольно широко [Beeler, Lockner, 2003; Cochran et al., 2004; Thompson, 2005; Chelidze et al., 2018], однако полной ясности в этом вопросе пока не достигнуто.

В ранее выполненных опытах на блоках гранита в условиях двухосного сжатия было показано, что дополнительная вибрация приводит к уменьшению промежутка времени между последовательными подвижками типа stick-slip [Sobolev et al., 1996]. Позже аналогичные результаты были получены в опытах на моделях типа «сэндвич» при облучении зоны контакта

упругими волнами [Johnson et al., 2008]. В условиях давления всестороннего сжатия 50 МПа была выявлена сильная корреляция между активностью АЭ и приложенной периодической нагрузкой на образцах гранита с гладким разрезом. Было также предположено, что такая корреляция наиболее отчетливо проявляется в том случае, когда период воздействия превышает длительность фазы зарождения очага разрушения (нуклеации) [Lockner, Beeler, 1999; Beeler, Lockner, 2003].

В рассматриваемом эксперименте для анализа временных особенностей акустической эмиссии использовались алгоритмы поиска скрытых периодичностей точечных потоков А. А. Любушина, описанные в разделе 3.1.6.

На рисунке 6.44 приведена спектрально-временная диаграмма акустического отклика на синусоидальное силовое воздействие. Видно, что в нагруженном образце возникает периодическая акустическая активность, синхронизированная с внешним силовым воздействием.

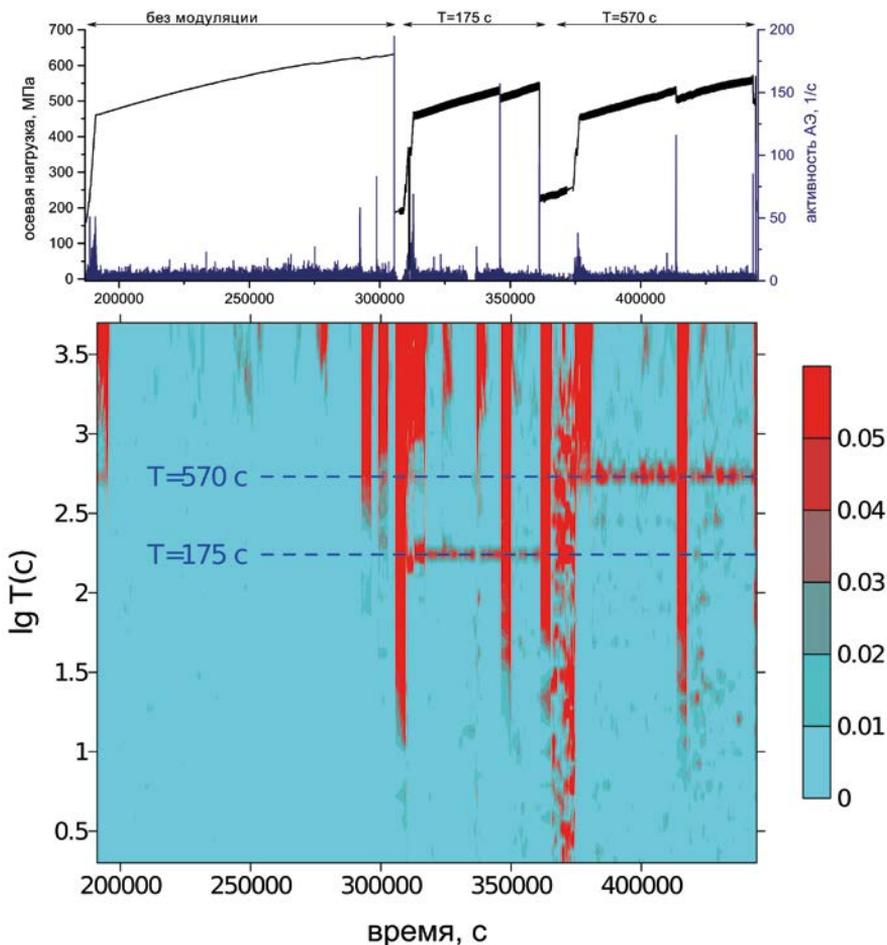


Рис. 6.44. История нагружения образца и спектрограмма потока акустических событий. Пунктирными линиями показаны периоды модуляции нагрузки.

Интенсивность отклика меняется во времени. «Наведённая» периодичность акустического режима исчезает сразу после явлений stick-slip, когда напряжения в зоне разрушения падают. Спустя тысячи секунд периодическая компонента восстанавливается по мере дальнейшего нагружения и приближения нагрузки к уровню, при котором возникла неустойчивая подвижка (рисунок 6.45).

После относительно крупных акустических событий, не связанных со stick-slip, в течение затухания активности АЭ, моделирующей афтершоковую релаксацию, периодическая модуляция акустического режима, наоборот, усиливается (рисунок 6.46).

Пространственно-временной анализ АЭ показал, что эффекты синхронизации наблюдаются как в слое мощностью 10–12 мм, непосредственно прилегающем к зоне внутреннего разрушения, так и вне его.

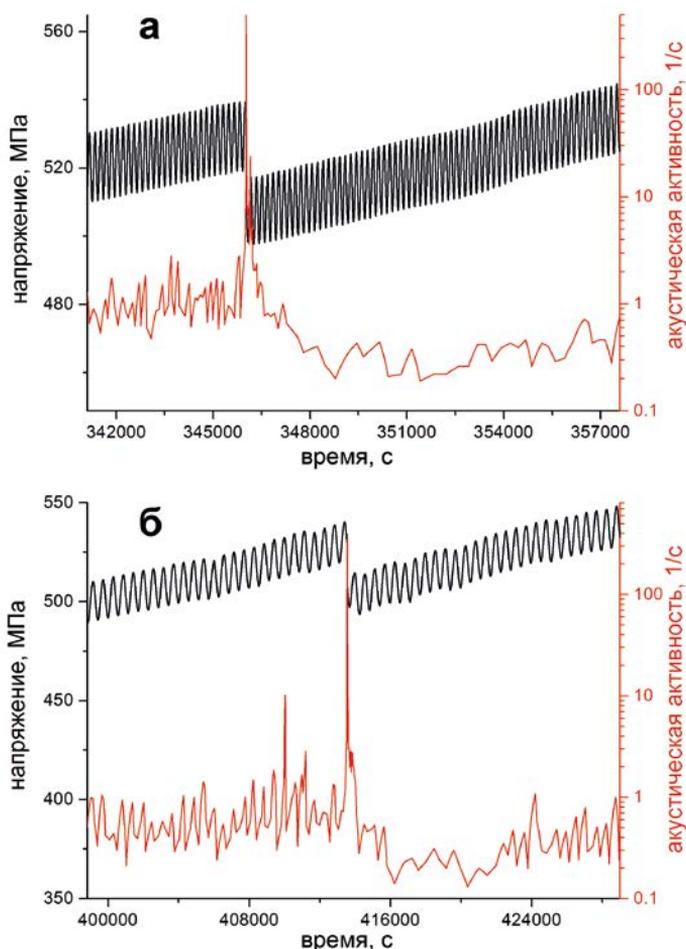


Рис. 6.45. Пример потери «акустической синхронизации» с силовым гармоническим воздействием с периодами 570 с (а) и 175 с (б) после явлений неустойчивой подвижки со сбросом напряжений.

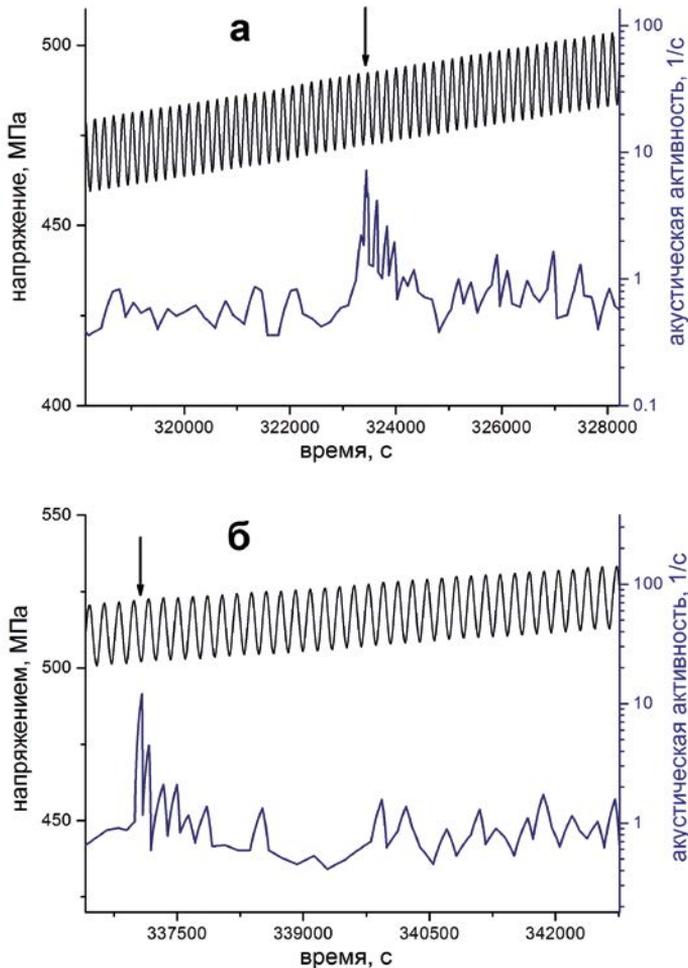


Рис. 6.46. Проявление хорошо выраженной синхронизации акустической эмиссии с силовым гармоническим воздействием с периодами 570 с (а) и 175 с (б) в течение «афтершоковой активности». Стрелками показаны моменты сильных акустических событий.

Полученные каталоги АЭ были проанализированы с позиций основных положений гипотезы LURR (Load/Unload Response Ratio), предложенной китайскими геофизиками для прогностических целей [Xiang-Chu Yin et al., 2006]. Оказалось, что для исследованных потоков акустических сигналов сохраняются положительные значения параметра, отражающие более высокую активность эмиссии на интервалах повышения внешнего воздействия по сравнению с интервалами его понижения, что соответствует полевым наблюдениям сейсмичности. В то же время не удалось обнаружить вариаций данного параметра перед сильными акустическими событиями (не связанными со stick-slip), что, возможно, обусловлено недостаточно широким динамическим диапазоном регистрации АЭ.

6.10.3. Резюме

Дополнительная периодическая нагрузка вызывает отклик АЭ, синхронизированный с внешним силовым воздействием. Глубина модуляции АЭ меняется во времени и уменьшается почти до нуля непосредственно после динамических подвижек (stick-slip), когда напряжения в зоне разрушения падают, а затем постепенно восстанавливается по мере дальнейшего нагружения и приближения нагрузки к уровню, при котором возникла неустойчивая подвижка.

В то же время значительная модуляция наблюдается после относительно крупных акустических событий, в течение периода затухающей активности АЭ, аналогичной афтершоковым последовательностям землетрясений.

6.11. Лабораторное моделирование переходных режимов при флюидной инициации с повышением порового давления

Эксперименты проводились в Центре петрофизических и геомеханических исследований (ЦПГИ) в обсерватории «Борок» и ИФЗ РАН. Инициация процесса разрушения в образцах инициировалась повышением порового давления, которое осуществлялось двумя способами: классической инъекцией флюида с поверхности, через одну из граней образца, и оригинальным методом нагрева флюида внутри образца электрическим током.

6.11.1. Моделирование задержанного отклика

Для объяснения выявленных особенностей пространственно-временной динамики сезонных компонент наведённой сейсмичности в области Койна-Варна в разделе 4.4 мы выдвинули предположение о меньшей скорости распространения волны обводнения по сравнению со скоростью распространения фронта давления флюида в насыщенной среде. Для экспериментальной проверки этого предположения были проведены пилотные эксперименты на образцах гранитов, полученных по программе научного бурения в области наведённой сейсмичности Койна-Варна [Gupta et al., 2016]. Эксперименты были направлены на выяснение вопроса о величине задержки отклика режима АЭ при обводнении сухого образца и при распространении волны давления в насыщенном образце. Ниже приведены результаты этих опытов.

В образце гранита из скважины Phanasavle (КВН-5) (см. [Gupta et al., 2016]), отобранного с глубины 548 м, в ходе подготовительного эксперимента была сформирована «разломная зона», возникшая в результате естественного макроразрушения с образованием узкой зоны макроразрушения. Тем самым мы попытались качественно приблизить условия нашего эксперимента к натурным условиям в области водохранилища Койна, где после сильнейшего землетрясения М 6.3 активизировалась (а может быть, и сформировалась) узкая разломная зона Доначивада, вдоль которой, согласно

предположению, происходила в дальнейшем диффузия флюида [Михайлов и др., 2017].

Опыт проводился по следующей схеме (рисунок 6.47). Высушенный заранее образец вначале подвергался одноосному нагружению при всестороннем сжатии. Нагружение проводилось с постоянной скоростью деформации до начала ускорения роста АЭ, соответствующего приближению нагрузки к пределу прочности «разломной зоны». Далее скорость нагружения была уменьшена на порядок, и с торца в образец была подана вода со скачком давления $\Delta P_p = 1$ МПа. После этого в уже насыщенном водой образце скачками увеличивалось поровое давление, величины скачков варьировались в диапазоне от 1 МПа до 2.6 МПа.

Скачки порового давления вызывали увеличение АЭ, причём максимум акустической активности достигался с задержками относительно момента скачка порового давления. На рисунке 6.48 показаны соответствующие графики, на которых подписаны величины в секундах измеренных задержек максимумов АЭ.

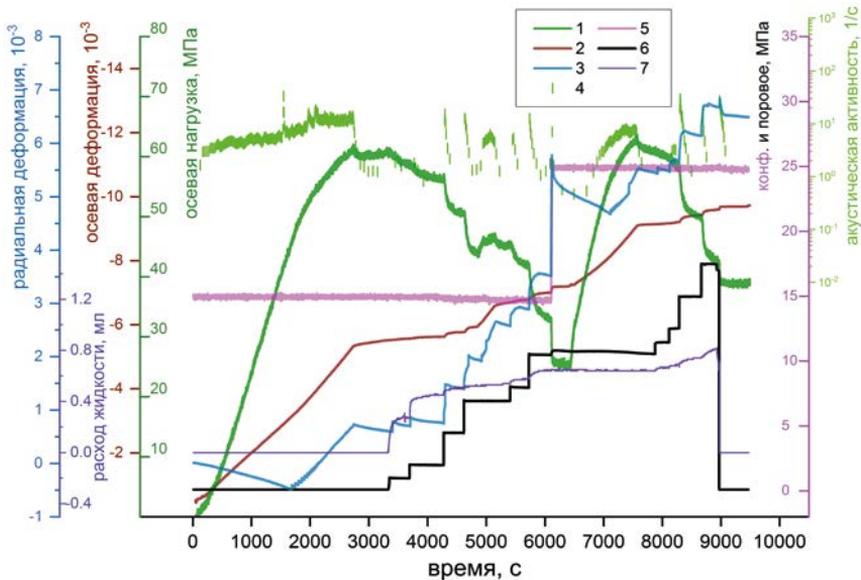


Рис. 6.47. Обзорная история нагружения в опыте на образце гранита из скважины Phanasavle. 1 — осевая нагрузка, 2 — осевая деформация, 3 — радиальная деформация, 4 — акустическая активность, 5 — давление всестороннего сжатия (конфайнинг), 6 — поровое давление, 7 — расход воды на «входе» в образец.

В рамках закона Дарси коэффициент диффузии жидкости при обводнении или диффузии давления воды в обводнённой среде определяется пропускной способностью k , вязкостью жидкости η и задаваемым скачком давления ΔP_p [Yeh et al., 2015]:

$$D = \frac{k\Delta P_p}{\eta}. \quad (6.22)$$

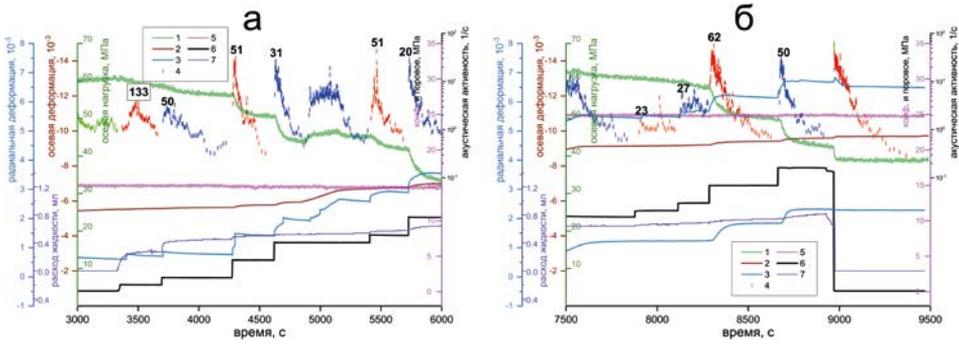


Рис. 6.48. Акустическая активность при инициации ступенями порового давления в первой (а) и второй (б) частях опыта на образце гранита из скважины Phansavale (рисунок 6.47). 1 — осевая нагрузка, 2 — осевая деформация, 3 — радиальная деформация, 4 — акустическая активность (зелёный — подготовительная стадия, красный и синий чередуются для последовательных ступеней порового давления), 5 — давление всестороннего сжатия (конфайнинг), 6 — поровое давление, 7 — расход воды на «входе» в образец. У максимумов активности подписаны величины задержек в секундах.

Если принять, что задержка максимума АЭ обусловлена временем диффузии воды в сухом образце при его обводнении или порового давления в обводнённом образце на характерное расстояние l , определяемое размером образца, то величину этой задержки можно представить как

$$\tau = C \frac{l^2}{D} = C \frac{l^2 \eta}{k \Delta P_p}, \quad (6.23)$$

где коэффициент C учитывает геометрию фронта диффузии и особенности инициации АЭ. Для проверки справедливости этих допущений мы построили зависимость времени задержки τ от обратной величины скачка порового давления $1/\Delta P_p$ (рисунок 6.49). На рисунке видно, что точки, отвечающие активизации АЭ в насыщенном образце, ложатся на прямолинейную зависимость, следующую из (6.23) в предположении неизменности входящих в правую часть коэффициентов при $1/\Delta P_p$. При этом красная точка, отвечающая задержке максимума АЭ при обводнении сухого образца, лежит значительно выше прямой.

В рассматриваемом опыте мы варьировали величину иницирующего скачка порового давления ΔP_p . Согласно (6.23) в этом случае величины задержек для разных скачков порового давления тоже будут различны:

$$\frac{\tau(\Delta P_{p1})}{\tau(\Delta P_{p2})} = \frac{\Delta P_{p2}}{\Delta P_{p1}}. \quad (6.24)$$

Поэтому для сравнения задержек, вызванных различными скачками порового давления, мы привели все скачки к величине $\Delta P_p = 1$ МПа, положив в (6.24) $\Delta P_{p1} = 1$ МПа, а ΔP_{p2} — равным величине скачка порового давления соответствующей ступени инициации. График зависимости приведённой задержки от уровня порового давления, при котором подавалась иницирующая ступенька, представлен на рисунке 6.50. На рисунке видно, что приведённые задержки на стадии диффузии порового давления в насыщенном

образце примерно одинаковы и лежат в диапазоне 20–50 с. Приведённая задержка на первой стадии диффузии воды в сухом образце в 3–6 раз больше.

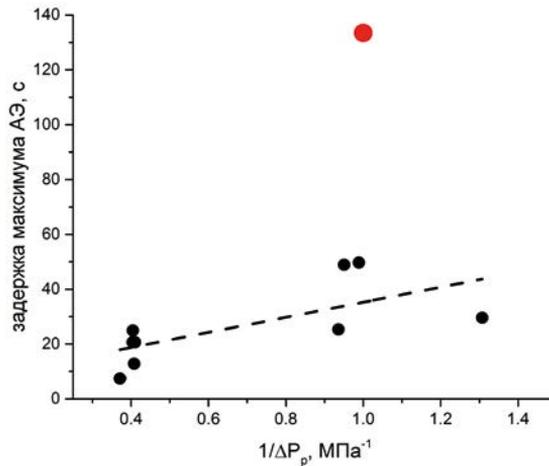


Рис. 6.49. Зависимость задержки максимума АЭ от обратной величины инициирующего скачка порового давления. Красная точка — стадия обводнения сухого образца, чёрные — стадия диффузии фронта давления в насыщенном образце, пунктирная прямая соответствует формуле (6.23).

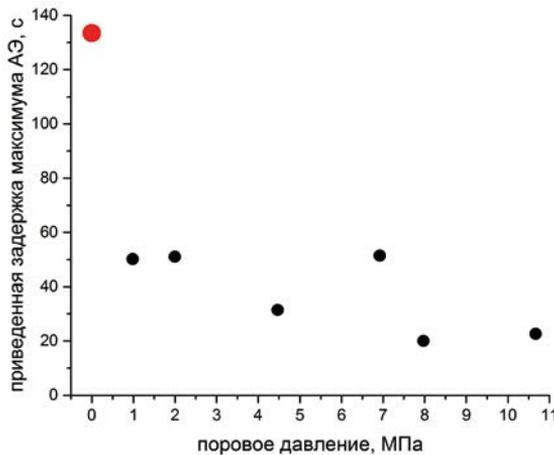


Рис. 6.50. Величина задержки максимума АЭ, приведённая к величине скачка инициирующего скачка порового давления в 1 МПа от уровня порового давления, при котором подавался инициирующий скачок. Точки — так же, как на рисунке 6.49.

На рисунке 6.51 представлены результаты других экспериментов на образцах песчаников и гранитов, полученные магистрантом кафедры физики Земли физического факультета МГУ Н. Б. Бондаренко под руководством авторов настоящей книги¹¹.

¹¹ Бондаренко Н. Б. «Влияние порового давления флюида на разрушение образцов горных пород». Магистерская диссертация. — Москва, физический факультет МГУ. — 2019. — 42 с.

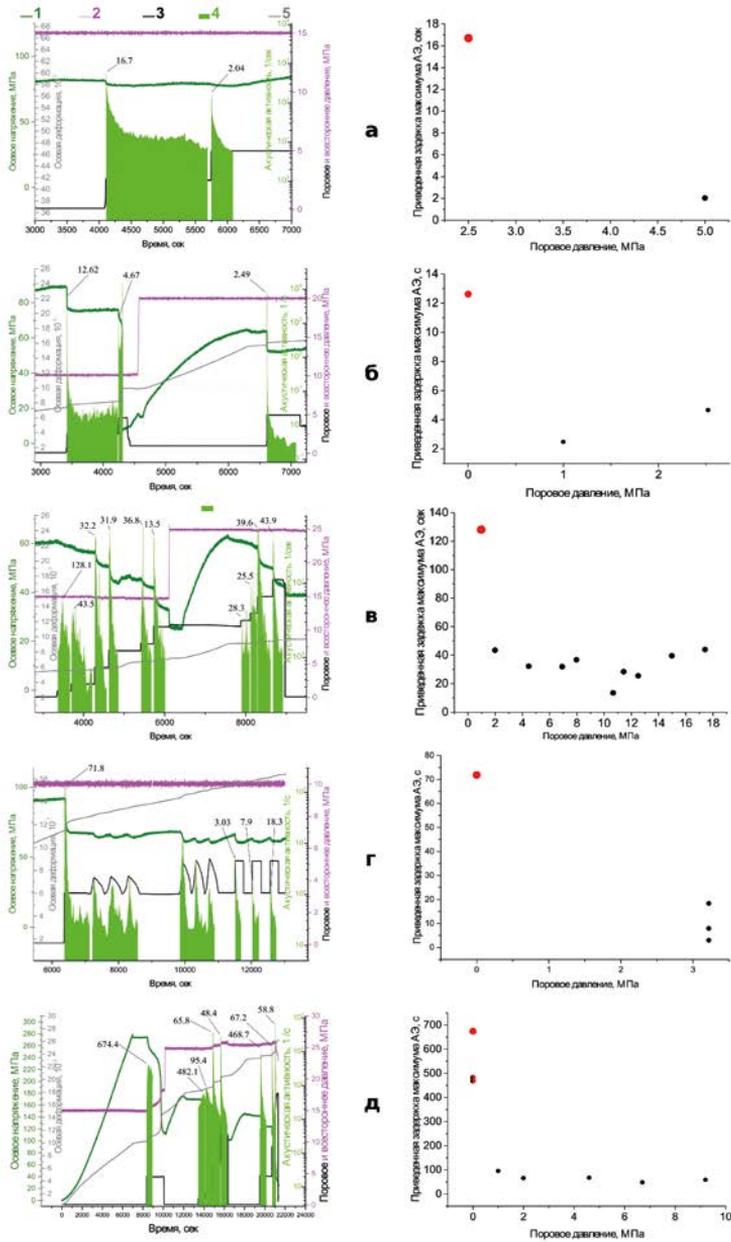


Рис. 6.51. Акустическая активность при инициации ступенями порового давления (левый столбец) и величина задержки максимума АЭ, приведенная к величине скачка порового давления при иницирующем скачке порового давления в 1 МПа (правый столбец). В левом столбце: 1 — осевая нагрузка, 2 — давление всестороннего сжатия, 3 — поровое давление, 4 — акустическая активность, 5 — осевая деформация; цифрами подписаны величины задержек в секундах. В правом столбце: красная точка — задержка при обводнении сухого образца, чёрные точки — при распространении фронта порового давления; красно-чёрные точки на рисунке д — частично обводнённый образец. а, б — песчаник Буффало; в, г — гранит, скважина Phansavale, область Койна-Варна; д — гранит, скважина, Воронежский кристаллический массив.

Во всех проведённых экспериментах задержка инициации разрушения при распространении флюида в сухой среде оказалась в несколько раз больше, чем при распространении фронта диффузии порового давления в насыщенной среде. Эффект различия скоростей диффузии, обусловленный различием коэффициентов эффективной проницаемости (k в формуле (6.22)), известен в теории фильтрации жидкостей. Авторы [Yeh et al., 2015] указывают, что это различие может достигать одного порядка.

Результаты экспериментов на качественном уровне подтверждают предположение о природе реактивации сезонной сейсмичности на юге от водохранилища Койна, которую мы связали с различной скоростью волн первичного обводнения и последующих фронтов порового давления, вызванных заполнением и эксплуатацией водохранилища Койна.

6.11.2. Инициация разрушения в обводнённых образцах при прохождении электрического тока

В относительно немногочисленных работах по исследованию акустической эмиссии при нагружении горных пород в условиях электрического воздействия было предположено, что наложение электрического поля на деформируемые образцы облегчает развитие микроразрушений, что может приводить к увеличению активности АЭ [Балбачан, Томашевская, 1987; Ярославский, Капустян, 1990; Zakupin et al., 2012]. Ряд исследований в этом направлении был выполнен на монокристаллах, минералах и горных породах при действии на них электрическим током [Анцыферов, 1962; Sobotka, 2010]. Результаты свидетельствуют, что наблюдаемые эффекты зависят от целого ряда факторов — минерального состава, влажности испытываемой среды, параметров и условий воздействия и т. д. Обсуждались, в частности, механизмы температурного стимулирования АЭ [Ржевский и др., 1985; Browning et al., 2016; Казначеев и др., 2017, 2018] и температурно-стимулированный механизм затухания упругих волн в песчаниках и гранитах в области высоких, до 600 °С, температур [Johnston, Toksoz, 1980; Chen, Chi-Yuen, 1980].

В работе [Лапшин и др., 2016] нами были исследованы параметры АЭ при гальваническом и бесконтактном электрическом воздействии на образцы песчаника. Существенным отличием от ранее проведённых исследований является использование прессового оборудования с сервоконтролем, что позволило вести эксперименты в условиях различной и контролируемой деформации на всех этапах нагружения. Эксперименты выполнялись в лаборатории «Борок» ИФЗ РАН. Осуществлялась синхронная регистрация осевой нагрузки, осевой и радиальной деформаций, скорости распространения продольных волн по 16 трассам, волновых форм отдельных акустических событий по 16 приёмным датчикам, размещённым на поверхности испытываемых образцов, величины потока акустической эмиссии с датчиков, встроенных в пуансоны пресса, а также температуры поверхности образца [Патонин и др., 2013]. В качестве генераторов электрического поля использовались источники постоянного и переменного тока.

Цилиндрические образцы песчаника Береа (Berea) диаметром 30 мм и высотой 60 мм подвергались одноосной нагрузке с заданным режимом

изменения деформации (strain control). Типичная для опытов реологическая кривая представлена на рисунке 6.52. На подготовительном этапе нагружение осуществлялось со скоростью $2 \cdot 10^{-6}$ 1/с, этап заканчивался при переходе нагружения в закритическую стадию — на падающую ветвь кривой нагружения, после чего начинался второй, рабочий этап. На этом этапе нагружение осуществлялось со значительно меньшей скоростью деформации $(1-2) \cdot 10^{-7}$ 1/с или велось в режиме постоянной деформации (рисунки 6.53, 6.54).

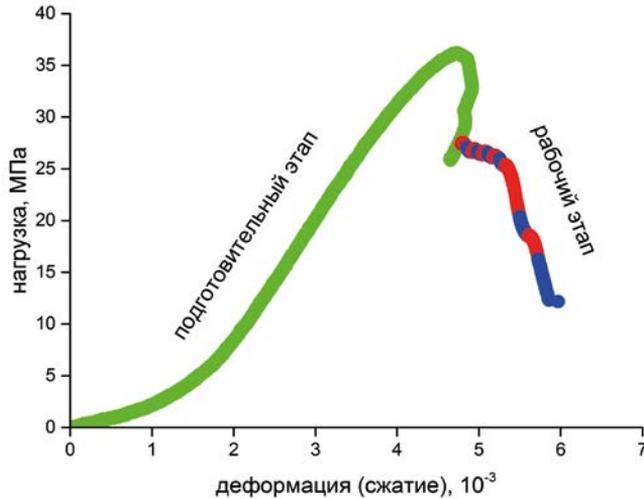


Рис. 6.52. Пример кривой нагружения. На рабочем этапе красным цветом показаны интервалы воздействия на образец электрическим током.

Режим электрического воздействия выполнялся сеансами, в части опытов — в суперпозиции с дополнительным одноосным нагружением образцов при постоянной скорости деформации. Механическое нагружение сопровождалось возникновением относительно стационарного потока акустических сигналов, на фоне которого возникала электростимулированная акустическая эмиссия. Такой режим позволял надёжно отделить эффект влияния электрических воздействий от эффекта изменения акустической активности при изменении действующих в образце напряжений.

На рабочем этапе к торцам образца прикладывали разность электрических потенциалов в диапазоне от 60 до 1500 В. Electroды для создания разности потенциалов располагались между пуансонами пресса и торцевыми гранями образца и изолировались от пуансонов стеклотекстолитовыми прокладками. Разность потенциалов создавалась в течение заданных интервалов времени (обычно 100, 300, 600 с), между которыми в электрическом воздействии выдерживались паузы той же длительности. В ходе эксперимента контролировали разность потенциалов на электродах и силу тока через образец, по которым оценивалась рассеиваемая в образце электрическая мощность (эффекты поляризации на контакте электродов и образца не учитывали).

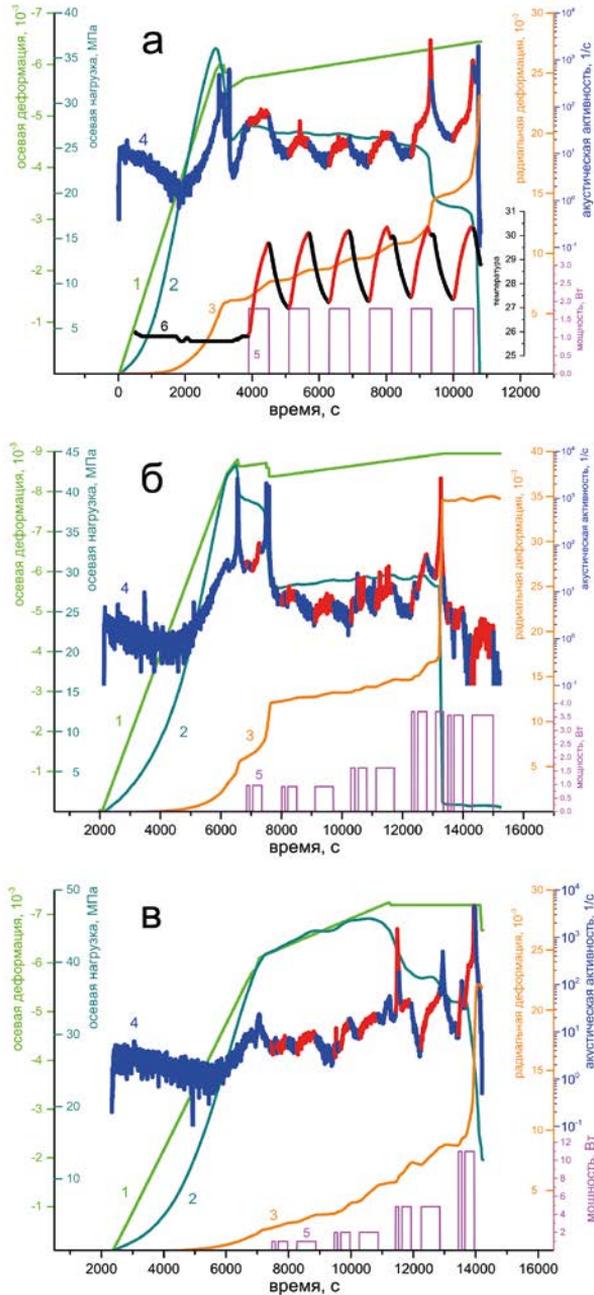


Рис. 6.53. Примеры вариаций скорости АЭ при воздействии электрическим током: а — постоянный ток, одинаковая мощность; б — постоянный ток, различная мощность; в — переменный ток, различная мощность. 1 — задаваемая осевая деформация; 2 — осевые напряжения; 3 — радиальная деформация; 4 — скорость АЭ; 5 — электрическая мощность; 6 — температура на цилиндрической поверхности образца. Красным цветом на кривых 4 и 6 отмечены интервалы воздействия электрическим током.

Образцы насыщались водным раствором NaCl концентрации 0.6 н. Раствор вносили перед началом опыта через торцы образца без приложения давления, только под действием силы тяжести и капиллярных сил (раствор вносили порциями, а образец каждый раз переворачивали на 180°). Количество раствора выбиралось таким образом, чтобы обеспечить устойчивую гальваническую цепь. Специальные исследования показали, что при заполнении пор образца проводящим раствором порог перколяции по проводимости достигается при заполнении 20–25 % порового пространства. Это соответствует модельным (теоретическим) оценкам порога перколяции по узлам трёхмерных объёмноцентрированных, гранецентрированных и плотно упакованных гексагональных решёток [Тарасевич, 2002]. В наших экспериментах поровое пространство образца заполнялось на 35–55 %, что обеспечивало устойчивое превышение порога перколяции по проводимости.

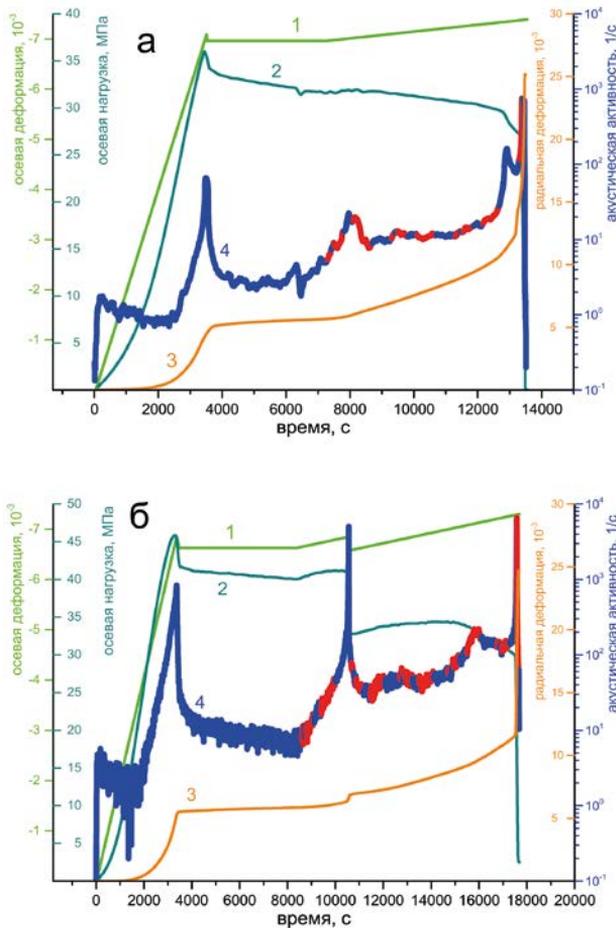


Рис. 6.54. Примеры вариаций скорости АЭ в отсутствие гальванической связи электродов с образцом: а — образец пропитан раствором NaCl; б — сухой образец. Обозначения кривых — как на рисунке 5.53. Красным цветом на кривой 4 отмечены интервалы воздействия разностью электрических потенциалов, создаваемой на электродах.

Была проведена также серия контрольных экспериментов, в которых электроды, создающие разность потенциалов, были изолированы от образца специальными прокладками. Разность потенциалов в этих экспериментах составляла 1500 В, все остальные параметры такие же, как в эксперименте с гальванической цепью (рисунок 6.54).

Результаты анализа полученных в экспериментах данных сводятся к следующему. Прохождение электрического тока через пропитанный проводящим раствором образцы инициирует увеличение интенсивности процесса микроразрушения, индицируемое существенным (до 30 раз) возрастанием скорости АЭ. После выключения электрического тока скорость АЭ уменьшается. Таким образом, в экспериментах с циклическим токовым воздействием наблюдается модуляция АЭ электрическим током (рисунок 6.53). В отсутствие гальванической связи электродов с образцом (в отсутствие электрического тока), но при наличии электростатического поля, создаваемого приложенной к электродам разностью потенциалов, подобная модуляция не наблюдается (рисунок 6.54).

Анализ вариаций наклона графика повторяемости, выполненный по методикам, разработанным и применённым при анализе вариаций сейсмичности при воздействии на литосферу Земли мощными электрическими импульсами [Смирнов, Завьялов, 2012], не обнаружил значимых различий временных изменений наклона графика повторяемости на интервалах с воздействием электрическим током и на интервалах без воздействия.

Воздействие электрическим током вместе с увеличением скорости АЭ вызывает увеличение радиальной деформации образца и увеличение осевых напряжений в условиях контролируемой прессом осевой деформации (рисунок 6.53). При воздействии электростатическим полем в отсутствие тока такие изменения радиальных деформаций и осевых напряжений не наблюдаются (рисунок 6.54). Эффект инициации АЭ электрическим током обнаруживается при воздействии как постоянным (рисунок 6.53 а, б), так и переменным током (рисунок 6.53в). Варьирование разности электрических потенциалов, интервалов воздействия, концентрации и количества раствора NaCl, определяющих эффективное электрическое сопротивление образца, показало, что степень увеличения скорости АЭ определяется в основном мощностью тока, рассеиваемой в образце, и длительностью интервала воздействия. Произведение этих параметров даёт количество джоулеа тепла, производимого электрическим током. Это обстоятельство указывает на то, что механизм инициации АЭ электрическим током имеет термическую природу. Если принять, что ток в образце течёт по флюиду, проникнувшему в поры и трещины (электрическое сопротивление каркаса породы на много порядков выше сопротивления использованного раствора), то нагрев 1 мл раствора за счёт выделившегося джоулеа тепла при рассеивании 1 Вт в течение 100 с составит 23.8 °С. В условиях опыта, результаты которого приведены на рисунке 6.53а, объём раствора составлял 3.7 мл, мощность — 1.8 Вт, интервал воздействия — 600 с. В этом случае оценка разогрева раствора составляет 69 °С. Тепловая энергия нагретого в порах и трещинах флюида расходуется на разогрев образца, прилегающих к нему пуансонов пресса и расположенных на его поверхности элементов системы регистра-

ции сигналов АЭ, на увеличение потенциальной упругой энергии образца за счёт роста осевых напряжений в условиях фиксированной прессом осевой деформации и, возможно, на разрушение микротрещин. Вопрос о долях расхода тепловой энергии на указанные процессы является открытым. Если предположить, что вся энергия идёт на разогрев образца, то в условиях опыта, представленного на рисунке 6.53а, температура образца увеличилась бы на $14.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ (для теплоёмкости принято характерное для песчаников значение $0.8 \cdot 10^3\text{ Дж/кг}\cdot\text{K}$, масса образца 93 г). Эксперимент показывает, что амплитуда вариаций температуры на цилиндрической поверхности образца составляет $3\text{ }^{\circ}\text{C}$, что соответствует примерно 20 % «закачанного» в образец джоулева тепла.

При нагреве флюида в образце на $69\text{ }^{\circ}\text{C}$ его относительное объёмное расширение составляет 0.03 (при коэффициенте теплового расширения $4.58 \cdot 10^{-4}$ для температур 40–60 $^{\circ}\text{C}$). Поскольку объём образца на порядок больше объёма флюида, расширение флюида вызовет на порядок меньшее расширение образца — около 0.003 (расширение каркаса образца при его нагреве на несколько градусов оказывается на порядок меньше). Эта величина согласуется с зарегистрированными в экспериментах амплитудами вариаций радиальной деформации, составляющими единицы тысячных. Тепловое расширение флюида, заключённого в порах и микротрещинах, в результате его нагрева джоулевым теплом является, по нашему мнению, инициатором разрушения пор и трещин, проявляющегося в росте скорости АЭ (подобно термоэмиссионному эффекту, обнаруженному в [Ржевский, 1985] при гораздо больших температурных воздействиях).

Для проверки предположения о тепловом механизме обнаруженного эффекта и исключения влияния механического нагружения среды нами были выполнены опыты «на столе», в которых электрическое воздействие прикладывалось к обводнённым ненагруженным образцам песчаника и бетона [Лапшин и др., 2018]. В экспериментах нагрев ненагруженного образца осуществлялся постоянным стабилизированным током 35 мА. Электрическая мощность воздействий в течение экспериментов составляла от 1 до 3 Вт. Длительность сеансов электрического воздействия была, как правило, от 100 до 600 секунд.

На рисунке 6.55 приведён типичный график последовательности акустических импульсов в сопоставлении с температурой образца, током, протекающим через образец, и электрическим напряжением, приложенным к образцу. Так же, как и в экспериментах с механически напряжёнными образцами, акустическая активность при токовом воздействии возникает почти без задержки (или с малой, первые секунды — десятки секунд, задержкой) по отношению к началу воздействия. Эта особенность отличает выполненные «токовые» эксперименты от опытов с нагреванием образца в термических печах. Можно предположить, что нагрев образца электрическим током происходит сразу по всему его объёму.

Несколько экспериментов были выполнены на бетонных образцах объёмом от 40 до 500 см³. На рисунке 6.56 приведены графики, демонстрирующие развитие АЭ в образцах бетона при пропускании через них постоянно-электрического тока. Прослеживается чёткое соответствие между интер-

валами прохождения через образец электрического тока и возникновением акустической эмиссии.

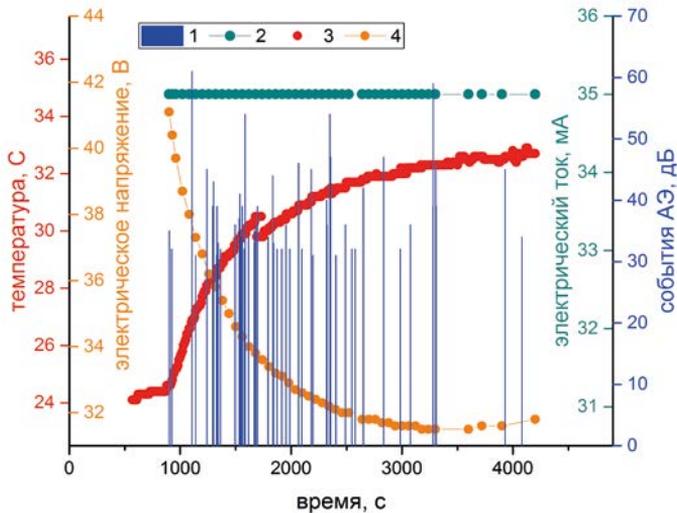


Рис. 6.55. Последовательность акустических импульсов (1) в сопоставлении с током, протекающим через образец (2), электрическим напряжением, приложенным к образцу (3), и температурой образца (4).

