РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ИНСТИТУТ ДИНАМИКИ ГЕОСФЕР

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ФОНД

Г.Г. Кочарян

ГЕОМЕХАНИКА РАЗЛОМОВ

МОСКВА
ГЕОС
2016

УДК 550.34, 551.24, 622.83

Ответственный редактор
академик РАН *В.В. Адушкин*

Рецензенты:
д. ф.-м. н. *А.Ф. Ревуженко*, д.г.-м.н. *В.В. Ружич*

Издание осуществлено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-17- 00719)

Кочарян Г.Г.

Геомеханика разломов / Г.Г. Кочарян ; Российская академия наук ; Институт динамики геосфер ; Российский научный фонд. – М.: ГЕОС, 2016, 424 с.
ISBN

В монографии приведены результаты многолетних исследований закономерностей деформирования нарушений сплошности массивов горных пород. На основе представлений, полученных из лабораторных, полевых и численных экспериментов, проведены анализ и обобщение современных данных о структуре, механических свойствах разломных зон и режимах их деформирования. Рассмотрены закономерности всего спектра движений по разломам: от крипа до землетрясений. Исследованы соотношения между основными параметрами деформационных событий разного размера и генезиса. Значительное внимание уделено изучению переходных режимов деформирования разломов – низкочастотных землетрясений и событий медленного скольжения – явлений, имеющих важное значение, как для ряда фундаментальных проблем геофизики, так и для некоторых приложений. Построение модели этих событий может оказаться полезным для развития нового научного направления, связанного с исследованиями возможности искусственной трансформации режима деформирования локальных участков массива горных пород, например, при обеспечении безопасного ведения горных работ. Рассмотрены различные аспекты инициирования деформационных процессов в разломных зонах внешними воздействиями.

Для научных работников, аспирантов и студентов, специализирующихся в области сейсмологии, геодинамики, тектонофизики и горного дела.

G.G. Kocharyan

Geomechanics of Faults. – M.: GEOS, 2016, 424 p.

The monograph summarizes long standing investigations of rock discontinuity deformation processes. Basing on the ideas obtained in laboratory, field and numerical experiments, the analysis and generalization have been done for modern data on the structure and mechanical properties of fault zones as well as their sliding modes. The main features of the entire range of fault movements – from stable sliding to earthquakes is considered. Relations between main parameters of deformational events of various linear sizes and geneses have been studied. The study is focused on the investigation of transitional regimes of a fault deformation – low-frequency earthquakes and slow slip events, important for many fundamental problems of geophysics and for various practical applications. Resultied models of such events may be used to develop the new scientific approach, to study the possibility to change artificially deformational regimes of local volumes inside rock masses, for example, to improve the mining safety. Various problems of deformation processes triggered in fault zones by external factors are considered.

For undergraduate, graduate students and researches, specializing in seismology, geodynamics, tectonophysics and mining.

ISBN

© Кочарян Г.Г., 2016
© ИДГ РАН, 2016
© ГЕОС, 2016

Содержание

Предисловие редактора 5
Введение 7

Глава 1. СТРУКТУРА МАССИВОВ ГОРНЫХ ПОРОД 11

1.1. Блоки и разломы 11
1.2. Некоторые результаты обследования разломных зон 27
1.3. Результаты глубинного бурения зон разломов 38
1.4. Сейсмический портрет разломной зоны 46
1.5. Численное моделирование локализации деформации при распространении сейсмогенного разрыва 53

Глава 2. МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАЗЛОМОВ И ТРЕЩИН 61

2.1. Деформирование тонких слоев геоматериалов 61
2.2. Роль трения при сдвиговом деформировании нарушений сплошности 73
2.3. Сейсмические методы оценки механических свойств разломов и трещин 91
2.4. Исследование деформационных свойств нарушений сплошности 101
2.5. Изменение деформационных характеристик разломных зон во времени 114

Глава 3. ДВИЖЕНИЯ ПО РАЗЛОМАМ 131

3.1. Типы движений по разломам 131
3.2. Сейсмогенные движения по разломам 137
3.3. Постсейсмическое скольжение 153
3.4. Режимы медленного скольжения 169
3.5. Межблоковые перемещения при взрывах 178

Глава 4. ФОРМИРОВАНИЕ И ТРАНСФОРМАЦИЯ РЕЖИМОВ СКОЛЬЖЕНИЯ ПО РАЗЛОМАМ 186

4.1. Некоторые структурные особенности участков коры с разными типами деформирования 186
4.2. Мезомеханика сопротивления сдвигу и режим скольжения по трещине с заполнителем 194

4.3. Режимы скольжения по трещинам, заполненным разным геоматериалом 208
4.4. Энергия, излучаемая сейсмическими событиями различного масштаба и генезиса 220
4.5. Трансформация режимов движения по разлому 236
4.6. Изменение характеристик трещины в процессе скольжения и возможные предвестники перехода разлома в метастабильное состояние 247

Глава 5. ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В РАЗЛОМНЫХ ЗОНАХ 260

5.1. Дистанционное инициирование сейсмических событий 260
5.2. Инициирование деформационных событий сейсмическими волнами 267
5.3. Накопление межблоковых перемещений при низкоамплитудных динамических воздействиях и феноменология процесса инициирования 281
5.4. О возможном влиянии плотностных неоднородностей в мантии на параметры современных движений земной коры 313
5.5. Гидрогеологический отклик подземных коллекторов на сейсмические колебания 322
5.6. Взаимодействие режимов скольжения 337

Приложение 1
Параметры событий медленного и постсейсмического скольжения 347

Приложение 2
Параметры землетрясений 354

Литература 385

Предисловие редактора

В монографии представлена развернутая концепция нового научного направления в геомеханике – геомеханика разломов. Разломные зоны земной коры характеризуются дискретностью, анизотропией и гетерогенностью и, несмотря на их небольшую долю в объеме коры, определяют ее деформированные свойства при различных природных и техногенных воздействиях. Монография представляет собой фундаментальный труд, в котором аккумулированы представления о блоковом строении земной коры, разломных зонах, как участках локализации деформаций, их структурных и механических свойствах. Непрерывное воздействие на блочно-иерархическую среду внешних гравитационных, инерционных и внутренних тектонических сил, порождаемых в основном конвективными процессами в недрах Земли, вызывает движение, которое в условиях плотного залегания блоков земной коры, формирует на разных масштабных уровнях соответствующее напряженное состояние.

Отметим некоторые моменты, вокруг которых строится изложение материала.

Рассмотрены современные представления о главенствующей роли разломных зон при формировании напряженного состояния коры и особенностях релаксации напряжений в зависимости от масштаба происходящих деформационных событий. Подобная активная роль разломных зон связана с дискретным блочно-иерархическим строением земной коры и её подвижностью, обеспечивающей локализацию деформационных процессов в межблоковых зонах.

Подробно проанализированы структурные, механические и деформационные свойства разломных зон, исследования которых были проведены, в том числе, с использованием сейсмических методов. Полученные результаты обобщены на основе представлений, полученных в лабораторных экспериментах. Важным результатом этих исследований явился вывод о том, что при описании механических характеристик разломов следует использовать такие параметры, как нормальная и сдвиговая жесткость разломов, а не прочность породы и скорость распространения упругих волн. Важно, что характеристики разломов не постоянны во времени, а изменяются в течение процесса деформирования.

Обсуждены самые современные представления о различных типах движений по разломам под воздействием разномасштабных полей тектонических напряжений. Представлена систематизация в виде единого ряда различных режимов скольжения по разломам и трещинам: от квазистатического стабильного скольжения до динамического срыва. В экспериментах на специально разработанном лабораторном стенде удалось воспроизвести все возможные режимы межблокового скольжения, исследовать их зависимость от материального состава заполнителя и увязать эти характеристики с эффективностью излучения сейсмической энергии через соотношение между жесткостью разлома и жесткостью вмещающего массива.

В заключительной части монографии рассмотрены важнейшие для каждого динамического события вопросы его инициирования. Наряду с процессом накопления деформации и соответствующего изменения напряженного состояния в окрестности разлома, чрезвычайно важным становится момент начала динамического срыва по «созревшему» разлому. Определяющая роль во многих подобных событиях принадлежит именно внешним факторам, приводящим к возникновению триггерного эффекта. При этом в качестве триггера могут выступать самые разные явления, в том числе эффекты взаимодействия деформационных событий разного типа.

В целом монография Г.Г. Кочаряна является значительным вкладом в развитие геомеханики как науки о деформационных процессах и формировании напряженного состояния в горных породах земной коры и заслуживает самой высокой оценки. Вместе с тем, наряду с решением многих задач механического поведения блочно-иерархической, нелинейной и неоднородной структуры породных массивов, в монографии сделан перспективный для развития нового направления акцент на особую роль разломных зон в развитии деформационных процессов и формировании напряженного состояния в областях расположения подвижных и ослабленных участков коры, что открывает новые возможности в решении фундаментальных и прикладных задач сейсмотектоники. В связи с этим можно утверждать, что в монографии развивается новое направление в геомеханике, которое названо автором «геомеханика разломов» и которое можно также определить, как сейсмомеханика, поскольку положено начало исследованиям механических деформаций в разломных зонах различного масштаба, как очагов природных и техногенных землетрясений с разнообразными свойствами.

Академик РАН
В.В. Адушкин

Думаю, что мои грубые допущения более подходят для таких грубейших процессов, как взрыв и землетрясение, чем изысканные модели, предлагаемые сейсмологами.

(М.А. Садовский)

Введение

Вероятно, ни один из объектов твердой Земли не вызывает столь пристального внимания и специалистов, и широкой общественности, как разломные зоны. Несмотря на то, что их исследованию посвящено, возможно, наибольшее количество публикаций в науках о Земле, задача поиска детального физического понимания механизмов зарождения и эволюции разломов остается приоритетной проблемой геологии, сейсмологии, тектонофизики, а с конца прошлого века и механики скальных пород.

После того как Г. Рейд (1910 г.), на основе наблюдений поверхностных проявлений Великого землетрясения в Сан-Франциско (1906 г.), обобщил представления Г. Гильберта (1884 г.), движения по разломам в общественном сознании стали ассоциироваться, прежде всего, с землетрясениями. Основная парадигма на сегодняшний день заключается в том, что землетрясения – есть результат внезапного проскальзывания на заранее существующем геологическом разломе. Кумулятивное смещение по разлому производится повторением этих внезапных проскальзываний, которые периодически происходят на каждом активном разломе или сегменте разлома. Сегодня такой подход почти безоговорочно принимается как в сейсмологии, так и в геодинамике, хотя в деталях воззрения разных научных школ и групп специалистов во многом расходятся.

Но, конечно же, роль разломов в жизни Земли существенно шире, чем лишь адаптация поля напряжений, накапливаемых в коре. Дискретное строение земной коры обеспечивает фундаментальное ее свойство – подвижность, то есть возможность осуществления обмена энергией между различными геосферами. На границах структурных блоков наиболее активно происходят деформационные и геохимические процессы, движение флюидов и эманация газов, распределение, ассоциация и разделение элементов.

Хотя за прошедшее столетие была построена в целом непротиворечивая картина процесса деформирования земной коры, многие важные детали оказались в этой картине размытыми или вовсе утерянными. И ключевой вопрос: «Чем определяется режим скольжения по разлому?» так и остается до настоящего времени без аргументированного ответа. Этому можно обнаружить несколько причин. Во-первых, основные объекты исследований – разломные зоны – инструментально изучены довольно слабо. Разрешения традиционных геофизических методов оказывается во многих случаях недостаточно даже для оценки такого параметра, как толщина разломов на большой глубине, не говоря уже об их механических свой-

ствах. Во-вторых, представления о строении разломных зон и протекающих там деформационных процессах получаются из данных *in situ* путем инверсии сейсмологических и других непрямых данных, как правило, в предположении таких упрощений, как, например, линейная упругость, линейная теория поглощения и т.д. В-третьих, основная часть сейсмологических данных получена узкополосными датчиками, что делает практически невозможным выявление многих тонких эффектов, понимание которых весьма важно для построения адекватных моделей процессов, приводящих к катастрофе. Лишь в последние 10–15 лет в ряде регионов мира стали разворачиваться сети широкополосных станций.

Еще одна проблема заключается в выраженном междисциплинарном характере предмета изучения. Многие годы исследование разломных зон считалось прерогативой геологии, а изучение землетрясений – прерогативой сейсмологии. Закономерности распространения разрывов в сплошной среде изучали механики («трещинологи» по меткому шутливому определению М.А. Садовского), а свойства горных пород, закономерности их разрушения и фрикционного взаимодействия исследовались в лабораторных экспериментах физиками и специалистами горного дела.

Консолидация усилий специалистов разного профиля в 70–80-е годы прошлого столетия (Б.В. Костров, В.И. Мячкин, Г.А. Соболев, О.Г. Шамина и др. в СССР; Дж. Байерли, У. Брейс, К. Шольц, Л. Сайкс, Дж. Дитерих и др. в США) привела к значительному прогрессу в понимании механики процессов разломообразования и подготовки землетрясений.

Первой и пока, пожалуй, единственной полноценной попыткой объединить мультидисциплинарные достижения под одной обложкой была фундаментальная монография К. Шольца «Механика землетрясений и разломообразование», которая вышла в свет в 1990 году. Часто не вдаваясь в детали и упрощенно излагая некоторые вопросы, автор настолько удачно описал основные достижения и проблемы предмета, что книга стала настольной у нескольких поколений специалистов на Западе. К сожалению, на русский язык она переведена не была и долгое время, до появления в Интернете, оставалась малодоступной для российского читателя.

С момента второго издания этой монографии [Scholz, 2002] прошло почти пятнадцать лет, насыщенных интенсивными исследованиями как структуры разломных зон, так и механики нарушений сплошности массива горных пород. За это время были проведены обширные работы, в том числе глубинное бурение по изучению структуры активных разломов и характеристик, слагающих их геоматериалов. В некоторых сейсмоактивных регионах были организованы плотные сети датчиков GPS и широкополосных высокочувствительных сейсмических станций. В результате, в последние 20–25 лет были открыты и классифицированы неизвестные ранее режимы перемещений по разломам и трещинам, которые можно считать переходными от крипа к землетрясению. Оказалось, что значительная часть деформации, накопленной в земной коре, реализуется, особенно в окрестности границ тектонических плит, через медленные асейсмические процессы. Попытка анализа и обобщения этих материалов на основе представлений, почерпнутых в первую очередь из эксперимента, предпринята в настоящей монографии.

Для того чтобы уложить столь обширный материал в приемлемые рамки, автору показалось удобным использовать подход, который часто применяется в горном деле при решении геомеханических задач более скромного масштаба, а именно – разделение проблемы на структурную и механическую составляющие.

Структурная модель должна быть направлена на поиск участка локализации деформационных процессов в текущий момент времени. Рассмотрению результатов, полученных в последние годы при исследовании структуры разломных зон, посвящена первая глава монографии.

Задача механической части геомеханической модели – оценить насколько близко система находится к динамической неустойчивости и построить модель изменения механических характеристик геосистемы в некоторой пространственно-временной дельта-окрестности динамического события.

Во второй главе книги приводятся оригинальные результаты лабораторных и полевых исследований интегральных механических характеристик нарушений сплошности массивов горных пород. Эмпирический закон трения “Rate & State”, который стал основным, почти единственным инструментом теоретического исследования и численного моделирования режимов скольжения по разломам, хорошо описывает многие закономерности, полученные как в лабораторных экспериментах, так и при натурных наблюдениях, однако основным параметрам этого закона пока не удается поставить в соответствие определенные физические величины. Соответственно, не идет речи и о прогнозе изменения этих параметров в процессе эволюции натурных разломов. Кроме того, адекватность описания с его помощью событий медленного скольжения вызывает обоснованные сомнения. Методика оценки нормальной и сдвиговой жесткости трещин и разломов в условиях естественного залегания, разработанная в ИДГ РАН, создает основу для построения новых, перспективных методов диагностики характеристик разломов, в том числе в реальном времени.

В третьей главе анализируются основные закономерности различных типов движений по разломам: от крипа до землетрясения. Исследованы соотношения между основными параметрами событий разного размера и генезиса. Изучение переходных режимов деформирования разломов представляет большой интерес не только с фундаментальной, но и с прикладной точки зрения. Построение модели этих событий может оказаться крайне полезным при разработке нового научного направления, связанного с исследованиями возможности искусственной трансформации напряженно-деформированного состояния локальных участков массива горных пород, например, в горнодобывающей промышленности.

Пожалуй, центральной является четвертая глава, в которой исследуются закономерности формирования и трансформации режимов скольжения разломов. В лабораторных экспериментах удалось воспроизвести все возможные режимы межблокового скольжения, установить макроскопические параметры, контролирующие эффективность подвижки по разлому как сейсмического источника, и выявить признаки подготовки лабораторного разлома к динамическому срыву. Достоинство параметра – «жесткость разлома» – заключается в его универсальности. Независимо от *P-T* условий, тектонической обстановки, материального состава разлома, обводненности, порового давления и т.д., режим скольжения будет определяться именно соотношением между жесткостью разлома и жесткостью вмещающего массива. Это придает определенную общность заключениям, сделанным на основании довольно простых лабораторных опытов.

Заключительный пятый раздел посвящен вопросам инициирования деформационных процессов в разломных зонах. Исследование вопросов инициирования динамических событий сейсмическими волнами, повлекло за собой необходимость рассмотрения эффектов накопления малых возмущений в напряженной блочной среде,

изменения флюидодинамики разломной зоны под действием колебаний, вопросов взаимного влияния «медленных» и «быстрых» режимов скольжения.

Необходимо подчеркнуть, что лабораторные эксперименты в рассматриваемой области отнюдь не являются формой масштабного моделирования. Ясно, что выполнить критерии подобия в данном случае попросту невозможно. Экспериментальные работы в геомеханике разломных зон следует рассматривать, скорее как исследования фундаментальных свойств геоматериалов и геоструктур, которые определяют закономерности деформирования. Полученные результаты могут быть использованы лишь для улучшения понимания отдельных компонентов процессов, гипотетически происходящих на больших глубинах, для проверки теорий и идей. Чтобы непосредственно применить результаты любых лабораторных исследований к природным явлениям, требуется концептуальный скачок в понимании масштабных соотношений, совершить который наука пока не в силах, поскольку как свойства материалов, так и физические условия на сейсмогенных глубинах известны недостаточно. Для того чтобы сделанные выводы и построения не были слишком уязвимыми, оказалось необходимым при анализе лабораторных результатов постоянно обращаться к данным натурных наблюдений и наоборот, анализировать геологическую и геофизическую информацию на основе понимания более простых явлений, наблюдаемых в лаборатории. Насколько это удалось, судить читателю.

Книга снабжена обширной библиографией, что дает возможность более глубокого рассмотрения конкретных вопросов, недостаточно подробно изложенных в тексте. Некоторые важные проблемы, такие, например, как движения по разломам, инициированные горными работами, остались вне рассмотрения из-за ограниченности объема книги и возможностей автора.

Основу монографии составили работы, проведенные в лаборатории Деформационных процессов в земной коре ИДГ РАН под руководством автора в течение двадцати лет. Обобщение полученных результатов выполнено в рамках гранта РНФ «Механика медленных перемещений по разломам и трещинам: условия возникновения и возможность трансформации. Следствия и значение для снижения сейсмической опасности» (проект № 14-17-00719). В разные годы работы поддерживались грантами РФФИ №№ 95-05-14439; 98-05-64627; 01-05-64317; 04-05-65027; 07-05-00474; 10-05-01064.

В работе над этой книгой помогали многие коллеги. Заняться вопросами динамического деформирования разломов мне было предложено в 1987 г. профессором В.Н. Родионовым. На этапе разработки методологии исследований неоценимую помощь оказали д.ф.-м.н. В.Н. Костюченко и к.т.н. Н.В. Кабыченко. Большая часть экспериментальных установок спроектирована и изготовлена к.ф.-м.н. В.К. Марковым. Эксперименты проводились совместно с к.т.н. В.А. Новиковым, кандидатами физ.-мат. наук В.К. Марковым, А.А. Остапчуком, Д.В. Павловым, И.С. Свинцовым и другими сотрудниками ИДГ РАН. Все численные расчеты были выполнены д.т.н. А.М. Будковым. Всем им автор приносит свою искреннюю благодарность. Плодотворными были обсуждения с академиком РАН В.В. Адушкиным, д.г.-м.н. В.В. Ружичем и профессором С.И. Шерманом. Автор глубоко признателен прочитавшей всю рукопись к.ф.-м.н. С.Б. Кишкиной, чьи комментарии помогли улучшить изложение материала.

Отдельная благодарность В.В. Ежаковой, осуществившей подготовку рукописи к печати.

Глава 1
СТРУКТУРА МАССИВОВ ГОРНЫХ ПОРОД

1.1. Блоки и разломы

Одним из магистральных направлений развития наук о Земле в последние 40 лет стало всестороннее исследование блоковой структуры земной коры. Хотя блоки и разломы многие десятилетия изучаются учеными геологических специальностей, «эра блочности» в геофизике, тектонофизике, геомеханике, сейсмологии началась после основополагающих публикаций академика М.А. Садовского и его последователей [Садовский, 1979; Садовский и др., 1987; Родионов и др., 1986]. Эти работы обеспечили понимание того, что дискретность земной коры определяет закономерности зарождения и эволюции многих физических явлений. В результате блоковый подход стал ключевым практически во всех областях исследования твердой Земли.

Легко наблюдаемые в горном массиве разномасштабные нарушения сплошности (разломы, зоны трещиноватости, трещины и т.д.) являются одним из источников информации о деформационных процессах, произошедших в геологической истории. Структура массивов горных пород определяется геологической эволюцией и характером глобальных и локальных деформационных процессов в земной коре. В результате возникает спектр отдельностей – блоков, сильно отличающихся по размеру. Это вовсе не означает, что когда-то земная кора представляла собой однородную, сплошную на макроуровне среду. По мнению Ш.А. Мухамедиева наличие квазирегулярной дискретной структуры является не приобретенным свойством, а формой существования геосреды и причиной анизотропии ее прочностных характеристик [Мухамедиев, 2016].

Блоковая структура массива горных пород не есть окончательный результат разрушения твердого вещества, но постоянно обновляемая система. В процессе деформирования коры некоторые блоки консолидируются в конгломераты, формируя новые подсистемы, а межблоковые границы «залечиваются». Напротив, существующие конгломераты блоков могут распадаться на составные части. При этом формируются новые «активные» межблоковые зоны. На разных иерархических уровнях подобные процессы протекают с различной скоростью и под воздействием разных факторов, черпая энергию, как из недр Земли, так и из космического пространства. Такие процессы, как солнечные и лунные приливы, циклоническая деятельность, колебания атмосферного давления на поверхности твердой Земли постоянно пополняют двигательный потенциал коры. В районах со слабой тектонической активностью заметный вклад в энергетику деформационных процессов сравнительно небольшого масштаба может вносить антропогенная деятельность. Так, например, по данным академика В.В. Адушкина, сейс-

мическая энергия взрывных работ в Европейской части России на 2–3 порядка превосходит сейсмическую энергию тектонических событий [Адушкин и др., 2011].

Основные элементы структуры массива проявляются в виде квазилинейных нарушений сплошности. Масштаб нарушений заключен в весьма широком диапазоне размеров: от 10^{-8} м (дефекты кристаллической решетки породообразующих минералов) до 10^{7} м (протяженность крупных тектонических разрывов). Эти нарушения являются внешними границами обособленных областей изометричной формы с квазиоднородным для каждого конкретного масштаба строением. На отдельности разбиты не только скальные массивы, составляющие основной объем земной коры, но и нескальные породы. Отдельные участки массивов нескальных пород разделены зонами разуплотнения так же, как массивы скальных пород трещинами, разломами, зонами дробления. Наличие регулярной блочной структуры обнаруживается даже в еще очень молодых недеформированных осадках [Мухамедиев, 2016]. Механика возникновения таких структур описана в серии работ [Stefanov, Bakeev, 2014; Стефанов, Бакеев, 2015] и др.

При исследовании блочной системы неизбежно возникает вопрос о скейлинговых соотношениях между ее элементами. Удобство и красота гипотезы о самоподобии геофизической среды привели М.А. Садовского с коллегами к блочно-иерархической модели земной коры [Садовский и др., 1987]. Как известно, согласно этой модели, кора состоит из ряда блоков, размеры которых определяются универсальным шагом иерархической делимости среды (средним отношением линейных размеров блоков соседних уровней), который остается примерно постоянным от микрообъектов до структур планетарного масштаба.

Предположение о подобии физических процессов является одним из наиболее продуктивных допущений в науке, поскольку дает основание для экстраполяции данных, полученных на одном масштабном уровне, на задачи совершенно другого класса. Так, при использовании приближения геометрического подобия, все размеры и характерные времена задачи нормируются на корень кубический из энергии события ε. Такой подход используется, например, в задаче о взрыве в безграничной изотропной однородной среде, что позволяет легко пересчитывать линейные параметры, известные для взрыва заряда с энергией ε_1, на случай взрыва с энергией ε_2. Хотя в более сложных случаях (наличие свободной поверхности, неоднородный, анизотропный массив и др.) наблюдаются отклонения от законов подобия, последние с успехом используются на практике, обеспечивая приемлемую точность оценок [Родионов и др., 1971].

Согласно блочно-иерархической модели каждый блок n-го иерархического уровня, являясь частью более крупного блока (n – 1)-го уровня, включает в себя определенное количество блоков следующего (n + 1)-го уровня. Это количество определяется шагом иерархической делимости среды (средним отношением линейных размеров блоков соседних уровней). Детальный анализ большого количества объектов в широком диапазоне линейных размеров (от результатов гранулометрирования минеральных проб до размеров небесных тел), проведенный в работах М.А. Садовского с сотрудниками, показал, что все рассмотренные структуры допустимо характеризовать универсальным размером шага иерархической делимости $K \sim 3$ [Садовский и др., 1987] (здесь следует отметить, что подобный вывод, правда в более узком диапазоне размеров, сделанный ранее в некоторых

работах по геоморфологии [Кайе, Трикар, 1959; Пиотровский, 1964], остался практически незамеченным).

Проведенный анализ размеров многочисленных 2D структур, формируемых сетью нарушений сплошности [Красный, 1984; Бенедик и др., 1995], демонстрирует дефицит определенных размеров. Это приводит к заключению, что размер блоков земной коры не произволен, а формирует дискретный ряд, в котором линейные размеры блоков соседних иерархических уровней связаны определенным фундаментальным соотношением: $L_{(J+1)}/L_J \sim 3$. Последнее неоднократно проверялось на различных выборках, всякий раз давая в среднем хорошее согласие с результатами измерений. В то же время анализ данных по отдельным объектам иногда вступает в определенное противоречие с установленной закономерностью [Спунгин, 2001], что связано с неадекватным выделением блоков и неверным их ранжированием на фоне многочисленных нарушений сплошности. Дело в том, что понятие «блок», рассматриваемое вне связи с деформационными процессами, фактически теряет смысл. Типичное заблуждение – пересечение нарушений сплошности всегда формирует структурный блок – возникает из наглядной и привычной картины элементарной блочности, часто наблюдаемой в стенках горных выработок и на обнажениях.

Некоторую подобласть внутри блочной системы можно характеризовать двумя состояниями – консолидированным и неконсолидированным. Консолидированным естественно назвать такое состояние, когда при наложении внешних воздействий совокупность блоков деформируется как единое структурное образование, то есть большая часть составляющих ее блоков деформируется согласованно. При нагружении блочной среды ее неупругая деформация обеспечивается, в том числе, относительными смещениями консолидированных подобластей и их поворотами. Неконсолидированное состояние характеризуется квазинезависимым деформированием составных частей. Иными словами, для неконсолидированного состояния характерно возникновение несогласованных деформаций и значимых межблоковых перемещений внутри подобласти. Консолидация подобластей внутри дискретной среды была наглядно продемонстрирована в опытах с фотоупругими дисками [Drescher, Josselin de Jong, 1972], а впоследствии во множестве численных расчетов. Одна и та же структура может выступать и как консолидированная и как неконсолидированная система по отношению к различным внешним воздействиям. Простейшим примером подобного эффекта является распространение колебаний по зернистой среде, поджатой внешним давлением. Если длина волны велика по сравнению с размером зерна, то материал ведет себя подобно сплошной среде. В случае же высокочастотного воздействия, каждое зерно выступает в качестве отдельного агрегата.

Наиболее общим внешним воздействием по отношению к рассматриваемым фрагментам земной коры является современное поле напряжений, по отношению к которому и самоорганизуются консолидированные подобласти, формирующие блочную структуру массива. На границах этих структурных образований инструментально фиксируются деформации, амплитуда которых превышает на один-два порядка соответствующие значения в смежных объемах среды [Современная геодинамика..., 1989; Kanamori, Brodsky, 2004]. При этом наблюдаются как медленные движения (скорость движения обычно несколько мм/год), так и короткопериодные с более высокими скоростями смещения и периодами в месяцы, а иногда даже часы [Кузьмин, 1996; 2002]. Зоны повышенных деформаций оказываются,

подчас, достаточно широкими и могут не совпадать с геологическими разломами [Кузиков, Мухамедиев, 2010]. Высокая поведенческая изолированность консолидированных блоковых структур является важнейшим свойством, определяющим способность геофизической среды к релаксации на разных масштабных уровнях. За счет квазинезависимых движений блоков осуществляется диссипация «избыточной» энергии, которой постоянно подпитывается литосфера вследствие экзогенных и эндогенных процессов.

При решении различных задач в науках о Земле возникает необходимость построения моделей, содержащих сведения о блоковом строении земной коры на разном иерархическом уровне. При изучении закономерностей формирования полей тектонических напряжений, механики сейсмического процесса и т.д. используются структурные модели с размерами блоков в десятки, сотни, а иногда и тысячи километров. При решении задач горной механики масштаб модели определяется характерным размером возводимого сооружения (размеры блоков от метров до километра). Для разведки и разработки месторождений полезных ископаемых, наряду с региональными моделями, используются модели блоковых структур промежуточного масштаба – единицы и первые десятки километров.

Важной задачей при построении моделей различных участков земной коры является адекватное выделение блоков разных иерархических уровней. Установление местоположения разломов различного ранга, успешно проводимое геологическими и геофизическими методами, не решает поставленной задачи, поскольку морфоструктурный анализ не обеспечивает однозначного выделения согласованных сетей тектонических блоков и их ранжирования на фоне многочисленных разрывных нарушений. Ошибки при определении порядка межблоковых границ зачастую приводят к искажениям блоковой модели, что препятствует выявлению корреляционных связей между элементами структуры земной коры и различными деформационными, геологическими и геохимическими процессами. Учет фундаментальных свойств иерархичности и самоподобия блоковой структуры земной коры позволяет в значительной степени преодолеть подобную неоднозначность.

Линейными элементами неоднородности, формирующими структуру консолидированной области, естественно выбрать разломы, трещины, литологические контакты. На дневной поверхности эти элементы в общем случае проявляются как линеаменты. В произвольном плоском сечении массива прямолинейные элементы неоднородности в неявном виде формируют решетчатый рисунок, что позволяет использовать для оценки структуры участка земной поверхности элементы симметрии трансляции: ориентировку оси трансляции и период трансляции. Подобная методика разработана и подробно изложена в работах [Бенедик и др., 1995; Кочарян, Спивак, 2003].

Пример такой процедуры проиллюстрирован на рис. 1.1 на примере построения блочной структуры участка земной коры размером 10×7,5 км, содержащего поверхностный разрыв, образовавшийся при землетрясении 28 октября 1983 г. в Центральном Айдахо (США) [Crone et al., 1987]. Этот пример выбран в силу относительной простоты карты линеаментов и наличия современных тектонических разрывов.

Предложенный в [Бенедик и др., 1995; Кочарян, Спивак, 2003] способ определения современных структурно-тектонических блоков (ССТБ) на основе выделения участков заданного размера с однородной индивидуальной структурой

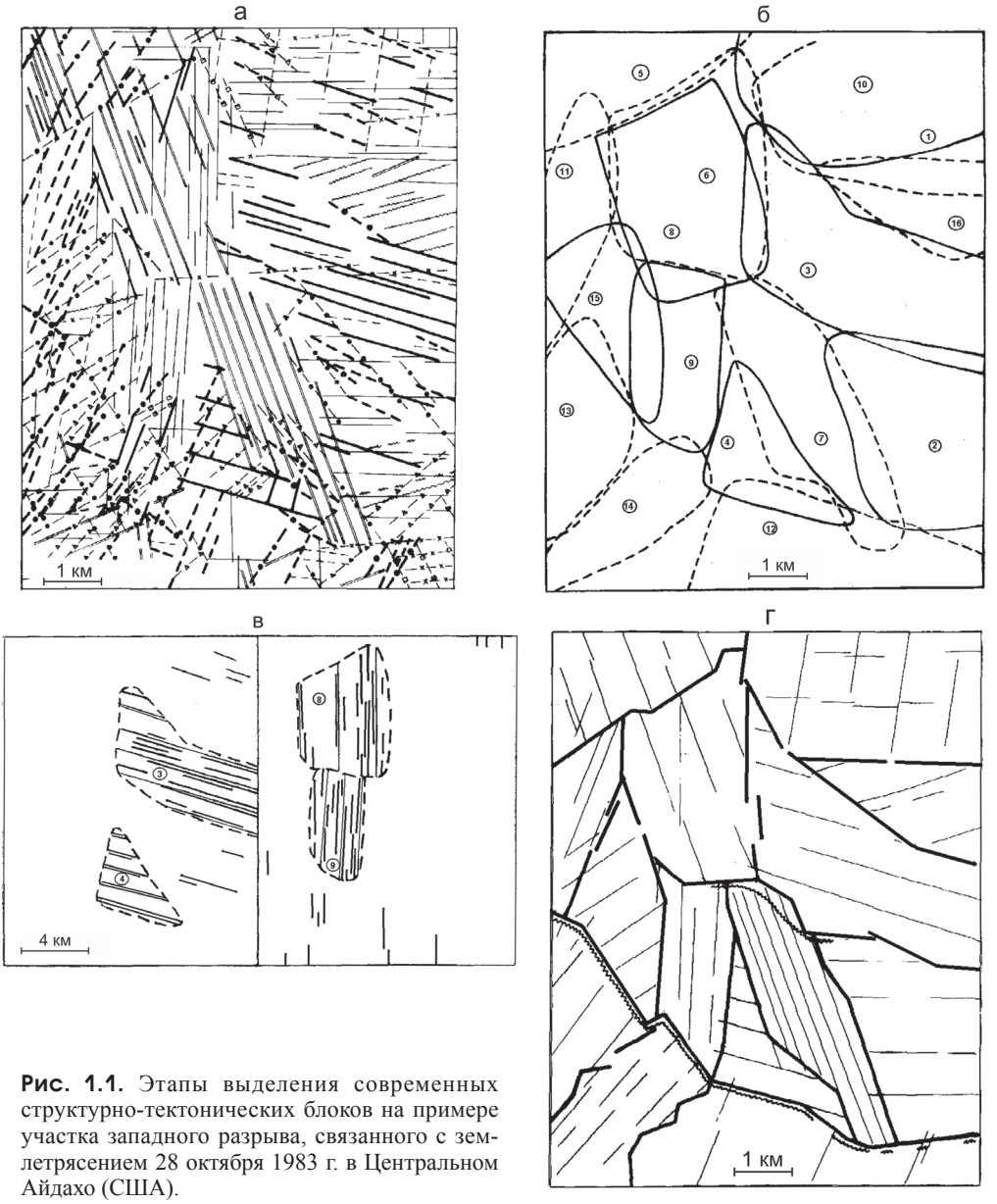


Рис. 1.1. Этапы выделения современных структурно-тектонических блоков на примере участка западного разрыва, связанного с землетрясением 28 октября 1983 г. в Центральном Айдахо (США).

а – карта линеаментов: линиями показаны линеаменты различных систем; б – карта выделенных участков с различными системами рисунка поля линеаментов: цифры – номера участков, сплошные и пунктирные линии – границы участков; в – примеры карт линеаментов отдельных систем; г – карта современных структурно-тектонических блоков с линейными размерами 3–6 км.

Жирными линиями показаны линеаменты, определяющие границы современных структурно-тектонических блоков. Тонкие линии – системы линеаментов, определяющие индивидуальную структуру блоков. Волнистые линии – поверхностные разрывы, связанные с землетрясением 28 октября 1983 г.

дает возможность построения блочных моделей участков земной коры на разном иерархическом уровне. Разумеется, в ответственных случаях для оценки досто-

верности построения необходимо проведение разведочных работ, однако наличие даже приближенной модели позволяет значительно сократить объем изысканий.

В последние годы, благодаря повышению разрешающей способности методов дистанционного зондирования и активному внедрению автоматизированной обработки данных, стало возможным и перспективным их использование для выделения ССТБ. Линеаменты, линеаментные формы, распределения плотностей малых линеаментов, устанавливаемые при проведении дешифрирования, оказываются полезными при создании структурных моделей различных регионов. Так, дистанционное зондирование платформенных областей, где кристаллические породы покрыты толстым осадочным чехлом, является, на первый взгляд, малоинформативным. Однако выполненные исследования показали, что протяженные линеаменты и линеаментные формы, выраженные на поверхности, в значительной степени отражают структуры фундамента. Кроме того, сопоставление результатов дешифрирования с данными морфоструктурного анализа и геофизических наблюдений показало, что и блоки, и межблоковые зоны могут быть успешно выделены на основе статистических характеристик полей малых линеаментов. Диаграммы углового распределения малых линеаментов отражают изменения ландшафта, обусловленные, в том числе экзогенными процессами [Иванченко, Горбунова, 2015].

Блоки любого порядка отделены друг от друга нарушениями сплошности. Эти образования – тектонические разломы и трещины разного масштаба, зоны дробления, литологические контакты и т.п. – имеют обычно значительно более низкие эффективные прочностные и деформационные характеристики по сравнению с материалом блоков. Именно нарушения сплошности массива горных пород несут ответственность за многие механические, геологические и геофизические процессы и являются важнейшим элементом геосистем. Блоки масштабом десятки километров и более разделяются крупными разломными зонами, которые в отличие от небольших трещин имеют сложное строение. Формирование любой региональной разрывной структуры сопровождается возникновением в зоне ее влияния значительного числа сопутствующих (оперяющих) разрывов. Эти участки повышенной плотности нарушений сплошности идентифицируются как межблоковые зоны.

Многочисленные разрывные нарушения формируют внутри межблоковой зоны спектр отдельностей разного размера [Спивак, Цветков, 2008; 2009]. Размер этих отдельностей на несколько иерархических порядков меньше размеров блоков, которые разделяет межблоковая зона. Можно показать, что для отдельностей, формирующих межблоковую зону, характерно распределение по размерам соответствующее иерархическому ряду геоблоков [Кочарян, Спивак, 2003].

Активными разломами считаются дизъюнктивные структурные образования, относительные перемещения крыльев которых фиксируются на современном этапе развития [Трифонов, 1985; Белоусов и др., 1997; Трифонов, Кожурин, 2010]. Используя введенное выше понятие консолидированной подобласти, можно заключить, что именно зоны активных разломов – узкие протяженные зоны, в которых локализуются наибольшие амплитуды и скорости деформаций, – являются границами современных структурно-тектонических блоков. Межблоковые дифференциальные движения являются как причиной, так и следствием повышенной раздробленности (дискретности) этих зон.

При изменении напряженно-деформированного состояния интенсивность дифференциальных движений может снизиться, а межблоковая зона теряет свою дискретность за счет «залечивания» и трансформируется в консолидированный разлом. Консолидированные разломы, как правило, не являются границами между современными структурно-тектоническими блоками.

Вышеупомянутая методика построения структурно-согласованной блочной модели участка земной коры позволяет уверенно выделить границы ССТБ, которые соответствуют зонам современных активных разломов заданного порядка.

Следует подчеркнуть, что зачастую доминирующие в регионе тектонические нарушения не являются границами ССТБ, то есть активными разломами. Пример подобной ситуации рассмотрен в [Костюченко и др., 2002], где проанализировано блоковое строение участка Семипалатинского испытательного полигона. По изданным геологическим картам создается впечатление, что доминирующими структурами являются Калба-Чигизская и Западно-Аркалыкская разломные зоны. Однако детальная реконструкция блочной структуры региона, проведенная в [Костюченко и др., 2002], показывает, что большая часть нарушений в этих зонах не является границами современных структурно-тектонических блоков, то есть активными разломами. Этот же вывод подтверждается и результатами многолетних измерений параметров сейсмических волн от подземных ядерных взрывов вдоль профиля, пересекающего регион примерно с юга на север. Важно подчеркнуть, что азимут простирания активных межблоковых границ существенно отличается от азимута основных ветвей Калба-Чигизского и Западно-Аркалыкского разломов. Это, вероятно, отражает изменения, произошедшие в напряженном состоянии региона в новейшее время, которые привели к консолидации этих крупных разломных зон.

Использование представлений о самоподобном блоковом строении земной коры неизбежно приводит к необходимости введения иерархии межблоковых промежутков – тектонических трещин и разломов. Между тем, для этих объектов ситуация представляется куда менее очевидной. Даже на первый взгляд гораздо труднее обнаружить подобие между сомкнутой трещиной в массиве скальных пород и крупной разломной зоной, чем между ограничиваемыми ими блоками. В отличие от блоков, линейные размеры которых можно уверенно определить, однозначно оценить геометрические характеристики нарушений сплошности зачастую бывает невозможно. Из анализа любой тектонической карты видно, что протяженные линейные структуры лишь отчасти можно рассматривать в качестве единых образований. Каждая из таких структур представляет собой сочленение отдельных участков, примыкающих к отчетливо выделяемым блокам определенного ранга. В тектонических узлах наблюдаются расширения зон активных разломов, а также дельтообразные и трапецевидные участки расщепления.

При наличии весьма протяженных в пространстве линейных структур размеры активных зон могут ограничиваться локальными по протяженности участками. Как правило, размеры активных зон хорошо сопоставимы с размерами структурных блоков [Соболев, Завьялов, 1980; Уломов, 1993], что соответствует классическим представлениям о том, что энергия землетрясения связана с разгрузкой блока определенного размера. Фактически это означает, что протяженность линейной структуры следует характеризовать протяженностью ее активного участка, проявляющегося квазинезависимо в геодинамическом смысле.

Механические свойства нарушений сплошности формируются в процессе эволюции массива в результате дифференциальных перемещений блоков. В силу этого естественно ожидать, что при построении геомеханических моделей в качестве дизъюнктивного нарушения с однородными средними свойствами должен выступать соответствующий участок квазилинейной структуры, ограничивающий консолидированный современный структурно-тектонический блок. Соответственно, иерархический порядок разломной зоны определяется рангом блоков, которые она разделяет.

Разломы зарождаются путем объединения ряда растущих трещин, часто по уже существующим поверхностям ослабления таким, как трещины остывания, дайки или тектонические трещины. Допустим, смещение происходит вдоль узкой трещины, представляющей собой сомкнутый контакт ненарушенных блоков горной породы. В процессе сдвига блоков друг относительно друга, постепенно, за счет процессов дробления и износа, в окрестности начальной поверхности ослабления формируется зона нарушенного материала. Толщина этой зоны будет существенно зависеть от начальной геометрии поверхностей.

Несмотря на множество публикаций, соотношения между такими параметрами разломных зон, как длина, ширина (размер поперек простирания), амплитуда смещения, активно обсуждаются. При описании структурных характеристик разломных зон широко применяются эмпирические масштабные соотношения, связывающие длину разлома L, ширину разломной зоны W и амплитуду смещения по разрыву D [Шерман, 1977; Ружич, Шерман 1978; Шерман и др., 1991; 1992; 1994; Hull et al., 1988] и мн. др. Для связи между этими параметрами чаще всего используют степенные соотношения типа:

$$W = \alpha \cdot D^a, \tag{1.1}$$

$$D = \beta \cdot L^b, \tag{1.2}$$

$$W = \chi \cdot L^c. \tag{1.3}$$

Во многих публикациях показатели степени в соотношениях (1.1)–(1.3) чаще всего близки к 1, а коэффициенты α, β и χ изменяются в широких пределах. Так, по данным [Шерман и др., 1983] χ изменяется в диапазоне от 0,02 до 0,1 соответственно для трансрегиональных и локальных разломов, а β от 0,01 до 0,08 при вероятном значении $\beta = 0{,}03$. По данным [Hull, 1988] $\alpha \cong 0{,}016$ для магистральных зон катакластического типа и $\alpha \cong 0{,}48$ для милонитов. При этом некоторыми авторами высказывались существенные сомнения в пригодности соотношений типа (1.2)–(1.4), основанные, прежде всего, на очень большом разбросе экспериментальных данных [Blenkinsop, 1989; Evans, 1990].

Близость показателей степени в выражениях (1.1)–(1.3) к единице означает выполнение соотношений подобия для процесса разломообразования: все линейные размеры связаны прямой пропорциональностью. В ряде публикаций даже предложен некий «геомеханический инвариант» – универсальная константа $\theta \approx 0{,}5 \cdot 10^{-2}$, равная отношению размера нарушения сплошности поперек простирания к «диаметру блока соответствующего иерархического уровня» [Kurlenya, Oparin, 1999] и др.

Есть, однако, основания полагать, что масштабирование и структурных, и механических параметров нарушений сплошности имеет более сложный характер.

При построении структурных соотношений следует аккуратно подходить к отбору наблюдательного материала, поскольку параметры нарушений сплошности помимо масштаба зависят от множества факторов. Эта проблема может быть особенно острой, когда объединяются ряды данных из областей с разными литологическими и тектоническими условиями.

Хотя структурная схема строения разломной зоны является общепринятой [Рац, Чернышев, 1970; Sibson, 2003] и др., размер разломной зоны в направлении поперек простирания является весьма неопределенной величиной. Различия в данных, полученных по визуальным наблюдениям и по результатам геофизических исследований, часто весьма велики и могут достигать десятков раз.

Рост разлома на начальной стадии развития происходит, как правило, на уже существующих в массиве плоскостях ослабления. Как считают многие авторы [Шерман et al., 1983; Семинский, 2003; Семинский и др., 2013; Walsh, Watterson, 1988; Walsh et al., 2002; Childs et al., 2009], более крупные разломы часто являются результатом роста и объединения более мелких структур. Понятно, что такой способ формирования крупных разломных зон будет влиять на масштабные соотношения. Например, при коалесценции двух мелких нарушений результирующая длина может быть заметно больше по отношению к другим линейным параметрам, чем, если бы разлом рос как отдельная структура. В ходе дальнейшей эволюции рост кумулятивного смещения может привести к опережающему темпу увеличения эффективной ширины зоны влияния.

Из результатов модельных экспериментов и натурных наблюдений [Шерман и др., 1983; Куксенко, 1986; Семинский, 2003; Walsh et al., 2002] следует, что объединененные сегменты начинают доминировать при дальнейшем деформировании, то есть деформация локализуется именно на этих участках, а активность на более мелких структурах затухает. Этот эффект отчасти объясняет большой разброс данных на зависимостях типа (1.1)–(1.3).

Понять закономерные соотношениями между геометрическими параметрами могут помочь аналитические оценки и численные эксперименты.

Для поверхностей с незначительной шероховатостью можно сделать оценки с помощью простейшей теории абразивного износа поверхностей [Scholz, 2002]. Пусть на контактирующих поверхностях имеется n контактов, а каждый контакт имеет полукруглую форму диаметром d. При этом выполняется соотношение:

$$n = \frac{4N}{\pi h d^2}, \tag{1.4}$$

где h – твердость материала, а $N = hA_r$. A_r – суммарная действительная площадь контактов, которая много меньше площади поверхности.

Будем полагать, что каждое контактное соединение существует на протяжении участка скольжения длиной d_c. Предположим, что $d_c = \alpha d$, где α – некоторая константа близкая к единице. Это означает, что каждое контактное соединение должно быть обновлено $1/d_c$ раз на единицу длины скольжения, так что число контактных соединений на единицу скольжения:

$$M = \frac{n}{d_c} = \frac{4N}{\alpha \pi h d^3}. \tag{1.5}$$

Если вероятность того, что какой-либо контакт разрушен в процессе сдвига, есть k и полагая, что фрагменты, формируемые сдвигом, есть полусферы диаметра d, получаем скорость износа (определяемую, как объем V износа материала, сформированного за единицу длины скольжения):

$$\frac{\partial V}{\partial D} = \frac{k\pi d^3}{12} M = \frac{kN}{3h\alpha}. \tag{1.6}$$

Таким образом, объем фрагментов износа, сформированных при амплитуде сдвига D:

$$V = \frac{kND}{3h\alpha}. \tag{1.7}$$

Пренебрегая в первом приближении изменением пористости материала, получаем, что при этом формируется зона разрушенного материала толщиной:

$$T = \frac{\kappa\sigma_n D}{3h}, \tag{1.8}$$

где σ_n – нормальные напряжения и $\kappa = k/\alpha$ – безразмерный параметр, называемый коэффициентом износа. Если предположить, что σ_n = const на протяжении скольжения, то получаем, что отношение

$$\frac{T}{D} = \frac{\kappa\sigma_n}{3h} \tag{1.9}$$

постоянно в процессе сдвига.

При более аккуратном рассмотрении проблемы необходимо, также, учитывать прочность материала по границам зерен, которая, впрочем, влияет, главным образом, на коэффициент износа. Так типичное значение для песчаника $\kappa \sim 0{,}3$, а для гранита $\kappa \sim 0{,}075$ [Scholz, 2002].

Таким образом, при установившемся процессе толщина слоя разрушенного материала растет пропорционально амплитуде сдвига. Скорость приращения довольно мала, по сравнению с начальным, неустановившимся участком, где скорость износа спадает экспоненциально. Это объясняется более высокой начальной шероховатостью, которая затем снижается в процессе сдвига. Так, если первые 5 мг изношенного материала были получены при сдвиговом смещении образца гранита в ротационной машине при нормальном напряжении σ_n = 3 МПа на 1 см, то для износа каждых последующих 5 мг потребовалось уже свыше 50 см сдвига [Scholz, 2002].

И изложенные модели износа, и натурные наблюдения, и, наконец, интуиция заставляют предположить, что по мере развития разломной зоны прогрессивное разрушение ведет к увеличению размеров зоны влияния и ширины магистральной части разрыва. Средняя амплитуда неровностей стенок тектонических трещин скола, отрыва, остывания, в тех случаях, когда они не пересекают пласты неоднородных пород, составляет обычно менее одного процента от длины трещины [Кочарян, Спивак, 2003]. Естественно предположить, что мощность зоны разрушения, формируемой в процессе межблоковых перемещений, не должна сильно отличаться от этой величины.

С целью определения параметров шероховатости и кривизны поверхностей трещин, разделяющих массив на блоки, проводились измерения геометрических параметров трещин, выходящих на поверхность слабовыветренного гранитного массива с помощью профилометра [Кочарян, Кулюкин, 1994]. Прибор представлял собой прямоугольную раму, по которой в двух взаимно перпендикулярных направлениях перемещалась измерительная головка, имеющая прицельное устройство для наводки на измеряемую точку. Вдоль трещины прокладывалась с помощью проволоки реперная линия, вдоль которой осуществлялось перемещение прибора. Измерения проводились последовательно на отдельных участках трещин длиной по 1 м. Отдельные участки при обработке результатов «склеивались» с тем, чтобы получить полный профиль трещины. На раме устанавливались специальные реостаты, питаемые стабилизированным напряжением, по показаниям которых определялись координаты измерительной головки. Показания фиксировались цифровым регистратором. Подобным образом было обмерено свыше 30 трещин длиной от 1 до 57 м с точностью измерений ±1 мм. Этот ряд данных был дополнен оцифрованными по фотографиям линиями крупных трещин и небольших разломов длиной до 1500 м.

Анализ показывает, что в обследованном диапазоне длин максимальная амплитуда A_m неровностей изменяется в пределах 1–4% от длины трещины L, а средняя амплитуда A_{av} отклонения профиля трещины от прямой линии составляет 0,2–0,8%. При этом амплитуда волнистости, приведенная к длине трещины, несколько снижается с ростом масштаба. Наилучшим образом результаты измерений описываются зависимостью:

$$A_{av} = 7{,}5 \cdot 10^{-3} \cdot L^{0{,}8}, \qquad (1.10)$$

где средняя амплитуда отклонения профиля от прямой A_{av} и длина блока L измеряются в метрах. Заметим, что закон $A \sim L^{0{,}8}$ при описании поверхностей трещин получен и с использованием других методик [Bouchaud et al., 1993; Sagy, Brodsky, 2009].

Результаты профилирования дают возможность оценить связь между масштабом блока, накопленной амплитудой сдвига и геометрическими характеристиками наиболее нарушенной области, формируемой в результате межблоковых перемещений. Для этих целей проводился следующий численный эксперимент. Рассматривался сдвиг двух блоков, разделенных трещиной реального профиля с заданной начальной шириной.

Профиль трещины задавался по результатам упомянутых выше измерений. При сдвиге на каждом шаге фиксировались точки соприкосновения берегов. Из точек соприкосновения, в том блоке, где расстояние от точки соприкосновения до свободной поверхности в направлении субпараллельном направлению сдвига минимально, проводились разрушающие трещины, профили которых являлись случайно выбранными отрезками начальной поверхности. Считалось, что материал, отделенный от блока образовавшейся трещиной, полностью разрушается в процессе дальнейшего сдвига. Перемещение блоков в направлении нормальном к линии трещины запрещено. Таким образом, на каждом шаге профиль трещины изменяется и формируется зона раздробленного материала.

На рис. 1.2 показаны зависимости средней приведенной ширины «зоны разрушения» от амплитуды сдвига для нескольких трещин. Видно, что ширина трещи-

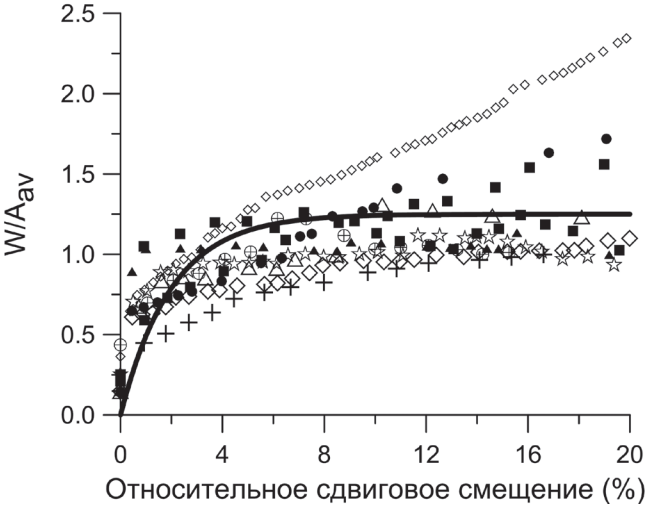


Рис. 1.2. Зависимость средней приведенной ширины «зоны разрушения» от амплитуды сдвига. Величина перемещения нормирована на длину трещины.

Значки – результаты расчета для разных трещин. Линия – зависимость (1.11).

ны увеличивается до величины порядка A_{av}, что, в соответствии с (1.10), составляет величину 0,5–1,5% от длины блока, причем чаще всего, это происходит при небольших смещениях – до 0,03–0,04L, после чего интенсивность разрушения ослабевает, и рост ширины трещины замедляется.

Жирной линией проведена зависимость

$$\frac{W}{A_{av}} = \left(1 - \exp\left(-100 \cdot \left(\frac{D}{L}\right)\right)\right) + 2 \cdot (D/L), \qquad (1.11)$$

которая, несмотря на значительный разброс данных, отражает закономерность изменения ширины разрушенной зоны в процессе нарастания амплитуды перемещения по разлому.

Таким образом, численный эксперимент с использованием натурных данных дает примерно тот же результат, что и теория абразивного износа поверхностей, и показывает, что на различных стадиях деформирования связь между характеристиками разломных зон может быть различна. При малых относительных смещениях бортов (в расчетах $D < 0{,}01L$) ширина зоны дробления близка по величине к сдвигу. При больших сдвигах (в численном эксперименте $D > 0{,}04 \div 0{,}06L$) ширина нарушенной зоны пропорциональна величине A_{av}, то есть, в соответствии с (1.11), $\sim L^{0,8}$ и почти не зависит от амплитуды сдвига.

Можно заключить, что на некотором этапе эволюции скорость увеличения размера нарушенной зоны заметно замедляется, что связано с разрушением неоднородностей определенного иерархического уровня. К такому же выводу приходят [Mitchell, Faulkner, 2009] на основе анализа геологических данных. Механическим аналогом этой стадии развития нарушения является переход к стадии «остаточной прочности».

В лабораторных экспериментах этот переход был визуализирован в работе [Герасимова и др., 1995]. На фотографиях на рис. 1.3 показаны стадии деформирования модельного нарушения сплошности – контакта двух шероховатых поверхностей, разделенных слоем песка.

На правой панели этого же рисунка схематично приведена соответствующая реологическая зависимость «напряжение-перемещение». Величина предельного перемещения D_p, при котором достигается предел прочности нарушения сплошности массива скальных пород, довольно значительна. Для оценки величины D_p в геомеханике используются эмпирические соотношения, например, для контактов шероховатых поверхностей [Barton, 1987]:

$$D_p = \frac{L}{500}\left[\frac{JRC}{L}\right]^{0,33} \text{ м}, \qquad (1.12)$$

где L – размер сдвигаемого блока в м, а JRC – коэффициент шероховатости поверхности трещины, изменяющийся от 0 (гладкие поверхности) до 20.

Скорость снижения сопротивления сдвигу при запредельном деформировании в большинстве случаев невелика (исключая «залеченные» трещины). Промежуточная характерная точка u_m, в которой значение величины $\mathrm{arctg}(\tau/\sigma_n)$ принимает среднее между пиковым и остаточным значением, составляет около $u_m \sim 10u_p$, а

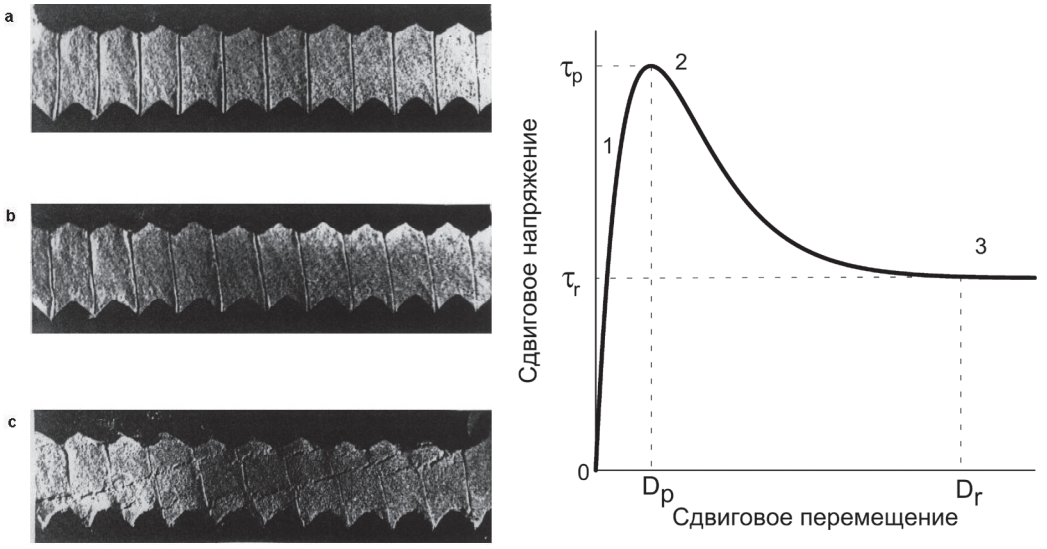


Рис. 1.3. Стадии деформирования нарушения сплошности [Герасимова и др., 1995].

Слева – фотографии различных моментов деформирования шероховатой трещины, заполненной слоем кварцевого песка, увлажненного глицерином. Справа – схематично показана реологическая кривая контакта.

После квазиупругого участка (0–1 на схеме, фото *a* и *b*) начинается процесс разрушения материала-заполнителя – формируются плоскости скольжения в песке, направленные под одним и тем же углом к оси главного нормального напряжения (1–2 на схеме, фото *c*). По мере увеличения сдвига, разрушение локализуется вдоль выступов на поверхности трещин, оставляя практически неподвижной во время дальнейшего деформирования среднюю часть заполнителя. Прочность трещины, при этом, выходит на остаточное значение (участок 2–3 на схеме, фото *d*)

окончательный выход на остаточное значение прочности τ_r происходит при очень больших сдвиговых смещениях $u_r \sim 100u_p$.

После квазиупругого участка (0–1 на схеме, фото *a* и *b*, рис. 1.3) начинается процесс разрушения материала-заполнителя: формируются плоскости скольжения в песке, направленные под одним и тем же углом к оси главного нормального напряжения (1–2 на схеме, фото *c* на рис. 1.3). По мере увеличения сдвига разрушение локализуется вдоль выступов на поверхности трещин, оставляя практически неподвижной во время дальнейшего деформирования среднюю часть заполнителя. Прочность трещины при этом выходит на остаточное значение (участок 2–3 на схеме, фото *d* на рис. 1.3).

Для разломных зон переход к остаточной прочности был описан К.Ж. Семинским [Семинский, 2003]. Разломы, достигшие этой стадии развития, можно назвать «сформировавшимися» («*mature faults*» в англоязычной литературе) [Кочарян и др., 2010; Savage, Brodsky, 2011].

Чтобы определиться с критерием сформировавшейся разломной зоны, воспользуемся выражением (1.12). Далее мы будем предполагать разломную зону сформировавшейся, если относительные перемещения берегов разлома в 10–20 раз больше величины предельного перемещения, определяемого соотношением (1.12). Полагая для определенности $JRC = 5$, имеем:

$$D > 0{,}05 \cdot L^{2/3}, \tag{1.13}$$

где длина разлома L и кумулятивная величина перемещения по разлому D выражены в метрах.

Поскольку соотношение (1.13) выведено для трещин масштабом до десятков метров, понятно, что применять его к крупным разломным зонам не вполне корректно. Подобные оценки могут лишь отразить тенденции изменения параметров и помочь сориентироваться при анализе экспериментального материала.

На рис. 1.4 приведена построенная по результатам нескольких исследований зависимость максимального смещения по разлому от его длины. Можно видеть, что достаточно четко выделяются два интервала. В первый входят трещины и разломы небольшого масштаба $L < 500 \div 1000$ м. В этом интервале амплитуда перемещения примерно пропорциональна длине нарушения сплошности. Наилучшее приближение данных методом наименьших квадратов (коэффициент корреляции $R = 0{,}83$) дает соотношение:

$$D = 0{,}02 \cdot L^{0{,}93}. \tag{1.14}$$

Причем можно предположить, что в этом интервале длин разломы нельзя считать сформировавшимися, поскольку для большей части данных в этом диапазоне не выполняется условие (1.13), показанное на рис. 1.4 пунктирной линией. Во втором интервале $L > 500 \div 1000$ м практически все данные находятся в диапазоне для сформировавшихся разломов, а наилучшее приближение ($R = 0{,}91$):

$$D = 0{,}0003 \cdot L^{1{,}45}. \tag{1.15}$$

Анализ данных исследований, содержащих сведения об эффективной ширине разломных зон, также приводит к выводу об изменении масштабных соотношений при переходе к сформировавшимся разломным зонам [Кочарян и др., 2010].

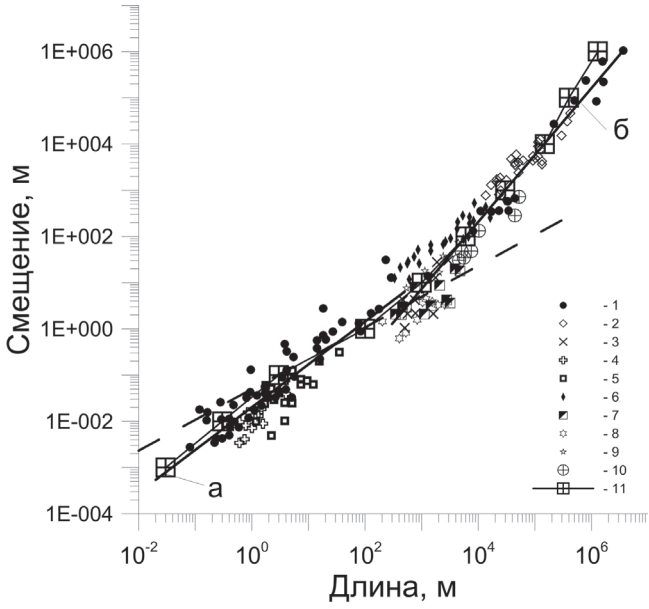


Рис. 1.4. Зависимость максимального смещения по разлому от его длины.

1 – [Ружич, Шерман, 1978]; 2 – [Elliott, 1976]; 3 – [Krantz, 1988]; 4 – [Muraoka, Kamata, 1983]; 5 – [Peacock, Sanderson, 1991]; 6 – [Villemin et al., 1995]; 7 – [Walsh, Watterson, 1987]; 8–10 – [Watterson, 1986]; 11 – [Kolyukhin, Torabi, 2012].

Пунктир – соотношение (1.13); черные линии – наилучшее приближение данных в диапазоне L < 500 м (а) и L > 500 м (б). В первом интервале для значительной части данных не выполняется условие (1.13), то есть разломы нельзя считать сформировавшимися

Судя по результатам, опубликованным в 1990–2010 гг., на зависимости $W(L)$ отчетливо выделяются два участка. При небольших смещениях D < 10÷100 м, наилучшее приближение (R = 0,66) дает соотношение:

$$W = 2{,}18 \cdot D^{0{,}68}. \qquad (1.16)$$

Для разломов со смещением берегов свыше 10 м скорость увеличения мощности зоны влияния существенно ниже и при значительном разбросе данных (R = 0,30) описывается соотношением:

$$W = 8{,}94 \cdot D^{0{,}29}. \qquad (1.17)$$

Такое поведение соответствует изложенным выше элементарным моделям износа поверхностей, а также результатам численного моделирования формирования разрушенной зоны при сдвиге шероховатых поверхностей (рис. 1.2). Важно подчеркнуть, что независимые ряды данных, приведенные на рисунках 1.4 и 1.5, дают примерно одну и ту же границу, на которой происходит переход от одних масштабных соотношений к другим. Эта граница соответствует накопленному перемещению в первые десятки метров и, соответственно, длинам разломов порядка 1 км.

Уже после выхода работы [Кочарян и др., 2010], в которой изложены описанные выше материалы, был проведен тщательный статистический анализ соотношений

между характеристиками разломов с различной кинематикой и разной литологией [Kolyukhin, Torabi, 2012]. Осреднение данных по более чем 2500 измерений дало примерно те же результаты, что и в [Кочарян и др., 2010]. Зависимости, полученные в работе [Kolyukhin, Torabi, 2012], приведены на рисунках 1.4, 1.5.

Из зависимостей (1.14)–(1.17) получаем соотношения, связывающие ширину зоны влияния с длиной разлома:

$$W = \begin{cases} 0{,}15L^{0{,}63}, & L < 500 \div 1000 \text{ м} \\ 0{,}85L^{0{,}42}, & L > 500 \div 1000 \text{ м} \end{cases}, \tag{1.18}$$

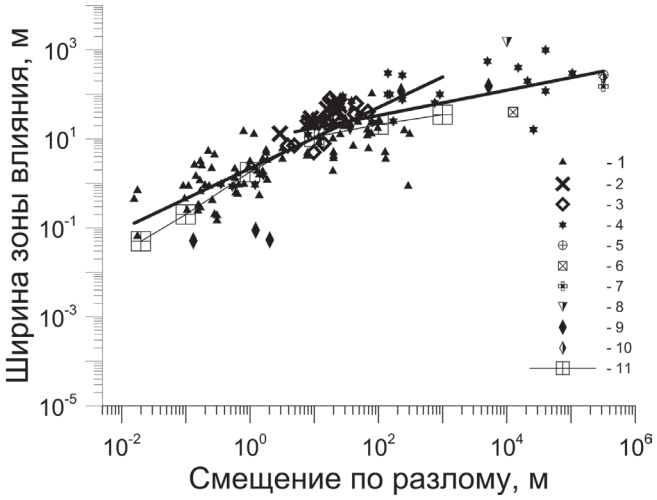


Рис. 1.5. Зависимость ширины зоны влияния от амплитуды перемещения по разлому.

1 – [Beach et al., 1999]; 2 – [Shipton, Cowie, 2001]; 3 – [Fossen, Hesthammer, 2000]; 4 – [Savage, Brodsky, 2011]; 5 – [Bradbury et al., 2007]; 6 – [Heermance et al., 2003]; 7 – [Li et al., 2004]; 8 – [Cochran et al., 2009]; 9 – [Mitchell, Faulkner, 2009]; 10 – [Zoback et al., 2008]; 11 – [Kolyukhin, Torabi, 2012]. В области больших амплитуд перемещений в сформировавшихся разломных зонах их ширина растет существенно медленнее, чем при небольших перемещениях

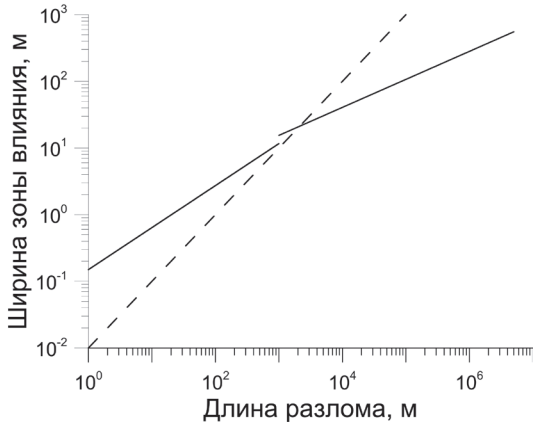


Рис. 1.6. Зависимость ширины зоны влияния разлома от его длины.

Пунктиром для ориентира приведена зависимость $W = 0{,}01L$

которое показано на рис. 1.6. Под шириной зоны влияния здесь следует понимать ширину участка с повышенной, по сравнению с фоновой, степенью трешиноватости.

Проведенный анализ показал, что соотношения между структурными характеристиками разломных зон (длина, ширина, кумулятивное смещение) описываются нелинейными степенными зависимостями, причем эти зависимости разные для развивающихся и сформировавшихся разломных зон. Судя по данным [Kolyukhin, Torabi, 2012], соотношения могут заметно отличаться для разломов с разной кинематикой. Осреднение по всем типам разломов дало значение амплитуды смещения, при котором происходит переход от одного закона масштабирования к другому D = 12 м, что хорошо совпадает с нашими данными. Однако значения, полученные для разломов со смещением по простиранию (D ~ 1,5 м) и для сдвигов (D ~ 1300 м), различаются на два порядка. По мнению авторов [Kolyukhin, Torabi, 2012] это может быть связано с тем, что для сбросов и надвигов значительная часть данных относится к мелким и средним разломам, тогда как для сдвигов – к крупным разломным зонам. Они предполагают, что может существовать два участка изменения скейлинговых соотношений. По их данным первый раз показатель степени в соотношениях (1.1)–(1.3) может меняться при превышении кумулятивным смещением величины D ~ 1÷10 м, а второй – при достижении значений D ~ 1000 м. Этот вопрос требует дополнительного исследования.

1.2. Некоторые результаты обследования разломных зон

Множество замечательных исследований, проведенных в 60–90-е годы прошлого века, например, [Рац, Чернышев, 1970; Шерман, 1977; Ружич, Шерман, 1978; Шерман и др., 1991; 1992; 1994] и многие другие, позволили дать макроскопическое описание разломных зон, развившихся в условиях разного напряженного состояния, разработать физические представления о закономерностях формирования разломных зон, установить эмпирические соотношения между геометрическими параметрами нарушений.

Большинство сведений о структуре разломов были получены из геологических исследований фрагментов разломов, поднятых на поверхность, сейсмологических данных, анализа распределения сейсмичности, результатов обследований, проведенных в горных выработках, данных сейсмопрофилирования и глубинного сейсмозондирования.

К сожалению, до сих пор предлагаемые модели разломных зон еще далеки от совершенства, а количественные соотношения между их параметрами активно обсуждаются. Сложность изучения разломных зон определяется, в том числе, их некоторыми специфическими чертами. Разломы являются сложными объектами, состоящими из связанных сегментов, одной или нескольких поверхностей сдвига, часто с огромной амплитудой перемещения бортов, оперяющих разрывов, зоны влияния и т.д. Зоны разломов являются литологически гетерогенными, анизотропными и дискретными. Наблюдаются весьма существенные вариации структуры зоны по падению или простиранию даже на сравнительно коротком расстоянии. Сведения о строении разломов на большой глубине получают путем

инверсии геофизических данных. При этом разрешения стандартных геофизических методов оказывается во многих случаях недостаточно даже для оценки такого параметра, как толщина, не говоря уже о тонкой структуре разломной зоны, которая представляет большой интерес именно с точки зрения задач геомеханики.

Исследования, проведенные в последние 20 лет, по большей части за рубежом, позволили существенно расширить и уточнить представления о внутренней структуре разломных зон. Заметно усилился интерес к результатам исследований строения зон активных разломов. Новые данные получены в рамках выполнения международной программы «быстрого бурения» разломной зоны после произошедшего землетрясения [Brodsky et al., 2009]. Подобные проекты бурения через разломные зоны уже выполнены в Японии (Nojima Fault), где был отобран керн с приповерхностной части разлома землетрясения $M = 6{,}8$ (Кобе, 1995 г.) [Tanaka et al., 2001] и на Тайване, где керн из зоны разлома Chelungpu Fault, связанного с землетрясением $M = 7{,}6$ (Chi-Chi, 1999 г.) был поднят уже с глубины около 1 км [Ma et al., 2006]. Глубинное бурение через разломную зону проведено или проводится в Китае (Wenchuan Fault Scientific Drilling Program), Европе (Corinth rift, западная Греция) [Cornet et al., 2004], Южной Африке NELSAM [Boettcher et al., 1989]. В совокупности с результатами традиционных геологических обследований на поверхности и в шахтах, эти данные позволяют получить достаточно стройные представления о структуре центральных частей разломных зон. Уникальные в своей детальности данные о строении разломной зоны на глубине около 3000 м, к которым мы не раз будем обращаться в этой главе, были получены в ходе проекта San Andreas Fault Observatory at Depth (SAFOD) [Zoback et al., 2010]. В проекте осуществлено бурение скважины с отбором керна и разнообразными скважинными исследованиями на крипующей части разлома Сан-Андреас к северу от Паркфилда.

Через 13 месяцев после землетрясения Тохоку (2011 г.) с моментной магнитудой $M_w = 9$ была проведена экспедиция в рамках проекта IODP (Integrated Ocean Drilling Program). В ходе работ в морском дне, расположенном на глубине 7740 м ниже уровня моря, была пробурена скважина с отбором керна глубиной 850,5 м и детально исследована структура мегаразрыва.

В 90-е годы прошлого века под руководством К. Аки был разработан и применен сейсмический метод, в котором используются так называемые «каналовые волны», возникающие в тех случаях, когда источник находится внутри разлома [Ben-Zion, Aki 1990; Li, Leary, 1990; Li et al., 2000] и др. При этом в качестве источников каналовых волн внутри разломной зоны используются как взрывы, так и слабые землетрясения. Поскольку каналовые волны возникают при многократных отражениях на границе между низкоскоростной областью внутри разломной зоны и вмещающей породой, параметры этих колебаний отражают внутреннюю структуру и свойства разломной зоны на достаточно больших глубинах. Эти исследования позволили также обнаружить изменения механических свойств разломов во времени [Li et al., 2000; 2004] и др.

Много новой информации получено при проведении подробных геологических исследований с тщательно выполненной датировкой таких образований как, например, Punchbowl fault – крупный разлом в системе Сан-Андреас [Chester et al., 1993; 2005; Chester & Chester, 1998], или Carboneras fault [Faulkner et al., 2003].

Ниже проведен анализ результатов некоторых исследований структуры и строения разломных зон.

В результате тектонических процессов участки массива горных пород, ранее располагавшиеся на значительной глубине, зачастую оказываются вблизи свободной поверхности. Основным источником информации о материальном составе, структуре и текстуре пород в разломных зонах служат результаты обследования эксгумированных сегментов зон древних разломов. Методы структурной геологии позволяют достаточно надежно идентифицировать такие объекты по ряду петрологических и петрофизических признаков. Эти же данные позволяют судить о деформационных процессах, произошедших в зоне разлома в геологической истории и, в некоторых случаях, оценить *P-T* условия на разных этапах эволюции.

Поскольку крупные разломы пересекают всю хрупкую кору, а в виде зон пластического течения внедряются в вязкоупругие нижние слои литосферы, породы в разломных зонах проходят через различные стадии хрупкого разрушения и пластической деформации, формируя в результате весьма широкий спектр геоматериалов.

В процессе деформирования тех областей, где порода находится в хрупком состоянии, можно выделить такие процессы, как трещинообразование, измельчение и раздавливание породы, фрикционный износ в результате трения перемещающихся поверхностей, массоперенос измельченной породы потоками флюида.

В пластичных областях имеет место пластическое течение материала – микрорастрескивание, катаклазис и фрикционное скольжение по границам зерен; двойникование кристаллов и перегибы кристаллических плоскостей; компрессионная ползучесть при растворении; диффузионная ползучесть, дислокационная ползучесть и т.д., а также неоминерализация и перекристаллизация материала.

На самом деле, часто нельзя четко отделить область хрупких деформаций от области пластического течения горной породы. Хрупкие и пластические процессы различным образом взаимодействуют между собой. Так, при хрупком разрушении в окрестности носиков трещин формируются области пластического течения, стабилизирующие трещины и ограничивающие их рост. С другой стороны, пластическое течение может способствовать формированию микротрещин.

Особый вид распределенной деформации представляет собой и катакластическое течение материала, для которого, с одной стороны, выполняются пластические макросоотношения между напряжением и деформацией, а с другой стороны, этот процесс включает внутреннее трещинообразование и фрикционное скольжение. От чисто пластического течения этот вид деформирования отличается присутствием дилатансионных эффектов и сильной зависимостью прочности от давления.

В табл. 1.1 приведена текстурная классификация пород, подвергшихся интенсивному деформированию, предложенная Р. Сибсоном [Sibson, 1977]. Классификация Сибсона основывается на главных наблюдаемых текстурных различиях пород: случайная или слоистая структура; консолидированные или не консолидированные породы.

Внутри несвязанных пород подразделение основано на хрупком изменении размера зерен – от брекчии до глинки трения. Брекчия представляет собой конгломерат пород, состоящий из угловатых обломков, расположенных в более однородной матрице. Для этого типа пород характерна случайная структура, пре-

имущественные направления обычно отсутствуют. Брекчия бывает несвязанная, когда обломки практически отделены друг от друга и от матрицы и связанная в результате процесса минерализации.

Брекчированные породы классифицируются по характерным размерам кусков: мегабрекчия: куски размером более полуметра, брекчия (1 мм ÷ 0,5 м), микробрекчия (0,1÷1 мм) и глинка трения (<0,1 мм). Этот вид разрушенных пород образуется при относительно низких сжимающих давлениях и высоком поровом давлении жидкости.

Следующий вид пород, согласно классификации Сибсона, – псевдотахилиты – породы в разломах, произведенные фрикционным плавлением. Это консолидированные породы, образовавшиеся в результате застывания расплава вмещающих пород. Обычно их происхождение связывается с динамической подвижкой по разлому. (Тахилит – базальтовое вулканическое стекло). Остеклованные поверхности трещин и трещины, заполненные псевдотахилитом, довольно часто обнаруживаются при проведении геологических изысканий.

Таблица 1.1

Текстурная классификация пород в разломных зонах
по (Sibson, 1977)

<table>
<tr><td></td><td colspan="4">Случайная структура</td><td colspan="4">Слоистая структура</td></tr>
<tr><td rowspan="2">Несвязанная</td><td colspan="4">Брекчия
(видимые фрагменты >30% объема)</td><td colspan="4"></td></tr>
<tr><td colspan="4">Глинка трения
(видимые фрагменты <30% объема)</td><td colspan="4">Слоистая глинка трения</td></tr>
<tr><td rowspan="6">Связанные</td><td rowspan="6">Природа матрицы</td><td>Остекловванные</td><td colspan="3">псевдотахилиты</td><td colspan="4"></td></tr>
<tr><td rowspan="5">Тектонически измельченные на уровне зерен, рост зерен при рекристаллизации и неоминеализации</td><td colspan="3" rowspan="2">Раздавленная брекчия (фрагм. >0,5 см)
Тонкая раздавленная брекчия (0,1–0,5 см)
Раздавленная микробрекчия (<0,1 см)</td><td colspan="3">% матрицы</td><td></td></tr>
<tr><td colspan="3">0–10</td><td></td></tr>
<tr><td rowspan="3">Катаклазическая серия</td><td>Протокатаклазиты</td><td rowspan="3">Милонитическая серия</td><td colspan="2">Протомилониты</td><td>10–50</td></tr>
<tr><td>Катаклазиты</td><td>Милониты</td><td rowspan="2">Разновидности филлонитов</td><td>50–90</td></tr>
<tr><td>Ультракатаклазиты</td><td>Ультрамилониты</td><td>90–100</td></tr>
</table>

Текстура пород катаклазической серии подобна брекчированным породам – угловатые зерна разрушенной породы расположены в квазиоднородной матрице. Однако эти породы значительно более отверждены, сцементированы или окварцованы и обладают большим сцеплением. Породы катаклазической серии обычно изотропны. Характерный размер зерна катаклазитов 0,1–10 мм, а ультракатаклазитов – менее 0,1 мм. Считается, что породы катаклазической серии испытали значительно большие деформации, чем брекчии.

Породы милонитической серии испытали в своей эволюции пластические деформации, в результате которых трансформировалась структура породы на уров-

не зерен. Характерный размер зерен в процессе пластического сдвига уменьшается, а текстура породы становится слоистой.

Пределы текучести различных составляющих породы существенно отличаются (начало пластичности кварца ~300 °С, полевого шпата ~ 450–500 °С), так что в пластичных потоках кварца часто бывают внедрены разрушенные хрупким образом зерна полевого шпата – порфирокласты. В отличие от последних, порфиробласты, встречающиеся в бластомилонитах, представляют собой области кристаллизации, возникшие в процессе или после пластической деформации.

В целом с ростом глубины (возрастанием температуры и давления) породы будут трансформироваться от левого верхнего к правому нижнему углу (табл. 1.1). Однако переходы внутри серий могут быть связаны и с возрастанием деформации по направлению к центру сдвиговой зоны.

Частицы, слагающие центральную зону сместителя разлома, имеют довольно широкий гранулометрический состав, который при ручном отсеивании образцов удобно характеризовать такими параметрами, как средний размер зерна δ_0 и ширина распределения n. Последний параметр представляет собой показатель степени в распределении Розина–Раммлера:

$$R(\delta) = \exp(-(\delta/\delta_0)^n), \qquad (1.19)$$

где δ_0 и n – постоянные для данного материала.

По своему физическому смыслу δ_0 представляет собой такой размер, при котором масса частиц с диаметром больше δ_0 составляет 36,8%, а мельче δ_0 – 63,2%. Показатель степени n характеризует ширину распределения, то есть степень однородности материала по размерам частиц: чем больше n, тем уже диапазон размеров частиц (при $n = \infty$ все частицы имеют размер δ_0) [Кузнецов, 1977].

На рис. 1.7 показаны гистограммы распределения частиц по размерам для заполнителей двух трещин на поверхности гранитного массива. Образцы заполнителя были отобраны вручную и затем отсеяны по фракциям. Можно видеть, что распределение частиц довольно равномерное. Расчет показывает, что средний размер зерна для этих материалов составляет δ_{01} = 3,39 мм и δ_{02} = 2,44 мм, а показатель распределения (1.19) соответственно n = 0,677 и n = 0,699.

У этих трещин, которые не испытали значительных сдвигов, заполнитель сформирован, главным образом, продуктами выветривания гранита. С увеличе-

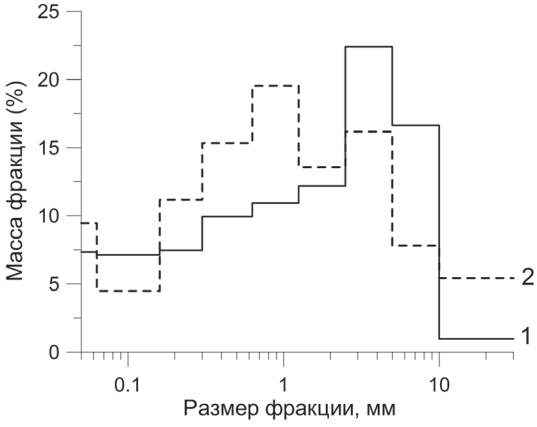


Рис. 1.7. Гистограмма распределения по размерам заполнителя трещин на поверхности массива гранита.

1 – трещина с максимальной апертурой 30–40 мм, длиной 30 м; 2 – трещина с максимальной апертурой до 100 мм, длиной 60 м

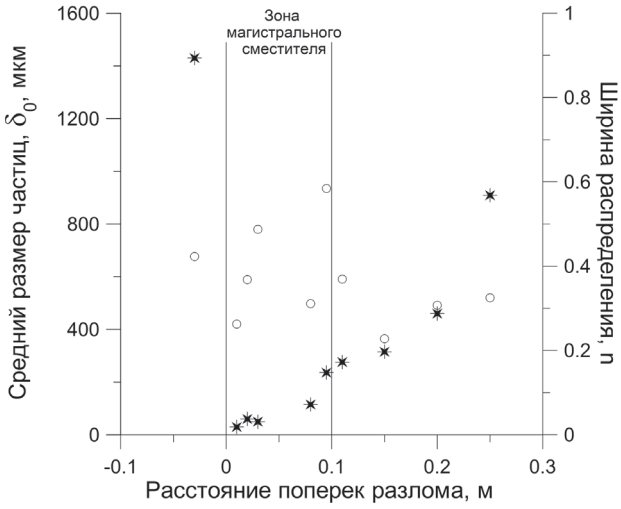


Рис. 1.8. Изменения параметров распределения по размерам частиц заполнителя центральной части разлома.

Темные значки – средний размер частиц, светлые – ширина распределения. Вертикальными линиями показано положение зоны магистрального сместителя (использованы данные [Wibberley, Shimamoto, 2003])

нием глубины и ростом сдвиговой деформации размер зерна заполнителя значительно снижается, а ширина распределения еще несколько увеличивается. На рис. 1.8 приведены параметры распределения, построенные по результатам обработки данных обследования участка разломной зоны, не испытавшего сейсмогенных подвижек [Wibberley, Shimamoto, 2003]. Можно видеть, что в центральной зоне, в которой локализована значительная часть относительного смещения бортов, средний размер частиц составляет величину от 30 до 100 мкм. Очевидна тенденция возрастания δ_0 от центра к периферии. Ширина распределения частиц по размеру, судя по этим данным, не зависит от положения точки внутри рассматриваемой зоны. Показатель *n* изменяется в пределах 0,3–0,6.

При использовании отсеивания и оптической микроскопии минимальные различимые размеры зерен составляют величину ~2 мкм. Для исследования более мелких фракций применяются различные виды электронной микроскопии, что дает возможность обнаружить куда более мелкие частицы диаметром до 0,03 мкм. В этом случае грансостав материала характеризуется зависимостью относительной частоты диапазона от размера зерна. Внутри определенного диапазона размеров гранулометрический состав материала магистральной части разломов оказывается самоподобным и удовлетворяет степенному распределению.

Наклон степенной функции *D* соответствует фрактальной размерности. В различных публикациях (см., например, [Keulen et al., 2007]) величина фрактальной размерности изменяется от 0,8 до 2,6. При этом преимущественный диапазон для гранитоподобных пород составляет от 1,5 до 2,1. Высокие значения *D* характерны для более молодых разломов, активных в новейшее время. Судя по результатам детального анализа образцов, динамические подвижки приводят к дальнейшему переизмельчению зерен, которое развивается в две стадии – дробление зерен в

процессе распространения разрыва и дальнейшее их истирание в ходе относительного перемещения бортов. Эти компоненты геоматериала различаются как по микроструктуре, так и по параметрам распределения частиц. Тщательные исследования, проведенные в работе [Keulen et al., 2007], показали, что наклон степенной зависимости на графике lg относительной частоты от lg размера зерна оказывается существенно разным для «малых» и «больших» фрагментов (рис. 1.9). Граница между «мелкими» и «крупными» частицами проходит в диапазоне $r_c \sim$ 1–2 мкм для всех природных и искусственных образцов, изученных в [Keulen et al., 2007]. Для кварца эффективный радиус частиц, при котором изменяется наклон, составляет величину $r_c \sim 2{,}0 \pm 0{,}3$ мкм, а для полевого шпата $r_c \sim 1{,}8 \pm 0{,}3$ мкм. Для мелких частиц величина наклона для разных образцов варьируется в интервале 0,9÷1,1. Примечательно, что в этом диапазоне размеров фрактальная размерность не зависит ни от условий деформирования, ни от минерального состава образца. Для крупных фракций наклон значительно выше и составляет $D \sim 1{,}5$–$1{,}6$ для зерен и $D \sim 2{,}0$–$2{,}3$ для перетертого материала.

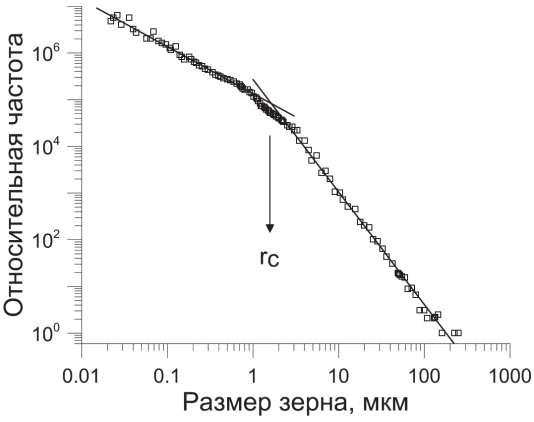


Рис. 1.9. Зависимость относительной частоты диапазона от размера зерна в материале, извлеченном из зоны сместителя участка разлома Nojima Fault, испытавшего динамическое перемещение (по данным [Keulen et al., 2007]

Значения $r_c \sim$ 1–2 мкм примерно совпадают с пределом измельчения материала путем растрескивания и, вероятно, соответствует изменению физического механизма фрагментации. Ниже величины r_c, вероятно, доминируют истирание и сдвиг.

Изучение строения крупных разломных зон в коренных породах приводит разных исследователей, например [Sibson 2003; Chester et al., 2004; Кочарян, Спивак, 2003; Семинский и др., 2010], примерно к одной и той же картине, представляющей собой каноническую модель коровых разломов (рис. 1.10).

На периферии разлома находится зона влияния (в англоязычной литературе *damage zone*) толщиной от метров до сотен метров, ассоциирующаяся обычно с зоной повышенной, по сравнению с вмещающим массивом, плотности трещин. Подобные зоны были выделены и детально описаны в серии статей и в монографии [Шерман и др., 1983] и названы зонами «динамического влияния разломов». Зону влияния иногда дифференцируют на подзоны интенсивной и повышенной трещиноватости [Семинский, 2003]. Обширная зона влияния, как полагают, образуется вследствие нескольких причин. К ним относятся: изменение геометрии зоны скольжения при резких сменах направления распространения разрыва

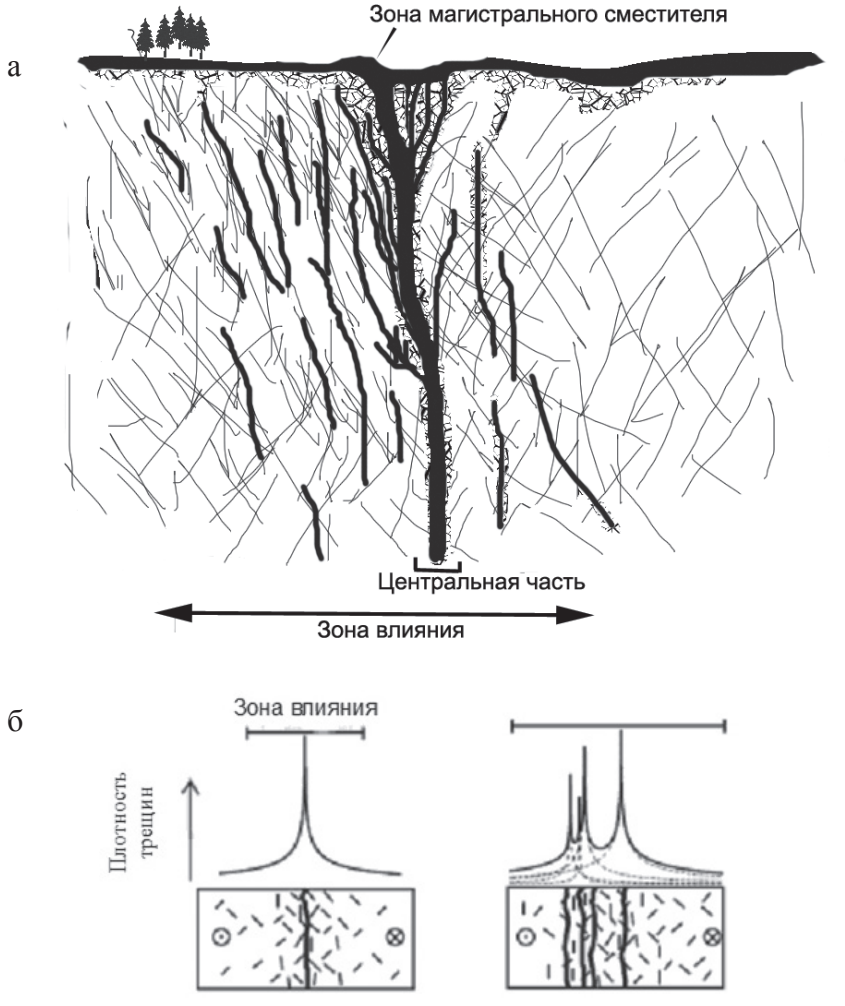


Рис. 1.10. Схематичное изображение строения разломной зоны.

а – разлом с одним магистральным сместителем; б – с несколькими сместителями.

Центральная часть разломной зоны включает одну или несколько зон магистрального сместителя. Зона влияния разлома – участок массива в окрестности центральной части разлома с повышенной, по сравнению с фоновой, плотностью трещин. В ряде случаев зона влияния оказывается резко асимметричной. При одном магистральном сместителе плотность трещин обычно снижается к периферии зоны влияния по экспоненциальному закону. При нескольких сместителях суперпозиция дает более сложную картину распределения трещиноватости

[Sibson, 1986]; формирование сдвига преимущественно в менее прочных пропластках в пределах зоны разломов [Fagereng, Sibson, 2010]; концентрация напряжений, превышающих прочность пород в окрестности разлома, при образовании динамического разрыва [Andrews, 2005].

Зона влияния содержит распределенные трещины широкого диапазона размеров с второстепенными, часто прерывистыми сдвигами, иногда подвергшимися гидротермальным изменениям. Эта трещиноватость, ранее рассматриваемая как

хаотическая, на самом деле в значительной степени структурирована и обычно содержит стандартный набор типов нарушений сплошности – сколы Риделя, синтетические *P*-сколы, синтетические *L* сколы и т.д. [Tchalenko, 1970].

Катакластические деформации (хрупкая фрагментация материала макроскопическим растрескиванием и дроблением зерен) интенсифицируются по направлению к магистральной части разлома (*Fault core*), в которой выделяют одну или несколько подзон интенсивной деформации сантиметры-метры толщиной, выполненных обычно глинкой трения, катаклазитом, ультракатаклазитом или их комбинацией. Деформации могут быть либо равномерно распределены по центральной части разлома, либо оказаться локализованными внутри узкой полосы сдвига, где полоса интенсивного измельчения зерен определяет зону магистрального сместителя (Principal slip zone; далее PSZ), толщина которой часто составляет величину от единиц миллиметров до дециметров [Sibson, 2003; Chester and Chester, 1998].

Сравнение строения двух сдвиговых зон, которые испытали примерно одинаковое кумулятивное перемещение около 40 км и, фрагменты которых были подняты в течение геологической истории примерно с одинаковых глубин около 2–4 км, показывает радикальное различие их строения. Ширина магистральной зоны разлома Punchbowl fault в гранитах и низкопористых песчаниках составляет величину от 4 до 100 см [Chester et al., 2005], в то время как центральная зона Carboneras fault в высокопористых слюдяных сланцах состоит из множества сместителей, покрывающих зону шириной свыше 1 км [Faulkner et al., 2003]. Второй вариант, судя по имеющимся данным, более характерен для пористых пород, расположенных ближе к дневной поверхности.

Индивидуальные зоны магистрального сместителя редко могут быть прослежены более, чем на несколько сотен метров, хотя предполагается, что их протяженность может достигать многих километров [Sibson, 2003]. Вполне вероятно, что на определенных этапах деформирования может иметь место «взаимодействие» магистральных сместителей через зоны распределенных катакластических деформаций без ясных следов единого разрыва в последних (рис. 1.11). Здесь очевидно напрашивается аналогия с разрушением лабораторных образцов [Куксенко, 1986]. Такие сублинейные конгломераты отдельных магистральных сместителей и участков гетерогенной трещиноватости могут формировать единую магистральную зону разлома.

Структура разломной зоны зависит от глубины, свойств вмещающих пород, тектонических условий (сдвиг, сжатие, растяжение), величины накопленных перемещений, гидрогеологической обстановки и вида деформационного процесса.

Рис. 1.11. Вероятная схема «взаимодействия» магистральных сместителей через зоны распределенных катакластических деформаций (заштрихованные области)

Так, разломы в малопористых породах обычно имеют мелкозернистое ядро, окруженное выраженной трещиноватой зоной влияния. Напротив, в более крупнозернистых высокопористых породах следом за зарождением и распространением высокопроницаемых поверхностей сдвига часто развиваются малопористые деформационные полосы [Fossen et al., 2007].

При медленном асейсмическом крипе зона магистрального разрыва представляет собой часто смесь индивидуальных сместителей и зон распределенных сдвиговых деформаций. Некоторые второстепенные сдвиги, часто колебательного характера, локализованы вдоль дискретных плоскостей трещин. Толщина деформационных полос на участках асейсмического крипа таких разломов, как Hayward fault и зона Сан-Андреас, изменяется от метров до десятков метров при среднем значении около 15 м на поверхности [Sibson, 2003]. При этом имеются предположения о сужении этой зоны до величины порядка 1 м в глубине массива.

Существенно более высокая степень локализации наблюдается в сейсмически активных разломных зонах, где большая часть деформаций имеет, предположительно, косейсмический характер. Так, исследование сдвигов Punchbowl и San Gabriel в Калифорнии продемонстрировало толщину магистрального сместителя не более чем 1–10 см. При этом кумулятивное смещение вдоль этих разломов составляет первые десятки километров [Chester et al., 1993; Evans and Chester, 1995; Chester and Chester, 1998; Schulz and Evans, 2000].

[Chester and Chester, 1998] показали, что перемещения бортов крупных разломов локализуются именно в зоне магистрального сместителя. По их данным на одном из участков разлома Punchbowl fault из 10 км сдвига лишь 100 м локализовано в зоне трещиноватости толщиной около 100 м, а все остальное смещение произошло внутри узкого ультракатаклазитового ядра. «Внутри ультракатаклазитового слоя от 4 см до 1 м толщиной обнаруживается довольно плоская непрерывная поверхность, которая служила поверхностью магистрального сместителя при последних нескольких километрах перемещения. Поверхность магистрального сместителя представляет собой слой ультракатаклазитов около 1 мм толщиной…» [Chester et al., 2005].

В разломных зонах, центральная часть которых выполнена катакластическими породами, косейсмические разрывы часто происходят вдоль одной и той же поверхности, сформированной ультракатаклазитами, образованными на предыдущих стадиях деформирования [Sibson, 2003]. Исключение составляют те участки, где в процессе сейсмогенной подвижки имело место фрикционное плавление с образованием псевдотахиллитов. Поскольку прочность последних зачастую весьма высокая, последующие разрывы происходят «в обход» залеченных расплавом участков трещины. Перемещения по вторичным, вновь образованным нарушениям сплошности, невелики и не вносят существенного вклада в кумулятивную амплитуду перемещения бортов разлома.

Зона нарушенного материла или зона влияния разлома формируется на начальной стадии его формирования (стадия «распространения носика трещины») и постепенно увеличивается в процессе его эволюции. Высокие напряжения в окрестности носика распространяющегося разрыва приводят к образованию ослаблений, а коалесценция отдельных трещин формирует довольно обширную зону трещиноватости. При последующем деформировании могут иметь место процессы вторичного дробления, дилатансии, геотермальных изменений.

Ориентация макротрещин в окрестности конца разлома может иметь очень сложную геометрию, включая структуры расщепления типа «конского хвоста», бифуркации, эшелонов трещин, трещинных «крылышек» и др. [Семинский, 2003]. Зоны влияния разломов содержат трещины различных масштабов: от микротрещин на уровне зерен до макротрещин, которые могут вмещать и небольшие сдвиги, и небольшое количество катаклазита. При этом в породах с малой пористостью при низких эффективных напряжениях апертура трещин бывает увеличенной из-за дилатансии, а в более пористых породах часто развиваются структуры в виде полос компакции.

Плотность и макро-, и микротрещин в окрестности простых разрывов в породах с малой пористостью, как правило, экспоненциально возрастает по мере приближения к центру [Рац, Чернышев, 1970; Vermilye and Scholz, 1998]. Эту зависимость часто связывают с закономерностью снижения напряжений по мере удаления от «носика» распространяющегося разрыва. Так, в предположении отсутствия трения между бортами плоской трещины, компоненты поля напряжений σ_{ij} по мере удаления спадают по закону:

$$\sigma_{ij} = K_n(2\pi r)^{-1/2} f_{ij}(\theta), \qquad (1.20)$$

где K – коэффициент интенсивности напряжений, r – расстояние от носика трещины, $f_{ij}(\theta)$ – функции напряжений, описывающие пространственное распределения поля напряжений [Черепанов, 1974].

Для микротрещин в зонах повреждений с доминированием деформационных полос, например, в песчаниках высокой пористости, закономерность снижения плотности по мере удаления от центра разлома часто не выполняется (рис. 1.12) [Faulkner et al., 2010]. Подчеркнем, что максимальная степень поврежденности породы, как на макро-, так и на микроуровне непосредственно вблизи магистральной части разлома, определяется типом породы, но практически не зависит от амплитуды смещения бортов. Это приводит к заключению, что порода мо-

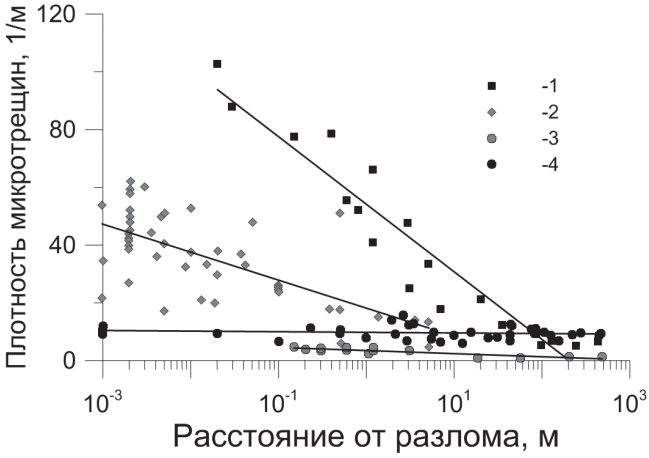


Рис. 1.12. Изменение плотности микротрещиноватости с расстоянием от основного разрыва в породах высокой и низкой пористости по [Faulkner et al., 2010].

Пористость вмещающих пород: 1 – 9, 2 – 9, 3 – 25, 4 – 24%

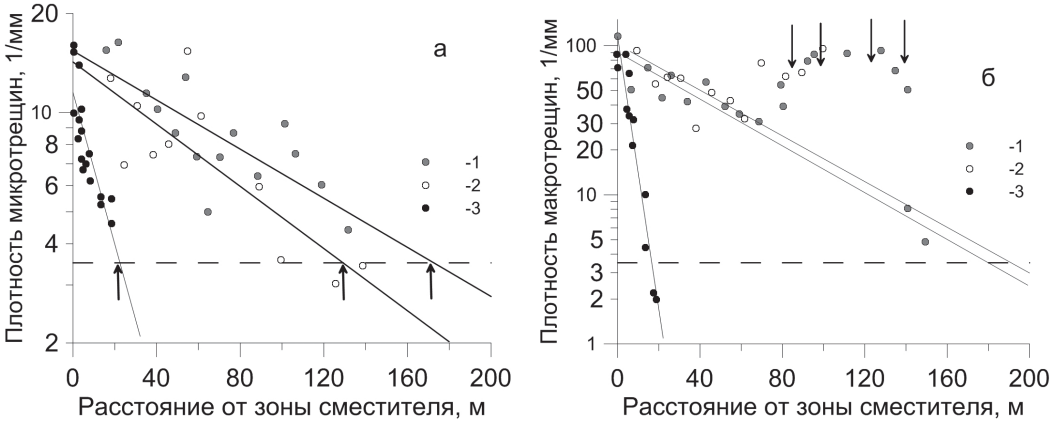


Рис. 1.13. Пример изменения (а) микро- и (б) макротрещиноватости с расстоянием от трех разломов сдвигового типа. Все разломы расположены в кристаллической низкопористой скальной породе. Разлом № 1 испытал перемещение 5 км, № 2 – 220 м, и № 3 – 35 м. По [Mitchell, Faulkner, 2009]

жет накопить лишь определенную критическую величину трещинной поврежденности. Это подтверждается и лабораторными опытами [Родионов и др., 1986; Janssen et al., 2001].

Максимальная плотность микротрещин обычно достигается в зоне, примыкающей к зоне сместителя, часто зависит от типа породы, но для крупных разломов практически не зависит от смещения по разлому (рис. 1.13). Данные еще по трем разломам с меньшим смещением бортов (от 13 см до 2 м), приведенные в той же работе, показывают аналогичную максимальную плотность трещин (около 20 трещин/мм) [Mitchell, Faulkner, 2009]. Монотонное изменение трещиноватости вдоль профиля нормального к плоскости разлома может нарушаться вследствие наличия вторичных разрывов или нескольких субпараллельных зон интенсивной деформации (рис. 1.13, б). В тех случаях, когда зона разлома содержит не одну, а несколько магистральных зон, последние могут быть извилистыми, пересекаясь и заключая между собой блоки сильно или слабо трещиноватой породы (рис. 1.10, б).

1.3. Результаты глубинного бурения зон разломов

Как уже упоминалось, с целью изучения геологии и структуры активных разломов в последние годы было осуществлено несколько проектов бурения через разломные зоны. Целью этих проектов было непосредственное изучение физических и химических свойств зоны разлома и попытка установить, какие комбинации этих свойств определяют тип скольжения по разлому, то есть контролируют процесс генерации землетрясений. Участники программы рассчитывали получить ответы на многие вопросы, важные для понимания процесса разломообразования [Brodsky et al., 2009a]. Каковы физические свойства (скорости сейсмических волн, электрическое сопротивление, плотность, пористость, проницаемость) материалов зоны разлома, как они соотносятся с характеристиками вмещающих

пород, изменяются во времени и пространстве? Возможно ли на основе изучения свойств образцов интерпретировать макроскопические фрикционные свойства разлома, такие как скоростное упрочнение или разупрочнение? Возможно ли по результатам бурения, проведенного после землетрясения, оценить доли энергии землетрясения, расходуемые на нагрев породы и ее дробление? Каков механизм и кинетика залечивания разломов? Какова роль флюидов на разных стадиях сейсмического цикла?

Хотя по результатам проектов бурения было опубликовано большое количество работ, едва ли можно заключить, что исследователи сумели получить однозначные ответы на сформулированные вопросы. Тем не менее, структурные и минералогические исследования керна, а также геофизические исследования в скважинах способствовали лучшему пониманию структуры сейсмогенных разломов, определению таких параметров разломов недавних землетрясений, как толщина зоны скольжения, свойства материалов, извлеченных из разных частей разломных зон, микроструктура геоматериала, напряженное состояние и механизмы деформации.

Бурение зоны разлома Сан-Андреас (Калифорния, США) [Zoback et al., 2010; Jeppson et al., 2010; Ellsworth, Malin, 2011] и др.

Проект SAFOD (San Andreas Fault Observatory at Depth) был осуществлен на крипующей части разломной зоны Сан-Андреас в центральной Калифорнии (США), к северу от Паркфилда, на участке, где происходит большое количество мелких землетрясений. В 2002 г. была пробурена пилотная скважина глубиной 2,2 км. Бурение основной скважины было осуществлено в три этапа – в 2004, 2005 и 2007 гг. На первых двух этапах осуществлялось направленное бурение до пересечения с зоной разлома San Andreas вблизи нескольких кластеров очагов небольших повторяющихся землетрясений.

В ходе бурения проводились исследования бурового шлама, газов, растворяемых в буровом растворе и т.д. По стволу скважины осуществлялись геофизические исследования. После обсадки ствола на втором этапе бурения проводился контроль формы корпуса обсадной трубы, который выявил на двух участках прогрессивную деформацию трубы из-за смещения по разлому. В этих интервалах, которые позже оказались активной зоной разлома Сан-Андреас, были обнаружены следы необычных для этих глубин минералов, таких как серпентин и тальк. На третьем этапе работ осуществлялось многостороннее колонковое бурение для извлечения кернов пород, основная часть которых отбиралась именно на указанных участках [Zoback et al., 2010].

Вертикальный разрез зоны бурения, построенный по данным работ [Zoback et al., 2010] и [Jeppson et al., 2010], приведен на рис. 1.14. Можно видеть, что скважина сначала пересекла зону оперяющего разлома *Buzzard Canyon Fault*, а затем несколько магистральных зон, относящихся к собственно разлому Сан-Андреас.

Зона разлома на исследованных глубинах располагается в осадочных породах. С юго-запада от разлома скважина SAFOD пересекает мощный слой песчаников. К юго-востоку от зоны разлома расположены переслаивающиеся глинистые сланцы, алевролиты, аргиллиты.

Зона пониженных, по сравнению с вмещающими породами, скоростей и электрических сопротивлений задокументирована авторами [Zoback et al., 2010] в интервале от 3151 до 3414 м (по данным [Jeppson et al., 2010] от 3190 до 3410 м) и

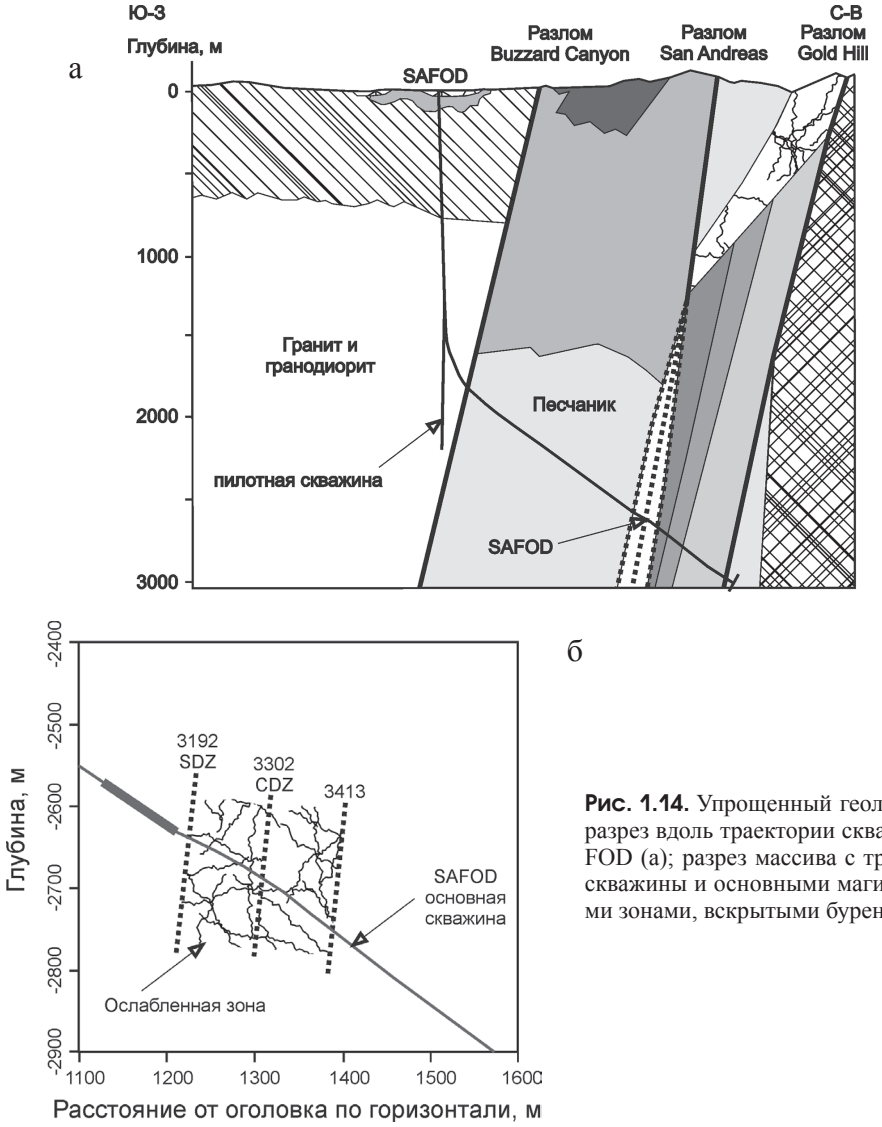


Рис. 1.14. Упрощенный геологический разрез вдоль траектории скважины SAFOD (а); разрез массива с траекторией скважины и основными магистральными зонами, вскрытыми бурением (б)

интерпретируется как результат физических повреждений и химических изменений породы в ходе разломообразования. Значения V_p и V_s в этой зоне пониженных скоростей на 10–40% ниже, чем в окружающих породах Зависимости некоторых параметров от расстояния вдоль ствола скважины, построенные по приведенным в [Jeppson et al., 2010] данным скважинного каротажа, показаны на рис. 1.15, а. Здесь расстояние отсчитывается по стволу скважины. В нескольких узких зонах свойства пород еще более аномальные, в частности, в зонах, расположенных на пикетах 3192, 3301 м и 3413 м по стволу скважины. Всего в зоне разлома выделено семь низкоскоростных участков с повышенной пористостью и снижением плотности.