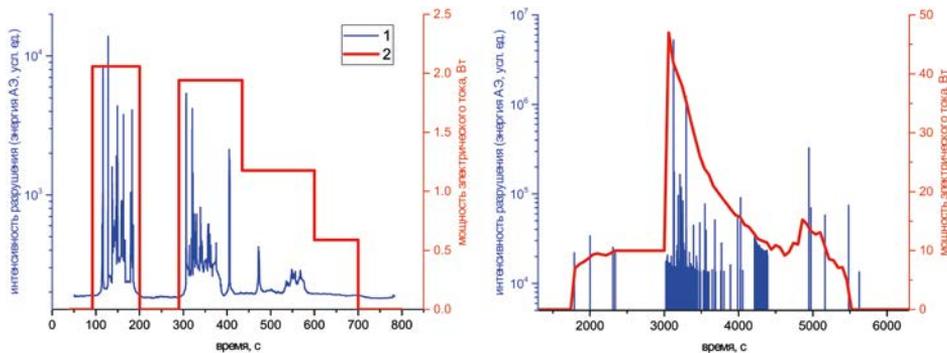


Рис. 6.56. Развитие микроразрушения в двух бетонных образцах при прохождении через них электрического тока. 1 — интенсивность разрушения, 2 — мощность тока.

Обобщение результатов анализа вариаций акустической активности по совокупности экспериментов с воздействием электрическим током позволило сделать следующие выводы.

а) Воздействие электрическим током сопровождается увеличением акустической активности.

б) Увеличение акустической активности начинается без существенной задержки после начала токового воздействия. При неизменной во времени величине воздействия активность постепенно увеличивается. После прекращения воздействия активность плавно уменьшается. При увеличении

длительности воздействия рост активности происходит до больших значений. До больших значений происходит рост активности и при увеличении мощности воздействующего электрического тока.

в) Увеличение акустической активности при воздействии электрическим током и её уменьшение при выключении тока чётко коррелирует с изменением температуры образца.

г) Увеличение акустической активности контролируется единственным параметром, являющимся комбинацией параметров воздействующего тока (величины тока, создающей его разности потенциалов), длительности воздействия, электрических параметров образца (эффективной проводимости, обусловленной количеством вносимой жидкости и концентрацией растворённой в ней соли). Этот параметр равен произведению мощности электрического тока на длительность интервала воздействия, то есть представляет собой количество джоулеа тепла, рассеивающегося в образце при прохождении через него электрического тока. Этот результат объясняет отмеченную чёткую корреляцию вариаций акустической активности с изменениями температуры образца.

Следует отметить, что известен механизм термической активации разрушения, определяемый градиентами термоупругих напряжений в неоднородных средах [Шкуратник и др., 2015]. Однако учитывая, что полученное выделение джоулеа тепла нагретого проводящего флюида вызывает увеличение температуры всего образца в целом не более чем на 10 градусов (рисунки 6.53, 6.55), этот механизм не приведёт к заметному росту акустической эмиссии. Как показано в [Шкуратник и др., 2015; Менжулин, Махмудов, 2017], для этого требуются существенно большие температуры в 100–300 градусов.

6.11.3. Резюме

Инъекция жидкости в поровое пространство образца с его поверхности вызывает задержанный отклик в возбуждении акустической активности. Величина задержки определяется величиной скачка давления жидкости на «входе» в образец и его проницаемостью. Обнаружено различие величин задержки отклика при обводнении сухого образца и при повышении порового давления в насыщенном образце. При равных скачках давления задержка в сухих образцах значительно больше, чем в насыщенных. Эффект может быть связан с различием коэффициентов эффективной проницаемости, известным в теории фильтрации жидкостей. Результаты экспериментов на качественном уровне подтверждают предположение о природе реактивации сезонной сейсмичности на юге от водохранилища Койна, которую мы связывали с различной скоростью волн первичного обводнения и последующих фронтов порового давления, вызванных заполнением и эксплуатацией водохранилища Койна (раздел 4.4).

Пропускание электрического тока через образец, поровое пространство которого заполнено проводящей жидкостью, позволяет повышать поровое давление одновременно во всём объёме образца — как результат нагрева и расширения жидкости. Увеличение порового давления вызывает

немедленную (без задержки относительно нагрева) активизацию акустической активности, величина которой определяется величиной нагрева жидкости (величиной выделившегося при прохождении тока джоулева тепла) и, следовательно, величиной увеличения порового давления. При этом не обнаружено значимых различий величин наклона графика повторяемости на интервалах с воздействием электрическим током (активизация акустической активности) и на интервалах без воздействия (релаксация активности). Эксперименты можно рассматривать как модель немедленного отклика наведённой сейсмичности, обусловленного повышением порового давления вследствие увеличения напряжений в среде, в частности в результате роста нагрузки на ложе водохранилища (см. раздел 1.1.2).

6.12. Лабораторное моделирование переходных режимов при флюидной инициации без изменения порового давления

В Институте физики Земли РАН была проведена серия экспериментов по инициации процесса разрушения модельного материала при внесении жидкости в нагруженный образец без существенного увеличения порового давления [Соболев и др., 2006, 2010; Соболев, Пономарёв, 2011]. Установлено, что внесение жидкости иницирует акустическую эмиссию, причём при внесении воды через скважину в образце события лоцируются только вокруг неё, а при поступлении жидкости с верхней грани образца обнаруживается миграция акустической активности внутрь образца [Соболев и др., 2010; Соболев, Пономарёв, 2011]. Механизм инициации разрушения в этих случаях связывают не с увеличением порового давления, а с уменьшением прочности среды при смачивании поверхностей пор и существующих трещин — эффектом Ребиндера [Соболев и др., 2010].

Возможность влияния поверхностных флюидов на сейсмичность в природных условиях отмечалась в разделе 1.2.4 на основе литературных данных.

Лабораторное исследование флюидной инициации процесса разрушения в напряжённых средах актуально, по нашему мнению, для прояснения механизмов наведённой сейсмичности, связанных с обводнением геологической среды при заполнении водохранилищ, а также и для прояснения механизмов возникновения невулканических сейсмических роёв [Потанина и др., 2011].

В настоящем разделе приведены результаты анализа данных лабораторного эксперимента (подробно описан в [Соболев, Пономарёв, 2011]), проведённого в лаборатории ИФЗ РАН на рычажном прессе (см. раздел 6.2.4). Углублённый анализ данных и интерпретация были выполнены совместно с М. Г. Потаниной [Потанина и др., 2015].

6.12.1. История нагружения и исходные данные

В эксперименте на рычажном прессе неоднородный бетонный образец подвергался длительной одноосной нагрузке в условиях бокового поджатия (опыт длился около четырёх месяцев). На верхней поверхности образца был

смонтирован специальный резервуар, который заполнили водой, когда осевая нагрузка на образец приблизилась к пределу прочности. Вода поступала в образец через дно резервуара. Диффузия воды в модель инициировала развитие разрушения, мигрирующего от области под резервуаром к середине образца и приведшего впоследствии к образованию макротрещины [Соболев, Пономарёв, 2011].

Схема опыта и история нагружения представлены на рисунке 6.57. На первом этапе эксперимента нагрузка на образец увеличивалась последовательными ступенями. Будем называть каждую такую ступень, а также вызванную ею акустическую активность серией (номера серий подписаны на рисунке 6.57). Каждая новая серия нагружения осуществлялась после релаксации акустической активности предыдущей серии.

Через неделю после последней ступени нагружения, когда акустическая эмиссия вышла на устойчивое фоновое значение, был начат второй этап эксперимента — заполнение водой резервуара, расположенного на верхней грани образца. Заполнение осуществлялось без увеличения давления жидкости, этапами, так, что в течение 50 часов поддерживался минимальный уровень воды, не допускающий осушения верхней грани образца. Затем добавление воды в резервуар было прекращено.

Примерно через сутки после начала заполнения резервуара водой в нижней части образца образовалась макротрещина, видная на его боковой поверхности.

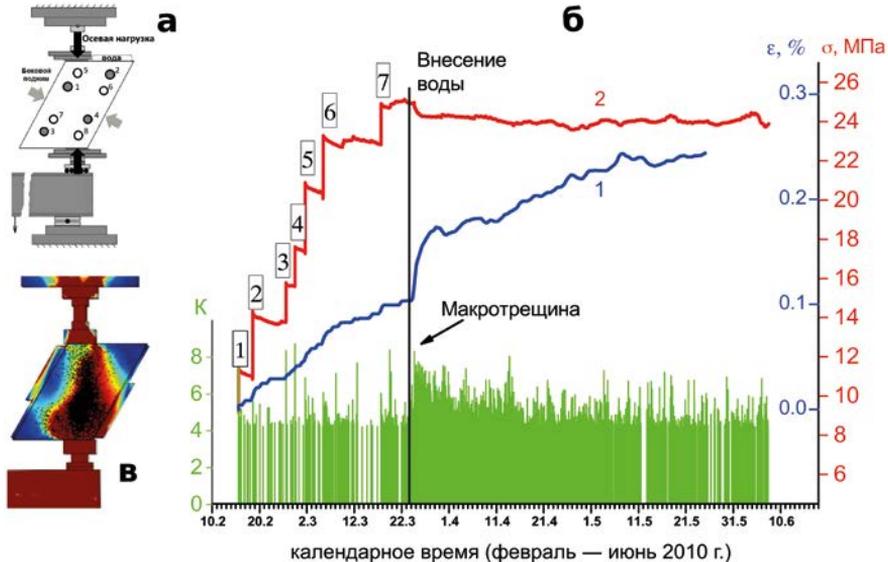


Рис. 6.57. Схема опыта (а), история нагружения (б) и распределение напряжений в образце (в). Пронумерованные точки на рисунке (а) — акустические датчики на передней (залитые) и задней (открытые) гранях образца. Резервуар для воды расположен на свободной поверхности верхней грани, справа от пуансона. Цифрами на рисунке (б) показаны номера серий. Вертикальной линией отмечено время внесения воды, стрелкой — образование макротрещины. На рисунке (в) цветом показаны максимальные кулоновские напряжения (синим — меньшие, коричневым — большие), точки — акустические события за всю историю нагружения.

Таким образом, эксперимент позволяет рассмотреть переходные режимы процесса разрушения при различных типах возбуждения: «силовое» возбуждение на этапе ступенчатого увеличения нагрузки (до внесения флюида); возбуждение в результате диффузии жидкости из резервуара; возбуждение, отражающее подготовку и образование макротрещины с последующей афтершоковой релаксацией.

Исходные акустические данные были представлены бюллетенями акустических событий, сигналы от которых были зарегистрированы каждым из восьми датчиков, установленных на поверхности образца. Каждый бюллетень содержит информацию о временах вступлений и максимальных амплитудах электрического сигнала от соответствующего датчика. Объём бюллетеней для разных датчиков составляет от 6 до 11 тысяч событий. По аналогии с сейсмическими бюллетенями для каждого события был введён энергетический класс, равный логарифму квадрата амплитуды электрического сигнала от соответствующего датчика.

Имеющийся каталог с локацией акустических событий по своей детальности, надёжности и объёму данных позволяет проанализировать только общие тенденции миграции акустической активности. Для выявления деталей вариаций инициированного акустического режима основное внимание было уделено анализу бюллетеней отдельных акустических датчиков.

6.12.2. «Силовая» инициация на подготовительной стадии

Анализ изменения скорости акустической эмиссии во времени для семи «силовых» серий нагружения, отмеченных на рисунке 6.57, свидетельствует, что ступенчатое увеличение приложенной к образцу нагрузки вызывает акустическую эмиссию, схожую с афтершоковыми последовательностями. Сводка аппроксимаций спада акустической активности согласно модифицированному закону Омори (по методике [Holschneider et al., 2012]) приведена на рисунке 6.58. За начало отсчёта времени t принимались моменты ступенчатого увеличения нагрузки. На этом же рисунке показана аппроксимация для спада акустической активности после образования макротрещины (за начало отсчёта в этом случае принят момент максимума акустической активности).

На рисунке видно отличие наклонов прямолинейных участков аппроксимаций (т. е. параметра Омори p) для первых серий (кривые 1) от последующих серий и спада активности после образования макротрещины. Кроме этого, для разных серий различаются и общие длительности процесса релаксации: длительность первых серий составляет 20–40 минут, четвёртой — около часа, последних серий — 2–8 часов. Релаксация после образования макротрещины длится не менее двух суток (на рисунке 6.58 приведена только начальная часть этой кривой).

На рисунке 6.59 представлены оценки наклона графика повторяемости b и параметра Омори p как функции усилия, приложенного на площадках пуансонов, для каждой серии ступенчатого нагружения. Видно, что на интервал нагрузки более 65 % от максимальной величины (которая была, по-видимому, близка к длительной прочности образца) приходится более

низкие значения p , а наклон графика повторяемости на этом интервале уменьшается с увеличением нагрузки.

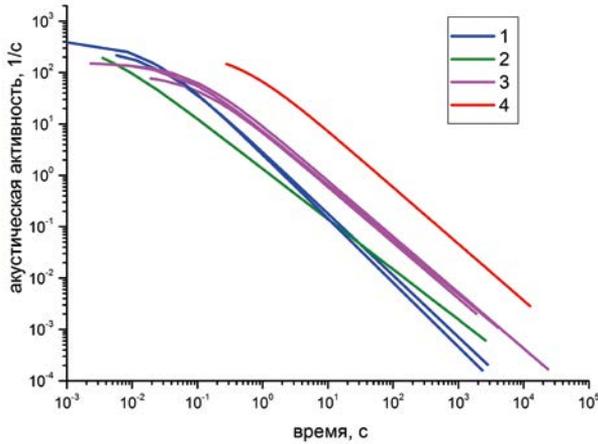


Рис. 6.58. Графики аппроксимаций изменения акустической активности для разных серий нагружения согласно модифицированному закону Омори: 1 — для первой и третьей серий (параметр Омори $p = 1.2$); 2 — для четвертой серии, $p = 0.9$; 3 — для пятой, шестой и седьмой серий, $p = 1.1$; 4 — после макротрещины, $p = 1.1$.

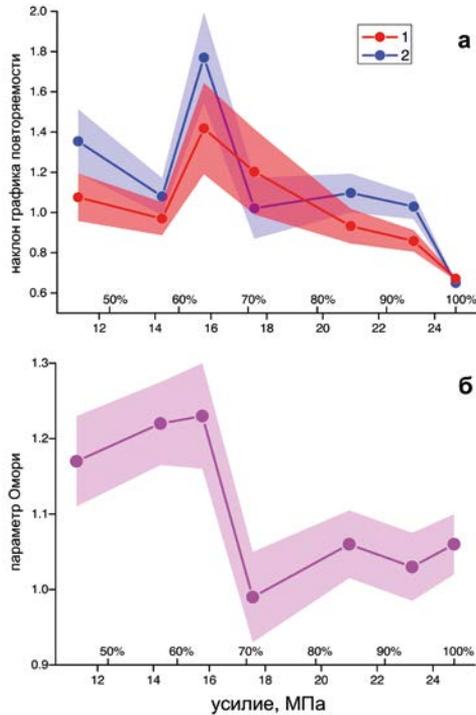


Рис. 6.59. Значение наклона графика повторяемости (а) и параметра Омори (б) для разных серий нагружения по данным бюллетеней 5-го (1) и 8-го (2) каналов. По оси абсцисс отложен уровень нагрузки, соответствующий каждой серии, в МПа и в долях от максимальной величины нагрузки.

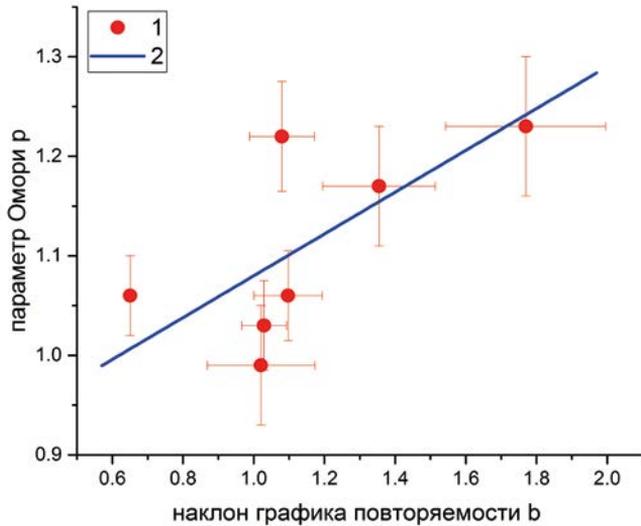


Рис. 6.60. Диаграмма рассеяния значений наклона графика повторяемости b и параметра Омори p . 1 — оценки для 8-го канала, 2 — линия ортогональной регрессии.

На рисунке 6.60 представлена диаграмма рассеяния значений b и p . Видна корреляция этих параметров, уравнение ортогональной регрессии имеет вид:

$$p = 0.21b + 0.87 \quad (6.25)$$

при коэффициенте корреляции, равном 0.7.

6.12.3. Флюидная инициация

После того как значения акустической активности вышли на примерно постоянный уровень (через неделю после увеличения нагрузки в седьмой серии), резервуар, расположенный на верхней грани образца, был заполнен водой и поддерживался в таком состоянии в течение 2 суток.

В ходе эксперимента фиксировалось разрастание пятна промокания на боковой поверхности образца. По этим данным были построены кривые зависимости радиуса области обводнения, которые показали, что динамика промокания не противоречит модели диффузного распространения жидкости с коэффициентом диффузии $(3.2 \div 4.0) 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$.

Для визуализации распределения напряжений внутри модели был проведён численный расчёт поля напряжений, с учётом конструкции нагружающих элементов пресса, методом конечных элементов в пакете COMSOL. На рисунке 6.61а представлено распределение максимальных кулоновских напряжений τ_{max} в образце (коэффициент внутреннего трения принят равным 0.6) — как актуальной скалярной характеристики напряжённого состояния среды [Jaeger, 2007; Kanamori, 2009; Watts, 2009]. Видно, что τ_{max} достигают

максимальных значений в области, расположенной вдоль оси нагружения. В области непосредственно под резервуаром с водой уровень кулоновских напряжений на порядок ниже.

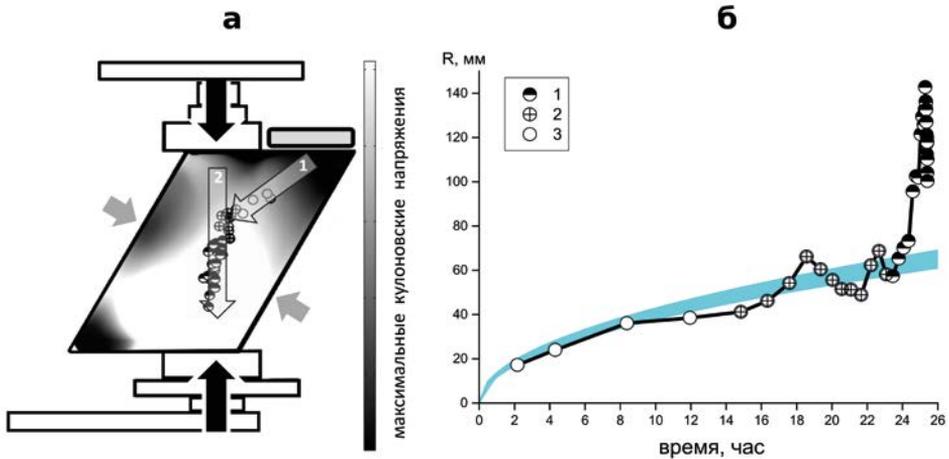


Рис. 6.61. Распределение рассчитанных максимальных кулоновских напряжений в образце (а) и миграция акустической эмиссии (б). Различными маркерами показаны барисцентры облаков акустических событий после наполнения резервуара и до образования макротрещины (1 — миграция, вызванная диффузией воды после наполнения резервуара, 2 — миграция в переходной области, 3 — миграция в области максимальных кулоновских напряжений). На рисунке (а): стрелки 1 и 2 — схема миграции акустической эмиссии. На рисунке (б) — зависимость расстояния (от резервуара до барисцентра облака акустических событий) от времени, прошедшего после наполнения резервуара. Голубым цветом показана диффузионная аппроксимация распространения фронта обводнения в образце.

Выявляются две ветви миграции акустических событий, обозначенные стрелками на рисунке 6.61а. Через 1 минуту после внесения воды акустическая эмиссия возникает непосредственно под резервуаром, в области относительно низких кулоновских напряжений. От резервуара акустическая эмиссия мигрирует к оси образца со скоростью, близкой к характерной скорости диффузии жидкости. Эта ветвь миграции обозначена на рисунке 6.46 цифрой 1. Через 12–14 часов акустическая активность достигает области максимальных кулоновских напряжений в осевой части образца (что согласно кривой диффузии на рисунке 6.61б примерно соответствует достижению этой области фронтом диффузии воды). Начиная с этого момента возникает вторая ветвь миграции, обозначенная на рисунке 6.61 цифрой 2. Здесь акустическая эмиссия мигрирует в пределах области максимальных кулоновских напряжений сверху вниз, вдоль оси нагружения со скоростью, значительно превосходящей скорость диффузии воды. Миграция завершается образованием макротрещины в нижней части образца примерно через сутки после начала инициации.

На рисунке 6.61б совмещены диффузионная аппроксимация распространения фронта воды и график миграции акустической эмиссии. Теми же маркерами, что и на рисунке 6.61а, выделены разные фазы миграции.

Для выяснения характера активизации процесса разрушения диффузией воды был проанализирован бюллетень акустических событий датчика № 2, расположенного на расстоянии 36 мм под резервуаром. В скользящем окне в 25 событий, сдвигаемом на одно событие, были рассчитаны активность акустической эмиссии и наклон графика повторяемости b (рисунок 6.62).

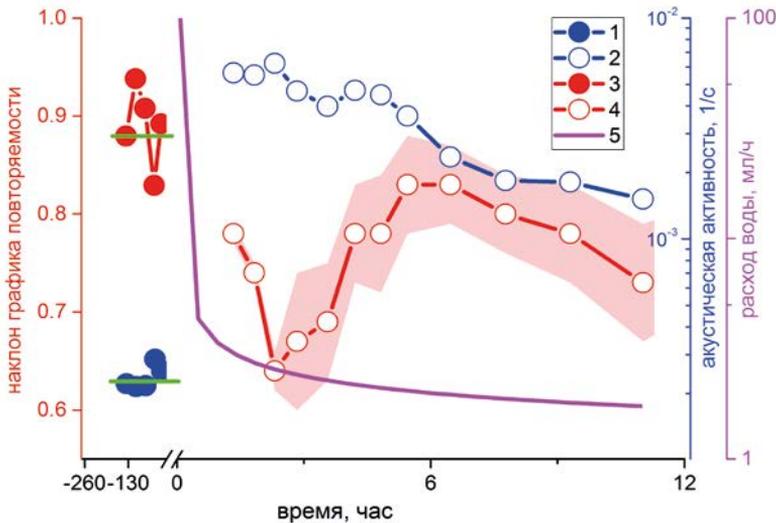


Рис. 6.62. Акустическая активность (1 и 2); наклон графика повторяемости (3 и 4) до и после внесения воды в образец соответственно; 5 — расход воды. Время отсчитывается от момента заполнения резервуара. Погрешность наклона графика повторяемости показана затенением.

Наполнение резервуара водой инициировало роеподобную акустическую активность. На рисунке 6.62 видно, что максимальному значению активности, примерно через два часа после залива воды, соответствует минимальное значение наклона графика повторяемости. Далее наклон графика повторяемости увеличивается и через 6–8 часов после инициации возвращается к уровню, близкому к значениям наклона до инициации. Акустическая активность в этот период времени убывает, оставаясь при этом значительно выше уровня до инициации.

6.12.4. Образование макротрещины

После заполнения резервуара уровень воды в нём в течение двух суток поддерживался таким образом, что верхняя грань образца под резервуаром не осушалась. Через 25.4 часа после залива воды акустическая активность достигла максимального значения, этот момент ассоциируется с образованием макротрещины в нижней части образца [Соболев, Пономарёв, 2011].

На рисунке 6.63 представлены графики изменения акустической активности до и после образования макротрещины. Интервал длительностью

0.5 с на максимуме активности исключён из рассмотрения, поскольку в этом интервале система регистрации была перегружена слишком высоким потоком акустических событий.

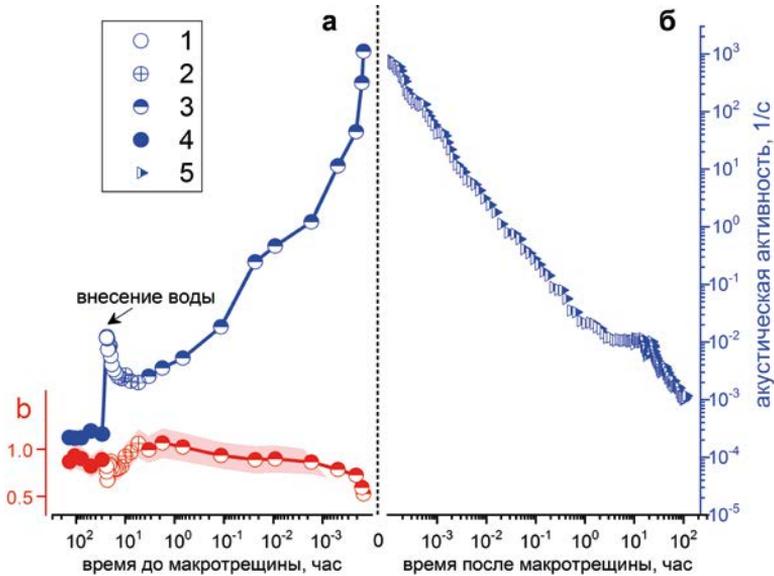


Рис. 6.63. Активизация (а) и релаксации (б) акустической активности. По оси абсцисс отложено время до (а) и после (б) образования макротрещины. Внизу (а) — наклон графика повторяемости b . Разными маркерами показаны разные фазы миграции акустической эмиссии: 1 — миграция, вызванная диффузией воды после наполнения резервуара, 2 — миграция в переходной области, 3 — миграция в области максимальных кулоновских напряжений (маркеры соответствуют маркерам на рисунке 6.61). 4 — значения параметров до заполнения резервуара.

На рисунке 6.63 видно, что рассмотренная в предыдущем пункте активность, возникшая непосредственно после заполнения резервуара и достигшая максимального значения примерно через два часа, затухает примерно через 12 часов после инициации, а ещё через 2–3 часа активность снова начинает нарастать, и этот рост продолжается до самого момента образования макротрещины. Нарастание активности в целом близко к степенному закону $1/(t_0 - t)^p$ (через t_0 обозначено время возникновения макротрещины). Оценка показателя степени даёт $p = 1.10 \pm 0.01$. Примерно за 1 с до момента образования макротрещины рост активности заметно увеличивается.

Спад активности после образования макротрещины согласуется с модифицированным законом Омори в течение нескольких часов (соответствующая аппроксимация была приведена на рисунке 6.58, кривая 4.). Оценка параметра Омори по первым трём часам даёт значение $p = 1.06 \pm 0.01$, что совпадает с оценками p для последних серий силовой инициации (рисунков 6.59). Величина параметра Омори на стадии релаксации близка также к значению показателя степени в аппроксимации нарастания акустической активности перед образованием трещины.

6.12.5. Резюме

Внедрение воды в образец без существенного увеличения порового давления вызвало сложную, двухстадийную, активизацию процесса разрушения и привело в конечном счёте к образованию макротрещины — аналога сильного землетрясения. Нарастание и спад активности до и после образования макротрещины происходит по степенному закону с одним и тем же показателем (параметром Омори). На стадии нагружения сухого образца наклон графика повторяемости и параметр Омори демонстрируют синхронные изменения — оба параметра уменьшаются с ростом уровня нагрузки.

При внесении воды в образец сначала активизируется наиболее близкая к резервуару с водой область на краю образца, уровень напряжений в которой значительно ниже, чем в его центральной части, расположенной вдоль оси приложения нагрузки. До внесения жидкости разрушение в краевой области не развивалось, акустическая активность была практически нулевой. Активизация акустической эмиссии в этой области после внесения воды произошла без изменения нагрузки на образец, поэтому механизм инициации разрушения в этом случае связывают не с увеличением напряжений, а с уменьшением прочности среды при смачивании поверхностей пор и существующих трещин — эффектом Ребиндера [Соболев и др., 2010]. Фронт разрушения распространялся в этой области со скоростью диффузии воды, что подтверждает предположение о механизме инициации. Таким образом, предполагается, что инициация разрушения связана с изменением прочности среды, то есть является параметрической.

После достижения фронтом диффузии воды центральной области образца с наибольшим уровнем кулоновских напряжений и заметным уровнем акустической активности в этой области происходит повторная активизация процесса разрушения и возникает миграция акустической эмиссии вдоль оси приложения нагрузки. Скорость миграции значительно превосходит скорость диффузии жидкости, заканчивается миграция образованием макротрещины в нижней части образца. Исследование образца после завершения эксперимента показало, что вода не проникла в его нижнюю часть. Это свидетельствует о том, что природа второй ветви миграции не связана с диффузией флюида. Фронт флюида, достигнув области высоких напряжений, по-видимому, только «запустил» быструю миграцию разрушения. Природу этой ветви миграции естественно связать с кинетикой разрушения, когда эволюция разрушения определяется взаимодействием трещин (или очагов землетрясений) из-за перекрытия создаваемых ими аномалий полей напряжений [Scholz, 2002; Freed, 2005; King, 2009; Vigny et al., 2002; Shebalin, 2006; Lockner et al., 1992; Ben-Zion, 2008].

Инициация разрушения в результате диффузии воды в области непосредственно под резервуаром демонстрирует противофазные вариации активности и наклона графика повторяемости: уменьшение наклона на стадии активизации и увеличение на стадии релаксации. Динамика процесса разрушения на стадиях подготовки и последействия образования макротрещины также демонстрирует противофазные изменения активности и наклона графика повторяемости: на стадии подготовки макротрещины наклон графика

повторяемости уменьшается при росте активности, а на стадии релаксации акустического режима изменения параметров противоположные — активность падает, а величина b растёт. За 1 секунду до момента образования макротрещины скорость нарастания акустической активности резко увеличивается, на этот же интервал времени приходится резкое уменьшение наклона графика повторяемости. Такой характер вариаций параметров акустического режима соответствует сценарию развития лавинообразного трещинообразования при подготовке очагов землетрясений [Соболев, 1993].

Заключение главы 6

Оборудование современных лабораторий обеспечивает необходимые средства и технологии для проведения лабораторного моделирования сейсмичности в широком диапазоне контролируемых параметров нагружения. Следящие системы управления прессами в совокупности с камерами всестороннего сжатия позволяют задавать, поддерживать или изменять в ходе экспериментального режима нагружения с различным соотношением девиаторной и шаровой частей тензора напряжений. Системы создания порового давления дают возможность исследовать влияние флюида на процесс разрушения.

Системы регистрации акустических волн, излучающихся при образовании микротрещин, и методики их анализа позволяют формировать каталоги акустических событий, аналогичные каталогам землетрясений. Наличие таких акустических каталогов, содержащих данные о координатах, времени возникновения и величине каждого акустического события, позволяет применить для анализа данных лабораторных экспериментов те же методики, что и для анализа сейсмических каталогов.

Использование сервоуправляемых прессов, обеспеченных специализированной системой нагружения с управлением скоростью нагружения в зависимости от интенсивности акустической эмиссии, позволяет значительно лучше выполнить критерии подобия в экспериментах. Наши исследования показали, что такой вид обратной связи при определённых условиях можно рассматривать как введение в систему «пресс — образец» эквивалентной вязкости, что значительно улучшает выполнение наиболее трудно реализуемого в лабораторных условиях критерия подобия по соотношению скорости деформирования и времени релаксации напряжений.

Применение режима нагружения с использованием обратной связи по акустической активности позволяет также сформировать в образце аналог разломной зоны. «Проращивание» этой зоны производится контролируемо, в том числе и на запредельной стадии спада осевого напряжения, когда образец отдаёт запасённую в нём упругую энергию.

При рассмотрении натуральных переходных режимов отмечалось, что при флюидной инициации пространственно-временная динамика сейсмичности не вполне соответствовала чисто диффузионным процессам движения флюида (раздел 5.1.6). Лабораторные эксперименты показали (раздел 6.4), что при переходе разрушения в стадию локализации внутри образца возникает небольшая область нуклеации, в которой сосредотачивается про-

цесс разрушения. Далее эта область разрушения начинает увеличиваться так, что зависимость размера области разрушения от времени оказывается близка к диффузионному росту. Этот результат показывает, что пространственно-временная «диффузионная» динамика инициированной активности может быть обусловлена не только диффузией флюида, но и кинетикой разрушения.

Инициация ступенчатым увеличением нагрузки с последующим поддержанием неизменной деформации вызывает переходные процессы, качественно схожие с природными явлениями — сейсмическими роями и афтершоками. Плавные ступеньки (в наших экспериментах со скоростями нарастания деформаций 10^{-6} – 10^{-5} 1/с) вызывают роеподобную акустическую активность. Резкие ступеньки (в наших экспериментах со скоростями деформации не менее 10^{-3} 1/с) приводят к режиму, сходному с афтершоками.

В случае роеподобных переходных режимов обнаружена задержка момента максимума активности относительно начала инициации (раздел 6.5). Величина этой задержки увеличивается с ростом действующих напряжений. Характер увеличения оказался различным в экспериментах, выполненных без и с приложением к образцам давления всестороннего сжатия, что, по нашему мнению, отражает различие процессов разрушения существующих дефектов (в первом случае) и образования новых трещин (во втором). Это же проявляется и в различии зависимости наклона графика повторяемости от действующих напряжений: при разрушении существующих дефектов наклон графика повторяемости растёт с ростом напряжений, а при образовании новых трещин — уменьшается. Первый сценарий можно объяснить теорией гриффитсовских трещин, прочность которых обратна их размеру, и, следовательно, сначала, при меньших напряжениях, разрушаются большие трещины, а затем всё более маленькие, что статистически проявляется как увеличение наклона графика повторяемости. Второй сценарий соответствует концепции ЛНТ, когда развитие трещиноватости происходит с последовательным укрупнением трещин за счёт слияния более маленьких.

Увеличение задержки максимума акустической активности при увеличении действующих напряжений было обнаружено по данным как «обычного» моделирования на образцах с характерным размером 10 см, так и крупномасштабного моделирования на образцах на порядок большего характерного размера 1 м. Отметим, что ещё большим по пространственному масштабу (на 2–3 порядка) был натурный эксперимент в Сульц-су-Форе, в котором тоже было обнаружено увеличение задержки с ростом действующего давления воды, создающего локальные напряжения в окрестности скважины (см. раздел 5.1). Вопрос о природе увеличения задержки при росте действующих напряжений будет рассмотрен в главе 7.

Лабораторные эксперименты со ступенчатой инициацией продемонстрировали перераспределение процесса разрушения по масштабам на стадиях возбуждения и релаксации, аналогичное обнаруженному в переходных режимах наведённой сейсмичности и в натуральных экспериментах. При этом лабораторные результаты показали, что величина соответствующего изменения наклона графика повторяемости увеличивается с увеличением

действующих напряжений. Это можно рассматривать как своеобразное проявление увеличения тензочувствительности наклона графика повторяемости при приближении напряжённого состояния образца к критическому.

Эксперименты со ступенчатой инициацией, моделирующие афтершоковые режимы, показали, что параметры «афтершоковой» релаксации АЭ зависят от параметров напряжённого состояния образцов — уровня осевого напряжения и давления всестороннего сжатия. На обводнённых песчаниках наклон графика повторяемости b уменьшается с ростом осевых напряжений при всех уровнях давления всестороннего сжатия. При разрушении по сформированному «разлому» параметр релаксации Омори p увеличивается с увеличением осевых напряжений; параметр задержки начала релаксации c экспоненциально уменьшается с увеличением осевых напряжений и экспоненциально увеличивается с увеличением давления всестороннего сжатия. При разрушении целого образца параметр p не меняется с ростом осевых напряжений, а параметр c незначительно увеличивается. На сухих мигматитах со сформированным «разломом» наклон графика повторяемости также уменьшается с ростом осевых напряжений, а параметр Омори p , наоборот, уменьшается. Так же изменяются эти параметры на сухом целом (без «разломной зоны») бетонном образце.

Изменения параметров Гутенберга — Рихтера и Омори акустического режима в сложном напряжённом состоянии, когда изменяются как девиаторная (дифференциальные осевые напряжения), так и шаровая (эффективное давление) части тензора напряжений, приобретают унифицированный вид при переходе от осевых напряжений и давления всестороннего сжатия к кулоновским напряжениям. При этом, в случае «разломной зоны», уровень значений параметра задержки начала релаксации c и его предельное (минимальное значение) увеличиваются с увеличением давления, что можно интерпретировать как зависимость параметра c от эффективной прочности «разломной» зоны, определяемой давлением всестороннего сжатия. Зависимость значений параметра c от осевых напряжений и прочности можно объяснить, если предположить, что этот параметр имеет кинетическую природу. В рамках этой гипотезы, на основе формулы Журкова для долговечности материала, удаётся унифицировать зависимости параметра c от кулоновских напряжений при различных величинах эффективной прочности.

Сопоставление параметров p и b при разных уровнях действующих напряжений выявило разнознаковую статистическую связь этих параметров: значительную отрицательную корреляцию в случае разрушения в «разломной» зоне обводнённых песчаников и не очень сильную положительную корреляцию в опытах с сухими мигматитами и бетоном. При этом различие знака корреляции обусловлено разной зависимостью параметра p от напряжений, поскольку во всех случаях параметр b уменьшается с ростом напряжений.

Лабораторные исследования изменения характера процесса разрушения во времени, в процессе релаксации «афтершоковой» акустической активности, показали, что релаксация сопровождается перераспределением разрушения по масштабам. Параметр цикла разрушения увеличивается

со временем от отрицательных значений до нулевых (характерных для фонового режима), свидетельствуя о переходе разрушения от старших масштабов к младшим — аналогично изменению режима натуральных афтершоков. Результаты лабораторных экспериментов позволяют сопоставить перераспределение разрушения по масштабам, сопровождающее релаксацию активности, с величинами релаксации напряжений.

В эксперименте при циклической плавной нагрузке-разгрузке образца при различных значениях давления всестороннего сжатия также наблюдалось перераспределение разрушения по масштабам, отразившееся в изменениях наклона графика повторяемости b (раздел 6.9). Такой же эффект наблюдался в переходных режимах в натуральных условиях — в наведённой сейсмичности и в натуральных экспериментах. Лабораторный эксперимент показал, что наклон графика повторяемости уменьшается при увеличении напряжений. Но предельное (минимальное) значение наклона графика повторяемости при напряжениях, близких к пределам прочности при разных давлениях всестороннего сжатия, оказалось одним и тем же несмотря на то, что эти напряжения различаются в 1.6 раза. Таким образом, эксперимент продемонстрировал зависимость от напряжений наклона графика повторяемости, но при этом — независимость от напряжений его предельного значения.

Как и в случае ступенчатой инициации, в режиме плавной нагрузки-разгрузки переход к кулоновским напряжениям позволяет унифицировать изменения параметров акустического режима при различных уровнях давления всестороннего сжатия. При этом характер зависимостей акустической активности и наклона графика повторяемости от уровня нагрузки различается для процессов разрушения в целом образце и в образце с разломом.

В эксперименте в режиме нагружения с гармоническими колебаниями осевой нагрузки в условиях всестороннего сжатия обводнённого образца гранита с пророщенной «разломной зоной» моделировалось воздействие на поверхность литосферы переменной сезонной нагрузки водохранилища при его эксплуатации (раздел 6.10). Эксперимент показал, что при амплитуде гармонической составляющей нагрузки в 1–3 процента от действующих напряжений (такая величина модуляции не превосходит величины, характерной для натуральных условий) наблюдается синхронный отклик АЭ, т. е., в терминах теории наведённой сейсмичности, наблюдается немедленный отклик акустического режима. Глубина модуляции АЭ меняется во времени и уменьшается почти до нуля непосредственно после динамических подвижек, когда напряжения в зоне разрушения падают. Затем модуляция постепенно восстанавливается по мере дальнейшего нагружения и приближения нагрузки к уровню, при котором возникла неустойчивая подвижка. Этот результат подтверждает предположение, связывающее изменение величины отклика сезонных компонент наведённой сейсмичности с изменением поля напряжений в результате изменения локального тектонического режима и напряжённого состояния после сильных землетрясений, которое было выдвинуто на основе анализа данных в области Койна-Варна (раздел 4.3).

Моделирование задержанного отклика посредством инъекции воды в образец через его поверхность показало, что время задержки активизации

АЭ существенно различается при распространении фронта обводнения в сухом образце и при распространении волны давления в насыщенном образце (раздел 6.11.1). Этот результат на качественном уровне подтверждает предположение о природе реактивации сезонной сейсмичности на юге от водохранилища Койна, которую мы связали с различной скоростью распространения фронта первичного обводнения и последующих фронтов порового давления, вызванных заполнением и эксплуатацией водохранилища Койна.

Повышение порового давления в насыщенном образце горной породы может быть достигнуто пропусканием электрического тока (раздел 6.11.2) — выделяющееся при этом тепло нагревает флюид, расширение которого приводит к увеличению порового давления и инициации процесса разрушения. Лабораторные эксперименты по иницированию акустической эмиссии в результате пропускания постоянного тока через флюидосодержащие образцы песчаника и бетона показали, что воздействие постоянным и переменным током вызывает развитие микроразрушения материала. В лабораторных экспериментах эффект увеличения микроразрушений наблюдается как в механически напряжённых образцах, так и в свободных, ненагруженных образцах. В отличие от экспериментов по инъекции флюида или повышению его давления с поверхности образца метод нагрева электрическим током одновременно увеличивает давление флюида во всём объёме образца, что можно использовать для исследования роли собственно повышения давления и движения фронта этого повышения.

При внесении воды в образец из резервуара без существенного увеличения порового давления (раздел 6.12) сначала активизируется разрушение в наиболее близкой к резервуару части среды в области не самых высоких напряжений, что указывает на понижение её прочности при смачивании поверхностей пор и существующих трещин. Фронт разрушения распространялся в этой области со скоростью диффузии воды. После достижения фронтом этой диффузии зоны образца с наибольшим уровнем кулоновских напряжений, ослабленной предшествующим разрушением, происходит повторная активизация процесса разрушения и возникает миграция акустической эмиссии вдоль напряжённой ослабленной зоны. Эта миграция уже не связана с движением воды и происходит с гораздо большей скоростью. Фронт флюида, достигнув напряжённой зоны, только «запускает» волну миграции разрушения. Этот результат подтверждает реалистичность сценария, предложенного нами для объяснения динамики сезонной сейсмичности после её инициации заполнением водохранилища Койна.

Динамика разрушения при флюидной инициации, так же как и при силовой, сопровождается перераспределением процесса разрушения по масштабам. Инициация разрушения в результате диффузии воды на первой стадии, в области непосредственно под резервуаром, демонстрирует противофазные вариации активности и наклона графика повторяемости: уменьшение наклона на стадии активизации и увеличение на стадии релаксации. Вторая стадия — волна миграции в напряжённой области — закончилась образованием макротрещины, являющейся аналогом сильного землетрясения. Динамика процесса разрушения на стадиях подготовки и последствий

макротрещины также демонстрирует противофазные изменения активности и наклона графика повторяемости: на стадии подготовки макротрещины наклон графика повторяемости уменьшается при росте активности, а на стадии релаксации акустического режима изменения параметров противоположные.