Отметим высокие значения пористости, которая на отдельных участках превышает 20%. Удельное сопротивление пород в этих узких зонах снижает-

ся почти на два порядка – до единиц Ом м (среднее значение вне этих участков ~100 Ом·м). Одна из этих зон показана более детально на рис. 1.15, б. На первых двух участках были зафиксированы продолжающиеся деформации обсадной трубы и выбросы газа. Это дало основание предположить, что именно эти зоны совпадают с активными поверхностями скольжения. Нарушение, расположенное на 3413 м, определяет северо-восточный край зоны разлома и его геофизические характеристики очень похожи на две предыдущие, хотя никакой деформации обсадки в период с октября 2005 по июнь 2007 гг. здесь зафиксировано не было. Отметим довольно малое количество макротрещин, выявленных по результатам скважинных измерений в этой низкоскоростной зоне. Их плотность не превышает величины 0,4–0,6 1/м, незначительно увеличиваясь в обе стороны от магистральной зоны [Jeppson et al., 2010].

На глубине 2670 м от поверхности в скважине SAFOD был установлен трехкомпонентный геофон, который вел регистрацию в течение 53 дней с частотой кодирования 4 кГц. Геофон располагался внутри зоны влияния разлома в 40 м от магистральной зоны CDZ (рис. 2.8). За это время сетью Северной Калифорнии было с высокой точностью лоцировано 62 небольших землетрясения с гипоцентрами, расположенными в окрестности зоны влияния разлома на глубинах от 2 до 15 км. [Waldhauser, Schaff, 2008]. Часть из них была зарегистрирована прибором, расположенным в скважине SAFOD. Обработка полученных данных позволила авторам работы [Ellsworth, Malin, 2011] обнаружить свыше 20 событий, расположенных внутри зоны разлома. На волновых формах от этих событий были выделены каналовые волны, распространяющиеся внутри зоны влияния разлома. Построение синтетических сейсмограмм, наилучшим образом совпадающих с данными, полученными скважинным сейсмографом, позволило заключить, что

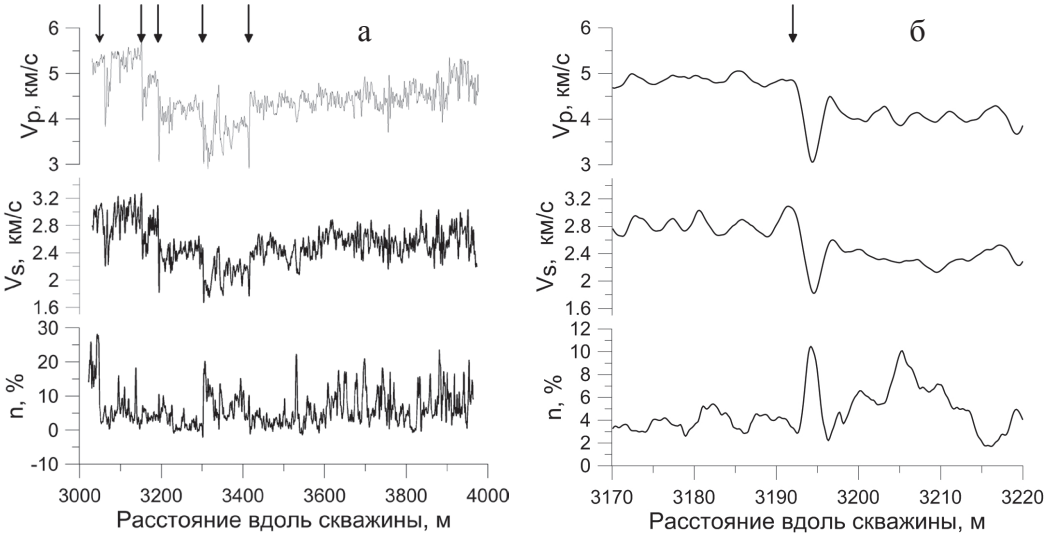


Рис. 1.15. Изменение пористости (n) и скоростей распространения продольных (V_p) и поперечных (V_s) волн, справа, вдоль скважины SAFOD. Исходные данные взяты из работы [Jeppson et al., 2010].

Стрелками показаны участки пересечения скважины с участками, интерпретируемыми как магистральные зоны разлома (а). Одна из зон показана более детально (б)

зона пониженных скоростей в окрестности магистральной части разлома представляет собой канал толщиной 30–60 м, распространяющийся, по крайней мере, на глубину свыше 7 км.

Бурение зоны разлома землетрясения Кобэ, M7,2 (Япония) [Boullier, 2011; Lin et al., 2007; Lockner et al., 2009; Fukuchi et al., 2005] и др.

После разрушительного землетрясения 1995 г. в течение 14 месяцев было пробурено пять скважин через разлом Nojima Fault (NF). Этот разлом представляет из себя правосторонний надвиг северо-восточного простирания. Падение плоскости разлома ориентировано в юго-восточном направлении. Полное смещение по разлому за 1,2 млн лет составляет 490–540 м [Murata et al., 2001; Boullier, 2011].

Бурение проводилось на двух площадках, отстоявших друг от друга примерно на 5 км. Сечение массива на участках бурения показано на рис. 1.16. В отличие от SAFOD, скважины были пробурены практически целиком в прочном граните. Во всех скважинах проводились геофизические исследования, включая акустический каротаж, гамма-каротаж, измерение диаметра скважины, удельного сопротивления, плотности, пористости, температуры. Во всех скважинах проводилось обследование извлеченных образцов керна и анализ сделанных из образцов шлифов. Комплексные исследования позволили установить, что магистральный разрыв был вскрыт разными скважинами на глубинах 389,5 (скважина DPRI 500), 624,5 (GSJ) и 1140 м (NIED) (рис. 1.16). Ствол скважины (DPRI 1800) подошел к разлому на глубине примерно 1700 м, но не пересек его [Lin et al., 2007].

Зона влияния разлома определялась как зона измененных пород, расположенных между магистральным разрывом и недеформированными породами. Шири-

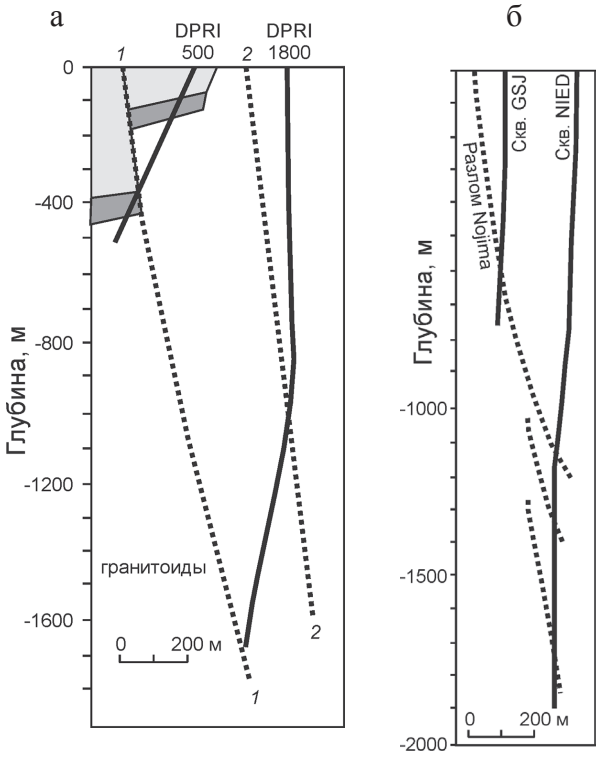


Рис. 1.16. Схема расположения буровых скважин на разломе Nojima Fault.

а – площадка № 1; б – площадка № 2

на центральной части разлома и зоны влияния составили соответственно 0,3 и 46,5 м в скважине GSJ. В скважине NIED ширина зоны влияния составила 70 или даже 130 м. Отмечается, что разломная зона становится шире и сложнее с глубиной, разветвляясь на два разлома между скважинами GSJ и NEID. Центральная часть разлома представляет собой тонкую малопрочную низкопроницаемую зону, обрамленную с обоих сторон высокопроницаемой породой, которая подверглась относительно небольшому сдвигу [Lockner et al., 2009].

Хотя это было довольно сложно, PSZ, по которой произошло смещение во время землетрясения в Кобе, была выявлена путем тщательного исследования образцов керна из трех скважин. В скважине DPRI 500 (рис. 1.16, а) PSZ локализована по контакту между слоями перетертых гранодиоритов и не имеет на этой глубине никакой значимой толщины. Специальные исследования методом электронно-спинового резонанса позволили установить, что имел место фрикционный нагрев в зоне шириной 6 мм. Потемнение перетертого заполнителя (gauge) и присутствие образованных окислов железа – признак того, что фрикционный нагрев мог достигать температур по меньшей мере 350–400 °С при сейсмическом скольжении на глубине 390 м [Fukuchi et al., 2005].

В буровой скважине GSJ (рис. 1.16, б), после многих споров, был сделан вывод о том, что PSZ была найдена на глубине 625,27 м в виде зоны скольжения в миллиметр толщиной.

В скважине NIED PSZ, обнаруженная в виде слоя переизмельченных зерен толщиной 10 мм внутри ультракатаклазитового слоя, расположена на глубине 1140,6 м. [Lockner et al., 2009] предположили, что скважина пересекла две зоны скольжения на глубинах 1140 и 1312 м.

Все наблюдения в скважинах, пробуренных через Nojima Fault, показывают, что толщины PSZ увеличиваются с глубиной и что процессы залечивания могут быть очень эффективны, что делает трудным определение PSZ во всех скважинах всего лишь через 1 год после землетрясения в Кобе.

В целом, строение разлома NF оказалось сложнее, чем предполагалось. Толщина зоны разлома, структура и минералогия являются результатом двух различных периодов сейсмической активности, сопровождаемой интенсивными гидротермальными изменениями, разделенными периодом затишья. Все эти стадии отражаются на строении, минеральном составе и микроструктуре пород разломной зоны.

Более ранний эпизод динамической деформации – левосторонний сдвиг – имел место 56,4 млн лет назад, более поздний – правосторонний сдвиг – в четвертичный период. Датировка и оценки условий образования прослоек псевдотахилитов, обнаруженных в магистральной части зоны разлома, показали, что они образованы на глубине около 9 км, относятся к первому периоду активности NF и подняты на поверхность в течение 40 млн лет [Boullier et al., 2001].

Это позволяет предположить, что зоны скольжения (PSZ) по крайней мере двух крупных землетрясений, произошедших в различных *P-T* условиях и разделенных огромным промежутком времени, практически совпадают.

Бурение зоны разлома землетрясения Chi-Chi, M 7,6 (Тайвань, 21 сентября 1999) [Ma et al., 2003; Boullier, 2011] и др.

При землетрясении Chi-Chi произошел разрыв дневной поверхности длиной около 80 км вдоль линии надвига Chelungpu Fault, смещение по которому достигало 10 м. Интересно, что во время землетрясения северный сегмент разлома ис-

пытал большое смещение (8÷10 м), высокие скорости скольжения (2÷4 м/с), но уровень высокочастотных сейсмических колебаний в ближней зоне был относительно невысоким. Напротив, на южном сегменте при меньших амплитудах смещений (3÷4 м) и более низких скоростях скольжения (0,5 м/с), были зарегистрированы более высокие величины массовых скоростей и ускорений грунта [Ma et al., 2003].

Две вертикальные скважины глубиной 2000,3 м (скважина *A*) и 1352,6 м (скважина *B*) были пробурены в 40 м друг от друга в 2004–2005 гг. Позже в скважине *B* был пробурен боковой ствол от 950 до 1280 м. Скважинами были вскрыты слои песчаников, алевролитов и сланцев (рис. 1.17).

Три основные разломные зоны были обнаружены в системе разломов Chelungpu Fault. Они были вскрыты скважиной *A* на глубинах 1111, 1153 и 1221 м, а скважиной *B* на глубинах 1136, 1194 и 1243 м соответственно. Был проведен тщательный и всесторонний анализ образцов, извлеченных из этих зон.

Зона, расположенная на глубине 1111 м в скважине *A* и на 1136 м в скважине *B*, была идентифицирована как зона разлома землетрясения Chi-Chi. Полная толщина зоны составляет 5,5 м (3,5 м в скважине *B*). Другие зоны соответствуют более древним сейсмическим событиям.

PSZ землетрясения Chi-Chi была обнаружена в нижней части зоны, вскрытой на 1111 м. Она была идентифицирована по целому ряду структурных, минералогических и магнитометрических признаков в микрошлифах и представляет собой слой 2 см толщиной тонко перетертого материала, содержащего обломки матрицы, обломки глинистых агрегатов, смектиты, а также остеклованный материал в малых количествах (0,25%). Такие образования являются признаком сейсмического слипа в богатом глинами gouge. По разным признакам температура нагрева этой области составляла 300–400 °C. В скважине *B* PSZ землетрясения Chi-Chi заметно тоньше (0,3 см) и имеет несколько иной структурный состав. Оценка фрикционного нагрева в окрестности PSZ в скважине *B* дает примерно те же значения температуры.

Стоит отметить, что в зонах скольжения более древних сейсмических событий (1153 и 1221 м в скважине *A*, 1314, 1194, 1243 м в скважине *B*) обнаружено заметно большее количество псевдотахилитов. Эти PSZ включают также двухсанти-

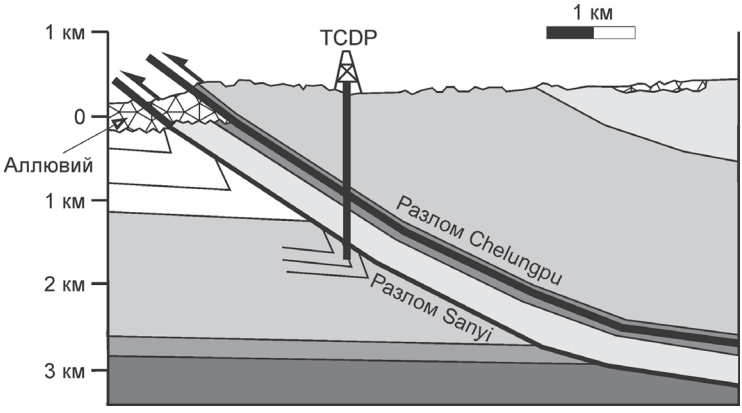


Рис. 1.17. Схема участка бурения разлома Chelungpu fault

метровые диски твердых черных ультракатаклазитов. Оценки показывают, что косейсмическая температура была неоднородна в отдельных слоях псевдотахилитов и составляла по оценкам 750–1750 °С.

Бурение зоны разлома землетрясения Тохоку-Оки, М9,0 (Япония, 11 марта 2011 г.) [Chester et al., 2013; Lin et al., 2013; Fulton et al., 2013] и др.

При землетрясении Тохоку-Оки произошло беспрецедентно большое косейсмическое перемещение амплитудой около 50 м на мелком участке субдукционной зоны вблизи границы меганадвига у Японского желоба. В апреле–мае 2012 г. был осуществлен проект бурения морского дна, главной целью которого была попытка разобраться в физических механизмах огромных смещений, происходящих при некоторых землетрясениях в субдукционных зонах.

В ходе экспедиции в апреле–мае 2012 г. было пробурено 3 скважины на 844–850 м ниже морского дна (7740 м ниже уровня моря). Глубина скважин была выбрана на основании предварительно проведенных сейсмических наблюдений, которые выявили на несколько меньшей глубине сильную отражающую границу. Как предполагалось, эта граница представляет собой верх погружающейся базальтовой плиты. Таким образом, предполагалось, что скважины пересекут границу между тектоническими плитами. В первой скважине проводились разнообразные геофизические исследования, во второй – отбирались образцы керна на наиболее важных участках. Третья скважина была предназначена для температурных измерений. Участок бурения располагался приблизительно в 93 км от эпицентра Тохоку-Оки и в 6 км от оси Японского желоба. В этой области разрыв землетрясения распространялся с относительно низкой скоростью, характерной для цунамигенных землетрясений. Схема участка бурения приведена на рис. 1.18.

Верхняя часть массива в месте бурения состоит из призмы разрушенных и перемятых аргиллитов. Сопоставление данных геофизических исследований с анализом образцов керна позволило заключить, что верхняя граница геологической плиты расположена на глубине 820 м ниже океанического дна, что совпало с данными сейсмических исследований.

В качестве зоны локализации косейсмического смещения при землетрясении Тохоку рассматривались два участка. Первый, расположенный на глубине ниже 700 м от дна, представляет собой трещиноватую брекчированную зону, вероятно в десятки метров толщиной. Центральная зона разлома идентифицирована на глубине 720 м в виде метрового слоя измененной проводимости, рассеченного трещинами. Однако отсутствие видимых изменений в литологии отвергает возможность большого перемещения по этому разлому.

Второй участок, расположенный на 820 м ниже дна, был идентифицирован на основе обнаруженных очевидных изменений в литологии и структуре. Этот

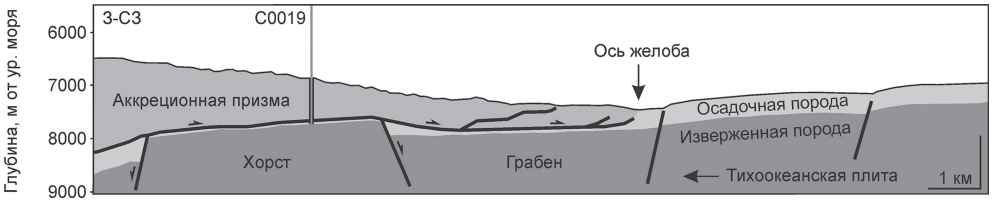


Рис. 1.18. Схема участка бурения разлома землетрясения Тохоку-Оки (по [Chester et al., 2013])

разлом интерпретируется как верхняя граница погружающейся плиты. Центральная часть разлома состоит из слоя коричневой глины с уникальной чешуйчатой структурой. Полная толщина субгоризонтального слоя чешуйчатой рассланцованной глины в месте бурения составляет около 5 м. Этот слой, состоящий из слабо деформированных, довольно тонких прослоек полупелагических и пелагических осадков, был тектонически перемещен в текущую позицию при скольжении по разлому. Углы погружения трещин и слоев изменяются по глубине, но на всех глубинах демонстрируют направление субпараллельное конвергентной границе. По результатам анализа структуры массива кумулятивное смещение вдоль границы плиты в месте бурения оценивается примерно равным 3,2 км. Километровое сдвиговое смещение в менее чем 5-метровой толще глин свидетельствует о стабильной локализации деформационного процесса на протяжении длительного периода активности разлома.

Соприкосновение глин двух цветов проявляет бросающийся в глаза контакт в верхней, сильно сдвинутой секции этого участка. Контакт слабоволнистый, с длиной волны сантиметрового масштаба и амплитудой менее 1 мм, срезан без изломов и смятий не параллельных контакту. Авторами работы [Chester et al., 2013] сделан вывод о том, что этот контакт есть «запись» косейсмического перемещения, хотя не обязательно, что именно землетрясения Тохоку.

Смещение при событии 2011 г. и других последних землетрясениях, вероятно, происходило по границе раздела плит (820 м ниже дна). Это, в частности, подтверждают результат измерения остаточных температурных аномалий. Через 18 месяцев после землетрясения в окрестности этого разлома было зарегистрировано остаточное увеличение температуры в 0,3°, приписываемое фрикционному нагреву при скольжении [Fulton et al., 2013]. Однако нельзя исключить, что скольжение имело место и по другим разломам, разрезающим аккреционую призму.

1.4. Сейсмический портрет разломной зоны

Дополнительные сведения о структуре разломных зон можно извлечь из информации о расположении очагов небольших землетрясений. Тектонические землетрясения в подавляющем большинстве случаев приурочены к разломам. Расположение гипоцентров именно в разломных зонах и тектонических узлах проявляется тем очевиднее, чем лучше точность определения положения гипоцентров событий [Waldhauser, Richards, 2004]. При этом сложная, разветвленная структура крупных разломных зон предполагает, что часть событий происходит на оперяющих разломах более мелкого масштаба. Тем самым формируется «сейсмологический» критерий определения зоны влияния разлома – области, в которой сосредоточена основная часть землетрясений, приуроченных к рассматриваемому тектоническому нарушению.

Для отдельных разломных зон точная локация очагов позволяет оценить «сейсмогенную» ширину разломной зоны, а для сети разломов гипоцентры помогают выявить наиболее активные элементы системы в реальном времени [Кочарян и др., 2010; Шерман, 2014].

Высокая плотность расположения цифровых сейсмических станций в некоторых регионах (Западное побережье Северной Америки, Япония, Тайвань) и раз-

витие современных методов обработки позволяет определять координаты микроземлетрясений с точностью в несколько метров, что дает возможность с высокой точностью оценить границы области, в которой происходят сопровождающиеся мелкой сейсмичностью активные деформационные процессы, и выявить пространственные особенности расположения сейсмических событий [Waldhauser, Shaff, 2008].

Мы использовали сейсмический каталог, составленный по базе данных Сейсмической Системы Северной Калифорнии (**N**orthern **C**alifornia **S**eismic **S**ystem, NCSS), для количественного исследования закономерностей локализации очагов внутри крупных разломных зон. Каталог включает в себя данные тринадцати сейсмических сетей Калифорнии: на сегодняшний день это более 1000 цифровых каналов, которые регистрируют около 20 000 землетрясений в год. В основной массе это события, происходящие в зоне ответственности системы разломов Сан Андреас (**S**an **A**ndreas **F**ault system, SAF), располагающейся между тихоокеанской и североамериканской плитами вдоль западного побережья США. Опираясь на хорошую изученность района, высокую плотность станций, огромное количество происходящих событий и их повторяемость, авторам каталога удалось беспрецедентно снизить уровень ошибки определения эпицентра события: он определяется авторами как первые метры в горизонтальной плоскости и не хуже ста метров по глубине. В уточненный каталог попали события, которые были зарегистрированы в интервале времени между январем 1984 и маем 2008 гг. и прошли процедуру уточнения местоположения источника [Waldhauser, Shaff, 2008]. По этому каталогу была сформирована база данных, позволяющая оперативно работать с достаточно большим объемом материала: более трехсот тысяч записей, содержащих основные параметры событий. Параллельно обработка велась с помощью специально созданного программного обеспечения.

Основную массу событий рассматриваемого каталога составляют землетрясения с магнитудами 1–1,5; начиная с магнитуд $M \approx 1$ график повторяемости в логарифмических координатах представляет собой линейную зависимость. При рассмотрении пространственного распределения событий можно визуально выделить разнообразные структурные формы, в пределах которых сконцентрировано наибольшее количество точек-эпицентров землетрясений. Сопоставление с картой демонстрирует наглядный пример приуроченности очагов землетрясений к разломам: подавляющее большинство точек приурочено к различным разломным зонам, участкам их пересечения, ветвления и т.д. (рис. 1.19).

Для анализа были отобраны области, в которых очаги концентрируются вдоль протяженных структур, геометрически близких к прямой. Приведем для примера область, ограниченную координатами (37,4N; 121,8E) и (37,1N; 121,5E). В нее попадают 11634 события. Для удобства визуального восприятия будем представлять результаты в системе координат, связанной с разломом: ось OX направим вдоль линии наибольшей концентрации очагов событий («оси разлома»), ось OY перпендикулярно оси OX в плоскости дневной поверхности, а ось OZ вертикально вниз. За начало координат примем точку, соответствующую эпицентру максимального в данной области события Morgan Hill, $M = 6{,}2$.

Местоположение эпицентров землетрясений, координаты которых попадают в выбранную область, показано на рис. 1.20. Расположение линии наибольшей концентрации эпицентров в выбранной области «отслеживает» местоположение

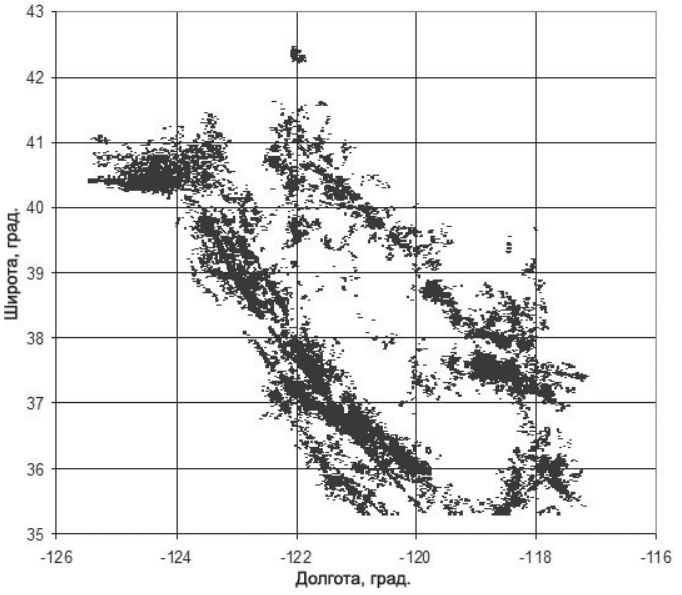


Рис. 1.19. Распределение событий, содержащихся в Каталоге, в координатной плоскости

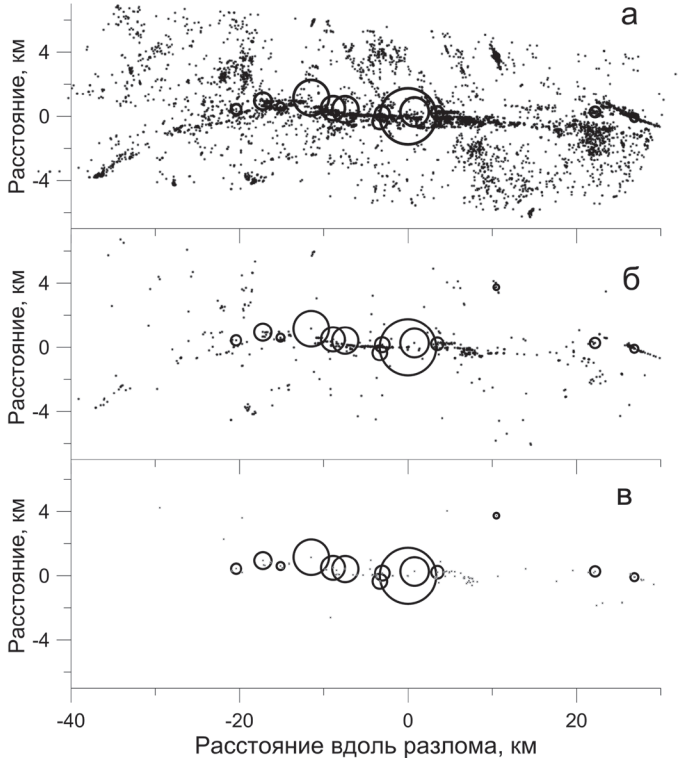


Рис. 1.20. Местоположение эпицентров землетрясений в окрестности разлома Calaveras.

а – все события, б – события с $M > 2$; в – события с $M > 3$. Круги – землетрясения с $M > 4$. Больший размер круга соответствует событию с большей магнитудой

разлома Калаверас (Calaveras) и его ответвления: «оперяющие» области, напоминающие полосы Риделя, и области расщепления вблизи концов разлома. Отметим, что именно эпицентры самых слабых событий – с магнитудами меньше, чем 2–2,5 – составляют основную массу рассеянных точек, не попадающих на ось разлома.

Дискриминация событий по признаку $M > 2$ (рис. 1.20, б) уже проявляет доминирующую структуру максимально отчетливо, а при $M > 3$ (рис. 1.20, в) практически все точки-эпицентры локализуются в узкой зоне условной оси разлома.

Для повышения наглядности вся рассматриваемая область была разбита на отдельные участки: вдоль «оси разлома» – оси абсцисс – откладывались интервалы шириной четыре километра; для каждого выделенного интервала были построены гистограммы распределения расстояний эпицентров землетрясений до условной оси разлома. Типичный пример гистограммы для серединного участка разлома приведен на рис. 1.21, а. Для большинства рассмотренных участков-интервалов более 75% точек-эпицентров располагается на расстояниях от 120 до 300 м до оси разлома, то есть в относительно узкой полосе. При этом в некоторых интервалах возникает две области, каждая из которых содержит 30–40% всех событий (рис. 1.21, б). Визуально таким интервалам соответствуют области разветвления

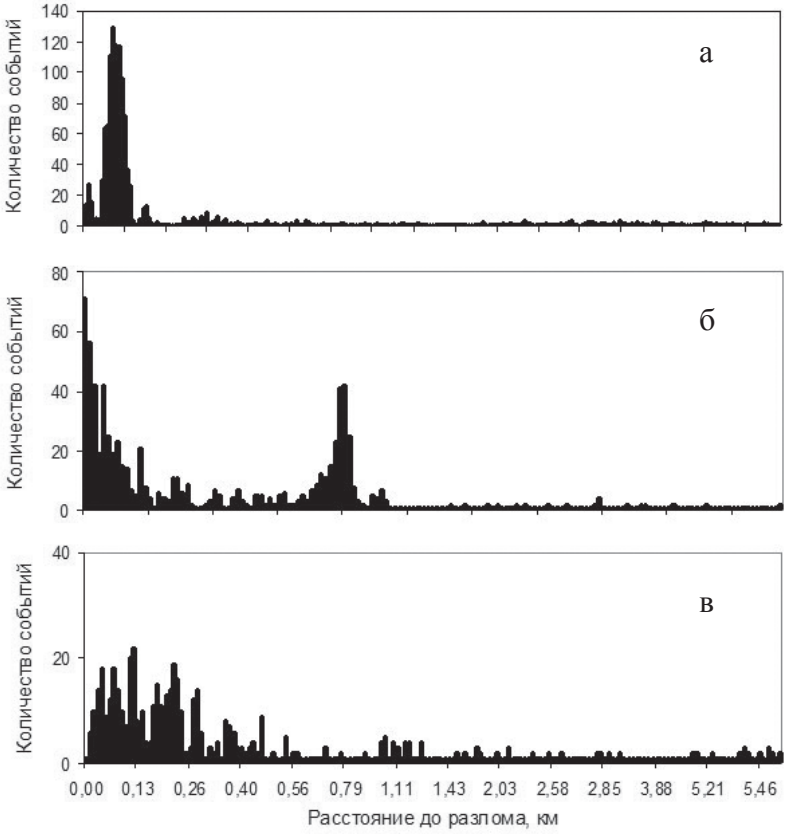


Рис. 1.21. Гистограммы распределения расстояний эпицентров землетрясений (в координатной плоскости) до условной оси разлома для трех интервалов обработки

линии разлома. На участках окончания разломов – в зонах расщепления, бифуркации, эшелонов трещин и т.д. – гистограммы резко уширяются (рис. 1.21, в).

Поскольку анализируемый каталог имеет весьма высокую точность локации событий не только в горизонтальной плоскости, но и по вертикали, можно использовать данные о глубине событий. В рассматриваемой области разлома Калаверас самое глубокое событие, попавшее в анализируемый каталог, произошло на глубине 16,9 км, при этом общее количество событий, глубина которых превышает 10 км, составляет 1%. Ненамного больше событий происходит и на малых глубинах: всего лишь 5% событий приписана глубина менее 2 км. Исходя из это-

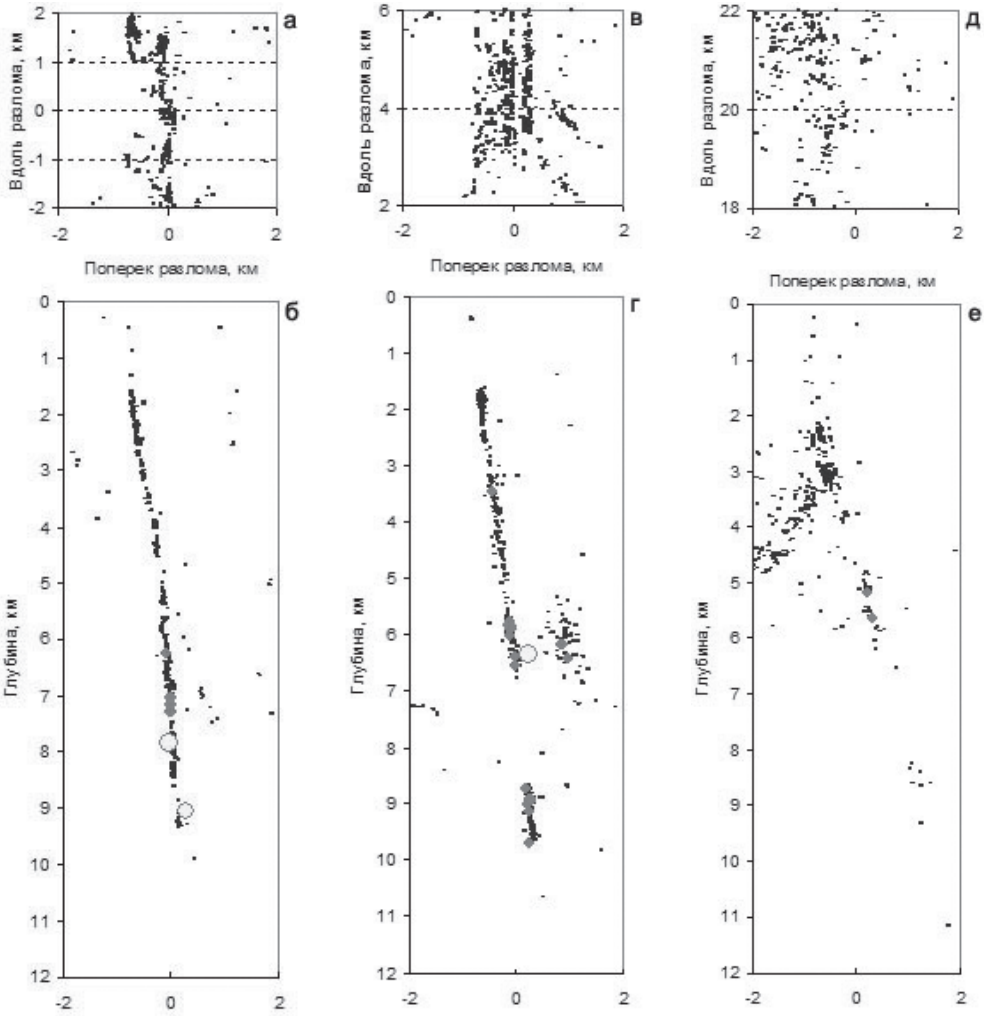


Рис. 1.22. Расположение очагов землетрясений на нескольких участках разломной зоны Calaveras.

а, в, д – расположение эпицентров; ординаты на графиках отсчитываются от эпицентра землетрясения «Morgan Hill»; б, г, е – расположение гипоцентров в плоскости вертикального сечения. Большие кружки соответствуют событиям большей магнитуды. Увеличение видимой ширины расположения эпицентров происходит из-за невертикального падения плоскости разлома и наличия локальных областей, содержащих преимущественно мелкие события (г, е)

го, мы ограничились анализом событий, происходящих в диапазоне глубин от 2 до 10 км; такие рамки никак не влияют на статистическую значимость результата, но позволяют избежать дополнительного рассеяния гипоцентров.

В трехмерной области с осями «координаты событий – их глубина» узкая полоса, в которой локализуются очаги, представляет собой поверхность весьма близкую к плоскости. Расчет расстояний от точек-очагов до этой условной плоскости разлома показывает, что средняя ширина области, в которой группируется основная масса очагов событий, заметно меньше, чем значения, полученные в горизонтальной плоскости; то есть меньше, чем расстояния от эпицентров до условной оси разлома на поверхности.

На рис. 1.22 приведены примеры нескольких сечений, для которых очаги, расположенные на интервалах длиной по 4 км вдоль простирания разлома, нанесены в системе координат глубина – расстояние до разлома. Рядом, для наглядности, приведены карты эпицентров для этих же участков.

Из сопоставления карт эпицентров и гипоцентров событий можно заключить, что уширение гистограмм эпицентров происходит как за счет невертикального падения плоскости разлома, так и за счет наличия отдельных областей локализации слабых событий – локальных областей разрушения, – расположенных несколько в стороне от основного разлома. Подчеркнем, что каждая такая область по отдельности также довольно компактна.

Осреднение данных по всем интервалам обработки разлома Калаверас, включая зоны ветвления и сочленения разрывов на периферии участка, дает среднее значение ширины области, в которой расположены гипоцентры 75% событий, $\bar{W} = 110 \pm 10$ м.

Тенденция локализации событий в окрестности некоторой плоскости сохраняется не только для участков с линейными структурами локализации, но и для областей со сложной конфигурацией выделяемых структур.

Еще одна область, расположение очагов в которой показано на рис. 1.23, интересна тем, что разломная зона отделяет «северный» блок, в котором мелкая сейсмичность широко распространена, от практически асейсмичного «южного» блока. При этом землетрясения с магнитудой более 2 и тем более 3, как и в случаях, рассмотренных выше, локализованы в основном в узкой зоне разлома.

Признаки локализации сейсмичности проявляются и на более мелких структурах. По данным сейсмичности четко определяются углы падения разломов, а на многих участках обнаруживаются субгоризонтальные кластеры очагов – так называемые «строки» (strokes). В некоторых случаях наблюдается локализация слабых событий (обычно $M < 2$) в областях необычной изометричной формы [Кочарян и др., 2010].

Обработка данных по нескольким разломам зоны Сан-Андреас длиной от 28 до 64 км позволяет заключить, что наиболее активный деформационный процесс, проявляющийся в виде сейсмичности, локализуется в довольно узких областях, ширина которых в диапазоне длин разломов $L \sim 10$–100 км составляет величину порядка 0,4–0,6% от L. Для зон ветвления разломов и их концевых участков характерны рассеянные области относительно слабой сейсмичности, для которых степень локализации деформации значительно ниже.

Участки пересечения разломов, а также кольцевые структуры являются областями благоприятными для формирования межблоковых перемещений. Вы-

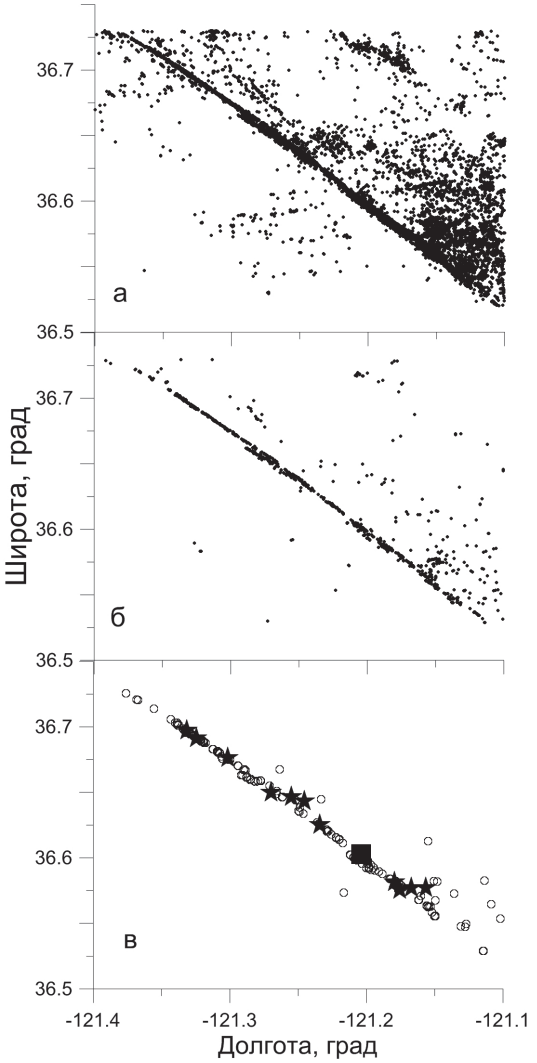


Рис. 1.23. Расположение эпицентров землетрясений в регионе (36,5, 36,75 N; –121,4, –121,1 W).

а – все события; б – события с 3 > *M* > 2; в – события с *M* > 3, кружки – *M* от 3 до 4, звезды – *M* от 4 до 5, квадрат *M* > 5

сокая подвижность блоков внутри этих областей, по сравнению с вмещающими объемами земной коры, позволяет реализовываться различным режимам деформирования как стационарным, так и динамическим срывам. В силу этого во многих случаях участки концентрации сейсмичности тяготеют к тектоническим узлам и кольцевым структурам [Бенедик и др., 2002].

Зона Сан-Андреас представляет собой систему разломов сдвигового типа. Для дизъюнктивов с другой кинематикой локализация слабой сейсмичности может оказаться не столь выраженной. Несмотря на общие черты, разломные зоны разной кинематики имеют очевидные различия, связанные в основном с ориентацией направления перемещения относительно вектора силы тяжести. Зона динамического влияния сдвига, как правило, уже, чем у сбросов и надвигов.

Различие в строении зон разломов разных морфогенетических типов определяется, прежде всего, структурой более мелких оперяющих нарушений, эволюция которых связана с наличием гравитационных эффектов или кинематической необходимостью в трансформации перемещений по сети разломов. Сопутствующие разломы трансформационного типа у надвигов, взбросов и сбросов субвертикальны и являются правыми и левыми сдвигами, а у сдвигов они субгоризонтальны и представлены послойными срывами. Характерной особенностью сдвигов является их сегментация, причём величина общего смещения и размеры сегментов находятся в достаточно строгих соотношениях [Шерман и др., 1991; 1992; 1994; Семинский, 2003].

Гравитационные разломы развиваются в виде полосы, аналогичной опережающим разрывам в краевой зоне крупных дизъюнктивов, и по простиранию параллельны главному сместителю. Основную роль в них играют разрывы с противоположным характером движения по сравнению с главным разломом – сбросы в зоне сжатия, взбросы и надвиги в зоне растяжения. Также важным отличием сбросов

и взбросов от сдвигов является наличие структурообразующих процессов, значительно усложняющих строение разломных зон. Имеет место последовательное образование серии разрывных зон, из которых каждая последующая формируется под меньшим углом к горизонту, чем предыдущая. Образуются нарушения смешанного типа и продольные разломы с противоположным основному перемещением крыльев. В связи с этим в региональных разломных зонах взбросы-надвиги и сбросы, как правило, представляют собой целые парагенетические системы (чешуйчатые взбросы, системы надвигов), в то время как сдвиги имеют ярко выраженный одиночный, хотя часто и сегментированный, магистральный сместитель.

Сдвиги, формирующиеся в условиях разного напряженного состояния, зачастую также имеют осложнения внутренней структуры в приповерхностной области в виде разрывов, связанных с выдавливанием материала, или, наоборот, с проседанием (так называемые цветковые структуры).

Выраженная локализация очагов слабой сейсмичности была обнаружена в рифтовой зоне Taupo Rift в Новой Зеландии [Mouslopoulou, Hristopulos, 2011]. Здесь исследовалось распределение слабой сейсмичности на четырнадцати небольших разломах длиной до 10 км, субпараллельных оси рифта. Однако в отличие от сдвигов зоны Сан-Андреас, на разломах со смещением по простиранию, расположенных в зоне растяжения, ширина зоны расположения очагов оказалась значительно больше, несмотря на незначительную протяженность разрывов. Хотя авторам [Mouslopoulou, Hristopulos, 2011] удалось поставить в соответствие каждому кластеру землетрясений разлом, отклонение эпицентров от линии оси разлома достигало 2 км. Связано это, может быть, с тем, что для рифтовой зоны возможно наличие значительного количества вторичных сдвигов, субпараллельных основному разлому. Особенно это характерно для небольших глубин 3–4 км, на которых и расположено большинство очагов в этой зоне. Возможно, что, как и в системе Сан-Андреас, основное рассеяние дают события малой магнитуды.

Интересно, что применение подобного подхода к глубокофокусным событиям в нескольких зонах субдукции также демонстрирует высокую степень локализации процесса деформирования [Ohta, Ide, 2011]. Перелокация гипоцентров показала, что они расположены в тонком слое на несколько километров выше океанической границы Мохо и, как предполагают авторы [Ohta, Ide, 2011], этот тонкий слой соответствует границе погружающейся плиты.

1.5. Численное моделирование локализации деформации при распространении сейсмогенного разрыва

Рассматривая процесс постепенного накопления деформации в окрестности магистральной части разломной зоны, следует учитывать эффекты взаимодействия между разломами разных иерархических уровней [Ребецкий, 2007], особенности напряженного состояния внутри гетерогенных зон [Спивак, Цветков, 2009], изменение свойств породы из-за температуры и давления [Noda, Lapusta, 2010], локальную «неплоскость» разломных зон, их переменную толщину [Sagy, Brodsky, 2009]. Важнейшую роль на стадии накопления деформации играют эффекты изменения напряженного состояния, обусловленные дилатансией [Николаевский,

1975; 1980; Гольдин, 2004], упрочнения-разупрочнения областей массива в результате изменения пористости, перетоков флюида, вариаций порового давления [Scholz, 2002], залечивания трещин [Ружич и др., 1990] и т.д. Характерное время продолжительности этого этапа сейсмического цикла составляет ~10^8–10^{10} с. На заключительной стадии подготовки землетрясения (10^5–10^6 с до события) происходит локализация процесса разрушения в зоне магистрального сместителя. При этом, согласно некоторым данным, постепенно возрастает скорость смещения по разлому до величин порядка 0,01 мкм/с за час до события и порядка 1 мкм/с непосредственно перед началом динамического срыва [Kaneko et al., 2011].

Как отмечалось выше, вполне вероятно, что на определенных этапах деформирования может иметь место «взаимодействие» магистральных сместителей через зоны распределенных катакластических деформаций без ясных следов единого разрыва в последних. Такие сублинейные конгломераты отдельных магистральных сместителей и участков гетерогенной трещиноватости формируют единую магистральную зону разлома (см. рис. 1.11).

Мы поставили простой численный эксперимент с целью оценки возможности реализации сценария локализации деформации при формировании сейсмогенных разрывов на заключительной стадии сейсмического цикла[1].

В двумерных расчетах рассматривался блок скальной породы размером $H \times H$ с узкой плоской зоной слегка ослабленной породы посередине (рис. 1.24). В некоторых вариантах расчета центральная зона оконтурена трещинами, пример расположения которых в одном из вариантов показан на этом же рисунке. На верхнюю четверть левой боковой грани блока воздействует давление P_0, моделирующее сдвигающее усилие. На нижней грани блока и нижней части правой грани (на $^1/_4$ высоты блока) задавалось граничное условие абсолютно жесткой стенки, что обеспечило неподвижность блока. На остальных участках границы блока задавалось условие свободной поверхности.

Размеры блока в расчетах H = 100 м, ширина зоны ослабленной породы h = 2 м, длина трещин L = 10 м, толщина – 0,1 м. Рассмотрены два варианта расположения трещин с разным расстоянием между ними – Δ = 5 м и Δ = 10 м; будут

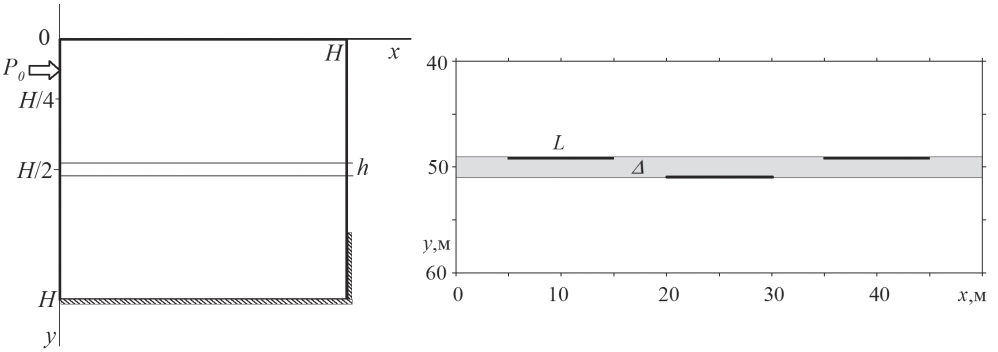


Рис. 1.24. Постановка задачи.

Слева – расчетная область. Справа – схема расположения трещин в одном из вариантов (Δ = 5 м, L = 10 м). Серым тоном выделена ослабленная зона. Черные линии – трещины. На правом рисунке показана центральная часть блока

[1] Численное моделирование проводилось д.т.н. А.М. Будковым.

приведены результаты расчетов с величиной смещающего усилия $P_0 = 40$ МПа. Предложенная модель была реализована в рамках двумерного вычислительного кода [Архипов и др., 2003], разработанного на основе лагранжева численного метода «Тензор» [Майнчен, Сак, 1967].

Уравнения, описывающие движение и напряженное состояние твердого деформируемого материала в декартовой системе координат, имеют стандартный вид:

$$\begin{gathered}
\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v} = 0,\ v_x = \frac{dx}{dt},\ v_y = \frac{dy}{dt}, \\
\rho \frac{dv_x}{dt} - \frac{\partial s_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial s_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial P}{\partial x} = 0, \\
\rho \frac{dv_y}{dt} - \frac{\partial s_{yy}}{\partial y} - \frac{\partial s_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial y} = g, \\
\rho \frac{d\varepsilon}{dt} - s_{xx}\dot{e}_{xx} - s_{yy}\dot{e}_{yy} - s_{zz}\dot{e}_{zz} - 2s_{xy}\dot{e}_{xy} - \frac{P}{\rho}\frac{d\rho}{dt} = 0,
\end{gathered} \tag{1.21}$$

где t – время; x, y, z – координаты (оси x и y лежат в плоскости симметрии задачи, ось z – перпендикулярна этой плоскости); ρ – плотность; v_x, v_y – компоненты вектора скорости $\mathbf{v}$; g – ускорение свободного падения; P – давление; s_{ij} – девиатор тензора напряжений; $\dot{e}_{ij}$ – девиатор тензора скоростей деформаций; ε – удельная внутренняя энергия; d/dt – лагранжева производная по времени:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) f.$$

Система уравнений движения замыкается соотношениями, определяющими связь между напряжениями и деформациями материала. Для описания поведения скальной породы использовалась обобщенная квазиупругопластическая модель (ОКУП) [Замышляев, Евтерев, 1990]. В качестве критерия пластичности в ОКУП модели используется обобщенное условие Мизеса:

$$J_2 = Y(P)/3, \tag{1.22}$$

где $J_2 = s_{ij}\, s_{ij}/2$ – второй инвариант девиатора тензора напряжений, s_{ij} – компоненты девиатора тензора напряжений, Y – сдвиговая прочность. Зависимость сдвиговой прочности неразрушенной породы от давления $Y(P)$ задается в виде:

$$Y(P) = Y_0 + \mu P/(1 + \mu P/(Y_{PL} - Y_0)). \tag{1.23}$$

В расчетах использовались следующие основные характеристики породы: в блоке – начальная плотность $\rho_0 = 2{,}65$ г/см^3, скорость продольных волн $a_0 = 5{,}45$ км/с, коэффициент Пуассона $\nu = 0{,}25$, $Y_0 = 40$ МПа, $Y_{PL} = 465$ МПа, $\mu = 0{,}6$; в зоне ослабленной породы – $\rho_0 = 2{,}65$ г/см^3, $a_0 = 4$, км/с, $\nu = 0{,}25$, $Y_0 = 30$ МПа, $Y_{PL} = 374$ МПа, $\mu = 1$. Процесс деформирования материала-заполнителя в трещинах ($\rho_0 = 2$ г/см^3, $a_0 = 1$ км/с, $\nu = 0{,}4$, $Y_0 = 0{,}3$ МПа, $Y_{PL} = 20$ МПа, $\mu = 0{,}4$) рассчитывался с помощью упругопластической модели мягкого и полускального грунта [Замышляев, Евтерев, 1990].

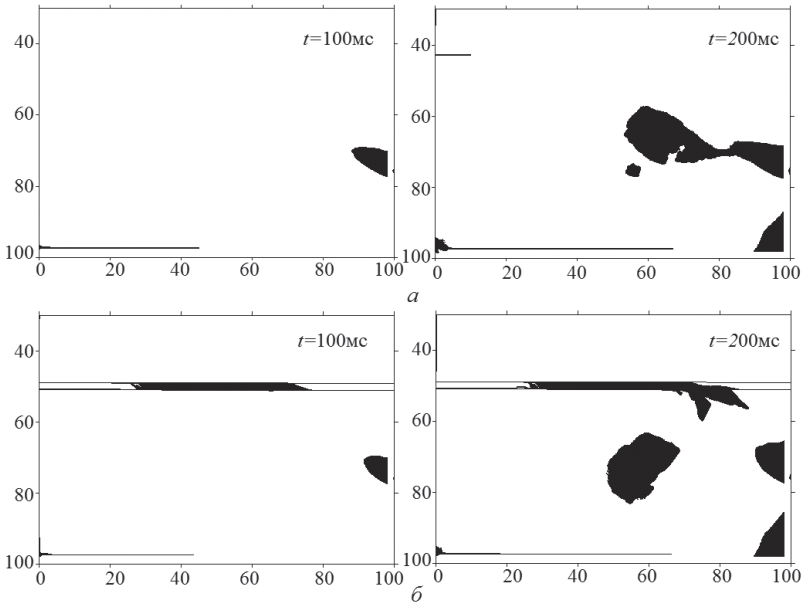


Рис. 1.25. Конфигурации зон разрушения однородного блока (*а*) и блока с зоной ослабления (*б*) в моменты времени 100 и 200 мс.

Черным цветом показаны участки разрушенного материала

Рассмотрим вначале результаты разрушения однородного блока и блока, содержащего зону ослабленного материала, не содержащую трещин. Соответствующие результаты приведены на рис. 1.25, *а* и *б*. На рисунках показана только нижняя часть блока, так как по результатам расчетов в верхней части блока разрушение скальной породы практически отсутствует. В обоих случаях вначале формируется протяженная горизонтальная трещина вблизи нижней грани блока и, как и следовало ожидать, происходит разрушение породы у правой грани блока возле границы «упора». Однако в случае наличия зоны ослабления (рис. 1.25, *б*) происходит также интенсивное разрушение скальной породы в зоне ослабления. При этом необходимо обратить внимание, что прочностные свойства скальной породы в блоке и в зоне ослабления отличаются не так уж сильно. Анализ полей смещений показывает, что, в конечном итоге, все подвижки в однородном блоке локализованы на нижней горизонтальной трещине. При наличии зоны ослабления максимальные подвижки также происходят вдоль нижней горизонтальной трещины, однако заметный скачок величины градиента вдоль оси y горизонтальной составляющей смещения $\partial W_x/\partial y$ имеет место и на нижней границе зоны ослабления.

В том случае, когда на границах зоны ослабления имеются локальные трещины, разрушение блока сдвигающим усилием происходит несколько иначе. Разрушение породы начинается от кончиков имеющихся трещин (рис. 1.26). Формируются «перемычки» из разрушенной породы, соединяющие близлежащие трещины на противоположных сторонах зоны ослабления. Возникшая непрерывная цепочка из имевшихся и вновь появившихся трещин формирует поверхность скольжения, вдоль которой начинается горизонтальная подвижка верхней полови-

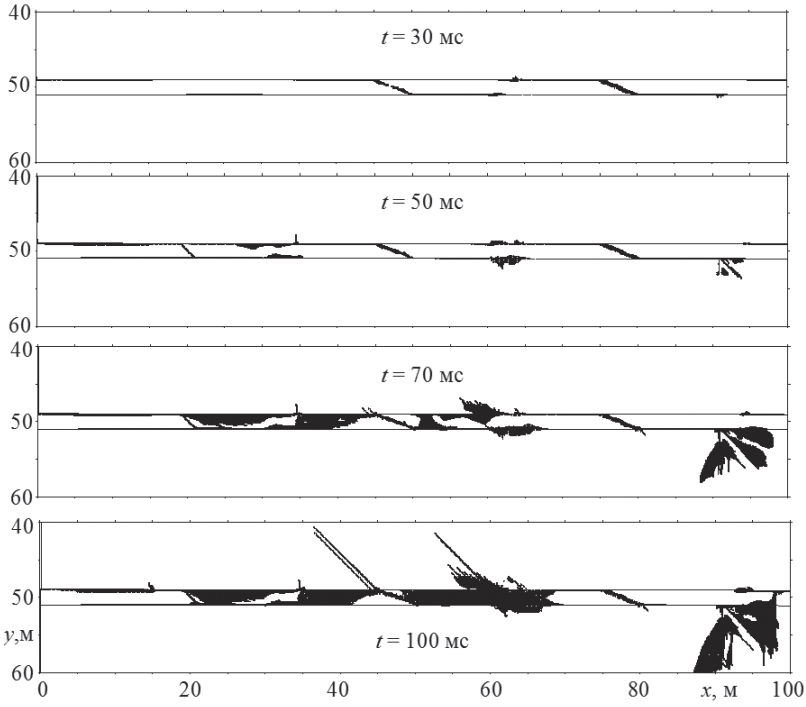


Рис. 1.26. Конфигурации зон разрушения скальной породы в окрестности ослабленного участка в различные моменты времени (расстояние между концами трещин Δ = 5 м).

Серые прямые y = 49 м и y = 51 м – границы ослабленной зоны. Более темные отрезки вдоль серых линий – расположение изначальных трещин

ны блока. Это движение сопровождается интенсивным дроблением породы в зоне ослабления. Начинается прорастание трещин от зоны ослабления в тело блока и образование очагов разрушения скальной породы вблизи правой боковой грани в нижней части блока. Последний процесс обусловлен влиянием свободной поверхности на напряженно-деформированное состояние материала блока.

Судя по кинематическим параметрам движения породы в различных точках верхней половины блока, в рассматриваемой модели поверхность скольжения в основном формируется в течение ~100 мс, после чего начинается монотонное увеличение горизонтальной составляющей скорости движения всех точек верхней половины блока. Это фактически свидетельствует о потере устойчивости системой и начале динамического срыва. Столь малое время развития этого процесса обусловлено заданными динамическими параметрами нагружения, которые выбирались с учетом ограниченных возможностей используемого численного метода.

На рис. 1.27 сопоставлены конфигурации зон разрушения скальной породы в более поздние моменты времени (t = 200 мс) в блоках с разной начальной частотой трещин – Δ = 5 м и Δ = 10 м. Можно видеть, что при Δ = 10 м имеет место заметное увеличение повреждений блока вне границ разломной зоны. Полученный результат представляется вполне логичным, так как увеличение зазора Δ между трещинами приводит к увеличению эффективной прочности разломной зоны и, как следствие, увеличению уровня сдвиговых напряжений в нижней части блока.

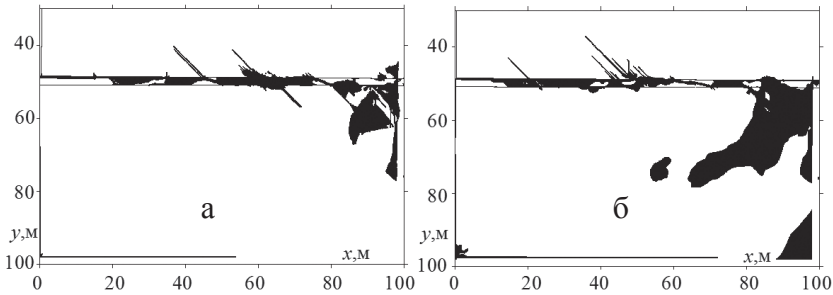


Рис. 1.27. Конфигурации зон разрушения блоков с различной начальной частотой трещин: *а* – Δ = 5 м, *б* – Δ = 10 м (*t* = 200 мс)

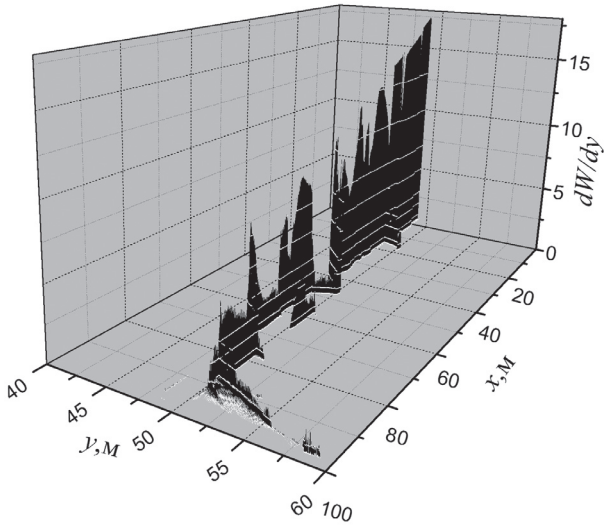


Рис. 1.28. Распределение на плоскости (*x, y*) величины $\partial W_x/\partial y$ для варианта расчета Δ = 5 м). Зона ослабления изначально расположена между прямыми *y* = 49 м и *y* = 51 м

Локализация межблоковой деформации хорошо видна на рис. 1.28, где показано пространственное распределение параметра $\partial W_x/\partial y$ (градиента вдоль оси *y* горизонтальной составляющей смещения) на момент времени *t* = 300 мс. Области резкого увеличения этого параметра соответствуют участкам локализации межблокового перемещения. Можно видеть, что сдвиг между верхней и нижней частями блока происходит вдоль поверхности, образовавшейся в результате разрушения породы в ослабленной зоне и объединения отдельных трещин в единую систему.

Детализация фрагмента расчетного профиля приведена на рис. 1.29, где показан небольшой фрагмент расчетной области и выделены все ячейки, в которых величина градиента $\partial W_x/\partial y \geq 1$. Выбран наиболее интересный участок вблизи середины блока, где поверхность скольжения имеет изгиб. Можно видеть, что область локализации интенсивных деформаций очень узкая. На участках поверхности скольжения, субпараллельных границам зоны ослабления, подвижки реализуются в 1–2 слоях ячеек расчетной сетки. Это говорит о том, что для определения ширины зоны подвижки используемая расчетная сетка недостаточно подробна. Следует ожидать, что при более мелком разбиении расчетной области значения

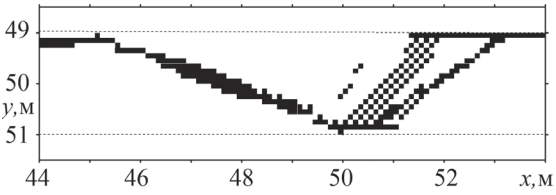


Рис. 1.29. Фрагмент расчетного профиля поверхности скольжения.

Пунктир – границы зоны ослабления. Координаты (x, y) изначальных трещин на этом участке (35–45; 49) и (50–55; 51)

ширины зоны скольжения окажутся заметно меньше 10–20 см, полученных в проведенных расчетах.

На участке изгиба область подвижек составляет 1–4 ячейки или распадается на несколько цепочек отдельных трещин, каждая шириной в 1 ячейку. Интересно, что на рассматриваемом участке при $x > 51$ м поверхность скольжения стала развиваться не вдоль изначальной трещины, а вдоль границы ослабленной зоны, оставаясь при этом столь же локализованной в пространстве. Таким образом, ширина участка локализации межблоковых перемещений на порядки меньше, чем мощность участков дробления.

Важнейшим выводом проведенной серии расчетов является заключение о возможности исключительно высокой степени локализации косейсмических перемещений, что соответствует результатам геологических наблюдений последних лет, изложенным в данной главе. Макроскопические межблоковые перемещения оказываются не распределенными по толщине зоны материала, разрушенного в процессе сдвига, а локализованными вдоль узкой поверхности скольжения. Вероятным механизмом формирования такой поверхности может служить процесс прорастания имеющихся трещин под действием сдвиговых напряжений и их объединение в единую систему. Дальнейшая эволюция образовавшейся поверхности скольжения связана с нарастающими деформациями сдвига, приводящими к дроблению скальной породы в зоне разлома.

Заключительные заметки к главе 1

• Блочно-иерархическая модель земной коры оказалась чрезвычайно плодотворной идеей для развития многих направлений наук о Земле. Дискретность земной коры обеспечивает возможность «спокойной», с относительно небольшим количеством катастрофических событий, реализации энергии, накапливаемой в недрах планеты, в результате радиоактивного распада изотопов во внутренних геосферах и в процессе общего остывания. Поскольку податливость и проницаемость участков, разделяющих блоки, обычно значительно выше, чем у материала блоков, то и деформационные процессы, и процессы массопереноса, обеспечивающие «жизнь Земли», наиболее активно происходят именно в окрестности межблоковых границ.

• Количественные соотношения разработанной М.А. Садовским концепции иерархической соподчиненности блоков и разломов оказались необходимым недостающим фактором для построения структурно-блоковых моделей, используемых в геофизике и геомеханике. Предположение о подобии геометрических характеристик и механических свойств массива горных пород на разных иерархических уровнях дает возможность развития представлений о многих механических процессах, про-

исходящих в недрах Земли, на основе ограниченного количества данных наблюдений, лабораторных и численных экспериментов, аналитических расчетов.

• Хотя выполненный анализ закономерностей изменения геометрических характеристик разноранговых разломов и трещин показывает, что усреднение по всему диапазону размеров дает соотношения, близкие к закону геометрического подобия, более детальное рассмотрение позволяет обнаружить, что существует несколько иерархических уровней, в которых изменение параметров событий с масштабом происходит по разным законам, зачастую сильно отклоняющимся от законов подобия. Судя по всему, линейные размеры $L \sim 500$–1000 м являются некоторой переходной областью, своеобразной границей между двумя диапазонами, в которых масштабные соотношения оказываются разными. Разломы, достигшие этой стадии развития, можно назвать «сформировавшимися». Дальнейшее изменение скейлинговых соотношений наблюдается уже для очень крупных деформационных событий с характерными размерами, превышающими толщину коры.

• Результаты геологического описания эксгумированных участков разломов, данные глубинного бурения разломных зон, детальные исследования местоположения лоцированных с высокой точностью очагов сейсмических событий, позволяют говорить об исключительно высокой степени локализации косейсмических перемещений. Макроскопические межблоковые перемещения оказываются не распределенными по толщине зоны материала, разрушенного в процессе сдвига, а локализованными вдоль узкой поверхности скольжения.

Глава 2
МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАЗЛОМОВ И ТРЕЩИН

2.1. Деформирование тонких слоев геоматериалов

При построении моделей неизбежно встает необходимость количественного описания прочностных, деформационных, гидрогеологических характеристик разломных зон и трещин. В задачах геомеханики структурные нарушения должны, как правило, описываться некоторыми интегральными характеристиками, характеризующими всю зону разлома в целом или ее значительную часть. Наиболее простыми интегральными механическими характеристиками нарушений сплошности являются эффективные значения нормального E и сдвигового G модулей деформации, которые с успехом используются, например, при численном моделировании геодинамических процессов [Дядьков и др., 1996]. Впрочем, эти характеристики имеют очевидный недостаток. При моделировании оказывается необходимым вводить такой параметр, как эффективная толщина трещины или разлома. Это параметр является в значительной степени неопределенным как для тонких трещин, так и для протяженных разломных зон.

В соответствии с (1.17), поперечный размер зоны влияния крупного разлома составляет всего лишь доли процента от их длины. Это позволяет в первом приближении рассматривать разломные зоны как плоские протяженные образования. В связи с этим для описания деформационных соотношений удобно применить подход, широко применяемый в механике скальных пород. При исследовании механических свойств образца, содержащего трещину, Р. Гудман [Goodman et al., 1968] предложил характеризовать деформационные свойства нарушений сплошности не модулем деформации геоматериала, а характеристиками, получившими название – удельная нормальная k_n и сдвиговая k_s жесткости нарушения сплошности:

$$k_n = d\sigma_n/dv, \;\; k_s = d\tau/du. \tag{2.1}$$

В этом выражении σ_n и τ – нормальные и сдвиговые эффективные напряжения, действующие в окрестности разрыва, а v и u – относительное нормальное и сдвиговое перемещение его берегов.

Если модули деформации $E = \partial\sigma_n/\partial\varepsilon$, $G = \partial\tau/\partial\gamma$ определяют наклон зависимости напряжение – относительная деформация, то удельная жесткость в соответствии с (2.1) соответствует наклону зависимости напряжение – межблоковое перемещение или напряжение – абсолютная деформация. Единица измерения жесткости – Па/м (чаще, для удобства, используют величину МПа/мм).

Для пояснения смысла введения жесткости нарушений сплошности рассмотрим участок среды, содержащей трещину (рис. 2.1). Легко видеть, что эффективный упругий модуль, рассматриваемой области, будет определяться выражением:

$$\frac{1}{E_{\text{эф}}} = \frac{1}{(l+L)}\left(\frac{l}{E_f} + \frac{L}{E}\right) \approx \frac{1}{L}\left(\frac{l}{E_f} + \frac{L}{E}\right), \tag{2.2}$$

где L – расстояние между трещинами, l – толщина трещины, а E_f и E – упругие модули трещины и вмещающей породы.

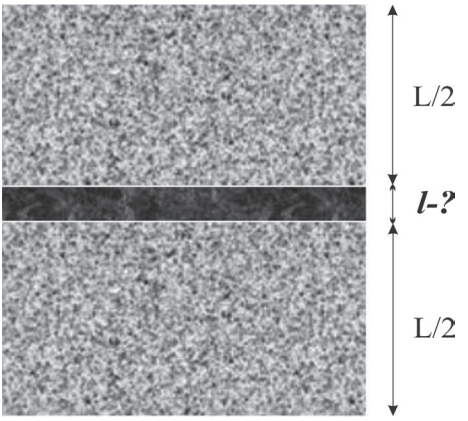


Рис. 2.1. К введению понятия «жесткость трещины»

В это выражение входят трудноопределяемые значения толщины трещины l и ее модуля E_f. Введение удельной жесткости трещины $k = E_m/l$ позволяет записать

$$\frac{1}{E_{\text{эф}}} = \frac{1}{L}\left(\frac{1}{k} + \frac{L}{E}\right), \tag{2.3}$$

то есть выразить эффективные характеристики среды в целом через упругие модули вмещающего материала и жесткости нарушений сплошности, избегая, тем самым, определения толщины трещины.

Отметим, что и k_n, и k_s являются более чувствительными к изменению напряженно-деформированного состояния характеристиками, чем скорости распространения упругих колебаний. Кроме того, как известно, в ходе сдвигового деформирования разломной зоны достаточно часто деформационный процесс локализуется в очень узкой области. При этом характеристики материала, заполняющего разлом, могут оставаться почти неизменными. Очевидно, что в этой ситуации средняя скорость распространения волн в разломной зоне не меняется. В то же время деформационные характеристики разломной зоны могут заметно измениться, что неизбежно отразится на интегральной жесткости разломной зоны. Очевидным примером служит, например, образование очень тонкой локальной трещины.

На основе лабораторных исследований Р. Гудман [Goodman, 1976] предложил гиперболическую зависимость для описания закономерностей деформирования трещины в направлении, нормальном к плоскости нарушения:

$$\frac{\sigma_n - \xi}{\xi} = \left(\frac{v}{V_m - v}\right)^t, \tag{2.4}$$

где σ_n – эффективное нормальное напряжение, ξ – начальное нормальное напряжение, v – изменение толщины трещины, V_m – максимально возможное значение v, t – показатель степени.

Бандис и др. [Bandis et al., 1983] провели обширное исследование на образцах известняка, долерита и песчаника, содержащих природные трещины с разной степенью выветрелости и шероховатости. Было предложено уравнение гиперболического типа, связывающее нормальную жесткость и раскрытие трещины с первоначально согласованными поверхностями:

$$\sigma_n = \frac{k_{ni} \cdot v \cdot V_m}{V_m + v}, \tag{2.5а}$$

$$\nu = \frac{\sigma_n \cdot V_m}{V_m \cdot k_{ni} - \sigma_n}, \tag{2.5б}$$

где k_{ni} – начальная нормальная жесткость трещины (значение жесткости при нулевом уровне нормальных напряжений) $k_{ni} = \lim\limits_{\sigma_n \to 0} \partial\sigma_n / \partial v$.

В зависимостях (2.5) принято, что знак изменения толщины трещины $\nu < 0$ при сжатии. Соответственно, величина нормальной жесткости также отрицательна. Вид зависимости (2.5а) показан на рис. 2.2, а сплошной линией.

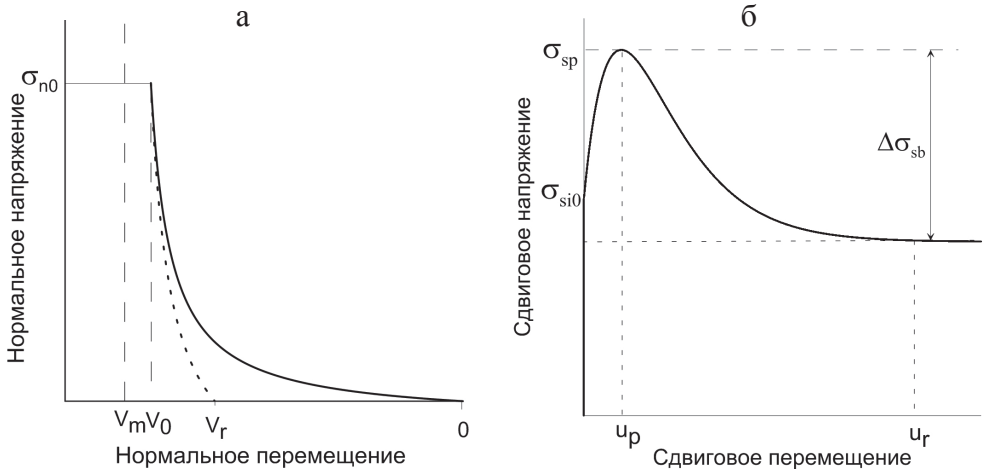


Рис. 2.2. Диаграммы напряжение-перемещение для нормального (а) и сдвигового (б) деформирования трещины

В той же работе были получены эмпирические формулы для выражения V_m и k_{ni} через введенные ранее Н. Бартоном [Barton, Choubey, 1977] индексные характеристики поверхности трещины – коэффициент шероховатости (JRC) и контактную прочность (JCS). Диапазон изменения величины k_{n0} для трещин с раскрытием 0,02–2 мм составляет 0,1–50 МПа/мм.

При уровне напряжений, превышающем для скальных пород 15–20 МПа, процесс деформирования трещин при нормальном нагружении становится существенно неупругим. Наблюдаются значительные остаточные деформации – раскрытие трещины после снятия нагрузки становится заметно меньше начального (рис. 2.2).

Анализ экспериментальных результатов показывает, что разгрузка трещины при снижении сжимающих напряжений также происходит по гиперболическому закону. При этом нормальная жесткость в начале каждого последующего цикла выше, чем при предыдущем нагружении, а после нескольких циклов нагрузка-разгрузка наступает «упрочнение» трещины и дальнейшего увеличения жесткости не происходит (см. рис. 2.3).

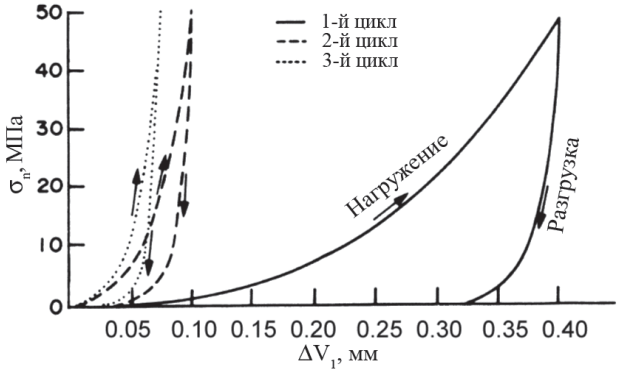


Рис. 2.3. Диаграммы нормального деформирования трещины в выветрелом известняке

При сдвиговом деформировании нарушений сплошности выделяют несколько участков диаграммы $\sigma_s - u$ (σ_s – напряжение касательное к плоскости трещины, u – относительное перемещение берегов) (рис. 2.2, б). Первый – квазиупругий. Это участок нагружения с примерно постоянной жесткостью k_s. Он длится до уровня сдвиговых напряжений порядка 50–60% от предела остаточной прочности трещины. На этом участке жесткость, как и эффективный модуль сдвига, слабо зависит от уровня нормальных напряжений. Соответственно, длина квазиупругого участка на оси смещений пропорциональна σ_n, но поскольку его вклад в амплитуду полного межблокового перемещения невелик, то им зачастую пренебрегают, полагая жесткость здесь бесконечной. Далее сдвиговая жесткость начинает постепенно снижаться вплоть до достижения предела прочности и начала скольжения. Этот участок иногда называют квазипластическим. Ближе к предельным нагрузкам на диаграмме могут наблюдаться и участки крипа, и небольшие динамические подвижки. Считается, что величина пикового смещения u_p – точка достижения предельной прочности на сдвиг σ_{sp}, слабо зависит от уровня нормальных напряжений. В лабораторных экспериментах [Ohnaka, 2003] величина u_p выросла вдвое при примерно пяти-, семикратном увеличении ампитуды шероховатости. Н. Бартон [Barton, 1987] по натурным наблюдениям за устойчивостью трещин масштабом до нескольких десятков метров предложил соотношение (1.12), использованное нами выше. Характер запредельного деформирования существенным образом зависит от уровня шероховатости. При высоких значениях коэффициента шероховатости трещины JRC и низких нормальных напряжениях разрушение контакта имеет «хрупкий» характер, то есть значение остаточного сопротивления сдвигу σ_r заметно меньше прочности трещины σ_p, а для более гладких поверхностей и высоких значений σ_n различие между величинами σ_r и σ_p относительно невелико. Скорость снижения сопротивления сдвигу при запредельном деформировании в большинстве случаев

невелика (исключая «залеченные» трещины). Выход на остаточное значение прочности τ_r происходит при больших сдвиговых смещениях $u_r \sim 10–100\ u_p$. В упомянутых выше опытах [Ohnaka, 2003] с образцами гранита отношение u_p/u_r составляло 5–10 раз и увеличивалось с ростом шероховатости.

Дифференцируя (2.5а) с учетом (2.5б), получаем значение нормальной жесткости трещины в отсутствии деформации сдвига:

$$k_{nn} = \partial\sigma_n/\partial v = k_{ni} \cdot \left(\frac{k_{ni} \cdot V_m - \sigma_n}{k_{ni} \cdot V_m} \right)^2 \qquad (2.6)$$

При сдвиге нарушения сплошности наблюдается не только сдвиговое du, но и нормальное перемещение dv, величина которого зависит от таких факторов, как шероховатость стенок, свойства заполнителя, уровень нормальных напряжений и жесткость вмещающей среды. Из-за присутствия шероховатостей поверхности трещина при сдвиге стремится к расширению. В случае пористого заполнителя и высоких сжимающих напряжений начальная апертура трещины, напротив, может уменьшаться.

В общем виде для описания квазистатического деформирования нарушений сплошности используется матрица жесткостей, в которую помимо нормальной $k_{nn} = \partial\sigma_n/\partial v$ и сдвиговой $k_{tt} = \partial\sigma_s/\partial u$ жесткостей, входят коэффициенты $k_{nt} = \partial\sigma_n/\partial u$ и $k_{tn} = \partial\sigma_s/\partial v$, учитывающие изменение нормальных напряжений при сдвиговом деформировании за счет эффектов дилатансии или компакции:

$$\begin{cases} d\sigma_n = k_{nn}dv + k_{nt}du, \\ d\sigma_s = k_{tn}dv + k_{tt}du. \end{cases} \qquad (2.7)$$

Зависимости жесткостей от различных параметров описываются довольно громоздкими эмпирическими и аналитическими соотношениями, которые можно найти, например, в работах [Кочарян, Кулюкин, 1994; Кочарян, Спивак, 2003].

Пример расчета по модели, изложенной в [Кочарян, Спивак, 2003], приведен на рис. 2.4. Можно видеть, что характер зависимостей существенно зависит от граничных условий. Если ограничить возможность перемещений в направлении нормальном к плоскости трещины, это приведет к резкому возрастанию нормальных напряжений σ_n из-за дилатансии Значение угла дилатансии зависит как от свойств поверхности, так и от уровня приложенной нормальной нагрузки. С ро-

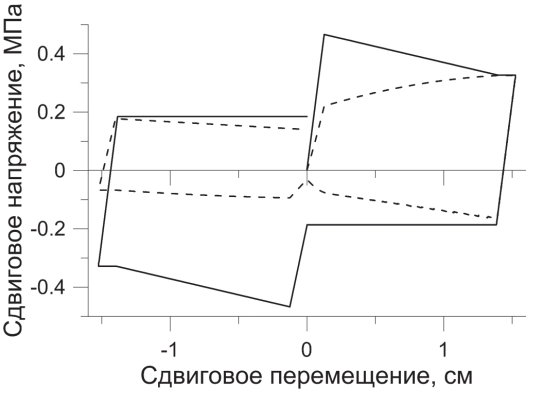


Рис. 2.4. Расчет циклического сдвигового деформирования трещины в образце туфа.

Сплошная линия – расчет при постоянном нормальном напряжении σ_n = 7,5 фунт/дюйм^2; пунктир – при постоянной нормальной жесткости нагружения K_m = 147 700 фунт/дюйм^2/дюйм.

Начальное нормальное напряжение σ_{n0} = 2950 фунт/дюйм^2. Параметры трещины: V_m = 0,029 дюйм; u_p = 0,05 дюйм; u_r = 0,55 дюйм; JRC = 5; JCS = 1860 фунт/дюйм^2; $i_{0r} = 10^o$; $i_{0l} = 2^o$; k_{ni} = –50000 фунт/дюйм^2/дюйм; $\varphi_r = 30^o$; $\varphi_b = 15^o$

стом σ_n угол дилатансии снижается вследствие разрушения шероховатостей. После достижения предела прочности σ_p касательные напряжения уменьшаются, а трещина продолжает расширяться вплоть до перемещения порядка u_r.

Поскольку и центральная часть, и периферия разломной зоны сложены нарушенными породами, понятно, что изменение объема материала при сдвиге – дилатансия и компакция – должны играть существенную роль в процессе деформирования. Как показывают результаты численных расчетов, корректный учет дилатансионных характеристик геоматериала имеет принципиальное значение при моделировании геомеханических процессов [Астафуров и др., 2009; Стефанов, 2010; Клишин, Ревуженко, 2014; Ревуженко, 2016].

В рамках континуального приближения существует ряд хорошо разработанных моделей деформации среды за пределом упругости, например, модель Друккера–Прагера–Николаевского с неассоциированным законом течения [Друкер, Прагер, 1975; Гарагаш, Николаевский, 1989]. Однако при рассмотрении деформации тонкого слоя, состоящего из конечного числа зерен, структура цепочек, передающих усилия в дискретной среде, становится существенно неоднородной [Anthony, Marone, 2005], а усреднение по пространству, необходимое для применения континуального приближения, применимо далеко не всегда.

Размер и структура области, в которой происходит уплотнение или разуплотнение материала, будут влиять радикальным образом на эффективные деформационные и прочностные характеристики межблокового контакта. Между тем, в литературе наблюдается определенная путаница в этом вопросе. Так, например, в работах [Спивак, Цветков, 2008; 2009] предложена модель разломной зоны, в которой утверждается, что «основным механизмом увеличения ширины разлома является дилатансия дробленых горных пород, заполняющих центральную зону разлома, в результате октаэдрического сдвига, а также дополнительное дробление и вовлечение в дилатансионный процесс примыкающих к серединной зоне слоев с более крупными отдельностями». В то же время, опубликованные в последнее время сведения о структуре разломных зон, изложенные в главе 1, заставляют сомневаться в приемлемости подобного подхода, по крайней мере, для сейсмогенных разрывов.

Согласно результатам, изложенным в главе 1, в сейсмически активных разломных зонах большая часть деформаций имеет, предположительно, косейсмический характер. При этом практически все косейсмические смещения происходят в узкой зоне толщиной в миллиметры – десятки сантиметров. Перемещения по вторичным, вновь образованным нарушениям сплошности, не велики и не вносят существенного вклада в кумулятивную амплитуду перемещения бортов разлома. Геоматериал в этой зоне представляет собой, как правило, мелкодисперсную среду с широким распределением частиц по размерам, многократно передробленную предыдущими событиями. Это заставляет предположить, что для описания процесса динамического сдвига в разломной зоне следует, в первую очередь, учитывать свойства материала именно в этой центральной части.

Закономерности деформирования малопрочных тонких слоев геоматериалов изучались в серии лабораторных опытов. Эксперименты проводились по схеме двойного прямого сдвига. Упрощенная схема установки приведена на рис. 2.5. Установка состояла из трех блоков из оргстекла размером 180×180×40 мм. На поверхности блоков была сделана специальная насечка в виде поперечных по

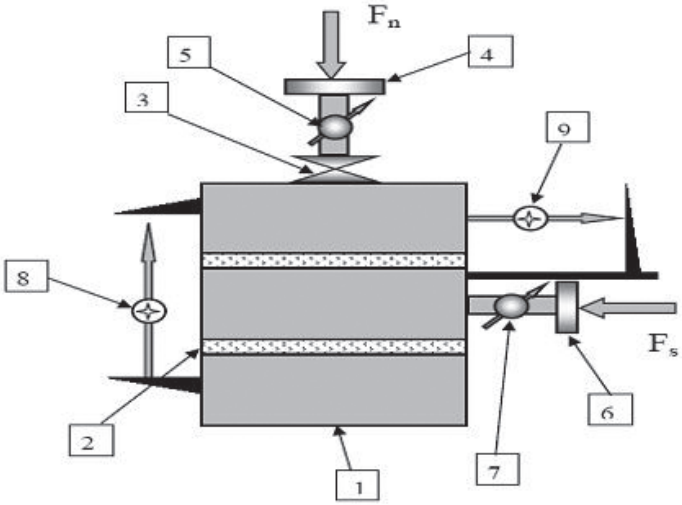


Рис. 2.5. Упрощенная схема установки.

1 – блоки из оргстекла; 2 – межблоковый заполнитель; 3 – пружинный элемент; 4, 6 – упорные подшипники; 5, 7 – измерители силы; 8, 9 – измерители перемещений

отношению к направлению движения блоков углублений треугольного профиля глубиной 2,5 мм, что исключает проскальзывание заполнителя на границе с блоками. В промежутке между блоками, толщина которого могла изменяться от 2 до 20 мм, укладывался заполнитель. Для создания воспроизводимых условий опытов процедура заполнения трещины и предварительного уплотнения материала выполнялась при помощи специального инструмента и была строго регламентирована, что с приемлемой точностью обеспечивало повторяемость результатов.

Сжимающее усилие от винтового пресса специальной конструкции передавалось через пружинный элемент, жесткость которого могла меняться. В проведенных опытах жесткость нормального нагружения составляла 1,48, 1,94 и 4,7 Н/мкм. Сдвиговое усилие, также от винтового пресса, прикладывалось к среднему блоку через датчик силы, жесткость которого составляла 6,9 Н/мкм. Измерение приложенных нагрузок осуществлялось с помощью электронных измерительных элементов с выводом сигнала на плату АЦП. Точность измерения усилий составляла 1 Н. Относительные перемещения блоков контролировались шестью датчиками LVDT (4 датчика вертикального перемещения и два горизонтального) с точностью 0,2 мкм. Специальные устройства, смонтированные с боков и торцов сборки, исключали высыпание материала-заполнителя из щели, не создавая при этом дополнительного сопротивления сдвигу.

В качестве заполнителя трещины в опытах применялись различные материалы: кварцевый песок, отсеянные фракции гранитной крошки, порошок корунда, раздробленная канифоль и искусственно созданные грунты. Для характеристики структуры заполнителя использовались постоянные из распределения Розина-Раммлера (1.19) – средний размер зерна δ_0 и ширина распределения n. Для каждого типа заполнителя в приборе простого сдвига определялись насыпная плотность и прочностные характеристики – сцепление C_r и угол трения φ. Последние определялись в приборе простого сдвига.

Таблица 2.1

Свойства материалов-заполнителей

№	Грунт	Диапазон размеров зерен, мкм	Средний размер частиц, δ_0 мкм	Ширина распределения, n	Плотность, г/см^3	Сцепление C_r, Па	Угол трения, φ
1	Песок	200–400	300	5,3	1,5	65	31,2
2	Гранитная крошка	1600–2500	2050	5,3	1,5	610	33,8
3	Гранитная крошка	630–1000	815	5,3	1,48	120	35,3
4	Искусственный грунт	28–2500	815	2	1,67	200	36,7
5	Искусственный грунт	28–2500	815	1	1,84	1650	37,5
6	Искусственный грунт	28–2500	815	0,5	1,89	1920	38,5
7	Корунд	28–40	34	5,3	1,6	400	32,7
8	Канифоль	1600–2500	2050	5,3	0,58	490	29

Перед началом эксперимента сборка подвергалась предварительному нагружению стандартным нормальным усилием 12250 Н, после чего устанавливалась требуемая начальная нагрузка. В большинстве опытов использовался следующий режим нагружения образца. На первом этапе, пока сдвиговое усилие F_S оставалось меньше предела прочности контакта, оно всякий раз увеличивалось ступенями: после быстрого (3–5 с) увеличения нагрузки на 500–1000 Н образец выдерживался в течение 100–200 с (рис. 2.6, а). Во время паузы обычно наблюдался затухающий крип по трещине тем больший, чем ближе приложенная нагрузка к

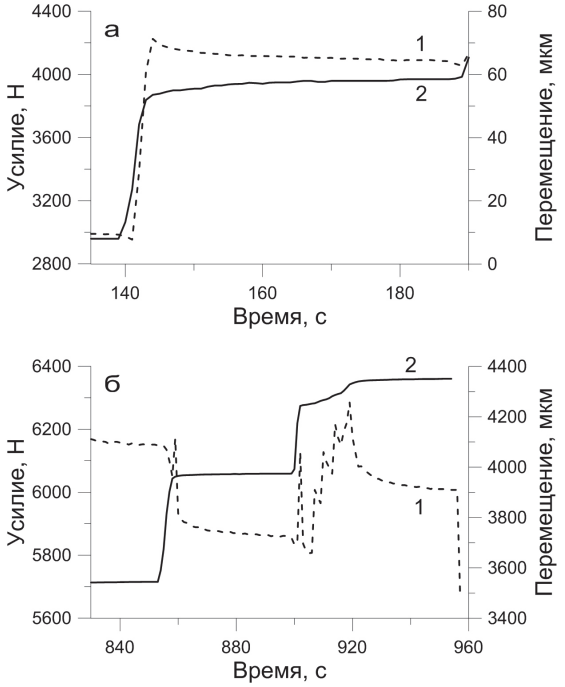


Рис. 2.6. Изменение в зависимости от времени сдвигового усилия (1) и относительного перемещения (2) между блоками на разных ступенях нагружения: а – до достижения предела прочности контакта, б – после

пределу прочности контакта, в результате чего уровень приложенного сдвигового усилия несколько снижался.

После выхода на запредельную ветвь реологической зависимости при достижении сдвиговым усилием условного предела прочности контакта, за который принималась область резкого снижения сдвиговой жесткости последнего, мы переходили на ступенчатое приложение сдвиговых перемещений – после ступенчатой деформации образец также выдерживался некоторое время. При этом приложенное сдвиговое усилие изменялось сложным образом, варьируя вокруг остаточной прочности контакта (рис. 2.6, б). Предельная величина смещения составляла в опытах 6 мм. В соответствии с результатами [Scott et al., 1994], при таких деформациях эффект выдавливания заполнителя из трещины малозначителен.

Типичная картина, наблюдавшаяся в опытах, показана на рис. 2.7. По мере роста сдвиговой деформации (горизонтального перемещения) можно отчетливо видеть деформацию контакта в направлении, нормальном к плоскости трещины. При малых сдвигах наблюдается некоторое уплотнение материала-заполнителя (нормальное перемещение отрицательно), что приводит к небольшому снижению эффективного нормального давления. Затем, по мере роста сдвиговой деформации начинает превалировать эффект дилатансии и, соответственно, увеличения нормальных напряжений. Изменение нормального усилия «отслеживает» вариацию толщины трещины пропорционально жесткости нормального нагружения.

Снижение жесткости пружин с 4,7 до 1,48 Н/мкм приводит к увеличению разуплотнения грунта при той же сдвиговой деформации из-за более плавного изменения эффективных напряжений (рис. 2.7). Максимальная скорость дилатансии $\Theta = dh/dL$ наблюдается при приближении контакта к предельному состоянию (рис. 2.8). При этом максимальное значение толщины трещины, а, следовательно, и нормального напряжения на контакте, достигается несколько позже. Это приводит к тому, что при конечной жесткости нормальной нагрузки мобилизация трения, то есть достижение эффективным или «кажущимся» коэффициентом трения $\mu = F_s/F_n$ максимального значения, происходит несколько раньше достижения предельной прочности контакта. При больших перемещениях скорость дилатансии постепенно снижается и разуплотнение заполнителя прекращается. При ма-

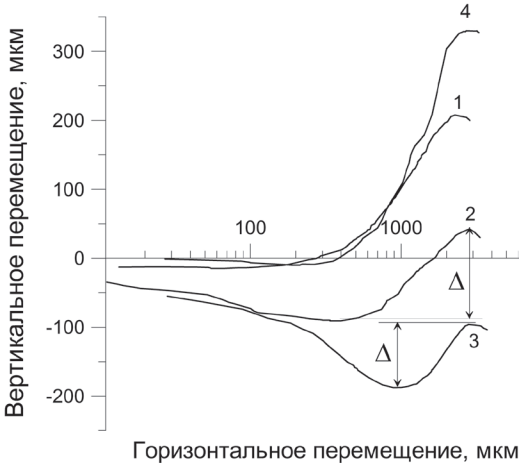


Рис. 2.7. Зависимости изменения толщины трещины от относительного смещения берегов при разных начальных нормальных усилиях в опытах с кварцевым песком.

1 – F_{n0} = 5000 Н; 2 – F_{n0} = 10 000 Н; 3 – F_{n0} = 15 000 Н. Жесткость нормального нагружения k_n = 4,7 Н/мкм; 4 – F_{n0} = 5000 Н, k_n = 1,48 Н/мкм

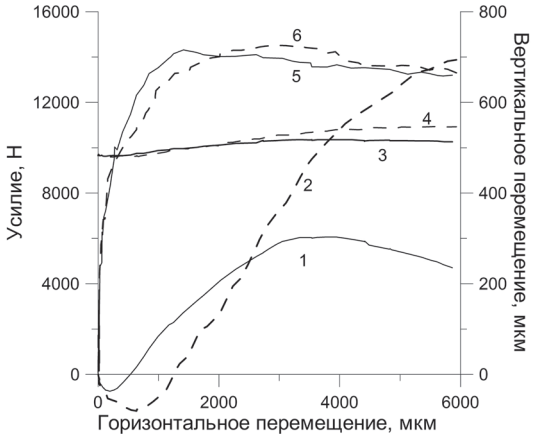


Рис. 2.8. Примеры изменения с ростом относительного смещения блоков, расстояния между блоками (1, 2), нормального (3, 4) и сдвигового (5, 6) усилий.

Сплошные линии – заполнитель № 6; пунктир – № 3 (табл. 2.1). F_{n0} = 10 000 Н, K = 4,7 Н/мкм

лых скоростях деформирования с ростом перемещения наблюдается даже некоторое уплотнение заполнителя под действием нормальной нагрузки.

С ростом начального нормального усилия все большим становится участок, на котором наблюдается уплотнение материала-заполнителя и, начиная с определенного нормального напряжения, кумулятивный эффект заключается уже в компакции материала и, соответственно, снижении уровня нормальных напряжений, хотя на определенной стадии сдвига можно видеть относительное разуплотнение заполнителя (см. рис. 2.7, кривая 3). Уровень разуплотнения на этом участке можно характеризовать разницей Δ между локальными экстремумами зависимости $dh(S)$. Величина этой разницы постепенно снижается с ростом нормальной нагрузки (рис. 2.9).

Дальнейшее увеличение нормального давления приводит к еще более интенсивному уплотнению, в том числе за счет частичного дробления зерен. Этот эффект можно наблюдать при проведении опытов с крошкой из канифоли. Хотя пористость заполнителя примерно та же, что у песка и гранитной крошки (около 40%), низкая, по сравнению с кварцем и гранитом, прочность канифоли (прочность монолитного образца на сжатие 15 МПа) приводит к компакции заполнителя во всем диапазоне нагрузок. То, что уплотнение связано, в том числе и с дроблением зерен, показывает, в частности, изменение гранулометрического соста-

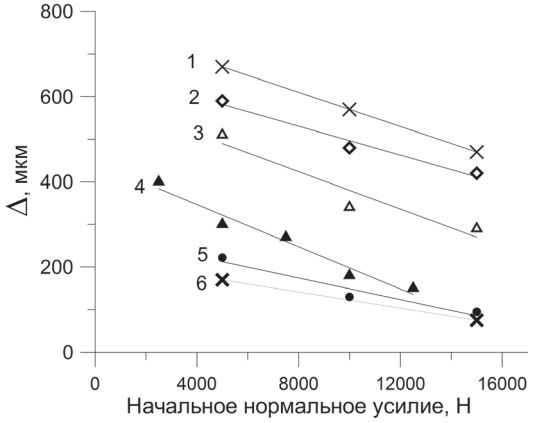


Рис. 2.9. Зависимость амплитуды локального экстремума толщины трещины от начального нормального усилия для различных материалов.

1 – грунт № 4, 2 – № 5; 3 – № 6; 4 – кварцевый песок, 5 – кварцевый песок, 6 – корунд. Для серий опытов 1–4 и 6 жесткость нормального нагружения K = 1,48 Н/мкм; для серии 5 – K = 4,7 Н/мкм

ва заполнителя. Если до начала эксперимента размер зерен канифоли составлял 1,6÷2,5 мм, то после опыта значительная часть материала имела размер зерна менее 1,6 мм. То, что дробление происходит именно при сдвиге, показывает сравнение результатов сдвиговых испытаний с нормальным нагружением в отсутствии сдвига. Так, после сдвига при F_{n0} = 2450 Н массовая доля фракции с d < 1,6 мм составляла 36% (10% в отсутствии сдвига), при F_{n0} = 4900 Н – 38% (13,3%), а при F_{n0} = 9800 Н – 59% (16,6%).

Параметром, оказывающим сильное влияние на дилатансионные характеристики тонкого слоя, является средний размер зерна материала-заполнителя. На рис. 2.10 показаны кривые изменения толщины трещины при сдвиге в опытах с различными материалами при одних и тех же параметрах нагружения. Если для крупной гранитной крошки величина раскрытия составляет более чем 1,3 мм, то в опыте с корундом апертура трещины не превышает начальной величины. Зависимость амплитуды локального экстремума Δ от размера зерна показана на рис. 2.11. Можно видеть, что величина максимального разуплотнения примерно пропорциональна среднему размеру зерна, несколько увеличиваясь относительно δ_0 в области мелкодисперсных материалов и снижаясь для заполнителей с крупными частицами. Хотя в этой серии экспериментов начальная толщина трещины оставалась неизменной, в наших более ранних опытах [Герасимова и др., 1995] мы отмечали, что величина дилатансии тонкого слоя при сдвиге слабо зависит от толщины из-за локализации деформации в узкой области.

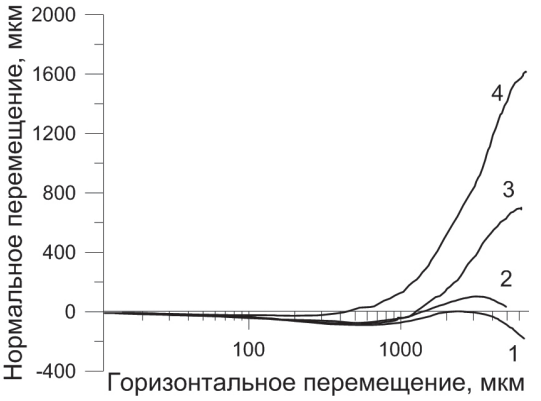


Рис. 2.10. Зависимости изменения толщины контакта от относительного смещения берегов для различных материалов заполнителя трещины.

1 – корунд; 2 – песок; 3 – гранитная крошка, δ_0 = 0,815 мм; 4 – гранитная крошка, δ_0 = 2,050 мм. Начальное нормальное усилие F_{n0} = 10 000 Н, жесткость нагружения K = 1,48 Н/мкм

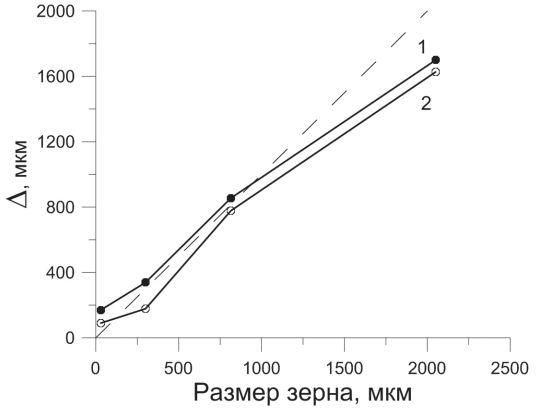


Рис. 2.11. Зависимость параметра Δ от размера зерна.

1 – Начальное нормальное усилие F_{n0} = 5000 Н; 2 – F_{n0} = 10000 Н. Пунктиром проведена функция Δ = δ_0

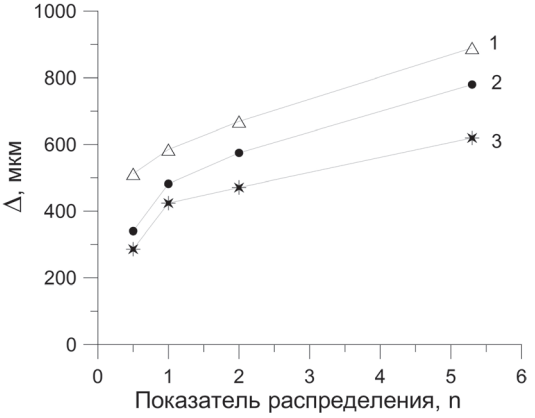


Рис. 2.12. Зависимость параметра Δ от ширины распределения для заполнителей со средним размером зерна 0,815 мм. 1 – F_{n0} = 5000 Н; 2 – F_{n0} = 10 000 Н; 3 – F_{n0} = 15 000 Н

Другой важной характеристикой материала-заполнителя является ширина распределения частиц по размерам, характеризуемая показателем степени *n* в соотношении (1.19). Сводные зависимости максимального раскрытия трещины от параметра *n* для грунтов со средним размером зерна δ_0 = 0,815 мм показаны на рис. 2.12.

Как видно, максимальное разуплотнение оказывается у грунтов с узким гранулометрическим составом. Расширение спектра размеров зерен приводит к некоторому подавлению дилатансии.

Выполненные лабораторные эксперименты и интерпретация их результатов на основе современных данных о тонкой структуре разломов позволили исследовать вклад различных характеристик материала в эффекты дилатансии и компакции малопрочного тонкого слоя при сдвиге. Параметром, наиболее сильно влияющим на деформационные характеристики заполнителя, оказался средний размер частицы. Так, при близких значениях угла трения у крупной гранитной крошки и кварцевого песка разница эффективных прочностей трещин с этими заполнителями составляет примерно 60%.

Имея в виду, что материал, заполняющий зоны магистральных сместителей разломов, обычно сильно перетерт, а средний размер зерна заполнителя довольно мал (30–100 мкм, см. главу 1), можно предположить, что эффект дилатансии материала-заполнителя при сдвиге по магистральному сместителю будет малозначителен.

Как отмечалось выше, в процессе формирования динамической подвижки скорее всего имеет место взаимодействие магистральных сместителей через зоны распределенных катакластических деформаций (рис. 1.11). Посредством такого взаимодействия квазилинейные отрезки отдельных магистральных сместителей и участки гетерогенной трещиноватости формируют единый очаг. На этих разрушаемых участках-перемычках дилатансионные эффекты, согласно представлениям о деформации скальной породы за пределом упругости [Гарагаш, Николаевский, 1989], будут намного значительнее, чем при сдвиге берегов магистральных трещин. Однако, согласно оценкам [Segall, Pollard, 1980], длина перемычек составляет не более чем несколько процентов от характерной длины существующих разрывов. Это означает, что и вклад в эффективное трение дополнительных напряжений, обусловленных разуплотнением материала при динамическом распро-

странении «разлома землетрясения», будет невелик. Количественный вклад дилатансии областей-перемычек удобно будет выяснить в численных экспериментах.

Иная ситуация складывается на предсейсмической стадии в процессе подготовки динамического события, когда область постепенного квазистатического деформирования охватывает большие объемы горного массива на значительном удалении от будущего разрыва. В этом случае явление увеличения объема, связанное с образованием временного разуплотненного состояния среды, несомненно, играет ключевую роль [Гольдин, 2004].

При решении многих задач, например, при оценке энергии колебаний, излучаемых при динамической подвижке по разлому, важным оказывается охарактеризовать текущие значения наклона реологических кривых сдвиговое напряжение–сдвиговое перемещение на запредельном участке деформирования.

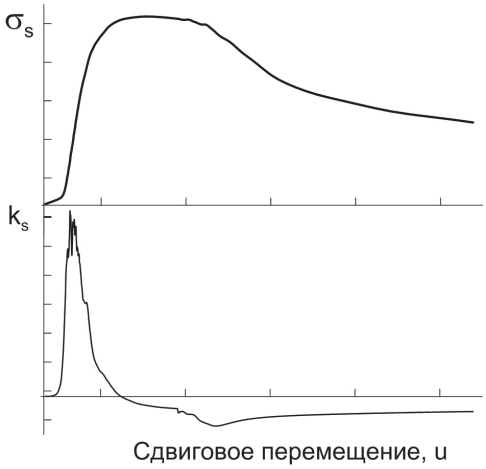


Рис. 2.13. Реологическая зависимость $\tau(u)$ и ее производная по перемещению $k_s = d\tau_s/du$ (внизу) для сдвига трещины между гранитными блоками, заполненной смесью кварцевого песка и талька

На рис. 2.13 схематично показаны типичные зависимости $\sigma_s(u)$ и $k_s = d\sigma_s/du$, полученные в лабораторном эксперименте при сдвиге трещины между гранитными блоками, заполненной смесью кварцевого песка и талька. Формально, на запредельном участке кривой, когда величина сопротивления сдвигу снижается с ростом деформации, сдвиговая жесткость становится отрицательной, что вызывает затруднения в восприятии этого параметра, увеличение абсолютной величины жесткости приводит к более интенсивному снижению трения. Величину $k_s = |d\sigma_s(u)/du|$ на этой стадии деформирования мы впредь будем называть **скоростью снижения сопротивления сдвигу**. Как будет показано ниже, и жесткость нарушения сплошности на восходящем участке диаграммы, и скорость снижения сопротивления сдвигу на запредельной ветви являются интегральными параметрами, отражающими многие характеристики структуры на мезоуровне.

2.2. Роль трения при сдвиговом деформировании нарушений сплошности

Прочность среды, содержащей нарушение сплошности, определяется, фактически, силой трения между поверхностями раздела. Эффективный тензор напря-

жений σ_i в окрестности разрыва определяется как разность между компонентами тензора напряжений σ_{i0} и поровым давлением p:

$$\sigma_1 = \sigma_{10} - p;\ \sigma_2 = \sigma_{20} - p;\ \sigma_3 = \sigma_{30} - p. \tag{2.8}$$

Если плоскость трещины образует угол θ с осью максимального главного напряжения σ_{10}, то нормальное и касательное напряжение на разрыве определяется выражениями:

$$\begin{aligned} \sigma_{n\theta} &= \frac{\sigma_{10} + \sigma_{30}}{2} - \frac{\sigma_{10} - \sigma_{30}}{2}\cos 2\theta - p = \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} - \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}\cos 2\theta \\ \sigma_{s\theta} &= \frac{\sigma_{10} - \sigma_{30}}{2}\sin 2\theta = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}\sin 2\theta. \end{aligned} \tag{2.9}$$

Для определения прочности трещины обычно используется критерий Кулона:

$$\sigma_s = \sigma_{s0} + \sigma_n \cdot \mu, \tag{2.10}$$

где σ_{s0} – сцепление, а $\mu = \mathrm{tg}\ \varphi$ – коэффициент трения (φ – угол трения) на поверхности раздела – параметры, определяемые экспериментально.

Диапазон изменения значений угла трения по нарушениям сплошности обычно составляет от 15–20° (μ ~ 0,3÷0,35) до 45–50° (μ ~ 1÷1,2) см, например, [Кочарян, Спивак, 2003]. Для большей части контактов скальных поверхностей величина φ находится в пределах 25–35° (0,45÷0,7). Увлажнение поверхности или наличие глинистого заполнителя снижает величину φ до 15–25° (μ ~ 0,27÷0,47), а при низких нормальных напряжениях на сильно шероховатых поверхностях угол трения может достигать весьма высоких значений φ ~ 70° (μ ~ 2,7). Величина сцепления σ_{s0} в большей степени определяется структурой поверхности раздела и варьируется от 0 до 10÷20 МПа.

В целом, данные, полученные при небольших давлениях (<50 атм), характеризуются очень большим разбросом, что объясняется сильным влиянием строения поверхности.

Данные, полученные при средних (5–100 МПа) и высоких (до 2000 МПа) уровнях давлений, имеют гораздо меньший разброс. Наблюдается довольно слабая зависимость от типа породы. Очень прочные породы, такие как кварцит, и относительно слабые породы, такие как известняк, показывают близкие значения параметров в законе Кулона. При этих значениях давлений шероховатость поверхности оказывает слабое влияние на трение. При давлениях выше 100 МПа трение практически не зависит от типа пород и от состояния трещины в начальный момент и хорошо описывается соотношением:

$$\tau = \begin{matrix} 0{,}85\sigma_n, & \sigma_n < 200\ \text{МПа} \\ 0{,}5 + 0{,}6\sigma_n, & \sigma_n > 200\ \text{МПа} \end{matrix}, \tag{2.11}$$

которое известно, как закон Байерли [Byerlee, 1978].

В осях главных напряжений (σ_3, σ_1) условие (2.10) выглядит как:

$$\sigma_1\left[\sqrt{(\mu^2 + 1)} - \mu\right] - \sigma_3\left[\sqrt{(\mu^2 + 1)} + \mu\right] = 2\tau_0. \tag{2.12}$$

Таким образом, при нагружении трещины по предельной траектории главные напряжения связаны линейной зависимостью. Данные измерений напряжений в скважинах подтверждают соотношение (2.12) в широком диапазоне глубин [Zoback & Zoback, 2002], что косвенно свидетельствует о субкритическом напряженном состоянии коры.

В 1966 г. W. Brace и J. Byerlee высказали предположение, что землетрясения являются актами динамически неустойчивого проскальзывания, периодически повторяющимися на существовавших ранее поверхностях скольжения [Brace, Byerlee, 1966]. После этого законы трения при квазистатических и динамических сдвигах нарушений сплошности массивов горных пород стали предметом повышенного внимания как в механике скальных пород, так и в сейсмологии. Интенсивные лабораторные и численные эксперименты привели к существенной эволюции кулоновских представлений о сухом трении.

Многие, даже самые сложные, эксперименты по исследованию трения можно представить идеализированной схемой, часто называемой слайдер-моделью, и показанной на рис. 2.14. В этой модели жесткий блок двигается по плоскости под воздействием силы, создаваемой пружиной, при медленном движении правого конца пружины (точки *B*) со скоростью $\dot{u}_0$. Изменение силы натяжения пружины в зависимости от перемещения точки *B* показано на правом рисунке. В начале, до точки *C*, наблюдается упругое увеличение силы. Затем кривая начинает отклоняться от прямой линии. Это показывает, что возникает движение блока относительно плоскости или что возникают неупругие деформации. В точке *D* достигается максимальное усилие, блок может резко проскользнуть вперед, а сила натяжения резко снизится до величины *E*. Затем сила вновь возрастает до тех пор, пока не случится новое резкое проскальзывание в точке *F*. Такой тип движения с периодически возникающей неустойчивостью называется «прерывистое скольжение» (stick-slip).

Условие возникновения неустойчивости хорошо известно и определяется как фрикционными характеристиками контакта, так и свойствами окружающей среды (системы нагружения):

$$\left|\partial F/\partial u\right| > K. \qquad (2.13)$$

В этом соотношении *K* – жесткость нагружения, *F* – приложенное усилие, а *u* – перемещение.

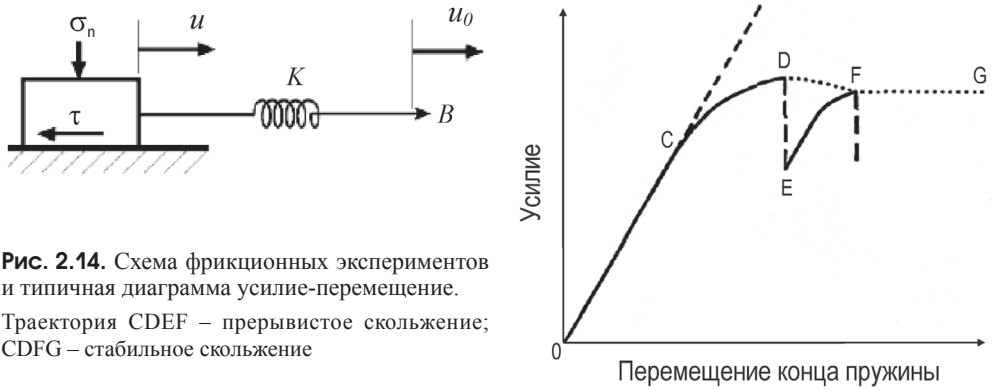


Рис. 2.14. Схема фрикционных экспериментов и типичная диаграмма усилие-перемещение.

Траектория CDEF – прерывистое скольжение; CDFG – стабильное скольжение

Переходя к напряжениям через площадь поверхности контакта S, получаем:

$$S \cdot \left| \frac{\partial \sigma_s}{\partial u} \right| > K, \tag{2.13a}$$

то есть жесткость нагружающей системы не должна превышать величины пропорциональной скорости снижения сопротивления сдвигу нарушения сплошности, измеренной на спадающей ветви реологической кривой (см. рис. 2.13).

Другой вид фрикционного движения (траектория CDFG на рис. 2.14) – стабильное скольжение. В этом случае движение блока происходит плавно, без срывов, а зависимость сила-перемещение имеет вид, показанный пунктиром.

Величина силы в точках C, D и G называется, соответственно, начальным, максимальным и остаточным трением. На самом деле часто микроскольжение, точнее деформирование микроконтактов, начинается сразу после приложения сдвигового усилия и в опыте довольно трудно выделить точку C. Угол наклона в каждой точке участка 0CD определяется сдвиговой жесткостью контакта (2.1).

Может произойти несколько циклов прерывистого скольжения, прежде чем будет достигнут максимум трения, а в некоторых случаях, особенно при высоких давлениях, кривая сила-перемещение выполаживается так, что остаточное и максимальное трение становятся практически идентичны. Когда поверхности разделены толстым слоем дробленого материала, неупругие деформации начинаются почти сразу после приложения сдвигового усилия, а сила возрастает непрерывно на протяжении эксперимента, так что начальное трение, максимальное трение и остаточное трение не могут быть определены.