Глава 7. Закономерности и природа переходных режимов

Оценки одних и тех же параметров переходных режимов разрушения по одним и тем же статистическим методикам и однотипным наборам данных позволяют сопоставить результаты натуральных и лабораторных исследований. Мы сосредоточили своё внимание в основном на показателях степенных функций распределения актуальных для физики сейсмического процесса показателях самоподобия сейсмичности в пространстве, в энергетической области, а для афтершоковых процессов — и во времени. Использование этих безразмерных параметров обусловлено необходимостью сопоставления режимов разрушения в чрезвычайно широком диапазоне масштабов — от афтершоков сильных землетрясений до лабораторных экспериментов.

Лабораторные и, отчасти, натурные эксперименты позволили выявить зависимости параметров переходных процессов разрушения от величины и характера напряжённого состояния, типа структуры разрушения. Использование этой информации помогает понять особенности натуральных переходных режимов, выявить их общие закономерности и попытаться прояснить физическую природу.

7.1. Наклон графика повторяемости, фрактальная размерность и параметр цикла разрушения в фоновом и переходных режимах

Проведённые исследования переходных режимов сейсмичности свидетельствуют, что показатели самоподобия не остаются неизменными в процессах возбуждения и релаксации сейсмичности. В различных случаях мы наблюдали изменения наклона графика повторяемости землетрясений, фрактальной размерности множеств гипо- и эпицентров и их комбинации — параметра цикла разрушения q . В этом разделе представлены результаты сопоставления этих параметров самоподобия на основе натуральных и лабораторных данных и выдвинуты предложения для объяснения их взаимосвязи.

В разделе 3.2.5 при рассмотрении смысла параметров цикла разрушения мы отмечали, что в фоновом режиме долговременные средние значения параметра $q = ab - d$ близки к нулю, что соответствует соотношению Аки $ab = d$. В этом случае, согласно (3.29), если $q = 0$, то вероятность разрушения дефекта не зависит от его размера: $p(l) \propto \nu(l) = const$, и распределение землетрясений по энергиям определяется только распределением дефектов по размерам: $dN(E) \propto n(l)dl$.

Для того чтобы проверить эту идею, нужно сравнить b и d для процессов разрушения, развивающихся в средах с существенно различной структурой системы дефектов. Такие условия были реализованы в экспериментах по моделированию формирования разломной структуры. В разделе 6.4.4 приведена диаграмма рассеяния значений b и d и отмечен пе-

реход акустического режима по линии $ab = d$ при изменении характера разрушения от объёмного трёхмерного к разломному двумерному (рисунок 6.12). В естественных условиях такое кардинальное изменение структуры найти не удаётся, поскольку формирование новых разломных зон происходит в геологическом масштабе времени. Однако можно исследовать изменения параметров самоподобия в пространстве — сопоставить параметры в регионах с различной преобладающей структурой сейсмогенерирующих зон.

7.1.1. Фоновый режим, вариации в пространстве

На рисунке 7.1 данные лабораторных экспериментов (рисунок 6.12) совмещены с оценками b и d , полученными по натурным данным, на основе результатов, опубликованных нами в [Смирнов, 1995, 1997, 2003; Смирнов, Завьялов, 1996, 2012; Smirnov, 1995; Caneva, Smirnov, 2004; Смирнов и др., 2019]. Все оценки параметров b и d осуществлялись по единой методике (раздел 3.1). Оценки наклонов графиков повторяемости приведены к их «энергетическим» значениям (определяющим наклон в координатах $(\lg N, \lg E)$). Исследовались изменения выбранных показателей в пространстве за весь период времени, охваченный соответствующим каталогом.

Вариации показателей самоподобия b и d в пространстве рассматриваются на двух масштабных уровнях, условно названных нами межрегиональным и внутрирегиональным.

На межрегиональном уровне использовались региональные каталоги землетрясений, составленные соответствующими национальными службами, афтершоки идентифицировались и исключались, данные селектировались в соответствии с представительными магнитудами. Оценки показателей самоподобия осуществлялись по всему каталогу. Полученные оценки представлены на рисунке 7.1 большими синими точками с обозначением региона латинскими буквами внутри этих точек.

На внутрирегиональном уровне региональные каталоги разбивались на пространственные ячейки размерами 100–200 км в зависимости от объёма и детальности данных, и показатели самоподобия оценивались по этим ячейкам (на рисунке 7.1 показаны маленькими залитыми точками). Такая процедура выполнялась для тех региональных каталогов, объём которых позволял провести разбиение каталога на ячейки.

На рисунке 7.1 видно, что точки db-диаграммы расположились вдоль прямой $ab = d$. При этом облако оценок параметров по натурным данным сосредоточено в области более низких значений b и d , чем оценки по данным лабораторного эксперимента на стадии объёмного разрушения (до образования разломной зоны). По нашему мнению, это можно рассматривать как результат того, что сейсмический режим развивается в давно сформировавшейся развитой структуре разломов с более низкой фрактальной размерностью, нежели разрушение в специально отобранных однородных образцах горной породы. Расположение точек db-диаграммы в целом вдоль прямой $ab = d$ подтверждает приведённое в разделе 3.2.5 предположение о природе соотношения Аки $ab = d$ как обусловленности энергетического

самоподобия сейсмического режима самоподобием структуры неоднородностей среды.

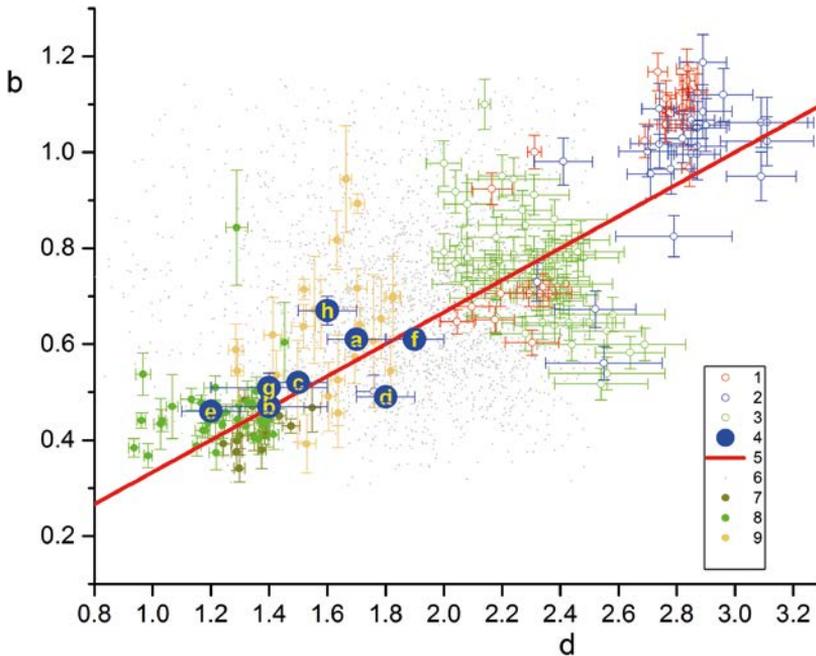


Рис. 7.1. Диаграмма рассеяния оценок параметров b и d (db-диаграмма) для фонового режима. Данные лабораторных экспериментов (раздел 6.4.4): 1 — АЕ42, 2 — АЕ39, 3 — АЕ36. 4 — межрегиональные сейсмические данные: а — Греция, б — С-В Китай, с — Ю-З Китай, d — Туркмения, е — Киргизия, f — Камчатка, g — Кавказ, h — Новая Зеландия. 5 — линия соотношения Аки: $ab = d$ (при $a = 3$). 6 — планетарные данные: каталог ISC, без разделения по регионам (см. раздел 3.2.4). Внутрирегиональные данные: 7 — Кавказ, 8 — Киргизия, 9 — Греция.

Корреляционная связь параметров b и d в пространстве не слишком сильная (гипотеза об отсутствии корреляции отвергается на уровне значимости 0.1) и лучше прослеживается на межрегиональном уровне. На внутрирегиональном уровне значимая корреляция обнаружена для части регионов, при этом выявить какую-либо закономерность, выделяющую эти регионы среди других, не удалось (на рисунке 7.1 приведены примеры Кавказа и Греции с наличием корреляции и Киргизии с отсутствием корреляции на внутрирегиональном уровне). Это, по-видимому, объясняется тем, что пространственные вариации самоподобия сейсмичности содержат два компонента — регулярный, отвечающий их корреляции согласно гипотезе Аки, и случайный. На межрегиональном уровне структурные различия среды больше и величина регулярных вариаций превосходит величину случайных — корреляция прослеживается. На внутрирегиональном уровне структурные различия внутри региона меньше, регулярный и случайный компоненты близки друг к другу, и, как следствие, для одних ре-

гионов корреляция значима, для других нет. Кроме того, область скейлинга при оценке фрактальной размерности на внутрирегиональном уровне в 2–3 раза уже, чем на межрегиональном (область скейлинга определяется в первую очередь соотношением размера выбранной пространственной ячейки и погрешности локации гипоцентров). Это вносит дополнительную случайную погрешность в оценку параметра d на внутрирегиональном уровне.

7.1.2. Переходный афтершоковый режим, вариации во времени

Приведённые на рисунке 7.1 оценки параметров b и d были получены за длительные интервалы времени (десятки лет), они характеризуют фоновый режим сейсмического процесса (афтершоки, напомним, были исключены из каталогов) и не отражают изменения режима во времени. Исследования временных вариаций показателей самоподобия сейсмичности при разбиении каталогов скользящими временными окнами не обнаружили систематических закономерностей их взаимосвязи, что подтверждает результаты первых публикаций на эту тему [Hirata, 1989; Henderson et al., 1994; Oncel et al., 1995]. Вариации b и d либо некоррелированы либо наблюдается их слабая антикорреляция. Какой-либо региональной обусловленности в характере связи временных вариаций самоподобия выявить не удалось. Для каждого региона средние значения b и d , около которых происходят их временные вариации, соответствуют региональным оценкам, полученным при исследовании пространственной изменчивости самоподобия и лежащим вблизи прямой $ab = d$. Отметим, что антикорреляция вариаций b и d часто исчезала после более «жёсткого» очищения каталогов от афтершоков.

Пример антикорреляции временных вариаций параметров b и d в лабораторном эксперименте на стадии разрушения в сформировавшемся разломе был рассмотрен в разделе 6.4.4, соответствующие точки показаны на рисунке 7.1 (точки 3). При этом отклонения от соотношения $ab = d$ имеют наибольшие значения на интервалах времени, приуроченных к сильнейшим акустическим событиям, т. е. проявляются в переходном афтершоковом акустическом режиме [Смирнов и др., 1995а]. В разделе 4.1.3 было показано, что для натурных афтершоковых процессов сразу после главного события значения параметра $q = ab - d$ существенно меньше нуля и возвращаются к нулевому значению по мере затухания афтершоковой активности. Аналогичный результат был получен в лабораторных условиях [Смирнов, Пономарёв, 2004] (см. раздел 6.7).

Для того чтобы прояснить характер отклонения разности $ab - d$ от нуля в афтершоковых процессах, мы добавили на рисунке 7.2 к «пространственной» db-диаграмме (рисунок 7.1) значения параметров b и d , полученные для афтершоковых последовательностей в скользящих временных окнах [Смирнов, 1995; Смирнов, Пономарёв, 2004].

На рисунке 7.2 видно, что в афтершоковых последовательностях показатели самоподобия сразу после главного события имеют, как правило, аномальные значения: b меньше, а d больше соответствующих региональных фоновых значений. По мере затухания афтершоковой активности

возмущённые главным событием значения b и d возвращаются к фоновым значениям, лежащим вблизи прямой $ab = d$.

Точки на db -диаграмме в афтершоковых последовательностях лежат в основном ниже прямой $ab = d$, в области $q < 0$. Согласно (3.29) это означает, что в афтершоковых процессах характерное для фонового сейсмического режима равномерное распределение вероятности разрушения неоднородностей среды по размерам нарушается: более вероятным становится разрушение больших неоднородностей. Это показано на рисунке 7.2 на врезках в виде схематичной зависимости вероятности разрушения $p(l)$.

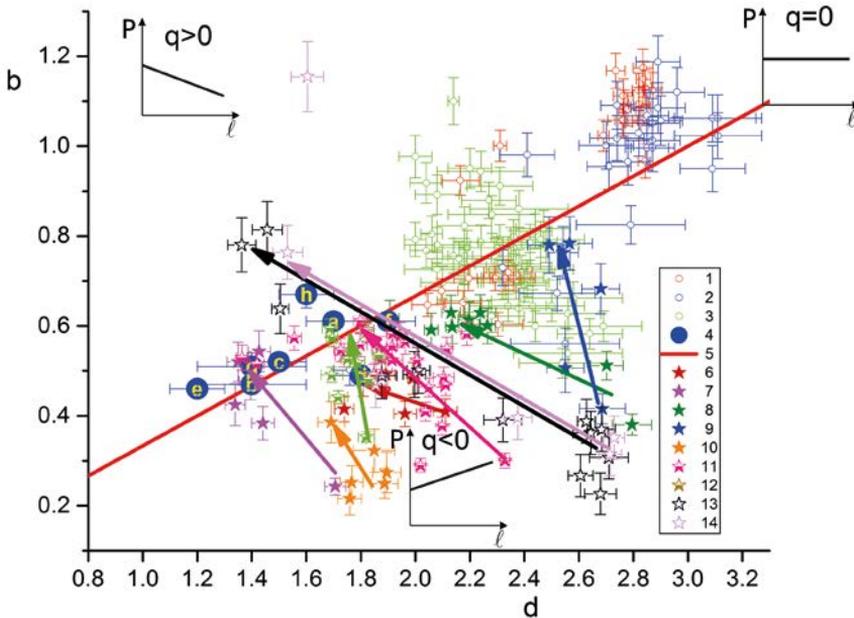


Рис. 7.2. db -диаграмма с данными афтершоковых последовательностей. 1–5 — db -диаграмма для фонового режима (рисунок 7.1). Афтершоки землетрясений: 6 — Спитакское, 7 — Суусамырское, 8 — Коалинга, 9 — Рачинское, 10 — Камчатское, 11 — Северная Калифорния (пример), 12 — Южная Калифорния (пример). Модельные последовательности в лабораторном эксперименте: 13 — A1, 14 — A2 (см. раздел 6.7). На врезках показаны схематичные зависимости вероятности разрушения P от размера l .

7.1.3. Переходный режим в наведённой сейсмичности, вариации во времени

На рисунке 7.3 на db -диаграмму для фонового режима нанесены оценки параметров для переходного режима при заполнении Нурекского водохранилища (раздел 4.2.5). Видно, что в этом случае db -диаграмма переходного режима имеет форму петли. Процесс начинается от фонового состояния $ab = d$ (значения $q = 0$), затем уходит в «афтершоковую» область $q < 0$, после чего переходит в область $q > 0$ и возвращается к новому фоновому состоянию $ab = d$.

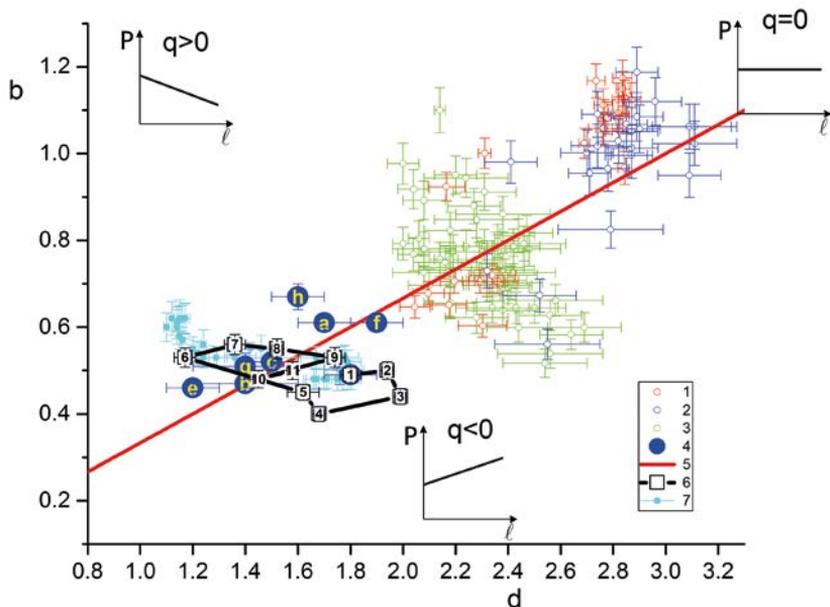


Рис. 7.3. db-диаграмма с данными по наведённой сейсмичности (Нурек). 1–5 — db-диаграмма для фонового режима (рисунок 7.1). 5 — последовательность значений при заполнении Нурекского водохранилища (см. раздел 4.2.5), цифрами обозначены последовательные моменты времени. 7 — диаграмма в период подготовки на Кавказе сильнейших Спитакского и Рачинского землетрясений. На врезках показаны схематичные зависимости вероятности разрушения P от размера l .

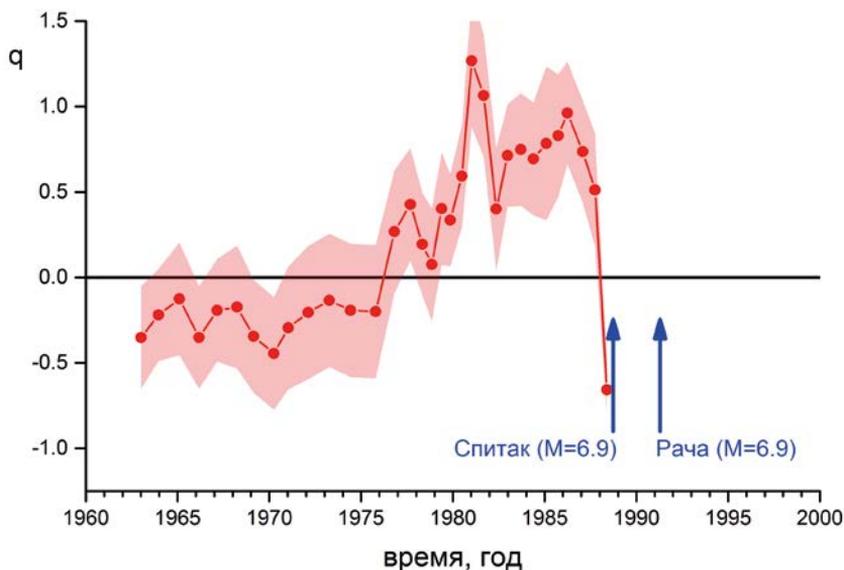


Рис. 7.4. Параметр q перед сильнейшими Спитакским и Рачинским землетрясениями на Кавказе.

На этом же рисунке показана db -диаграмма в период подготовки на Кавказе сильнейших Спитакского и Рачинского землетрясений (по данным [Смирнов, 1995]). За несколько лет до землетрясений параметр q демонстрирует характерное бухтообразное изменение: значения параметра сначала увеличиваются в области его положительных значений, а затем уменьшаются (рисунок 7.4). Максимальные положительные значения q перед землетрясением означают, что процесс разрушения в определённый момент времени «сосредоточен» на младших масштабах (на рисунке 7.3 этот момент соответствует максимальному отклонению точек от прямой $ab = d$). Далее разрушение постепенно переходит с младших масштабов на старшие, что заканчивается сильным землетрясением. Такой сценарий соответствует концепции ЛНТ.

Возможно, заметное на рисунке 7.3 сходство db -диаграмм для режимов формирования наведённой сейсмичности и подготовки очага землетрясения является отражением схожести сценариев развития роевой активности и процессов подготовки землетрясений, которая была отмечена нами для невулканических сейсмических роёв, инициированных движением флюида [Потанина и др., 2011].

7.1.4. Постулативная модель повторяемости землетрясений

В разделе 3.2.5 отмечалось, что в работе [Смирнов, 1995] для объяснения соотношения между показателями самоподобия сейсмического процесса была сформулирована постулативная модель, формализовавшая сложившиеся к тому времени представления о связи энергетической структуры сейсмичности и структуры неоднородностей среды. По нашему мнению, эти представления актуальны и в настоящее время, поэтому обсудим предложенные в [Смирнов, 1995] и модифицированные в [Смирнов и др., 1995а] постулаты и их следствия более подробно, с учётом полученных в настоящей работе результатов.

Постулаты заключаются в следующем.

1. При землетрясении происходит сброс напряжений в некоторой окрестности его очага. На основании этого после землетрясения с очагом размера l в области пространства ρ в течение времени τ запрещаются землетрясения с очагами размером l . В соответствии с представлениями о самоподобии сейсмического процесса для ρ и τ принимаются степенные зависимости от размера очага:

$$\rho = \lambda \cdot l^a, \quad (7.1)$$

$$\tau = \theta \cdot l^\beta. \quad (7.2)$$

2. Сейсмогенная зона обладает фрактальной геометрической структурой, обусловленной иерархией неоднородностей литосферы. Т. е. геометрия сейсмогенной зоны такова, что область пространства размером L можно покрыть областями размера Δ так, что количество таких областей, содержащих землетрясения, есть

$$n = n(\Delta) = \left(\frac{L}{\Delta}\right)^d, \quad (7.3)$$

где d — фрактальная размерность.

На интервале времени T землетрясения также распределены фрактально: на интервал длительностью T приходится \mathcal{M} непустых интервалов длительностью τ так, что

$$\mathcal{M} = \left(\frac{T}{\tau}\right)^{d_t}. \quad (7.4)$$

Параметр d_t имеет смысл временной фрактальной размерности.

3. Энергия землетрясения определяется размером его очага:

$$E = \varepsilon \cdot l^\alpha. \quad (7.5)$$

Будем оценивать размер области сброса напряжений после землетрясений ρ радиусом взаимодействия их очагов R , определяемым критической концентраций сейсмогенных разрывов (см. раздел 3.3). В соответствии с первым постулатом такие области не могут перекрываться в пространстве в течение времени τ . Следовательно, в соответствии со вторым постулатом (при $\Delta = \rho(l) = R$), за время T в области пространства размером L произойдёт

$$N = \left(\frac{L}{\rho}\right)^d \left(\frac{\tau}{T}\right)^{d_t}$$

событий с размером очага l . Подставляя сюда (7.1)–(7.5), легко получить, что:

$$\lg N(E, L, T) = -b \lg E + d \lg L + d_t \lg T + B, \quad (7.6)$$

где $B = b \lg \varepsilon - d \lg \lambda - d_t \lg \theta$ и $b = \frac{ad + \beta d_t}{\alpha}$.

Таким образом, в рамках постулативной модели между параметрами b , d и d_t существует связь

$$ab - ad - \beta d_t = 0. \quad (7.7)$$

При $d_t = 1$ выражение (7.6) совпадает с обобщённым законом повторяемости (3.14).

Если считать, что размер области сброса напряжений при землетрясении пропорционален размеру очага, то нужно положить $a = 1$. Тогда из (7.7) имеем:

$$q = ab - d = \beta d_t. \quad (7.8)$$

Близость значений параметра q к нулю в фоновом режиме сейсмичности (раздел 3.2.5) и соответствующая этому корреляция $ab = d$ в пространстве (рисунок 7.1) означают согласно (7.8), что $\beta d_t = 0$. Поскольку с очевидно-

стью $d_i \neq 0$ ($d_i = 0$ означает, что все землетрясения происходят одновременно), получаем, что в фоновом режиме $\beta = 0$. Согласно (7.2) это означает, что время «запрета» повторения землетрясений не зависит от их величины (от размера очага).

Если считать, что время «запрета» τ из (7.2) обусловлено накоплением напряжений до предела прочности (или долговечностью — в терминах кинетической концепции прочности), то нарушение условия $q = 0$ (или $ab = d$) означает перераспределение прочности и напряжений по масштабам. Если $q > 0$, то τ меньше на меньших масштабах — напряжения «скапливаются» на младших масштабах. Возможно, что такая ситуация реализуется при термоактивизационном зарождении микротрещин в некоторой области среды и уменьшении тем самым её эффективной прочности. Если $q < 0$, то, наоборот, напряжения «скапливаются» на старших масштабах. Это, как видно из рисунка 7.2, характерно для афтершоковых переходных режимов.

В работе [Смирнов, 2003] выдвигалось предположение, что зависимость длительности цикла разрушения литосферы от размера очага землетрясения связана с характером распределения напряжений по иерархическим уровням системы дефектов геофизической среды (см. раздел 3.2.5). В фоновом режиме долговременное поле напряжений определённым образом согласовано с «полем» прочности так, что вероятность разрушения элементов среды различных размеров оказывается примерно одной и той же. В случае афтершоковых процессов сброс напряжений на разрыве главного события нарушает это согласие вследствие увеличения и перераспределения напряжений на окружающих его более мелких неоднородностях. В результате в системе этих окружающих главный разрыв неоднородностей начинается разрушение в среднем менее прочных крупных элементов, которое, в свою очередь, перераспределяет напряжения, передавая «эстафету» разрушения на всё более низкие уровни иерархии неоднородностей. Это и отражается в увеличении параметра q от аномальных отрицательных значений до фоновых нулевых.

Результаты лабораторного моделирования афтершоковых процессов позволяют прояснить характер связи отклонения параметра q в переходном режиме от нуля с возмущением напряжений [Смирнов, Пономарёв, 2004].

На рисунке 7.5а вариации параметра q в лабораторном эксперименте (раздел 6.7, рисунок 6.33) совмещены с вариациями этого параметра в афтершоковых последовательностях (раздел 4.1.3, рисунок 4.5). Видно, что эти вариации имеют схожий характер. Схожий характер имеют и db-диаграммы модельных и реальных афтершоков (рисунок 7.2). Информация об изменении напряжений при моделировании релаксации афтершоковой активности в лабораторных экспериментах даёт возможность выявить связь изменений параметра q с релаксацией напряжений, а сходство изменения параметра q в лабораторных и природных условиях позволяет допустить распространение выводов из лабораторных экспериментов на природные условия.

На рисунке 7.5б изменение параметра q перестроено как функция доли уменьшения напряжения в текущий момент времени после приложения ступенчатой нагрузки по отношению к его полному уменьшению за весь

период релаксации (доли срелаксировавших напряжений). Видно, что в таких координатах, когда время исключено и заменено степенью релаксации напряжений, изменения q в двух различных последовательностях практически совпадают и выход q к нулю соответствует примерно 60 % уровню релаксации напряжений. Это, по нашему мнению, свидетельствует, что изменения параметра q во времени связаны с релаксацией напряжений, скачок которых инициировал афтершокоподобную акустическую активность.

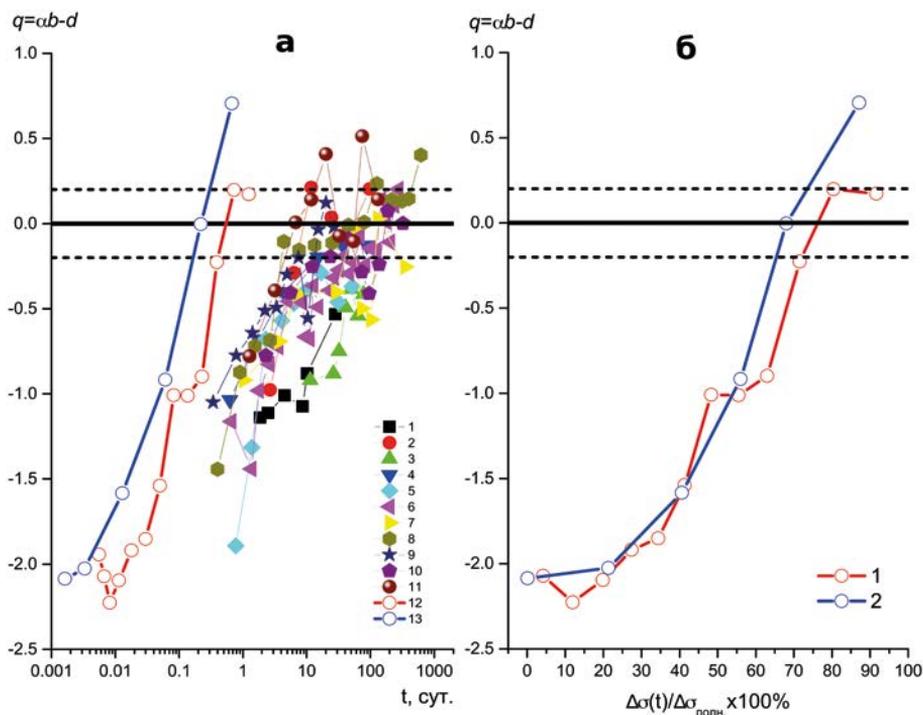


Рис. 7.5. Зависимость параметра q от времени (а) и релаксации напряжений (б). По оси абсцисс на рисунке (а) — время, прошедшее после инициализации афтершоковой последовательности для землетрясений (1–11) и акустических событий в эксперименте (12–13). Горизонтальные пунктирные линии соответствуют средним погрешностям оценок величины q . Землетрясения: 1 — Камчатское ($M = 6.7$), 2 — Суусамырское ($M = 7.4$), 3 — Спитакское ($M = 6.8$), 4 — Рачинское ($M = 6.9$), 5 — Коалинга ($M = 6.7$), Южная Калифорния: 6 — $M = 5.8$, 7 — $M = 4.9$, 8 — $M = 6.3$, 9 — $M = 5.4$, 10 — $M = 5.7$, 11 — $M = 5.3$. Последовательности акустических событий на рисунке (б): 1 — А1, 2 — А2 (см. раздел 6.7).

В разделе 3.2.5 мы рассматривали перераспределение напряжений по размерам разрушающихся неоднородностей как возможную причину отклонения параметра q от нуля. Оценим, используя формулу (3.34), порядок величины перераспределения напряжений по размерам дефектов в случае смоделированных в лаборатории афтершоковых процессов. Диапазон энергий акустических событий в рассмотренных последовательностях составлял примерно три порядка; соответственно, диапазон размеров очагов акустических событий перекрывал примерно один порядок: $l_2/l_1 \approx 10$. Абсолютные

величины отклонений $|d - 3b|$ по нашим данным составляют около 2 (рисунок 7.2). Принимая для параметра Журкова γ значение 2500 Дж/(моль·МПа) (см. раздел 3.2.5), полагая $T = 300$ К, получим согласно (3.34) $\Delta\sigma \approx 3$ МПа. Эта оценка составляет примерно 30 % от величины релаксации напряжений в образце при затухании акустической активности, что представляется вполне разумным.

Другой подход к интерпретации обнаруженной тенденции увеличения параметра q в релаксационном режиме опирается на представление о взаимосвязи расстояния между очагами землетрясений и их размерами [Смирнов, Пономарёв, 2004]. Действительно, в соответствии с законом Гутенберга — Рихтера количество землетрясений с очагом размера l пропорционально l^{-ab} : $N_l \propto l^{-ab}$. Если предположить, что расстояние между очагами пропорционально их размеру: $R = kl$, то расстояния между очагами будут распределены как $(R/k)^{-ab} \propto R^{-ab}$, т. е. $N_R \propto R^{-ab}$. С другой стороны, фрактальность геометрии сейсмичности означает, что расстояния между событиями распределены как $N_R \propto R^{-d}$ (здесь предполагается, что фрактальная геометрическая размерность одинакова для землетрясений разных магнитуд). Следовательно, $d = ab$.

Параметр $q = ab - d$ показывает отклонение от соотношения $d = ab$. Соответственно, в рамках рассматриваемой гипотезы, отличие q от нуля свидетельствует о нарушении соотношения $R = kl$. Пропорциональность расстояния между очагами и их размером объясняется в рамках нашей постулативной модели тем, что размер области, в которой при землетрясении снимаются напряжения, пропорционален размеру сейсмического очага (формула (7.1) при $a = 1$). Т. е. фактически это соотношение отражает наличие отрицательного взаимного влияния землетрясений — произошедшее землетрясение запрещает (в течение некоторого времени) повторное событие той же силы в некоторой окрестности его очага. Вероятно, в случае афтершоков главное событие может нарушить эту ситуацию в афтершоковой области — дополнительные напряжения могут обеспечить возможность разрушения на расстояниях меньших, чем kl . Это выразится в искажении соотношения между R и l — зависимость R от l станет более слабой или вовсе исчезнет.

Аппроксимируем, в соответствии с (7.1), возможную зависимость R от l степенной функцией: $R = kl^\delta$. При $\delta < 1$ землетрясения расположены ближе друг к другу, чем «положено» по соотношению $R = kl$, а при $\delta = 0$ расстояние R не зависит от l . Повторяя приведённые выше рассуждения, найдём, что $N_R \propto (R/k)^{-ab/\delta}$ и, следовательно, $ab/\delta = d$. Подставляя это в выражение $q = ab - d$, выразим δ через q :

$$\delta = 1 + \frac{q}{d}. \quad (7.9)$$

Соотношение (7.9) позволяет по нашим данным оценить δ и его изменение в процессе релаксации. На рисунке 7.5а видно, что в случае природных афтершоков сразу после главного события значения $q \approx -1$, а значения d заключены в диапазоне от 2.5 до 2.8 (рисунок 7.2). Следовательно, $\delta \approx 0.6$. Для модельных афтершоковых последовательностей аномалия q вдвое больше и $\delta \approx 0.3$. С течением времени q увеличивается до нуля, а δ , соответственно,

увеличивается до единицы. Поскольку при $\delta < 1$ величина l^δ растёт медленнее, чем l , на начальной стадии афтершокового процесса сильные события сгруппированы в пространстве сильнее, чем слабые, что и определяет преобладание процесса разрушения на старших масштабах.

Рассогласование структуры разрушения в возбуждённой стадии сейсмического режима и структуры неоднородностей среды было показано на примере афтершоков Рачинского землетрясения (раздел 4.1.1). Сразу после главного события фрактальная размерность была близка к значениям, отвечающим равномерному распределению землетрясений в пространстве, хотя структура неоднородностей в очаговой области обладает ярко выраженной неоднородной структурой с фрактальной размерностью явно меньшей, чем размерность вложения (3 для распределения в объёме и 2 на поверхности). Это означает, что на этой стадии происходит разрушение неоднородностей без соблюдения их иерархии, заданной соотношением неоднородностей литосферы разных рангов. По мере релаксации возмущения напряжений, вызванного главным событием, поле напряжений возвращается в согласованное с полем прочности состояние, и размерность поля разрушения (сейсмичности) становится равной размерности системы неоднородностей.

7.1.5. Резюме

Сопоставление результатов лабораторных экспериментов при изменении размерности области разрушения — формировании в целом образце макроскопической квазидвумерной «разломной» зоны — с результатами натуральных исследований фоновых и переходных режимов сейсмичности позволило выделить связь энергетических и пространственных показателей самоподобия процесса разрушения. Эта связь имеет две ветви — положительной и отрицательной корреляции. Сформулированная нами постулативная модель позволяет объяснить содержание этих двух статистических ветвей.

Корреляция наклона графика повторяемости b и фрактальной размерности поля разрушения d соответствует нулевому значению параметра цикла разрушения $q = ab - d$. В этом случае энергетическая «структура» полностью определяется пространственной структурой, «время жизни» дефектов всех рангов одинаково, что отвечает согласованному с прочностью распределению напряжений по масштабам. В натуральных условиях такая корреляция b и d наблюдается при изменениях в пространстве их долговременных средних значений. Различие структуры среды в разных регионах отражается в различии энергетического распределения разрушения элементов этой структуры, что индицируется как корреляция параметров b и d . Лабораторные эксперименты, которые позволяют сравнить режимы разрушения при сильно различающихся показателях d и проследить за изменением b при формировании в целом образце «разломной» зоны, прямо подтверждают это объяснение.

Вторая ветвь связи b и d проявляется в их временных вариациях в переходных режимах разрушения, как в натуральных условиях, так и при лабораторном моделировании. Эта ветвь отражает антикорреляцию изменений

параметров около их региональных значений. Именно эти изменения были отмечены как характерные перераспределения процесса разрушения по его масштабам во всех изученных реализациях переходных сейсмических и модельных акустических режимов разрушения. Эта ветвь связи показателей энергетического и пространственного распределений носит «динамический» характер, её можно объяснить перераспределением напряжений по размерам дефектов среды, нарушающим равновесное согласованное распределение напряжений и прочности элементов.

Использование db-диаграммы позволяет выделить «элементарные» сценарии переходных процессов и представить различные переходные режимы как реализации этих сценариев и их комбинаций (рисунок 7.6). На рисунке красная линия показывает невозмущённое, фоновое состояние, отвечающее условию $q = ab - d = 0$. Стрелки 2 и 4 показывают сценарии при «возбуждении», когда переходный режим «стартует» от фонового состояния (наклоны стрелок для реальных процессов могут отличаться от схематично показанных на рисунке 7.6, это относится и к другим сценариям). Стрелки 1 и 3 показывают сценарии при «релаксации», когда режим возвращается к фоновому состоянию. Возбуждение и релаксация здесь взяты в кавычки, поскольку db-диаграмма не учитывает увеличение или уменьшение интенсивности процесса разрушения. «Возбуждение» понимается как удаление точки на диаграмме от фоновой красной линии, а «релаксация» — как приближение к ней.

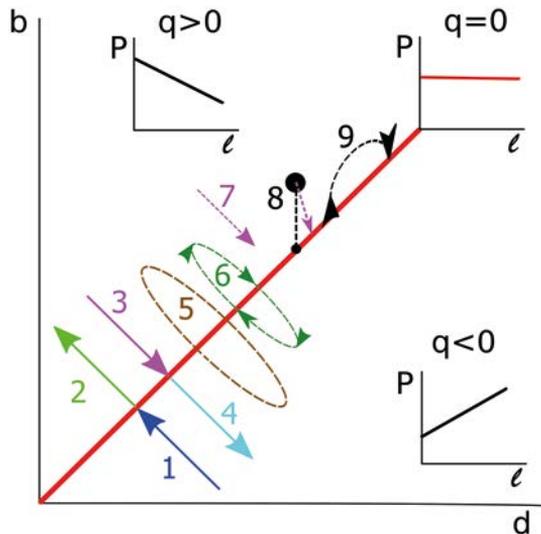


Рис. 7.6. Обобщённая диаграмма перераспределения разрушения по масштабам в переходных режимах. Красная линия — «фоновое» соотношение $ab = d$. 1–4 — элементарные сценарии: 1 — сценарий афтершоков, 2 — сценарий разрушения существующих трещин (дефектов), 3 и 4 — сценарии ЛНТ. 5–9 — реализовавшиеся сценарии: 5 — возбуждение-релаксация в сезонной наведённой и триггерной сейсмичности, 6 — заполнение Нурекского водохранилища, 7 — наведённая сейсмичность при закачке воды в скважину, 8 — возбуждение (чёрная линия) и релаксация (стрелка) при электрических зондированиях, 9 — схематичное изображение аномалии при подготовке землетрясения.

Сценарий 1 наблюдался в натуральных и афтершоковых последовательностях и их лабораторных моделях.

Сценарий 2 наблюдался в лабораторных экспериментах при нагружении образцов без их всестороннего сжатия на начальных стадиях, когда происходит разрушение существующих дефектов, сначала самых крупных, потом, с ростом напряжений, всё более маленьких. Соответствующая составляющая на db -диаграмме имеется в реализациях 5, 6, 8 и 9, что позволяет предположить наличие в этих процессах составляющей разрушения существующих дефектов (неоднородностей).

Сценарий 3 наблюдался при инициации микросейсмичности закачкой воды в скважину в Сульц-су-Форе, это показано стрелкой 7. При этом по окончании эксперимента структура поля разрушения не достигла ни фоновой уровня (параметр q остался больше нуля), ни структуры неоднородностей среды в окрестности скважины (см. раздел 5.1.5).

Реализацию сценария 4 в чистом виде мы в наших исследованиях не наблюдали. Этот сценарий перехода от фонового режима к разрушению всё больших трещин является основной частью процессов подготовки землетрясений. Он входит как часть предвестниковых аномалий (сценарий 9).

Сценарий 5 является типичным для режимов циклического процесса возбуждение-релаксация в сезонной наведённой и триггерной сейсмичности. Этот же сценарий реализовывался на стадиях возбуждения-релаксации в натуральных и лабораторных экспериментах со ступенчатым нагружением при относительно плавных ступенях, когда наблюдались роесподобные переходные режимы с выраженными фазами возбуждения и релаксации процесса разрушения.

Сценарий 6 соответствует переходному режиму при заполнении Нурекского водохранилища, он близок к сценарию 5, отличаясь от него только стартовой и конечной точками.

Сценарий 8 наблюдался при немедленной реакции сейсмичности на электрические воздействия (чёрная линия) и последующей релаксации (стрелка). Он отвечает «верхней части» (в области положительных значений q) сценария заполнения Нурекского водохранилища. Как видно на рисунках 4.13 и 7.3, эта часть отвечает середине заполнения водохранилища, когда поровое давление уже увеличилось, что является ещё одним свидетельством в пользу флюидной инициации разрушения при электрическом воздействии на среду (см. заключение к главе 4).

В этой работе мы не исследовали сценарии подготовки землетрясений, поэтому сценарий 9 является условным, не подтверждённым нами на достаточном статистическом материале, но он соответствует образу предвестника b -value [Завьялов, 2006].

7.2. Наклон графика повторяемости и параметр Омори в афтершоковых процессах

Результаты моделирования переходных режимов афтершоковой релаксации показали, что параметры Гутенберга — Рихтера и Омори закономерно изменяются при изменении напряжённого состояния образцов

горных пород и модельных материалов (разделы 6.6, 6.8, 6.12). Сравнение значений этих параметров показало, что их изменения подчиняются статистической взаимосвязи. В ряде опытов была обнаружена корреляция наклона графика повторяемости и показателя степенного спада активности, в других была отмечена их антикорреляция. В настоящем разделе предлагается модель, связывающая зависимость параметров самоподобия процесса релаксации с типом механизма релаксации, обобщаются результаты лабораторных экспериментов и обсуждаются данные по натурным афтершокам.

7.2.1. Обобщённая модель афтершоковой релаксации

Дискутируемые в литературе механизмы релаксации афтершоковой активности (см. разделы 1.1.2–1.1.5) можно условно разделить на два класса: «пассивная» релаксация на тех или иных структурных элементах (трение на контактах блоков, вязкоупругая релаксация, течение вязкого порового флюида) и «активная» — разрушение тех или иных структурных элементов, вызванное или инициированное главным событием (субкритический рост трещин, механическая коррозия, усталостное разрушение, эпидемические модели). И те, и другие механизмы предполагают наличие неких релаксаторов, действие которых формирует спад афтершоковой активности $I(t)$ согласно эмпирическому закону Омори

$$I = \frac{I_0}{t^p} \quad (7.10)$$

или модифицированному закону Омори

$$I = \frac{I_0}{(t+c)^p}. \quad (7.11)$$

Эти представления позволяют обобщить различные механизмы, рассматривая формально спад афтершоковой активности как процесс релаксации в системе релаксаторов, обладающей некоторым спектром времён релаксации $\tau(l)$, определяемым параметром релаксатора l и соответствующей функцией плотности распределения релаксаторов $\text{Pr}(l)$. Параметр l будем называть «размером» релаксатора. Многие физические механизмы релаксации ассоциируются с системой неоднородностей среды (контакты блоков, трещины, очаги землетрясений, система пор и т. д.), в таких случаях параметр l может быть связан с реальным геометрическим размером релаксатора.

Спад афтершоковой активности можно представить как суперпозицию процессов релаксации с временами $\tau(l)$, причём вклад каждого релаксатора «размера» l определяется долей $\text{Pr}(l)$ таких релаксаторов в системе:

$$I(t) \sim \int_{l_1}^{l_2} \text{Pr}(l) e^{-\frac{t}{\tau(l)}} dl, \quad (7.12)$$

где l_1 и l_2 — границы спектра релаксаторов. Различным типам физических механизмов релаксации будут соответствовать различные функции

$\tau(l)$ и $\text{Pr}(l)$. Формула (7.12) является обобщением подхода, предложенного в пионерской работе [Scholz, 1968a] и его современных модификациях [Narteau et al., 2002; Narteau et al., 2009; Shebalin et al., 2011].