О том, что трение зависит от скорости и от времени покоя контакта, было известно еще во времена Кулона. В классической трибологии этот эффект учитывается введением статического μ_s и динамического или кинетического μ_k коэффициентов трения. Если кинетическое трение ниже статического, то принципиально возможно возникновение динамической нестабильности. Переход от статического трения к динамическому не происходит мгновенно. Для этого требуется определенная «критическая» величина относительного перемещения поверхностей контакта D_c, которая является важным параметром в моделях фрикционного взаимодействия блоков земной коры. Этот эффект приводит к дополнительной диссипации энергии в системе по сравнению со случаем, в котором трение мгновенно скачком снижается до остаточного значения.

По результатам экспериментальных исследований, проведенных в 70–80-х годах минувшего столетия [Dieterich, 1979; Ruina, 1983], вместо перехода трение покоя – трение скольжения была выдвинута концепция трения, зависящего от скорости и переменной состояния и предложен эмпирический закон сопротивления сдвигу, в котором коэффициент трения μ зависит от мгновенной скорости скольжения V и от переменной состояния θ:

$$\mu = \mu_0 - a \ln\left(\frac{V_0}{V} + 1\right) + b \ln\left(\frac{V_0 \theta}{D_c} + 1\right). \tag{2.14}$$

Здесь μ_0 – константа, соответствующая стабильному скольжению, V – текущая скорость смещения, θ – переменная состояния, a, b, D_c – эмпирические константы. Эмпирический закон (2.14) в англоязычной литературе обычно называют

«Rate and State» или «R&S friction law» (R&S). В отечественной научной литературе он специального названия не получил.

Постоянные a и b в (2.14) обычно обе положительны и имеют порядок величины $\sim 10^{-2}$–10^{-3}, постоянная D_c – «критическое» перемещение, на котором меняется популяция контактов, для опытов лабораторного масштаба имеет порядок 1÷10 мкм, а ее зависимость от масштаба до сих пор не ясна. Так, оценка величины критического перемещения для сейсмогенных разломов $D_c \sim 1 \div 10$ мм, выполненная на основе геометрических соображений [Scholz, 1988], на порядки расходится с данными, полученными из интерпретации результатов сейсмологических наблюдений $D_c \sim 6 \cdot 10^{-3} \div 3$ м [Papageorgiou, Aki, 1983; Ellsworth, Beroza, 1995; Ide, Takeo, 1997].

Величина θ изменяется со временем и перемещением по определенному закону (эволюционное уравнение) в процессе перехода контакта к новому стабильному состоянию. Наиболее известным является закон Дитериха [Dieterich, 1979]:

$$\frac{d\theta}{dt} = 1 - \frac{V\theta}{D_c}, \tag{2.15}$$

или

$$\frac{d\theta}{du} = \frac{1}{du/dt} - \frac{\theta}{D_c}, \tag{2.15a}$$

где u – межблоковое перемещение, $V = du/dt$.

Второе слагаемое в (2.14) характеризует «мгновенное» увеличение сопротивления трению при увеличении скорости скольжения, а третий член – постепенный спад в процессе эволюции контакта. Переменная состояния θ имеет размерность времени, является функцией времени, перемещения и напряженного состояния. В состоянии покоя $\theta = t$, то есть переменная состояния может быть интерпретирована как «время жизни» популяции микроконтактов с момента их образования.

При стабильном скольжении считается, что состояние системы остается неизменным, то есть $d\theta/dt = 0$, а в соответствии с (2.15) $\theta = D_c/V$. Соответственно из (2.14) имеем:

$$\mu = \mu_0 - (a - b) \ln\left(\frac{V_0}{V} + 1\right). \tag{2.16}$$

В частном случае, когда V изменяется ступенчатым образом с V_0 до $V >> V_0$, из (2.15a) имеем:

$$\frac{d\theta}{du} + \frac{\theta}{D_c} = \frac{1}{V}. \tag{2.17}$$

Решение этого уравнения при начальном условии $\theta(0) = D_c/V_0$:

$$\theta = \frac{D_c}{V_0}\left(\frac{V - V_0}{V} \cdot e^{-\frac{u}{D_c}} + \frac{V_0}{V}\right). \tag{2.18}$$

Учитывая (2.14), после не сложных выкладок имеем:

$$\mu = \mu_0 + a \ln\left(\frac{V}{V_0}\right) + b \ln\left(\frac{V_0}{V}\left(1 + \left(\frac{V}{V_0} - 1\right) \cdot e^{-\frac{u}{D_c}}\right)\right). \tag{2.19}$$

Таким образом, в момент начала скольжения при $u \to 0$ вариация коэффициента трения $\Delta\mu = \mu - \mu_0 = a \ln (V/V_0)$, а при больших перемещениях $\Delta\mu = (a - b) \ln (V/V_0)$.

Вид решения (2.19) показан на рис. 2.15, «Критическим» для характера изменения фрикционного сопротивления является значение разности $\Delta = (a - b)$, которую иногда называют «параметром» [Scholz, 1998]. При $a > b$, коэффициент трения при больших перемещениях остается больше исходного значения, то есть наблюдается скоростное упрочнение, а при $a < b$, коэффициент трения при перемещениях больше критического становится меньше исходного значения, то есть наблюдается скоростное разупрочнение. Основной параметр, определяющий устойчивость системы $(a - b)$, зависит от свойств материала и *P-T* условий. Например, для гранита параметр $(a - b)$ становится отрицательным при температурах около 300 °С. Эта температура соответствует началу кристаллической пластичности кварца – наиболее пластичного из основных минералов гранита. Для значительно более пластичной каменной соли такой переход происходит при температуре 25 °С и давлениях около 70 МПа [Scholz, 2002]. Для разрывов с гранулированным заполнителем $(a - b)$ положителен, когда материал слабо консолидирован, и снижается с повышением давления, когда материал литифицируется.

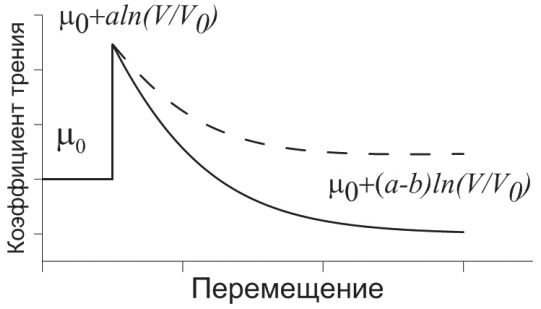


Рис. 2.15. Изменение коэффициента трения в результате резкого изменения скорости скольжения.

Сплошная линия – $a < b$ – скоростное разупрочнение; пунктир – $a > b$ – скоростное упрочнение

В состоянии покоя θ растет пропорционально времени стационарного контакта, так что из (2.14) получаем закон упрочнения стационарного контакта:

$$\mu = \mu_0 + \alpha \cdot \ln (1 + \beta \cdot t). \tag{2.20}$$

Понятно, что при $(a - b) > 0$, то есть при скоростном упрочнении, система будет оставаться стабильной. Условие $(a - b) < 0$, то есть скоростное разупрочнение, обеспечивает условия для возникновения прерывистого скольжения.

Исследуя условия устойчивости скольжения в слайдер-модели (рис. 2.14) с законом трения (2.14), не сложно показать (см., например, [Kanamori, Brodsky, 2004]), что при небольших скоростях скольжения неустойчивость возникает при выполнении соотношения:

$$\sigma_n \geq \sigma_c = \frac{KD_c}{(b - a)}, \tag{2.21}$$

или

$$K \leq K_c = (b - a) \cdot \sigma_n / D_c, \tag{2.21a}$$

где σ_n – нормальные напряжения на разломе, а K – жесткость нагружения.

Для природных разломов величина D_c в этом соотношении интерпретируется как критический размер проскальзывающего пятна [Scholz, 1998]. Таким образом, для возникновения неустойчивости необходимо определенное соотношение между уровнем нормальных напряжений и жесткостью нагружения. Величину жесткости нагружения K_c, определяемую выражением (2.21а), называют критической жесткостью. При $K > K_c$ прерывистое скольжение невозможно.

Лабораторные исследования [Scholz et al., 1972; Ohnaka, 2003] и численные расчеты [Lapusta, Rice, 2003b] показывают, что инициированная область стабильного скольжения постепенно распространяется с увеличивающейся скоростью. Записывая жесткость нагружения в простейшем виде

$$K = \eta \cdot G/L, \tag{2.22}$$

где L – характерный размер блока, G – модуль сдвига материала, а η – коэффициент формы – величина ~1 [Scholz, 1998], получаем условие (2.21) в виде [Rice, 1993]:

$$L_c \geq \frac{\eta \cdot GD_c}{\sigma_n \cdot (b - a)}. \tag{2.23}$$

Это означает, что неустойчивость может возникнуть лишь в том случае, когда область скольжения достигает определенного размера. После достижения участком проскальзывания критического размера, стабильное скольжение переходит в динамический срыв. Более детальный нелинейный анализ показывает, что устойчивость скольжения с законом трения (2.14) по отношению к возмущениям конечной амплитуды описывается диаграммой устойчивости, которая качественно представлена на рис. 2.16. Если $(a - b) < 0$, то возможны два типа поведения. При $\sigma_n > \sigma_c$ (или $K < K_c$) система нестабильна. Если $\sigma_n < \sigma_c$ (или $K > K_c$), то система условно стабильна, то есть стабильна при квазистатическом нагружении, но может оказаться нестабильной при достаточно большом возмущении скорости скольжения.

Соотношения (2.21)–(2.23) являются определяющими с точки зрения оценки параметров области зарождающейся неустойчивости, однако характерные величины ключевого параметра D_c и закономерности его изменения с масштабом пока не установлены. Значения D_c непосредственно определяют из лабораторных экспериментов либо, путем решения обратной задачи, из натурных волновых форм. При этом корректность последнего подхода продолжает обсуждаться, например, [Tinti et al., 2009].

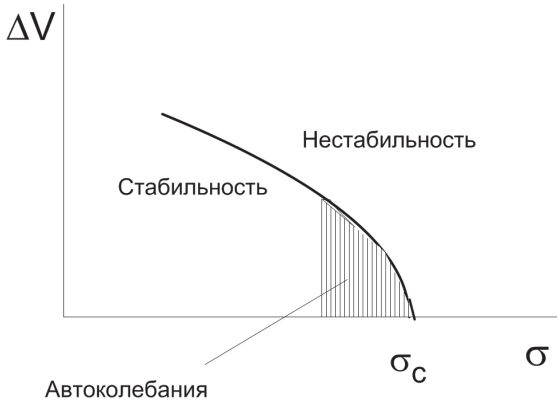


Рис. 2.16. Амплитуда скачка скорости, необходимая для дестабилизации системы в зависимости от уровня приложенного нормального напряжения

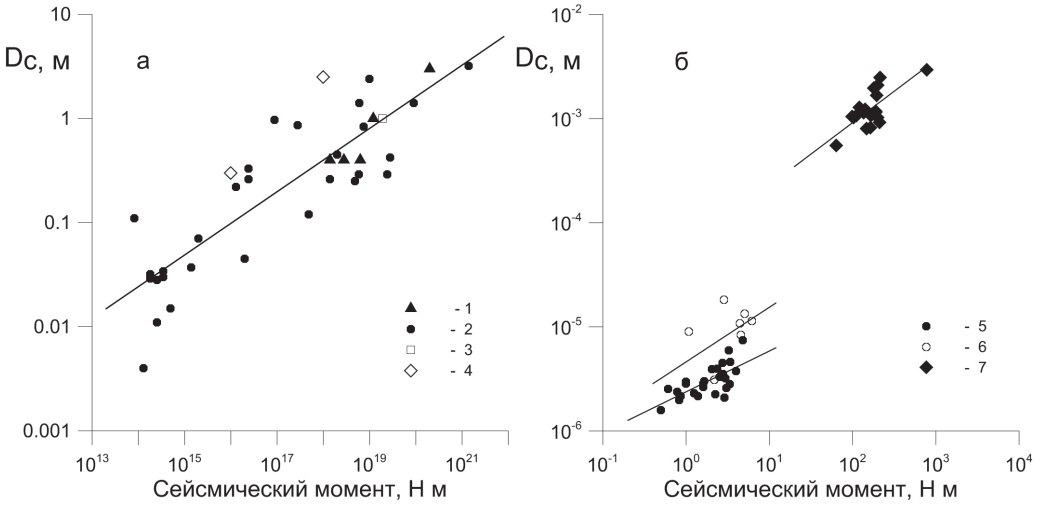


Рис. 2.17. Амплитуда критического перемещения в зависимости от сейсмического момента.

а – данные сейсмических наблюдений: 1 – [Papageorgiou, Aki, 1983]; 2 – [Ellsworth, Beroza, 1995]; 3 – [Ide, Takeo, 1997]; 4 – [Fukuyama, and Mikumo, 2007]. б – результаты лабораторных экспериментов [Ohnaka, 2003]: 5, 6 – предварительно разрезанные образцы гранита с разной шероховатостью; 7 – трещинообразование в целом образце гранита

На рис. 2.17 значками представлены результаты оценок D_c из лабораторных экспериментов и по данным сейсмологических наблюдений в виде зависимостей от величины скалярного сейсмического момента M_0. Для лабораторных опытов «сейсмический момент» вычислялся по известному соотношению [Scholz, 2002]:

$$M_0 = \frac{16}{7} \cdot a^3 \Delta\bar{\sigma}_s, \tag{2.24}$$

где a – радиус источника, а $\Delta\bar{\sigma}_s$ – величина сброшенного напряжения.

Линиями показаны наилучшие приближения для каждой группы данных. Натурные данные наилучшим образом при коэффициенте корреляции $R = 0{,}74$ описываются регрессионной зависимостью:

$$D_c = 1{,}35 \cdot 10^{-6}\, M_0^{0{,}3}. \tag{2.25}$$

Для разрезанных лабораторных образцов с низкой шероховатостью (№ 5 на рис. 2.17, б) соответствующая зависимость:

$$D_c = 2{,}38 \cdot 10^{-6}\, M_0^{0{,}4} \tag{2.26}$$

при коэффициенте корреляции $R = 0{,}48$.

Интересно, что при экстраполяции зависимости (2.25) и (2.26) дают результаты, различающиеся всего в несколько раз.

Изменение скорости скольжения, величины смещения и уровня сдвиговых напряжений на плоскости сместителя показаны на рис. 2.18, а. После достижения напряжениями некоторого уровня σ_0, который, как обычно полагают, соответствует пределу прочности, начинается ускоренное движение по разрыву. Критическое перемещение D_c, при котором на контакте достигается минимальный уровень

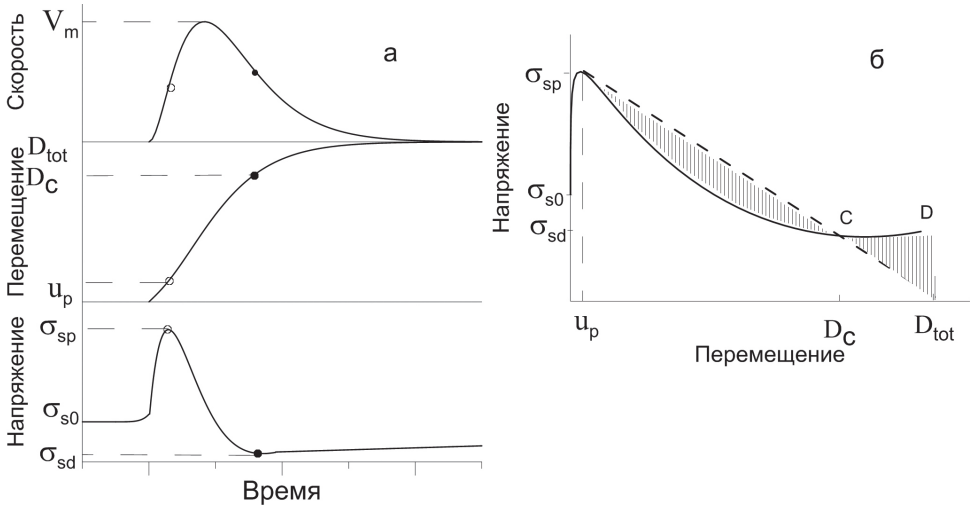


Рис. 2.18. Схема возникновения неустойчивости при прерывистом скольжении.

а – изменение со временем скорости скольжения, величины смещения и уровня сдвиговых напряжений; б – зависимость между сдвиговым напряжением и перемещением по разлому

фрикционного сопротивления, значительно больше величины перемещения u_p, соответствующего пределу прочности. Полное же перемещение по разлому в динамической фазе несколько больше, чем D_c. Это хорошо видно и на зависимости напряжение–перемещение (рис. 2.18, б). После того как сопротивление трению начинает уменьшаться (сплошная линия), при скольжении среда разгружается в соответствии с законом $d\sigma = -K(u)du$, линейным в случае постоянной жесткости среды (пунктир). Сдвиговые напряжения на плоскости контакта снижаются от величины σ_0 до величины динамического трения σ_1. В точке C сила сопротивления сдвигу становится больше, чем $F_{упр}$, и блок замедляется, останавливаясь в точке D, где заштрихованные площади под кривой сравниваются.

Заметим, что в общем случае конечное напряжение на разломе может оказаться как выше, так и ниже σ_d, а полное смещение D_{tot} в некоторых случаях оказывается меньше, чем D_c.

Серьезным недостатком эмпирического закона «Rate&State» является то обстоятельство, что его основные параметры, за исключением, пожалуй, характерной величины критического смещения D_c, не могут быть интерпретированы физически ни в лабораторных, ни, тем более, в натурных условиях. Соответственно, не может быть и речи о прогнозе этих характеристик для конкретной разломной зоны.

Чтобы проанализировать влияние характеристик «R&S» трения на характер скольжения, было проведено численное моделирование движения блока по основанию под действием пружины, конец которой движется с постоянной скоростью (слайдер-модель, рис. 2.14). При численном моделировании движения слайдера для описания фрикционного взаимодействия блока и основания был использован закон «R&S» в виде (2.14), (2.15). Уравнение, описывающее движение подвижного блока модели, имеет вид:

$$m\ddot{x} = K(u_s t - x) - S \cdot \sigma_s, \qquad (2.27)$$

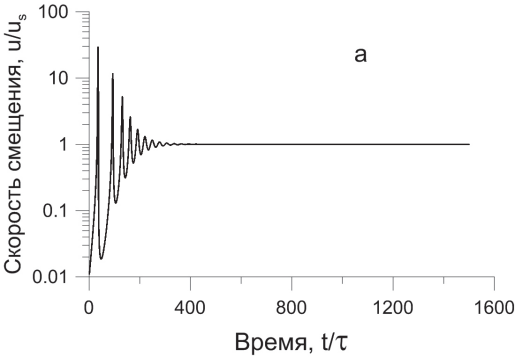
где m – масса, а S – площадь блока, K – жесткость пружины, u_s – скорость протяжки пружины, $F_s = S \cdot \sigma_s$ – сила сопротивления сдвигу, задаваемая в соответствии с уравнением (2.14).

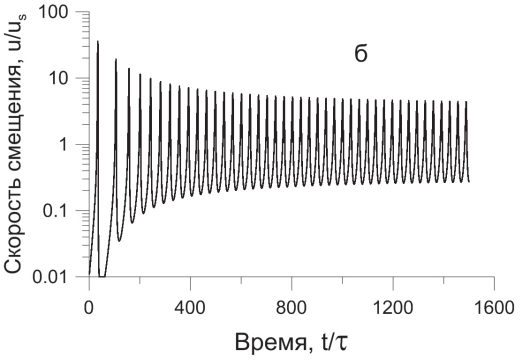
Для численного решения дифференциального уравнения (2.27) совместно с уравнениями (2.14) и (2.15) использовался метод Рунге-Кутта 4-го порядка аппроксимации. Параметры «R&S» модели задавались так, чтобы обеспечить режим скоростного разупрочнения блока, то есть $\Delta = (b - a) > 0$. При этом значения констант a, b, Δ и D_c варьировались.

При малых положительных значениях величины Δ, изменение параметра D_c может привести к появлению режима условно стабильного скольжения, при этом критические значения параметров в точке бифуркации, согласно (2.21), задаются соотношением:

$$\Delta_c = \frac{D_c K}{\sigma_n}. \tag{2.28}$$

Соотношение (2.28) позволяет оценить область изменения параметров, при которых реализуются различные режимы скольжения (стабильный, переходные и стик-слип). Примеры зависимостей скорости движения блока от времени приведены на рис. 2.19. На этом и последующих рисунках скорость движения блока u нормирована на скорость протяжки u_s, а время – на постоянную времени $\tau = \sqrt{m/K}$, где m – масса блока, а K – жесткость пружины.





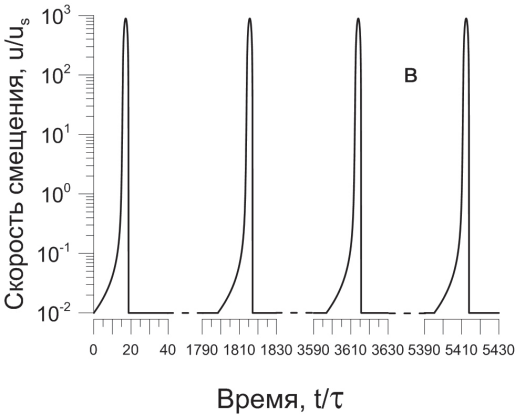
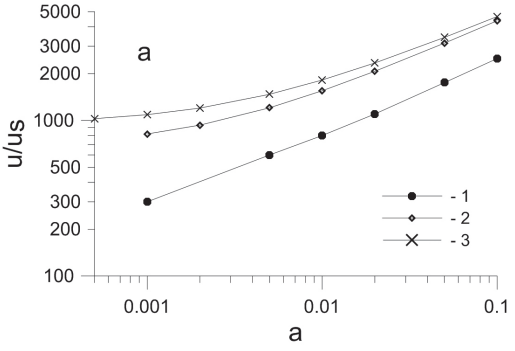


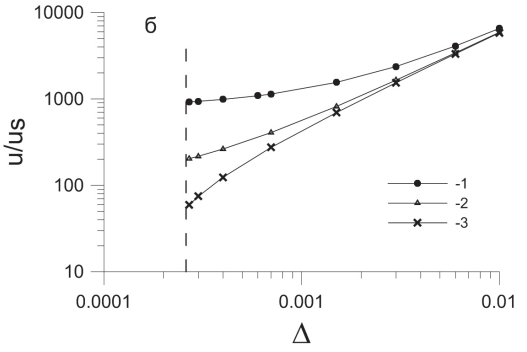
Рис. 2.19. Зависимость скорости блока от времени.

Параметры расчетной модели: u_s = 0,1 мм/с: m = 10 кг, F_n = 100 Н, K = 1000 Н/м, μ_0 = 0,4, Dc = 10 мкм, a = 0,001.

а – режим стабильного скольжения, b = 0,0011; б – режим условно стабильного скольжения, b = 0,00119; в – режим прерывистого скольжения, b = 0,009

В режиме стабильного скольжения (рис. 2.19, а) по окончании переходного процесса блок движется с постоянной скоростью, равной скорости протяжки. В случае условно стабильного скольжения (переходного режима) блок постоянно движется, но, в отличие от рис. 2.19, а, колебания скорости затухают слабо, выходя на некоторое установившееся значение. В режиме прерывистого скольжения (рис. 2.19, в) наблюдаются импульсы динамических срывов с амплитудой скорости, значительно превосходящей скорость протяжки, которые чередуются с периодами полной остановки блока.





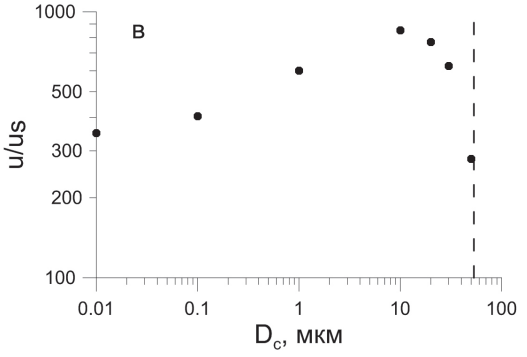


Рис. 2.20. Зависимость максимальной скорости смещения от параметров закона R&S.

Параметры расчетной модели: u_s = 0,02 мм/с: m = 130 кг; F_n = 1300 Н; K = 16700 Н/м; μ_0 = 0,4. Скорость движения блока u нормирована на скорость протяжки u_s.

а – зависимость от параметра a: 1 – $\Delta = 7 \cdot 10^{-4}$; 2 – $\Delta = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$; 3 – $\Delta = 2 \cdot 10^{-3}$; б – зависимость от параметра Δ (вертикальный пунктир соответствует критической величине $\Delta_c = 2{,}6 \cdot 10^{-4}$): 1 – a = 0,01; 2 – a = 0,001; 3 – a = 0,0001; $u_s = 2 \cdot 10^{-5}$ м; в – зависимость от параметра D_c: a = 0,01, b = 0,0107. Вертикальный пунктир соответствует критической величине D_c = 52,2 мкм

При неизменной величине параметра Δ увеличение абсолютных значений a приводит к росту скорости движения блока. При достаточно больших значениях a, можно видеть, что нормированная на скорость протяжки скорость смещения блока $(u/u_s) \sim \sqrt{a}$ (рис. 2.20, а), а длительность фазы скольжения остается практически неизменной. Как было отмечено выше, параметр a определяет величину скачка коэффициента трения $d\mu \sim a$ в момент резкого изменения скорости скольжения. Параметр b определяет степень «разупрочнения» контакта в фазе релаксации. Увеличение диапазона изменения коэффициента трения приводит к увеличению максимальной скорости движения блока и, соответственно, выделяющейся при динамическом срыве упругой энергии. С ростом параметра $\Delta = (b - a)$ амплитуда динамических срывов также растет (рис. 2.20, б). По мере удаления от критической величины Δ_c зависимость $u(\Delta)$ стремится к линейной. Длительность пика скорости при этом незначительно сокращается.

Параметр D_c влияет на динамику процесса «разупрочнения» и характеризуется как критическое смещение, при котором коэффициент трения переходит к новому значению. При малых значениях D_c влияние этого параметра на амплитуду динамического срыва довольно слабое (изменение D_c на три порядка вызывает изменение величины максимальной скорости в фазе динамического срыва менее, чем в три раза). Увеличение D_c приводит к росту времени возникновения первого динамического срыва и, соответственно, к увеличению его амплитуды. По мере того как величина параметра D_c приближается к критическому значению, определяемому соотношением (2.28), начинается переход от режима прерывистого скольжения к режиму условно стабильного скольжения и амплитуда пиков скорости скольжения снижается тем быстрее, чем ближе D_c к критической величине. В приведенном на рис. 2.20 примере расчета критическое значение параметра D_c – 53,2 мкм. При этом смена режима скольжения, проявляющаяся в снижении амплитуды пиков скорости смещения блока, начинается при значениях D_c более 10 мкм, то есть примерно 20% от критической величины.

Следуя работам [Костров, 1974; Kanamori, Brodsky, 2004] и др., можно записать баланс энергии при динамической подвижке по поверхности разрыва в виде:

$$E_s = \Delta E_e - \Delta E_{\text{diss}}. \tag{2.29}$$

Энергия E_s, излученная при образовании подвижки в однородном бесконечном пространстве, есть разность между изменением упругой энергии ΔE_e и энергией, диссипированной в ходе разломообразования ΔE_{diss}. Полагая, что перемещение происходит по плоскому однородному разрыву площадью S, напряжения на котором одинаковы, изменение упругой энергии есть:

$$\Delta E_e = S \cdot \Delta\bar{D} \cdot \bar{\sigma} = M_0 \frac{\bar{\sigma}}{G} \approx M_0 \frac{\sigma_0 + \sigma_1}{2G}, \tag{2.30}$$

где $\Delta\bar{D}$ – среднее смещение по разлому, G – модуль сдвига среды, σ_0 – начальное и σ_1 – конечные значения напряжений касательных к плоскости разрыва.

Баланс энергии на единицу площади разрыва схематично показан на рис. 2.21. На этом рисунке изменение внутренней энергии ΔE_e представляет собой, согласно (2.30), площадь трапеции ABCD.

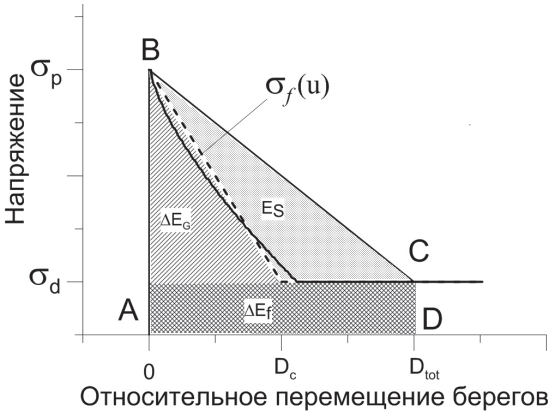


Рис. 2.21. Баланс энергии при стик-слипе. Пояснения в тексте

Полная диссипированная энергия E_{diss} складывается из энергии, идущей на разрушение ΔE_G, и работы ΔE_f, совершенной на плоскости разлома против сил трения в ходе подвижки:

$$\Delta E_{\text{diss}} = \Delta E_f + \Delta E_G = S \cdot \int_0^{D_{\text{tot}}} \sigma_f(u)du, \tag{2.31}$$

где u – перемещение вдоль плоскости разлома.

Выражение (2.31) соответствует площади под жирной кривой на рис. 2.21, обозначенной как $\sigma_f(u)$.

Энергия, идущая на разрушение, описывается выражением:

$$\Delta E_G = S \cdot \int_0^{D_c} \left[\sigma_f(u) - \sigma_d\right]du, \tag{2.32}$$

а часть энергии, диссипированной в процессе скольжения:

$$\Delta E_f = \sigma_d \cdot D_{\text{tot}} \cdot S. \tag{2.33}$$

Как показано, например, в [Kanamori, Brodsky, 2004] энергетический баланс в рассмотренной фрикционной модели эквивалентен соответствующим соотношениям для трещины, распространяющейся в сплошном однородном материале. Если ΔE_G интерпретировать как энергию, затраченную на образование новой поверхности вблизи кончика трещины, то это слагаемое будет мало в большинстве случаев [Kanamori, Rivera, 2006]. Однако в процессе разломообразования диссипация энергии происходит как в ходе разрушения неровностей на поверхностях берегов, так и при образовании микро- и макротрещин в окрестности магистрального сместителя и в зоне влияния разлома, так что все эти затраты энергии могут быть включены в ΔE_G.

Соотношение между ΔE_G и ΔE_f зависит и от закономерностей снижения сопротивления сдвигу. В идеализированном случае, когда трещина распространяется без потерь энергии на разрушение, напряжения на поверхности разлома изменяются скачком от σ_0 до σ_1, а вся диссипированная энергия переходит в тепло. На практике подобный случай реализуется при динамическом срыве на очень гладких поверхностях. В действительности доля энергии, идущая на разрушение, зависит не только от свойств материала, но и от скорости распространения разрыва, а также от формы зависимости сопротивления сдвигу от перемещения, которую удобно характеризовать таким параметром, как сдвиговая жесткость разлома (2.1).

При длительном относительном смещении берегов разлома с косейсмическими скоростями 0,1–10 м/с неизбежно выделяется некоторое количество тепла. Если предположить, что коэффициент трения соответствует закону Байерли (2.11) $\mu \sim 0{,}6$–$0{,}85$, а напряжения, нормальные к плоскости разлома, порядка литостатических, то разогрев зоны в окрестности разлома должен быть весьма значителен. В самом деле, полагая для оценки, что 90% упругой энергии, реализуемой в процессе подвижки, переходит в тепло, имеем полное тепло Q, генерируемое в процессе сдвига амплитудой D по разлому площадью S:

$$Q = \sigma_1 DS = \mu \cdot (\rho \cdot g \cdot h) \cdot D \cdot S. \tag{2.34}$$

Если тепло распределено внутри слоя толщиной w вокруг плоскости разрыва, а перенос тепла незначителен за время землетрясения, то среднее увеличение температуры составляет:

$$\Delta T = \frac{Q}{C\rho Sw} = \frac{\mu \cdot (gh) \cdot D}{Cw}, \tag{2.35}$$

где C – удельная теплоемкость, а ρ – плотность породы.

Оценки по (2.35) показывают, что если термальная энергия локализуется внутри зоны толщиной ~10 см около плоскости скольжения, то в процессе динамического сдвига амплитудой 3÷6 м температура может возрасти на 1000÷2000°.

Учитывая теплопроводность породы, несложно оценить и увеличение температуры в зоне разлома в процессе долговременного скольжения, а также распределение теплового потока на поверхности. Сопоставление результатов таких оценок с данными наблюдений в Калифорнии показывает, что нет оснований предполагать наличие фрикционного разогрева на разломе в Сан-Андреасе (известный «парадокс Сан-Андреаса) [Lachenbruch, Sass, 1988] и др.

В предположении гидростатического давления флюида значение фрикционной прочности разлома составляет величину порядка 100 МПа на глубине 10–15 км, тогда как отсутствие наблюдений фрикционного нагрева на движущихся участках разломов ведет к значениям фрикционной прочности порядка 10 МПа. Это заставляет искать причины радикального снижения трения на разломе. Поскольку, согласно результатам [Byerlee, 1978] трение практически не зависит от реологии и, при значительных давлениях, типа горной породы, приходится искать специфические причины «ослабления» разлома. Множество существующих моделей можно условно разделить на три направления. Первое – повышенное, по сравнению с гидростатикой, давление флюида. И.Г. Киссин выделяет три зоны изменения флюидного давления с глубиной – зона гидростатического давления, зона переходных давлений и зона литостатических давлений. Граница между первой и второй зонами в разных геоструктурах расположена на глубинах от 1 до 6 км, а между второй и третьей – установлена лишь в отдельных районах и находится, вероятно, на глубинах 5–10 км [Киссин, 2015]. Если величина давления флюида постепенно возрастает до сублитостатического значения (по всей площади разлома или на некоторых изолированных «пережатых» участках), то в соответствии с законом Терцаги среднее сопротивление сдвигу уменьшается, начиная с определенной глубины [Sibson, 1973; Киссин, 2015], как схематично показано на рис. 2.22.

Следует заметить, что такая схема применима, главным образом, к надвигам, для которых напряжение нормальное к плоскости разлома максимальное. Для того чтобы поровое давление оказалось столь высоким для сбросов или сдвигов, необходимо вводить дополнительные предположения. В работе [Rice, 1992] предложена схема изолированных слоев в центральной части разлома, ограниченных малопроницаемыми формациями. В такой системе избыточное давление должно обеспечиваться каким-то внешним источником, расположенным, по предположению Дж. Райса, в верхней мантии. По оценкам [Scholz, 2006] эта схема требует аномально малой величины отношения горизонтальной и вертикальной проницаемости ~10^{-6}, что в большинстве случаев представляется маловероятным. К тому же многие измерения в глубоких скважинах в континентальных областях дают

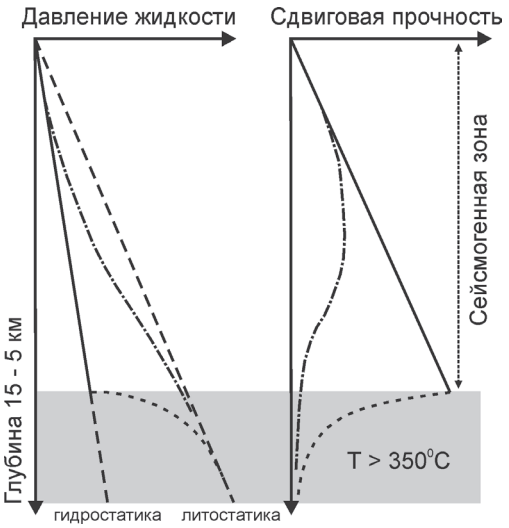


Рис. 2.22. Влияние давления флюида на эффективную прочность разлома.

Сплошная линия – гидростатическое давление флюида и соответствующая фрикционная прочность. Штрих-пунктир представляет постепенный переход к сублитостатическому давлению флюида и соответствующий профиль прочности. Пунктир – гипотетическое поведение ниже глубины хрупко-пластического перехода

величину порового давления близкую к гидростатическому [Sibson, 2011; Киссин, 2015], как, например, в сверхглубокой скважине *KTB*, пробуренной в Германии до глубины 9101 м [Grawinkel, Stockhert, 1997]. В то же время на Кольской сверхглубокой скважине (12261 м), на глубинах свыше 4,5 км наблюдалось высокое, близкое к литостатическому, давление воды, источником которой являлась метаморфическая дегидратация минералов.

Вторая группа моделей рассматривает фрикционные свойства геоматериалов, слагающих магистральный разрыв. Некоторые материалы либо в силу особенностей их кристаллической структуры, либо из-за абсорбированных водяных слоев имеют крайне низкие коэффициенты трения по сравнению с законом Байерли (2.11). Их присутствие в значительном количестве в материале-заполнителе центральной зоны разлома может существенно снизить фрикционную прочность. Подходящими минералами с подобными свойствами являются набухающие глины – каолинит и монтмориллонит, а также некоторые формы серпентинита. Все эти материалы имеют коэффициент трения около 0,2. Судя по данным, приведенным в [Scholz, 2006], для образцов материала-заполнителя, отобранных из приповерхностной зоны разлома Сан-Андреас, типичным является состав, содержащий изобилие глинистых минералов, некоторое количество кварца при практически полном отсутствии полевого шпата. В то же время, хотя образцы, поднятые с глубины 2–5 км, также состоят из мелкодисперсного материала, они сложены главным образом не глинистыми минералами, а тонко перетертым полевым шпатом и кварцем лишь с небольшим количеством не набухающих глин – иллита и смектита [Chester et al., 2004]. Анализ состава образцов, полученных при бурении скважины SAFOD, обнаружил значительное количество иллита и смектита в узких низкоскоростных зонах [Jeppson et al., 2010]. Даже, если заполнитель центральной части разлома составлен целиком из глинистых минералов, при высоких температурах набухающие глины, обладающие аномально низким трением, должны переходить в ненабухающие формы с коэффициентом трения до 0,4 [Morrow et al., 1992]. Серпентинит обладает стабильно низким трением вплоть до довольно высоких температур [Reinen et al., 1991], однако этот минерал распространен не столь широко.

К третьей группе моделей относятся динамические механизмы ослабления трения. В этих моделях величина динамического трения снижается в ходе сейсмического скольжения либо из-за термальных эффектов, либо из-за эффектов, связанных с высокой скоростью скольжения.

Эффект фрикционного плавления при косейсмических скоростях исследован довольно неплохо как в лабораторных, так и в полевых условиях [McKenzie and Brune, 1972; Di Toro et al., 2006; 2009; 2010; 2011; Медведев и др., 2014; Мазукабзов и др., 2011]. Жилы псевдотахилитов, регулярно обнаруживаемые при обследовании сейсмогенных разрывов, демонстрируют возможность осуществления такого механизма снижения трения до весьма низких величин. Псевдотахилиты, однако, довольно редко наблюдаются вдоль эксгумированных разломных зон, которые ранее располагались на сейсмогенной глубине.

В работе [Sibson, 1973] редкость псевдотахилитов объясняется динамическими гидротермальными эффектами. Поскольку коэффициент объемного расширения воды намного больше, чем у скальной породы, фрикционный нагрев вызывает возрастание порового давления в зоне сдвига и, таким образом, снижение эффективных напряжений и невозможность осуществления плавления [Rempel, Rice, 2006]. Этот механизм может работать в тех случаях, когда вмещающая порода малопроницаема и может эффективно удерживать находящийся под избыточным давлением флюид.

Предложены такие механизмы динамического снижения трения, как акустическая флюидизация (снижение эффективного трения под воздействием вибраций) [Melosh, 1979; 1996], динамическая смазка твердыми веществами [Brodsky and Kanamori, 2000] и другие. Дж. Мелош [Melosh, 1979; 1996] предположил, что случайные вариации давления приводят к возникновению локальных областей проскальзывания с постоянной – в среднем по всей массе обломков – скоростью. В итоге масса обломочных пород приходит в движение типа ползучести, при котором конечные скорости деформации вызываются приложенными сдвиговыми напряжениями, величина которых может быть значительно меньше кулоновского

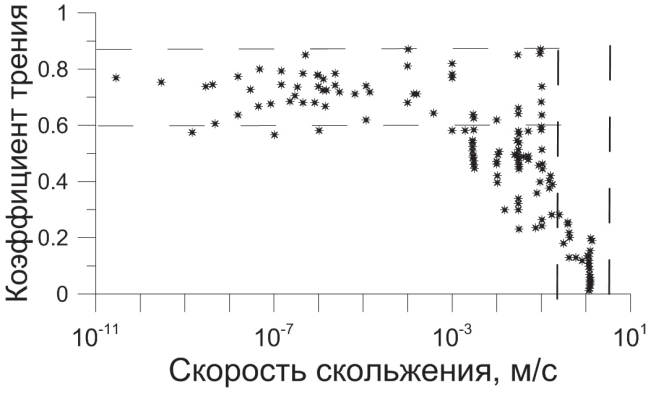


Рис. 2.23. Динамические коэффициенты трения различных горных пород, определенные при разных скоростях скольжения.

Значки – экспериментальные данные разных авторов, цитируемые по работе [Wibberley et al., 2008]. Горизонтальный пунктир – типичные значения статического коэффициента трения. Вертикальный пунктир – диапазон скоростей скольжения при динамических подвижках

предела. При небольших амплитудах вибрации скорость деформации пренебрежимо мала, но по мере роста флуктуаций среднего давления в волне скорости деформирования могут стать значительными. Эта теория была впоследствии довольно успешно применена для описания особенностей процесса формирования метеоритных кратеров [Мелош, 1994], где амплитуда акустических колебаний, генерируемых высокоскоростным ударом, очень значительна. Однако применительно к задачам инициирования деформационных процессов в разломных зонах, она не получила существенного развития, поскольку амплитуды колебаний, распространяющихся в Земле, как правило, пренебрежимо малы, по сравнению с литостатическим давлением. Рассматривались, кроме того, возможности снижения эффективной величины коэффициента трения в процессе косейсмической подвижки за счет интенсивных высокочастотных колебаний, излучаемых в процессе динамического срыва [Heaton, 1990].

В лабораторных экспериментах последних двух десятилетий подробно исследован эффект снижения коэффициента трения при возрастании скорости скольжения. Данные множества исследований обобщены, например, в работе [Wibberley et al., 2008] и приведены на рис. 2.23.

Снижение коэффициента трения, начиная со скоростей скольжения ~10 см/с, объясняется различными причинами для разных пород и разных экспериментальных условий. Среди них: локализация нагрева на площади «действительного» контакта [Rice, 2006; Beeler et al., 2008], макроскопический подъем температуры и присущий эффект скоростного разупрочнения [Noda, 2008], термальное разложение минералов, и связанное с этим эффектом увеличение порового давления и генерация слабого материала [Brantut et al., 2008 и др.] и т.д.

Одна из относительно новых интересных гипотез состоит в том, что косейсмическое ослабление происходит из-за смазки поверхности разлома силикагелем, образующимся при аморфизации кварца при высоком давлении и значительных деформациях [Goldsby and Tullis, 2002]. Эксперименты с породами богатыми кремнием показали, что коэффициент трения снижается с 0,6 при 10^{-6} м/с до <0,2 при 10^{-3} м/с [Goldsby and Tullis, 2002; Nakamura et al., 2012] и др. Такое поведение объясняется формированием тиксотропного геля на поверхности скольжения. Недавно было представлено первое, обнаруженное в натурных условиях, доказательство присутствия реликтового силикагеля в виде тонкого блестящего слоя на поверхности разлома Corona Heights fault в Калифорнии [Kirkpatrick et al., 2013]. Слой состоит из 0,1–1 мкм зерен кварца, водосодержашего кристаллического кремния и аморфного кремния с 10–100 нм вкраплениями окислов железа и эллисоидальными кремниевыми коллоидами.

В последние несколько лет получены результаты, описывающие практически не изученный механизм уменьшения коэффициента трения за счет образования нанокристаллов. В крупной серии работ, выполненных под руководством чл.-корр. РАН Г.А. Соболева, методами рамановской спектроскопии исследовались размеры и характеристики нанокристаллов, которые образовались при деформации горных пород и возникновении зеркал скольжения [Соболев и др., 2012; 2014; 2015а; 2015б]. Регулярное обнаружение последних в зонах палеосейсмических событий позволяет ассоциировать их с сейсмогенным скольжением со скоростями более 1 м/с. Впервые было показано, что размеры кристаллографических ячеек в нанокристаллах уменьшены по сравнению с размерами в кристаллах

макроскопических размеров. Величина эффективных сжимающих напряжений, которые могли бы вызывать такие изменения, лежат в пределах первых килобар. В тоже время температура образования новых минеральных фаз на поверхности зеркал скольжения оказывается не столь уж высокой – не более 200 °С, то есть далека от плавления. Вероятно, нанокристаллы образовались в результате гидролитического разрушения, активированного механическими напряжениями. Анализ показал, что зеркала скольжения состоят из смеси нанокристаллов кварца, альбита, эпидота и т.д., окруженных водой. По мнению авторов такое их строение обеспечивает малое сопротивление сдвигу контактирующих блоков горных пород, хотя прямого доказательства этому не приводится.

Все упомянутые модели третьей группы имеют серьезный недостаток. Ни одна из них не описывает механизм снижения величины трения покоя. Это означает, что если коэффициент трения покоя соответствует закону Байерли (коэффициент трения $\mu \sim 0{,}85$), а динамический коэффициент трения падает до низких величин ($\mu \sim 0{,}2$), то амплитуда сброса напряжений при землетрясении должна составлять величину $\Delta\sigma \sim 100$ МПа, что более чем на порядок превышает обычные значения. Судя по наблюдаемым величинам $\Delta\sigma$, трение покоя на разломе должно быть низкое, однако если это так, то не требуется никаких дополнительных механизмов для объяснения «парадокса теплового потока». Авторы работ [Lapusta, Rice, 2003a; Noda et al., 2011] попытались преодолеть эту проблему. Они предложили модель, в которой коэффициент трения по разлому соответствует закону Байерли, однако с сильным динамическим разупрочнением, назвав такой тип разломов «очень прочные, но очень хрупкие». Они предположили, что существуют слабые части разлома, где зарождается динамический срыв, после чего разрыв распространяется динамически через прочные участки, благодаря концентрации напряжений в окрестности носика. Таким образом, уровень сдвиговых напряжений в прочных сегментах разлома остается все время ниже величины статического трения, так что величина сброшенного напряжения может оказаться небольшой.

В заключение этого раздела заметим, что в течение нескольких десятилетий после работы [Tsuboi, 1933] господствовали представления о том, что землетрясения происходят в результате разрушения прочных участков разломов [Scholz, 1992]. При этом на слабых участках землетрясения маловероятны. В неявном виде предполагалось, что землетрясение сбрасывает напряжение до нуля, аналогично трещине растяжения. Более того, в некоторых публикациях прочность земной коры приравнивалась сбросу напряжений при землетрясении [Chinnery, 1964].

В известной со времен Кулона модели stick-slip, которая в краткой статье [Brace, Byerlee, 1966] была предложена для описания сейсмического цикла, способность к динамической разрядке накопленной энергии деформации не имеет отношения к прочности, но определяется стабильностью или нестабильностью фрикционных свойств разлома. Эта стабильность зависит от скорости, с которой сопротивление сдвигу изменяется в процессе скольжения, по сравнению со скоростью, с которой напряжение может быть упруго разгружено в массиве, вмещающем разлом. Таким образом, предметом изучения геомеханики разломов должны быть скорее условия упрочнения и разупрочнения в процессе сдвига, чем прочность контакта.

2.3. Сейсмические методы оценки механических свойств разломов и трещин

Эффективную нормальную или сдвиговую жесткость трещины, содержащейся в образце горной породы, нетрудно определить в лабораторных опытах. Для этого используются либо квазистатические испытания образцов на прессовом оборудовании [Goodman, 1976; Bandis et al., 1983] и др., либо ультразвуковые измерения [Pyrak-Nolte, 1996; Hedayat et al., 2014] и др.

Оценить деформационные характеристики разломной зоны или хотя бы трещины в условиях естественного залегания намного сложнее. Вплоть до 90-х годов прошлого века не существовало инструментальных методов прямого определения свойств разломных зон. Для мелких трещин нередко проводят испытания прочностных свойств «in situ» с помощью домкратов и других механических приспособлений. Диапазон нагрузок и уровень деформаций в этих экспериментах, как правило, весьма ограничен, а необходимость использования громоздкого оборудования делает подобные измерения скорее уникальными, чем пригодными для накопления экспериментальных данных.

Пожалуй, единственной возможностью для определения «*in situ*» механических свойств нарушений сплошности массива горных пород является использование результатов сейсмических наблюдений. Эти методы характеризуются достаточной проработанностью комплекса вопросов измерения и регистрации кинематических и динамических характеристик волн в различных частотных диапазонах, а также возможностью использования информации как естественного (волны от землетрясений, микросейсмы и т.д.), так и искусственного (взрывы, различные виброисточники и т.д.) происхождений.

Стандартные сейсмические методы выявляют, как правило, слоистое строение земной толщи на основании изменений в скоростях распространения различных типов волн в этих слоях. Построенный скоростной разрез исследуемой толщи по глубине используется для задач диагностики массивов горных пород. Однако дать характеристику деформационных свойств крупных трещин и разломов с помощью методов разведочной геофизики, как правило, не удается в силу недостаточной разрешающей способности. Дело в том, что измерения обычно производятся на базах значительно превышающих толщину разрывных нарушений.

Увеличение интереса к строению и свойствам разломных зон привели к созданию новых методов, позволяющих исследовать именно зоны разломов. Один из них был предложен в начале 90-х гг. и успешно использован на нескольких крупных разломных зонах США и Японии [Ben-Zion, Aki, 1990; Li, Leary, 1990] и др. Метод основан на анализе параметров каналовых волн, распространяющихся вдоль разломной зоны в тех случаях, когда сейсмический источник расположен внутри разломной зоны. Эти волны возникают благодаря многократным отражениям на границе между низкоскоростной областью внутри разломной зоны и высокоскоростными блоками вмещающего массива и обладают сильной дисперсией. Низкоскоростные пакеты каналовых волн значительно отстают от прямых объемных волн и могут быть выделены на сейсмограмме. Эффективная ширина низкоскоростного волновода может быть оценена в первом приближении просто из спектрального состава этих пакетов, а скорость распространения колебаний – из времени задержки низкоскоростных вступлений.

Одна из проблем, возникающих в ходе применения этого метода, – расширение низкоскоростной зоны вблизи поверхности. Если на глубине разломные зоны могут быть узкими, почти плоскими структурами, благоприятными для генерации и распространения каналовых волн, то ветвление разломной зоны вблизи поверхности резко расширяет низкоскоростную зону, способствуя рассеянию низкоскоростной каналовой волны, и создает трудности в выделении и идентификации медленных фаз. В качестве источников каналовых волн используются как скважинные взрывы зарядов ВВ, так и мелкие землетрясения, очаги которых располагаются внутри разломной зоны.

На рис. 2.24 приведены заимствованные в работе [Li et al., 1999] результаты регистрации каналовых волн, возбужденных в разломной зоне Landers взрывами зарядов ВВ массой 200–400 кг в скважинах глубиной 30 м. Сейсмический профиль располагался перпендикулярно линии разлома. Станция, обозначенная ST0, расположена в центре разломной зоны. Расстояния между станциями на профиле 25 м. В интервале между 4 и 10 секундами можно отчетливо видеть группу низкочастотных колебаний и локализованных внутри разломной зоны шириной около 250 м.

Использование каналовых волн позволяет оценить характерную ширину, а в отдельных случаях и структуру разломной зоны. Однако механические свойства разломных зон описываются при этом чересчур упрощенно. Модели разломов, построенные по результатам подобных исследований, представляют собой слой с параллельными границами, которому приписана некоторая определенная из эксперимента скорость распространения упругих волн [Li et al., 1999]. Иногда такие модели учитывают и изменение скорости распространения волн с глубиной [Li et al., 2000].

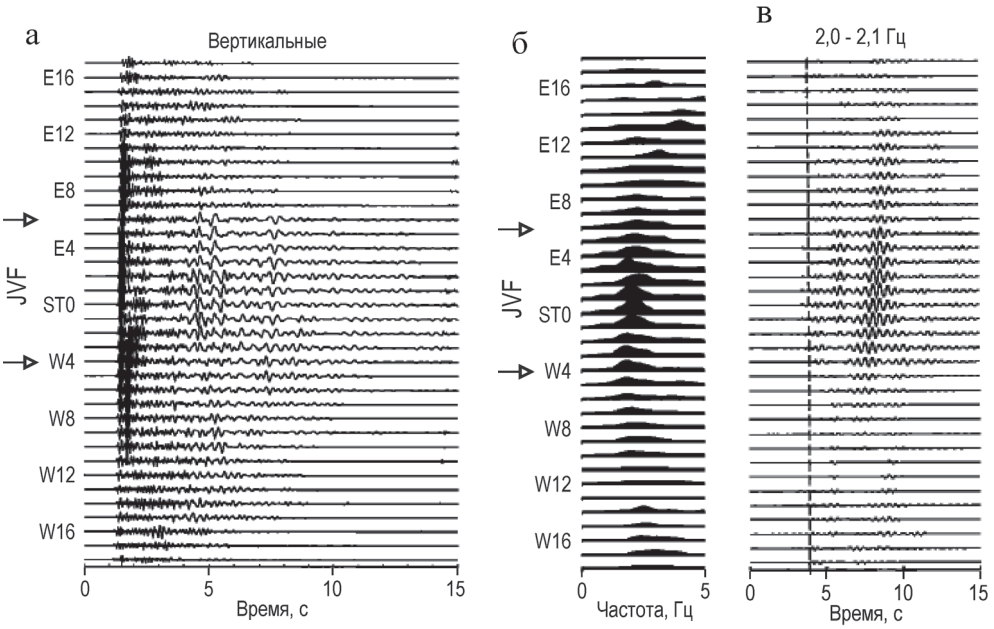


Рис. 2.24. Результаты регистрации каналовых волн, возбужденных в разломной зоне Landers взрывами зарядов ВВ [Li et al., 1999].

а – сейсмограммы; б – соответствующие спектры; в – сейсмограммы, отфильтрованные в полосе 2–2,1 Гц. Стрелками показана группа станций в окрестности центральной части разлома, на которых отчетливо выделяется группа каналовых волн

Другой метод, разработанный также в 90-е гг. прошлого века в Институте динамики геосфер РАН, не обладая высоким пространственным разрешением, позволяет исследовать зависимость жесткости разлома от амплитуды деформации и даже, при надлежащем обеспечении измерений, построить реологическую кривую напряжение – деформация для разломной зоны. Он основывается на анализе изменения динамических характеристик сейсмических волн при их взаимодействии с нарушениями сплошности массива горных пород.

Хорошо известно, что разломы и крупные трещины оказывают существенное влияние на амплитудные и частотные характеристики сейсмических волн, распространяющихся по массиву. Боле того, степень затухания амплитуды с расстоянием во многом зависит от наличия на пути распространения волны крупных нарушений сплошности. Подобные эффекты неоднократно наблюдались в экспериментах со взрывами различного масштаба.

На рис. 2.25 приведена карта расположения нескольких штолен, в которых проводились подземные ядерные взрывы в горном массиве Дегелен на Семипалатинском полигоне. Пунктирными линиями показаны разломы, места пересечения которых с измерительными штольнями были точно известны по результатам геологического описания последних.

Изменения максимальной величины массовой скорости грунта в каждом из экспериментов показаны на рис. 2.26 значками. Линиями на рисунках а, в, д показано наилучшее приближение данных степенной зависимостью:

$$V_m = 4900 \cdot (R/q^{1/3})^{-1,45}$$

с коэффициентом корреляции $r = 0,97$ для первого взрыва,

$$V_m = 9600 \cdot (R/q^{1/3})^{-1,58}$$

с $r = 0,95$ для второго и

$$V_m = 670 \cdot (R/q^{1/3})^{-1,05}$$

с $r = 0,95$ для третьего.

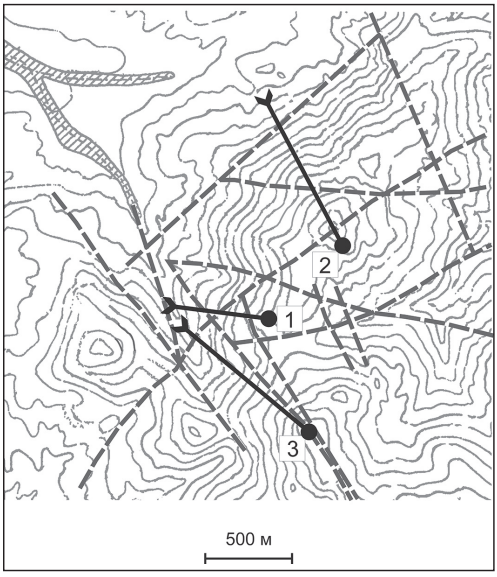


Рис. 2.25. Схема расположения штолен.