Согласно представлениям о самоподобии сейсмического процесса и иерархичном характере структуры неоднородностей литосферы применим для функции плотности распределения релаксаторов $\text{Pr}(l)$ степенной вид:

$$\text{Pr}(l) \sim l^{-d}. \quad (7.13)$$

В этом случае d в (7.13) является показателем самоподобия распределения релаксаторов по «размерам». Если же l является реальным геометрическим размером той или иной структуры среды, то во многих случаях d можно рассматривать как некоторую фрактальную размерность системы релаксаторов.

Релаксация согласно (7.12) при условии (7.13) для неограниченного спектра релаксаторов и определённых зависимостей $\tau(l)$ — в виде экспоненциальной и степенной функций — рассмотрена в [Narteau et al., 2002] в предположении, что «размером» релаксатора l в нашей терминологии является величина перенапряжений. Обе рассмотренные в [Narteau et al., 2002] зависимости $\tau(l)$ полагают уменьшение τ с увеличением l — уменьшение времени релаксации с увеличением перенапряжений. Мы намерены проанализировать (7.12), не ограничиваясь только убывающим с ростом l спектром времён релаксации, поэтому ниже приведём соответствующие общие результаты, хотя часть из них совпадает с результатами [Narteau et al., 2002].

Неограниченный спектр релаксаторов

Рассмотрим сначала частный случай — (7.12) в пределе $l_1 = 0$ и $l_2 = \infty$:

$$I(t) \sim \int_0^\infty l^{-d} e^{-\frac{t}{\tau(l)}} dl. \quad (7.14)$$

а) Пусть $\tau(l) = \beta l$, т. е. время релаксации тем больше, чем больше «размер» релаксатора. В этом случае из (7.14) получаем:

$$I(t) \sim \left(\frac{1}{t}\right)^{d-1} \Gamma(d-1), \quad (7.15)$$

где $\Gamma(z)$ — гамма-функция. Видно, что выражение (7.15) совпадает с законом Омори (7.10) при $p = d - 1$.

б) Пусть теперь $\tau(l) = \beta/l$, т. е. время релаксации уменьшается с увеличением «размера» релаксатора. Из (7.14) получаем:

$$I(t) \sim \left(\frac{1}{t}\right)^{1-d} \Gamma(1-d). \quad (7.16)$$

Снова получаем закон Омори, но теперь при $p = 1 - d$.

Эти частные случаи свидетельствуют, что для двух противоположных типов зависимости $\tau(l)$ и, соответственно, для существенно различных

механизмов релаксации, в случае степенной функции плотности распределения релаксаторов, выражение (7.14) приводит к закону Омори (7.10).

в) Рассмотрим более общий случай, когда спектр времён релаксации можно описать самоподобной функцией с показателем самоподобия m , так, что:

$$\tau(al) = a^m \tau(l). \quad (7.17)$$

Если $m > 0$, то время релаксации увеличивается с увеличением «размера» релаксатора l , в противном случае — уменьшается.

Подставляя (7.17) в (7.14) при $m > 0$ и производя замену переменной интегрирования $x = \tau(l)/t$, получаем:

$$I(t) \sim t^{-\frac{d-1}{m}} \int_0^\infty \theta(x)^{-d} \theta(x)' e^{-\frac{1}{x}} dx, \quad (7.18)$$

где $\theta(x)$ — функция, обратная к $\tau(l)$. При выводе (7.18) учтено, что при $m > 0$: $\tau(0) = 0$ и $\tau(\infty) = \infty$, и использовано свойство самоподобия обратной функции, следующее из (7.17): $\theta(ax) = a^n \theta(x)$, где $n = 1/m$.

Интеграл в (7.18) не зависит от t , поэтому окончательно получаем:

$$I(t) \sim t^{-\frac{d-1}{m}}. \quad (7.19)$$

Аналогично при $m < 0$ находим:

$$I(t) \sim t^{-\frac{d-1}{m}} \int_0^\infty \frac{\theta(\frac{1}{x})^{-d} \theta(\frac{1}{x})' e^{-x}}{x^2} dx \sim t^{-\frac{d-1}{m}}. \quad (7.20)$$

Таким образом, для любых значений $m \neq 0$ выражение (7.14) сводится к закону Омори (7.10) при

$$p = \frac{d-1}{m}. \quad (7.21)$$

Из (7.21) видно, что в рамках рассматриваемой модели параметр Омори определяется показателями самоподобия распределения по «размерам» d и спектра релаксаторов m и не зависит от конкретного вида функции $\tau(l)$. Следовательно, при степенной функции распределения $\text{Pr}(l)$ степенной спад активности получается при любом физическом механизме релаксации $\tau(l)$, обладающем свойством самоподобия.

Из (7.20) и (7.21) видно также, что характер связи параметра Омори p с показателем распределения релаксаторов по «размерам» d существенно различен при $m > 0$ и $m < 0$: в первом случае p и d коррелируют, во втором — антикоррелируют.

Ограниченный спектр релаксаторов

Рассмотренный выше неограниченный спектр релаксаторов физически не оправдан уже потому, что афтершоковые процессы локализованы

в пространстве и во времени. Поэтому вернёмся к выражению (7.12) и рассмотрим общий случай, когда спектр релаксаторов ограничен «размерами» l_1 и l_2 :

$$I(t) \sim \int_{l_1}^{l_2} l^{-d} e^{-\frac{t}{\tau(l)}} dl. \quad (7.22)$$

а). Узкий диапазон «размеров» релаксаторов: $l_2/l_1 \approx 1$.

В этом случае зависимостью $\tau(l)$ можно пренебречь и положить $\tau(l) \approx \tau(\bar{l})$, где $\bar{l} \in [l_1, l_2]$. Тогда из (7.22) получаем:

$$I(t) \sim e^{-\frac{t}{\tau(\bar{l})}} \int_{l_1}^{l_2} l^{-d} dl \sim e^{-\frac{t}{\tau(\bar{l})}}. \quad (7.23)$$

В случае небольшого диапазона «размеров» релаксаторов суммарная релаксация имеет экспоненциальный характер и степенной закон Омори не реализуется.

б). Широкий диапазон «размеров» релаксаторов: $l_2/l_1 = k \gg 1$.

Пусть по-прежнему $\tau(l)$ является самоподобной функцией (7.17).

Рассмотрим (7.23) для $m > 0$. В этом случае после замены переменных $x = \tau(l)/t$ получаем из (7.23):

$$I(t) \sim t^{-\frac{d-1}{m}} \varphi(t), \quad (7.24)$$

где

$$\varphi(t) = \int_{\frac{\tau_1}{t}}^{\frac{\tau_2}{t}} \theta(x)^{-d} \theta(x)' e^{-\frac{1}{x}} dx, \quad (7.25)$$

и $\tau_1 = \tau(l_1)$, $\tau_2 = \tau(l_2) = k^m \tau(l_1) \gg \tau_1$.

Если $t \gg \tau_1$, то нижний предел в (7.25) можно положить равным нулю. Если $t \ll \tau_2$, то верхний предел в (7.25) можно считать бесконечным. Таким образом, в диапазоне времён $\tau_1 \ll t \ll \tau_2$ зависимостью φ от t в (7.25) можно пренебречь. В этом случае (7.24) переходит в (7.19) и спад активности имеет степенной вид, т. е. закон Омори реализуется в диапазоне $\tau_1 \ll t \ll \tau_2$.

Для $m < 0$, делая замену $x = t/\tau(l)$, получаем из (7.23):

$$I(t) \sim t^{-\frac{d-1}{m}} \psi(t), \quad (7.26)$$

где

$$\psi(t) = \int_{\frac{\tau_2}{t}}^{\frac{\tau_1}{t}} \frac{\theta(\frac{1}{x})^{-d} \theta(\frac{1}{x})' e^{-x}}{x^2} dx \quad (7.27)$$

и $\tau_1 = \tau(l_1)$, $\tau_2 = \tau(l_2) = k^m \tau(l_1) \ll \tau_1$.

В этом случае, если $\tau_2 \ll t \ll \tau_1$, то верхний и нижний пределы в интеграле (7.27) можно считать равными нулю и бесконечности соответственно. Тогда (7.26) тоже переходит в (7.19), т. е. при $m < 0$ закон Омори реализуется в диапазоне $\tau_2 \ll t \ll \tau_1$.

Далее, для единообразного обсуждения случаев $m > 0$ и $m < 0$, обозначим минимальное и максимальное время релаксации как τ_{min} и τ_{max} . В случае $m > 0$: $\tau_{min} = \tau(l_1)$ и $\tau_{max} = \tau(l_2)$, в случае $m < 0$: $\tau_{min} = \tau(l_2)$ и $\tau_{max} = \tau(l_1)$. И в том, и в другом случае $\tau_{max}/\tau_{min} = k^{l^m} \gg 1$.

В этих обозначениях степенной спад активности (закон Омори) реализуется в диапазоне $\tau_{min} \ll t \ll \tau_{max}$. Численное моделирование показывает, что спад активности (7.24) или (7.26) можно считать степенным с приемлемой для сейсмологических приложений точностью в диапазоне $3\tau_{min} \leq t \leq \tau_{max}/3$.

Пусть теперь $t \ll \tau_{min}$. В этом случае $e^{-\frac{t}{\tau(l)}} \approx 1 - \frac{t}{\tau(l)}$ и (7.22) принимает вид:

$$I(t) \sim B - At, \quad (7.28)$$

где

$$B = \int_{l_1}^{l_2} l^{-d} dl = \frac{l_1^{1-d}}{1-d} (k^{1-d} - 1) \quad (7.29)$$

и

$$A = \int_{l_1}^{l_2} \frac{l^{-d}}{\tau(l)} dl = \frac{1}{\tau_0} \frac{l_1^{1-(d+m)}}{1-(d+m)} (k^{1-(d+m)} - 1). \quad (7.30)$$

В (7.30) принято, что $\tau(l) = \tau(l \cdot 1) = \tau_0 l^m$, где $\tau_0 = \tau(1)$.

Следовательно, в диапазоне времён $t \ll \tau_{min}$ спад активности происходит по линейному закону.

Для некоторых реалистичных условий можно показать, что второе слагаемое в (7.28) пренебрежимо мало по сравнению с первым. Действительно, положим $t_{max} = \delta \tau_{min}$, где $\delta \ll 1$ в соответствии с условием $t \ll \tau_{min}$, примем для определённости $\tau_{min} = \tau_0 l_1^m$ и оценим отношение $|At_{max}|/|B|$. При $d > 1$ и $k \gg 1$: $k^{1-d} \ll 1$ и $k^{1-(d+m)} \ll 1$, и этими слагаемыми в (7.29) и (7.30) можно пренебречь. Тогда получим:

$$\frac{|At_{max}|}{|B|} = \frac{d-1}{d+m-1} \delta. \quad (7.31)$$

Из (7.31) видно, что в рассмотренном случае, при $\delta \ll 1$, отношение $|At_{max}|/|B| \ll 1$. Следовательно, в диапазоне $t \ll \tau_{min}$ активность $I(t)$ можно считать постоянной:

$$I(t) \approx B. \quad (7.32)$$

Наконец, рассмотрим случай $t \gg \tau_{max}$. В этом случае зависимостью τ от l в (7.32) можно пренебречь, положив $\tau(l) = \tau_{max}$. Тогда:

$$I(t) \sim \int_{l_1}^{l_2} l^{-d} e^{-\frac{t}{\tau_{max}}} dl = e^{-\frac{t}{\tau_{max}}} \int_{l_1}^{l_2} l^{-d} dl \sim e^{-\frac{t}{\tau_{max}}}. \quad (7.33)$$

Следовательно, в диапазоне времён $t \gg \tau_{max}$ активность спадает экспоненциально и степенной закон Омори не реализуется.

Подведём итог. Результаты, полученные при анализе выражения (7.22), сводятся к следующему.

В диапазоне $t \ll \tau_{min}$ спад активности отсутствует: $I(t) \approx const$ (выражение (7.32)).

В диапазоне $\tau_{min} \ll t \ll \tau_{max}$ активность спадает по степенному закону — реализуется закон Омори с параметром, определяемым формулой (7.21).

В диапазоне $t \gg \tau_{max}$ активность спадает по экспоненциальному закону (7.33).

Отметим, что такие выводы были сделаны ранее в работе [Narteau et al., 2002] для одного из типов распределения релаксаторов по их «размерам». Наши результаты свидетельствуют, что эти три типа спада активности универсальны и реализуются при любом самоподобном распределении релаксаторов по «размерам» $\tau(l)$.

Полученные результаты можно проинтерпретировать следующим образом.

В диапазоне $t \ll \tau_{min}$ даже самые быстрые релаксаторы, имеющие время релаксации τ_{min} , не успевают срелаксировать (более медленные релаксаторы с временами релаксации $\tau(l) \in [\tau_{min}, \tau_{max}]$ тем более не успевают срелаксировать). Таким образом, в этом диапазоне времён $t \ll \tau_{min}$ релаксации фактически нет, и поэтому активность остаётся неизменной.

В диапазоне $t \gg \tau_{max}$ все релаксаторы успевают срелаксировать, и для спада активности мы получаем экспоненциальную асимптоту с максимальным временем релаксации.

В промежуточном случае $\tau_{min} \ll t \ll \tau_{max}$ вклад релаксаторов с различными временами релаксации $\tau(l)$ контролируется распределением релаксаторов по «размеру» $Pr(l)$. Для самоподобных функций $\tau(l)$ и $Pr(l)$ получаем степенной спад активности — закон Омори.

Заметим, что результаты, полученные для случаев $t \ll \tau_{min}$ и $\tau_{min} \ll t \ll \tau_{max}$, можно объединить в модифицированный закон Омори (7.11). Действительно, в объединённом диапазоне $t \ll \tau_{max}$ спад активности подчиняется (7.11) при $p = \frac{d-1}{m}$ и $c = \tau_{min}$.

Современные представления о возможной физической природе релаксаторов, реализующих спад активности в афтершоковых процессах, были рассмотрены в разделе 1.1. При этом вопрос о спектре «размеров» релаксаторов и характере распределения релаксаторов по их «размерам» исследован очень слабо и остаётся в настоящее время открытым.

Если принять, что время релаксации определяется «временем жизни» (долговечностью) дефекта размера l в постоянном поле напряжений, то обратную зависимость времени релаксации от размера дефекта можно на качественном уровне объяснить в рамках кинетической концепции разрушения. Действительно, чем больше дефект, тем выше на нём концентрация напряжений. А, согласно формуле Журкова, чем выше напряжения, тем меньше долговечность. Следовательно, чем больше размер дефекта, тем меньше его «время жизни» в поле напряжений.

Зависимость $\tau \sim 1/l$ получается также для времён релаксации деформации вязкой жидкости в областях характерного размера l под действием градиента напряжений [Артюшков, 1979]. Такой механизм может быть

актуален в моделях релаксации за счёт перетекания вязкой жидкости в поровом или трещиноватом пространстве (см. раздел 1.1.2). В этом случае под размером релаксатора l можно понимать размер «канала», по которому движется жидкость, — размер пор или трещин. Скорость течения жидкости в таком случае будет пропорциональна l , а соответствующее время выравнивания давлений при перетекании жидкости — обратно пропорционально l .

Оба указанных механизма для зависимости типа $\tau \sim 1/l$ имеют кинетическую природу — задержка обусловлена процессом, развивающимся во времени с конечной скоростью. В первом случае это, согласно концепции Журкова, — кинетика разрушения, во втором — динамика вязкого течения флюида.

К этому же типу зависимости $\tau(l)$ относятся спектры времён релаксации, рассмотренные в [Narteau et al., 2002], где, напомним, в качестве параметра «размера» релаксатора рассматриваются перенапряжения в среде, созданные главным событием.

Прямая зависимость τ от l рассматривалась в геомеханике неоднородной (блоковой) среды [Родионов и др., 1986]. Размер релаксатора в таком случае определяется размером неоднородности. Скорость релаксации в такой среде принимается пропорциональной градиенту напряжений на неоднородностях. Характерный градиент определяется отношением разницы напряжений к размеру неоднородности l . Соответственно, время релаксации оказывается пропорциональным l .

7.2.2. Параметры Гутенберга — Рихтера и Омори по лабораторным данным

Во всех проведённых экспериментах по моделированию релаксационных процессов (разделы 6.6–6.8, 6.12) при всех режимах нагружения наклон графика повторяемости b в целом уменьшается с ростом уровня действующих напряжений, при этом характер уменьшения b зависит от структуры области разрушения — наличия или отсутствия разломной зоны.

Характер связи параметра Омори с уровнем действующих напряжений существенно зависит от свойств среды и структуры области разрушения. В случае обводнённых образцов и при наличии разлома параметр Омори увеличивается с ростом действующих напряжений (раздел 6.6), в случае сухих образцов — уменьшается (разделы 6.8, 6.12.2). В целых обводнённых образцах (при отсутствии разлома) обнаружены изменения параметра Омори разных знаков (и рост, и спад), но величина их существенно меньше, чем для образцов с разломами.

В экспериментах, рассмотренных в разделе 6.6, значения параметра Омори для процессов, инициированных при одном и том же уровне напряжений различными воздействиями — увеличением нагрузки прессом и спонтанной подвижкой по разлому (стик-слипом), — оказались одинаковыми. Аналогично в разделе 6.12 было показано, что параметр Омори имеет одно и то же значение при инициации модельных афтершоков увеличением нагрузки и при образовании макротрещины. Эти результаты свидетель-

ствуют, что величина параметра Омори, по-видимому, определяется только факторами, связанными с процессами релаксации, и не зависит от природы источника, возбудившего афтершоковый процесс.

Корреляция параметра Омори и наклона графика повторяемости для обводнённых образцов с разломами отрицательна и выражена ярко (рисунок 6.29 (раздел 6.6)). Для «сухих» образцов корреляция в целом положительна (рисунок 6.36, раздел 6.8; рисунок 6.60, раздел 6.12.2), но статистическая значимость её ниже, чем для обводнённых образцов. При этом следует отметить, что оценки параметров p и b получены при различных уровнях напряжений, а различие типов корреляции p и b фактически определяется различием зависимости параметра Омори от напряжений, поскольку, как отмечалось выше, наклон графика повторяемости b в целом уменьшается с ростом уровня действующих напряжений.

Согласно рассмотренной выше обобщённой модели афтершоковой релаксации эти изменения параметра Омори с ростом напряжений могут быть вызваны как изменением структуры релаксаторов — изменением параметра самоподобия распределения релаксаторов по «размерам» d , так и изменением свойств релаксаторов — изменением параметра m . Обнаруженные согласованные изменения параметра Омори p и наклона графика повторяемости b свидетельствуют в пользу первого механизма (изменение параметра самоподобия d), поскольку параметр b характеризует самоподобие структуры процесса разрушения. Но нельзя, однако, полностью исключить возможность изменения параметра m и спектра релаксаторов (параметров τ_{min} и τ_{max}), поскольку их изменение может объяснять изменения с ростом напряжений одновременно обоих параметров модифицированного закона Омори p и c , обнаруженные в экспериментах (раздел 6.6).

7.2.3. Параметры Гутенберга — Рихтера и Омори по натурным данным

В немногочисленных публикациях, посвящённых исследованию связи параметров Гутенберга — Рихтера и Омори в афтершоковых последовательностях, сообщается как о положительной [Utsu, 1961; Yamashita, Knopoff, 1987], так и об отрицательной [Ma et al., 1990; Wang, 1994; Gasperini, 2006; Avila-Barrientos, 2015] корреляции этих параметров.

С целью прояснения вопроса о наличии или отсутствии статистической связи параметров Гутенберга — Рихтера и Омори в афтершоковых последовательностях в работе [Смирнов и др., 2020] было проведено систематическое исследование этого вопроса по данным региональных каталогов землетрясений. Учитывая, что в лабораторных экспериментах было обнаружено различие связи p и b при различных режимах и условиях разрушения образцов, были отобраны афтершоковые последовательности в регионах с различными типами тектонических режимов — в зонах субдукции и в областях сдвиговых трансформных разломов. Первые были представлены каталогами Аляски, Камчатки, Японии и Новой Зеландии. Вторые — каталогами Северной и Южной Калифорнии (область разлома Сан-Андреас), Турции и Греции (область Северо-Анатолийского разлома).

Все региональные каталоги были получены из открытых источников в Интернете. Афтершоки выделялись по алгоритму Молчана — Дмитриевой с помощью авторского программного обеспечения (см. раздел 2.2). Исследования показали, что оценки параметров p и b чувствительны к качеству исходных данных, поэтому в [Смирнов и др., 2020] были разработаны критерии и применена формализованная процедура оценки однородности и селекции каталогов афтершоков.

Для сопоставления pb -диаграмм, построенных по различным каталогам, оценки наклона графика повторяемости приводились к единой магнитудной шкале (в разных каталогах были, вообще говоря, разные магнитудные шкалы). Используемая процедура унификации магнитудных шкал региональных каталогов землетрясений описана в разделе 2.4.

На рисунке 7.7 представлены сводные pb -диаграммы для исследованных зон субдукции и областей сдвиговых трансформных разломов.

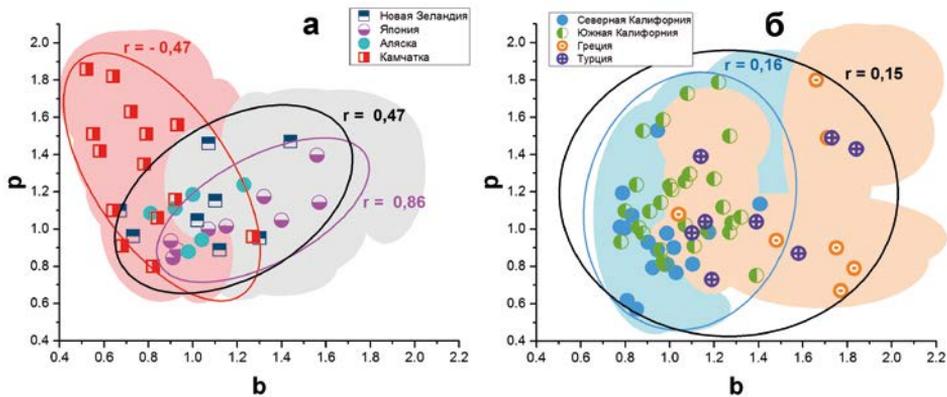


Рис. 7.7. Сводные pb -диаграммы для зон субдукции (а) и сдвиговых трансформных разломов (б). Эллипсами охвачены облака точек, по которым рассчитывались коэффициенты корреляции для различных районов (подписаны на рисунках). Цветные области оконтуривают области погрешностей оценок параметров p и b (включая погрешности унификации магнитудных шкал).

Видно, что для зон субдукции имеется корреляционная связь между параметрами Омори и Гутенберга — Рихтера. Наиболее надёжно такая связь обнаружена для регионов Камчатки и Японии, причём для Камчатки связь отрицательная, а для Японии — положительная. В работе [Guo, Ogata, 1997] использовался каталог Японии до 1995 года, у нас — до 2012 года, 5 последовательностей из нашего каталога присутствуют и в работе [Guo, Ogata, 1997], причём все они относятся к внутриплитовым событиям. Авторы [Guo, Ogata, 1997] обнаруживают в этом случае, как и мы, положительную корреляцию.

В исследованных областях сдвиговых трансформных разломов статистическая связь параметров p и b отсутствует.

7.2.4. Резюме

«Интеграл Шольца» (7.12) — высказанная К. Шольцем идея объяснения закона Омори суперпозицией процессов релаксации с различными временами — позволяет связать параметр Омори степенного спада p с показателем самоподобия распределения релаксаторов по их «размерам» d . В зависимости от типа спектра времён релаксации — нарастающего или убывающего с увеличением «размера» релаксатора — связь p и d имеет разный знак. В случае возрастающего спектра p и d коррелируют, в случае убывающего — антикоррелируют. Теоретически известны механизмы релаксации, которые допускают оба вида спектров времён релаксации — как убывающие, так и возрастающие с увеличением «размера» релаксатора.

В предположении, что распределение релаксаторов по размерам определяется теми или иными структурными неоднородностями среды, можно принять, что показатель самоподобия распределения релаксаторов по «размерам» d связан с показателем самоподобия сейсмического режима — параметром Гутенберга — Рихтера b . Если релаксаторы ассоциируются с реальными неоднородностями среды, такими, например, как очаги афтершоков (сценарий ETAS [Ogata, 1988]), то показатель d имеет смысл фрактальной размерности системы неоднородностей. В этом случае его можно связать с параметром b по формуле Аки $ab = d$. В таком случае вместо связи p и d можно рассматривать связь p и b .

Сопоставление результатов статистических оценок параметров Омори и Гутенберга — Рихтера в афтершоковых процессах показало, что в зонах субдукции взаимосвязь этих параметров может быть как положительной, так и отрицательной. В зонах сдвиговых трансформных разломов связь параметров отсутствует.

В лабораторных экспериментах обнаружена разнознаковая корреляция параметров p и b , знак и степень которой различаются в экспериментах на разных материалах и в разных условиях: сухие или обводнённые образцы, целые или со сформированным макроразрывом. В случае обводнённых пористых образцов со сформированной «разломной зоной» корреляция параметров отрицательна, что согласно «интегралу Шольца» указывает на обратную зависимость времени релаксации от «размера» релаксатора. Теоретически такой вид спектра времён релаксации может быть обусловлен движением вязкой жидкости в поровом пространстве. Другой возможный механизм, отвечающий этому типу, был предложен в [Narteau et al., 2002].

Эксперименты с сухими образцами, как со сформированной «разломной зоной», так и без неё, показали либо отсутствие корреляции, либо слабую положительную корреляцию. Согласно «интегралу Шольца» положительная корреляция означает, что время релаксации увеличивается с увеличением «размера» релаксатора.

Вопрос о различии тех или иных физических механизмов афтершоковой релаксации в зонах субдукции и сдвиговых разломов остаётся в настоящее время открытым.

7.3. Некоторые закономерности возбуждения и релаксации переходных режимов

Лабораторное моделирование позволило выявить зависимости статистических и физических параметров переходных режимов разрушения горных пород от уровня действующих напряжений, характера напряжённого состояния и особенностей структуры разрушения. Рассмотрение этих зависимостей и сравнение вариаций одних и тех же статистических параметров в лабораторных и натуральных условиях позволяет выявить некоторые общие закономерности и обсудить гипотезы об их природе.

7.3.1. Физические представления об инициации разрушения

Кинетическая концепция прочности [Журков, 1968], согласно которой разрушение является процессом постепенного накопления дефектов среды сначала на микроскопическом, а затем и на макроскопическом уровне, является, по нашему мнению, наиболее полной из физических теорий разрушения геоматериалов. Среднее «время жизни» области среды в поле напряжений, называемое в кинетической концепции долговечностью, определяется формулой Журкова:

$$\tau = \theta_0 e^{\frac{U_0 - \gamma \sigma}{kT}}. \quad (7.34)$$

Часть входящих в (7.34) параметров характеризуют свойства среды, включающие в себя как свойства материала, так и свойства системы макроскопических дефектов. Эффективная энергия межионных связей U_0 зависит от свойств материала (тип межионных связей) и от наличия на свободной поверхности вещества жидкости (например, в порах или трещинах).

Параметр Журкова γ , известный также как структурно-чувствительный параметр, обусловлен как свойствами материала (параметром решётки), так и, главным образом, наличием концентраторов напряжений. Параметр γ пропорционален коэффициенту перенапряжения, равному отношению напряжений на концентраторах (таких, например, как трещины) к приложенным макроскопическим напряжениям [Регель и др., 1974].

Остальные параметры: θ_0 — период тепловых колебаний и k — постоянная Больцмана являются универсальными константами.

Другие величины, входящие в (7.34), характеризуют состояние среды. Это — действующие напряжения σ и температура T .

Определяемое формулой (7.34) «время жизни» τ является величиной, обратной к вероятности разрушения, поэтому уменьшение τ эквивалентно активизации процесса разрушения. Соответственно, различные механизмы инициации, вызывающие активизацию разрушения, с физической точки зрения можно классифицировать как изменения параметров и величин, входящих в (7.34), приводящие к уменьшению τ . Рассмотрим с этих позиций основные механизмы инициации разрушения применительно к проблеме возбуждения переходных сейсмических процессов.

«Силовая» инициация. Уменьшение «времени жизни» вызывает увеличение напряжений σ в некоторой области среды. Согласно формуле (7.34) предел прочности материала определяется величиной

$$\sigma_{\text{п}} = \frac{U_0}{\gamma}. \quad (7.35)$$

Если $\sigma = \sigma_{\text{п}}$, то согласно (7.34) «время жизни» равно $\theta_0 \approx 10^{-13}$ с, т. е. в масштабах эксперимента разрушение происходит мгновенно, что и определяет инженерное понятие предела прочности.

Скачок напряжений вызывает уменьшение τ , что регистрируется как увеличение интенсивности процесса разрушения. Если скачок напряжений таков, что максимальные напряжения близки к $\sigma_{\text{п}}$, то активизация процесса разрушения происходит практически мгновенно (в масштабе временного разрешения лабораторных экспериментов), если же максимальные инициирующие напряжения существенно меньше $\sigma_{\text{п}}$, то следует ожидать задержки инициации. Обозначив $\Delta\sigma = \sigma_{\text{п}} - \sigma$, из (7.34) с учётом (7.35) получим задержку $\Delta t = \tau - \theta_0$ относительно «мгновенного» разрушения:

$$\Delta t = \theta_0 (e^{\frac{\gamma \Delta \sigma}{kT}} - 1). \quad (7.36)$$

Если инициирующий скачок σ достаточно большой и σ близко к $\sigma_{\text{п}}$ настолько, что $\frac{\gamma \Delta \sigma}{kT} \ll 1$, то из (7.36) получаем:

$$\Delta t \approx \theta_0 \frac{\gamma \Delta \sigma}{kT}. \quad (7.37)$$

Из выражений (7.35)–(7.37) видно также, что величина задержки зависит не только от близости напряжений к критическому значению, но и от структурно-чувствительного параметра γ . Этот параметр может меняться в процессе разрушения вместе с изменениями напряжений (см. ниже), поэтому зависимость задержки отклика от скачка напряжений может быть достаточно сложной.

«Силовая» инициация — наиболее часто рассматриваемый механизм инициации разрушения применительно к возбуждению переходных сейсмических режимов. При этом в качестве инициирующего воздействия задают как изменение напряжения каркаса горной породы, так и изменение внутрисредового давления флюида. Соответственно, «силовую» инициацию рассматривают при возбуждении таких переходных сейсмических режимов, как афтершоковые процессы и наведённая сейсмичность, вызванная заполнением и эксплуатацией водохранилищ.

«Структурная» инициация. Из (7.34) следует, что увеличение параметра γ приведёт к таким же последствиям, как и увеличение действующих напряжений σ . Структурно-чувствительный параметр γ можно представить как произведение объёма ячейки кристаллической решётки с параметром a_0 на коэффициент перенапряжения χ [Регель и др., 1974]:

$$\gamma = a_0^3 \chi. \quad (7.38)$$

Коэффициент перенапряжений отражает концентрацию напряжений на неоднородностях среды. В идеальном случае уединённой гриффитской трещины в сплошной среде (или набора трещин, расстояния между которыми много больше их размера)

$$\chi \sim \sqrt{l}, \quad (7.39)$$

где l — длина трещины. В реалистичных случаях более сложной трещиноватости коэффициент перенапряжений является сложной функцией распределения трещин по размерам, их расположения и ориентации в пространстве. В этих случаях коэффициент χ , а вместе с ним и коэффициент γ не поддаются теоретическому вычислению.

В литературе, посвящённой инициации разрушения, «структурная» инициация посредством скачкообразного увеличения параметра γ не встречается, поскольку трудно представить механизм, обеспечивающий внезапное и скачкообразное увеличение трещиноватости. В современной физике сейсмического процесса развитие трещиноватости рассматривается как эволюционный, кинетический процесс, приводящий к формированию метастабильной области среды — области очага будущего землетрясения [Соболев, 1993, 2011]. Развитие трещиноватости приводит к увеличению параметра γ , что согласно (7.34) увеличивает вероятность дальнейшего разрушения — формируется положительная обратная связь, которая может привести к лавинообразному процессу. Применительно к сейсмологии такой процесс известен как сценарий (модель) лавинно-неустойчивого трещинообразования (ЛНТ). С этой позиции мы рассматривали закономерности динамики наведённой сейсмичности: формирование сейсмического режима наведённой сейсмичности при заполнении водохранилищ; формирование очаговых зон в областях наведённой сейсмичности; пространственно-временные вариации акустического режима при лабораторном моделировании переходных режимов сейсмичности.

Заметим, что структурно-чувствительный параметр γ и напряжения σ входят в (7.34) в виде произведения, поэтому разделение их влияния на изменения статистических характеристик процесса разрушения представляет определённые трудности. С этим, в частности, связана неоднозначность интерпретации уменьшения величины наклона графика повторяемости b с увеличением уровня напряжений при лабораторном моделировании. Этот вопрос будет более подробно рассмотрен ниже, в разделе 7.3.4. Здесь отметим лишь, что стандартная техника проведения экспериментов такова, что трещиноватость развивается параллельно с ростом напряжений, что затрудняет разделение вкладов структурного (роста трещиноватости, а вместе с ней γ) и динамического (рост напряжений) факторов в изменения параметра b .

Инициация уменьшением прочности. Закономерности, выявленные в эксперименте при флюидной инициации, показали, что процесс разрушения может возбуждаться в областях относительно низких напряжений при обводнении этих областей без существенного изменения порового давления воды (раздел 6.12). Согласно (7.34) инициация разрушения этого типа

происходит в результате уменьшения эффективной энергии межсионных связей U_0 , что проявляется макроскопически как уменьшение прочности тела.

Эффект уменьшения прочности твёрдого тела в результате адсорбции, хемосорбции, смачивания и других физико-химических взаимодействий (эффект Ребиндера) установлен для твёрдых тел разного состава, в том числе и для горных пород (см. обзоры [Ребиндер, Щукин, 1972; Траскин и др., 1989]). Он вызван уменьшением энергии U_0 на контакте твёрдого тела с жидкостью. Интенсификация разрушения хрупких тел в присутствии поверхностно-активных веществ, адсорбированных поверхностью трещин, рассмотрена в работе [Корнеев, 2003]. В области развитой трещиноватости процессы, понижающие прочность и увеличивающие скорость разрушения, локализованы вблизи фронта растущей трещины и включают термофлуктуационные акты гидролитического расщепления межсионных связей, активируемого приложенными напряжениями [Atkinson, 1984].

Таким образом, рассмотрение физических механизмов разрушения позволяет заключить, что инициация переходных сейсмических режимов может быть как результатом изменения напряжённого состояния среды, так и носить параметрический характер — быть обусловленной изменением свойств среды.

7.3.2. Задержка начала релаксации

Силовое инициирование разрушения горных пород ступенчатым воздействием возбуждает переходные акустоэмиссионные режимы, качественно подобные афтершокам и сейсмическим роям. Быстрое нарастание ступеньки воздействия генерирует режим, сходный с афтершоковыми процессами, плавное нарастание воздействия порождает роеподобную активность. При этом стадия релаксации — спад акустической активности — наступает тем позже, чем выше уровень действующих напряжений. Этот результат был получен как в лабораторных экспериментах (раздел 6.5), так и в натуральных условиях (раздел 5.1).

В лабораторных экспериментах в качестве инициирующих процессов были использованы ступеньки деформаций, после завершения ступенчатого нарастания деформация поддерживалась постоянной системой управления прессом. На стадии постоянной деформации напряжения в исследованных образцах со временем уменьшались за счёт развития процесса разрушения, поэтому следующая инициирующая ступенька прикладывалась при меньших напряжениях, чем созданные предыдущей ступенькой. В этом случае задержка акустического отклика может оказаться проявлением эффекта Кайзера.

Эффект Кайзера заключается в том, что при повторном нагружении образца горных пород акустическая активность возникает (точнее говоря, начинает существенно увеличиваться) при достижении напряжениями уровня максимума предшествующей нагрузки. Физический механизм эффекта Кайзера заключается в разрушении на предшествующей стадии тех дефектов, которые могли быть разрушены при уровне предшествующих напряжений. Поэтому на следующей стадии при напряжениях, меньших или равных

максимуму предшествующих, разрушение не происходит, а начинается оно тогда, когда новые напряжения превосходят уровень максимума предшествующих [Лавров и др., 2004]. Заметим, что при интерпретации эффекта Кайзера не учитываются уменьшение прочности материала в результате накопления разрушений и возможность возникновения лавинообразных процессов на последующих циклах нагружения. Кроме того, не рассматривается действие временного фактора в процессе разрушения. Эти механизмы наиболее ярко проявляются вблизи критических напряжений, поэтому считается, что не учитывающий их эффект Кайзера не работает в этой области напряжений [Лавров и др., 2004].

Для проверки предположения об обусловленности зафиксированной при лабораторном моделировании задержки акустического отклика эффектом Кайзера, особенно в области напряжений, далёких от критических, кайзеровские задержки были сопоставлены с задержками, обнаруженными в экспериментах (раздел 6.5). Примеры такого сопоставления показаны на рисунке 7.8. На этом рисунке кайзеровская задержка добавлена к графикам зависимости задержки начала релаксации от уровня действующих напряжений (рисунок 6.15). На рисунке 7.8 видно, что задержка за счёт эффекта Кайзера составляет лишь небольшую долю обнаруженной задержки начала релаксации. Таким образом, задержка начала спада акустической активности не связана с эффектом Кайзера.

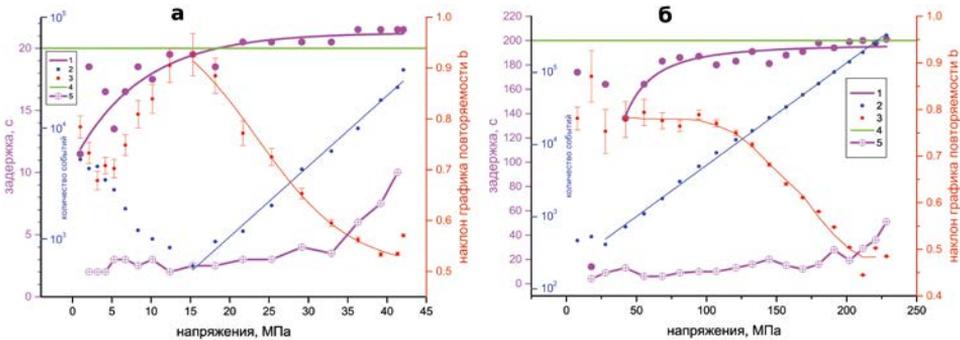


Рис. 7.8. Параметры акустического режима при разных уровнях действующих напряжений, одноосное нагружение в экспериментах A52 (а) и A62 (б) (см. рисунок 6.15). 1 — задержка максимума активности относительно начала инициирования, 2 — количество событий в каждой серии (прямая соответствует экспоненциальной аппроксимации), 3 — наклон графика повторяемости, 4 — величина интервала нарастания инициирующей ступеньки, 5 — задержка отклика АЭ за счёт эффекта Кайзера.

Задержка начала спада сейсмической активности известна и для природных переходных режимов — афтершоковых последовательностей и флюидной инициации. В случае афтершоковых процессов природа задержки является предметом дискуссий (см. раздел 1.1.4). Некоторые авторы связывают её с рефрактерностью сейсмической сети (перегруженностью сети большим потоком землетрясений и, соответственно, пропуском части из них). Но известны и физические объяснения задержки начала степенной релаксации афтершоковой активности [Narteau et al., 2009]. В разделе 4.1.2

мы отмечали, что начальная фаза афтершоков, охватывающая первые несколько суток после главного события, отличается от последующей стадии не только аномально медленным спадом активности, но и особенностями временного и пространственно-временного группирования событий.

Возможная физическая интерпретация и математическая иллюстрация задержки начала релаксации в переходных сейсмических процессах обсуждаются ниже в разделе 7.3.7.

7.3.3. Акустическая активность

Акустическая активность (как и полное количество событий АЭ) в целом увеличивается с увеличением действующих напряжений. Однако это изменение имеет различный характер при чистом одноосном нагружении и при одноосном нагружении в условиях всестороннего сжатия.

При чистом одноосном нагружении акустическая активность вначале уменьшается, а уже затем растёт начиная с некоторого уровня нагрузки (см. раздел 6.5). Уменьшение активности на начальном этапе нагружения можно связать с разрушением существующих дефектов. На этом этапе уменьшение активности сопровождается увеличением наклона графика повторяемости. Следовательно, по мере роста напряжений среди разрушившихся дефектов увеличивается доля дефектов всё меньших размеров. Это согласуется с представлениями о зависимости прочности существующих дефектов от их размера — чем больше дефект, тем меньше его прочность (классический пример — гриффитовская трещина). Вначале, при меньших нагрузках, разрушаются наиболее крупные и, соответственно, наименее прочные дефекты. По мере увеличения нагрузки напряжения оказываются достаточными для разрушения всё более меньших и, соответственно, более прочных дефектов.

Дальнейшее увеличение напряжений вызывает образование новых трещин, и разрушение развивается в соответствии с представлениями кинетической концепции Журкова [Журков, 1968] и сценарием ЛНТ [Mjachkin et al., 1975; Мячкин и др., 1975]. Это подтверждается экспоненциальной зависимостью количества событий от величины напряжений и характерным для процесса слияния и роста трещин уменьшением наклона графика повторяемости [Журков и др., 1980; Соболев, 1993]. Аналогичные результаты были отмечены в разделе 5.1 при рассмотрении натурного эксперимента по закачке воды в скважину.

В режиме одноосного нагружения в условиях всестороннего сжатия начальная падающая ветвь акустической активности выражена гораздо слабее, поскольку всестороннее сжатие позволяет в значительной мере уменьшить роль разрушения существующих дефектов. Уменьшение акустической активности в начальной части нагружения имеет место только тогда, когда дифференциальная нагрузка (дополнительная к всестороннему сжатию осевая нагрузка) меньше величины гидростатического давления, обеспечивающего всестороннее сжатие. При дифференциальной нагрузке, превосходящей гидростатическое давление, эффектами разрушения существующих дефектов можно пренебречь.

7.3.4. Наклон графика повторяемости

В разделе 7.2.2 мы уже отмечали, что во всех экспериментах при всех режимах нагружения и инициации переходных режимов наклон графика повторяемости b в целом уменьшается с ростом уровня действующих напряжений. В настоящее время сложилось два мнения о факторах, определяющих величину наклона графика повторяемости.

Первый подход, восходящий к пионерским работам Могги [Mogi, 1962, 1967] и получивший в дальнейшем развитие в работах сейсмологов и физиков [Aki, 1981; King, 1983; Turcotte, 1992; Григорян, 1988; Bak et al., 2002; Corral, 2005], предполагает, что значение параметра b определяется структурой неоднородностей среды, а величина параметра b может рассматриваться как степень нарушенности, дробности среды [Арефьев и др., 1987, 1989; Kuznetsova et al., 1981]. Согласно этой точке зрения, поскольку сейсмическая энергия землетрясения определяется в основном размером его очага [Earthquakes ..., 2006], а размер очага связан с размером разрушающейся неоднородности литосферы [Scholz, 2002], распределение неоднородностей по размерам определяет распределение землетрясений по энергиям (см. раздел 7.1.1). Развитие трещиноватости ведёт к укрупнению трещин при их слиянии, что определяет уменьшение наклона графика повторяемости.

Второй подход разработан в основном специалистами в области геомеханики и лабораторных исследований разрушения. В работах [Mogi, 1967; Scholz, 1968д; Meredith, Atkinson, 1983] отмечается, что величину b можно связать не только со степенью неоднородности горных пород, но и с уровнем действующих напряжений. В работах [Main, 1988; Main, Meredith, 1989 a, b; Meredith et al., 1990] указывается на возможность мониторинга изменений напряжений в земной коре путём наблюдения за вариациями параметра b . В [Meredith et al., 1990] показана линейная корреляционная связь между значениями b и коэффициентом интенсивности напряжений. Таким образом, авторы указанных работ полагают, что в зонах низких значений b уровень действующих напряжений выше, чем в зонах с высокими значениями этого параметра.

Результаты эксперимента по моделированию переходных режимов в условиях плавного нарастания нагрузки при различных значениях давления всестороннего сжатия позволяют в некоторой степени разделить структурный и силовой факторы в изменениях наклона графика повторяемости. В разделе 6.9 мы отмечали, что с ростом осевой нагрузки наклон графика повторяемости b уменьшается, причём зависимость b от напряжений одна и та же как при нагружении, так и при разгрузке образца. Поскольку степень разрушенности не может уменьшаться при разгрузке, изменение b на стадии разгрузки подтверждает гипотезу о зависимости b от уровня напряжений. Однако минимальное значение b , которое наблюдается на максимумах нагрузки, соответствующих прочности образцов, оказалось одним и тем же, вне зависимости от величины этих максимальных напряжений, которые различались в проведённом эксперименте более чем на 50 % (от 160 МПа до 260 МПа). Это позволяет предположить, что минимальные значения на-

клона графика повторяемости контролируются не уровнем напряжений, а степени разрушенности (структурой неоднородности) материала.

Таким образом, пока действующие напряжения далеки от критического уровня, определяемого прочностью среды, наклон графика повторяемости b зависит от уровня действующих напряжений. Когда напряжения близки к критическим, зависимость b от напряжений выходит на «насыщение», уровень которого не зависит от величины напряжений, а определяется структурой неоднородностей среды.

Этот вывод из результатов лабораторного моделирования можно увидеть и в результатах натурного моделирования. В разделе 5.1 отмечалось уменьшение наклона графика повторяемости по мере роста давления закачиваемой в скважину жидкости и, соответственно, создаваемых этим давлением локальных напряжений. Но в натурном эксперименте предельное, минимальное для этой области среды значение, определяемое существующей там структурой неоднородностей, достигнуто не было — значение наклона графика повторяемости в конце эксперимента осталось выше «структурного» значения, рассчитанного по распределению размеров неоднородностей.

7.3.5. Кулоновские напряжения

В экспериментах при сложном нагружении, когда осевая нагрузка прикладывается в условиях всестороннего сжатия и при наличии внутривещного давления флюида (разделы 6.6 и 6.9), было установлено, что в случае одноосного нагружения при различных значениях давления всестороннего сжатия те же значения параметров акустического режима с ростом давления всестороннего сжатия достигаются при более высоких уровнях осевых напряжений. Использование кулоновских напряжений позволило унифицировать зависимости параметров разрушения от уровня действующих напряжений при различных значениях давления всестороннего сжатия.

На рисунке 6.40 (в, г) в разделе 6.9 видно, что в кулоновских напряжениях различия изменения акустической активности для разных давлений всестороннего сжатия исчезают — все графики сливаются в одну общую зависимость. Аналогичные результаты для наклона графика повторяемости представлены на рисунке 6.42б. Видно, что и для этого параметра использование кулоновских напряжений в качестве характеристики напряжённого состояния приводит к унификации зависимостей наклона графика повторяемости от напряжений.

Пересчёт результатов экспериментов по моделированию афтершоковых процессов в условиях обводнения к кулоновским напряжениям приводит к таким же результатам. На рисунке 6.26б в разделе 6.6 представлены зависимости от кулоновских напряжений параметров Омори и наклона графика повторяемости. Видно, что соответствующие кривые в кулоновских напряжениях унифицированы.

Кулоновские напряжения часто используются и в натуральных исследованиях в качестве скалярной величины, характеризующей сложное напряжённое состояние среды [Jaeger et al., 2007; Watts, 2009; Kanamori, 2009]. Выявленная в экспериментах унификация в кулоновских напряжениях зависимо-

сти параметров переходных режимов от величин одноосных напряжений, давления всестороннего сжатия и порового давления свидетельствует, что, по-видимому, именно кулоновские напряжения являются фактором, контролирующим зависимость параметров переходных режимов разрушения от напряжённого состояния среды.

7.3.6. Изменения параметров сейсмического режима на стадиях возбуждения и релаксации

В экспериментах по моделированию переходных сейсмических режимов было отмечено характерное изменение наклона графика повторяемости во времени: на стадии возбуждения (роста) активности наклон уменьшается, а на стадии релаксации (спада) — увеличивается. Такие изменения присущи переходным режимам, инициированным как ступенчатыми, так и плавными «силовыми» воздействиями (разделы 6.5, 6.9). Инициация разрушения в результате диффузии воды в образец также демонстрирует противофазные вариации активности и наклона графика повторяемости: уменьшение наклона на стадии активизации и увеличение на стадии релаксации (раздел 6.12). В случае образования в образце естественной макротрещины (аналога сильного землетрясения) динамика процесса разрушения на стадиях подготовки и последствий макротрещины тоже демонстрирует противофазные изменения активности и наклона графика повторяемости: на стадии подготовки макротрещины наклон графика повторяемости уменьшается при росте активности, а на стадии релаксации изменения параметров противоположные — активность падает, а наклон растёт (раздел 6.12).

Аналогичные противофазные изменения наклона графика повторяемости и сейсмической активности были обнаружены в натурном эксперименте по инициации переходного сейсмического процесса нагнетанием воды в глубокую скважину (раздел 5.1), а также наблюдались нами в невулканических сейсмических роях [Потанина и др., 2011]. В афтершоковых последовательностях релаксация сейсмической активности сопровождается, как правило, увеличением наклона графика повторяемости (разделы 4.1, 7.1.2).

Изменения наклона графика повторяемости в периоды возбуждения и релаксации свидетельствуют о перераспределении процесса разрушения по масштабам в ходе переходных процессов. Стадия возбуждения процесса разрушения сопровождается переходом разрушения от младших уровней к старшим. Это качественно соответствует сценарию подготовки очаговых зон землетрясений, известного в сейсмологии как сценарий ЛНТ [Соболев, 1993]. На стадии уменьшения возбуждённой активности наклон графика повторяемости увеличивается, что свидетельствует о перераспределении разрушения со старших масштабов на младшие.

7.3.7. Возбуждение, релаксация и теория «взрывных» процессов

В работе [Смирнов и др., 2010] предложено объяснение некоторых обнаруженных закономерностей переходных сейсмических режимов на основе концепции конкуренции двух процессов — возбуждения и релаксации.

Возбуждение (развитие разрушения) контролируется степенью устойчивости и взаимодействия трещин, которая, в первую очередь, связана с величиной действующих напряжений, структурными особенностями среды (концентрацией дефектов, их геометрической структурой) и физико-химическими факторами (количеством и характером флюида, температурой, электромагнитными полями и т. д.). Отмеченный выше характер изменения в переходных процессах наклона графика повторяемости, а также и параметра цикла разрушения (см. раздел 7.1) свидетельствует, что возбуждение развивается по сценарию обратного каскада — разрушение передаётся от меньших масштабов к большим, характерному для процессов «обычного» (без внешнего воздействия) развития сейсмичности, в частности процессов подготовки землетрясений. В последнем случае развитие разрушения имеет лавинообразный характер. Возможно, что при одной и той же физике возбуждение может развиваться и лавинообразно, и не лавинообразно (подобно взрывной и управляемой цепной реакции). Вопрос о факторах, определяющих степень лавинообразности возмущения, остаётся пока открытым. Можно лишь предположить, что они связаны как с условиями, контролирующими внутреннее развитие лавины, так и с величиной и характерным временем (скоростью) возмущающего воздействия.

Интенсивность возбуждения нелинейно зависит от напряжений (или другого управляющего параметра) — известны экспоненциальная и степенная зависимости (примеры последних были зафиксированы нами в лабораторных и натурном экспериментах (см. разделы 5.1, 6.5). При относительно небольших напряжениях возбуждение слабое, поэтому режим релаксации формируется раньше. При больших напряжениях возбуждение гораздо более интенсивное, оно значительно превосходит релаксацию, и режим релаксации формируется позже, иногда уже после окончания роста нагрузки. Этим можно объяснить обнаруженную в экспериментах зависимость времени начала релаксации от уровня нагрузки (см. раздел 7.3.2).

Ниже рассмотрена «примитивная модель» (toy model в английской физической терминологии, см., например, Georgescu, 2012), иллюстрирующая идею объяснения выявленных в экспериментах закономерностей конкуренцией возбуждения и релаксации.

Одномасштабная модель

Примем, что при каждом уровне напряжений в среде есть перенапряжённые области, в которых возможно развитие разрушения — некоторые части среды находятся в метастабильном состоянии, составляющие их дефекты готовы к разрушению. Назовём совокупность таких перенапряжённых областей «резервуаром» разрушения (в том смысле, что акты разрушения черпаются из этого «резервуара»). Обозначим размер (ёмкость) «резервуара» через A . Эта величина тем выше, чем выше уровень действующих напряжений. Приложение дополнительных небольших напряжений — иницирующих воздействий — запускает лавинообразный процесс разрушения. Когда все перенапряжённые области «отработают»

(в них разрушатся все метастабильные дефекты), процесс разрушения прекращается.

По мере разрушения ёмкость «резервуара» уменьшается. Примем, что это уменьшение пропорционально количеству актов разрушения n . В этом случае текущий размер «резервуара» равен $A - kn$.

При лавинообразном разрушении его интенсивность (количество событий за данный интервал времени) пропорциональна количеству n уже произошедших событий (возможно, в некоторой степени β). Интенсивность также пропорциональна и текущей ёмкости «резервуара» $A - kn$ — чем больше «резервуар», тем больше лавин может возникнуть. Таким образом:

$$\frac{dn}{dt} = R(A - kn)n^\beta. \quad (7.40)$$

Перепишем (7.40) в виде

$$\frac{dn}{dt} = r\left(1 - \frac{n}{a}\right)n^\beta, \quad (7.41)$$

здесь a — ёмкость «резервуара» в единицах актов разрушения. В рамках модели величина a определяется величиной действующих напряжений (вид зависимости на данном уровне рассмотрения не принципиален, важно лишь, что чем больше напряжения, тем больше a).

Уравнения типа (7.41) возникают в различных областях знаний [Свирижев, 1976; Романовский и др., 1984; Самарский, Михайлов, 2005; Малинецкий, Потапов, 2002; Ризниченко, 2003]. В теории роста популяций уравнение (7.41) при $\beta = 1$ более полутора века известно как уравнение Ферхюльста (или логистическое уравнение) [Verhulst, 1838], в переводе — [Vogels et al., 1975]. Оно описывает рост популяции в условиях ограниченного ресурса для поддержания воспроизводства. Параметр, обозначенный в (7.41) как a , называют ёмкостью среды или ёмкостью популяции, он определяется размером доступных ресурсов. Наша идея об ограничении разрушения «резервуаром» метастабильных дефектов, по сути, аналогична этим представлениям.

Уравнение (7.41) можно переписать по-другому:

$$\frac{dn}{dt} = rn^\beta - \frac{r}{a}n^{\beta+1}. \quad (7.42)$$

Первое слагаемое в (7.42) описывает возбуждение, второе — релаксацию; коэффициент a показывает соотношение возбуждения и релаксации (чем больше a , тем выше роль возбуждения). Уравнение (7.42) может быть обобщено:

$$\frac{dn}{dt} = pn^\beta - qn^\alpha, \quad (7.42')$$

в этом случае соотношение возбуждения и релаксации определяется отношением p/q .

Уравнения вида $\frac{dn}{dt} = cn^s$ известны как уравнения для процессов с обострением, или «взрывных» (blow-up) процессов [Малинецкий, Потапов,

2002]. Их решения имеют в общем случае степенную асимптотику и описывают как режимы возбуждения (при $c > 0$), так и режимы релаксации (при $c < 0$). Известны примеры применения подобных уравнений для описания динамики сейсмичности [Малышев, Тихонов, 2007]¹². В работе [Малышев, Тихонов, 2007] предпринята попытка оценить параметр s . В рамках предположений, сделанных в [Малышев, Тихонов, 2007], характерное значение s оказалось близко к 2. Значение $s = 1$ отвечает экспоненциальному нарастанию (релаксации), когда прирост (уменьшение) определяется только общим количеством событий n в данный момент времени. Такая ситуация отвечает независимым событиям. Если возникновение одного события изменяет вероятность следующего, т. е. существенно взаимодействие событий, то s может отличаться от единицы (как, например, в случае автокаталитических химических реакций). Значение s , близкое к 2, указывает на существенную роль взаимодействия землетрясений.

Приложение дополнительной иницирующей ступеньки напряжений $f(t)$ приводит к увеличению dn/dt . Зависимость dn/dt от f точно не известна, но, учитывая малость добавки по сравнению с действующими напряжениями, можно принять, что dn/dt пропорционально $f(t)$. Следовательно, рабочая модель принимает вид:

$$\frac{dn}{dt} = r \left(1 - \frac{n}{a}\right) n^\beta + f(t). \quad (7.43)$$

В наших экспериментах по ступенчатой инициации переходных режимов разрушения $f(t)$ имела вид функции, линейно нарастающей на интервале времени τ . Таким образом, окончательная модель принимает вид:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = r \left(1 - \frac{n}{a}\right) n^\beta + \begin{cases} bt, & t \leq \theta \\ b\theta, & t > \theta. \end{cases} \\ n(0) = 0 \end{cases} \quad (7.44)$$

Уравнение (7.44) решалось численно для различных скоростей нарастания b функции $f(t)$. Значение β было принято равным 2 (хотя результаты принципиально не изменяются и при меньших значениях).

При малой скорости нарастания $f(t)$ активность $I(t) = dn/dt$ имеет роевой характер, величина максимума активности определяется величиной ёмкости «резервуара» a (и, соответственно, уровнем действующих напряжений), по мере увеличения параметра a положение максимума сдвигается по временной оси вправо, т. е. задержка начала релаксации увеличивается с увеличением a (рисунок 7.9). Результаты, представленные в разделах 6.5 и 5.1, позволяют сопоставить эту задержку с данными лабораторных и натурных экспериментов.

¹² Частный случай уравнения (7.42') применительно к сейсмическому режиму был описан в [Гульельми, 2016] и повторён без существенных изменений в серии последующих публикаций этого же автора, который отмечал, что он «угадал» это уравнение в применении к закону Омори. Поскольку в своих работах этот автор не ссылается ни на нашу статью [Смирнов и др., 2010], ни на более раннюю работу [Малышев, Тихонов, 2007], мы полагаем, что он независимо, но позже пришёл к той же идее, что и мы.

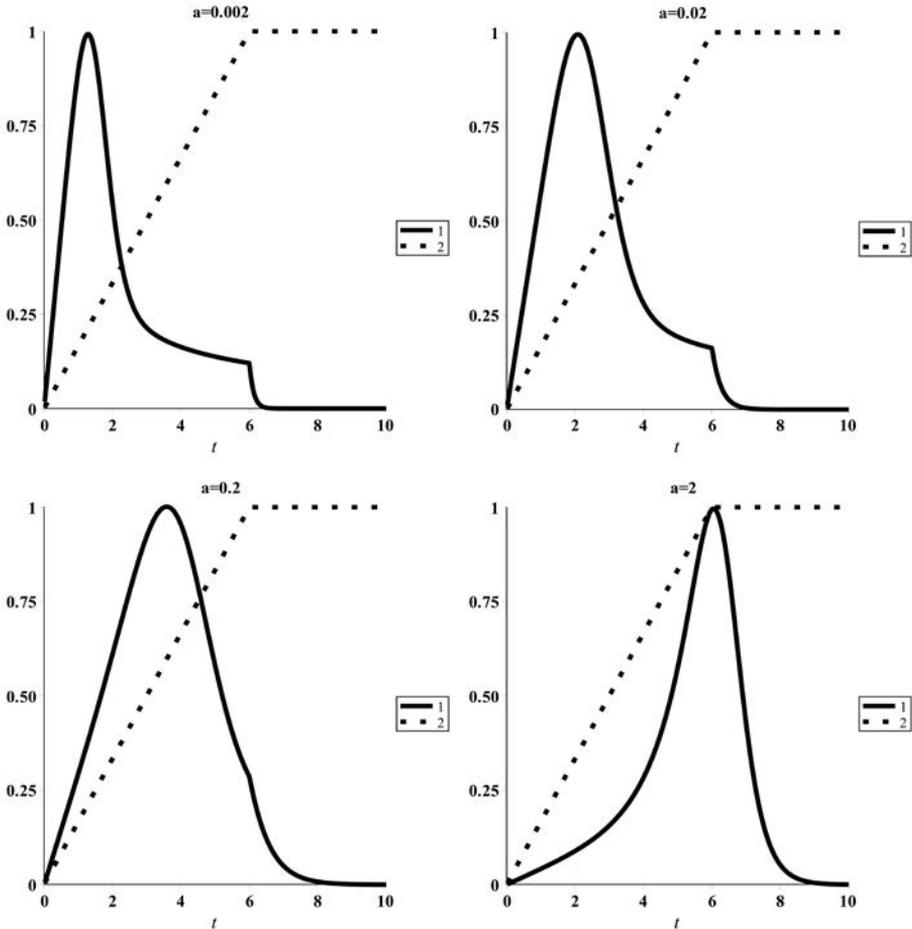


Рис. 7.9. Решения уравнения (7.44) при малой скорости нарастания «ступеньки» для различных значений a (подписаны на рисунке). 1 — $\frac{dn}{dt}$ для решения (7.44) (нормализовано на максимальное значение), 2 — нормированная на единицу инициирующая ступенька $f(t)$.

Вид зависимости задержки максимума активности относительно начала ступеньки $f(t)$ от уровня напряжений можно получить из следующих соображений. Из уравнения (7.41) следует, что значение a равно полному количеству событий: при $t \rightarrow \infty$ значение n достигает величины a (a — стационарная точка (7.41): $n = a$ при $dn/dt = 0$). Из наших экспериментов следует, что полное количество событий n в каждой серии можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью от уровня действующих напряжений. Следовательно, можно принять, что и $a \propto \exp(\sigma)$. Таким образом, исследуя зависимость решения уравнения (7.44) от напряжений, в качестве последних нужно использовать $\ln a$.

Зависимость задержки максимума активности относительно начала ступеньки от $\ln a$ в модели (7.44) представлена на рисунке 7.10. На этом же рисунке приведены примеры зависимостей, полученных в одном из

лабораторных экспериментов (рисунок 6.15б) и в натурном эксперименте по инициации сейсмичности закачкой воды в скважину в Сульц-су-Форе (рисунок 5.7). Видно, что модельная кривая качественно схожа с экспериментальными.

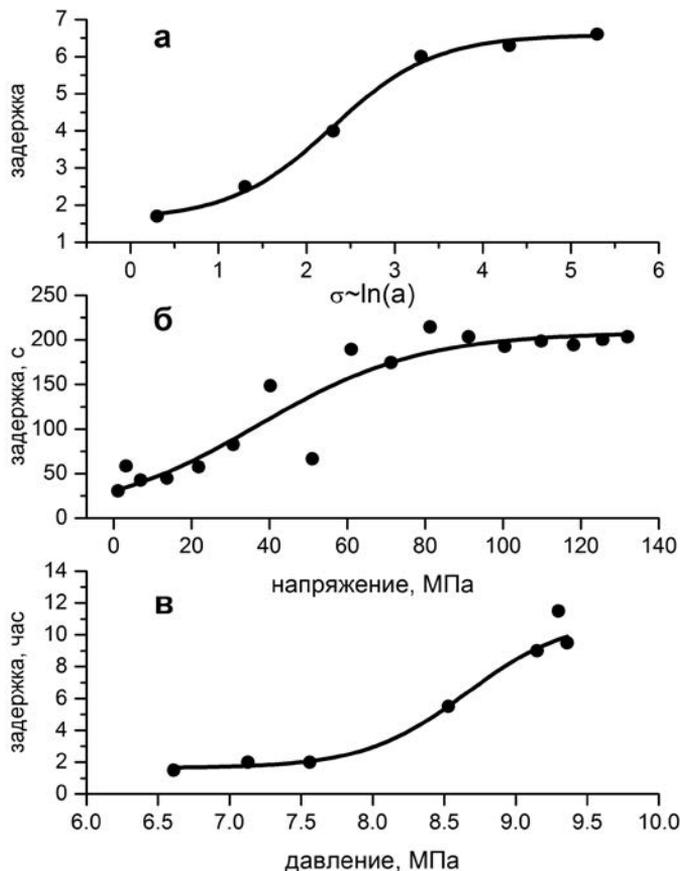


Рис. 7.10. Зависимость задержки начала релаксации от уровня действующих напряжений. а — математическая модель, б — лабораторный эксперимент (раздел 6.5), в — натурный эксперимент в Сульц-су-Форе (раздел 5.1).

При большой скорости нарастания ступеньки $f(t)$ активность имеет афтершоковый характер, длительность задержки начала степенного спада активности увеличивается с увеличением a (рисунок 7.11).

Применительно к лабораторным экспериментам, результаты которых представлены в разделе 6.6, параметр a (точнее, $\ln a$) в случае «афтершокоподобных» решений, представленных на рисунке 7.11, естественно связать с максимальными напряжениями (эффективной прочностью) в пределах каждого этапа экспериментов при заданном давлении всестороннего сжатия. Всестороннее сжатие сдавливает берега сформированной ранее разломной зоны, образуя новые области зацепления на разломе, которые и определяют

ёмкость «резервуара» разрушения a . В таком случае обнаруженное в модели увеличение задержки начала степенного спада «афтершокоподобной» активности с увеличением a можно рассматривать как согласие с обнаруженным в экспериментах увеличением максимальных значений параметра Омори c при увеличении давления всестороннего сжатия.

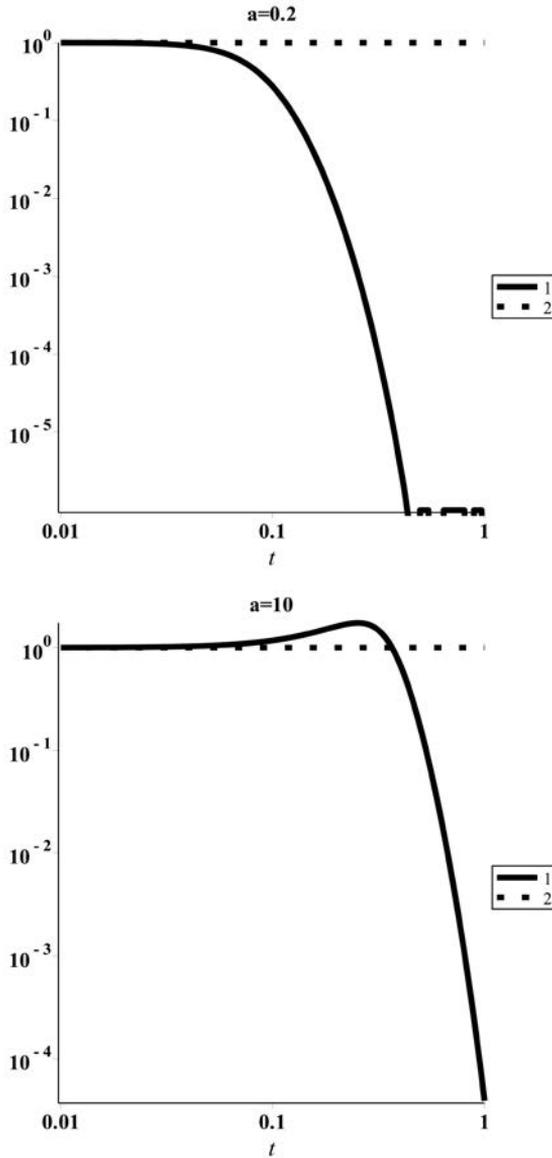


Рис. 7.11. Решения уравнения (7.44) при большой скорости нарастания «ступеньки» для различных значений a (подписаны на рисунке). 1 — $\frac{dn}{dt}$ для решения (7.44) (нормализовано на максимальное значение), 2 — нормированная на единицу инициирующая ступенька $f(t)$ (начало ступеньки инициации при $t = 5 \cdot 10^{-4}$ не показано).

Мультимасштабная модель

В модели (7.43) события не различаются по величине и не учитывается сценарий перехода разрушения с масштаба на масштаб из-за взаимодействия трещин. Полученные в натуральных и лабораторных исследованиях результаты указывают на существенную роль таких эффектов в развитии процесса разрушения (см. разделы 7.1, 7.3.4, 7.3.6). Принципиальные закономерности перераспределения процесса разрушения по масштабам отражает мультимасштабная модель.

В случае динамики системы, включающей акты разрушения s уровней (размеров), обобщение (7.43) для динамики распределения количеств актов такой «популяции» имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{dn_1}{dt} = r_1 \left(1 - \frac{n_1}{a_1}\right) n_1^\beta - \kappa_1 n_2 \\ \frac{dn_i}{dt} = r_i \left(1 - \frac{n_i}{a_i}\right) n_i^\beta + \eta_i n_{i-1} - \kappa_i n_{i+1}, \\ \frac{dn_s}{dt} = r_s \left(1 - \frac{n_s}{a_s}\right) n_s^\beta + \eta_s n_{s-1} \end{cases} \quad (7.45)$$

где n_i — количество актов разрушения (или трещин) на i -м уровне ($i = 1, \dots, s$), коэффициенты κ и η описывают взаимодействия актов разрушения на соседних уровнях, возбуждающая функция $f(t)$ не показана. Член $\eta_i n_{i-1}$ описывает увеличение количества трещин (событий) большего размера за счёт слияния трещин меньшего размера, член $\kappa_i n_{i+1}$ характеризует уменьшение активности на младшем уровне за счёт сброса энергии на старшем уровне.

Опираясь на представления физики разрушения, согласно которым процесс подготовки землетрясения охватывает только несколько уровней иерархии трещин [Соболев, 1993], рассмотрим численное решение (7.45) в простейшем случае $s = 2$. Инициация процесса разрушения, как и в случае одномасштабной модели (7.44), задаётся добавлением к правой части (7.45) ступенчатой функции $f(t)$.

Величина $b = -\lg \frac{\dot{n}_2(t)}{\dot{n}_1(t)}$ пропорциональна наклону графика повторяемости землетрясений. Решение (7.45) свидетельствует, что её изменение во времени имеет характерный вид: на стадии возбуждения (роста $\dot{n}_1(t) + \dot{n}_2(t)$) b уменьшается, а на стадии релаксации увеличивается (рисунок 7.12). Это соответствует закономерностям динамики переходных режимов сейсмичности, выявленным в натуральных условиях и в лабораторных экспериментах.

На рисунке 7.13 представлены решения (7.45) (при $s = 2$) для различных размеров «резервуаров» разрушения a_1 и a_2 , что физически соответствует различным уровням напряжений. Помимо увеличения интервала времени до начала релаксации с ростом величины резервуара заметно уменьшение минимального значения наклона графика повторяемости b . На рисунке 7.14 представлена зависимость b_{\min} от уровня «напряжений» σ , пропорционального $\lg(a_1 + a_2)$. Видно, что минимальное значение наклона графика повторяемости уменьшается с ростом напряжений, что согласуется с результатами лабораторного моделирования (см. раздел 7.3.4).

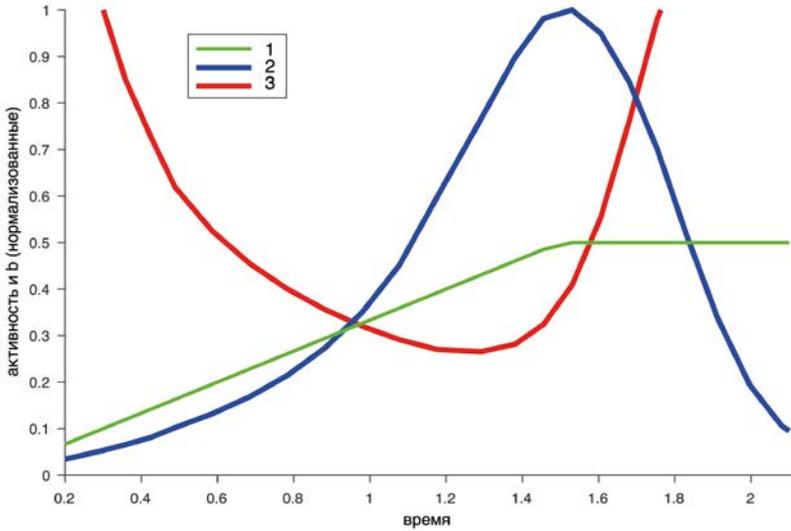


Рис. 7.12. Решение уравнения (7.45) при $s = 2$. 1 — инициирующая ступенька; 2 — активность $\dot{n}_1(t) + \dot{n}_2(t)$ (нормализовано на максимальное значение); 3 — $b = -\lg \frac{\dot{n}_2(t)}{\dot{n}_1(t)}$ (нормализовано на максимальное значение).

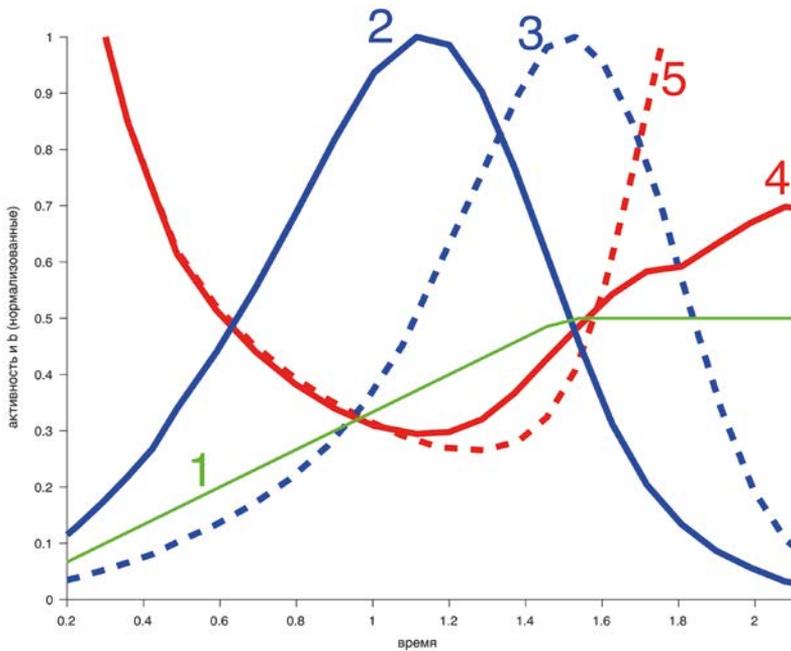


Рис. 7.13. Решения уравнения (7.45) при $s = 2$ и различных значениях a_1 и a_2 . 1 — инициирующая ступенька $f(t)$; 2, 3 — активность $\dot{n}_1(t) + \dot{n}_2(t)$ (нормализовано на максимальное значение); 4, 5 — $b = -\lg \frac{\dot{n}_2(t)}{\dot{n}_1(t)}$ (нормализовано на максимальное значение); при значениях $a_1 = 2, a_2 = 1$ (2 и 4); $a_1 = 8, a_2 = 4$ (3 и 5).

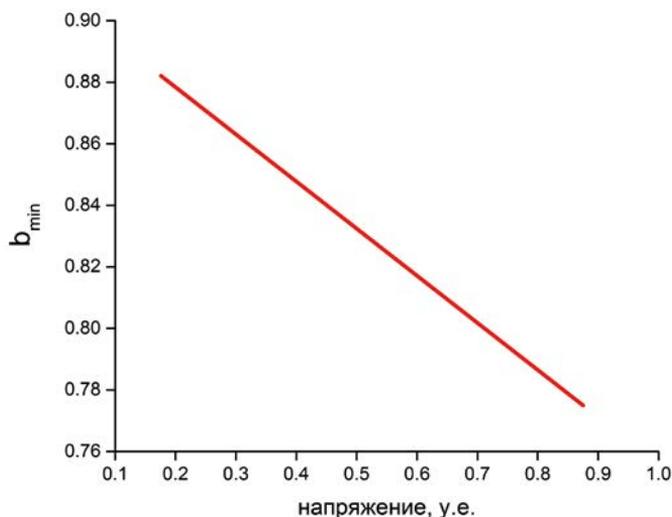


Рис. 7.14. Зависимость минимального значения $b = -\lg \frac{\dot{n}_2(t)}{\dot{n}_1(t)}$ от уровня «напряжений» $\sigma \sim \lg(a_1 + a_2)$.

7.3.8. Резюме

Полученные оценки одних и тех же параметров переходных режимов разрушения в лабораторных и натуральных условиях и выявленные в лаборатории зависимости этих параметров от уровня действующих напряжений, характера напряжённого состояния и особенностей структуры разрушения позволяют выявить некоторые общие закономерности и выдвинуть гипотезы об их природе.

Лабораторные эксперименты показали, что в случае изменения сложного напряжённого состояния среды, когда меняются девиаторные напряжения, давление всестороннего сжатия и поровое давление, кулоновские напряжения являются тем фактором, который контролирует зависимость параметров переходных режимов разрушения от напряжённого состояния среды. Кулоновские напряжения часто используются в сейсмологии и геодинамике в качестве удобной скалярной величины, характеризующей сложное напряжённое состояние среды. Полученные результаты свидетельствуют, что использование кулоновских напряжений при изучении переходных режимов разрушения не только удобно, но и физически обосновано.

Рассмотрение физических факторов процесса разрушения в рамках кинетической концепции прочности Журкова свидетельствует, что инициация переходных сейсмических режимов может быть как результатом изменения напряжённого состояния среды, так и носить параметрический характер — быть обусловленной изменением прочностных свойств среды.

Задержка максимума возбуждения (или начала релаксации) в переходном режиме относительно иницирующего воздействия может объясняться как конечной скоростью передачи инициации в среде (скоростью диффузии флюида при возбуждении наведённой сейсмичности), так и определяться

процессами собственно разрушения материала. Конкуренция процессов самоподдерживающегося разрушения и релаксации той или иной природы приводит к плавному нарастанию активности процесса разрушения с последующим её плавным спадом. Применительно к процессу трещинообразования схематичная популяционная модель такой конкуренции позволила объяснить наблюдавшиеся в лабораторном и натурном эксперименте задержки активизации и релаксации, а также зависимость величины задержки от уровня действующих напряжений. Степенной характер спада активности разрушения в этой модели соответствует спаду афтершоковой релаксации в натуральных и модельных условиях. Изменение скорости инициации «разрушения» в модели позволяет, так же как и в эксперименте, получать режимы, схожие с афтершоками и сейсмическими роями. Рассмотрение «популяций» элементов модели разного размера и задание реалистичных правил взаимодействия между ними позволяет получить в модели перераспределение процесса разрушения по размерам, качественно схожее с перераспределением, обнаруженным в натуральных и лабораторных переходных режимах.

Результаты лабораторного моделирования и их сопоставление с результатами натурального моделирования позволили обосновать предположение о роли динамических и структурных факторов в изменении наклона графика повторяемости. Пока действующие напряжения далеки от критического уровня, определяемого прочностью среды, наклон графика повторяемости зависит от уровня действующих напряжений. Когда напряжения близки к критическим, значения этого параметра выходят на уровень, величина которого не зависит от величины напряжений, а определяется структурой неоднородностей среды.

Заключение главы 7

Сопоставление результатов единообразного статистического анализа данных натурной сейсмичности, натуральных и лабораторных экспериментов позволили выявить некоторые общие закономерности переходных режимов и выдвинуть гипотезы об их природе, опирающиеся на выявленные в экспериментах зависимости параметров разрушения от напряжений и структуры разрушения.

Параметры самоподобия разрушения взаимосвязаны в фоновом режиме, а в переходных режимах они совместно изменяются во времени. Связь наклона графика повторяемости b и фрактальной размерности сейсмичности d имеет две ветви — положительной и отрицательной корреляции. Сформулированная нами постулативная модель повторяемости землетрясений позволяет объяснить содержание этих двух статистических ветвей.

Положительная корреляция параметров наблюдается в пространстве в фоновом режиме и соответствует нулевому значению параметра цикла разрушения $q = ab - d$. В этом случае энергетическая «структура» полностью определяется пространственной структурой, «время жизни» неоднородностей литосферы всех рангов одинаково, что отвечает согласованному с прочностью распределению напряжений по масштабам. Вторая ветвь —

отрицательная корреляция b и d — проявляется во временных вариациях в переходных режимах разрушения и отражает характерное для переходных режимов перераспределение процесса разрушения по его масштабам. Эту ветвь можно объяснить перераспределением напряжений по размерам дефектов среды, нарушающим равновесное согласованное распределение напряжений и прочности элементов. Выявление типов статистической связи параметров b и d и понимание её физического содержания позволяет выделить и классифицировать сценарии перераспределения процесса разрушения по масштабам в переходных режимах сейсмичности с использованием db-диаграммы и параметра цикла разрушения q .

В лабораторных экспериментах обнаружена связь параметра Омори степенной релаксации в афтершоковых переходных режимах p и наклона графика повторяемости b . В случае обводнённых пористых образцов со сформированной «разломной зоной» корреляция параметров отрицательна, в экспериментах на сухих образцах, как со сформированной «разломной зоной», так и без неё, обнаруживается либо отсутствие корреляции, либо слабая положительная корреляция. Теоретически связь этих параметров можно получить (с учётом ряда предположений) из «интеграла Шольца» — высказанной К. Шольцем идеи объяснения закона Омори суперпозицией процессов релаксации с различными временами. В рамках этой модели разнознаковая корреляция отвечает различным спектрам времён релаксации. Отрицательная соответствует обратной зависимости времени релаксации от размера релаксатора, положительная — прямой зависимости. Теоретически известны физические механизмы релаксации, отвечающие и тому, и другому типу спектров релаксации.

В натурных условиях в афтершоковых последовательностях в ряде зон субдукции наблюдается разнознаковая корреляция параметров Омори и Гутенберга — Рихтера; в зонах трансформных сдвиговых разломов Сан-Андреас и Северо-Анатолийского корреляция не обнаружена. Вопрос о природе такого различия и реализации тех или иных физических механизмов релаксации в реальных афтершоковых последовательностях остаётся пока открытым.

Лабораторные эксперименты показали, что параметры самоподобия процесса разрушения в переходных режимах изменяются при изменении напряжённого состояния среды. В случае изменения сложного напряжённого состояния среды, когда меняются девиаторные напряжения, давление всестороннего сжатия и поровое давление, кулоновские напряжения оказались тем фактором, который контролирует зависимость параметров переходных режимов разрушения от напряжённого состояния среды.

Сопоставления результатов лабораторного и натурального моделирования позволили прояснить роль динамических и структурных факторов в изменении наклона графика повторяемости. Пока действующие напряжения далеки от критического уровня, определяемого прочностью среды, наклон графика повторяемости изменяется в зависимости от уровня действующих напряжений, как это указывалось в работах Я. Мэйна и других механиков. Однако когда напряжения близки к критическим, зависимость этого параметра от напряжений выходит на «насыщение», уровень которого не

зависит от величины напряжений, а определяется структурой неоднородностей среды.

Схожие проявления состояния и структуры среды наблюдались в афтершоковых процессах. На примере Рачинского землетрясения было показано, что сразу после главного события, когда напряжённое состояние очаговой области возбуждено, показатели самоподобия существенно отличаются от показателей самоподобия структуры неоднородностей очаговой области. По мере релаксации перераспределённых главным событием напряжений наклон графика повторяемости увеличивается (и это согласуется с лабораторным результатом об увеличении наклона графика повторяемости с уменьшением напряжений), а после завершения релаксации фрактальная размерность сейсмичности становится равной размерности системы неоднородностей.

Задержку максимума возбуждения (или начала релаксации) в переходных режимах относительно инициирующего воздействия можно объяснить не только флюидными диффузионными процессами, но и кинетикой собственно разрушения материала. Предложенная схематичная популяционная модель конкуренции процессов самоподдерживающегося возбуждения и релаксации позволяет качественно объяснить задержки активизации и релаксации и их зависимость от уровня действующих напряжений, наблюдавшиеся в лабораторном и натурном эксперименте. Эта модель также объясняет степенной характер спада афтершоковой активности, показывает формирование рое- и афтершокоподобных режимов при различной скорости инициации разрушения (что наблюдается в лабораторном эксперименте). Введение в модель элементов разного размера с определёнными правилами взаимодействия между ними позволяет получить эффект перераспределения разрушения по размерам, качественно схожего с обнаруженным в натурных и лабораторных режимах.

Рассмотрение физических механизмов разрушения в рамках кинетической концепции прочности Журкова показало, что инициация переходных сейсмических режимов может быть как результатом изменения напряжённого состояния среды, так и носить параметрический характер — быть обусловленной изменением свойств среды.

Заклучение

Представленные в книге исследования переходных режимов сейсмичности опирались на концепцию перехода от традиционных региональных оценок параметров сейсмического процесса к оценке физических параметров процесса разрушения по сейсмологическим данным. Исключение известного масштабного эффекта региональных оценок, обусловленного неравномерностью распределения землетрясений в пространстве, дало возможность получить состоятельные оценки некоторых ключевых параметров физики разрушения. Переход от региональных параметров к физическим позволил корректно сопоставить статистические оценки в областях существенно разного размера, что, в свою очередь, создало основу для решения проблемы количественного сопоставления результатов сейсмической статистики с выводами физических теорий разрушения материалов. Использование в качестве параметров сейсмического режима в естественных условиях и акустического режима в лаборатории безразмерных показателей самоподобия статистических распределений энергетических, пространственных и временных характеристик процесса разрушения и применение одних и тех же статистических процедур для оценки этих параметров обеспечили сопоставимость результатов натурных и лабораторных исследований.

Исследования афтершоковой и наведённой сейсмичности позволили выявить ряд общих закономерностей этих наиболее ярких переходных режимов сейсмического процесса. Данные натурных экспериментов и результаты специально поставленных лабораторных экспериментов дали возможность выявить факторы, играющие основную роль в формировании и эволюции переходных режимов. Знание в лабораторных условиях напряжённо-деформированного состояния и свойств среды, выявление связи с ними параметров процесса разрушения прояснили физическую природу ряда ключевых свойств переходных режимов.

Совместная интерпретация результатов исследования природных переходных режимов сейсмичности, натурных и лабораторных экспериментов позволила выявить новые общие для различных природных явлений закономерности переходных режимов. Адекватное физическое моделирование прояснило физические факторы, определяющие динамику переходных режимов, что дало возможность обосновать гипотезы о природе закономерностей переходных режимов.

Описанные в книге результаты предметных и методических исследований переходных режимов сейсмического процесса можно обобщить следующим образом.

А. Предметные результаты и выводы.

1. Вместе с изменением сейсмической активности для переходных режимов характерно перераспределение интенсивности процесса разрушения по его масштабам. Это перераспределение отражается в закономерных изменениях показателей самоподобия сейсмичности и введённого нами параметра цикла разрушения. Техника db-диаграмм позволяет выявить основные сценарии перераспределения разрушения по масштабам на разных фазах переходных процессов. Мы полагаем, что природа этого

перераспределения имеет «динамический» характер — она связана с перераспределением напряжений по размерам неоднородностей среды, приводящим к рассогласованию полей прочности и напряжений.

2. Значения показателей самоподобия сейсмичности и их изменения в переходных режимах определяются структурными и динамическими факторами. Исследования переходных режимов позволили разделить проявления этих факторов. Структура системы неоднородностей среды определяет невозмущённые, равновесные значения показателей энергетического и геометрического самоподобия, которые в этом состоянии связаны соотношением Аки $ab = d$. В этом случае вероятность разрушения элементов структуры среды не зависит от их размера, и энергетическая структура разрушения полностью определяется пространственной структурой среды. В переходных режимах проявляется зависимость показателей самоподобия от напряжений (это зафиксировано в лабораторных и натуральных экспериментах) и нарушается согласованность их значений — параметр цикла разрушения $q = ab - d$ становится отличным от нуля.