Изолиниями показан рельеф. Пунктир – расположение разломов согласно геологической карте территории и результатам обследования тоннелей. Место каждого взрыва показано кружком

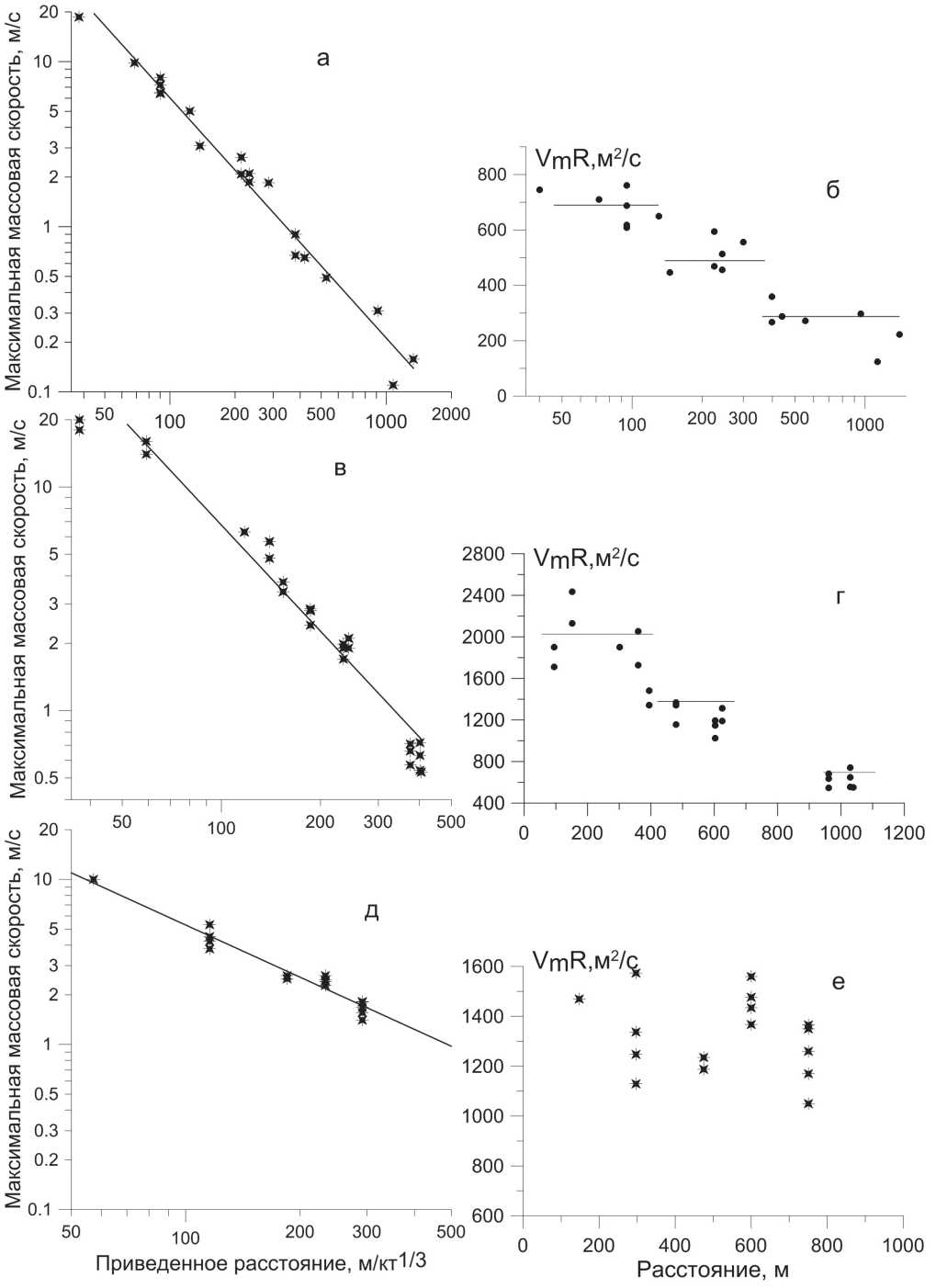


Рис. 2.26. Результаты измерений параметров движения грунта при трех подземных ядерных взрывах.

а, в, д – зависимости максимальной скорости смещения грунта от приведенного расстояния; б, г, е – изменение произведения V_mR с расстоянием от центра взрыва; взрывы № 1 – а, б; № 2 – в, г; № 3 – д, е

В этих соотношениях расстояние R измеряется в метрах, а мощность взрыва q в килотоннах.

Можно видеть, что для третьего взрыва степень затухания амплитуды с расстоянием оказалась аномально низкой. Дело здесь в том, что практически весь тоннель, в котором находились измерительные точки, был расположен в едином структурно-тектоническом блоке и не пересекал серьезных тектонических нарушений.

Особенно отчетливо это видно на рис. 2.26, б, г, е, на которых показано изменение с расстоянием произведения величины максимальной массовой скорости на расстояние от центра взрыва V_mR. Использование этого параметра позволяет компенсировать в первом приближении эффект сферического расхождения волны сжатия [Костюченко, 1985]. Как видно из графиков, произведение V_mR (конечно, при значительном разбросе) изменяется с расстоянием дискретными скачками, положение которых примерно соответствует участкам пересечения измерительного профиля разломными зонами.

Теория взаимодействия сейсмической волны с разрезом в упругой среде разработана достаточно полно. Кендалл и Тейбор [Kendall, Tabor, 1971] решили волновое уравнение для прохождения и отражения продольной волны, падающей нормально к плоскости трещины и показали, что амплитудные и фазовые характеристики колебаний определяются отношением жесткости трещины к сейсмическому импедансу вмещающей породы.

М. Шенберг [Shoenber, 1980] получил полное решение для случаев падения как P, так и S волн под произвольным углом. В.Н. Костюченко [Костюченко, 1985] ввел обратную жесткости k характеристику нарушения сплошности – характерное время деформации трещины θ:

$$\theta = \rho C/2k, \tag{2.36}$$

где ρ – плотность породы, C – скорость распространения колебаний во вмещающем массиве. При рассмотрении нормального деформирования $k = k_n$, $C = C_p$, а при сдвиговом деформировании $k = k_s$, $C = C_s$.

Иногда использование характерного времени деформации оказывается более удобным, по сравнению с жесткостью, поскольку k характеризует абсолютную податливость нарушения, а θ отражает контрастность свойств разрыва по сравнению с вмещающим массивом.

В случае представления нарушения сплошности в виде слоя толщины l его жесткость может быть оценена с помощью простого соотношения:

$$k = \frac{\rho_0 \cdot C^2}{l \cdot \gamma}, \tag{2.37}$$

где $\gamma = \dfrac{\rho_0 \cdot C^2}{\rho_f \cdot C_f^2}$, ρ_0 и C – соответственно, плотность породы и скорость распространения колебаний в массиве, а ρ_f и C_f – в слое.

Влияние узкой зоны пониженной жесткости, которую представляет собой нарушение сплошности, на амплитуду волны существенно надежнее фиксируется инструментально, чем изменение средней скорости распространения волн. Исследование динамических характеристик сейсмических волн в окрестности межблоковых границ оказывается более эффективным для экспериментальной оценки деформационных характеристик последних, чем анализ дисперсионных соотношений.

Поскольку мощность или толщина нарушений сплошности (l) обычно много меньше расстояния между ними (L) и размеров ограничиваемых ими блоков, их, в первом приближении, можно рассматривать как плоские протяженные образования и использовать квазистатическую схему взаимодействия сейсмической волны с нарушением сплошности [Shoenberg, 1980; Костюченко, 1985], то есть полагать, что в каждый момент времени деформация трещины обратно пропорциональна модулю деформации трещины:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{\sigma_{ij}}{E_{ij}} = \frac{\sigma_{ij}}{k_{ij} \cdot l}. \tag{2.38}$$

Здесь ε – деформация, σ и E – соответствующие компоненты напряжения и модуля деформации, а k_{ii} – жесткость нарушения сплошности.

В простейшем случае нормального падения плоской продольной волны на протяженное нарушение сплошности (фронт волны параллелен плоскости разрыва, $\alpha = 0$), в предположении непрерывности напряжений получаем следующие соотношения:

$$\sigma_0 + \sigma_1 = \sigma_2;\ \ V_0 - V_1 = V_2;\ \ \sigma_0(t) = \rho C_p V_0(t),$$

$$\sigma_1(t) = -\rho C_p V_1(t),\ \ \sigma_2(t) = \rho C_p V_2(t), \tag{2.39}$$

где V_i – скорости смещения грунта, σ_i – напряжение в окрестности нарушения ($\sigma_i > 0$ при деформации сжатия), индекс 0 соответствует падающей волне, 1 – отраженной, а 2 – прошедшей. При этом относительное перемещение берегов нарушения:

$$W_n(t) = \int_0^t (V_0(\tau) + V_1(\tau) - V_2(\tau))d\tau. \tag{2.40}$$

Дифференцируя (2.38) с учетом (2.39) и (2.40), получаем:

$$\theta_p \cdot \frac{\partial V_2}{\partial t} + V_2 = V_0, \tag{2.41}$$

где θ_p – характерное время деформации трещины в продольной волне (2.36).

Уравнение (2.41) известно как дифференциальное уравнение фильтра нижних частот с постоянной времени θ_p. Таким образом, в квазистатическом приближении нарушение сплошности по отношению к проходящей сейсмической волне выступает в роли механического фильтра нижних частот.

Решение уравнения (2.41) можно представить в виде

$$V_2(t) = e^{-x} \int_0^x V_0(x) \cdot e^x dx,\ x = t/\theta_p. \tag{2.42}$$

В условиях применимости квазистатического приближения (период падающей волны T значительно превышает время пробега волны через трещину l/C_{pf} можно с хорошей точностью оценить величину k_n, используя надежно измеряемый в эксперименте коэффициент гашения колебаний – отношение максимальных амплитуд скоростей смещения до и после разлома

$$K = V_{0m}/V_{2m}. \tag{2.43}$$

Применяя к (2.39) и (2.41) преобразование Фурье, можно получить выражения для коэффициентов прохождения $K(\omega)$ и отражения $R(\omega)$:

$$|K(\omega)| = \frac{V_0(\omega)}{V_2(\omega)} = 1 + i\omega\theta_p;\ R(\omega) = \frac{V_0(\omega)}{V_1(\omega)} = \frac{1 + i\omega\theta_p}{\omega\theta_p}.$$

Соответственно, для модуля:

$$|K(\omega)| = \sqrt{1 + \omega^2\theta_p^2} \text{ или } \theta_p = \frac{1}{\omega}\sqrt{|K(\omega)|^2 - 1}.$$

Для импульса, характерного для сейсмических волн взрыва, удобно использовать приближенное выражение:

$$\theta_p \cong \frac{T_p}{2\pi}\sqrt{K^2 - 1} \text{ или } k_n \cong \frac{\pi \cdot \rho C}{T_p\sqrt{K^2 - 1}}, \tag{2.44}$$

где T_p – период основных фаз продольной волны.

Аналогично, рассматривая падение поперечной волны на границу раздела, получаем:

$$\theta_s \cong \frac{T_s}{2\pi}\sqrt{K^2 - 1};\ k_s \cong \frac{\pi \cdot \rho C_s}{T_s\sqrt{K^2 - 1}}. \tag{2.44a}$$

Следует подчеркнуть, что в отношение (2.42) входит значение амплитуды падающей волны, которое из-за влияния отраженной волны может заметно отличаться от величины, измеряемой непосредственно на «ближнем» к направлению распространения волны берегу трещины. Это необходимо учитывать при проведении оценок. На практике обычно стремятся иметь достаточно длинный профиль измерений, расположенный поперек разлома.

Таким образом, по результатам измерений максимальной амплитуды и временных характеристик объемных волн в окрестностях нарушений сплошности можно оценить деформационные характеристики последних.

Соотношения (2.44) получены для случая нормального падения волны на трещину ($\alpha = 0$). При $\alpha > 0$ обработка экспериментальных данных усложняется, так как необходимо учитывать влияние отраженных и преломленных обменных волн. Раскладывая векторы продольных и поперечных скоростей смещения границы раздела на нормальную x и касательную y компоненты по отношению к плоскости трещины, получаем для дифрагированных продольной и поперечной волн:

$$\begin{cases} V_{pd}(t) = \dfrac{V_x^+(t)\cos\beta + V_y^+(t)\sin\beta}{\sin\alpha\,\sin\beta + \cos\alpha\,\cos\beta} \\ V_{sd}(t) = \dfrac{V_x^+(t)\sin\alpha - V_y^+(t)\cos\alpha}{\sin\alpha\,\sin\beta + \cos\alpha\,\cos\beta} \end{cases}. \tag{2.45}$$

Здесь и далее индекс «+» относится к ближнему, «-» к дальнему берегу трещины, а $\sin\alpha/\sin\beta = C_p/C_s$.

Для напряжений нормальных и касательных к плоскости нарушения получаем:

$$\begin{cases} \sigma(t) = \rho C_p V_{pd}(t)\left(\cos^2\alpha + \dfrac{\nu}{1-\nu}\sin^2\alpha\right) + \rho C_s V_{sd}(t)\sin 2\beta \\ \tau(t) = \rho C_p V_{pd}(t)\dfrac{1-2\nu}{2(1-\nu)}\sin 2\alpha - \rho C_s V_{sd}(t)\cos 2\beta \end{cases}, \qquad (2.46)$$

где ν – коэффициент Пуассона материала блоков.

Нормальная и сдвиговая деформации структурного нарушения определяются по эпюрам x и y компонент массовой скорости берегов «-» и «+»:

$$W_n(t) = \int_0^t [V_x^-(\tau) - V_x^+(\tau)]d\tau; \;\; W_s(t) = \int_0^t [V_y^-(\tau) - V_y^+(\tau)]d\tau. \qquad (2.47)$$

Таким образом, по эпюрам массовой скорости $V_x^-(t)$, $V_x^+(t)$, $V_y^-(t)$, $V_y^+(t)$ можно, используя (2.45)–(2.47), в каждый момент времени вычислить компоненты деформации структурного нарушения, а также напряжения, действующие в окрестности разрыва. Исключая из полученных соотношений время, можно получить диаграммы нормального и сдвигового деформирования нарушения сплошности σ-W_n и τ-W_s.

Хотя диаграмма напряжение-деформация существенно нелинейна, при проведении предварительных оценок деформационных характеристик нарушений сплошности, пренебрегая зависимостью жесткости от амплитуды волны, удобно линеаризовать ветви нагружения зависимостей σ-W_n и τ-W_s и ввести понятие «средней жесткости»:

$$\overline{k}_n = \frac{\sigma(t_m)}{W_n(t_m)} \text{ и } \overline{k}_s = \frac{\tau(t_m)}{W_s(t_m)}, \qquad (2.48)$$

где t_m – момент времени, в который напряжение достигает максимума. Для вычисления «средних» жесткостей не обязательно строить сами диаграммы нагружения. Достаточно определить максимум напряжения и соответствующее ему значение деформации.

Как показывают результаты экспериментов, оценки жесткости по формулам (2.44) и (2.48) дают близкие значения.

Поскольку изложенное выше решение задачи о взаимодействии волны с разломом было получено при условии выполнения ряда упрощающих предположений, адекватность полученного решения была проверена в серии численных расчетов. Для проведения расчетов использовалась двумерная вычислительная программа, разработанная на основе лагранжева численного метода «Тензор» [Майнчен, Сак, 1967; Архипов и др., 2002]. В рассматриваемой серии расчетов модель разлома представляла собой слой породы пониженной жесткости с параллельными границами. Свойства скальной породы в массиве описывались с помощью обобщенной квазиупругопластической модели, а свойства породы-заполнителя разлома – с помощью упругопластической модели деформирования полускального грунта [Замышляев, Евтерев, 1990]. Расчеты проведены для скального массива с плотностью $\rho_0 = 2{,}76$ г/см^3, скоростью продольных волн $C_{p0} =$ 5500 м/с, и породы-заполнителя в разломе с $\rho_1 = 2$ г/см^3, $C_{p1} = 1000$ м/с. Толщина слоя пониженной жесткости составляла 3 м.

В качестве источника сейсмических волн использовался подземный взрыв сферического тротилового заряда мощностью 10^3 т. Центр взрыва располагался в начале координат на расстоянии 100 м от центра заряда. Ось z направлена перпендикулярно плоскости разлома. Разрушения скальной породы вблизи разлома не происходило ни в падающей, ни в отраженной волне, то есть в расчетах реализован случай взаимодействия с разломом квазиупругой волны.

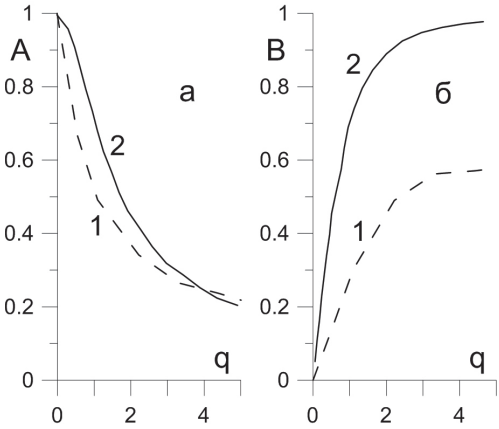


Рис. 2.27. Коэффициенты ослабления (а) и отражения (б) сейсмической волны разломом; 1 – данные численного моделирования, 2 – аналитическое решение

На рис. 2.27 сопоставлены результаты расчета с аналитическим решением (2.44) в виде зависимости от толщины разлома коэффициента ослабления волны – величины обратной коэффициенту гашения (2.39) $A = \frac{1}{K} = \frac{V_{2m}}{V_{0m}}$ и коэффициента отражения $B = \frac{V_{1m}}{V_{0m}}$. Приведенные данные соответствуют случаю нормального падения сейсмической волны на разлом. Здесь же пунктиром приведены аналитические зависимости (2.40). В качестве аргумента на графиках выбрана величина $q = \pi\frac{\theta}{\tau}$, где θ – характерное время деформации трещины (2.36), а τ – длительность первой фазы волны. Данные рис. 2.27 показывают, что аналитическое решение, полученное в предположении квазистатического деформирования разлома, в целом удовлетворительно описывает зависимость $A(q)$ и в случае воздействия сферической взрывной волны на разлом с пластичным заполнителем. По величине коэффициента отражения $B(q)$ различия численного и аналитического решений гораздо более значительны.

В случае направления распространения волны под углом, отличным от нормального к плоскости разлома ($\alpha = 0°$), на параметры прошедшей и отраженных волн существенно влияет отношение нормальной и сдвиговой жесткостей межблокового контакта. На рис. 2.28 приведены результаты расчета взаимодействия сейсмических волн с разломом толщиной 3 м, в котором варьировалось значение коэффициента Пуассона материала-заполнителя в разломе при неизменной акустической жесткости $\rho_1 C_{p1}^2$. Заполнитель разлома в этом случае полагался идеально упругим. Коэффициент Пуассона в расчетах изменялся от $\nu = 0{,}1$ до 0,5, что эквивалентно изменению сдвиговой жесткости разлома в широких пределах.

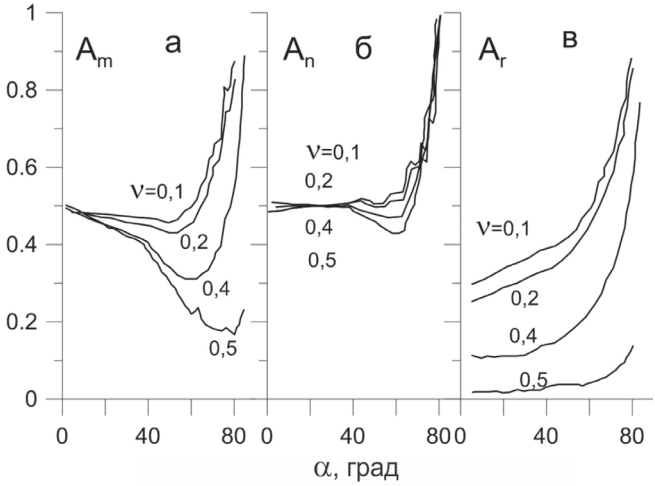


Рис. 2.28. Зависимости коэффициентов ослабления модуля скорости A_m (а), нормальной к разлому составляющей скорости A_n (б) и тангенциальной составляющей скорости A_t (в) от угла падения волны на разлом

На графиках приведены зависимости от угла падения α коэффициентов ослабления, рассчитанных по соотношениям максимальных значений модуля скорости в первой фазе падающей и прошедшей волны, $A = |\vec{V}_{2m}|/|\vec{V}_{0m}|$, нормальной к поверхности разлома составляющей скорости $A_n = (V_{2m})_n/(V_{0m})_n$ и тангенциальной к плоскости разлома составляющей скорости $A_t = (V_{2m})_t/(V_{0m})_t$. Как и следовало ожидать, коэффициент ослабления нормальной составляющей скорости слабо зависит от сдвиговой жесткости разлома.

Максимальное различие в величинах A_n не превышает 20%. Подчеркнем, что при угле падения $\alpha < 45°$, значение коэффициента A_n практически не зависит от угла. В связи с этим использование более простых по сравнению с (2.45)–(2.47), соотношений (2.44), полученных для случая нормального падения волны, не приводит к большим ошибкам в оценке значений нормальной жесткости трещины при $\alpha \leq 45–50°$. Существенно более значительные различия для разломов с низкой и высокой сдвиговой жесткостью имеют место в значениях коэффициента ослабления тангенциальной составляющей скорости A_t. Так, при $\alpha = 60°$ для расчетных вариантов $v = 0{,}1$ и 0,5 отношение значений A_t составляет примерно 10 раз. Причем, для всех значений v коэффициент ослабления A_t монотонно возрастает с увеличением угла падения волны. Сильное ослабление тангенциальной составляющей скорости разломами с низкой сдвиговой прочностью приводит к немонотонной форме зависимости $A_m(\alpha)$.

В изложенной методике определения нормальной и сдвиговой жёсткости нарушений сплошности массива горных пород существенным является выполнение условий квазистатического приближения. Как показывают результаты расчетов, это ограничение не приводит к большим погрешностям, если выполняется условие

$$2\pi\theta/3 \leq T \leq 4\pi\theta, \qquad (2.49)$$

где T – период основных фаз падающей волны.

Нижняя граница диапазона обусловлена необходимостью обеспечить условия квазистатического приближения. Верхняя граница задается из следующих соображений. При слишком низких частотах разница в амплитудах падающей и прошедшей волн становится малозначительной. Для получения надежных результатов на фоне ошибок, связанных с погрешностями измерений (~10%) и особенностями места установки датчика (~20–30%), желательно иметь в эксперименте изменение амплитуды прошедшей волны по сравнению с падающей не менее чем в 1,5 раза.

2.4. Исследование деформационных свойств нарушений сплошности

В настоящем разделе проанализированы экспериментальные данные, полученные сейсмическими методами на объектах различного масштаба: от модельных трещин до крупных разломов. В силу этого, методики постановки измерений были различны, хотя основывались на единой идеологии проведения экспериментов, изложенной в разделе 2.1. Не все объекты исследованы с одинаковой степенью подробности, но обобщение этих результатов позволило выявить определенные закономерности в зависимости деформационных характеристик от масштаба нарушения и его структуры.

Методика проведения экспериментов. При обработке результатов полевых исследований в большинстве случаев можно использовать приближение плоской волны. В силу этого, лабораторное моделирование процесса деформирования нарушений сплошности проводилось на одномерной модели.

Модель представляла собой стержень квадратного сечения (80×80 мм^2) длиной около 4 м, либо отлитый из смеси расплава тиосульфата натрия ($Na_2S_2O_3\times$ $\times 5H_2O$) с гранитной крошкой, либо вырезанный из гранита (рис. 2.29). Тиосульфат натрия имеет физико-механические характеристики ($\rho \approx 2{,}31$ г/см^3;

Рис. 2.29. Общий вид установки

$c_p \approx 4{,}3$ км/с; $c_s \approx 2{,}2$ км/с; предел прочности на одноосное сжатие $\sigma^* \approx 33$ МПа) близкие к аналогичным параметрам типичной скальной породы: Материал стержня обладает высокой добротностью – логарифмический декремент затухания составил по результатам измерений $\delta \approx 0{,}05$.

Продольные волны разной интенсивности возбуждались в стержне взрывами небольших зарядов ВВ (тротиловый эквивалент до 1 г) и ударами стальных шаров различного диаметра в торец стержня. Параметры колебаний регистрировались малогабаритными индукционными датчиками скорости ИДС-1 и акселерометрами «Bruel&Kjaer» различных типов.

Геометрические размеры стержня (поперечный размер стержня значительно меньше длины распространяющейся волны) обеспечивают условия для формирования и распространения в стержне плоской волны. Длина переходного участка от сферического волнового фронта к плоскому составляет около 1 м. Длина стержня достаточна для обеспечения значительной задержки прихода волны, отраженной от свободного конца, к участку расположения структурного нарушения.

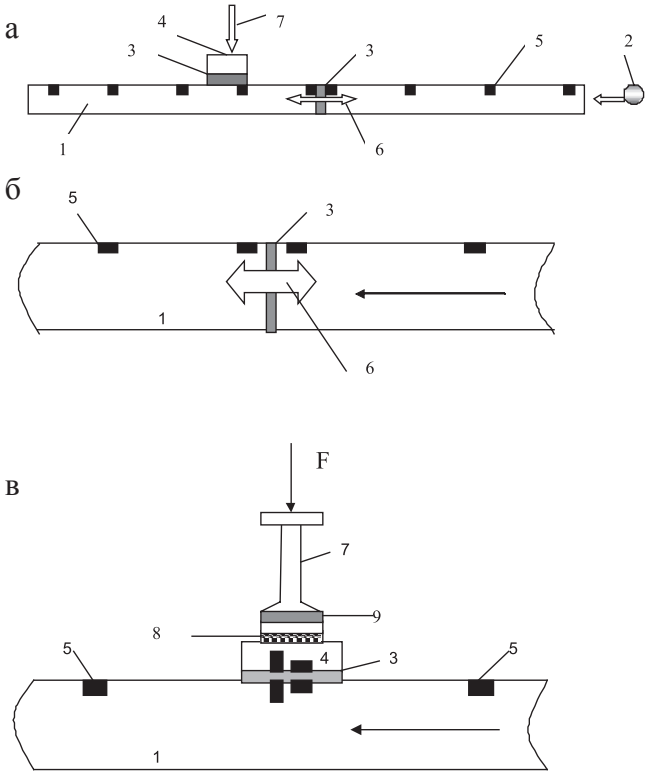


Рис. 2.30. Схема лабораторной установки.

а – общий вид; б – элемент установки для исследования процесса нормального деформирования нарушений сплошности; в – элемент установки для исследования процесса сдвигового деформирования нарушений сплошности.

1 – стержень, 2 – ударник, 3 – нарушение, 4 – подвижный блок, 5 – датчики ускорения и массовой скорости, 6 – устройство для нормального нагружения трещины, 7 – устройство для нормального нагружения трещины при сдвиге, 8 – ролики, 9 – резиновая прокладка

При исследовании процесса нормального деформирования модели нарушений сплошности располагались, как правило, в середине стержня (рис. 2.30, а, б). Нормальная нагрузка на границе создавалась с помощью специального пружинного устройства и достигала значения 0,15 МПа. Исследовались закономерности деформирования нарушений различных типов – контакт шероховатых поверхностей, трещина, заполненная кварцевым песком или гранитной крошкой, трещина, заполненная пластилином.

После измерений параметров колебаний вдоль стержня, при помощи соотношений (2.39), (2.40), для трещины строились диаграммы напряжение-деформация и по формулам (2.44) и (2.48) оценивалась «средняя» нормальная жесткость контакта.

Для исследования сдвигового деформирования в середине стержня на слое песка толщиной около 2 мм, площадью 8×8 см^2, укладывался небольшой блок M с размерами 8×8×2,2 см^3, изготовленный из того же материала, что и стержень (рис. 2.30, а, в). Продольная волна, проходя по стержню, вызывает сдвиговую деформацию слоя песка и сдвигает лежащую на нём массу M. Поскольку жесткость контакта много ниже, чем жесткость материала блока, подобная система может быть охарактеризована резонансной частотой ω_0, которая определяется соотношением массы M и сдвиговой жёсткости контакта k_s и его площади S

$$\omega_0^2 = k_s/MS. \tag{2.50}$$

Регистрируя параметры колебания стержня и блока, можно построить амплитудно-частотную характеристику системы и оценить жёсткость контакта.

Кроме того, поскольку толщина контакта и размеры блока малы по сравнению с длиной волны, можно, пренебрегая волновым движением внутри слоя, вычислить сдвиговое усилие на границе блока и перемещение блока относительно стержня:

$$F_s(t) = M \cdot a(t), \tag{2.51}$$

$$\Delta W = \int\int_t (a(\xi) - a(\xi))d\xi dt, \tag{2.52}$$

где $a(t)$ – ускорение блока в направлении вдоль оси стержня, а M – масса блока, и, исключая время из соотношений (2.51) и (2.52), можно построить диаграмму напряжение-деформация межблокового контакта. Как и прежде, линеаризуя диаграмму, можно, в соответствии с (2.48), оценить «среднюю сдвиговую жесткость» контакта.

В полевых экспериментах измерения организовывались таким образом, чтобы сейсмический профиль пересекал трещину или разломную зону под углом близким к нормали к плоскости простирания. Приборы для регистрации ускорения или скорости смещения грунта устанавливались на выходах скальных пород и компоновались в группы для измерения вертикальной и двух горизонтальных компонент движения. Горизонтальные компоненты были ориентированы параллельно и перпендикулярно плоскости трещины. При исследовании свойств разломов, расположенных в глубине массива, измерительные пункты устанавливались в горных выработках.

Для исследования свойств небольших трещин длиной до нескольких десятков метров, использовались сейсмические волны от взрывов небольших зарядов ВВ

(от 1 до 400 г ТНТ) в скважинах, заполненных водой; либо от ударов стальных шаров по поверхности массива.

Свойства контактов между блоками масштабом сотни-тысячи метров исследовались при помощи сейсмопросвечивания волнами от взрывов более крупных зарядов массой 0,4–100 кг на удалении в 100–1000 м от разлома.

Деформационные свойства разломов различных иерархических уровней исследовались и при проведении крупных взрывов: массовых взрывов на горных предприятиях, экспериментальных химических и ядерных. Для оценки жесткости крупных разломных зон использовались данные сейсмических наблюдений на станциях, расположенных на расстояниях до 100 км от экспериментальных площадок, на которых проводились взрывы. На Семипалатинском полигоне, где была получена значительная часть данных, пункты сейсмической регистрации располагались на одном профиле и имели примерно один и тот же азимут относительно точек проведения взрывов. Такое расположение пунктов наблюдения практически исключает разброс параметров волн из-за возможности несимметричной диаграммы излучения. Пункты приема устанавливались на выходах слабовыветрелых скальных пород и эксплуатировались в стационарных условиях, что существенно уменьшает погрешности при регистрации сейсмовзрывных волн и разброс экспериментальных данных. Таким образом, используемые экспериментальные методики обеспечили проведение измерений в широком диапазоне иерархических уровней межблоковых границ.

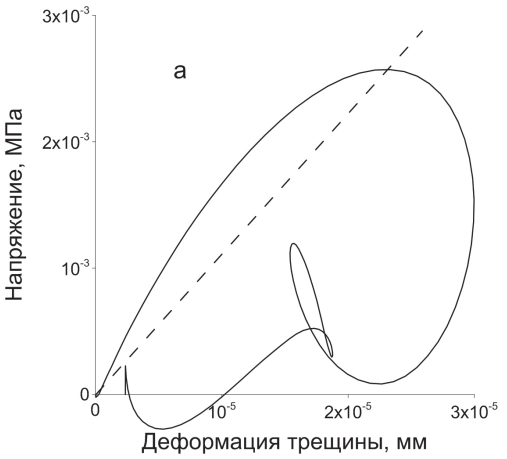
Результаты экспериментов. Лабораторные эксперименты с динамическим нагружением межблокового контакта (рис. 2.30) проводились с последовательным увеличением амплитуды падающей волны, то есть в каждом следующем опыте увеличивалась величина максимального напряжения $(\sigma_n)_{\max} = \rho \cdot C \cdot (V_{2\max})$ на берегах трещины.

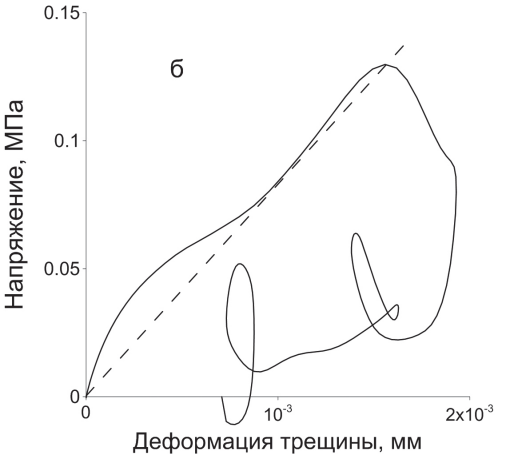
На рис. 2.31 представлены диаграммы напряжение-деформация, построенные по результатам измерений для трех воздействий различной интенсивности. При малых нагрузках (рис. 2.31, а, напряжение на трещине $\sigma_n < 0{,}05$ МПа) производная напряжения по деформации (нормальная жесткость трещины) монотонно уменьшается. С увеличением уровня нагрузки (рис. 2.31, б, $\sigma_n \sim 0{,}05 \div 0{,}1$ МПа) на кривой напряжение-деформация наблюдается перегиб, после чего величина k_n начинает увеличиваться. При дальнейшем увеличении нагрузки (рис. 2.31, в) сохраняется монотонный рост жесткости трещины.

Изменение нормальной жесткости контакта по мере возрастания амплитуды относительного перемещения берегов трещины в одном из экспериментов показано на рис. 2.32. Хорошо видны все те особенности, о которых шла речь выше: начальное снижение жесткости, достижение минимума при относительной деформации порядка $\varepsilon \sim 10^{-3}$ и дальнейшее возрастание жесткости по мере увеличения деформации. Здесь же приведены «средние» значения жесткости, определенные по зависимостям (2.44) и (2.48).

Диаграммы динамического нагружения трещин, заполненных такими материалами, как влажный песок или гранитная крошка, качественно имеют тот же характер, что и приведенные на рис. 2.31.

В зависимостях «средней» нормальной жесткости от максимальной амплитуды динамической нагрузки прослеживается та же тенденция, что и на диаграммах σ–ε: при малых амплитудах воздействия, величина $\overline{k}_n$ снижается с ростом





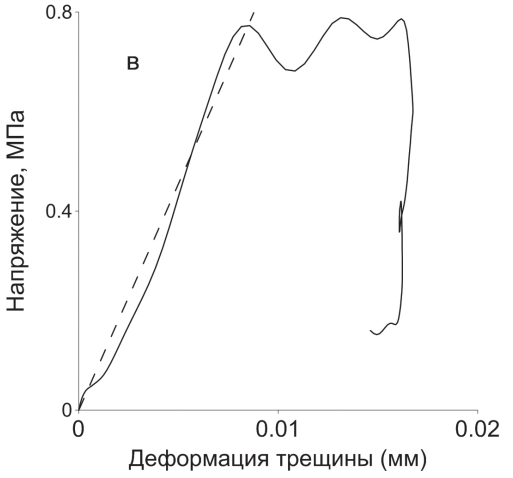


Рис. 2.31. Диаграммы динамического нагружения модели нарушения сплошности – контакта шероховатых поверхностей.
а – удар стального шара массой m = 3 г со скоростью v = 0,4 м/с; б – удар стального шара m = 25 г, v = 2,7 м/с; в – удар стального шара m = 171 г; v = 4 м/с. Статическое нормальное напряжение на контакте во всех случаях σ_0 ~ 0,05 МПа.
Пунктиром показана «средняя» нормальная жесткость, определяемая по соотношению (2.48)

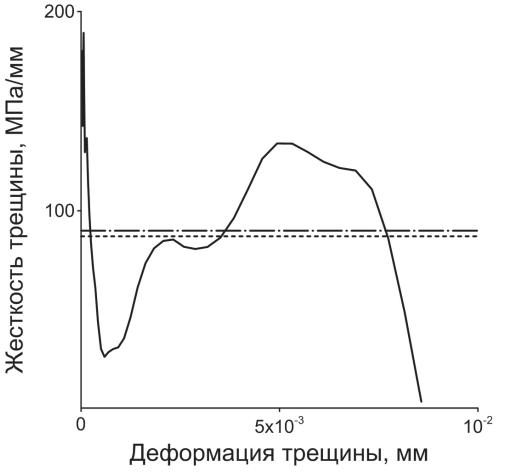
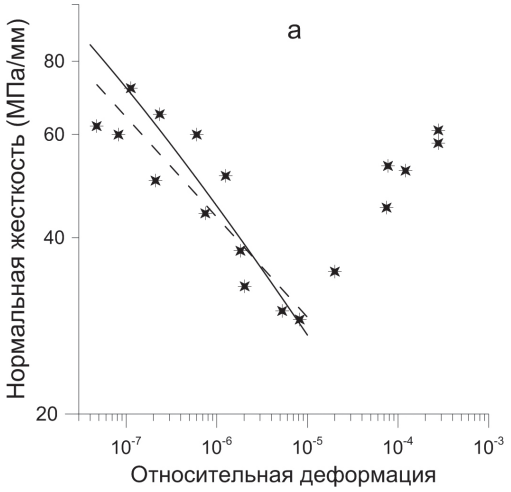
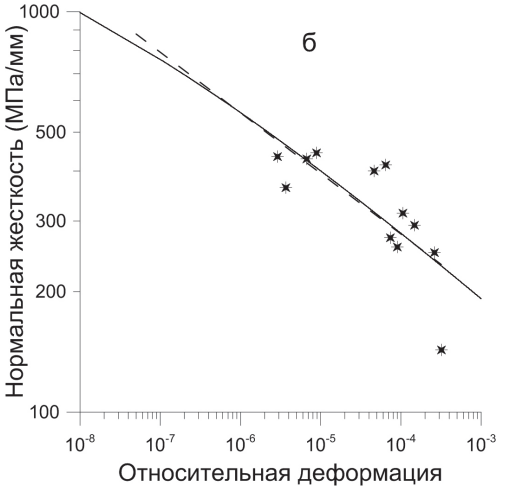


Рис. 2.32. Зависимость нормальной жесткости контакта шероховатых поверхностей от деформации (удар стального шара m = 171 г, v = 4 м/с).

1 – производная диаграммы напряжение-перемещение; 2 – «среднее» значение нормальной жесткости, полученное из соотношения (2.44); 3 – «среднее» значение нормальной жесткости, полученное из соотношения (2.48) (соответствует наклону пунктирной линии на рис. 2.26, в





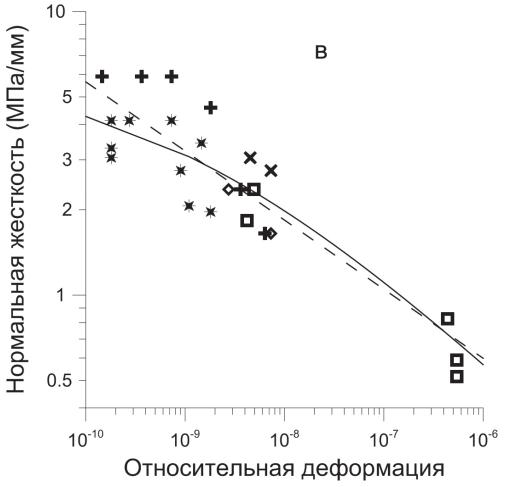


Рис. 2.33. Зависимость нормальной жесткости нарушений сплошности от максимальной деформации в продольной волне для разных экспериментов.

а – модельная трещина в тиосульфате натрия, заполненная песком; k_{n0} = 300 МПА/мм, $\varepsilon^* = 10^{-9}$, m = 0,25; б – сомкнутая трещина протяженностью 10 м, гранит; k_{n0} = 2500 МПА/мм, $\varepsilon^* = 10^{-9}$, m = 0,18; в – разлом протяженностью около 2 км, гранит; k_{n0} = 6 МПА/мм, $\varepsilon^* = 10^{-9}$, m = 0,32. Значки – экспериментальные данные разных лет, пунктир – наилучшее приближение, сплошные линии – соотношение (2.53)

нагрузки и лишь по достижении определенного уровня деформации наблюдается увеличение жесткости (рис. 2.33, а). На всех графиках рис. 2.33 показано наилучшее приближение нисходящего участка экспериментальной зависимости, полученное методом наименьших квадратов, и соотношение:

$$\overline{k}_n = \overline{k}_{n0} / [1 + (\varepsilon/\varepsilon_*)^m], \qquad (2.53)$$

которое учитывает, что жесткость имеет конечный предел при $\varepsilon \to 0$ (ε – амплитуда волны деформации во вмещающем массиве).

В серии опытов, где в качестве заполнителя трещины использовался технический пластилин, зависимость нормальной жесткости от амплитуды воздействия имеет иной характер. В этом случае «средняя» жёсткость контакта остается практически неизменной вплоть до напряжений $\sigma_m \approx 0{,}1$ МПа, и, лишь при амплитудах напряжения, превышающих предел текучести пластилина ($\tilde{\sigma} \sim 0{,}1$ МПа), наблюдается некоторое снижение жесткости.

Такое отличие в поведении трещины, заполненной пластилином, свидетельствует, по-видимому, о том, что нелинейные эффекты, выявленные в модельных экспериментах, обусловлены изменением структуры нарушения сплошности под нагрузкой. Слабо выраженный характер подобных эффектов для пластилина можно объяснить однородным строением заполнителя.

Аналогичным образом обрабатывались результаты экспериментов по исследованию закономерностей сдвигового деформирования контакта.

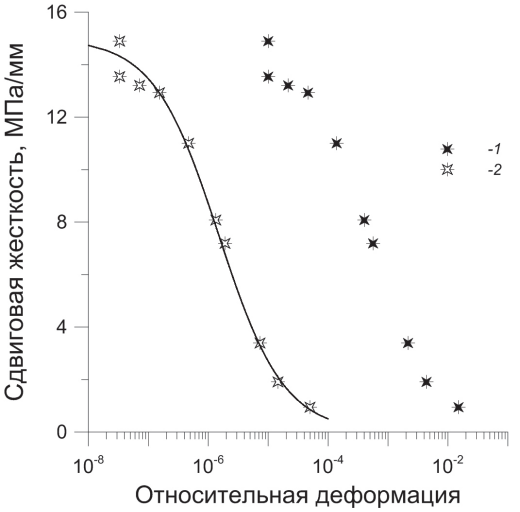


Рис. 2.34. Зависимость сдвиговой жесткости от максимальной амплитуды динамической деформации.

1 – зависимость от деформации нарушения сплошности.
2 – зависимость от деформации вмещающего массива; линия – соотношение (2.53)

На рис. 2.34 темными значками показана зависимость сдвиговой жесткости от максимальной амплитуды деформации контакта. Можно видеть, что зависимость имеет тот же характер, что и соответствующее соотношение для нормальной жесткости (2.53).

Чтобы привести данные к виду (2.53), заметим, что величина сдвиговой жесткости при малых деформациях составляет величину $k_{s0} \sim 15$ МПа/мм, что соответствует модулю сдвига $G_f \sim k_{s0} \cdot b \sim 30$ МПа (толщина слоя b составляла в экспериментах величину около 2 мм). Учитывая, что модуль сдвига материала блока $G_b \sim 10^4$ МПа, то есть отношение $G_f/G_b \sim 1/300$, экспериментальные данные можно привести к виду (2.53), умножив амплитуду волны деформации на величину G_f/G_b. В результате получаем зависимость, изображенную на рис. 2.34 светлыми значками. На рисунке также показано соотношение:

$$\bar{k}_s = \bar{k}_{s0} /[1 + (\gamma/\gamma_*)^m], \qquad (2.54)$$

где $\bar{k}_{s0} = 15$ МПа/мм, $\gamma_* = 10^{-6}$, а $m = 0{,}8$.

Видно, что соотношение (2.54) полностью совпадает по структуре с зависимостью (2.53) для нормальной жесткости. Можно отметить заметно более резкое снижение сдвиговой жесткости с ростом амплитуды динамического воздействия по сравнению с зависимостью $k_n(\varepsilon)$. Кроме того, зависимость для сдвиговой жесткости, понятно, не имеет восходящей ветви в области больших деформаций.

Эффект снижения сдвиговой жесткости с ростом амплитуды деформации отчетливо виден и при анализе построенных диаграмм напряжение–деформация

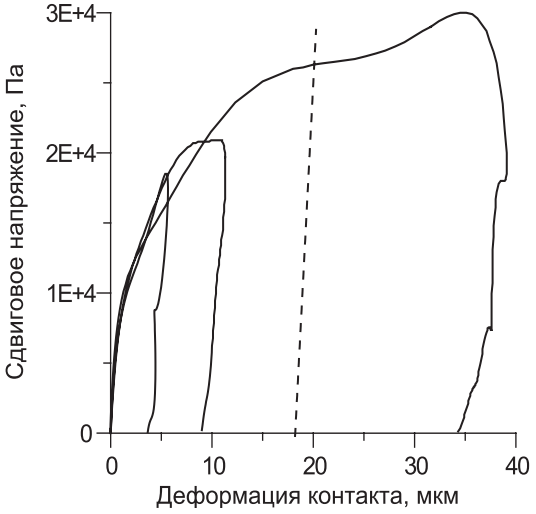


Рис. 2.35. Диаграммы сдвигового напряжения деформации для различных уровней динамического воздействия на межблоковый контакт, заполненный песком. Пунктир – наклон 15 МПа/мм

(рис. 2.35). Если при малых деформациях ветвь нагрузки имеет практически линейный характер, то по мере увеличения деформации величина $k_s = d\tau/dW_s$ быстро снижается. Важно подчеркнуть, что в области малых деформаций ход различных диаграмм полностью совпадает, что свидетельствует о достоверности полученных результатов.

Поскольку базовый элемент установки – стержень – имеет достаточную длину для того, чтобы первые фазы колебаний не искажались отраженной от концов волной, можно с достаточной степенью надежности судить и о характере поведения контакта при снятии нагрузки. Из рис. 2.35 видно, что все ниспадающие участки диаграмм (ветви разгрузки) имеют один и тот же наклон ~15 МПа/мм, что соответствует величине сдвиговой жесткости контакта при малых деформациях $\overline{k}_{s0}$ (см. (2.54)).

Характер деформирования природных нарушений сплошности оказался аналогичным наблюдавшемуся в модельных экспериментах. Как и в лабораторных опытах, при малых напряжениях наблюдается снижение нормальной жесткости с ростом амплитуды нагрузки. Для почти сомкнутого контакта скальных поверхностей удалось выявить тенденцию к росту нормальной жесткости при уровне динамических напряжений $\sigma_n > 15$–17 МПа. На остальных нарушениях уровня максимальных напряжений, достигнутого в опытах, оказалось недостаточно, чтобы наблюдать рост величины k_n с увеличением деформации.

Подробно был исследован разлом в массиве гранита, ограничивающий структурный блок длиной около 2 км на участке Балтийского щита вблизи г. Выборга. В качестве источника возбуждения продольных волн были использованы взрывы зарядов ВВ в скважинах с водой и на поверхности массива, причем масса зарядов изменялась в широких пределах – от 10 г до 5 т, а измерения проводились в течение нескольких полевых сезонов.

Зависимость «средней» нормальной жесткости от максимального значения деформации в продольной волне $\varepsilon = V_{2m}/C_p$ для этого разлома показана на рис. 2.33, в. Сравнение с аналогичными зависимостями для мелких нарушений (рис. 2.33, а, б) показывает, что деформационные характеристики довольно круп-

ного разлома описываются той же зависимостью (2.53) с соответствующими константами.

Ошибка в определении $\overline{k}_n$ разломной зоны при помощи зависимости (2.53) составляет примерно 30% (среднеквадратичное отклонение σ = 0,12) при коэффициенте корреляции около 0,8, то есть можно достаточно уверенно полагать, что обнаруженный в экспериментах нелинейный характер деформирования разлома проявляется при очень малых деформациях скального массива. Отметим, что поскольку показатель степени m заметно меньше единицы, этот эффект может быть выявлен только при достаточно широком диапазоне изменения амплитуд в эксперименте.

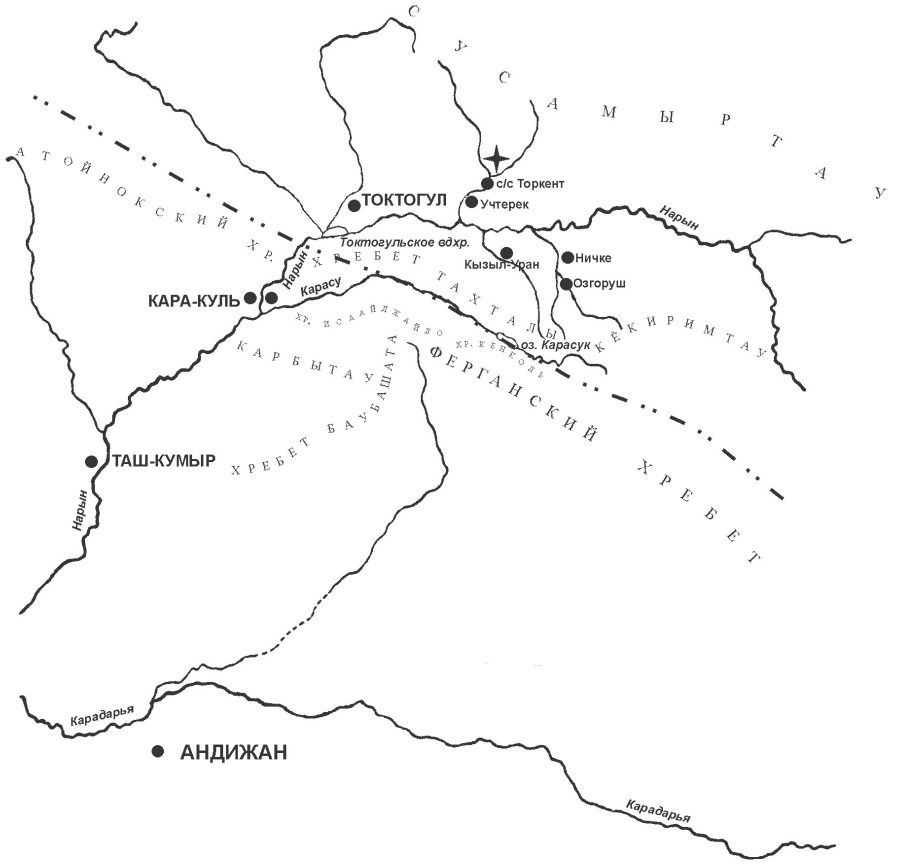
Характеристики разломов, ограничивающих структурные блоки размером от сотен метров до десятков километров, изучались при проведении экспериментов в различных регионах (Семипалатинск, Урал, Хибины, Фенноскандия, Восточно-Европейская платформа), однако для них зависимость деформационных свойств от амплитуды нагрузки не исследовалась. Средняя жесткость определялась на основе соотношения амплитуд в падающей и прошедшей волне. Наиболее крупной структурой, для которой проводились оценки жесткости, является мощный глубинный Талассо-Ферганский разлом. При прохождении сейсмических колебаний от взрыва мощностью около 1 кт через разлом был зарегистрирован резкий спад амплитуды объемных волн.

Схема проведения измерений [Султанов и др., 1980] показана на рис. 2.36, а. Рассматривались следующие группы волн: P_0, S_0 – преломленные продольные и поперечные волны, связанные с распространением вдоль слоя осадочных пород (глубина границы от 2,3 до 7 км), кажущаяся скорость распространения соответственно 5,0 и 2,75 км/с; P_d, S_d – преломленные продольные и поперечные волны, связанные с распространением вдоль границы гранитно-базальтового комплекса (глубина границы от 15 до 22 км), кажущаяся скорость распространения соответственно 6,15 и 3,5 км/с.

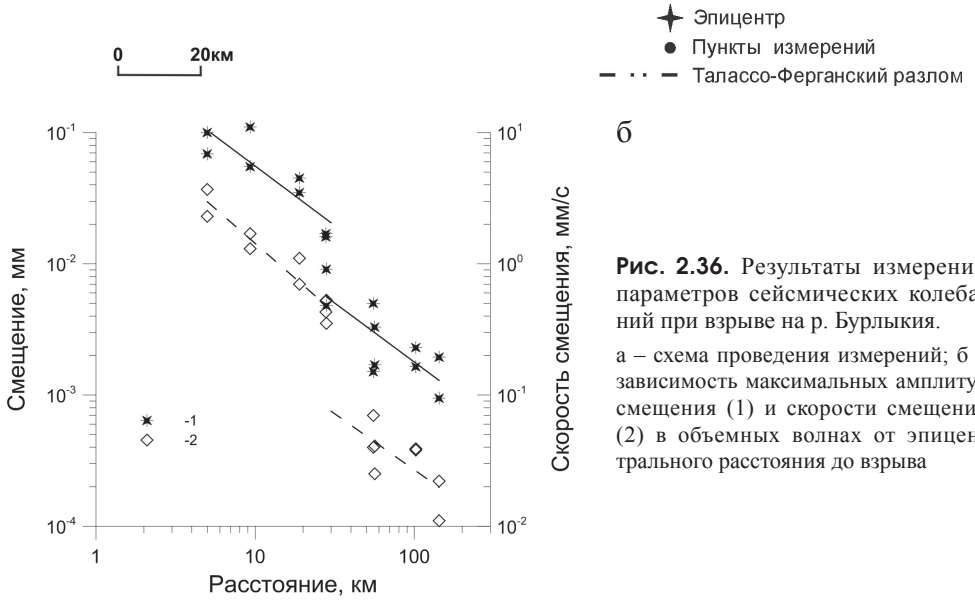
Результаты измерений максимальных амплитуд смещения и скорости смещения в объемных волнах показаны значками на рис. 2.36, б. Линиями проведены средние зависимости для двух участков профиля – до и после Фергано-Таласского разлома. Как видно из приведенных данных, коэффициент ослабления амплитуды с расстоянием примерно одинаков для обоих участков, однако значение амплитуды сигнала скачком изменяются при прохождении волны через разломную зону. Проведенные расчеты позволяют оценить значение нормальной жесткости разлома $\overline{k}_n \sim 0{,}05$–$0{,}1$ МПа/мм, а сдвиговой $\overline{k}_s \sim 0{,}03$–$0{,}05$ МПа/мм.

Важно подчеркнуть, что для всех фаз объемных (продольных) волн, включая поздние вступления, зарегистрированы близкие значения коэффициента гашения амплитуды колебаний. Это позволяет сделать важное предположение о приблизительном постоянстве деформационных параметров по глубине, поскольку различные группы волн распространяются на разных глубинах – от 2–5 до 20 км. Одновременно можно заключить, что зона пониженной жесткости Талассо-Ферганского разлома простирается на значительную глубину, по крайней мере, не менее 15–20 км.

Результаты измерений нормальной жесткости трещин и разломов разных иерархических уровней показаны на рис. 2.37 крестами. Каждый значок представляет собой усреднение нескольких измерений, как правило, на разных объектах.



а



б

Рис. 2.36. Результаты измерений параметров сейсмических колебаний при взрыве на р. Бурлыкия.

а – схема проведения измерений; б – зависимость максимальных амплитуд смещения (1) и скорости смещения (2) в объемных волнах от эпицентрального расстояния до взрыва

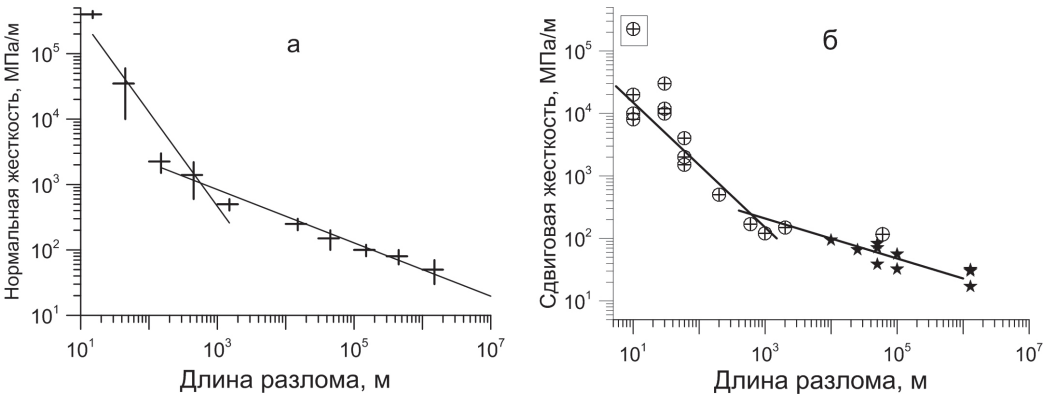


Рис. 2.37. Изменение величины жесткости разлома с масштабом.

а – нормальная жесткость. Вертикальные и горизонтальные линии – разброс измеренных значений для каждого иерархического уровня. Линии – зависимости (2.50).