3. При сложном изменении напряжённого состояния, когда независимо изменяются девиаторная и шаровая части тензора напряжений, кулоновские напряжения определяют зависимость параметров переходных режимов от напряжённого состояния среды. Лабораторные результаты показали, что разнородные функции зависимости параметров режима разрушения от девиаторных и шаровых напряжений унифицируются при переходе к кулоновским напряжениям как к аргументу этих функций.

4. Характерная для переходных режимов сейсмического процесса задержка возбуждения и релаксации относительно инициирующего воздействия по своей природе может быть как диффузионной — обусловленной временем распространения флюида в среде, так и кинетической — обусловленной саморазвитием процесса разрушения. Оба эти механизма могут действовать порознь или совместно. Кинетические задержки наблюдаются в отсутствие флюида, а при флюидной инициации наблюдаются проявления обоих механизмов.

5. Нарастание и спад активности в переходных режимах можно объяснить конкуренцией процессов возбуждения и релаксации, известных в математике как процессы с обострением. Иллюстративная модель («toy model»), построенная на основе обобщения логистического уравнения, объясняет зависимость задержки максимума активности в переходных режимах от уровня действующих напряжений, обнаруженную в натурном и лабораторных экспериментах. Эта же модель объясняет обнаруженную в экспериментах связь типа переходного режима — роевого или афтершокового — со скоростью нарастания инициирующего воздействия, а также степенную форму роста и спада активности. Обобщение модели на случай разномасштабных элементов объясняет на качественном уровне характерное для переходных режимов сейсмического процесса перераспределение разрушения по масштабам на стадиях возбуждения и релаксации.

6. Переходные режимы разрушения, инициированные увеличением напряжений или уменьшением прочности среды, обладают схожими свойствами. Это свидетельствует о том, что свойства этих режимов опре-

деляются в основном свойствами саморазвивающегося процесса разрушения, а инициирующее воздействие лишь запускает этот процесс. Инициация переходных сейсмических режимов может быть как следствием изменения напряжённого состояния среды, так и носить параметрический характер — быть обусловленной изменением свойств среды. Первый случай реализуется при перераспределении напряжений в очаговой области землетрясений после главного события или увеличении нагрузки на поверхность коры при изменении уровня воды в водохранилище. Второй — при обводнении среды или повышении порового давления.

7. Характерные закономерности афтершоковой релаксации определяются не столько характером источника возмущения, сколько свойствами и состоянием среды, контролирующими процесс разрушения, в окрестности очага главного события. В натуральных условиях природа афтершоковых процессов связывается с релаксацией сейсмического режима, «возбуждённого» главным событием. Анализ результатов лабораторного моделирования афтершоковых процессов показал, что те же, что и в натуральных условиях, статистические закономерности релаксации наблюдаются и при других способах возмущения режима разрушения, когда разрыв, отвечающий очагу главного события, отсутствует. Это означает, что наличие главного события в его сейсмологическом смысле не является необходимым условием формирования релаксационных процессов, подобных афтершоковым последовательностям. Такие процессы, вероятно, возникают всегда при достаточно быстром изменении по той или иной причине поля напряжений в некоторой области среды.

8. В лабораторных условиях изменения с увеличением действующих напряжений параметров Омори и Гутенберга — Рихтера в модельных «афтершоковых» последовательностях взаимосвязаны, причём их корреляция может быть как положительной, так и отрицательной. Теоретически связь этих параметров можно объяснить в рамках модели Шольца — суперпозицией процессов экспоненциальной релаксации с различными спектрами времён релаксации. Обнаруженная разнознаковая корреляция отвечает в рамках такой модели различным типам спектров времён релаксации: отрицательная соответствует обратной зависимости времени релаксации от размера релаксатора, положительная — прямой зависимости. Теоретически известны физические механизмы релаксации, отвечающие и тому, и другому типу спектров релаксации. Исследования натуральных данных не позволяют уверенно выявить характер связи параметров Гутенберга — Рихтера и Омори. Их статистические зависимости оказались весьма чувствительными к качеству и однородности исходных каталогов афтершоков. Пилотные результаты, полученные в регионах с различными типами тектонических режимов — в зонах субдукции и в областях сдвиговых трансформных разломов, — показали, что в зонах субдукции взаимосвязь этих параметров может быть как положительной, так и отрицательной, а в зонах сдвиговых трансформных разломов связь параметров не выявлена. Вопрос о реализации тех или иных механизмов связи параметров Гутенберга — Рихтера и Омори в афтершоковых процессах остаётся в настоящее время открытым.

9. Изменчивость во времени сезонных компонент в области наведённой сейсмичности Койна-Варна имеет тектоническую природу, что подтверждает триггерный характер сейсмичности в этом районе. Интерпретация активизации «резервуарной» наведённой сейсмичности осуществляется фактически в рамках критерия разрушения Мора — Кулона, включающего четыре параметра напряжённого состояния в двухфазной среде: касательные напряжения, нормальные напряжения, литостатическое и поровое давление. Все эти параметры, кроме литостатического давления, могут меняться во времени как в результате изменения уровня воды в водохранилище, так и по тектоническим причинам. Комбинация изменений различных параметров приводит к сложному изменению пространственно-временной структуры отклика наведённой сейсмичности на неизменные сезонные колебания уровня воды в водохранилищах.

Б. Методические результаты.

10. Концепция перехода от региональных оценок параметров сейсмического режима к оценкам физических параметров разрушения. На основе обобщённого закона повторяемости землетрясений Кособокова — Челидзе — Бака введены параметры цикла разрушения, характеризующие «время жизни» τ (длительность цикла разрушения) области среды размера l в поле напряжений: $\tau(l) \sim (l)^q$. Параметр q является комбинацией показателей энергетического и геометрического самоподобия сейсмического процесса и может быть оценён по данным каталогов землетрясений (или акустических событий — в лабораторных экспериментах). Как уже отмечалось, переход от региональных параметров к физическим исключает известный масштабный эффект региональных оценок, обусловленный неравномерностью распределения землетрясений в пространстве, и позволяет корректно сопоставлять статистические оценки в областях существенно разного размера (вплоть до лабораторных масштабов).

11. Методика сопоставления режимов переходных процессов на основе db-диаграмм. Методика позволяет выявлять и классифицировать характер процессов возбуждения и релаксации сейсмичности в своеобразном «фазовом пространстве» показателей её энергетического и геометрического самоподобия. Интерпретация db-диаграмм опирается на представления о физическом смысле параметров цикла разрушения.

12. Концепция моделирования переходных режимов сейсмического процесса в лабораторных экспериментах. Современное лабораторное оборудование даёт возможность проводить высокотехнологичные исследования процесса разрушения в горных породах и искусственных материалах в переходных режимах, сходных с переходными режимами сейсмического процесса. Разработанные в ходе исследований методики проведения эксперимента позволяют моделировать различные режимы инициации разрушения: контролируемые плавными и резкими (ступенчатыми) силовыми воздействиями на среду; обводнением поверхности образцов без увеличения порового давления; контролируемым повышением порового давления флюида с поверхности образца и во всём его объёме. Применение камер всестороннего сжатия позволяет создавать контролируемое сложное напряжённо-деформированное состояние и моделировать изменение соотноше-

ния компонент шарового тензора и девиатора напряжений, характерное для натуральных условий. Применение специального режима управления скоростью нагружения в зависимости от интенсивности акустической эмиссии (методика была разработана в Rock friction laboratory, USGS) позволяет значительно улучшить выполнение наиболее трудно реализуемого в лабораторных условиях критерия подобия по соотношению скорости деформирования и времени релаксации напряжений. В образцах могут быть сформированы квазидвумерные макроскопические зоны разрушения, моделирующие разломные структуры в литосфере.

Литература

1. *Абубакиров И. Р., Гусев А. А., Гусева Е. М., Павлов В. М., Скоркина А. А.* Масовое определение моментных магнитуд Mw и установление связи между Mw и MI для умеренных и слабых камчатских землетрясений // *Физика Земли*. — 2018. — № 1. — С. 37–51.
2. *Адушкин В. В., Турунтаев С. Б.* Техногенная сейсмичность — индуцированная и триггерная. — М.: ИДГ РАН, 2015. — 364 с.
3. *Адушкин В. В., Турунтаев С. Б.* Техногенные процессы в земной коре (опасности и катастрофы). — М.: ИНЭК, 2005. — 254 с.
4. *Анциферов М. С.* Электросейсмический эффект // *Докл. АН СССР*. — 1962. — Т. 144. — № 6. — С. 1295–1297.
5. *Арефьев С. С.* Эпицентральные сейсмологические исследования. — М.: Академкнига, 2003. — 375 с.
6. *Арефьев С. С., Татевосян Р. Э., Шебалин Н. В.* О внутренней структуре сейсмичности Кавказа // *Вопросы инженерной сейсмологии*. — 1987. — № 28. — С. 126–146.
7. *Арефьев С. С., Татевосян Р. Э., Шебалин Н. В.* Об устойчивости собственной пространственно-временной структуры сейсмичности Кавказа // *Известия АН СССР. Физика Земли*. — 1989. — № 12. — С. 37–41.
8. *Артюшков Е. В.* Геодинамика. — М.: Наука, 1979. — 327 с.
9. *Атмосфера. Справочное издание / Седунов Ю. С.* — ред. — Л.: Гидрометеиздат, 1991. — 510 с.
10. *Афанасьев С. Л.* Докембрийская геохронологическая шкала и геологические циклы // *Докл. АН СССР*. — 1991. — № 31/4. — С. 931–934.
11. *Афанасьев С. Л.* Ритмы и циклы в осадочных толщах // *Бюлл. МОИП*. — 1974. — № 49/6. — С. 147–148.
12. База сейсмологических и гидрологических данных в сейсмической зоне Нурекского водохранилища. Свид. о гос. регистрации базы данных № 2013620879, 31.07.2013.
13. Базы данных лабораторных экспериментов по моделированию переходных сейсмических процессов. Свидетельство о государственной регистрации базы данных № 2013620878 от 31 июля 2013 г.
14. *Балбачан М. Я., Томашевская И. С.* Эффект изменения прочности горных пород в результате механоэлектризации // *Докл. АН СССР*. — 1987. — Т. 296. — № 5. — С. 1085–1089.
15. *Баранов С. В., Павленко В. А., Шебалин П. Н.* О прогнозировании афтершоковой активности. 4. Оценка максимальной магнитуды последующих афтершоков // *Физика Земли*. — 2019. — № 4. — С. 15–32.
16. *Баранов С. В., Шебалин П. Н.* О прогнозировании афтершоковой активности. 2. Оценка области распространения сильных афтершоков // *Физика Земли*. — 2017. — № 3. — С. 43–61.
17. *Баранов С. В., Шебалин П. Н.* Закономерности постсейсмических процессов и прогноз опасности сильных афтершоков. — М.: РАН, 2019. — 218 с.
18. *Баяк И. О., Белобородов Д. Е., Березина И. А., Гилязетдинова Д. Р., Краснова М. А., Корост Д. В., Патонин А. В., Пономарёв А. В., Тихоцкий С. А., Фокин И. В., Хамидуллин Р. А., Цельмович В. А.* Сейсмоакустические исследования керна при пластовых условиях // *Технологии сейсморазведки*. — 2015. — № 2. — С. 36–45.
19. *Бурмин В. Ю.* Оптимизация сейсмических сетей и определение координат землетрясений. — М.: ОИФЗ РАН, 1995. — 184 с.

20. Бурмин В. Ю. Некоторые обратные кинематические задачи сейсмологии: Теория, эксперименты, результаты. — М.: Наука, 2019. — 276 с.
21. Виноградов С. Д. Акустические исследования процессов разрушения горных пород в шахте «Анна», Чехословакия // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. — 1963. — № 4. — С. 501–512.
22. Виноградов С. Д. Акустические наблюдения в шахтах Кизеловского угольного бассейна // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. — 1957. — № 6. — С. 744–755.
23. Виноградов С. Д. О распределении числа импульсов по энергии при разрушении горных пород // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. — 1959. — № 12. — С. 1850–1852.
24. Виноградов С. Д. Об изменениях сейсмического режима при подготовке разрушения / Моделирование предвестников землетрясений. — М.: Наука, 1980. — С. 169–178.
25. Виноградов С. Д., Мирзоев К. М., Саломов Н. Г. Исследования сейсмического режима при разрушении образцов. — Душанбе: Дониш, 1975. — 118 с.
26. Габсатарова И. П., Захарова А. И., Старовойт О. Е., Чепкунас Л. С. Каталог Рачинского землетрясения 29 апреля 1991 года и его афтершоков. — Обнинск, 1992. — 40 с.
27. Голицын Г. С. Место закона Гутенберга — Рихтера среди других статистических законов природы / Вычислительная сейсмология. Проблемы динамики литосферы и сейсмичности. Вып. 32. — М.: ГЕОС, 2001. — С. 138–161.
28. Голицын Г. С. О распределении литосферных плит по размерам // Физика Земли. — 2008. — № 3. — С. 3–8.
29. Гордеев Е. И., Федотов С. А., Чебров В. Н. Основные результаты сейсмологических исследований на Камчатке по данным детальных наблюдений 1961–2011 гг. / Сейсмологические и геофизические исследования на Камчатке. К 50-летию детальных сейсмологических наблюдений. — Петропавловск-Камчатский, 2012. — С. 9–35.
30. Гордеев Е. И., Федотов С. А., Чебров В. Н. Детальные сейсмологические исследования на Камчатке в 1961–2011 гг., основные результаты // Вулканология и сейсмология. — 2013. — № 1. — С. 3–17.
31. Григорян С. С. О механизме возникновения землетрясений и содержании эмпирических закономерностей сейсмологии // Докл. АН СССР. — 1988. — Т. 299. — № 5. — С. 1094–1101.
32. Гульельми А. В. Интерпретация закона Омори // Физика Земли. — 2016. — № 5. — С. 165–166.
33. Гупта Х., Растоги Б. Плотины и землетрясения. — М.: Мир, 1979. — 251 с.
34. Гусев А. А., Мельникова В. Н. Связи между магнитудами — среднемировые и для Камчатки // Вулканология и сейсмология. — 1990. — № 6. — С. 55–63.
35. Дискретные свойства геофизической среды. — М.: Наука, 1989. — С. 47–60.
36. Добровольский И. П. Теория подготовки тектонического землетрясения. — М.: ИФЗ РАН, 1991. — 224 с.
37. Жарков В. Н., Трубицын В. П. Физика планетарных недр. — М.: Наука, 1980. — 448 с.
38. Журков С. Н. Кинетическая концепция прочности твёрдых тел // Вестн. АН СССР. — 1968. — № 3. — С. 46–52.
39. Журков С. Н., Куксенко В. С., Петров В. А., Савельев В. Н., Султанов У. С. Концентрационный критерий объёмного разрушения твёрдых тел / Физические процессы в очагах землетрясений. — М.: Наука, 1980. — С. 78–86.
40. Журков С. Н., Куксенко В. С., Слуцкер А. И. Образование субмикроскопических трещин в полимерах под нагрузкой // ФТТ. — 1969. — № 11. — С. 296–301.

41. Завьялов А. Д. Параметр концентрации сейсмогенных разрывов как предвестник сильных землетрясений Камчатки // Вулканология и сейсмология. — 1986. — № 3. — С. 58–71.
42. Завьялов А. Д. Среднесрочный прогноз землетрясений: основы, методика, реализация. — М.: Наука, 2006. — 254 с.
43. Завьялов А. Д., Орлов В. С. Карта ожидаемых землетрясений Туркмении и сопредельных территорий // Изв. АН Туркменистана. Сер. физико-математических, технических, химических и геологических наук. — 1993. — № 1. — С. 56–61.
44. Закрыжевская Н. А., Соболев Г. А. О возможном влиянии магнитных бурь на сейсмичность // Физика Земли. — 2002. — № 4. — С. 3–15.
45. Казначеев П. А., Майбук З.-Ю. Я., Пономарёв А. В., Смирнов В. Б., Бондаренко Н. Б. Лабораторное исследование термостимулированных разрушений горных пород / Триггерные эффекты в геосистемах (Москва, 6–9 июня 2017 г.): Материалы IV Всероссийской конференции с международным участием. Под ред. В. В. Адушкина, Г. Г. Кочаряна. ИДГ РАН. — М.: ГЕОС, 2017. — С. 163–171.
46. Казначеев П. А., Майбук З.-Ю. Я., Пономарёв А. В. Методика оценки влияния скорости нагрева на интенсивность акустической эмиссии при исследовании термически стимулированных разрушений горных пород // ГИАБ. — 2018. — № 5. — С. 5–25.
47. Калинин В. А., Родкин М. В., Томашевская И. С. Геодинамические эффекты физико-химических превращений в твёрдой среде. — М.: Наука, 1989. — 157 с.
48. Кальметьева З. А., Миколайчук А. В., Молдобеков Б. Д. и др. Атлас землетрясений Кыргызстана. — Бишкек: ЦАИИЗ, 2009. — 73 с.
49. Капустян Н. К., Юдахин Ф. Н. Сейсмические исследования техногенных воздействий на земную кору и их последствия. — Екатеринбург: УрО РАН, 2007. — 416 с.
50. Карташов И. М. Вариации уровня воды в скважинах в области наведённой сейсмичности Койна-Варна, Западная Индия. Выпускная квалификационная работа бакалавра. — Москва, МГУ, физический факультет, 2017. — 56 с.
51. Кейлис-Борок В. И., Кособоков В. Г., Мажкенов С. А. О подобии в пространственном распределении сейсмичности // Вычислительная сейсмология. — 1989. — № 22. — С. 28–40.
52. Кендалл М., Стьюарт А. Статистические выводы и связи. — М.: Наука, 1973. — 900 с.
53. Кокс Д. Р., Оукс Д. Анализ данных типа времени жизни. — М.: Финансы и статистика, 1988. — 191 с.
54. Корнев В. М. Количественное описание эффекта Ребиндера (хрупкие и квазихрупкие тела): от замедления разрушения до самопроизвольного диспергирования // Физическая мезомеханика. — 2003. — Т. 6. — № 3. — С. 9–18.
55. Кособоков В. Г., Некрасова А. К. Общий закон подобия для землетрясений: глобальная карта параметров // Анализ геодинамических и сейсмических процессов. Вычислительная сейсмология. — М.: Наука, 2004. — Т. 35. — С. 160–176.
56. Костров Б. В. Механика очага тектонического землетрясения. — М.: Наука, 1975. — 176 с.
57. Кочарян Г. Г. Геомеханика разломов. — М.: ГЕОС, 2016. — 424 с.
58. Кузьмин Ю. О., Жуков В. С. Современная геодинамика и вариации физических свойств горных пород. — М.: МГУ, 2004. — 262 с.
59. Кукал З. Скорость геологических процессов. — М.: Мир, 1987. — 246 с.
60. Куксенко В. С. Модель перехода от микро- к макроразрушению твёрдых тел. / Сб. докл. 1-й Всесоюзн. школы-семинара «Физика прочности и пластичности». — Л.: Наука, 1986. — С. 36–41.

61. Куксенко В. С., Слуцкер А. И., Фролов Д. И. Механизм зарождения и распространения макротрещин в нагруженных полимерах // Проблемы прочности. — 1975. — № 11. — С. 81–84.
62. Кулльдорф Г. Введение в теорию оценивания. — М.: Наука, 1966. — 176 с.
63. Лавров А. В., Шкуратник В. Л., Филимонов Ю. Л. Акустоэмиссионный эффект памяти в горных породах. — М.: Издательство Московского государственного горного университета, 2004. — 456 с.
64. Лапшин В. Б., Патонин А. В., Пономарёв А. В., Потанина М. Г., Смирнов В. Б., Строганова С. М. Инициация акустической эмиссии в обводнённых образцах песчаника // ДАН. — 2016. — Т. 469. — № 1. — С. 97–101.
65. Лапшин В. Б., Смирнов В. Б., Скубачевский А. А., Пономарёв А. В., Патонин А. В., Хромов А. А., Потанина М. Г. Численные и лабораторные эксперименты по разрушению конструкционных материалов под воздействием электромагнитного поля // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. — 2018. — № 5. — С. 91–96.
66. Любушин А. А. Анализ данных систем геофизического и экологического мониторинга. — М.: Наука, 2007. — 228 с.
67. Любушин А. А. Периодические компоненты интенсивности афтершоковых последовательностей // Геофизические исследования. — 2013. — Т. 14. — № 2. — С. 5–14.
68. Любушин А. А., Писаренко В. Ф., Ружич В. В., Буддо В. Ю. Выделение периодичностей в сейсмическом режиме // Вулканология и сейсмология. — 1998. — № 1. — С. 62–76.
69. Люсина А. В., Смирнов В. Б. Временное группирование афтершоковых последовательностей (на примере землетрясений Коалинга 2 мая 1983 г. и Айдахо 28 октября 1983 г.) // Физика Земли. — 1993. — № 8. — С. 9–14.
70. Малинецкий Г. Г., Потапов А. Б. Современные проблемы нелинейной динамики. — М.: УРСС, 2002. — 335 с.
71. Малкин А. И. Закономерности и механизмы эффекта Ребиндера // Коллоидный журнал. — 2012. — Т. 74. — № 2. — С. 239–256.
72. Мальшев А. И., Тихонов И. Н. Нелинейные закономерности развития сейсмического процесса во времени // Физика Земли. — 2007. — № 6. — С. 37–51.
73. Мандельброт Б. Фрактальная геометрия природы. — М.: Институт компьютерных исследований, 2002. — 656 с.
74. Мансуров В. А. Прогнозирование разрушения горных пород. — Фрунзе: ИЛИМ, 1980. — 239 с.
75. Мардиа К. Статистический анализ угловых наблюдений. — М.: Наука, 1978. — 239 с.
76. Мельхиор П. Земные приливы. — М.: Мир, 1968. — 482 с.
77. Мирзоев К. М., Негматуллаев С. Х., Симпсон Д., Соболева О. В. Возбуждённая сейсмичность в районе водохранилища Нурекской ГЭС. — Дониш: Душанбе — Москва, 1987. — 402 с.
78. Михайлов В. О., Арора К., Пономарёв А. В., Шринагеш Д., Смирнов В. Б., Чадда Р. Наведённая сейсмичность в районе водохранилищ Койна и Варна, Индия: обзор современных данных и гипотез // Физика Земли. — 2017. — № 4. — С. 28–39.
79. Михайлов В. О., Назарян А. Н., Смирнов В. Б. и др. Совместная интерпретация данных дифференциальной спутниковой интерферометрии и GPS на примере Алтайского (Чуйского) землетрясения 27.09.2003 г. // Физика Земли. — 2010. — № 3. — С. 3–16.
80. Моги К. Предсказание землетрясений. — М.: Мир, 1988. — С. 382.

81. Молчан Г. М., Дмитриева О. Е. Идентификация афтершоков: обзор и новые подходы // Вычислительная сейсмология. — 1991. — Вып. 24. — С. 19–50.

82. Молчан Г. М., Дмитриева О. Е. Целевой подход к проблеме идентификации афтершоков / Сейсмичность и сейсмическое районирование Северной Евразии. Вып. 1. — М.: ИФЗ РАН, 1993. — С. 62–69.

83. Молчан Г. М., Кронрод Т. Л., Дмитриева О. Е., Некрасова А. К. Многомасштабная модель сейсмичности в задачах сейсмического риска: Италия // Вычислительная сейсмология. — 1996. — Вып. 28. — С. 193–224.

84. Молчанов А. Е. Влияние атмосферных возмущений на деформации земной коры / Исследования в области геофизики. К 75-летию Объединённого института физики Земли им. О. Ю. Шмидта. — М.: ИФЗ РАН, 2004. — С. 133–141.

85. Мостеллер Ф., Тьюки Дж. Анализ данных и регрессия. Вып. 1. — М.: Финансы и статистика, 1982. — 320 с.

86. Мячкин В. И. Процессы подготовки землетрясений. — М.: Наука, 1978. — 232 с.

87. Мячкин В. И., Костров Б. В., Соболев Г. А., Шамина О. Г. Основы физики очага и предвестники землетрясений / Физика очага землетрясения. — М.: Наука, 1975. — С. 6–29.

88. Назаров А. Г. О механическом подобии твёрдых деформируемых тел (к теории моделирования). — Ереван: Изд. АН Арм. ССР, 1965. — 218 с.

89. Некрасова А. К. Общий закон подобия для землетрясений. Применение к сейсмически активным регионам мира. Дисс. соиск. уч. ст. канд. физ.-мат. наук. — М.: МИТР РАН, 2008. — 179 с.

90. Некрасова А. К., Кособоков В. Г. Временные вариации параметров общего закона подобия для землетрясений на востоке острова Хонсю (Япония) // Докл. РАН. — 2005. — Т. 405. — № 4. — С. 529–532.

91. Некрасова А. К., Кособоков В. Г. Общий закон подобия для землетрясений. Прибайкалье // Докл. РАН. — 2006. — Т. 407. — № 5. — С. 679–681.

92. Некрасова А. К., Кособоков В. Г., Парвез И. А. Оценка сейсмической опасности и сейсмического риска на основе общего закона подобия для землетрясений: Гималаи и прилегающие регионы // Физика Земли. — 2015. — № 2. — С. 116–125.

93. Нерсесов И. Л., Пономарёв В. С., Тейтельбаум Ю. М. Эффект сейсмического затихья при больших землетрясениях / Исследования по физике землетрясений. — М.: Наука, 1976. — С. 149–169.

94. Никитин А. Н., Иванкина Т. И., Соболев Г. А., Шефццок К., Фришбуттер А., Вальтер К. Нейтронно-графические исследования внутрикристаллических деформаций и напряжений в образце мрамора при повышенных температурах и внешних механических нагрузках // Физика Земли. — 2004. — № 1. — С. 88–92.

95. Николаев А. В., Галкин И. Н. Наведённая сейсмичность. — М.: Наука, 1994. — 222 с.

96. Одинец М. Г. Статистический анализ последовательности землетрясений Дальнего Востока и Средней Азии // Изв. АН СССР. Сер. физ. Земли. — 1983. — № 8. — С. 20–29.

97. Патонин А. В. Геофизический комплекс INOVA: методика и техника лабораторного эксперимента // Сейсмические приборы. — 2006. — Вып. 42. — С. 3–14.

98. Патонин А. В. Свидетельство № 4778. Отраслевой фонд алгоритмов и программ. Свидетельство об отраслевой разработке № 4778. Запись быстрых процессов. Зарегистрирована 17 мая 2005 г.

99. Патонин А. В. Свидетельство № 3695. Отраслевой фонд алгоритмов и программ. Свидетельство об отраслевой разработке № 3695. Обработка данных INOVA. Зарегистрирована 18 июня 2004 г.

100. Патонин А. В., Пономарёв А. В., Смирнов В. Б. Аппаратно-программный лабораторный комплекс для решения задач физики разрушения горных пород // Сейсмические приборы. — 2013. — Т. 49. — № 1. — С. 19–34.

101. Патонин А. В., Шихова Н. М., Пономарёв А. В., Смирнов В. Б. Модульная система непрерывной регистрации акустической эмиссии для лабораторных исследований разрушения горных пород // Сейсмические приборы. — 2018. — Т. 54. — № 3. — С. 35–55. — doi: 10.21455/si2018.3–3

102. Писаренко В. Ф. О законе повторяемости землетрясений / Дискретные свойства геофизической среды. — М.: Наука, 1989. — С. 47–60.

103. Писаренко В. Ф., Родкин М. В. Распределения с тяжёлыми хвостами: Приложения к анализу катастроф / Вычислительная сейсмология. Вып. 38. — М.: ГЕОС, 2007. — 242 с.

104. Пономарёв А. В., Луцкий В. А., Хромов А. А. Геркон как источник упругих волн в лабораторном эксперименте // Сейсмические приборы. — 2012. — № 2. — С. 59–67.

105. Потанина М. Г., Смирнов В. Б., Бернар П. Особенности развития сейсмической роевой активности в Коринфском рифте в 2000–2005 гг. // Физика Земли. — 2011. — № 7. — С. 54–66.

106. Потанина М. Г., Смирнов В. Б., Пономарёв А. В., Бернар П., Любушин А. А., Шозиёв Ш. П. Особенности акустической эмиссии при флюидной инициации разрушения по данным лабораторного моделирования // Физика Земли. — 2015. — № 2. — С. 126–138.

107. Природные опасности России. Т. 2. Сейсмические опасности. Отв. ред. Соколов Г. А. — М.: КРЮК, 2000. — 296 с.

108. Прозоров А. Г., Искендеров С. А. Затухание интенсивности потока афтершоков сильнейших землетрясений Киргизского региона // Изв. АН Кирг. ССР физ.-мат. и мат. н. — 1987. — № 2. — С. 71–77.

109. Ребиндер П. А., Шукин Е. Д. Поверхностные явления в твёрдых телах в процессах их деформации и разрушения // Успехи физ. наук. — 1972. — Т. 108. — С. 3–42.

110. Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твёрдых тел. — М.: Наука, 1974. — 560 с.

111. Ржевский В. В. и др. Термоэмиссионные эффекты памяти в горных породах // Докл. АН СССР. — 1985. — Т. 283. — № 4. — С. 843–845.

112. Ризниченко Г. Ю. Математическое моделирование в биофизике и экологии. — Москва — Ижевск: ИКИ, 2003. — 184 с.

113. Ризниченко Ю. В. Проблемы сейсмологии. Избранные труды. — М.: Наука, 1985. — 408 с.

114. Родионов В. Н., Сизов И. А., Цветков В. М. Основы геомеханики. — М.: Недра, 1986. — 301 с.

115. Романовский Ю. М., Степанова Н. В., Чернавский Д. С. Математическая биофизика. — М., 1984. — 304 с.

116. Ромашикова Л. Л., Кособоков В. Г. Динамика сейсмической активности до и после сильнейших землетрясений мира, 1985–2000 // Вычислительная сейсмология. — 2001. — № 32. — С. 162–189.

117. Руммель Ф., Соколов Г. А. Изучение образования сдвиговых трещин и сейсмического режима в образцах, содержащих включения пониженной прочности // Изв. АН СССР. Физика Земли. — 1983. — № 6. — С. 59–73.

118. Рыкунов Л. Н., Смирнов В. Б. Сейсмология микромасштаба // Вулканология и сейсмология. — 1992. — № 3. — С. 3–15.

119. Рыкунов Л. Н., Смирнов В. Б., Старовойт Ю. О. и др. Самоподобие сейсмического излучения во времени // Докл. АН СССР. — 1987. — Т. 297. № 6. — С. 1337–1341.

120. Рыкунов Л. Н., Смирнов В. Б., Старовойт Ю. О. Об иерархическом характере сейсмической эмиссии // Докл. АН СССР. — 1986. — Т. 288. — № 1. — С. 81–85.
121. Садовский М. А., Писаренко В. Ф., Штейнберг В. В. О зависимости энергии землетрясения от объёма сейсмического очага // Докл. АН СССР. — 1983. — Т. 271. — № 3. — С. 598–602.
122. Садовский М. А., Болховитинов Л. Г., Писаренко В. Ф. Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. — М.: Наука, 1987. — 100 с.
123. Садовский М. А., Писаренко В. Ф. Сейсмический процесс в блоковой среде. — М.: Наука, 1991. — 96 с.
124. Самарский А. А., Михайлов А. П. Математическое моделирование. Идеи. Методы. Примеры. — М.: Физматлит, 2005. — 320 с.
125. Свиричев Ю. М. Вольтерра и современная математическая биология / Послесловие к книге: Вольтерра В. Математическая теория борьбы за существование. — М.: Наука, 1976. — 288 с.
126. Семерчан А. А., Соболев Г. А., Салов Б. Г., Баданов В. Н., Будников В. А., Кольцов А. В., Лось В. Ф., Насимов Р. М., Пономарёв А. В., Стаховский И. Р., Терентьев В. А. Изучение предвестников механического разрушения больших образцов // Докл. АН СССР. — 1981. — Т. 260. — № 3. — С. 616–619.
127. Сидорин И. А., Смирнов В. Б. Изменчивость корреляционной размерности за счёт неоднородности фрактала (на примере аттрактора Лоренца) // Физика Земли. — 1995. — № 7. — С. 89–96.
128. Сидоров В. А., Кузьмин Ю. О., Хитров А. М. Концепция «Геодинамическая безопасность освоения углеводородного потенциала недр России». — М.: ИГИРГИ, 2000. — 56 с.
129. Смирнов В. Б. Повторяемость землетрясений и параметры сейсмического режима // Вулканология и сейсмология. — 1995. — № 3. — С. 59–70.
130. Смирнов В. Б. Опыт оценки представительности данных каталогов землетрясений // Вулканология и сейсмология. — 1997а. — № 4. — С. 93–105.
131. Смирнов В. Б. Пространственные и временные вариации показателей самоподобия сейсмичности // Вулканология и сейсмология. — 1997б. — № 6. — С. 31–41.
132. Смирнов В. Б. Оценка длительности цикла разрушения литосферы Земли по данным каталогов землетрясений // Физика Земли. — 2003. — № 10. — С. 13–32.
133. Смирнов В. Б. Прогностические аномалии сейсмического режима. I. Методические основы подготовки исходных данных // Геофизические исследования. — 2009. — Т. 10. — № 2. — С. 7–22.
134. Смирнов В. Б., Chadha R. K., Пономарёв А. В., Srinagesh D. Прогностические аномалии наведённой сейсмичности в области водохранилищ Койна-Варна, Западная Индия // Физика Земли. — 2013. — № 2. — С. 94–109.
135. Смирнов В. Б., Габсатарова И. П. Представительность каталога землетрясений Северного Кавказа: расчётные данные и статистические оценки // Вестник ОГГГН РАН. — 2000. — Т. 14. — № 4. — С. 35–41.
136. Смирнов В. Б., Завьялов А. Д. К вопросу о сейсмическом отклике на электромагнитное зондирование литосферы Земли // Физика Земли. — 2012. — № 7–8. — С. 63–88.
137. Смирнов В. Б., Завьялов А. Д. Концентрационный критерий разрушения с учётом фрактального распределения разрывов // Вулканология и сейсмология. — 1996. — № 4. — С. 75–80.
138. Смирнов В. Б., Исполинова С. И. О дискретности энергетической структуры сейсмичности // Докл. РАН. — 1995. — Т. 342. — № 6. — С. 809–811.
139. Смирнов В. Б., Карцева Т. И., Пономарёв А. В., Патонин А. В., Bernard P., Михайлов В. О., Потанина М. Г. О взаимосвязи параметров Омори и Гутенберга —

Рихтера в афтершоковых последовательностях // Физика Земли. — 2020. — № 5. — С. 3–22.

140. Смирнов В. Б., Люсина А. В. О временной структуре афтершоковых последовательностей (на примере Аляскинского и Камчатского землетрясений) // Вулканология и сейсмология. — 1990. — № 6. — С. 45–54.

141. Смирнов В. Б., Пономарёв А. В. Закономерности релаксации сейсмического режима по натурным и лабораторным данным // Физика Земли. — 2004. — № 10. — С. 26–36.

142. Смирнов В. Б., Пономарёв А. В., Бернар П., Патонин А. В. Закономерности переходных режимов сейсмического процесса по данным лабораторного и натурального моделирования // Физика Земли. — 2010. — № 2. — С. 17–49.

143. Смирнов В. Б., Пономарёв А. В., Завьялов А. Д. Структура акустического режима в образцах горных пород и сейсмический процесс // Физика Земли. — 1995а. — № 1. — С. 38–58.

144. Смирнов В. Б., Пономарёв А. В., Завьялов А. Д. Особенности формирования и эволюции структуры акустического режима в образцах горных пород // Докл. РАН. — 1995б. — Т. 343. — № 6. — С. 818–823.

145. Смирнов В. Б., Пономарёв А. В., Карцева Т. И., Михайлов В. О., Chadha R. K., Айдаров Ф. Динамика наведённой сейсмичности при заполнении Нурекского водохранилища // Физика Земли. — 2018. — № 4. — С. 110–120.

146. Смирнов В. Б., Пономарёв А. В., Сергеева С. М. О подобии и обратной связи в экспериментах по разрушению горных пород // Физика Земли. — 2001. — № 1. — С. 89–96.

147. Смирнов В. Б., Пономарёв А. В., Станчиц С. А., Потанина М. Г., Патонин А. В., Dresen G., Narteau C., Bernard P., Строганова С. М. Лабораторное моделирование афтершоковых последовательностей: зависимость параметров Омори и Гутенберга — Рихтера от напряжений // Физика Земли. — 2019а. — № 1. — С. 169–165. — doi: 10.31857/S0002-333720191149-165

148. Смирнов В. Б., Феофилактов В. Д. Фрактальные свойства литосферы по данным кода-волн местных землетрясений и структура сейсмичности в очаговой области Рачинского землетрясения // Вулканология и сейсмология. — 2000б. — № 6. — С. 44–48.

149. Смирнов В. Б., Феофилактов В. Д. Фрактальные свойства литосферы по данным кода-волн местных землетрясений // Вулканология и сейсмология. — 2000а. — № 4. — С. 52–56.

150. Смирнов В. Б., Черепанцев А. С. Связь параметров высокочастотного сейсмического шума с динамикой геофизической среды // Вулканология и сейсмология. — 1991. — № 5. — С. 69–82.

151. Смирнов В. Б., Шринагеш Д., Пономарёв А. В., Чагга Р., Михайлов В. О., Потанина М. Г., Карташов И. М., Строганова С. М. Режим сезонных вариаций наведённой сейсмичности в области водохранилищ Койна-Варна, Западная Индия // Физика Земли. — 2017. — № 4. — С. 40–49.

152. Смирнов В. Б., Отти С., Потанина М. Г., Михайлов В. О., Петров А. Г., Шапиро Н. М., Пономарёв А. В. Оценки параметров цикла разрушения литосферы по данным региональных каталогов землетрясений // Физика Земли. — 2019б. — № 5. — С. 3–21.

153. Соболев Г. А. Физические основы прогноза землетрясений. — М.: Наука, 1993. — 314 с.

154. Соболев Г. А., Пономарёв А. В., Майбук Ю. Я., Закржевская Н. А., Понятовская В. И., Соболев Д. Г., Хромов А. А., Цывинская Ю. В. Динамика акустической эмиссии при инициировании водой // Физика Земли. — 2010. — № 2. — С. 50–67.

155. *Соболев Г. А.* Концепция предсказуемости землетрясений на основе динамики сейсмичности при триггерном воздействии. — М.: ИФЗ РАН, 2011. — 56 с.
156. *Соболев Г. А.* Модель лавинно-неустойчивого трещинообразования — ЛНТ // Физика Земли. — 2019. — № 1. — С. 166–179.
157. *Соболев Г. А., Арора Б., Смирнов В. Б.* и др. Прогностические аномалии сейсмического режима. II. Западные Гималаи // Геофизические исследования. — 2009. — Т. 10. — № 2. — С. 23–36.
158. *Соболев Г. А., Завьялов А. Д.* О концентрационном критерии сейсмогенных разрывов // Докл. АН СССР. — 1980. — Т. 252. — № 1. — С. 69–71.
159. *Соболев Г. А., Кольцов А. В.* Исследование процесса микротрещинообразования в образцах высокопластичной горной породы / Физические процессы в очагах землетрясений. — М.: Наука, 1980. — С. 99–103.
160. *Соболев Г. А., Кольцов А. В.* Крупномасштабное моделирование подготовки и предвестников землетрясений. — М.: Наука, 1988. — 203 с.
161. *Соболев Г. А., Пономарёв А. В.* Акустическая эмиссия и стадии подготовки разрушения в лабораторном эксперименте // Вулканология и сейсмология. — 1999. — № 4–5. — С. 50–62.
162. *Соболев Г. А., Пономарёв А. В.* Динамика разрушения моделей геологической среды при триггерном влиянии жидкости // Физика Земли. — 2011. — № 10. — С. 48–63.
163. *Соболев Г. А., Пономарёв А. В.* Физика землетрясений и предвестники. — М.: Наука, 2003. — 270 с.
164. *Соболев Г. А., Пономарёв А. В., Кольцов А. В.* Возбуждение колебаний в модели сейсмического источника // Физика Земли. — 1995. — № 12. — С. 72–78.
165. *Соболев Г. А., Пономарёв А. В., Кольцов А. В., Круглов А. А., Луцкий В. А., Цывинская Ю. В.* Влияние инъекции воды на акустическую эмиссию при долговременном эксперименте // Геология и геофизика. — 2006. — Т. 47. — С. 608–621.
166. *Соболев Г. А., Пономарёв А. В., Кольцов А. В., Салов Б. Г., Бабичев О. В., Терентьев В. А., Патонин А. В., Мострюков А. О.* Возбуждение акустической эмиссии упругими импульсами // Физика Земли. — 2001. — № 1. — С. 79–84.
167. *Соболев Г. А., Пономарёв А. В., Никитин А. Н., Балагуров А. М., Васин Р. Н.* Исследование динамики полиморфного α - β -перехода в кварците методами нейтронной дифрактометрии и акустической эмиссии // Физика Земли. — 2004. — № 10. — С. 5–15.
168. *Соболев Г. А., Семерчан А. А., Салов Б. Г., Шпетцлер Х. А., Сондергельд К. Х., Баданов В. Н., Кольцов А. В., Лось В. Ф., Насимов Р. М., Пономарёв А. В., Стаховский И. Р., Терентьев В. А., Турецкий И. М.* Предвестники разрушения большого образца горной породы // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. — 1982. — № 8. — С. 29–43.
169. *Соболев Г. А., Тюпкин Ю. С.* Аномалии в режиме слабой сейсмичности перед сильными землетрясениями Камчатки // Вулканология и сейсмология. — 1996. — № 4. — С. 64–74.
170. *Соболев Г. А., Тюпкин Ю. С., Смирнов В. Б., Завьялов А. Д.* Способ среднесрочного прогноза землетрясений // Докл. РАН. — 1996. — Т. 347. — № 3. — С. 405–407.
171. *Соболев Г. А., Челидзе Т. Л., Завьялов А. Д.* и др. Карты ожидаемых землетрясений, основанные на комплексе сейсмологических признаков // Изв. АН СССР, Физика Земли. — 1990. — № 11. — С. 45–56.
172. Современная геодинамика областей внутриконтинентального коллизионного горообразования (Центральная Азия) (Лаверов Н.П. — гл. ред.). — М.: Научный мир, 2005. — 400 с.

173. Ставрогин А. Н., Протосеня А. Г. Прочность горных пород и устойчивость выработок на больших глубинах. — М.: Недра, 1985. — 271 с.
174. Ставрогин А. Н., Тарасов Б. Г. Экспериментальная физика и механика горных пород. — СПб.: Наука, 2001. — 344 с.
175. Стаховский И. Р. Взаимосвязь пространственного и энергетического скейлингов сейсмического процесса // Физика Земли. — 2004б. — № 10. — С. 73–80.
176. Стаховский И. Р. Масштабная инвариантность коровой сейсмичности и прогностические признаки землетрясений // УФН. — 2017. — Т. 18. — № 5. — С. 505–524.
177. Стаховский И. Р. Модель согласования скейлингов разломных и сейсмических полей // Физика Земли. — 2001. — № 7. — С. 21–26.
178. Стаховский И. Р. Некоторые обобщения модели согласования скейлингов разломного и сейсмического полей земной коры // Физика Земли. — 2004а. — № 9. — С. 51–57.
179. Сычёв В. Н. Исследование влияния импульсных энергетических воздействий на вариации пространственно-временных распределений сейсмичности на территории северного Тянь-Шаня. Дисс. ... к. ф.-м. н. — М., 2008. — 210 с.
180. Тарасевич Ю. Ю. Перколяция: теория, приложения, алгоритмы. — М.: Едиториал УРСС, 2002. — 112 с.
181. Тарасов Н. Т., Тарасова Н. В. Влияние электромагнитных полей на скорость сеймотектонических деформаций, релаксация упругих напряжений, их активный мониторинг // Физика Земли. — 2011. — № 10. — С. 82–96.
182. Томашевская И. С., Хамидуллин Я. Н. Предвестники разрушения образцов горных пород // Изв. АН СССР. Физика Земли. — 1972. — № 5. — С. 12–20.
183. Томилин Н. Г. Иерархические свойства акустической эмиссии при разрушении горных пород. — СПб., ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, 1997. — 33 с.
184. Траскин В. Ю. Эффект Ребиндера в тектонофизике // Физика Земли. — 2009. — № 11. — С. 22–33.
185. Траскин В. Ю., Перцев Н. В., Коган И. С. Влияние воды на механические свойства и дисперсную структуру горных пород / Вода в дисперсных системах. — М.: Химия, 1989. — С. 83–100.
186. Турунтаев С. Б., Ворохобина С. В., Мельчаева О. Ю. Выявление техногенных изменений сейсмического режима при помощи методов нелинейной динамики // Физика Земли. — 2012. — № 3. — С. 52–65.
187. Турунтаев С. Б., Мельчаева О. Ю. Анализ триггерных сейсмических процессов при помощи методов нелинейной динамики / Триггерные эффекты в геосистемах. — М.: ГЕОС, 2010. — С. 124–135.
188. Турунтаев С. Б., Рига В. Ю. Нелинейные эффекты влияния роста порового давления на сейсмичность / Триггерные эффекты в геосистемах. Материалы IV Всероссийской конференции с международным участием. Под ред. В. В. Адушкина, Г. Г. Кочаряна. ИДГ РАН. — М.: ГЕОС, 2017. — С. 29–39.
189. Тюпкин Ю. С. Проявление самоподобной структуры сейсмичности в форшоковом и афтершоковом процессах / Вычислительная сейсмология. Вып. 32. — М., 2001. — С. 190–200.
190. Уломов В. И. Глобальная упорядоченность сейсмогеодинамических структур и некоторые аспекты сейсмического районирования и долгосрочного прогноза землетрясений / Сейсмичность и сейсмическое районирование Северной Евразии. Вып. 1. — М.: ИФЗ РАН, 1993. — С. 24–44.
191. Уломов В. И. Решётчатая модель очаговой сейсмичности и прогноз сейсмической опасности // Узб. геолог. журнал. — 1987. — № 6. — С. 20–25.

192. *Файзуллин И. С., Шапиро С. А.* Рассеяние сейсмических волн и фрактальный характер неоднородностей литосферы // Изв. АН СССР, Физика Земли. — 1989. — № 10. — С. 43–49.
193. *Федер Е.* Фракталы. — М.: Мир, 1991. — 260 с.
194. *Федотов С. А.* Долгосрочный сейсмический прогноз для Курило-Камчатской дуги. — М.: Наука, 2005. — 302 с.
195. *Федотов С. А.* О сейсмическом цикле, возможности количественного сейсмического районирования и долгосрочном сейсмическом прогнозе / Сейсмическое районирование СССР. — М.: Наука, 1968. — С. 121–150.
196. *Федотов С. А., Багдасарова А. М., Кузин И. П., Тараканов Р. З.* Землетрясения и глубинное строение юга Курильской островной дуги. — М.: Наука, 1969. — 212 с.
197. Физика очага землетрясения. — М.: Наука, 1975. — 244 с.
198. *Хьюбер П.* Робастность в статистике. — М.: Мир, 1984. — 304 с.
199. *Чебров В. Н., Салтыков В. А., Серафимова Ю. К.* Прогнозирование землетрясений на Камчатке. — Москва: Светоч Плюс, 2011. — 303 с.
200. *Челидзе Т. Л.* Обобщённый фрактальный закон сейсмичности // Доклады АН СССР. — 1990. — Т. 314. — № 5. — С. 1104–1105.
201. *Шамина О. Г.* Упругие импульсы при разрушении образцов горных пород // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. — 1956. — № 5. — С. 513–518.
202. *Шебалин Н. В.* Замечания о преобладающих периодах, спектре и очаге сильного землетрясения / Сейсмические исследования для строительства. Вопросы инженерной сейсмологии. Вып. 14. — М.: Наука, 1971. — С. 50–72.
203. *Шкурятник В. Л., Новиков Е. А., Вознесенский А. С., Винников В. А.* Термостимулированная акустическая эмиссия в геоматериалах. — М.: Горная книга, 2015. — 241 с.
204. *Шустер Г.* Детерминированный хаос. — М.: Мир, 1988. — 240 с.
205. *Ярославский М. А., Капустян Н. К.* О возможности электросейсмического эффекта // ДАН. — 1990. — Т. 315. — № 2. — С. 353–354.
206. *Aki K.* Maximum likelihood estimate of b in the formula $\log N = a - bM$ and its confidence limits // Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo Univ. — 1965. — Vol. 43. — P. 237–239.
207. *Aki K.* Probabilistic synthesis of precursory phenomena in earthquake prediction / Amer. Geophys. Union, Wash., An International Review. — 1981. — P. 556–574.
208. *Amos C. B.* et al. Uplift and seismicity driven by groundwater depletion in central California // Nature. — 2014. — Vol. 509. — P. 483–486.
209. *Arora K., Chadha R. K., Srinu Y., Selles A., Srinagesh D., Smirnov V., Ponomarev A., Mikhailov V. O.* Lineament fabric from airborne LiDAR and its influence on triggered earthquakes in the Koyna-Warna region, Western India // J. Geol. Soc. India. — 2017. — Vol. 90. — P. 670–677.
210. *Arora K., Purnachandra Rao N., Selles A., Satyavani N., Satyanarayana H. V. S.* Tectonic regime of Koyna-Warna intraplate reservoir triggered seismic zone from surface and subsurface features / Book of Abstracts of the International Conference “Data Intensive System Analysis for Geohazard Studies”. Geoinformatics Research Papers. — 2016. — Vol. 4. — BS4002. — doi: 10.2205/2016BS03Sochi
211. *Atkinson B. K.* A fracture mechanics study of subcritical tensile cracking of quartz in wet environments // Pure Appl. Geophys. — 1979. — Vol. 117. — P. 1011–1024.
212. *Atkinson B. K.* Subcritical crack growth in geological materials // J. Geophys. Res. — 1984. — Vol. 89. — P. 4077–4114.
213. *Avila-Barrientos L.* et al. Variation of b - and p -values from aftershocks sequences along the Mexican subduction zone and their relation to plate characteristics // Journal of South American Earth Sciences. — 2015. — Vol. 63. — P. 162–171.

214. *Bachmann C., Wiemer S., Woessner J.* The induced Basel 2006 earthquake sequence: Mapping seismicity parameters on small scales / Abstract Book. The 32-nd General Assembly of European Seismological Commission. — Montpellier, France, 2010. — P. 72.
215. *Bak P. et al.* Unified scaling law for earthquakes // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 88. — № 17. — P. 178501. — doi: 10.1103/PhysRevLett.88.178501
216. *Båth M.* Lateral inhomogeneities in the upper mantle // *Tectonophysics.* — 1965. — Vol. 2. — P. 483–514.
217. *Beeler N. M., Lockner D. A.* Why earthquakes correlate weakly with the solid Earth tides: Effects of periodic stress on the rate and probability of earthquake occurrence // *J. Geophys. Res.* — 2003. — Vol. 108 (B8). — P. 2391. — doi: 10.1029/2001JB001518
218. *Bell M. L., Nur A.* Strength changes due to reservoir — induced pore pressure and stresses and application to Lake Oroville // *J. Geophys. Res.* — 1978. — Vol. 83. — P. 4469–4485. — doi: 10.1029/JB083iB09p04469
219. *Ben-Zion Y.* Collective behavior of earthquakes and faults: Continuum-discrete transitions, progressive evolutionary changes, and different dynamic regimes // *Rev. Geophys.* — 2008. — Vol. 46. — P. RG4006. — doi: 10.1029/2008RG000260
220. *Bird P.* An updated digital model of plate boundaries // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems.* — 2003. — Vol. 4. — № 3. — P. 1027. — doi: 10.1029/2001GC000252
221. *Blanter E. M., Shnirman M. G., Le Mouel J. L., Allegre C. J.* Scaling laws in blocks dynamics and dynamic self-organized criticality // *Phys. Earth Planet. Int.* — 1997. — Vol. 99. — P. 295–307.
222. *Bohnenstiehl D. R., Tolstoy M., Dziak R. P., Fox C. G., Smith D. K.* Aftershock sequences in the mid-ocean ridge environment: an analysis using hydroacoustic data // *Tectonophysics.* — 2002. — Vol. 354. — P. 49–70.
223. *Bollinger L., Perrier F., Avouac J.-P., Sapkota S., Gautam U., Tiwari D. R.* Seasonal modulation of seismicity in the Himalaya of Nepal // *Geophys. Res. Lett.* — 2007. Vol. 34. — P. L08304. — doi: 10.1029/2006GL029192
224. *Bonnet E., Bour O., Odling N. E., Davy P., Main I., Cowie P., Bekowitz B.* Scaling of fracture systems in geological media // *Reviews of Geophysics.* — 2001. — Vol. 39. — P. 347–383.
225. *Bornhoff M., Baisch S., Harjes H. P.* Fault mechanisms of induced seismicity at the super-deep German Continental Deep Drilling Program (KTB) borehole and their relation to fault structure and stress field // *J. Geophys. Res.* — 2004. — Vol. 109. — P. B02309. — doi: 10.1029/2003JB002528
226. *Bourouis S., Bernard P.* Evidence for couplet seismic and aseismic fault slip during water injection in the geothermal site of Soultz (France), and implications for seismicogenic transients // *Geoph. J. Int.* — 2007. — Vol. 169. — P. 723–732.
227. *Brace W. F.* *Micromechanics in rock systems. Structure, solid mechanics and engineering design.* Editor by Teeni M. — London: Wiley-Interscience, 1971. — P. 187–204.
228. *Brace W. F., Byerlee J. D.* Stick-slip as a mechanism for earthquakes // *Science.* — 1966. — Vol. 153. — P. 990–992.
229. *Brady B. T.* *Theory of earthquake. IV* // *Pure and Apl. Geophys.* — 1976. — Vol. 114. № 6. — P. 1131–1041.
230. *Browning J., Meredith P., Gudmundsson A.* Cooling-dominated cracking in thermally stressed volcanic rocks // *Geophys. Res. Lett.* — 2016. — Vol. 43. — Iss. 16. — P. 8417–8425.
231. *Byerlee J. D., Lockner D. A.* Acoustic emission during fluid injection in rock. In *Proc. 1st Conf. on Acoustic Emission / Microseismic Activity in Geological Structures and Materials* (ed. H. R. Hardy and F. W. Leighton). — Trans Tech. Publications, Clausthal-Zellerfeld, Germany, 1977. — P. 87–98.

232. *Caneva A., Smirnov V.* Using the fractal dimension of earthquake distributions and the slope of the recurrence curve to forecast earthquakes in Colombia // *Earth Sci. Res. J.* — 2004. — Vol. 8. — № 1. — P. 3–9.

233. *Carbone V., Sorriso-Valvo L., Harabaglia P., Guerra I.* Unified scaling law for waiting times between seismic events // *Europhysics Letters.* — 2005. — Vol. 71 (6). — P. 1036–1042.

234. *Carder D. S.* Seismic investigations in the Boulder dam area, 1940–1944, and the influence of reservoir loading on local earthquake activity // *Bull. Seismol. Soc. Am.* — 1945. — Vol. 35. — P. 175–192.

235. *Catherine J. K., Gahalaut V. K., Kundu B., Ambikapathy A., Yadav R. K., Bansal A., Narsaiah M., Naidu S. M.* Low deformation rate in the Koyna-Warna region, a reservoir triggered earthquake site in west-central stable India // *Journal of Asian Earth Sciences.* — 2015. — Vol. 97. — P. 1–9.

236. *Catherine J. K., Kalpna G., Gahalaut V. K.* Role of flexure in earthquake triggering along the Western Ghats escarpment, India // *Journal of Asian Earth Sciences.* — 2007. — Vol. 31. — P. 104–111.

237. *Chadha R. K., Chandrani S., Shekar M.* Transient changes in well water level in bore wells in western India due to 2004 Mw 9.3 Sumatra earthquake // *Bull. Seismol. Soc. Am.* — 2008. — Vol. 98. — № 5. — P. 2553–2558. — doi: 10.1785/0120080952

238. *Chelidze T., De Rubeis V., Matcharashvili T., Tosi P.* Influence of strong electromagnetic discharges on the dynamics of earthquakes time distribution in the Bishkek test area (Central Asia) // *Annals of Geophysics.* — 2006. — Vol. 49. — № 4/5. — P. 961–975.

239. *Chelidze T., Matcharashvili T., Varamashvili N., Mepharidze E., Tephnadze D., Chelidze Z.* Complexity and Synchronization Analysis in Natural and Dynamically Forced Stick-Slip: A Review. In “Complexity of Seismic Time Series” / Eds: T. Chelidze, F. Vallianatos, L. Telesca. — Elsevier, 2018. — P. 275–320. — URL: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-813138-1.00009-2> (дата обращения 01.03.2020)

240. *Chen Y.* Did the reservoir impoundment trigger the Wenchuan earthquake // *Sci. China Ser. D — Earth Sci.* — 2009. — Vol. 52. — P. 431–433.

241. *Chen Y., Chi-Yuen W.* Thermally induced acoustic emission in Westerly granite // *Geophys. Res. Lett.* — 1980. — Vol. 7. — № 12. — P. 1089–1092.

242. *Christensen K., Olami Z.* Variation of the Gutenberg — Richter b-values and non-trivial temporal correlation in a spring-block model for earthquakes // *J. Geophys. Res.* — 1992. — Vol. 97. — P. 8729–8735.

243. *Christiansen L. B., Hurwitz S., Saar M. O., Ingebritsen S. E., Hsieh P. A.* Seasonal seismicity at western United States volcanic centers // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2005. — Vol. 240. — P. 307–321.

244. *Cladouhos T. T., Marrett R.* Are fault grows and linkage models consistent with power-law distributions of fault lengths? // *J. Struct. Geol.* — 1996. — Vol. 18. — P. 281–293.

245. *Cochard A., Madariaga R.* Dynamic faulting under rate-dependent friction // *Pure Appl. Geophys.* — 1994. — Vol. 142. — P. 419–445.

246. *Cochran E. S., Vidale J. E., Tanaka S.* Earth tides can trigger shallow thrust fault earthquakes // *Science.* — 2004. — Vol. 306. — P. 1164–1166.

247. *Console R., Lombardi A. M., Murru M., Rhoades D.* Bath’s law and the self-similarity of earthquakes // *J. Geophys. Res.* — 2003. — Vol. 108. — № B2. — P. 2128. — doi: 10.1029/2001JB001651

248. *Console R., Murru M., Catalli F., Falcone G.* Real Time Forecasts through an Earthquake Clustering Model Constrained by the Rate-and-State Constitutive Law: Comparison with a Purely Stochastic ETAS Model // *Seismol. Res. Lett.* — 2007. — Vol. 78. — P. 49–56.

249. *Cornet F. H.* Comment on "Large-scale in situ permeability tensor of rocks from induced microseismicity" by S. A. Shapiro, P. Audigane, J.-J. Royer // *Geoph. J. Int.* — 2000. — Vol. 140. — P. 465–469.
250. *Cornet F. H.* et al. Seismic and aseismic slips induced by large-scale fluid injections // *Pure appl. geophys.* — 1997. — Vol. 150. — P. 563–583.
251. *Corral A.* Local distributions and rate fluctuations in a unified scaling law for earthquakes // *Physical Review E.* — 2003. — Vol. 68. — P. 035102(R).
252. *Corral A.* Long-Term Clustering, Scaling, and Universality in the Temporal Occurrence of Earthquakes // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 92. — № 10. — P. 108501–1.
253. *Corral A.* Renormalization-group transformations and correlations of seismicity // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 95. — doi: 10.1103/PhysRevLett.95.028501
254. *Costain J. K., Bollinger G. A., Speer J. A.* Hydroseismicity: A hypothesis for the role of water in the generation of interpolate seismicity // *Seismol. Res. Lett.* — 1987. — Vol. 58. — P. 41–64.
255. *Cowie P., Sornette D., Vanneste C.* Multifractal scaling properties of a growing fault population // *Geophys. J. Int.* — 1995. — Vol. 122. — P. 457–469.
256. *Cowie P., Sornette D., Vanneste C.* Statistical physics model for the spatio-temporal evolution of faults // *J. Geophys. Res.* — 1993. — Vol. 98. — P. 21809–21821.
257. *Creamer F. H., Kisslinger C.* The relationship between temperature and the decay parameter for after-shock sequences near Japan. — *EOS. Trans. Am. Geophys.*, 1993. — Union 74. F417.
258. *D'Able F.* UNESCO Working group on seismic phenomena associated with large reservoirs. — Paris: Un-publ. Report First Meeting, 1971.
259. *Das S., Scholz C. H.* Theory of time-dependent rupture in the Earth // *J. Geophys. Res.* — 1981. — Vol. 86. — P. 6039–6051.
260. *Davidsen J., Goltz Ch.* Are seismic waiting time distributions universal? // *Geophysical Research Letters.* — 2004. — Vol. 31. — P. L21612. — doi: 10.1029/2004GL020892
261. *Davidsen J., Gu C., Baiesi M.* Generalized Omori — Utsu law for aftershock sequences in southern California // *Geophys. J. Int.* — 2015. — Vol. 201 (2). — P. 965–978.
262. *Davis S. D., Frohlich C.* Single-link cluster analysis of earthquake aftershocks: decay laws and regional variations // *J. Geophys. Res.* — 1991. — Vol. 96. — P. 6335–6350.
263. *Dieterich J.* A constitutive law for rate of earthquake production and its application to earthquake clustering // *J. Geophys. Res.* — 1994. — Vol. 99. — P. 2601–2618.
264. *Dieterich J. H.* Earthquake simulation with time-dependent nucleation and long-range inter-actions // *Journal of Nonlinear Processes in Geophysics.* — 1995. — Vol. 2. — P. 109–120.
265. *Dieterich J. H.* Preseismic fault slip and earthquake prediction // *J. Geophys. Res. B.* — 1978. — Vol. 83. — № 8. — P. 3940–3948.
266. *Dieterich J. H., Kilgore B.* Implications of fault constitutive properties for earthquake prediction // *Proc. Nat. Acad. Sci. USA.* — 1996. — Vol. 93. — P. 3787–3794.
267. *DiGiovanni A. J., Fredrich T., Holcomb D. J., Olsson W. A.* Micromechanics of compaction in an analogue reservoir sandstone / *Proceedings of the North American Rock Mechanics Symposium, July 31, 2000.* Ed. J. Girard et al. — 2000. — P. 1153–1158.
268. *Dura-Gomez I., Talwani P.* Hydromechanics of the Koyna-Warna Region, India // *Pure Appl. Geophys.* — 2010. — Vol. 167. — P. 183–213. — doi: 10.1007/s00024-009-0012-5
269. *Dziewonski A. M., Anderson D. L.* Preliminary Earth model (PREM) // *Physics of the Earth and Planetary Interiors.* — 1981. — Vol. 25. — P. 297–356.

270. Earthquakes: Radiated Energy and the Physics of Faulting / *R. Abercrombie* et al. AGU Geophysical monograph 170. — 2006. — 327 p.

271. *Enescu B., Mori J., Miyazawa M.* Quantifying early aftershock activity of the 2004 mid-Niigata Prefecture earthquake (Mw6.6) // *J. Geophys. Res.* — 2007. — Vol. 112. — P. B04310. — doi: 10.1029/2006JB004629

272. *Enescu B., Ito K.* Some premonitory phenomena of 1995 Hyogo-Ken Nanbu (Kobe) earthquake: seismicity, b-value and fractal dimension // *Tectonophysics.* — 2001. — Vol. 338. — P. 297–314.

273. *Evans D. M.* Denver area earthquakes and the Rocky Mountain Arsenal disposal well // *Mt. Geology.* — 1966. — Vol. 3. — P. 23–26.

274. *Evans K. F.* et al. Microseismicity and permeability enhancement of hydrogeologic structures during massive fluid injections into granite at 3 km depth at the Soultz HDR site // *Geoph. J. Int.* — 2005a. — Vol. 160. — P. 388–412.

275. *Evans K. F.* Permeability creation and damage due to massive fluid injections into granite at 3.5 km at Soultz: 1. Borehole observations // *J. Geoph. Res.* — 2005b. — Vol. 110. — P. B04203. — doi: 10.1029/2004JB003168

276. *Felzer K. R., Becker T. W., Abercrombie R. E., Ekstrom G., Rice J. R.* Triggering of the 1999 MW 7.1 Hector Mine earthquake by aftershocks of the 1992 MW 7.3 Landers earthquake // *J. Geophys. Res.* — 2002. — Vol. 107. B9. 2190. — P. 1–13. — doi: 10.1029/2001JB000911.

277. *Fowler C. M. R.* The solid Earth. An introduction to global geophysics. — Cambridge Univ. Press, 2005. — 685 p.

278. *Freed A. M.* Earthquake triggering by static, dynamic and postseismic stress transfer // *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* — 2005. — Vol. 33. — P. 335–367.

279. *Gabrielov A., Zaliapin I., Newman W. I., Keilis-Borok V. I.* Colliding cascades model for earthquake prediction // *Geophys. J. Int.* — 2000. — Vol. 143. — P. 427–437.

280. *Gahalaut K., Gupta P. K.* An integral equation algorithm for 3-D simulation of pore pressure in a porous elastic medium with heterogeneities // *Geophys. J. Int.* — 2008. Vol. 175. — P. 1245–1253. — doi: 10.1111/j.1365-246X.2008.03940.x

281. *Gahalaut K., Thai Anh Tuan, Purnachandra Rao N.* Rapid and Delayed Earthquake Triggering by the Song Tranh 2 Reservoir, Vietnam // *Bulletin of the Seismological Society of America.* — 2016. — Vol. 106. — № 5. — P. 2389–2394. — doi: 10.1785/0120160106

282. *Gahalaut V. K., Kalpna, Singh S. K.* Fault interaction and earthquake triggering in the Koyna-Warna region, India // *Geophys. Res. Lett.* — 2004. — Vol. 31. — P. L11614. — doi: org/10.1029/2004GL019818

283. *Gahalaut V. K., Kalpna.* On the geodetic observations during 1965–1969 in the Koyna region, India // *J. Geodyn.* — 2001. — Vol. 31. — P. 499–505.

284. *Gardner J. K., Knopoff L.* Is the sequence of earthquakes in Southern California, with after-shocks removed, Poissonian? // *Bull. Seis. Soc. Am.* — 1974. — Vol. 64. — P. 1363–1367.

285. *Gasperini P., Lolli B.* Correlation between the parameters of aftershock rate equation: Implications for the forecasting of future sequences // *PEPI.* — 2006. — Vol. 156. — P. 41–58.

286. *Ge S., Liu M., Luo G., Lu N.* Did the Zipingu reservoir trigger the 2008 Wenchuan earthquake? // *Geophys. Res. Lett.* — 2009. — Vol. 36. — P. L20315. — doi: 10.1029/2009GL040349

287. *Georgescu I.* Quantum simulation: Toy model // *Nature Physics.* — 2012. — Vol. 8. — P. 444. — doi: 10.1038/nphys2340

288. *Gerard A.* et al. The deep EGS (Enhanced Geothermal System) project at Soultz-sous-Forets (Alsace, France) // *Geothermics.* — 2006. — Vol. 35. — P. 473–483.

289. *Godano C., Del Pezzo E., De Martino S.* Dependence of the apparent seismic quality factor on epicentral distance: an interpretation in terms of fractal structure of the seismic medium // *Phys. Earth Planet. Int.* — 1994. — Vol. 82. — P. 271–276.
290. *Gomberg J., Wolf L.* A possible cause for an improbable earthquake: The 1997 Mw 4.9 southern Alabama earthquake and hydrocarbon recovery // *Geology*. — 1999. — Vol. 27. — P. 367–370.
291. *Goto K., Otsuki K.* Size and spatial distributions of fault populations: Empirically synthesized evolution laws for the fractal geometries // *Geoph. Res. Let.* — 2004. — Vol. 31. — P. L05601. — doi: 10.1029/2003GL018868
292. *Gough D. I., Gough W. I.* Load — induced earthquakes at Lake Kariba — II // *Geophys. J. Int.* — 1970b. — Vol. 21. — P. 79–101.
293. *Gough D. I., Gough W. I.* Stress and deflection in the lithosphere near Lake Kariba // *Geophys. J. R. Astron. Soc.* — 1970a. — Vol. 21. — P. 65–78.
294. *Grant L. B.* *Paleoseismology / Treatise on Geophysics (Second Edition).* Vol. 4: *Earthquake Seismology.* — 2015. — P. 560–578.
295. *Guha S. K.* *Induced Earthquakes.* — Dordrecht: Kluwer Academic Publ., 2010. — 314 p.
296. *Guo Z., Ogata Y.* Statistical relations between the parameters of aftershocks in time, space, and magnitude // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth.* — 1997. — Vol. 102. — № B2. — P. 2857–2873.
297. *Gupta H.* A review of recent studies of triggered earthquakes by artificial water reservoirs with special emphasis on earthquakes in Koyna, India // *Earth-Science Reviews.* — 2002. — Vol. 58. — P. 279–310.
298. *Gupta H. K.* *Reservoir-Induced Earthquakes.* — Amsterdam: Elsevier, 1992. — 364 p.
299. *Gupta H. K.* Short-term earthquake forecasting may be feasible at Koyna, India // *Tectonophysics.* — 2001. — Vol. 338. — P. 353–357.
300. *Gupta H. K., Arora K., Purnachandra Rao N.* et al. Investigations of continued reservoir triggered seismicity at Koyna, India / Mukherjee S., Misra A. A., Calve's G. & Nemcok M. (eds) *Tectonics of the Deccan Large Igneous Province.* Geological Society. — London, Special Publications, 2016. — P. 445. — URL: <http://doi.org/10.1144/SP445.11> (дата обращения 01.03.2020)
301. *Gupta H. K., Chadha R. K.* Induced seismicity // *PAGEOPH (Topical Volume).* — 1995. — Vol. 145. — № 1. — P. 217.
302. *Gupta H. K., Rao N. P., Roy S., Arora K., Tiwari V. M., Patro P. K., Satyanarayana H. V. S., Shashidhar D., Mallika K., Akkiraju V. V.* Investigations related to scientific deep drilling to study reservoir triggered earthquakes at Koyna, India // *Int. J. Earth Sci. (Geol. Rundsch).* — 2015. — Vol. 104. — P. 1511–1522.
303. *Gupta H. K., Rastogi B. K.* *Dams and earthquakes.* — Amsterdam — Oxford — New York: Elsevier Scientific Publishing Company, 1976. — 230 p. / Перевод: Гупта Х., Растоги Б. *Плотины и землетрясения.* — М.: Мир, 1979. — 251 с.
304. *Gupta H. K., Rastogi B. K., Narain H.* Some discriminatory characteristics of earthquakes near the Kariba, Kremasta and Koyna artificial lakes // *Bul. Seismol. Soc. Amer.* — 1972. — Vol. 62. — P. 493–507.
305. *Gupta H. K., Shashidhar D., Pereira M., Mandal P., Purnachandra R., Kousalya M., Satyanarayana H. V. S., Dimri V. P.* Earthquake forecast appears feasible at Koyna, India // *Current Science.* — 2007. — Vol. 93. — № 6. — P. 843–848.
306. *Hadley K.* Comparison of calculated and observed crack densities and seismic velocities in Westerly granite // *J. Geophys. Res.* — 1976. — Vol. 81. — P. 3484–3487.
307. *Hainzl S., Christophersen A., Rhoades D., Harte D.* Statistical estimation of the duration of aftershock sequences // *Geophys. J. Int.* — 2016. — Vol. 205. — P. 1180–1189.

308. Hainzl S., Kraft T., Wassermann J., Igel H., Schmedes E. Evidence for rainfall — triggered earthquake activity // *Geophys. Res. Lett.* — 2006. — Vol. 33. — P. L19303. — doi: 10.1029/2006GL027642

309. Hainzl S., Zoller G., Kurths J. Self-organization of spatio-temporal earthquake clusters // *Nonlinear Processes in Geophysics.* — 2000. — Vol. 7. — P. 21–29.

310. Hainzl S., Zoller G., Kurths J. Similar power laws for foreshock and aftershock sequences in a spring-block model for earthquakes // *J. Geophys. Res.* — 1999. — Vol. 104. — P. 7243–7253.

311. Hart D. J., Wang H. F. Laboratory measurements of a complete set of poroelastic moduli for Berea sandstone and Indiana limestone // *J. Geophys. Res.* — 1995. — Vol. 100. — P. 17741–17751.

312. Hatano T., Narteau C., Shebalin P. Common dependence on stress for the statistics of granular avalanches and earthquakes // *Scientific Reports.* — 2015. — Vol. 5. — P. 12280. — doi: 10.1038/srep12280

313. Havskov J., Ottemöller L. Routine data processing in earthquake seismology. — Springer, 2010. — 347 p.

314. Healy J. H., Ruby W. W., Griggs D. T., Raleigh C. B. The Denver earthquakes // *Science.* — 1968. — Vol. 161. — P. 1301–1310.

315. Heki K. Snow load and seasonal variation of earthquake occurrence in Japan // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2003. — Vol. 207. — P. 159–164.

316. Helmstetter A. Ruptures et instabilités: sismicité et mouvements gravitaires. These de Doctorat de l'Universite le Joseph Fourier — Grenoble I. — 2002. — 387 p.

317. Helmstetter A., Kagan Y. Y., Jackson D. D. Comparison of short-term and time-independent earthquake forecast models for southern California // *Bull. Seismol. Soc. Am.* — 2006a. — Vol. 96. — № 1. — doi: 10.1785/0120050067

318. Helmstetter A., Shaw B. E. Relation between stress heterogeneity and aftershock rate in the rate and state model // *J. Geophys. Res. Solid Earth.* — 2006b. — Vol. 111 (B7). — P. B07304. — doi: 10.1029/2005JB004077

319. Helmstetter A., Sornette D. Bath's law derived from the Gutenberg — Richter law and from aftershock properties // *Geophys. Res. Lett.* — 2003. — Vol. 30. — № 20. — P. 2069. — doi: 10.1029/2003GL018186

320. Henderson J. R., Main I. G., Pearce R. G., Takeya M. Seismicity in north-eastern Brazil: fractal clustering and the evolution of b-value // *Geophys. J. Intern.* — 1994. — Vol. 116. — № 1. — P. 217–226.

321. Hill D. P. A model for earthquake swarms // *J. Geoph. Res.* — 1977. — Vol. 82. — P. 1347–1352.

322. Hirata T. A correlation between the b-value and the fractal dimension of earthquakes // *J. Geophys. Res.* — 1989. — Vol. 94B. — P. 7507–7514.

323. Hirata T. Omori's power law aftershock sequences of microfracturing in rock fracture experiment // *J. Geophys. Res.* — 1987. — Vol. 92. — № B7. — P. 6215–6221.

324. Holschneider M., Narteau C., Shebalin P., Peng Z., Schorlemmer D. Bayesian analysis of the modified Omori law // *Journal of Geophys. Res.* — 2012. — Vol. 117. — P. B06317. — doi: 10.1029/2011JB009054

325. Homand F., Hoxha D., Belem T., Pons M.-N., Hoteit N. Geometric analysis of damaged microcracking in granites // *Mech. Mater.* — 2000. — Vol. 32. — P. 361–376.

326. Hsieh P., Bredehoeft J. A reservoir analysis of the Denver earthquakes: A case of induced seismicity // *J. Geophys. Res.* — 1981. — Vol. 86. — P. 903–920.

327. Huang Q., Sobolev G. A., Nagao T. Characteristics of the seismic quiescence and activation patterns before the M = 7.2 Kobe earthquake, January 17, 1995 // *Tectonophysics.* — 2001. — Vol. 337. — P. 99–116.

328. Huang Y., Saleur H., Sammis C., Sornette D. Precursors, aftershocks, criticality and selforganized criticality // *Europhys. Lett.* — 1998. — Vol. 41. — P. 43–48.
329. Husen S., Bachmann C., Diardini D. Locally triggered seismicity in the central Swiss Alps following the large rainfall event of August 2005 // *Geophys. J. Int.* — 2007. Vol. 171. — P. 1126–1134.
330. Imoto M. Point process modelling of reservoir-induced seismicity // *J. Appl. Probab.* — 2001. — Vol. 38A. — P. 232–242.
331. Inouye W. On the seismicity in the epicentral region and its neighborhood before the Niigata earthquake // *Kenshin Jiho.* — 1965. — Vol. 29. — P. 31–36.
332. Jaeger J. C., Cook N. G. W., Zimmerman R. *Fundamentals of Rock Mechanics.* — Wiley-Blackwell, 2007. — 488 p.
333. Jimenez M. J., Garcia-Fernandez M. Occurrence of shallow earthquakes following periods of intense rainfall in Tenerife, Canary Islands // *J. Volcanol. Geother. Res.* — 2000. — Vol. 103. — P. 463–468.
334. Johnson Ch. W., Fu Y., Bürgmann R. Seasonal water storage, stress modulation, and California seismicity // *Science.* — 2017. — Vol. 356. — P. 1161–1164.
335. Johnson P. A., Savage H., Knuth M., Gomberg J. & Marone C. Effects of acoustic waves on stick-slip in granular media and implications for earthquakes // *Nature.* January. — 2008. — Vol. 451. — № 3. — P. 57–60.
336. Johnston D. H., Toksoz M. N. Thermal cracking and amplitude dependent attenuation // *Journ. Geophys. Res.* — 1980. — Vol. 85. — № B2. — P. 937–942.
337. Kagan Y. Y. Aftershock zone scaling // *Bull. Seism. Soc. Am.* — 2002. — Vol. 92. — P. 641–655.
338. Kagan Y. Y. Earthquake spatial distribution: the correlation dimension // *Geophys. J. Int.* — 2007. — Vol. 168. — P. 1175–1194.
339. Kagan Y. Y. Short-term properties of earthquake catalogs and models of earthquake source // *Bull. Seism. Soc. Am.* — 2004. — Vol. 94. — № 4. — P. 1207–1228.
340. Kagan Y. Y., Houston H. Relation between mainshock rupture process and Omori's law for aftershock moment release rate // *Geophys. J. Int.* — 2005. — Vol. 163 (3). — P. 1039–1048.
341. Kagan Y. Y., Knopoff L. Stochastic synthesis of earthquake catalogues // *J. Geophys. Res.* — 1981. — Vol. 86. — P. 2853–2862.
342. Kagan Y. Y., Rong Y. F., Jackson D. D. Probabilistic forecasting of seismicity / *Earthquake science and seismic risk reduction*, F. Mulargia and R. J. Geller (Editors), Kluwer: Dordrecht. — 2003. — P. 185–200.
343. Kanamori H. *Earthquake Seismology / Treatise on geophysics.* Vol. 4. — Elsevier B.V., 2009. — 692 p.
344. Kawakata H., Shimada M. Theoretical approach to dependence of crack growth mechanism on confining pressure // *Earth Planets Space.* — 2000. — Vol. 52. — P. 315–320.
345. Kerr R. A., Stone R. A human trigger for the Great Quake of Sichuan? // *Science.* — 2009. — Vol. 323. — P. 322.
346. King G. The accommodation of large strain in the upper lithosphere of the Earth and other solids by self-similar fault system: the geometrical origin of b-value // *Pure Appl. Geophys.* — 1983. — Vol. 121. — P. 761–815.
347. King G. C. P. Fault Interaction, Earthquake Stress Changes, and the Evolution of Seismicity / *Earth-quake Seismology in Treatise on geophysics.*, Kanamori H.-ed. Vol. 4. — Elsevier B.V., 2009. — P. 225–257.
348. King G. C. P., Devès M. H. Fault Interaction, Earthquake Stress Changes, and the Evolution of Seismicity / *Treatise on Geophysics.* 2-n edition. Vol. 4. *Earthquake Seismology.* — Elsevier, 2015. — P. 243–271.

349. *Kisslinger C., Jones L. M.* Properties of aftershock sequences in southern California // *J. Geophys. Res.* — 1991. — Vol. 96. — № 11. — P. 947–11958.

350. *Knopoff L.* The magnitude distribution of declustered earthquakes in Southern California // *Proc. Nat. Acad. Sci. USA.* — 2000. — Vol. 97. — P. 11880–11884.

351. *Knopoff L., Kagan Y. Y., Knopoff R.* b-values for fore- and aftershocks in real and simulated earth-quakes sequences // *Bull. Seism. Soc. Am.* — 1982. — Vol. 72. — P. 1663–1676.

352. *Kosobokov V. G., Mazhkenov S. A.* Spatial characteristics of similarity for earthquake sequences: Fractality of seismicity / Lecture notes of the workshop on Global Geophysical Informatics Application to Research in Earthquake Prediction and Reduction of Seismic Risk (15 Nov. — 16 Dec., 1988). — ICTP, Trieste, 1988. — P. 1–15.

353. *Kostrov B. V., Das S.* Principles of earthquake source mechanics. — Cambridge Univ. Press, 1988. — 286 p.

354. *Kraft T., Wassermann J., Schmedes E., Igel H.* Meteorological triggering of earthquake swarms at Mt. Hochstaufen. SE — Germany // *Tectonophysics.* — 2006. — Vol. 424. — P. 245–258.

355. *Kranz R. L.* Microcracks in rocks: a review // *Tectonophysics.* — 1983. — Vol. 100. — P. 449–480.

356. *Krishna V. G., Kaila K. L., Reddy P. R.* Synthetic seismogram modelling of crustal seismic record sections from the Koyna DSS profiles in western India. Properties and Processes of Earth's Lower Crust / *Am. Geophys. Union Geophys. Monogr.* 51, IUGG. — 1989. — Vol. 6. — P. 143–157.

357. *Kuznetsova K. I., Shumilina L. S., Zavyalov A. D.* The physical sense of the magnitude-frequency relation. / *Proceed. of the 2-nd Inter. Sympos. on the analysis of seismicity and on seismic hazard.* Liblice, Czechoslovakia, May 18–23, 1981. — 1981. — P. 27–46.

358. *Langenbruch C., Shapiro S.* Decay rate of fluid — induced seismicity after termination of reservoir stimulations // *Geophysics.* — 2010. — Vol. 75. — P. MA53–MA62. — doi: 10.1190/1.3506005

359. *Lee M. W., Sornette D.* Novel mechanism for discrete scale invariance in sandpile models // *Eur. Phys. J.* — 2000. — Vol. B15. — P. 193–197.

360. *Leonard M., Kennett B. L. N.* Multi-component autoregressive techniques for the analysis of seismograms // *Phys. Earth Planet. Inter.* — 1999. — Vol. 113 (1–4). — P. 247.

361. *Lindman M., Jonsdottir K., Roberts R., Lund B., Bodvarsson R.* Earthquakes descaled: On waiting time distributions and scaling laws // *Physical Review Letters.* — 2005. — Vol. 94 (10). — P. 108501.

362. *Lippiello E., Giacco F., Marzocchi W., Godano C., de Arcangelis L.* (2015) Mechanical origin of after-shocks // *Sci. Rep.* — 2015. — Vol. 5. — P. 15560. — doi: 10.1038/srep15560

363. *Livina V. N., Havlin S., Bunde A.* Memory in the occurrence of earthquakes // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 95 (20). — P. 208501.

364. *Lockner D. A., Byerlee J. D., Kuksenko V., Ponomarev A., Sidorin A.* Quasi-static fault growth and shear fracture // *Nature.* — 1991a. — Vol. 350. — № 6313. — P. 39–42.

365. *Lockner D.* The role of acoustic emission in the study of the rock fracture // *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* — 1993. — Vol. 30. — № 7. — P. 883–899. — doi: 10.1016/0148-9062(93)90041-B

366. *Lockner D. A., Byerlee J. D.* Precursory AE patterns leading to rock fracture. Acoustic emission/microseismic activity in geologic structures and materials. *Proceedings of the Fifth Conference / Edited by Hardy H. R.* — Clausthal: Trans. Tech. Pub., 1995. — P. 45–58.

367. *Lockner D. A., Beeler N. M.* Premonitory slip and tidal triggering of earthquakes // *J. Geophys. Res.* — 1999. — Vol. 104. — P. 20133–20151.

368. Lockner D. A., Byerlee J. D. Development of fracture planes during creep in granite // In Proc. 2-nd Conference on Acoustic Emission/Microseismic Activity in Geological Structures and Materials (ed. by H. R. Hardy and W. F. Leighton). — Trans-Tech Publications, Clausthal-Zellerfeld, Germany, 1980. — P. 11–25.
369. Lockner D. A., Byerlee J. D. Precursory AE patterns leading to rock fracture. In: Proc. 5-th Conf. Acoustic Emiss. Microseismic Activity in Geology Structure and Material. — Pennsylvania State Univ., 19916. — P.1–14.
370. Lockner D. A., Byerlee J. D., Kuksenko V., Ponomarev V., Sidorin A. Observations of Quasistatic Fault Growth from Acoustic Emissions / Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks / Editors Evans B., Wong T. F. — London: Academic Press. 1992a. — P. 3–31.
371. Lockner D. A., Moore D. E., Reches Z. Microcrack interaction leading to shear fracture // Rock Mechanics Proc. 33rd US Sympos / Ed. Tillerson J. R., Wawersik W. R. — 19926. — P. 807–816.
372. Lockner D. A., Stanchits S. A. Undrained poroelastic response of sandstones to deviatoric stress change // J. Geophys. Res. — 2002. — Vol. 107 (B12). — P. 2353. — doi: 10.1029/2001JB001460
373. Lolli B., Gasperini P. Aftershocks hazard in Italy part I: estimation of time-magnitude distribution model parameters and computation of probabilities of occurrence // J. Seismol. — 2003. — Vol. 7 (2). — P. 235–257.
374. Ma Z., Fu Z., Zhang Y., Wang C., Zhang G., Liu D. Earthquake Prediction: Nine Major Earthquakes in China (1966–1976). Seismological Press Beijing. Springer. — New York, 1990. — 332 p.
375. Maharashtra Engineering Research Institute. Earthquake Catalogue. — 2015. — URL: <http://www.merinashik.org/index.php> (дата обращения 01.03.2020)
376. Main I. G. Prediction of failure times in the earth for a time-varying stress // Geophys. J. — 1988. — Vol. 92. — P. 455–464.
377. Main I. G., Meredith P. G. Classification of earthquake precursors from a fracture mechanics model // Tectonophysics. — 19896. — Vol. 167. — P. 273–283.
378. Main I. G., Meredith P. G., Jones C. A reinterpretation of the precursory seismic b-value anomaly using fracture mechanics // Geophys. J. — 1989a. — Vol. 96. — P. 131–138.
379. Mandal P., Mabawonku A. O., Dimri V. P. Self-organized Fractal Seismicity of Reservoir Triggered Earthquakes in the Koyna-Warna Seismic Zone, Western India. Pure and Appl. Geoph. — 2005. — Vol. 162. — P. 73–90. — doi: 10.1007/s00024-004-2580-8
380. Mandal P., Rastogi B. K., Sarma C. S. P. Source parameters of Koyna earthquakes, India // BSSA. — 1998. — Vol. 88. — № 3. — P. 833–842.
381. Manga M., Wang C.-Y. Earthquake Hydrology / Treatise on Geophysics. 2-n edition. Vol. 4. Earthquake Seismology. — Elsevier, 2015. — P. 305–328.
382. Marcellini A. Arrhenius behavior of aftershock sequences // J. Geophys. Res. — 1995. — Vol. 100. — P. 6443–6468.
383. Marcellini A. Physical model of aftershock temporal behavior // Tectonophysics. — 1997. — Vol. 277. — P. 137–146.
384. Marsan D., Bean C. J. Seismicity response to stress perturbations, analysed for a world-wide catalogue // Geophys. J. Int. — 2003. — Vol. 154. — P. 179–195.
385. Martini F., Bean Ch. J., Saccorott G., Viveiros F., Wallenstein N. Seasonal cycles of seismic velocity variations detected using coda wave interferometry at Fogo volcano, São Miguel, Azores, during 2003–2004 // Journal of Volcanology and Geothermal Research. — 2009. — Vol. 191. — P. 231–246.
386. Matthews A. J., Barclay J., Johnstone J. E. The fast response of volcano-seismic activity to intense precipitation: Triggering of primary volcanic activity by rainfall

at Soufrière Hills Volcano, Montserrat // *Journal of Volcanology and Geothermal Research*. — 2009. — Vol. 184. — P. 405–415.