б – сдвиговая жесткость. Светлые значки – данные, полученные методом сейсмического просвечивания. Точка, обведенная в рамку, не использовалась при построении регрессионной зависимости. Черные значки – данные, полученные методом каналовых волн (ссылки в тексте)

Линиями на графике показаны зависимости:

$$k_n = \begin{cases} (9{,}7)\cdot 10^{12}\, L^{-1{,}44}\ \text{Па/м},\ \ L < 500\div 1000\ \text{м} \\ (1{,}4)\cdot 10^{10}\, L^{-0{,}41}\ \text{Па/м},\ \ L > 500\div 1000\ \text{м} \end{cases}, \qquad (2.55)$$

описывающие экспериментальные данные с коэффициентом корреляции, соответственно $R = 0{,}95$ и $R = 0{,}98$. В (2.55) жесткость k измеряется в Па/м, а длина разлома L в метрах.

Надежных данных, содержащих результаты измерений сдвиговой жесткости разломов, существенно меньше. В одних случаях сдвиговая жесткость не вполне корректно рассчитывается по результатам измерений параметров колебаний в группе поверхностных волн [Адушкин, Спивак, 2007], в других – оценки жесткости делаются по результатам измерений, проведенных в отдельных точках, без расстановки достаточно длинного сейсмического профиля [Спивак, 2011]. К сожалению, эти данные, по нашему мнению, нельзя считать надежными. Особенно мало случаев одновременного измерения нормальной и сдвиговой жесткостей.

Для построения зависимости сдвиговой жесткости от масштаба нарушения воспользуемся собственными данными, полученными на трещинах и разломах небольшого масштаба [Костюченко и др., 2002; Кочарян, Спивак, 2003] и опубликованными результатами обследований разломных зон методом каналовых волн (см. раздел 2.3). В последнем случае значения сдвиговой жесткости рассчитывались по простейшему соотношению $k_s = \rho \cdot C_s^2/W$, где W – ширина низкоскоростной зоны. Данные, которые удалось обнаружить в литературе, приведены в таблице 2.1.

Необходимо подчеркнуть, что существует довольно значительная неопределенность в интерпретации этих данных. Значения толщины низкоскоростного слоя и скорости распространения волн в методе каналовых волн получаются путем подгонки результатов численного моделирования до наилучшего соответствия ре-

зультатам эксперимента. Понятно, что в большинстве случаев из-за ограниченного количества данных получаемые оценки неоднозначны. Кроме того, высказано мнение, что большинство данных, полученных путем обработки параметров каналовых волн, касаются лишь глубин до 2,5–4 км, в то время как на больших глубинах низкоскоростной слой менее выражен, а результаты интерпретации искажены наличием нарушенной области в верхней части разломных зон [Ben-Zion et al., 2007]. Поэтому эти данные стоит рассматривать в качестве ориентира.

Таблица 2.1

Результаты обследований некоторых разломных волн методом каналовых волн

	Ширина, м	C_s, м/с	k_s МПа/м	L, км	Источник
Oroville, локальный разлом	18	1050	122,5	~10	(Li et al., 1990)
San-Andreas вблизи Парк-филда глубина Z = 10 км	100	1400	39,2	~1300	(Li et al., 1990)
То же Z = 4 км	110	1100	22		
То же Z = 4 км	160	1800	40,5		
Ветвь Северо-анатолийского разлома	60	1600	85	~30	(Ben-Zion et al., 2003)
Разломная зона Landers; глубина z = 0,3 км	250	1000	8	~100	(Li et al., 1999)
z = 4 км	175	2200	55		
z = 10 км	125	2500	100/		
Разлом Nojima, Япония z = 10–15 км	150–290	2500–3200	92–108	~50	(Mizuno, Nishigami, 2006)
то же, скважина, глубина 1700 м	150	1700	50		
Обобщенная модель крупной разломной зоны	200–270	2100–3100	30–70		(Jahnke et al., 2002)

Следует также иметь ввиду, что на скорость распространения каналовых волн не оказывают влияния тонкие слои еще более мягкого материала, которые неизменно встречаются в разломных зонах. Так, скважина SAFOD вскрыла внутри центральной или магистральной зоны разлома несколько тонких низкоскоростных пропластков, вероятно зон скольжения, в которых скорость поперечных волн по данным каротажа снижается до 1,6 км/с, а пористость достигает 20% (см. главу 1) [Jeppson et al., 2010]. Эти слои катакластического глиносодержащего материала могут заметно снизить интегральную сдвиговую жесткость разломной зоны по сравнению с рассчитанными значениями.

В самом деле, справедливо соотношение [Кочарян, Спивак, 2003]:

$$\frac{1}{k_s} = \frac{1}{k_{fz}} + \frac{n}{k_g}, \qquad (2.56)$$

где k_s – сдвиговая жесткость разломной зоны, n – количество тонких зон скольжения, k_{fz} – жесткость зоны влияния, k_g – жесткость зон скольжения. Полагая, что $k_g \approx$ 500–700 МПа/м, а $k_{fz} \sim$ 50–80 МПа/м, нетрудно видеть, что несколько тонких зон снижают жесткость разломной зоны на 25–30%. Сниженные на 30% значения жесткости показаны на рис. 2.37, б черными значками. Линиями на графике приведены зависимости:

$$k_s = \begin{cases} (1{,}5)\cdot 10^{11}\, L^{-1} \text{ Па/м}, & L < 500\div 1000 \text{ м} \\ (1{,}9)\cdot 10^{9}\, L^{-0{,}32} \text{ Па/м}, & L > 500\div 1000 \text{ м} \end{cases}, \qquad (2.57)$$

описывающие экспериментальные данные с коэффициентом корреляции, соответственно $R = 0{,}87$ и $R = 0{,}85$.

Таким образом, в соотношениях (2.55) и (2.57), так же, как и в случае с геометрическими характеристиками разломных зон (см. глава 1, рис. 1.4, 1.5), отчетливо проявляются два участка, на которых наблюдаются разные закономерности изменения механических характеристик разломов с масштабом. При этом изменение зависимостей происходит примерно в том же диапазоне размеров – длина ~500–1000 м, что и для линейных характеристик (см. (1.18)).

Получив выражения (2.55) и (2.57) для средних значений нормальной и сдвиговой жесткостей, уместно вернуться к вопросу о необходимом частотном диапазоне сейсмических колебаний при проведении исследований нарушений разного иерархического уровня.

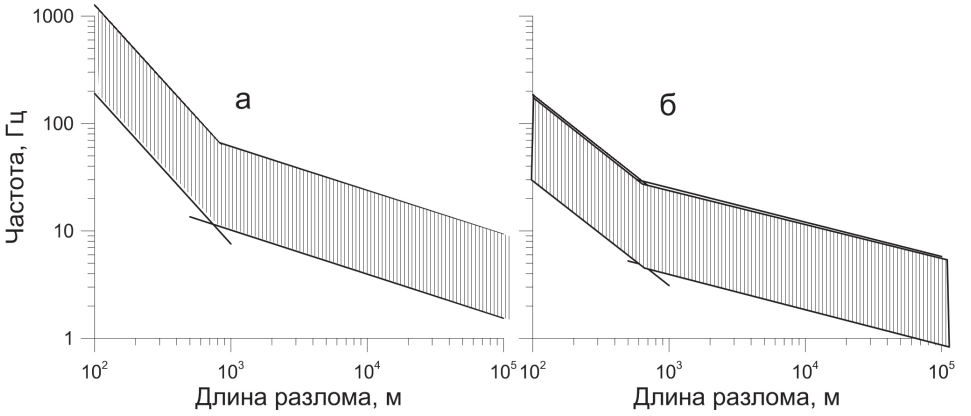


Рис. 2.38. Диапазон частот сейсмических колебаний пригодных для диагностики нарушений сплошности продольными (а) и поперечными (б) волнами

Из уравнений (2.36), (2.49), (2.55) и (2.57) получаем соотношения, ограничивающие диапазон частот колебаний, используемых для диагностики:

$$\begin{cases} 7{,}2\cdot 10^{5}\cdot L^{-1{,}44} > f > 1{,}2\cdot 10^{5}\cdot L^{-1{,}44}, & L < 500\div 1000 \text{ м}, \\ 1{,}0\cdot 10^{3}\cdot L^{-0{,}41} > f > 170\cdot L^{-0{,}41}, & L > 500\div 1000 \text{ м}. \end{cases} \qquad (2.58)$$

$$\begin{cases} 0{,}185\cdot 10^{5}\cdot L^{-1} > f > 0{,}03\cdot 10^{5}\cdot L^{-1}, & L < 500\div 1000 \text{ м}, \\ 230\cdot L^{-0{,}32} > f > 38\cdot L^{-0{,}32}, & L > 500\div 1000 \text{ м}. \end{cases} \qquad (2.59)$$

Области частот, ограниченные этими зависимостями, показаны на рис. 2.38 штриховкой.

Можно видеть, что при диагностике мелких нарушений сплошности массива горных пород, целесообразно использовать колебания от небольших экспериментальных взрывов или массовых взрывов, проводимых на расположенных неподалеку карьерах. При проведении наблюдений за небольшими разломами и тектоническими трещинами на горнодобывающих предприятиях, можно использовать результаты регистрации колебаний от источников индуцированной сейсмичности. Компактное расположение очагов таких событий, приуроченных, например, к фронту горных работ, позволит вести мониторинг изменения характеристик обследуемого разлома во времени.

Для более крупных разломных зон подходящими источниками сейсмических колебаний являются взрывы более крупных зарядов и взрывы на карьерах, расположенных на расстояниях в десятки – первые сотни километров. Могут быть использованы и колебания в группе объемных волн от региональных землетрясений.

Подводя итог данному разделу, отметим, что динамические диаграммы напряжение-деформация имеют качественно один и тот же характер для всех обследованных нарушений сплошности. В области малых деформаций жесткость контакта снижается по мере роста динамической нагрузки. В области больших деформаций нормальная жесткость начинает возрастать и диаграмма напряжение – межблоковое перемещение приобретает вид привычный по результатам статических испытаний трещин.

Важно подчеркнуть, что, несмотря на очень широкий диапазон изменения свойств исследуемых объектов и спектрального состава сейсмических волн, значение параметра m в соотношении (2.54), который фактически определяет степень изменения жесткости нарушения с ростом деформации, изменяется в довольно узких пределах – примерно от 0,2 до 0,3.

Хотя при сдвиговом нагружении подобное соотношение (2.49) получено только для модельной трещины, можно предположить, что по аналогии с нормальным деформированием эту зависимость можно распространить и на природные объекты.

Совместный анализ структурно-блоковых моделей и результатов, полученных на региональных сейсмических профилях, позволяет заключить, что на сейсмических записях ярко проявляются именно активные разломы, являющиеся границами между современными структурно-тектоническими блоками.

2.5. Изменение деформационных характеристик разломных зон во времени

Важнейшим свойством разломных зон, отличающим их от большинства других областей земной коры, является быстрая, по сравнению с вмещающим массивом, эволюция их геометрии, механических характеристик и реологических свойств. При этом «быстрым», по отношению к геологическим временам, является период времени как первые секунды, в течение которых происходит динамическая подвижка по разлому, так и тысячи лет, за которые может происходить

фактическое восстановление сплошности крупных разрывов путем заполнения участков повышенной пористости новообразованными минеральными агрегатами при осаждении их из газоводных растворов или при перекристаллизации [Ружич и др., 1990].

Свойства разломных зон определяются сложной комбинацией механических и химических процессов разного масштаба. Доминирующими механическими процессами на микро-, мезо- и макроуровнях являются соответственно разрушение, вращение и переупаковка зерен материала заполнителя трещин [Mair et al., 2002], разрушение старых и формирование новых эффективных путей трансляции напряжений, распад и консолидация блоковых структур [Садовский и др., 1987; 1988]. Химические процессы, включая гидротермальные реакции, цементацию, перекристаллизацию, компрессионные растворение и осаждение, кольматацию трещин и т.д., могут изменить прочность и деформационные характеристики разломной зоны посредством трансформации минералов, уплотнения и упрочнения заполнителя [Ружич и др., 1990; Sibson et al., 1975] и др. Эти процессы приводят и к изменению гидравлических характеристик, что, в свою очередь, может изменить напряженное состояние системы. Фрикционная прочность нарушений сплошности также может возрастать со временем вследствие увеличения реальной площади контакта [Dieterich, 1979] и адгезии [Scholz, 1988].

Общепринятым термином является «залечивание» разломов и трещин. Многие годы сведения о процессах залечивания поступали только из геологии, что и определило применение этого термина почти исключительно к процессам длительного восстановления сплошности массива горных пород за счет процессов минерализации, окварцевания и т.д. [Ружич и др., 1990]. Понятно, что эти явления происходят за длительное время и их влияние на эффективные характеристики межблоковых контактов не может быть выявлено в ходе эксперимента. Однако в конце минувшего столетия стали появляться экспериментальные исследования, в которых рассматривались другие аспекты этого явления – гидротермальные [Tenthorey et al., 2003; Muhuri et al., 2003] и фрикционные [Dieterich, 1979; Кочарян и др., 2008] эффекты. Кроме того, были получены инструментальные свидетельства упрочнения разломов после землетрясений [Marone et al., 1995; Tadokoro, Ando, 2002; Vidale, Li, 2003; Li et al., 2006].

На разломе Сан-Андреас в районе Паркфилда измерялись времена прихода в точку наблюдения от мелких сейсмических событий, гипоцентры которых располагались в обследуемой области разломной зоны [Li et al., 2006]. Установленные сейсмические станции работали в непрерывном режиме в течение трех месяцев после землетрясения 28.09.04 г. За это время было зарегистрировано около тысячи афтершоков. Точность определения относительного расположения гипоцентров составляла ~10 м. Рассматривались группы событий, расположенные внутри 21 кластера размером не более 200 м каждый. Внутри каждого кластера отбирались группы событий с близкими магнитудами и близкими волновыми формами (коэффициент корреляции > 0,8). Всего было отобрано ~130 событий, удовлетворяющих данным требованиям.

Для повторных событий, расположенных внутри одного кластера, измерялась разность времен прихода в точку наблюдения. Анализ полученных результатов показывает, что колебания от более позднего события приходят в точку наблюдения несколько быстрее. Так, например, для S-волн разница времен прихода в

точку наблюдения между событиями 10/10/04 и 04/11/04 составляет величину ~40 мс, а между событиями 04/11/04 и 03/12/04 – 10 мс. Кумулятивная величина между 10/10/04 и 17/12,04 достигает 70–80 мс. Таким образом, можно заключить, что с течением времени скорость распространения сейсмических волн в разломной зоне постепенно возрастает, однако скорость этого процесса снижается с течением времени. При этом все изменения оказываются локализованными внутри зоны шириной ~200 м, приуроченной к центру разлома [Li et al., 2006].

Аналогичный результат демонстрируют эксперименты с искусственными источниками возбуждения сейсмических волн (взрывы мощностью 250–500 кг в скважинах на глубине 35 м), проведенные на том же участке разлома Сан-Андреас [Li et al., 2006] и на разломной зоне Landers [Li and Vidale, 2001]. На последней измерения проводились с 1994 по 2001 гг. после землетрясения Landers (1992, M = 7,2), очаг которого был приурочен к этой разломной зоне. Средняя амплитуда перемещения по разлому при землетрясении составила величину около 3 м. Анализ полученных результатов показал, что время прохождения волны от источника к точкам наблюдений постепенно уменьшалось в течение 1994–1999 гг., однако скорость нарастания изменений снижалась. Наблюдаемая картина изменилась после того, как на расстоянии около 30 км от точек наблюдения в 1999 г. произошло крупное землетрясение Hector Mine M = 7,1. Динамические напряжения, вызванные прохождением сейсмических волн от этого землетрясения, составили величину порядка нескольких МПа, а изменение величины статических напряжений могло достигать величины примерно 0,5 МПа. Эксперименты 2000 г. показали увеличение времени распространения волн, по сравнению с 1999 г. Однако опыты 2001 г. показали, что величина Δt вновь начала снижаться. Авторы [Li, Vidale, 2001] в предположении распространения волны исключительно вдоль разломной зоны, оценили по величине временного сдвига изменение скоростей распространения продольных и поперечных волн в разломной зоне, средние величины которых для P и S волн показаны на рис. 2.39.

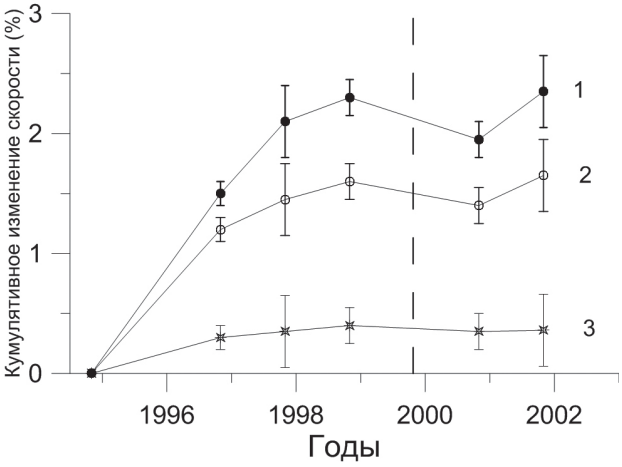


Рис. 2.39. Изменение с течением времени скоростей распространения сейсмических волн на разломной зоне Landers [Li, Vidale 2001].

1 – P-волны внутри разломной зоны; 2 – S-волны внутри разломной зоны; 3 – P-волны вне разломной зоны

К абсолютным значениям изменения скоростей следует относиться с осторожностью, а полученные значения ΔV можно рассматривать как оценку снизу. Тем не менее, из приведенных данных можно уверенно заключить, что на протяжении нескольких лет после события Landers происходило упрочнение разломной зоны. Событие Hector Mine в 1999 г. вновь вызвало нарушение разлома, скорее всего, в результате динамического воздействия, после чего продолжился процесс залечивания.

В отличие от зоны Landers, где измерения начались уже после землетрясения, которое, как полагают, вызвало увеличение нарушенности разломной зоны, на разломе Сан-Андреас измерения проводились как до сейсмического события, так и после него [Li et al., 2006]. Первый эксперимент был проведен в 2002 г., второй – 28.12.2004 г., через три месяца после того, как 28.09.2004 г. в этом районе произошло землетрясение с $M = 6$. После землетрясения времена прихода сейсмических колебаний в точку наблюдения заметно увеличились. Изменения времен прихода P и S волн составили величины 50–80 мс в центре разломной зоны. Полное время прихода от момента взрыва составляло величину около 3 с для P-волн и 6,8 с для S-волн. Временная задержка, как и в случае разломной зоны Landers, снижается по направлению от центра разломной зоны к периферии. Основные изменения локализованы в зоне шириной порядка 150–200 м.

На рис. 2.40 показаны сводные результаты измерений скорости распространения сейсмических волн на разломах San-Andreas (а) и Landers (б), построенные по данным [Li and Vidale, 2001; Li et al., 2006; Vidale et al., 2003]. После резкого снижения жесткости разломной зоны, вызванной динамическим сдвигом при землетрясении, происходит постепенное упрочнение разлома, нарушаемое в случае Landers близлежащим событием Hector Mine.

Наблюдения за слабой сейсмичностью позволяют сделать определенные выводы и о закономерностях пространственной локализации процессов залечивания разломов. В работе [Peng, Vidale, 2005] проанализированы изменения во времени величины приведенного сейсмического момента $\overline{M}_0$ (рассчитанный для со-

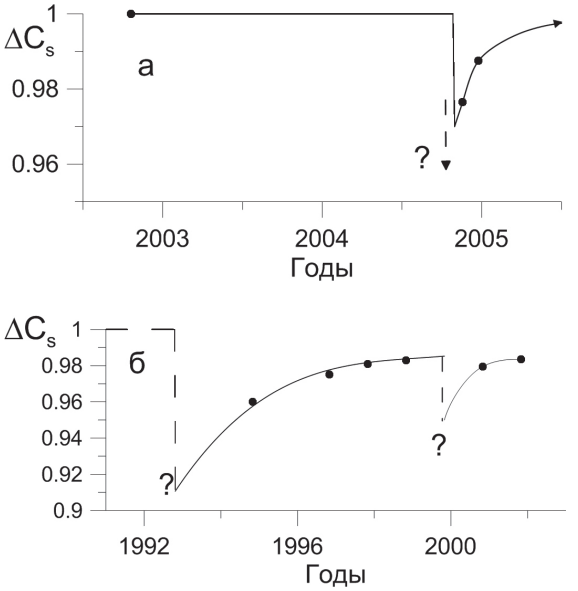


Рис. 2.40. Сводные результаты измерений скорости распространения сейсмических волн на разломах San-Andreas (а) и Landers (б) [Li and Vidale, 2001; Li et al., 2006; Vidale et al., 2003]

бытия момент, нормализованный на величину среднюю для каждого кластера) для 55 кластеров повторных событий в последовательности афтершоков землетрясения 1984 г. *M* 6,2, Morgan Hill на Calaveras fault. Проведенный анализ позволил установить, что в большинстве кластеров, расположенных на периферии, где амплитуда косейсмической подвижки была относительно невелика, наблюдается заметное увеличение величины $\overline{M}_0$ со временем, что, по мнению авторов [Peng, Vidale, 2005], свидетельствует об «упрочнении» разлома на этих участках. Кластеры, находящиеся близко к гипоцентру главного толчка, демонстрируют либо слабый рост величины $\overline{M}_0$, либо даже ее снижение. Разумно предположить, что на участках, расположенных ближе к главному разрыву, наблюдается более высокие скорости постсейсмического крипа. Это позволяет заключить, что процесс залечивания может происходить лишь при достаточно низких скоростях деформации.

Отличительной особенностью повторных землетрясений является практически полная идентичность форм сейсмограмм, зарегистрированных от разных событий на одной и той же станции [Schaff and Beroza, 2004]. Это с высокой вероятностью свидетельствует о том, что излучение сейсмических колебаний связано именно с динамическим скольжением по существующей поверхности разлома, а не с распространением новой трещины. Такую точку зрения подтверждает проведенный нами лабораторный эксперимент, схема которого представлена на рис. 2.41, а. Мраморный блок 1, расположенный на основании 4 из того же материала, нагружался нормальным N и сдвиговым усилиями S. Между блоками располагалась прослойка 2, представляющая собой в одном случае слой кварцевого песка толщиной 2 мм, а в другом случае – застывший расплав тиосульфата

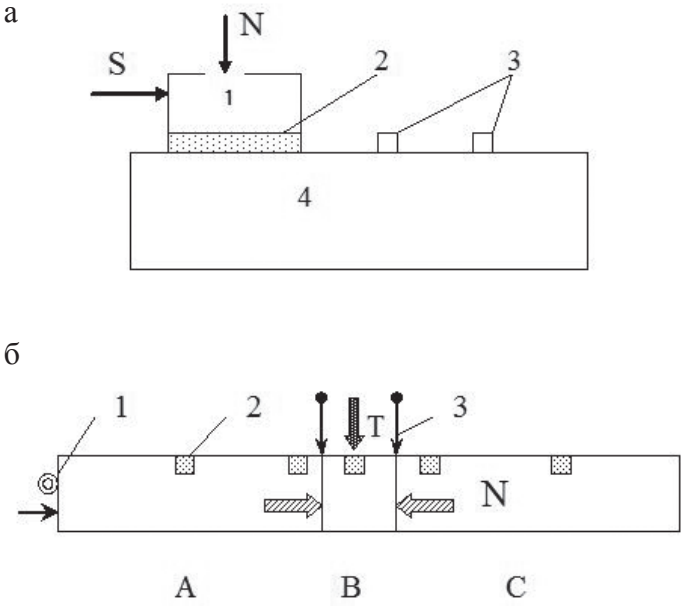


Рис. 2.41. Схема проведения лабораторных экспериментов.

а – 1 – блок, 2 – прослойка, 3 – акселерометры, 4 – основание; б – 1 – ударник, 2 – датчики скорости и акселерометры, 3 – датчики перемещения, A и C – неподвижные блоки, B – подвижный блок

натрия – материала, близкого к мрамору по механическим свойствам. Таким образом, по достижении сдвиговым усилием предела прочности контакта в первом случае происходило скольжение блока 1, а во втором – образование трещины. Акустические импульсы, излучаемые в процессе деформирования, регистрировались акселерометрами 3.

На рис. 2.42 приведены примеры импульсов, зарегистрированных при образовании динамического срыва в одном из опытов с песчаной прослойкой, а на рис. 2.43 – в опыте с «приваренным» блоком. В первом случае излучение импульсов происходит при разрыве нагруженных цепочек частиц, при взаимодействии песчинок между собой либо с неровностями поверхности блока. Во втором случае можно выделить две стадии активной акустической эмиссии. Первую ($t \sim$ 12,5÷19,5 с) можно связать с образования микротрещин, а вторую ($t >$ 19,65 с), в течение которой начинается макросмещение блока, фиксируемое датчиками перемещения, с образованием макроразрыва и смещением вдоль него.

В обоих опытах полный цуг колебаний состоит из довольно большого количества отдельных сейсмоакустических импульсов. Однако, если в случае фрикционного проскальзывания (контакт, заполненный песком) форма многих импульсов почти идентична, повторяясь от опыта к опыту, то при образовании трещины

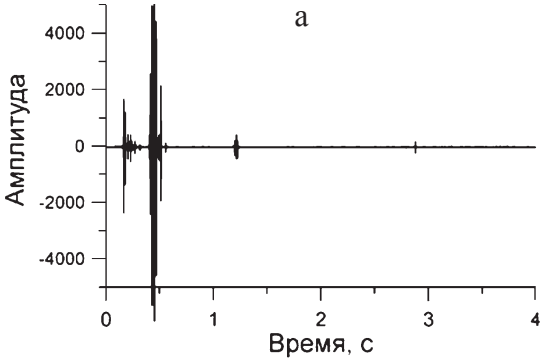
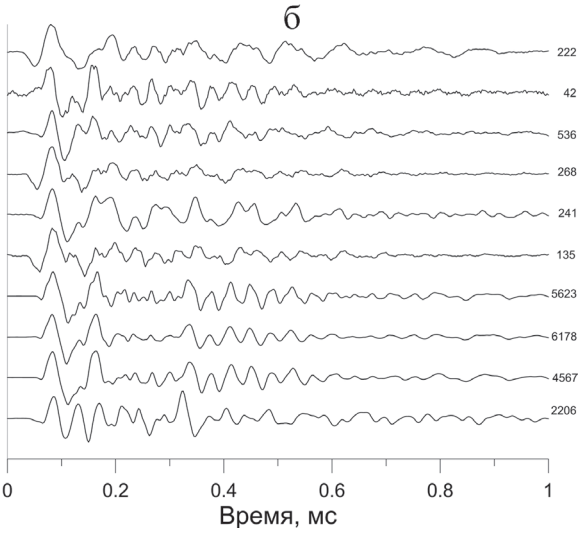


Рис. 2.42. Сейсмоакустические импульсы, зарегистрированные при относительном динамическом перемещении мраморных блоков, разделенных песчаной прослойкой: полная акселерограмма (а); примеры отдельных импульсов (б).

Цифры справа от волновых форм – максимальная амплитуда импульса (мВ)



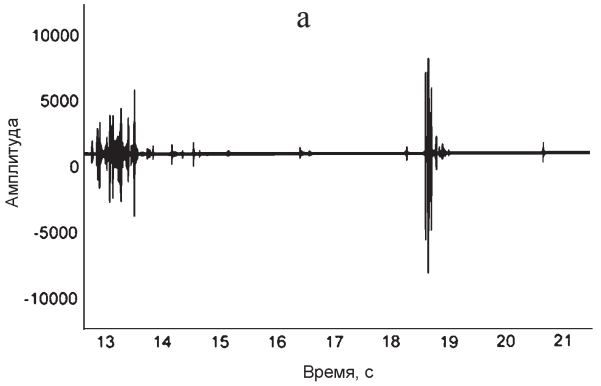
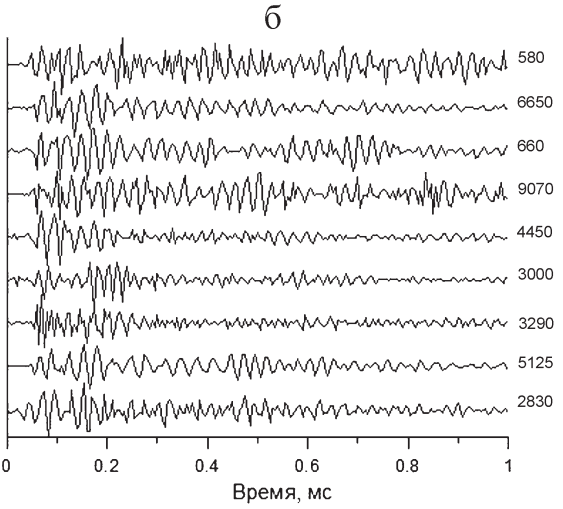


Рис. 2.43. Сейсмоакустические импульсы, зарегистрированные при разрушении контакта между «приваренными» мраморными блоками и их относительном перемещении: полная акселерограмма. Момент начала относительного перемещения блоков ~18,65 с (а); примеры отдельных импульсов (б).

Цифры справа от волновых форм – максимальная амплитуда импульса (мВ)



импульсы по форме практически не повторяются как на стадии образования микротрещин, так и при формировании макроразрыва и в процессе движения. Обратим внимание, что и в том, и в другом случаях амплитуда импульсов изменяется, по крайней мере, на два порядка.

На рис. 2.44 показаны гистограммы коэффициентов корреляции между различными парами импульсов в опыте с песчаной прослойкой (рис. 2.44, а) и на двух стадиях опыта с «приваренным» блоком (рис. 2.44, б, в). Если в опыте с песчаной прослойкой около 50% пар импульсов имеют коэффициент корреляции свыше 0,5, 20% – свыше 0,7 и лишь около 7% – отрицательный, то в опытах с образованием трещин подавляющее большинство пар импульсов не коррелированны: лишь около 4% имеют значения коэффициента корреляции свыше 0,5.

В лабораторных экспериментах исследовались закономерности изменения нормальной жесткости системы из двух одинаковых трещин, ограничивающих блок, на одной из модификаций (рис. 2.41, б) установки, показанной на рис. 2.29. Жесткость нарушений определялась по соотношению (2.44) после обработки измеренных параметров колебаний, возбуждаемых в стержне ударами стальных шаров. Модельные трещины находились либо в стационарном напряженно-

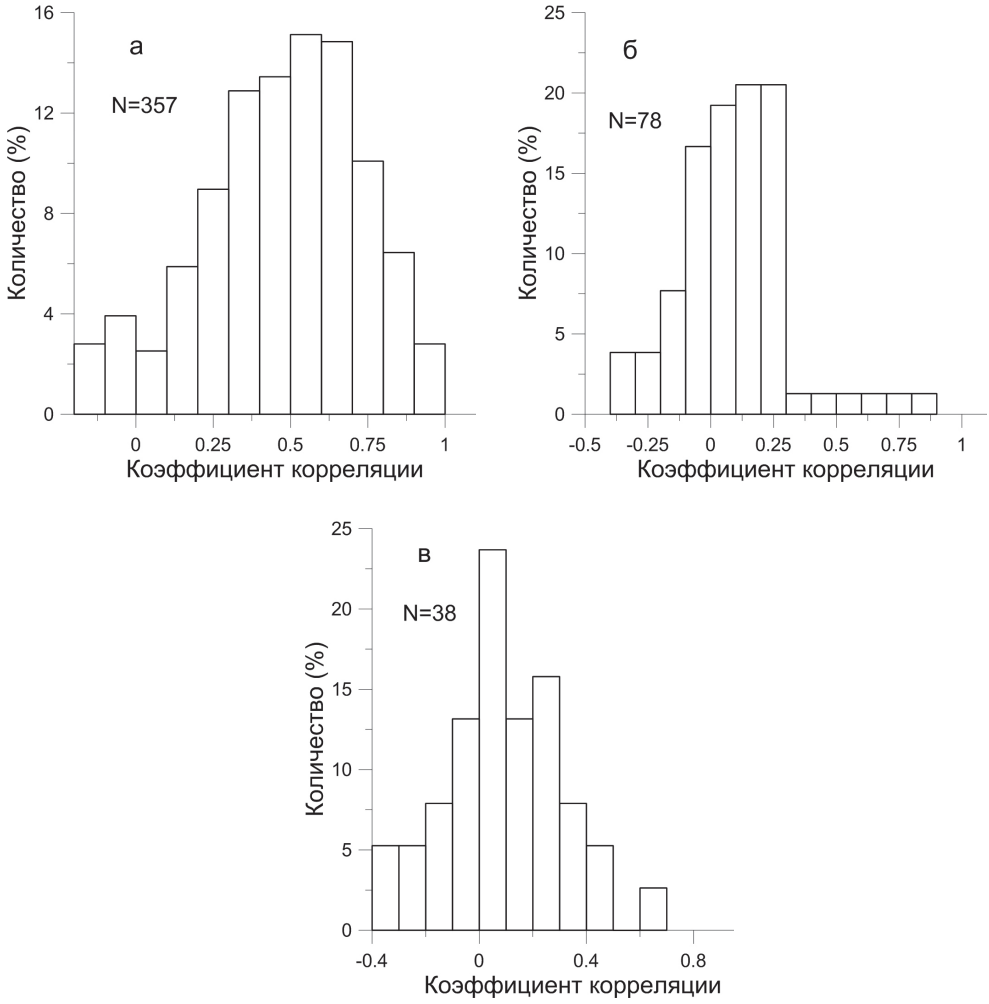


Рис. 2.44. Гистограммы коэффициентов корреляции между различными парами импульсов в опыте с песчаной прослойкой (а) и на двух стадиях опыта с «приваренным» блоком (б, в)

деформированном состоянии, либо деформировались с заданной средней скоростью при перемещении центрального блока (В на рис. 2.41, б). В отдельных экспериментах измерялась сдвиговая прочность контакта до и после опыта.

Если контакт находится в стационарном состоянии, то при одних и тех же параметрах падающей волны амплитуда сигнала, прошедшего через трещины, увеличивается с течением времени. Рассчитанная нормальная жесткость системы трещин показана для нескольких экспериментов на рис. 2.45, а значками. Величина жесткости в каждом из опытов нормирована на начальное значение. Как видно из приведенных данных, с течением времени жесткость системы постепенно увеличивается, что можно интерпретировать, как «залечивание» трещин. Сплошной линией на графике показана зависимость:

$$k_n = k_{n0} \cdot (1 + 0{,}221 g_{10}(1 + 0{,}01t)), \qquad (2.60)$$

которая описывает экспериментальные данные с коэффициентом корреляции R = 0,76. Время в соотношении (2.60) измеряется в минутах.

Предельная сдвиговая прочность контакта при нахождении в стационарном состоянии также описывается зависимостью (2.60) с соответствующей заменой k_{n0} и k_n на F_{p0} и F_p – соответственно начальное значение прочности и текущее значение данной величины через время t. Коэффициент корреляции экспериментальных данных с зависимостью (2.55) для прочности превышает 0,9 (рис. 2.45, б).

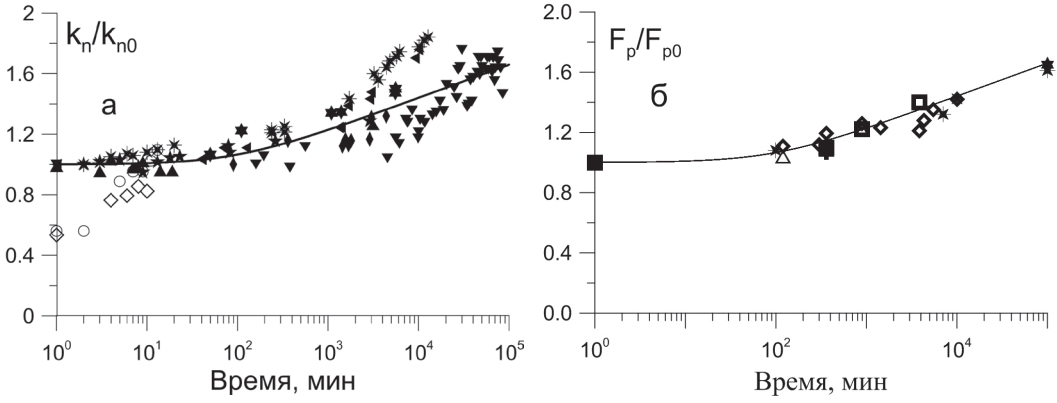


Рис. 2.45. Изменение нормальной жесткости (а) и сдвиговой прочности (б) от времени стационарного контакта. Нормальная нагрузка N = 600 Н. Значки – результаты измерений. Линия – зависимость (2.60).

Светлые значки на левом графике – «быстрое» восстановление жесткости после разуплотнения

Приведенные результаты натурных наблюдений и лабораторных экспериментов показывают, что существуют явления достаточно быстрого изменения прочностных и деформационных характеристик нарушений сплошности – сотни – десятки тысяч минут в лабораторном эксперименте и месяцы – первые годы в полевых исследованиях. Их эффективность в значительной степени определяется скоростью деформации разломной зоны, что следует из второй серии лабораторных опытов.

На втором этапе экспериментов подвижный блок перемещался относительно неподвижных участков модели с заданной средней скоростью под действием сдвигового усилия T. Постоянство средней скорости смещения в диапазоне от $5 \cdot 10^{-3}$ до 10 мкм/мин обеспечивалось специальным устройством. Перемещение блока регистрировалось индуктивными датчиками типа LVDT с точностью 0,1 мкм.

Измерения показали, что динамика свойств контактов в значительной степени определяется скоростью деформации.

При высокой скорости сдвига значительное снижение жесткости (20–30%, а иногда и более) происходило при амплитудах межблокового перемещения в 30–50 мкм (участок а) на рис. 2.46, что на порядок меньше диаметра песчинки. В случае приостановки хода деформирования и выдерживания контакта в ста-

ционарном состоянии жесткость системы резко возрастала, однако после возобновления деформирования характеристики контакта быстро возвращались на уровень, достигнутый в результате предыдущего деформационного процесса (рис. 2.46).

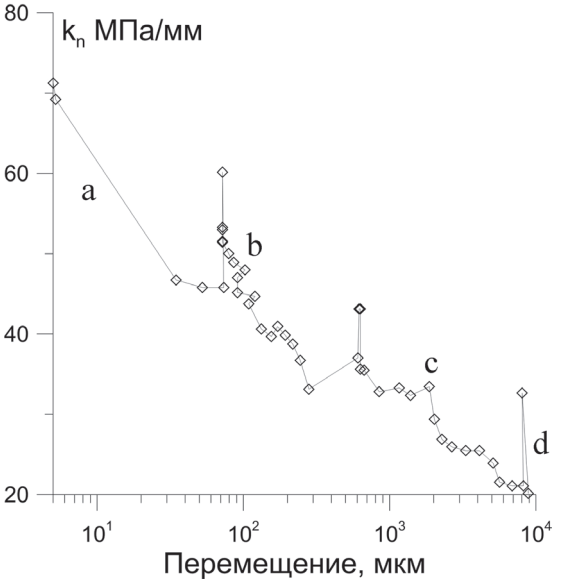


Рис. 2.46. Величина нормальной жесткости контакта между блоками в одном из экспериментов.

Между участками сдвига a и b образец выдерживался в состоянии покоя в течение 90 часов, между стадиями b и c – около 200 часов, между c и d 90 часов

На рис. 2.47 приведено отношение жесткостей контактов, измеренных до и после эксперимента, в зависимости от скорости межблокового перемещения для трех различных серий опытов. Можно видеть, что при больших скоростях сдвига нормальная жесткость контакта снижается (нарушение контакта), а при малых заметно возрастает («залечивание»). При этом существует характерное значение V_0 скорости межблокового перемещения, при котором свойства контакта остаются практически неизменными.

При изменении на порядок размера зерна заполнителя трещины и вдвое величины приложенного нормального давления величина V_0 оставалась в диапазоне 0,05–0,1 мкм/мин или 25–50 мм/год, что замечательным образом совпадает с верхней границей характерных значений скорости смещения по сейсмогенным разломам в континентальной коре.

На тех участках, где скорость смещения по разломам превышает 5–7 мм/год, плотность как мелких, так и значительных событий быстро снижается и при $V_0 > 25$ мм/год динамические события становятся довольно редкими [Кочарян и др., 2008]. Подчеркнем, что в наше намерение отнюдь не входит настаивать на сколь-нибудь точном соответствии значений критической скорости в лабораторных опытах и в натуре, однако качественное подобие механического поведения и совпадение порядков величин V_0 представляется любопытным.

В некоторых экспериментах в качестве заполнителя нарушений сплошности использовались тефлоновые пластины толщиной 2 мм. Понятно, что упругие свойства заполнителя в этом случае не меняются. Тем не менее, измерения продемонстрировали некоторое снижение нормальной жесткости, хотя и более плавное, чем в случае с песком [Кочарян и др., 2004]. Это свидетельствует о том, что

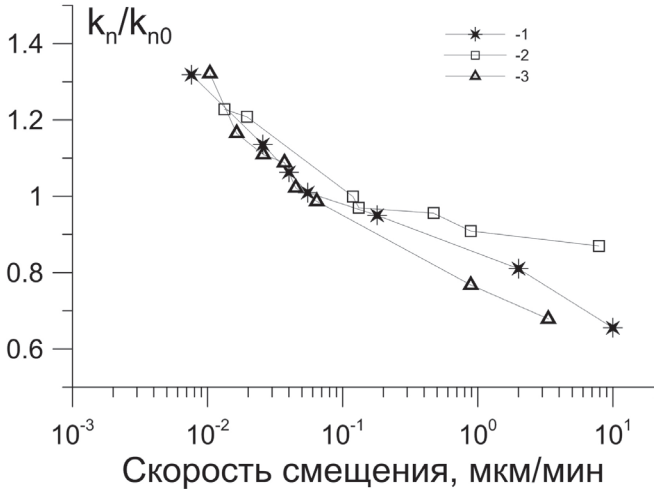


Рис. 2.47. Зависимость отношения начальных и конечных жесткостей контактов в зависимости от скорости межблокового перемещения для трех различных серий опытов.

1 – заполнитель трещины – кварцевый песок, нормальное сжимающее усилие F_n = 600 Н; 2 – кварцевый песок, F_n = 1200 Н; 3 – корунд F_n = 600 Н

существенный вклад в характеристики нарушения сплошности вносят не только свойства заполнителя, но и локальные условия на контакте заполнителя с блоками скальной породы.

Таким образом, при стационарном контакте жесткость контакта со временем увеличивается пропорционально логарифму времени, а при высокой скорости деформирования снижается по мере накопления перемещения.

Судя по результатам проведенных опытов, изменения деформационных характеристик обусловлены действием, по крайней мере, двух эффектов, имеющих разное происхождение. Первый связан, вероятно, с адгезионной природой фрикционного взаимодействия. Рассмотрим соотношения, вытекающие из «адгезионной теории», следуя [Scholz, 2002].

Все реальные поверхности имеют определенную топографию, так что они касаются друг друга только в некоторых областях (в англоязычной литературе – asperities). Суммарная площадь таких контактов довольно невелика даже при больших давлениях, так что выполняется соотношение $A_r << A$, где A – площадь образца, A_r – площадь контакта. Очевидно, что за трение ответственна только площадь A_r. Можно предположить, что в области контакта развиваются столь большие давления, что материал течет до тех пор, пока контактной площади не станет достаточно, чтобы удерживать нормальную нагрузку N. Так что выполняется условие:

$$N = pA_r, \tag{2.61}$$

где p – твердость внедрения – некоторая мера прочности материала.

Благодаря очень высоким сжимающим напряжениям в контактных точках происходит адгезия, соединяя поверхности. Для того чтобы произошло скольжение, эти соединения должны быть разрушены, так что сила трения F есть суммарная сдвиговая прочность точек контакта:

$$F = sA_r, \tag{2.62}$$

где s – сдвиговая прочность материала.

Комбинируя эти два соотношения, можно описать трение одним параметром – коэффициентом трения μ:

$$\mu = F/N = s/p. \tag{2.63}$$

Согласно (2.61) реальная площадь контакта контролируется деформацией шероховатостей в ответ на нормальное усилие. Следуя адгезионной теории трения, можно заключить, что в основе зависимости коэффициента трения (а также и других деформационных характеристик) от времени может лежать изменение величины действительной площади контакта A_r.

В работе [Scholz, 2002] показано, что действительная площадь контакта, при внедрении при постоянной нагрузке алмазного индентора в кристаллическую поверхность, увеличивается пропорционально логарифму времени:

$$A_r = A_{r0} + B \cdot \log(t + 1). \tag{2.64}$$

Подставляя (2.64) в соотношение (2.61), и учитывая (2.62) и (2.63), получаем логарифмический закон изменения коэффициента трения со временем:

$$\mu = \frac{sA_{r0}}{N} + \frac{sB}{N}\log(t + 1). \tag{2.65}$$

Нетрудно видеть, что соотношение (2.65) совпадает по форме с полученным выше выражением (2.60), описывающим наблюдавшееся в лабораторных экспериментах увеличение жесткости контакта со временем.

Согласно (2.60), при больших временах стационарного контакта нормальная жесткость модельного нарушения, заполненного кварцевым песком, увеличивается примерно на 20% при изменении времени контакта на порядок, скажем с 10^3 до 10^4 мин. Эксперименты с образцами гранита [Dieterich, 1978; 1979] демонстрируют заметно более низкую скорость увеличения статического коэффициента трения со временем (~5–10% при изменении времени контакта на порядок). Более быстрое «залечивание» контакта песок-гипосульфит может быть связано с относительно низкой прочностью гипосульфита по сравнению с кварцем. К тому же, при малых деформациях нормальная жесткость является более чувствительным параметром, чем сдвиговая прочность (статический коэффициент трения).

В случае относительного перемещения берегов нарушения сплошности, коэффициент перед логарифмом в выражении (2.65) является функцией скорости деформирования V. Хотя конкретный вид функции $B(v)$ только предстоит установить, понятно, что при малых скоростях деформирования $B(v)$ стремится к положительному значению, соответствующему «трению покоя». Если скорость относительного смещения блоков превышает определенную критическую величину V_0, то $B(v)$ становится отрицательной, асимптотически приближаясь к значению соответствующему динамическому трению.

Зависимость (2.65) отражает процесс «обновления» контактов в процессе фрикционного взаимодействия, включая эффекты перераспределения адгезионной влаги. Судя по всему, значение критической скорости V_0 не должно сильно

меняться при изменении масштаба задачи. Поскольку закономерности фрикционного взаимодействия определяются деформационными процессами на мезоуровне, характерным размером является размер частиц геоматериала, заполняющего трещину. Эта величина довольно слабо изменяется при переходе от лабораторного масштаба к натуре. Кроме того, при изменении размера частиц на порядок, радиус контакта между ними меняется, как известно, всего лишь вдвое.

Вторым механизмом, определяющим динамику изменения деформационных характеристик в лабораторном эксперименте, является эффект дилатансии материала трещины, однако этот механизм играет роль лишь при значительных амплитудах межблоковых перемещений.

Резкое снижение жесткости при перемещениях в первые десятки микрон и последующее «залечивание» контакта определяется, очевидно, именно адгезионным механизмом, поскольку эффекты разуплотнения при перемещениях на порядок меньших размера частицы незначительны [Адушкин, Орленко, 1971].

При динамических перемещениях порядка 1–2 мм величина жесткости может снизиться очень значительно именно в результате дилатансии заполнителя. Значения жесткости при этом становятся существенно ниже «нормальных» величин. В наших экспериментах «стандартное» значение нормальной жесткости контакта составляло ~40 МПа/мм, в то время как при разуплотнении контакта в результате сдвига эта величина снижалась до 15–20 МПа/мм. Однако при сохранении нормальной нагрузки происходило исключительно быстрое «залечивание»: жесткость контакта восстанавливалась в течение десятков минут. Этот эффект отчетливо виден на рис. 2.45 (светлые значки). Столь быстрое увеличение жесткости связано, вероятно, с высокой пористостью песка и в реальных горных породах уплотнение дилатантной зоны под действием сжимающих напряжений будет происходить значительно медленнее.

Как отмечалось выше, вариации жесткости разломных зон могут быть связаны с локальными изменениями напряженно-деформированного состояния массива горных пород. Можно обнаружить множество причин локальных флуктуаций полей напряжений – деформационные процессы в соседних областях, приливные силы, магматические интрузии, сезонные метеорологические факторы, антропогенная активность и т.д. – среди которых стоят несколько особняком «специфические движения, обладающие специфическими временами и скоростями распространения» [Гольдин, 2002]. Речь здесь идет о возмущениях напряженно-деформированного состояния (НДС) земной коры, происходящих с «необычными» скоростями. Распространение фронта деформации в этих процессах происходит довольно медленно – со скоростями $C_T \sim 5 \cdot 10^{-4}$–$5 \cdot 10^{-2}$м/с (десятки – сотни километров в год), то есть на 5–7 порядков ниже скорости упругих волн. Столь «удобная» для наблюдений скорость распространения возмущений, кажется, позволяет в ряде случаев обнаружить изменение НДС коры, обусловленное такими «волнами» деформаций, в некоторых закономерностях изменения пространственно-временного распределения очагов землетрясений [Губерман, 1975; Юдахин, 2000] и др. С.И. Шерман, рассматривая так называемые «медленные волны деформации» в качестве одного из триггерных механизмов генерации сейсмической активности, справедливо отмечает «...неясность избирательной современной активизации разноранговых и разновозрастных разломов» [Шерман, 2014]. Обращает внимание большое разнообразие направлений распространения

таких «волн» и широкий диапазон изменений значений C_T. Необходимо подчеркнуть, что большая часть сведений о подобных возмущениях НДС почерпнуты не из прямых наблюдений, а из интерпретации косвенных данных, а природа таких «тектонических волн» пока не получила однозначного объяснения.

Для того чтобы оценить изменение характеристик активных разломов во времени, мы использовали результаты регистрации параметров сейсмических волн станциями, расположенными на профиле длиной около 100 км, состоявшем из 9 стационарных измерительных пунктов [Костюченко и др., 2002; Кочарян, Спивак, 2003]. В течение двадцати пяти лет на одних и тех же пунктах регистрировались сигналы от взрывов различной мощности (тротиловый эквивалент от 0,3 до 150 килотонн), проводившихся примерно в одном и том же регионе в разное время года. Как отмечалось выше, расположение пунктов наблюдения практически исключает разброс параметров волн из-за возможности несимметричной диаграммы излучения. Эксплуатация пунктов приема в стационарных условиях существенно уменьшает погрешности при регистрации. На волновых формах, зарегистрированных сейсмостанциями при проведении ядерных взрывов, хорошо прослеживаются основные фазы смещения в продольной волне. Амплитуда азимутальной составляющей, как правило, намного меньше горизонтальной и вертикальной. Продольная волна является прямой или слабо рефрагированной волной со скоростью распространения $C_p \sim 5{,}6$–$6{,}2$ км/с. В более поздние моменты времени выделяются поперечные и поверхностные волны. Расположение станций сейсмического профиля Семипалатинского полигона и расположение основных разломов приведено в [Кочарян, Спивак, 2003]. Обработка результатов измерений выявила заметные скачки амплитуд продольных волн, приуроченные к трем разломам, которые идентифицируются как активные межблоковые границы. По этим скачкам при помощи соотношения (2.44) определялось значение нормальной жесткости k_n каждого разлома в момент проведения взрыва.

Поскольку мощность взрывов менялась в широком диапазоне, амплитуда колебаний, достигших разлома, также заметно менялась от взрыва к взрыву. На рис. 2.48 приведены зависимости жесткости разлома от величины максимальной деформации в продольной волне для двух серий взрывов, проведенных соответственно в 1964–1966 гг. и в 1987–1989 гг. В соответствии с полученной выше зависимостью (2.54), величина жесткости снижается с ростом амплитуды деформации. Примечательно, что регрессионные зависимости при одном и том же наклоне заметно отличаются друг от друга. В среднем значения жесткости, определенные в двух рассматриваемых временных интервалах, различаются более чем в 1,5 раза.

Анализ результатов измерений показал, что среднеквадратичная ошибка определения жесткости заметно превышает стандартную точность метода. Отклонения в значениях жесткости k_n от регрессионной прямой $\overline{k}_n(\varepsilon)$ представлялись в виде зависимости параметра $A = -\lg|k_n/\overline{k}_n|$ от времени проведения взрыва. Результаты такой обработки показаны на рис. 2.49.

Сравнение зависимостей $A(t)$ для трех разломов показало, что сезонные изменения жесткости, если они и есть, проявляются нечетко. Разница между минимальным и максимальным значениями параметра A за трехлетний период примерно одинакова для всех трех разломов и составляет величину $\Delta A \cong 0{,}3$. Со-

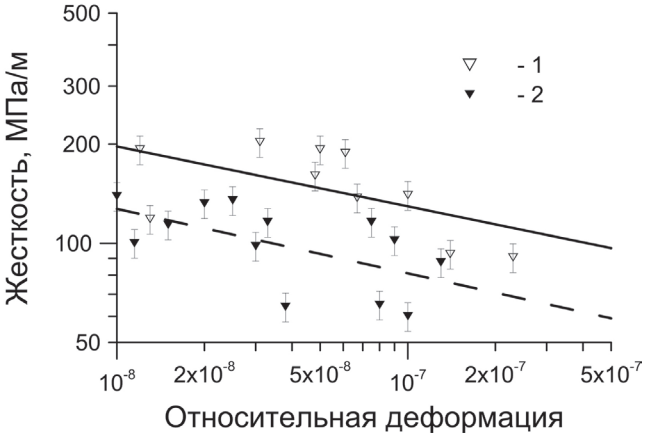


Рис. 2.48. Жесткость разлома в зависимости от максимальной амплитуды деформации в продольной волне.
1 – эксперименты 1964–66 гг.; 2 – эксперименты 1987–89 гг.
Вертикальные полоски – величина ошибки в определении значения жесткости. Линии – регрессионные зависимости

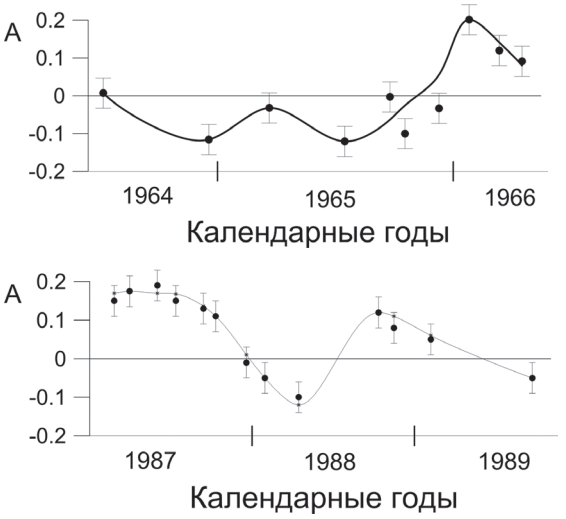


Рис. 2.49. Изменение со временем отклонения величины нормальной жесткости разлома $A = -\lg(k_n/\overline{k}_n)$ от регрессионной кривой. Вертикальные отрезки у каждой точки – погрешности в определении величины A; сплошная линия – сплайн аппроксимация значений параметра A

ответственно отношение максимального и минимального значения жесткости за трехлетний период составляет $k_{max}/k_{min} \cong 2$. Судя по всему, тот же порядок значений имеет и длиннопериодный тренд величины жесткости разломной зоны – различие в значениях k_n, усредненных за два трехлетних отрезка (1964–1966 гг.) и (1987–1989 гг.), составляет 1,6 раза. Это неожиданно большие величины. В простейшем случае, представляя разломную зону в виде упругого плоскопараллельного слоя, двукратное изменение жесткости означает изменение эффективного значения скорости упругих волн в слое в 1,4 раза. Понятно, что в континуальном приближении такое представить довольно сложно, тем более, что речь идет не о сезонных изменениях в самой верхней части разреза, где значительные

вариации характеристик возможны из-за промерзания или обводнения грунтов. В то же время, из эксперимента хорошо известны радикальные изменения жесткости трещин даже при весьма малых значениях как нормальной, так и сдвиговой деформации [Bandis et al., 1983].

Конечно «в среднем» деформации в тектонически стабильных регионах, каким является район расположения Семипалатинского полигона, слишком малы; однако существенно большая, по сравнению с материалом блоков, податливость разломных зон приводит к локализации межблоковых перемещений в разломных зонах. Простые оценки показывают, что в разломных зонах деформации могут, по крайней мере, на один-два порядка превышать средние по массиву величины [Кочарян, Спивак, 2003]. В самом деле, при проведении деформографических и геодезических наблюдений регулярно отмечаются относительные перемещения бортов разломов с амплитудой 50–70 мм/год и деформации в зонах разломов до $5 \div 7 \cdot 10^{-5}$. При этом деформации имеют, по данным наблюдений, знакопеременный характер с характерными периодами первые месяцы-годы и регистрируются как в сейсмически активных, так и в асейсмичных регионах [Кузьмин, 2002; Латынина, 1978; Kato, 1979].

Локальные деформации в зонах активных разломов могут быть тесно связаны с изменением гравитационного поля в результате, например, солнечно-лунных приливов [Спивак и др., 2009; Адушкин, Спивак, 2010]. Как показывают оценки, незначительные по величине изменения гравитационного поля могут приводить к заметным макромеханическим эффектам. Движущиеся с востока на запад горбы и впадины вызывают изменение рельефа поверхности, которое может инициировать возбуждение собственных колебаний крупных блоков в подвижной блочной системе. Эти колебания по амплитуде могут достигать величины 10^{-4} м. Подробнее этот вопрос рассмотрен ниже, в главе 4. Смещения и повороты крупных блоков «как целого» могут быть вызваны и тектоническими силами. Судя по всему, именно подобный тип движения проявляется в необычных, очень низкочастотных сигналах, регистрируемых некоторыми сейсмостанциями [Соболев, Любушин, 2006; Соболев, 2011; Кочарян, Остапчук, 2011].