387. *McGinty P., Robinson R.* The 2003 Mw 7.2 Fiordland subduction earthquake, New Zealand: aftershock distribution, main shock fault plane and static stress changes on the overlying Alpine Fault // *Geophys. J. Int.* — 2007. — Vol. 169. — P. 579–592.

388. *Mekki M., Grasso J.-R., Schnegg P.A.* A Long-Lasting Relaxation of Seismicity at Aswan Reservoir, Egypt, 1982–2001 // *Bull. Seismol. Soc. Am.* — 2004. — Vol. 94. — P. 479–492.

389. *Mendoza C., Hartzell S.H.* Aftershock patterns and mainshock faulting // *Bull. Seism. Soc. Am.* — 1988. — Vol. 78. — P. 1438–1449.

390. *Meredith P.G., Atkinson B.K.* Stress corrosion and acoustic emission during tensile crack propagation in Whin Sill dolerite and other basic rocks // *Geophys. J. R. Astron. Soc.* — 1983. — Vol. 75. — P. 1–21.

391. *Meredith P.G., Main I.G., Jones C.* Temporal variations in seismicity during quasi-static and dynamic rock failure // *Tectonophysics*. — 1990. — Vol. 175. — P. 249–268.

392. *Miachkin V.I., Brace W.F., Sobolev G.A., Dieterich J.H.* Two models for earthquake forerunners // *Pure appl. Geophys.* — 1975. — Vol. 113. — № 1/2. — P. 169–181.

393. *Miachkin V.I., Sobolev G.A., Dolbilkina N.A.* et al. The study of variations in geophysical fields near focal zones of Kamchatka // *Tectonophysics*. — 1972. — Vol. 14. — Iss. 3. — P. 287–293.

394. *Mignan A., Woessner J.* Estimating the magnitude of completeness for earthquake catalogs // *Commun. Online Resour. Stat. Seismic. Anal.* — 2012. — Vol. 45. — doi: 10.5078/corssa-00180805

395. *Mikosch T., Vere-Jones D., Wang Q.* A bootstrap approach to estimating fractal dimension / *Technical Report*. — Victoria Univ., 1994. — P. 1–4.

396. *Mikumo T., Miyatake T.* Earthquake sequences on a frictional fault model with non-uniform strengths and relaxation times // *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*. — 1979. — Vol. 59. — P. 497–522.

397. *Miller S.A., Collettini C., Chiaraluce L., Cocco M., Barchi M., Kaus B.J.P.* Aftershocks driven by a high-pressure CO₂ source at depth // *Nature*. — 2004. — Vol. 427. — P. 724–727.

398. *Mjachkin V.I., Brace W.F., Sobolev G.A., Dieterich J.H.* Two models for earthquake forerunners // *Pure Appl. Geophys.* — 1975. — Vol. 113. — P. 169–181.

399. *Mogi K.* Earthquakes and fractures // *Tectonophysics*. — 1967. — Vol. 5. — P. 35–55.

400. *Mogi K.* Magnitude-frequency relation for elastic shocks accompanying fractures of various materials and some related problems earthquakes // *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ.* — 1962a. — Vol. 40. — P. 831–853.

401. *Mogi K.* Study of elastic shocks caused by the fracture of heterogeneous materials and its relations to earthquake phenomena // *Bull. Earthquake Res. Inst.* — 1962b. — Vol. 40. — P. 125–173.

402. *Mogi K.* Source locations of elastic shocks in the fracturing process in rocks // *Bull. Seismol. Soc. Japan*. — 1968. — Vol. 46. — № 5. — P. 1103–1125.

403. *Molchan G.M., Dmitrieva O.E.* Aftershock identification — Methods and new approaches // *Geophys. J. Int.* — 1992. — Vol. 109. — P. 501–516.

404. *Moore D., Lockner D.* The role of microcracking in shear-fracture propagation in granite // *J. Struct. Geol.* — 1995. — Vol. 17. — P. 95–114.

405. *Muco B.* Statistical investigation on possible seasonality of seismic activity and rainfall-induced earthquakes in Balkan area // *Phys. Earth Planet. Int.* — 1999. — Vol. 114 (3). — P. 119–127.

406. Nanjo K., Enescu B., Shcherbakov R., Turcotte D., Iwata T., Ogata Y. (2007) Decay of aftershock activity for Japanese earthquakes // *J. Geophys. Res. Solid Earth*. — 2007. — Vol. 112(B8). — P. B08309. — doi: 10.1029/2006JB004754
407. Nanjo K., Nagahama H. Spatial Distribution of Aftershocks and the Fractal Structure of Active Fault Systems // *Pure appl. geophys.* — 2000. — Vol. 157. — P. 575–588.
408. Nanjo K., Nagahama H., Satomura M. Rates of aftershock decay and the fractal structure of active fault system // *Tectonophysics*. — 1998. — Vol. 287. — P. 173–186.
409. Narteau C., Byrdina S., Shebalin P., Schorlemmer D. Common dependence on stress for the two fundamental laws of statistical seismology // *Nature*. — 2009. — Vol. 462. — № 3. — P. 642–646. — doi: 10.1038/nature08553
410. Narteau C., Shebalin P., Holschneider M. Loading rates in California inferred from aftershocks // *Nonlin. Process. Geophys.* — 2008. — Vol. 15. — P. 245–263.
411. Narteau C., Shebalin P., Holschneider M. Onset of power law aftershock decay rates in southern California // *Geophys. Res. Lett.* — 2005. — Vol. 32. — P. L22312. — doi: 10.1029/2005GL023951
412. Narteau C., Shebalin P., Holschneider M. Temporal limits of the power law aftershock decay rate // *J. Geophys. Res.* — 2002. — Vol. 107. — P. B2359. — doi: 10.1029/2002JB001868
413. Narteau C., Shebalin P., Holschneider M., Le Mouel J.L., All'egre C. Direct simulations of the stress redistribution in the scaling organization of fracture tectonics (SOFT) model // *Geophys. J. Int.* — 2000. — Vol. 141. — P. 115–135.
414. Nekrasova A., Kossobokov V., Peresan A., Aoudia A., Panza G. F. A Multiscale application of the unified scaling law for earthquakes in the Central Mediterranean Area and Alpine Region // *Pure Appl. Geophys.* — 2011. — Vol. 168. — P. 297–327.
415. Nelder J., Mead R. A simplex method for function minimization // *Comput. J.* — 1965. — Vol. 7. — P. 308–312.
416. Nicol A. et al. Fault size distributions — are they really power law? // *J. Struct. Geol.* — 1996. — Vol. 18. — P. 191–197.
417. Noir J., Jacques E., Bekri S., Adler P. M., Tapponnier P., King G. C. P. Fluid flow triggered migration of events in the 1989 Dobi earthquake sequence of Central Afar // *Geophys. Res. Lett.* — 1997. — Vol. 24. — P. 2335–2338.
418. Nur A., Booker J. R. Aftershocks caused by pore fluid flow? // *Science*. — 1972. — Vol. 175. — P. 885–888.
419. Ogasawara H. A Simple analogue experiment to account for power-law and exponential decays of earthquake sequences // *Pure and Applied Geophysics*. — 2002. — Vol. 159. — P. 309–343.
420. Ogasawara H., Kuwabara Y., Miwa T., Fujimore K., Hirano N., Koizumi M. Postseismic effects of an M 7.2 earthquake and microseismicity in an abandoned, flooded, deep mine // *PAGEOPH.* — 2002. — Vol. 159. — P. 63–90.
421. Ogata Y. Detection of precursory relative quiescence before great earthquakes through a statistical model // *J. Geophys. Res.* — 1992. — Vol. 97. — P. 19845–19871. — doi: 10.1029/92JB00708
422. Ogata Y., Katsura K. Analysis of temporal and spatial heterogeneity of magnitude frequency distribution inferred from earthquake catalogs // *Geophys. J. Int.* — 1993. — Vol. 113. — P. 727–738.
423. Ogata Y., Zhuang J. Space-time ETAS models and an improved extension // *Tectonophysics*. — 2006. — Vol. 413. — P. 13–23.
424. Ogata Y. Statistical Models for Earthquake Occurrences and Residual Analysis for Point Processes // *Journal of the American Statistical Association*. — 1988. — Vol. 83 (401). — P. 9–27. — doi: 10.2307/2288914.

425. *Ohnaka M.* The physics of rock failure and earthquakes. — Cambridge Univ. Press, 2013. — 270 p.
426. *Ommi S., Zafarani H., Smirnov V. B.* Bayesian estimation of the Modified Omori Law parameters for the Iranian Plateau // *J. Seismology*. — 2016. — Vol. 20. — P. 953–970. — doi: 10.1007/s10950-016-9574-8
427. *Omori F.* On the aftershocks of earthquakes // *J. Coll. Sci. Imp. Univ. Tokyo*. — 1894. — Vol. 7. — P. 111–120.
428. *Oncel A. O., Alptekin O., Main I.* Temporal variations of the fractal properties of seismicity in the western part of the North Anatolian fault zone: possible artefacts due to improvements in station coverage // *Nonlinear Processes in Geophysics*. — 1995. — Vol. 2. — № 3/4. — P. 147–157.
429. *Ouillon G., Sornette D.* Magnitude-dependent Omori law: theory and empirical study // *J. Geophys. Res. Solid Earth*. — 2005. — Vol. 110 (B4). — P. B04306.
430. *Page R.* Aftershocks and microaftershocks of the Great Alaska Earthquake of 1964 // *Bull. Seismol. Soc. Am.* — 1968. — Vol. 58. — № 3. — P. 1131–1168.
431. *Pandey A. P., Chadha R. K.* Surface loading and triggered earthquakes in the Koyna-Warna region, western India // *Phys. Earth and Planet. Inter.* — 2003. — Vol. 139. — P. 207–223.
432. *Pandey O. P.* Deep scientific drilling results from Koyna and Killari earthquake regions reveal why Indian shield lithosphere is unusual, thin and warm // *Geoscience Frontiers*. — 2015. — Vol. 7. — № 5. — P. 851–858. — URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.gsf.2015.08.010> (дата обращения 01.03.2020)
433. *Papazachos B., Papazachou C.* The earthquakes of Greece. — Thessaloniki, 1997. — 304 p.
434. *Parotidis M., Shapiro S. A., Rothert E.* Evidence for triggering of the Vogtland swarms 2000 by pore pressure diffusion // *J. Geophys. Res.* — 2005. — Vol. 110. — P. B05S10. — doi: 10.1029/2004JB003267
435. *Paterson M. S., Wong T. F.* Experimental Rock Deformation — The Brittle Field. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 2005. — 348 p.
436. *Patonin A. V.* Anisotropy of the rock drill core elastic properties at uniaxial loading // *Russian Journal of Earth Sciences*. — 2003. — Vol. 5. — № 4. — P. 299–306.
437. *Patonin A. V., Ponomarev A. V., Smirnov V. B.* A Laboratory Instrumental Complex for Studying the Physics of the Destruction of Rocks // *Seismic Instruments*. — 2014. — Vol. 50. — № 1. — P. 9–19. — doi: 10.3103/S0747923914010046
438. *Peinke J., Matcharashvili T., Chelidze T.* et al. Influence of periodic variations in water level on regional seismic activity around a large reservoir: field and laboratory model // *Phys. Earth Planet. Inter.* — 2006. — Vol. 156 (1–2). — P. 130–142.
439. *Pelletier J. D.* Spring-block models of seismicity / Review and analysis of a structurally heterogeneous model coupled to a viscous asthenosphere, in *Geocomplexity and the physics of earthquakes*. Edited by Rundle J. B., Turcotte D. L., Klein W. Washington D.C. — 2000. — P. 27–42.
440. *Peng S., Johnson A. M.* Crack growth and faulting in cylindrical specimens of Chelmsford granite // *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abs.* — 1972. — Vol. 9. — P. 37–86.
441. *Peng Z., Vidale J. E., Houston H.* Anomalous early aftershock decay rate of the 2004 Mw 6.0 Parkfield, California, earthquake // *Geophys. Res. Lett.* — 2006. — Vol. 33. — P. L17307. — doi: 10.1029/2006GL026744
442. *Pickering G., Bull J. M., Sanderson D. J.* Sampling power-law distribution // *Tectonophysics*. — 1995. — Vol. 248. — P. 1–20.
443. *Pisarenko D. V., Pisarenko V. F.* Statistical estimation of the correlation dimension // *Physics Letters*. — 1995. — Vol. A197. — P. 31–39.

444. Ponomarev A., Lockner D., Stroganova S., Stanchits S., Smirnov V. Oscillating Load-Induced Acoustic Emission in Laboratory Experiment / Synchronization and Triggering: from Fracture to Earthquake Processes, V. de Rubeis et al. (Editors), *Geoplanet: Earth and Planetary Sciences*. — Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2010. — doi: 10.1007/978-3-642-12300-9_9
445. Ponomarev A. V., Zavyalov A. D., Smirnov V. B., Lockner D. A. Physical modeling of the formation and evolution of seismically active fault zones // *Tectonophysics*. — 1997. — Vol. 277. — P. 57–81.
446. Purnachandra Rao N., Arora K., Ponomarev A., Do Nascimento F. A. Introduction to the Special Issue “Fifty Years after the 1967 Koyna Earthquake — Lessons Learned about Reservoir Seismicity (RTS)” // *Bulletin of the Seismological Society of America*. — 2018. — Vol. 108. — № 5B. — P. 2903–2906. — doi: 10.1785/0120180240
447. Rabinowitz N., Steinberg D. M. Aftershock decay of three recent strong earthquakes in the Levant // *Bull. Seismol. Soc. Am.* — 1998. — Vol. 88. — P. 1580–1587.
448. Rajendran K., Harish C. M. Mechanism of triggered seismicity at Koyna: an assessment based on relocated earthquake during 1983–1993 // *Curr. Sci.* — 2000. — Vol. 79 (3). — P. 358–363.
449. Rajendran K., Harish C. M., Kumaraswamy S. V. Re-evaluation of earthquake data from Koyna-Warna region: Phase I / Report to the Department of Science and Technology. — 1996. — 94 pp.
450. Rajendran K., Talwani P. The role of elastic, undrained and drained responses in triggering earthquake at Monticello reservoir, South Carolina // *Bull. Seism. Soc. Am.* — 1992. — Vol. 82. — P. 1867–1888.
451. Ranalli G. A statistical study of aftershock sequences // *Annali di Geofisica*. — 1969. — Vol. 22. — P. 359–397.
452. Rao B. R., Singh Ch. Temporal migration of earthquakes in Koyna-Warna (India) region by pore-fluid diffusion // *J. Seismol.* — 2008. — Vol. 12. — P. 547–556. — doi: 10.1007/s10950-008-9108-0
453. Rao P. N., Shashidhar D. Periodic variation of stress field in the Koyna-Warna reservoir triggered seismic zone inferred from focal mechanism studies // *Tectonophysics*. — 2016. — Vol. 679. — P. 29–40.
454. Rastogi B. K., Mandal P., Kumar N. Seismicity around Dhamni Dam, Maharashtra, India // *Pure Appl. Geophys.* — 1997. — Vol. 150. — № 3/4. — P. 493–509.
455. Reasenber P. Second-order moment of central California seismicity, 1969–82 // *J. Geophys. Res.* — 1985. — Vol. 90. — P. 5479–95.
456. Reches Z., Lockner D. Nucleation and growth of faults in brittle rocks // *J. Geophys. Res.* — 1994. — Vol. 99. — P. 18159–18173.
457. Redner S. Fragmentation. Statistical models for the fracture of disordered media / Edited by Hermann H. J., Roux S. — Amsterdam, 1990.
458. Rice J. R., Cleary M. P. Some basic stress diffusion solutions for fluidsaturated elastic porous media with compressible constituents // *Rev. Geophys.* — 1976. — Vol. 14. — P. 227–241.
459. Richter G., Wassermann J., Zimmer M., Ohrnberger M. Correlation of seismic activity and fumarole temperature at the Mt. Merapi volcano (Indonesia) in 2000 // *J. Volcanol. Geotherm. Res.* — 2004. — Vol. 135. — P. 331–342.
460. Rodkin M. V., Tikhonov I. N. The typical seismic behavior in the vicinity of a large earthquake // *Physics and Chemistry of the Earth*. — 2016. — doi: 10.1016/j.pce.2016.04.001
461. Roeloffs E. A. Fault stability changes induced beneath a reservoir with cyclic variations in water level // *J. Geophys. Res.* — 1988. — Vol. 93. — P. 2107–2124.

462. *Rojstaczer S. A., Ingebritsen S. E., Hayba D. O.* Permeability of continental crust influenced by internal and external forcing // *Geofluids*. — 2008. — Vol. 8. — P. 128–139.
463. *Roth P., Pavoni N., Deichmann N.* Seismotectonics of the Eastern Swiss Alps and evidence for precipitation — induced variations of seismic activity // *Tectonophysics*. — 1992. — Vol. 207. — P. 183–197.
464. *Rubeis V. D et al.* Synchronization and Triggering: from Fracture to Earthquake Processes. *Geoplanet: Earth and Planetary Sciences 1*. — Springer — Verlag Berlin Heidelberg, 2010. — Vol. 363. — doi: 10.1007/978-3-642-12300-9_9.
465. *Ruina A. L.* Slip instability and state variable frictions laws // *J. Geophys. Res.* — 1983. — Vol. 88. — P. 10359–10370.
466. *Saar M. O., Manga M.* Seismicity induced by seasonal groundwater recharge at Mt. Hood, Oregon // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2003. — Vol. 214. — P. 605–618.
467. *Sarma P. R., Srinagesh D.* Improved earthquake locations in the Koyna-Warna seismic zone // *Nat. Hazards*. — 2007. — Vol. 40. — P. 563–571.
468. *Scholz C. H.* Microfracturing and the inelastic deformation of rocks in compression // *J. Geophys. Res.* — 1968a. — Vol. 73. — P. 1417–1432.
469. *Scholz C. H.* Mechanism of creep in brittle rocks // *J. Geophys. Res.* — 1968b. — Vol. 73. — P. 3295–3302.
470. *Scholz C. H.* Microfractures, aftershocks and seismicity // *Bull. Seismol. Soc. Am.* — 1968b. — Vol. 58. — P. 1117–1130.
471. *Scholz C. H.* Experimental study of fracturing process in brittle rocks // *J. Geophys. Res.* — 1968c. — Vol. 73. — № 4. — P. 1447–1454.
472. *Scholz C. H.* The frequency-magnitude relation of microfracturing in rock and its relation to earthquakes // *Bull. Seismol. Soc. Am.* — 1968d. — Vol. 58. — P. 399–415.
473. *Scholz C. H.* Large earthquake triggering, clustering, and the synchronization of faults // *Bull. Seism. Soc. Am.* — 2010. — Vol. 100. — P. 901–909.
474. *Scholz C. H.* The mechanics of earthquakes and faulting. — Cambridge Univ. Press, 2019. — 493 p.
475. *Scholz C. H., Sykes L. R., Aggarwal Y. P.* Earthquake prediction — a physical basis // *Science*. — 1973. — Vol. 181. — № 4102. — P. 803–809.
476. *Seeber L., Armbruster J. G., Kim W. Y.* A fluid — injection — triggered earthquake sequence in Ashtabula, Ohio: Implications for seismogenesis in stable continental regions // *Seism. Soc. Am.* — 2004. — Vol. 94. — P. 76–87.
477. *Segall P.* Earthquakes triggered by fluid extraction // *Geology*. — 1989. — Vol. 17. — P. 942–946.
478. *Segall P., Grasso J. R., Mossop A.* Poroelastic stressing and induced seismicity near the Lacq gas field, southwestern France // *J. Geophys. Res.* — 1994. — Vol. 99. — P. 15423–15438.
479. *Shapiro S. A.* Fluid-induced seismicity. — Cambridge Univ. Press, 2015. — 276 p.
480. *Shapiro S. A., Audigane P., Royer J.-J.* Large-scale in situ permeability tensor of rocks from induced microseismicity // *Geoph. J. Int.* — 1999. — Vol. 137. — P. 207–213.
481. *Shapiro S. A., Kummerow J., Dinske C., Asch G., Rothert E., Erzinger J., Kumpel H.-J., Kind R.* Fluid induced seismicity guided by a continental fault: Injection experiment of 2004/2005 at the German Deep Drilling Site (KTB) // *Geophys. Res. Lett.* — 2006. — Vol. 33. — P. L01309. — doi: 10.1029/2005GL024659
482. *Shashidhar D., Kumar N., Mallika K., Gupta H.* Characteristics of seismicity patterns prior to the $M \sim 5$ earthquakes in the Koyna Region, Western India — application of the RTL algorithm // *Episodes*. — 2010. — Vol. 33 (2). — P. 83–89.
483. *Shashidhar D., Rao N. P., Gupta H. K.* Waveform inversion of local earthquakes using broad band data of Koyna-Warna region, Western India // *Geophys. J. Int.* — 2011. — Vol. 185. — P. 292–304.

484. *Shashidhar D., Satyanarayana H. V. S., Mahato C. R., Mallika K., Purnachandra Rao N., Gupta H. K.* Borehole Seismic Network at Koyna, India // *Seismological Research Letters*. — 2016. — Vol. 87. — № 3. — P. 661–667. — doi: 10.1785/022015021
485. *Shaw B. E.* Generalized Omori law for aftershocks and foreshocks from a simple dynamics // *Geophys. Res. Lett.* — 1993. — Vol. 20. — P. 907–910.
486. *Shcherbakov R., Turcotte D. L.* A modified form of Båth's law // *Bull. Seism. Soc. Am.* — 2004. — Vol. 94. — P. 1968–1975.
487. *Shcherbakov R., Turcotte D. L., Rundle J. B.*, Scaling properties of the Parkfield aftershock sequence // *Bull. Seism. Soc. Am.* — 2006. — Vol. 94. — P. S376–384. — doi: 10.1785/0120050815
488. *Shebalin P.* Increased correlation range of seismicity before large events manifested by earthquake chains // *Tectonophysics*. — 2006. — Vol. 424. — P. 335–349. — doi: 10.1016/j.tecto.2006.03.040
489. *Shebalin P., Narteau C.* Depth dependent stress revealed by aftershocks // *Nature communications*. — 2017. — Vol. 8. — P. 1317. — doi: 10.1038/s41467-017-01446-y
490. *Shebalin P., Narteau C., Holschneider M.* From alarm-based to rate-based earthquake fore-cast models // *Bull. Seimol. Soc. Am.* — 2012. — Vol. 102 (1). — P. 64–72.
491. *Shebalin P., Narteau C., Holschneider M., Schorlemmer D.* Short-Term Earthquake Forecasting Using Early Aftershock Statistics // *Bull. Seismol. Soc. Am.* — 2011. — Vol. 101. — № 1. — P. 297–312. — doi: 10.1785/0120100119
492. *Simpson D.* Triggered earthquakes // *Annu. Rev. Earth Sciences*. — 1986. — Vol. 14. — P. 21–42.
493. *Simpson D. W., Leith W. S., Scholz C. H.* Two types of reservoir-induced seismicity // *Bull. Seismol. Soc. Am.* — 1988. — Vol. 78 (6). — P. 2025–2040.
494. *Simpson D. W., Stachnik J. C., Negmatoullaev S. Kh.* Rate of Change in Lake Level and Its Impact on Reservoir Triggered Seismicity // *Bulletin of the Seismological Society of America*. — 2018. — Vol. 108. — № 5B. — P. 2943–2954. — doi: 10.1785/0120180026
495. *Singh Ch., Bhattacharya P. M., Chadha R. K.* Seismicity in the Koyna-Warna reservoir site in Western India: fractal and b-value mapping // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* — 2008. — Vol. 98. — P. 476–482.
496. *Smirnov V., Chadha R. K., Ponomarev A., Srinagesh D., Potanina M.* Triggered and tectonic driven earthquakes in the Koyna-Warna region, Western India // *Journal of Seismology*. — 2014. — Vol. 18. — P. 587–603. — doi: 10.1007/s10950-014-9430-7
497. *Smirnov V., Ponomarev A., Bernard P., Bourouis S.* Field Experiment in Soultz-sous-Forêts, 1993: Changes of the Pattern of Induced Seismicity // *Acta Geophysica*. — 2013. — Vol. 61. — P. 1598–1625. — doi: 10.2478/s11600-013-0150-0
498. *Smirnov V. B.* Fractal properties of the seismicity of the Caucasus // *J. Earthquake Prediction Res.* — 1995. — Vol. 4. — № 1. — P. 31–45.
499. *Sobolev G., Getting I., Spetzler H.* Laboratory study of the strain field and acoustic emissions during the failure of barrier // *JGR. B*. — 1987. — Vol. 92. — № 9. — P. 9311–9318.
500. *Sobolev G., Spetzler H., Koltsov A., Chelidze T.* An experimental Study of Triggered Stick-slip // *PAGE-OPH*. — 1993. — Vol. 140. — № 1. — P. 79–94.
501. *Sobolev G. A.* et al. Precursors of the destruction of water-containing blocks of rocks // *Journal of Earthq. Prediction Research*. — 1996. — Vol. 1. — P. 63–91.
502. *Sobolev G. A.* Seismicity dynamics and earthquake predictability // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* — 2011. — Vol. 11. — P. 445–458.
503. *Sobolev G. A., Huang Q., Nagao T.* Phases of earthquake's preparation and by chance test of seismic quiescence anomalies // *J. of Geodynamics*. — 2002. — Vol. 33. — P. 413–424.

504. Sobolev G. A., Tyupkin Yu. S. Low-seismicity precursors of large earthquakes in Kamchatka // *Volcanology and Seismology*. — 1997. — Vol. 18. — P. 433–446.

505. Sobolev G. A., Tyupkin Yu. S. Precursory phases, seismicity precursors, and earthquake prediction in Kamchatka // *Volcanology and Seismology*. — 1999. — Vol. 20. — P. 615–627.

506. Sobotka J. DC-Induced Acoustic Emission in Saturated Sand Models of Sedimentary Rock. *Acta Geophysica*. — 2010. — Vol. 58. — № 1. — P. 163–172.

507. Sornette A., Sornette D. Renormalization of earthquake aftershocks // *Geophys. Res. Lett.* — 1999. — Vol. 26. — P. 1981–1984.

508. Sornette D., Pisarenko V. Fractal plate tectonics // *Geoph. Res. Lett.* — 2003. — Vol. 30. — № 3. — P. 1105. — doi: 10.1029/2002GL015043

509. Spetzler H., Sobolev G., Getting I. Holography in laboratory experiments pertinent to rock deformation and failure / *Laser Holography in Geophysics*. Edited by Takemoto S. Chichester: Ellis Horwood Limited. — 1989. — P. 31–100.

510. Srinagesh D., Chadha R. K., Ponomarev A., Smirnov V., Arora K. Seismicity data and laboratory experiments on core samples from seismically active Koyna region, India // *Geoinformatics Research Papers*. — 2016. — Vol. 4. — P. 62, BS4002. — doi: 10.2205/2016BS08Sochi.

511. Srinagesh D., Sarma P. R. High precision earthquake location in Koyna-Warna seismic zone reveal depth variation in brittle-ductile transition zone // *Geophys. Res. Lett.* — 2005. — Vol. 32. — P. 8310–8313. — doi: 10.1029/2004GL022073

512. Stanchits S., Dresen G. Separation of Tensile and Shear Cracks Based on Acoustic Emission Analysis of Rock Fracture / *International Symposium (NDT-CE)*. — 2003. — URL: <http://www.ndt.net/article/ndtce03/papers/v107/v107.htm> (дата обращения 01.03.2020)

513. Stanchits S., Lockner D., Zinke J. Shear Wave Splitting in Foliated Rock // *USGS*. — 2009a. — URL: <http://earthquake.usgs.gov/research/physics/lab/shearwave.php> (дата обращения 01.03.2020)

514. Stanchits S., Mayr S., Shapiro S., Dresen G. Fracturing of porous rock induced by fluid injection // *Tectonophysics*. — 2011. — Vol. 503. — P. 129–145.

515. Stanchits S., Vinciguerra S., Dresen G. Ultrasonic Velocities, Acoustic Emission Characteristics and Crack Damage of Basalt and Granite // *Pure and Applied Geophysics*. — 2006. — Vol. 163. — Iss. 5–6. — P. 975–994. — doi: 10.1007/s00024-006-0059-5

516. Stanchits S., Fortin J., Gueguen Y., Dresen G. Initiation and propagation of compaction bands in dry and wet bentheim sandstone // *Pure and Applied Geophysics*. — 2009b. — Vol. 166. — P. 843–868. — doi: 10.1007/s00024-009-0478-1

517. Stefánsson R. *Advances in Earthquake Prediction: Research and Risk Mitigation*. — Springer Praxis Books. Geophysical Sciences, 2011. — 300 p.

518. Stein S., Wysession M. *An introduction to seismology*. — Blackwell Publishing, 2003. — 498 p.

519. Stuart W. D. Diffusion less dilatancy model for earthquake precursors // *Geophys. Res. Lett.* — 1974. — Vol. 2. — № 6. — P. 261–264.

520. Sunmonu L. A., Dimri V. P. Fractal geometry of faults and seismicity of Koyna-Warna region West India using LANDSAT images // *Pure appl. geophys.* — 2000. — Vol. 157. — P. 1393–1405.

521. Tadokoro K., Ando M., Nishigami K. Induced earthquakes accompanying the water injection experiment at the Nojima fault zone, Japan: Seismicity and its migration // *J. Geophys. Res.* — 2000. — Vol. 105. — P. 6089–6104.

522. Talwani P. Seismotectonics of the Koyna-Warna area, India // *Pure appl. geophys.* — 1997a. — Vol. 150. — P. 511–550.

523. Talwani P. On the nature of reservoir-induced seismicity // *Pure Appl. Geophys.* — 1997b. — Vol. 150. — P. 473–492.

524. *Talwani P., Acree S.* Pore pressure diffusion and the mechanism of reservoir — induced seismicity // PAGEOPH. — 1985. — Vol. 122. — P. 947–965.
525. *Tapponnier P., Brace W. F.* Development of stress-induced microcracks in Westerly granite // Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr. — 1976. — Vol. 13. — P. 103–112.
526. *Tarasov N. T., Tarasova N. V.* Spatial-temporal structure of seismicity of the North Tien Shan and its change under effect of high energy electromagnetic pulses // Annals of Geophysics. — 2004. — Vol. 47. — № 1. — P. 199–212.
527. *Telesca L.* Analysis of the Cross-Correlation between Seismicity and Water Level in the Koyana Area of India // BSSA. — 2010. — Vol. 100. — № 5A. — P. 2317–2321. — doi: 10.1785/0120090392
528. *Terada M., Yanagidani T., Ehara S.* AE rate-controlled compression test of rocks. Proceedings 3-rd Conf. on Acoustic Emission. Microseismic Activity in Geol. Struct. and Materials. Edited by Hardy H. R., Leighton F. W. — Clausthal-Zellerfeld. W. Germany: Trans-Tech. Publications, 1984. — P. 159–171.
529. *Thompson B. D., Young R. P., Lockner D. A.* Observations of premonitory acoustic emission and slip nucleation during a stick slip experiment in smooth faulted Westerly granite // Geophys. Res. Lett. — 2005. — Vol. 32. — P. L10304. — doi: 10.1029/2005GL022750
530. *Thompson B. D., Young R. P., Lockner D. A.* Fracture in Westerly granite under AE feedback and constant strain rate loading: nucleation, quasi-static propagation, and the transition to unstable fracture propagation // Pure appl. geophys. — 2006. — Vol. 163. — P. 995–1019. — doi: 10.1007/s00024-006-0054-x
531. *Toda S., Stein R. S., Sagiya T.* Evidence from the AD 2000 Izu Islands earthquake swarm that stressing rate governs seismicity // Nature. — 2002. — Vol. 419. — P. 58–61.
532. *Trifonov V. G.* The map of active faults in Eurasia: principles, methods and results // J. Earthquake predict. res. — 1996. — Vol. 5. — № 3. — P. 326–347.
533. *Trifu C. I.* The Mechanism of Induced Seismicity / PAGEOPH (Special Volume). — Vol. 159. — 2002.
534. *Tsapanos T. M.* Spatial-distribution of the difference between the magnitudes of the mainshock and the largest aftershock in the circum-Pacific belt // Bull. Seismol. Soc. Am. — 1990. — Vol. 80. — P. 1180–1189.
535. *Turcotte D., Schubert G.* Geodynamics. — Cambridge Univ. Press, 2002. — 456 p.
536. *Turcotte D. L.* Fractals and chaos in geology and geophysics. — New York: Cambridge University Press, 1992. — 221 p.
537. *Turcotte D. L.* Fractals in geology and geophysics // PAGEOPH. — 1989. — Vol. 131. — № 1/2. — P. 171–196.
538. *Utsu T.* A statistical study on the occurrence of aftershocks // Geophys. Mag. — 1961. — Vol. 30. — P. 521–605.
539. *Utsu T.* Magnitude of earthquakes and occurrence of their aftershocks (in Japanese). Zisin II // J. Seismol. Soc. Japan. — 1957. — Vol. 10. — P. 35–45.
540. *Utsu T., Ogata Y., Matsu'ura R. S.* The centenary of the Omori formula for a decay law of aftershock activity // J. Phys. Earth. — 1995. — Vol. 43. — P. 1–33.
541. *Van Stiphout T., Schorlemmer D., Wiemer S.* The effect of uncertainties on estimates of background seismicity rate // Bull. Seismol. Soc. Am. — 2011. — Vol. 101. — № 2. — doi: 10.1785/0120090143
542. *Vere-Jones D.* A note on the statistical interpretation of Bath's law // Bull. Seism. Soc. Am. — 1969. — Vol. 59. — P. 1535–1541.
543. *Verhulst P. F.* Notice sur la loi que la population poursuit dans son accroissement // Correspondance mathématique et physique. — 1838. — Vol. 10. — P. 113–121.

544. *Vigny C. et al.* Migration of seismicity and earthquake interactions monitored by GPS in SE Asia triple junction: Sulawesi, Indonesia // *Journal of geophysical research.* — 2002. — Vol. 107. — № B10. — P. 2231. — doi: 10.1029/2001JB000377.

545. *Vilhelm J., Rudajev V., Ponomarev A. V., Smirnov V. B., Lokajiček T.* Statistical study of acoustic emissions generated during the controlled deformation of migmatite specimens // *International Journal of Rock Mechanics and Minings Sciences.* — 2017. — Vol. 100. — P. 83–89. — doi: 10.1016/j.ijrmms.2017.10.011

546. *Vogels M., Zoekler R., Stasiw D. M., Cerny L. C. P. F.* Verhulst's "notice sur la loi que la populations suit dans son accroissement" from correspondence mathématique et physique. Ghent, vol. X, 1838 // *J. Biol. Phys.* — 1975. — Vol. 3. — № 4. — P. 183–192.

547. *Walsh J. B.* Precursors to rock failure observed in laboratory experiments / *Proc. of the 1-st Int. Congress on rockbursts and seismicity in mines.* — Johannesburg: SAIMM, 1982. — P. 269–275.

548. *Wang C.-Y., Manga M.* Earthquakes and Water / *Lecture Notes in Earth Sciences.* Vol. 114. — Springer, 2010. — P. 125–140. — doi: 10.1007/978-3-642-00810-8_8

549. *Wang J.-H.* On the correlation of observed Gutenberg — Richter's *b*-value and Omori's *p*-value for aftershocks // *Bull. Seismol. Soc. Am.* — 1994. — Vol. 84. — P. 2008–2011.

550. *Watterson J. et al.* Scaling systematic of fault sizes on a large-scale range fault map // *J. Struct. Geol.* — 1996. — Vol. 18. — P. 199–214.

551. *Watts A. B.* *Crust and Lithosphere Dynamics / Treatise on Geophysics.* Vol. 6. — Elsevier, 2009. — 611 p.

552. *Wawersik W. R., Brace W. F.* Post-failure behaviour of a granite and a diabase // *Rock Mech.* — 1971. — Vol. 3. — P. 61–85.

553. *Weeks J. D., Lockner D. A., Byerlee J. D.* Changes in *b*-value during movememn on cut surfaces in granite // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* — 1978. — Vol. 68. — P. 333–341.

554. *Wells D. L., Coppersmith K. J.* New empirical relationship among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement // *BSSA.* — 1994. — Vol. 84. — № 4. — P. 974–1002.

555. *Westergaard H. M., Adkins A. W.* Deformation of Earth's surface due to weight of Boulder Reservoir / *U.S. Bureau of Reclamation Technical Memorandum.* Denver. Colorado. — Vol. 422. — 1934.

556. *Wiederhorn S. M., Bolz L. H.* Stress corrosion and static fatigue of glass // *J. Am. Ceram. Soc.* — 1970. — Vol. 50. — P. 543.

557. *Wiemer S., Katsumata K.* Spatial variability of seismicity parameters in after-shock zones // *J. Geophys. Res., Solid Earth.* — 1999. — Vol. 104 (B6). — P. 13135–13151

558. *Wiemer S.* A Software Package to Analyze Seismicity: ZMAP // *Seismological Research Letters.* — 2001. — Vol. 72. — P. 373–382.

559. *Wiemer S., Wyss M.* Minimum magnitude of completeness in earthquake catalogs: examples from Alaska, the Western United States, and Japan // *Bull. Seism. Soc. Am.* — 2000. — Vol. 90. — P. 859–869.

560. *Wilson M. P., Foulger G. R., Ghuyas J. G., Davies R. J., Julian B. R.* HiQuake: The Human-Induced Earthquake Database. — SRL Early Edition, 2017. — doi: 10.1785/0220170112

561. *Wim Dubelaar C., Nijland T. G.* The Bentheim sandstone: geology, petrophysics, varieties and its use as dimension stone. In: *Engineering geology for society and territory.* Vol. 8 — Springer / G. Lollino et al. (eds.), 2015. — P. 557–563. — doi: 10.1007/978-3-319-09408-3_100

562. *Wolf L. W., Rowe C. A., Horner R. B.* Periodic seismicity near Mt. Ogden on the Alaska — British Columbia border: A case for hydrologically — triggered earthquakes? // *Bull. Seismol. Soc. Am.* — 1997. — Vol. 87. — P. 1473–1483.

563. *Wong T. F.* Geometric probability approach to the characterization and analysis of microcracking in rocks // *Mech. Mater.* — 1985. — Vol. 4. — P. 261–276.
564. *Wu R. S., Aki K.* The fractal nature of the inhomogeneities in the lithosphere evidence from seismic-wave scattering // *Pure and Appl. Geophys.* — 1985. — Vol. 123. — № 6. — P. 805–818.
565. *Xiang-Chu Yin et al.* LURR's twenty years and its perspective // *Pure appl. geophys.* — 2006. — Vol. 163. — P. 2317–2341. — doi: 10.1007/s00024-006-0135-x
566. *Yadav A., Gahalaut K., Talwani Rao N.* 3-D Modeling of Pore Pressure Diffusion Beneath Koyna and Warna Reservoirs, Western India // *Pure Appl. Geophys.* — 2017. — Vol. 174. — P. 2121–2132.
567. *Yamashita T., Knopoff L.* Model for intermediate-term precursory clustering of earthquakes // *J. Geophys. Res.* — 1992. — Vol. 97. — P. 19873–19879.
568. *Yanagidani T. et al.* Localization of dilatancy in Ohshima granite under constant uniaxial stress // *J. Geophys. Res.* — 1985. — Vol. 90. — P. 6840–6858.
569. *Yeh T.-Ch. J., Khaleel R., Carroll K. C.* Flow through heterogeneous geologic media. — Cambridge Univ. Press, 2015. — 343 p.
570. *Yielding G., Needham T., Jones H.* Sampling of faults populations using sub-surface data: a review // *J. Struct. Geol.* — 1996. — Vol. 18. — P. 135–146.
571. *Zakupin A. et al.* Acoustic Emission and Electromagnetic Effects in Loaded Rocks, Acoustic Emission. Sikorski W. (ed.). — 2012. — P. 173–198. — doi: 10.5772/31411
572. *Zaliapin I., Ben-Zion Y.* A global classification and characterization of earthquake clusters // *Geophys. J. Int.* — 2016. — Vol. 207. — P. 608–634.
573. *Zaliapin I., Ben-Zion Y.* Earthquake clusters in southern California I: identification and stability // *J. Geophys. Res.* — 2013. — Vol. 118. — P. 2847–2864.
574. *Zaliapin I., Gabrielov A., Keilis-Borok V. I., Wong H.* Clustering analysis of seismicity and aftershock identification // *Physical review letters.* — 2008. — Vol. 101. — P. 018501–1 — 018501–4. — doi: 10.1103/PhysRevLett.101.018501.
575. *Zang A., Wagner F. C., Janssen C. et al.* Fracture process zone in granite cores // *Geophysical Research Abstracts.* — (XXV EGS General Assembly). European Geophysical Society. — Germany, 2000. — P. 114.
576. *Zavyalov A. D., Zhang Zhaocheng.* Using the MEE (Map of Expected Earthquakes) Algorithm in Long- and Medium- Term Earthquake Prediction in Northeast China // *J. Earthquake Prediction Res.* — 1993. — Vol. 2. — № 2. — P. 171–182.
577. *Zhang J., Wong T.-F., Yanagidani T., Davis D.* Pressure-induced microcracking and grain crushing in Berea and Boise sandstones: acoustic emission and quantitative microscopy measurements // *Mechanics of materials.* — 1990. — Vol. 9. — № 1. — P. 1–15.
578. *Zhurkov S. N.* Kinetic concept of the strength of solids // *Int J. Fract. Mech.* — 1965. — Vol. 1. — P. 311–323.
579. *Ziv A., Rubin A. M.* Implications of rate-and-state friction for properties of aftershock sequences: quasi-static inherently discrete simulations // *J. Geophys. Res.* — 2003. — Vol. 108. — P. 2051. — doi: 10.1029/2001JB001219
580. *Zoback M. D., Hanjes H.* Injection — induced earthquakes and crustal stress at 9 km depth at the KTB deep drilling site, Germany // *J. Geophys. Res.* — 1997. — Vol. 102. — P. 18477–18492.
581. *Zoback M. D., Zinke J.* Production — induced normal faulting in the Valhall and Ekofisk oil fields // *PAGEOPH.* — 2002. — Vol. 159. — P. 403–420.
582. *Zoback M. D.* Reservoir geomechanics. — Cambridge Univ. Press, 2007. — 449 p.

ФИЗИКА ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМОВ СЕЙСМИЧНОСТИ

Авторы:

Смирнов В. Б., Пономарёв А. В.

Фото на обложке:

*Разрыв в очаговой зоне землетрясения 10 декабря 1967 г.,
М 6.3 у плотины водохранилища Койна (Индия)
(https://onznews.wdcb.ru/dec17/info_171204.html).*

Плотина водохранилища Койна (фото авторов).

Пресс INOVA (фото А. В. Патонина).

Образец гранита после эксперимента (фото А. В. Патонина).

Подписано в печать 07.12.2020. Формат 70x100 1/16.

Гарнитура Times. Печ. л. 27,75.

Тираж 300 экз. Заказ № 7062.

Издатель – Российская академия наук

Оригинал-макет подготовлен
«Буки Веди»

Публикуется в авторской редакции

Отпечатано в «Буки Веди»

117246, г. Москва, проезд Научный, д. 19, этаж 2, ком. 6Д, оф. 202
+7 (495) 926-63-96, www.bukivedi.com, info@bukivedi.com

Издается в соответствии с постановлением Научно-издательского совета
Российской академии наук (НИСО РАН) от 11 февраля 2020 г. № 01
и распространяется бесплатно