Заключительные заметки к главе 2

• В задачах геомеханики разломов в качестве интегральной характеристики их деформационных свойств целесообразно использовать не модули деформации геоматериала, а удельные жесткости нарушения сплошности – скорости изменения напряжений на разломе в процессе относительного смещения берегов. В широко применяемой для описания механики сейсмического цикла модели stick-slip, способность к динамической разрядке накопленной энергии деформации не имеет отношения к прочности, но определяется стабильностью или нестабильностью фрикционных свойств разлома. Эта стабильность зависит от скорости, с которой сопротивление сдвигу изменяется в процессе скольжения, по сравнению со скоростью, с которой напряжение может быть упруго разгружено в массиве, вмещающем разлом. Нормальная и сдвиговая жесткости более чувствительны к изменению напряженно-деформированного состояния и материального состава разлома, чем скорости распространения упругих колебаний.

• Широко применяемый при решении задач разломообразования и механики землетрясений эмпирический закон трения Дитериха-Руины хорошо описывает многие закономерности, полученные как в лабораторных экспериментах, так и при натурных наблюдениях. Недостатком этого подхода является то обстоятельство, что основным параметрам закона «Rate & State», за исключением, пожалуй, «критического смещения», пока не удается поставить в соответствие определенные физические величины. Соответственно, не идет речи и о прогнозе изменения этих параметров в процессе эволюции натурных разломов.

• Развитые в последние два десятилетия сейсмические методы позволили оценить характерные значения нормальных и сдвиговых жесткостей разломных зон «in situ». Оказалось, что скейлинговые соотношения для этих характеристик оказываются разными для сформировавшихся и несформировавшихся разломов, соответствуя, тем самым, геометрическим характеристикам разломов.

• Жесткость разлома не остается неизменной во времени, изменяясь в ходе процесса деформирования разломной зоны. Результаты модельных экспериментов и натурных наблюдений демонстрируют возможность «быстрого» изменения этих характеристик как за счет процессов нарушения и залечивания, так и вследствие вариаций напряженного состояния среды. Установлено, что динамика эффективных характеристик нарушений сплошности в значительной степени определяется скоростью деформации разломной зоны. Вероятно, существует некоторая критическая скорость деформации, при превышении которой упрочнения разломной зоны не происходит, и региональная деформация реализуется в виде крипа. Судя по результатам лабораторных экспериментов, величина этой скорости может быть порядка 25–50 мм/год. Инструментально зарегистрированные периодические изменения во времени деформационных характеристик разломных зон в асейсмичных регионах, возможно, связаны с вариациями напряженно-деформированного состояния коры.

Глава 3
ДВИЖЕНИЯ ПО РАЗЛОМАМ

3.1. Типы движений по разломам

Наблюдаемые практически повсеместно деформации земной поверхности свидетельствуют об отсутствии механического равновесия в коре. Концептуально механика развития разрыва при землетрясении стала понятна уже в начале XX столетия, после предложенной Г. Рейдом [Reid, 1910] схемы упругой отдачи, согласно которой землетрясения возникают вследствие постепенного нарастания напряжений в регионе, которые, в конечном итоге, превышают определенный пороговый уровень критической локальной прочности горных пород, что и приводит к образованию разрыва и относительному смещению его бортов. Принятая на сегодняшний день глобальная схема разломообразования и сейсмичности сводится к тому, что стабильное относительное движение тектонических плит является источником дополнительных напряжений, которые высвобождаются как при проскальзывании вдоль разломов, являющихся границами плит, так и вдоль более мелких разрывов, расположенных во внутриконтинентальных областях [Шерман и др., 1991; 1992; 1994; Шерман, 2014; Seminsky, 2014] и др.

Практически с самого начала инструментальных наблюдений за деформациями земной поверхности стало ясно, что релаксация избыточных напряжений, накапливаемых в тектонически активных регионах, происходит не только путем динамического разрушения участков земной коры, но и через непрерывное асейсмическое скольжение (крип) по разломам. Землетрясения интерпретировались как квазихрупкое разрушение горной породы, а крип – как пластическая деформация. Считалось, что в тех областях, где скорость деформации достаточно велика, происходит накопление упругих напряжений с последующим динамическим разрушением горных пород, сопровождаемым интенсивным излучением сейсмических волн. Если же скорость деформации ограниченного объема среды настолько низкая, что напряжения на всех структурных неоднородностях успевают релаксировать, то реализуется режим деформации с постоянной скоростью без разрушения – крип [Родионов и др., 1986]. Таким образом, предполагалось, что землетрясение и асейсмическое скольжение – два противоположных явления, имеющие место при разных условиях нагружения среды.

По мере накопления наблюдательного материала и совершенствования средств измерений стали обнаруживаться качественные и количественные различия между сейсмическими событиями одного и того же размера. Так, например, оказалось, что сейсмическая энергия, излучаемая землетрясениями с приблизительно одинаковым сейсмическим моментом, может различаться на несколько по-

рядков [Choy and Boatwright, 1995]. Отсюда появились термины «вялые» и «жесткие» землетрясения [Шебалин, 1997], которые, впрочем, не получили широкого распространения.

Высокочувствительные деформографы и наклономеры периодически регистрировали перемещения и деформации со скоростями на несколько порядков выше фоновых, но значительно более медленные по сравнению со скоростью распространения разрыва при «обычном» землетрясении, однако низкая плотность расположения таких приборов не позволила выполнить обобщение получаемых результатов, тем более, что внимание исследователей концентрировалось преимущественно на постсейсмических и предсейсмических деформациях.

Ситуация качественно изменилась, когда начали функционировать в непрерывном режиме плотные сети датчиков GPS [Savage et al., 2007a; 2007b; Nettles and Ekström, 2004] и широкополосных высокочувствительных сейсмических станций. В результате, в последние 20–25 лет были открыты и классифицированы такие режимы перемещений по разломам и трещинам, которые можно считать переходными от квазистатического стабильного скольжения (крипа) к динамическому срыву (землетрясению). К таким режимам относятся сейсмогенные явления скольжения по разломам, трещинам, границам раздела со скоростями на 1–3 порядка ниже, чем при «нормальных» землетрясениях, а также эпизоды асейсмического скольжения. В первой группе явлений излучаются низкочастотные колебания довольно малой амплитуды. Во второй – сейсмическое излучение не регистрируется, однако скорость перемещения значительно превышает фоновые значения. В российской литературе такие процессы иногда называют «суперинтенсивные геодеформации» [Кузьмин, 1996; 2009; Кузьмин, 2014].

Открытие этих явлений в значительной степени изменяет понимание того, как реализуется энергия, накопленная в процессе деформирования земной коры: медленные движения по разломам воспринимаются уже не как особый вид деформаций, а образуют единый ряд режимов скольжения от крипа до землетрясения [Peng, Gomberg, 2010].

Изучение условий возникновения и эволюции переходных режимов может дать новую важную информацию о структуре и закономерностях скольжения разломов. В силу этого исследование «необычных» движений по разломам стало одним из ведущих трендов. Обнаружение во многих субдукционных зонах явления эпизодического тремора (ETS), сопровождаемого скольжением, признается одним из наиболее крупных достижений геофизики за последнее десятилетие [Lay ed., 2009].

Несмотря на то, что исследованиям разломных зон посвящено, возможно, наибольшее количество публикаций в науках о Земле, до сих пор остается неясным, какие макроскопические параметры разломов или какие их характеристики на микро- и мезоуровне являются ответственными за реализацию того или иного деформационного режима. Задача поиска детального физического понимания механики деформирования разломных зон продолжает быть приоритетной проблемой сейсмологии, тектонофизики, горных наук. Так, на первом месте, сформулированных в докладе рабочей группы американских сейсмологов Национальному научному фонду США десяти основных задачах сейсмологии, стоит «большой вызов № 1»: «Как скользят разломы?» [Lay ed., 2009].

В России систематическими исследованиями рассматриваемых явлений почти не занимались. Можно отметить известные работы Ю.О. Кузьмина [Кузьмин,

1996; 2009; Кузьмин, 2014], а также сейсмологические наблюдения прежних лет (Ю.В. Ризниченко, Т.Г. Раутиан, Н.В. Шебалин, А.А. Маловичко и др.), в которых отмечалось проявление «мягких» и «жестких» очагов событий при регистрации естественной и индуцированной сейсмичности [Ризниченко, 1974; Шебалин, 1997; Маловичко А.А., Маловичко Д.А., 2010] и др.

Как отмечалось выше, развитие системы наблюдений позволило обнаружить целый ряд новых деформационных явлений, ассоциированных с нарушениями сплошности земной коры – зонами субдукции [Dragert et al., 2001; etc], континентальными разломными зонами [Linde et al., 1996; etc], тектоническими трещинами [Psakhie et al., 2007; etc], трещинами в крупных массивах льда [Ekström et al., 2003; etc] и даже микротрещинами в коллекторах углеводородов [Das, Zoback, 2013; etc].

Принятая в настоящее время классификация деформационных событий, приуроченных к тектоническим нарушениям, основана, прежде всего, на длительности процесса в очаге [Ide et al., 2007a; Peng, Gomberg, 2010]. При сейсмогенных событиях – «нормальных» или «быстрых» (длительность процесса в очаге 0,1–100 с), – только несколько процентов реализуемой энергии деформации излучается в виде упругих волн. Этого оказывается достаточно для сильнейших макроскопических проявлений крупных землетрясений.

При некоторых условиях скольжение может не достигать динамических скоростей, но низкоамплитудные низкочастотные сейсмические волны, тем не менее, излучаются. Спектр колебаний при таких событиях обеднен высокими частотами, что отражает большую, чем следует из стандартных соотношений, длительность скольжения в очаге – вплоть до сотен секунд.

В ряде случаев скорость подвижки по разлому оказывается настолько низкой, что сейсмические волны, регистрируемые приборами, не излучаются вовсе. Тем не менее, скорость скольжения во время этих деформационных явлений значительно превышает типичные значения скорости асейсмического крипа по разломам в несколько см/год. Такие деформационные события, которые могут продолжаться от нескольких часов до нескольких лет, называют явлениями медленного скольжения. Последние, в свою очередь, подразделяются на постсейсмическое, предсейсмическое скольжения и независимые события медленного скольжения.

Независимые события медленного скольжения возникают спонтанно и обладают признаками динамического события: фазой разгона, длительным скольжением, торможением, остановкой и фазой состояния покоя. Зависимость перемещения от времени на стадии затухания процесса скорее экспоненциальная, что свидетельствует о значительном вкладе вязкоупругой составляющей [Кочарян и др., 2006б]. Можно определенно заключить, что эпизоды асейсмического скольжения не инициируются динамическими движениями при землетрясениях. Напротив, в ряде случаев асейсмическое скольжение предшествует началу сейсмической активности. Сейсмогенные события не являются источником энергии для независимых событий медленного скольжения. При длительном постсейсмическом скольжении, когда работает потенциал уже произошедшего землетрясения, скорость деформации в процессе движения только снижается, а зависимость перемещения от времени описывается обычно логарифмической функцией [Кочарян и др., 2006б].

Так же, как и для обычных землетрясений, масштаб этих событий можно описать величиной сейсмического момента:

$$M_0 = G \cdot D \cdot S, \tag{3.1}$$

или моментной магнитудой, связанной с сейсмическим моментом известным соотношением [Hanks, Kanamori, 1979]:

$$M_w = 2/3(\lg M_0 - 9{,}1). \tag{3.2}$$

В уравнении (3.1) G есть модуль сдвига породы в очаге, S – площадь разрыва, D – относительное смещение берегов. Хотя смещение берегов разлома D является, вообще говоря, сложной функцией пространства и времени, чаще всего используется величина среднего перемещения вдоль разломной плоскости. Величина скалярного сейсмического момента не зависит от деталей развития процесса в очаге, поскольку определяется ассимптотикой спектра смещений в области низких частот.

Характерная скорость разрыва определяется для медленных событий при помощи простейшего соотношения:

$$v_r = \lambda/t_c, \tag{3.3}$$

где λ – характерная длина разрыва, а t_c – длительность подвижки.

Наблюдения, проведенные в последние несколько лет, позволили подразделить деформационные события на несколько групп [Peng, Gomberg, 2010].

Первая группа – «нормальные» землетрясения, параметры которых в целом соответствуют представлениям об излучении при динамических разрывах. Скорость распространения разрыва при таких событиях составляет обычно величину $v_r \sim 1{,}5$–3 км/с, а отношение величины излученной сейсмической энергии E_s и сейсмического момента M_0 варьирует в диапазоне $E_s/M_0 \sim 10^{-6}$–10^{-3} при средней величине $\sim 2 \cdot 10^{-5}$. Отметим, что величина E_s/M_0 для землетрясений со сдвиговым механизмом в среднем в несколько раз выше, чем для сбросов и надвигов [Choy and Boatwright, 1995; Кочарян и др., 2016а]. Максимальная скорость смещения берегов разлома при «нормальных» землетрясениях достигает величин $u_m \sim 5$ м/с.

Основные периоды колебаний при этих событиях изменяются в диапазоне от долей секунды в группе объемных волн, до первых десятков секунд в группе поверхностных волн от крупных землетрясений. Длительность динамической подвижки в очаге зависит от энергии события и изменяется от миллисекунд для микроземлетрясений до десятков секунд для крупнейших событий. Наибольшую длительность имеют крупные цунамигенные землетрясения с меньшей скоростью смещения в очаге, у которых длительность подвижки достигает величины 100–200 с.

Вторая группа – так называемые низкочастотные землетрясения (Low Frequency Earthquake, LFE). Результатов измерений скорости распространения разрыва V_r для таких событий крайне мало. Канамори и Хоксон [Kanamori, Hauksson, 1992], ссылаясь на [Kovach, 1974], приводят значение $V_r \sim 130$ м/с. В недавней работе [Thomas et al., 2016] скорость разрыва при LFE оценена в 20% от C_s. В [Walter et al., 2015] приводятся значения $V_r \sim 100$–200 м/с. В целом, полагают, что скорость распространения разрыва для низкочастотных землетрясений зна-

чительно ниже (V_r ~ 50–1000 м/с), чем для «нормальных» землетрясений, а длительность подвижки для события с тем же сейсмическим моментом примерно на порядок выше. Характерное для таких событий соотношение между энергией и моментом $E_s/M_0 \sim 5 \cdot 10^{-8}$–$5 \cdot 10^{-7}$. Скорость смещения в окрестности разлома достигает величин u_m ~ 0,01–0,1 м/с. Для низкочастотных землетрясений характерно более плавное, чем при нормальных землетрясениях, нарастание со временем функции $M_0(t)$.

Вероятно, впервые подобное событие было детально описано Канамори и Хоксоном [Kanamori, Haukson, 1992], которые зарегистрировали необычное землетрясение с магнитудой M_L = 3,5, произошедшее во впадине Санта Мария (Калифорния, США) 31.01.1991, во время проведения работ по гидроразрыву пласта на нефтяном месторождении. Зарегистрированные Южно-Калифорнийской сейсмической сетью, а также трехкомпонентным широкополосным сейсмографом станции TERRAscope, колебания были аномально низкочастотны и длились свыше 100 секунд. Событие произошло на глубине 135–280 м, что было установлено по макропроявлениям (S-образное искривление обсадных колонн в пяти скважинах). В ряде случаев медленное событие с доминирующими низкими частотами непосредственно предшествовало «нормальному» землетрясению [Jordan, 1991], представляя своего рода предварительное скольжение, неоднократно наблюдавшееся в лабораторных и полевых условиях [Попов и др., 2010; Sgrigna, Malvezzi, 2003].

К следующей группе относят ***«очень низкочастотные землетрясения»*** (Very Low Frequency Earthquake, VLF). Даже небольшие такие события с сейсмическим моментом $M_0 \sim 10^{14}$–10^{15} Нм имеют длительность в очаге десятки секунд, скорость разрыва V_r ~ 10–100 м/с, а отношение $E_s/M_0 \sim 10^{-9}$–10^{-7}. Подобные VLF события наблюдались в Японии, Канаде, Центральной Калифорнии, Мексике и др. Заметим, что в отличие от «нормальных» событий, амплитуда сейсмического сигнала, излучаемого при низкочастотных землетрясениях, практически не растет с масштабом [Gao et al., 2012].

В субдукционной зоне Nankai (Япония) благодаря данным, полученным по многим станциям, удалось определить достаточно точное положение гипоцентров низкочастотных землетрясений и сравнить их пространственное распределение с геометрией погружающейся плиты. Пространственное расположение гипоцентров образовало плоскую поверхность, расположенную на несколько километров выше океанической границы Мохо. Малая ширина зоны расположения гипоцентров LFE – индикатор того, что деформационный процесс на границе между плитами достаточно локализован [Ohta, Ide, 2011]. Определение фокальных механизмов VLF событий показало, что последние часто происходят в виде сдвига по относительно неглубоким участкам надвигов в направлении субпараллельном погружающейся плите [Ide et al., 2007].

Деформационные события, которые имеют настолько малые скорости скольжения по разлому, что сейсмическое излучение не регистрируется существующими инструментами, принято называть ***явлениями медленного скольжения – Slow Slip Events (SSE)***. Первые систематические исследования асейсмического скольжения на некоторых участках разломной зоны Сан-Андреас были проведены в 50-е годы прошлого столетия, например, [Steinbrugge and Zacher, 1960]. Хотя подразумевалось, что в этих зонах происходит скольжение с постоянной скоростью, уже

первые инструментальные наблюдения продемонстрировали на некоторых участках разлома очевидную нестационарность процесса. Установленные крипметры отчетливо регистрировали на некоторых участках разлома этапы ускорения и замедления скольжения с характерными временами от нескольких часов до нескольких недель [Tocher, 1960]. Более современные наблюдения позволили установить участки разломов Калифорнии, для которых характерно стабильное скольжение с постоянной скоростью (крип) и участки, на которых периодически происходят явления медленного скольжения. Участки с различными типами деформации в системе разломов Сан-Андреас показаны на рис. 3.1. Подчеркнем, что тип деформации, характерный для данного участка, сохраняется как в межсейсмический период, при низких скоростях смещения, так и в постсейсмический период, когда скорости деформации существенно возрастают [Wei et al., 2013].

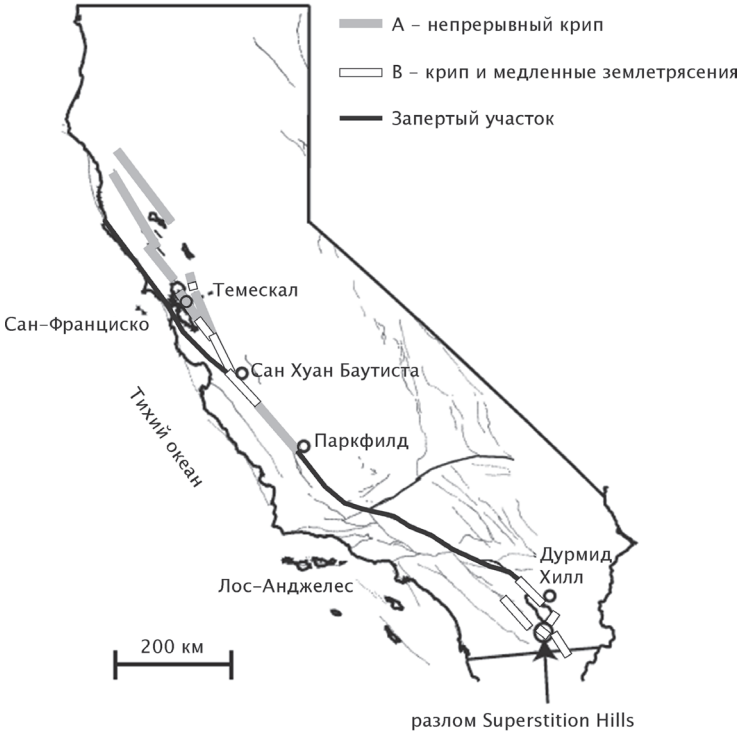


Рис. 3.1. Участки с различными типами деформации в системе разломов Сан-Андреас по данным [Wei et al., 2013]

Первые сообщения, в которых явления асейсмического скольжения были интерпретированы как «медленные землетрясения», появились после наблюдений на полуострове Изу в Японии [Sacks et al., 1978]. Однако, вероятно, впервые эпизод медленного скольжения как самостоятельное событие, имеющее начало и конец, был описан в работе [Linde et al., 1996]. Авторы представили описание зарегистрированного деформационного события длительностью около недели, назвали это событие «медленным землетрясением» (Slow Earthquake) и предложили количественно характеризовать подобные события, как и обычные землетрясе-

ния, при помощи сейсмического момента. Современные GPS технологии позволили собрать значительное количество сведений о таких событиях. Некоторые из них будут изложены в разделе 3.3.

Особняком стоят блоковые движения, наблюдаемые при крупных подземных взрывах. Здесь выделяют несколько типов межблоковых перемещений. В большинстве случаев подвижки по разломам и тектоническим трещинам определяются только механическим и сейсмическим действием взрыва, хотя известны случаи инициирования тектонических движений сейсмовзрывным воздействием [Кочарян, Спивак, 2003]. Механика формирования движений по тектоническим нарушениям при взрывном воздействии будет рассмотрена в разделе 3.5.

Периодическое воздействие сейсмических волн может привести и к такому важному эффекту, как накопление остаточных деформаций, локализованных на нарушениях сплошности. Результаты исследований эффекта накопления будут рассмотрены в главе 5.

3.2. Сейсмогенные движения по разломам

Землетрясения являются, пожалуй, наиболее важным проявлением движений по разломам. Характеристики процесса скольжения в очагах землетрясений разной магнитуды изучались многими исследователями. Разнообразным аспектам этой проблемы посвящено большое количество работ. В хронологическом порядке исследования были начаты палеосейсмологическими методами и, впоследствии, были «подхвачены» сейсмологами, механиками, физиками и другими специалистами. Были созданы теоретические модели распространения разрыва [Костров, 1966; 1975; Eshelby, 1969; Fossum, Freund, 1975] и др. Путем геолого-геофизических изысканий и инструментальных наблюдений собраны обширные сведения о характерных линейных и временных параметрах процессов динамического разломообразования [Штейнберг, 1983; Ризниченко, 1985; Стром, 1993; Соболев, 1993; Стром, Никонов, 1997; 1999; Wells, Coppersmith, 1994; Wesnousky, 1994; Leonard, 2010] и многие другие. Результаты разнообразных лабораторных экспериментов стали основой для создания физических моделей процесса скольжения в очаге и множества сопутствующих процессов [Соболев, 1993; Соболев, Пономарев, 2003; Dieterich, 1979; Marone, 1998; Scholz, 2002; Ohnaka, 2003] и многие другие. Разработанные реологические модели разломных зон и геоматериалов [Жарков, 1983; Райс, 1982; Rise, 1993; 2006; Scholz, 2002] и др. создали основу для понимания глубины распространения сейсмичности; материальных свойств магистральных частей разлома и контактных поверхностей внутри зоны скольжения.

Выше границы, определяемой изотермой ~600 °C в океанической литосфере, а также древней континентальной коре и ~350÷450 °C в силикатной континентальной коре разрушение носит квазихрупкий характер, так что сейсмогенные движения по разломам рассматриваются в геомеханике как проявление фрикционной неустойчивости. Этот процесс имеет фазы зарождения, распространения и остановки разрыва. На стадии зарождения скорость разрыва увеличивается от квазистатического значения, характерного для асейсмического скольжения, до динамического значения C_r. Участок разлома, на котором скорость разрыва воз-

растает до величины C_r, называют зоной зарождения разрыва или зоной нуклеации. Для того, чтобы процесс развивался, необходимо, чтобы размер этой зоны превышал определенную величину. Этот размер зависит от фрикционных параметров разлома и упругих свойств окружающего массива горных пород. Для закона трения «Rate & State» (2.14)–(2.15), минимальный размер зоны зарождения динамической нестабильности определяется выражением (2.23).

В ходе медленного нагружения участки ускоряющегося скольжения – прообразы будущих гипоцентров – квазистатически увеличиваются в размерах. Когда один такой регион достигает размера, сопоставимого с определяемым выражением (3.23), начинается динамическая стадия. Разрыв выходит за пределы зоны нуклеации и растет с переменной, но сопоставимой со скоростью поперечных волн, скоростью до размеров много больших диаметра первоначального пятна, пока не будет остановлен либо неоднородностью какого-либо вида, либо в силу изменения фрикционных характеристик разлома и/или напряженно-деформированного состояния и упругих свойств вмещающего массива горных пород.

Представления о зарождении и остановке разрыва тесно связаны с предложенной в конце 70-х годов прошлого столетия концепцией существования прочных и слабых участков разлома. В этих моделях вариации параметров скольжения в пределах разрыва связываются с распределением по поверхности разлома сильных областей, названных «барьерами» или «asperity» [Das, Aki, 1977; Kanamori, Stewart, 1976]. В этих, как полагают, наиболее прочных областях отмечается самый высокий уровень реализации сейсмического момента и, соответственно, наибольший скачок напряжений на единицу длины разлома. Размер «asperities» на разломе связывали с возможным размером землетрясений, которые могут на нем произойти, а занимаемую ими долю поверхности с соотношением между вкладом косейсмического и асейсмического скольжения в сейсмический момент, реализуемый на разломе.

В ранних работах предполагалось, что землетрясения начинаются и заканчиваются именно на этих особых участках разлома [Scholz, 1992]. Позже, на основании некоторых результатов анализа начальных участков сейсмограмм, зарегистрированных в ближней зоне землетрясений, было выдвинуто другое предположение, что область нуклеации землетрясений располагается как раз на слабых участках разлома, оптимальным образом ориентированных относительно поля напряжений [Iio, 2010].

Существующие представления о старте и остановке сейсмогенных разрывов не дают однозначного ответа о природе этих явлений, хотя спектр предлагаемых моделей весьма широк. Стохастические модели представляют землетрясения как разрывы, случайным образом растущие и уничтожаемые (см., например, обзор [Iio, 2010]). Для малых землетрясений остановка происходит на ранней стадии развития. В моделях этого типа невозможно предсказать конечный размер разрыва при его инициировании. В другом классе моделей предполагается, что большие землетрясения отличаются от малых даже на начальной стадии развития разрыва [Spudich, Cranswick, 1984].

Характерные размеры и времена фаз зарождения сейсмогенного разрыва приближенно оценивают по сейсмологической информации путем детального анализа области первых вступлений сейсмограмм.

В некоторых случаях, чаще при крупных землетрясениях, довольно четко выделяется стадия скольжения с постепенно возрастающей скоростью. На рис. 3.2

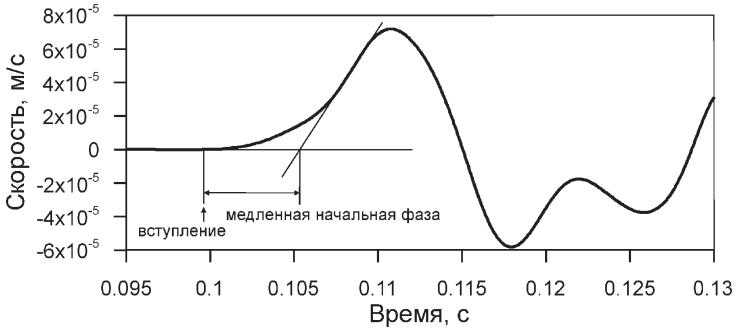


Рис. 3.2. Начальный участок сейсмограммы, зарегистрированной при слабом землетрясении в Японии [Iio, 2010].

Вертикальная стрелка показывает время вступления продольной волны. Участок, показанный горизонтальной стрелкой, определяется как медленная начальная фаза скольжения

приведен пример сейсмограммы, зарегистрированной в Японии (префектура западное Нагано) в скважине глубиной 800 м на расстоянии 3,6 км от гипоцентра землетрясения с магнитудой <2 [Iio, 2010]. Пологий начальный отрезок сейсмограммы, сразу после вступления, интерпретируется авторами как участок ускоряющегося скольжения. У крупных землетрясений подобные «пологие» участки в начале сейсмограмм наблюдаются достаточно часто, но их форма и структура сильно варьируются [Ellsworth, Beroza, 1995].

Тем не менее, в большинстве случаев результаты измерений хорошо описываются стандартной моделью кругового разрыва со скоростью распространения, сопоставимой с C_s. В некоторых случаях волновые формы демонстрируют не гладкое увеличение скорости разрыва, а последовательные суб-события с увеличивающейся скоростью разрыва и величиной сбрасываемых напряжений [Hiramatsu et al., 2002]. Для слабых землетрясений, даже при наблюдениях в ближней зоне, важное значение имеет корректный учет функции поглощения, что не всегда возможно.

Из-за неоднозначности результатов наблюдений и их интерпретации не сложилось единого мнения, являются ли параметры, полученные путем анализа волновых форм, характеристиками процесса зарождения разрыва, то есть перехода от квазистатического скольжения к динамической стадии, или они характеризуют начальную стадию уже динамического разрыва [Iio, 2010].

В работах [Dieterich, 1992; Ben-Zion, 2003] была оценена эквивалентная магнитуда фазы нуклеации, на основе значений фрикционного параметра (b–a), полученных в лабораторных экспериментах. По их оценкам эта величина лежит в диапазоне от –2 до –4, то есть слишком мала для того, чтобы это деформационное событие, если оно происходит на сейсмогенной глубине, могло бы быть зарегистрировано инструментально. Высокоточные геодезические измерения [Johnston and Linde, 2002; Johnston et al., 2006] и наблюдения землетрясений с $M < -1$ в нескольких разломных зонах [Abercrombie and Leary, 1993; Nadeau and McEvilly, 1999] говорят о том, что зоны нуклеации на больших разломах лишь немногим больше, чем рассчитанные на основе лабораторных результатов. С другой стороны, некоторые авторы [Marone and Kilgore, 1993; Shibazaki and Matsu'ura, 1998]

и др. полагают, что оценки на основе параметров закона «Rate & State», полученных в лаборатории, могут оказаться не вполне подходящими.

На рис. 3.3 приведены зависимости размера зоны нуклеации и длительности фазы, интерпретируемой как фаза зарождения разрыва, построенные по данным работ [Ellsworth, Beroza, 1995; Iio, 2010; Ohnaka, 2003] и др. Сплошными линиями на графиках приведены зависимости, соответствующие закону подобия $f \sim M_0^{1/3}$. Можно видеть, что результаты измерений неплохо соответствуют гипотезе самоподобия сейсмического процесса, ведущей к идентичности приведенных характеристик событий разного масштаба. Эта гипотеза до последнего времени являлась доминирующей в сейсмологии и горных науках [Садовский и др., 1987].

К. Аки, сравнивая спектры землетрясений разного масштаба, предположил, что в первом приближении процесс в очаге инвариантен по отношению к масштабу события, что означает выполнение соотношений подобия [Aki, 1967]. При этом, необходимым условием подобия является выполнение предположения об одной и той же физике процессов, происходящих в очагах событий, сильно различающихся по энергии. Другая точка зрения заключается в том, что наблюдается систематическое возрастание величины приведенной энергии с масштабом события [Kanamori et al., 1993]. Это означает, что динамика формирования разрыва при землетрясениях разного масштаба отличается.

Несмотря на большое число публикаций, вышедших в последние годы, единая позиция в сейсмологическом сообществе до сих пор не выработана. Гипотеза выполнения законов подобия поддерживается, например, в работах [Choy, Boatwright, 1995; Ide and Beroza, 2001; Ide et al., 2003; Yamada et al., 2007; Kwiatek et

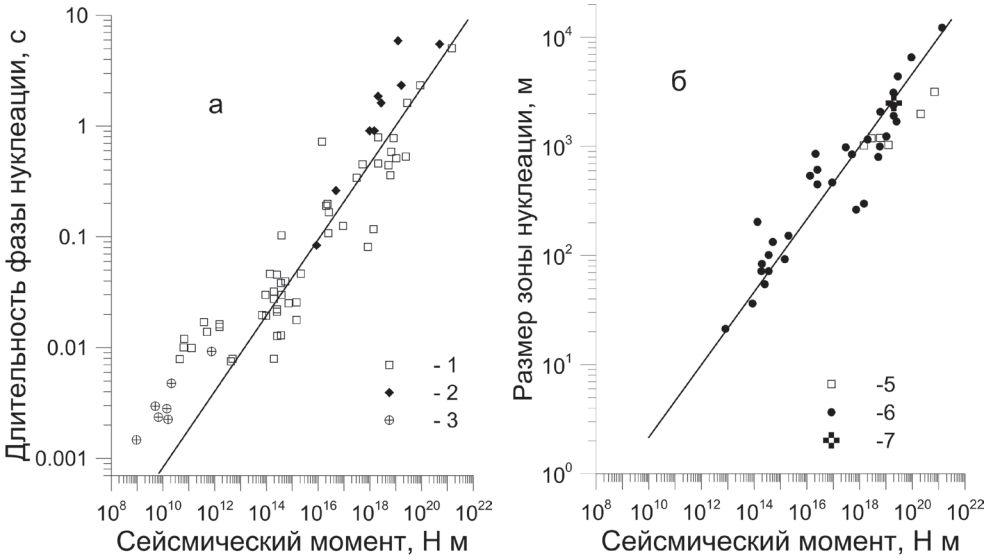


Рис. 3.3. Зависимость параметров фазы нуклеации от величины сейсмического момента землетрясения.

а – длительность фазы, интерпретируемой как фаза зарождения разрыва: 1 – [Iio, 2010]; 2 – [Umeda, 1990; Beroza, Ellsworth, 1996]; 3 – [Iio, 1992, 1995];

б – величина критического размера зоны нуклеации: 4 – [Papageorgiou, Aki, 1983]; 5 – [Ellsworth, Beroza, 1995]; 6 – [Ide, Takeo, 1997]

al., 2011], а противоположная точка зрения – в [Kanamori et al., 1993; Abercrombie, 1995; Mayeda, Walter, 1996; Mayeda et al., 2005] и др. Причинами различий в интерпретации данных являются, в том числе, и существующие проблемы в измерении величины энергии, излученной землетрясением. Если величина сейсмического момента измеряется достаточно надежно и различия в значениях M_0, определенных разными авторами, редко превышают 2 раза, то пределы вариации сейсмической энергии значительно больше.

Появление цифровой широкополосной аппаратуры дало возможность уверенной регистрации колебаний, возбуждаемых как микроземлетрясениями с магнитудой от $M_w = -4$, так и мегасобытиями планетарного масштаба. Так что гипотеза самоподобия в последние 15–20 лет подвергается более тщательной проверке, чем когда-либо прежде.

Ответ на вопрос о том, как соотносятся параметры очагов землетрясений разного масштаба определяет возможность использования многочисленных экспериментальных данных, полученных при мелких и средних событиях, для прогноза таких параметров более крупных и разрушительных землетрясений, как характерные размеры очага, скорость распространения разрыва V_r, время развития процесса, рекуррентное время между последовательными событиями и т.д. Исследование масштабных соотношений включает сравнение статических и динамических параметров очага для событий.

Скалярный сейсмический момент M_0, определяемый соотношением (3.1), является квазистатической мерой размера землетрясения в том смысле, что величина M_0 не зависит от деталей развития процесса в очаге. Ясно, что «нормальное» землетрясение со скоростью распространения разрыва близкой к скорости распространения поперечных волн и так называемое тихое или медленное событие, при котором скорость распространения разрыва составляет десятки метров в секунду и менее, могут иметь один и тот же сейсмический момент при совершенно несопоставимой энергии излученных колебаний. Поэтому, наряду с сейсмическим моментом следует рассматривать второй, независимо определяемый параметр – сейсмическую энергию E_s, то есть часть энергии деформирования, излученную в виде сейсмических колебаний. Этот параметр, в отличие от M_0, определяется именно динамикой развития разрыва и является динамической мерой масштаба землетрясения. Излученная энергия и сейсмический момент являются, пожалуй, ключевыми независимыми параметрами, регистрируемыми инструментально.

В качестве характеристики, применяемой для сопоставления событий различного масштаба, часто используется отношение $e = E_s/M_0$ (приведенная сейсмическая энергия) или кажущееся напряжение:

$$\sigma_a = \mu \cdot \frac{E_s}{M_0}. \tag{3.4}$$

Нетрудно видеть, что сейсмическая энергия выражается из (3.1) и (3.4) как:

$$E_s = \sigma_a \cdot D \cdot S, \tag{3.5}$$

откуда понятен физический смысл термина «кажущееся напряжение». Если сейсмическая энергия есть доля полной энергии деформации, излучаемая в виде упругой волны, то σ_a есть некоторая условная часть напряжений на разломе, работа которой не расходуется на разрушение или тепловые потери.

Хотя и смещение берегов D, и напряжение в окрестности разлома являются, вообще говоря, сложными функциями пространства и времени, часто полагают, что усредненное по всей площади плоскости разлома S значение напряжений, касательных к плоскости разлома, изменяется скачком от начальной величины σ_0 до конечной σ_1 так, что

$$\Delta\overline{\sigma}_s = \frac{1}{S}\int_S \Delta\sigma_s dS = \frac{1}{S}\int_S (\sigma_0 - \sigma_1) dS. \tag{3.6}$$

Из известного решения задачи о дислокации в упругой среде [Keilis-Borok, 1959] следует, что скачок напряжений $\Delta\sigma$ при смещении по круговому разрыву пропорционален амплитуде смещения и обратно пропорционален радиусу Λ трещины. В качестве D чаще всего используется величина среднего перемещения вдоль разломной плоскости. Соответственно, для среднего скачка напряжений верно:

$$\overline{\Delta\sigma_s} = \xi\mu\frac{\overline{D}}{\Lambda}, \tag{3.7}$$

где ξ – константа, зависящая от геометрии разрыва, а Λ – линейный размер очага.

Для небольших землетрясений (по определению К. Шольца «небольшими землетрясениями» считаются те события, линейный размер которых не превышает половины глубины сейсмогенного слоя [Scholz, 1982]) с ростом масштаба длина и ширина очага увеличиваются пропорционально. Тогда из (3.1) и (3.7) получаем в предположении постоянства величины $\overline{\Delta\sigma_s}$:

$$\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2} = \frac{M_{0(1)}^{1/3}}{M_{0(2)}^{1/3}}, \tag{3.8}$$

то есть линейные размеры нормируются на корень кубический из энергетической характеристики события, что означает геометрическое подобие процесса.

На практике часто полагают:

$$\Lambda = \sqrt{S} = \sqrt{L \cdot W}. \tag{3.9}$$

Соответственно, преобразуя совместно (3.1), (3.7) и (3.9), получаем:

$$M_0 = \frac{1}{\xi}\Lambda S\overline{\Delta\sigma_s} \approx \frac{1}{\xi}\Lambda^3\overline{\Delta\sigma_s} \approx \frac{1}{\xi}S^{3/2}\overline{\Delta\sigma_s}. \tag{3.10}$$

Для исследования вопроса о выполнении соотношений подобия для параметров разрывов при землетрясениях, были использованы данные, опубликованные в разные годы. База данных содержит сведения о длине очага около 2000 землетрясений с глубиной гипоцентра не более 50 км в диапазоне моментных магнитуд $-3{,}5 \le M_w \le 9$.

Для крупных землетрясений длина разрыва определялась методом инверсии, по размеру облака афтершоков, из геодезических наблюдений. Для мелких событий – слабых землетрясений, афтершоковых последовательностей, шахтной сейсмичности – радиус источника определялся по угловой частоте спектра с использованием одной из моделей типа Дж. Брюна [Brune, 1970] или Р. Мадариаги [Madariaga, 2010]. В качестве характеристики размера события мы использова-

ли исключительно величину сейсмического момента. Для крупных событий она определялась по Гарвардскому каталогу [www.globalcmt.org]. Для слабой сейсмичности использовались лишь те работы, в которых строились спектры зарегистрированных колебаний, а величина M_0 рассчитывалась по низкочастотной части спектра с учетом станционных поправок.

Собранные данные приведены на рис. 3.4 в виде зависимости сейсмического момента от длины очага. На рис. 3.4, а показан весь ряд данных, а на

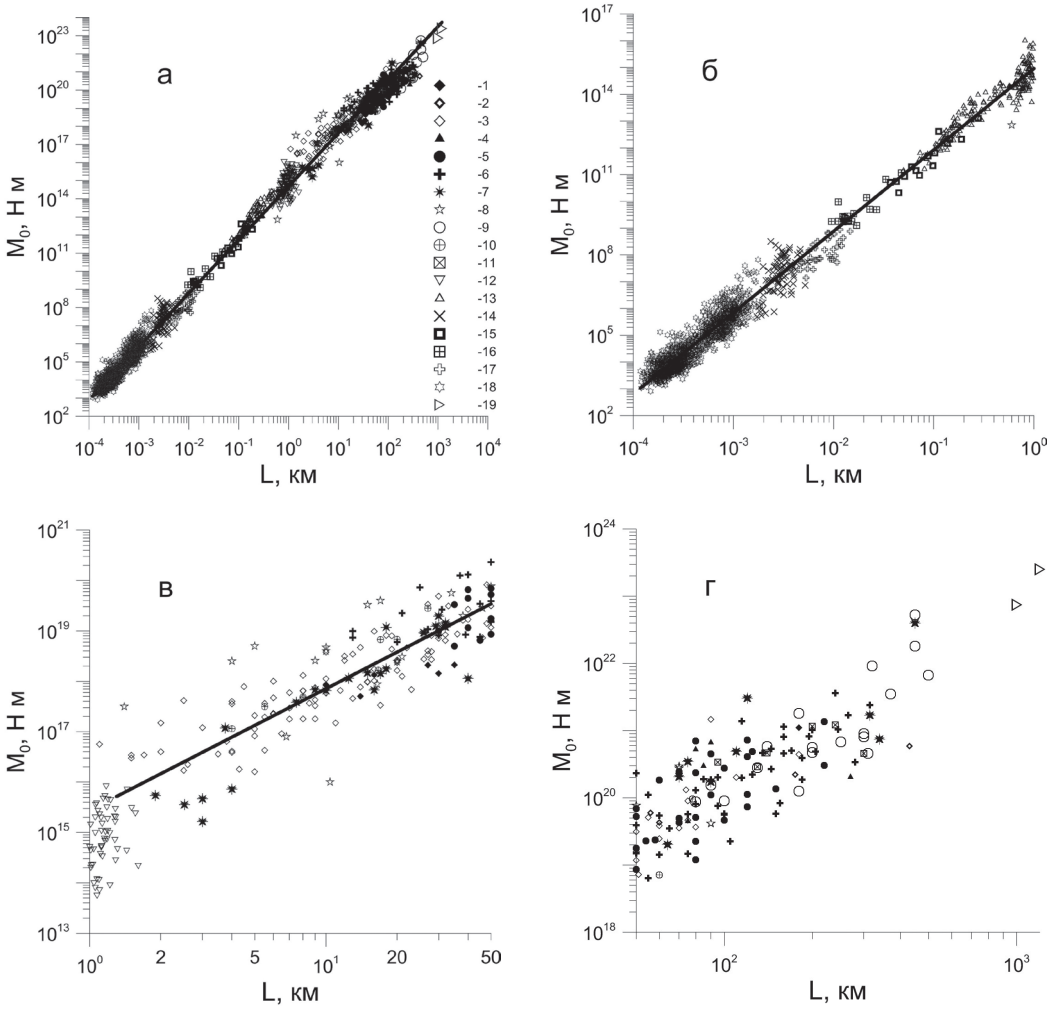


Рис. 3.4. Зависимость величины сейсмического момента от линейного масштаба события. Линией на рис. а приведена зависимость $M_0 = 4{,}78 \cdot 10^{14} \cdot L^{2{,}94}$, описывающая весь набор данных с коэффициентом корреляции $R = 0{,}99$.

1 – [Mai, Beroza, 2000], 2 – [Hanks, Bakun, 2008], 3 – [Wells, Coppersmith, 1994], 4 – [Scholz, 1982], 5 – [Romanowicz, Ruff, 2002], 6 – [Henry, Das, 2001], 7 – [http://www.seismo.ethz.ch/], 8 – [Manighetti et al., 2007], 9 – [http://earthquake.usgs.gov], 10 – [Mayeda, Walter, 1996], 11 – [Venkataraman, Kanamori, 2004], 12 – [Dobrynina, 2011], 13 – [Domanski, Gibowicz, 2008], 14 – [Urbancic, Young, 1993], 15 – [Ide et al., 2003], 16 – [Yamada et al., 2007], 17 – [Oye et al., 2005], 18 – [Kwiatek et al., 2011], 19 – [Kanamori, Andersson, 1975]

рис. 3.4, б, в, г приведены отдельно три диапазона длин очагов. Линиями показаны регрессионные зависимости, построенные методом наименьших квадратов.

Для малых событий ($L \leq 1$ км) с моментными магнитудами, лежащими в диапазоне от -4 до 4, уравнение регрессии соответствует соотношению подобия (3.8):

$$M_0 = 9{,}2 \cdot 10^{14} \cdot L^{3{,}0} \tag{3.11}$$

с коэффициентом корреляции $R = 0{,}98$.

Заметим, что соотношение (3.11) находится в соответствии с результатами измерения сдвиговой жесткости разломов и трещин (2.57), согласно которым в диапазоне длин $L \leq 1$ км жесткость обратно пропорциональна длине нарушения.

С увеличением длины скорость роста величины M_0 с масштабом несколько замедляется. В диапазоне длин разломов 1 км $< L \leq 50$ км

$$M_0 = 2{,}90 \cdot 10^{15} \cdot L^{2{,}39} \tag{3.12}$$

с коэффициентом корреляции $R = 0{,}87$.

Этот результат также находится в соответствии с соотношением (2.57), а именно – с замедлением скорости снижения жесткости сформировавшихся разломов с масштабом, по сравнению с несформировавшимися нарушениями. В самом деле, предполагая постоянство скачка напряжений $\overline{\Delta\sigma_s}$, получаем, используя (2.57) и (3.1), что

$$D \sim \frac{\Delta\sigma_s}{k_s} \sim L^{0{,}32}, \text{ а } M_0 \sim L^{2{,}32}.$$

Наконец, для крупных землетрясений с разломами длиной $L > 50$ км получаем еще более пологий закон:

$$M_0 = 4{,}57 \cdot 10^{15} \cdot L^{2{,}26} \tag{3.13}$$

с коэффициентом корреляции $R = 0{,}63$.

Анализ причин, приводящих к подобному эффекту у крупных событий, впервые был выполнен К. Шольцем [Scholz, 1982]. Дело в том, что для «больших» землетрясений (линейный размер источника превышает глубину сейсмогенного слоя h_0) соотношение L/W сильно отличается от единицы и может изменяться в широких пределах. Так, например, известное землетрясение M7,8 (1906 г.) в Сан-Франциско имело длину разрыва 432 км, а ширину всего лишь 12–15 км. А при Гоби-Алтайском землетрясении M_w 8,1 (1964 г.) длина разлома составила 300 км, а ширина достигала 20 км [Wells, Coppershmidt, 1994]. Так что масштабное соотношение $M_0 \sim L^3$ для крупных событий нарушается.

Использование решения упругой задачи (3.7) для длинного разрыва совместно с (3.1) приводит к соотношению:

$$M_0 = \frac{\Delta\sigma}{C} L \cdot W^2. \tag{3.14}$$

Поскольку для «больших» землетрясений $W \sim h_0 = \text{const}$, получаем масштабное соотношение:

$$M_0 \sim L \tag{3.15}$$

или, поскольку площадь разрыва в данном случае увеличивается пропорционально длине, $M_0 \sim S$.

Анализ результатов наблюдений демонстрирует, однако, что в отличие от упругого решения (3.7) смещение по разрыву D для больших землетрясений пропорционально не ширине, а длине разлома [Scholz, 1982], что соответствует и масштабным соотношениям для кумулятивного смещения по разломам типа (1.15), (1.16).

Соответственно, полагая $D = \kappa L$, имеем:

$$M_0 = \mu\kappa \cdot L^2 \cdot W, \tag{3.16}$$

или

$$M_0 \sim L^2. \tag{3.17}$$

Таким образом, закон соответствия момента землетрясения и линейных размеров очага оказывается различным для событий разного размера.

Подчеркнем, что при проведении анализа мы не делали различий между данными, полученными при землетрясениях с разными механизмами – сдвигами, сбросами и т.д., хотя ясно, что тектоническая обстановка оказывает существенное влияние на соотношения между параметрами. Так, например, по данным [Papazachos et al., 2004] для землетрясений с $M \sim 6$ длины разрывов примерно одинаковы для всех типов очагов. При $M \sim 8$ длина разрыва при сдвиге уже вдвое превышает соответствующую величину для сброса. Похожие результаты в этом же диапазоне магнитуд можно найти в работах [Scholz, 1994a, b] и [Штейнберг, 1983]. Задачей настоящей работы является исследование тенденций как можно в более широком диапазоне размеров. Учет механизмов существенно усложнил бы картину, а упомянутые различия заведомо лежат внутри разброса данных, которые мы использовали (рис. 3.4).

Сопоставим результаты проведенного анализа с данными двух известных публикаций, в которых обобщение сведений о параметрах разрывов было проведено с учетом механизмов [Wells, Coppersmith, 1994] и тектонической обстановки [Leonard, 2010].

В [Wells, Coppersmith, 1994] предложены следующие регрессионные соотношения, связывающие моментную магнитуду M_w и длину разрыва на поверхности.

Для всех событий:

$$M_w = 5{,}08 + 1{,}16 \lg L \quad 1{,}32 \text{ км} \le L \le 432 \text{ км}, \tag{3.18а}$$

для сдвигов:

$$M_w = 5{,}16 + 1{,}12 \lg L \quad 1{,}32 \text{ км} \le L \le 432 \text{ км}, \tag{3.18б}$$

для надвигов:

$$M_w = 5{,}0 + 1{,}22 \lg L \quad 3{,}3 \text{ км} \le L \le 85 \text{ км}, \tag{3.18в}$$

для сбросов:

$$M_w = 4{,}86 + 1{,}32 \lg L \quad 2{,}5 \text{ км} \le L \le 41 \text{ км}. \tag{3.18г}$$

Для субповерхностных разрывов:

для всех событий:

$$M_w = 4{,}33 + 1{,}49 \lg L \quad 1{,}32 \text{ км} \le L \le 432 \text{ км}, \tag{3.19а}$$

для сдвигов:

$$M_w = 4{,}49 + 1{,}49 \lg L \quad 1{,}32 \text{ км} \le L \le 432 \text{ км}, \tag{3.19б}$$

для надвигов:

$$M_w = 4{,}34 + 1{,}54 \lg L \quad 3{,}3 \text{ км} \le L \le 85 \text{ км}, \tag{3.19в}$$

для сбросов:

$$M_w = 4{,}38 + 1{,}49 \lg L \quad 2{,}5 \text{ км} \le L \le 41 \text{ км}. \tag{3.19г}$$

В [Leonard, 2010] получены следующие соотношения между сейсмическим моментом и длиной разрыва.

Для сдвигов:

$$\lg M_0 = 3 \lg (L \cdot 10^3) + 6{,}09 \quad L \le 3{,}4 \text{ км}, \tag{3.20а}$$

$$\lg M_0 = 2{,}5 \lg (L \cdot 10^3) + 7{,}85 \quad 3{,}4 \text{ км} \le L \le 45 \text{ км}, \tag{3.20б}$$

$$\lg M_0 = 1{,}5 \lg (L \cdot 10^3) + 12{,}5 \quad L > 45 \text{ км}, \tag{3.20в}$$

Для разломов со смещением по простиранию:

$$\lg M_0 = 3 \lg (L \cdot 10^3) + 6{,}1 \quad L \le 5{,}5 \text{ км}, \tag{3.21а}$$

$$\lg M_0 = 2{,}5 \lg (L \cdot 10^3) + 7{,}85 \quad L > 5{,}5 \text{ км}, \tag{3.21б}$$

Надвиги и сбросы стабильных континентальных регионов:

$$\lg M_0 = 3 \lg (L \cdot 10^3) + 6{,}39 \quad L \le 2{,}5 \text{ км}, \tag{3.22а}$$

$$\lg M_0 = 2{,}5 \lg (L \cdot 10^3) + 8{,}08 \quad L > 2{,}5 \text{ км}, \tag{3.22б}$$

В соотношениях (3.18)–(3.22) длина разрыва L измеряется в км.

Как видно из сопоставления регрессионных зависимостей, данные настоящей работы неплохо соответствуют результатам более ранних исследований. Как и в [Leonard, 2010], соотношения подобия выполняются для небольших землетрясений с моментной магнитудой $M_w < 4 \div 5$. Мы продлили ряд данных далеко в сто-

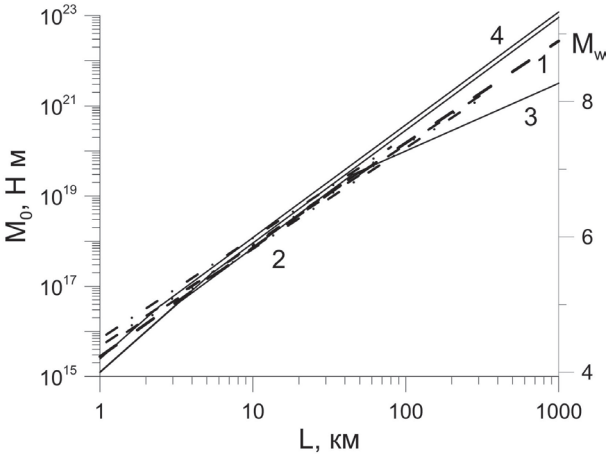


Рис. 3.5. Сопоставление регрессионных зависимостей сейсмического момента (моментной магнитуды) от длины разрыва.

1 – зависимости (3.12), (3.13) – пунктир; 2 – зависимости (3.19) – штрих-пунктир; 3 – зависимости (3.20); 4 – зависимости (3.21), (3.22)

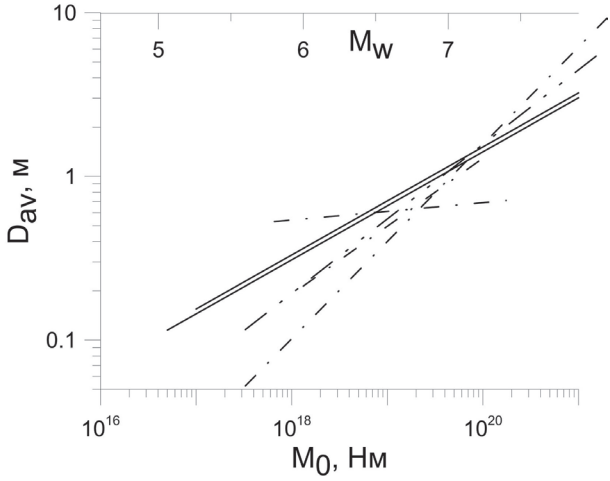


Рис. 3.6. Регрессионные зависимости среднего смещения по разлому от сейсмического момента (моментной магнитуды).

Зависимости (3.23) – сплошные линии; зависимости (3.24) – штрих-пунктир

рону малых магнитуд (см. рис. 3.4) и убедились, что эта тенденция сохраняется. Для крупных событий зависимость $M_0(L)$ сильно отклоняется от соотношений подобия (3.8). Особенно это заметно для землетрясений со сдвиговым механизмом.

Приведем для справки соотношения, связывающие среднее смещение по разлому и сейсмический момент [Leonard, 2010]:

для разломов со смещением по простиранию:

$$\lg D = \frac{1}{3}\log(M_0) - 6{,}42 \quad M_0 > 10^{17}\ \text{Н}\cdot\text{м}, \tag{3.23а}$$

для сдвигов:

$$\lg D = \frac{1}{3}\log(M_0) - 6{,}45 \quad M_0 > 5\cdot 10^{16}\ \text{Н}\cdot\text{м}, \tag{3.23б}$$

и среднее смещение по разлому с моментной магнитудой события [Wells, Coppersmith, 1994]:

для событий всех типов:

$$\lg D = -4{,}80 + 0{,}69M_w \quad 5{,}6 < M_w < 8{,}1 \tag{3.24а}$$

для сдвигов:

$$\lg D = -6{,}32 + 0{,}9M_w \quad 5{,}6 < M_w < 8{,}1 \tag{3.24б}$$

для надвигов:

$$\lg D = -0{,}74 + 0{,}08M_w \quad 5{,}8 < M_w < 7{,}4 \tag{3.24в}$$

для сбросов

$$\lg D = -4{,}45 + 0{,}63M_w \quad 6 < M_w < 7{,}3. \tag{3.24г}$$

Длительность динамического процесса в очаге T определяется, например, как время, за которое смещение достигает 90% от максимума [Касахара, 1985]. Соотношение между угловой частотой спектра источника f_c и длительностью процесса

в очаге зависит от используемой модели [Brune, 1970; Madariaga, 2010] и др. и в среднем оценивается, как:

$$T \approx 0{,}6/f_c. \tag{3.25}$$

Для крупных неглубоких землетрясений в нескольких работах [Kanamori and Given, 1981; Furumoto, Nakanishi, 1983; Ekström and Engdahl, 1989; Ekström et al., 1992] выведено эмпирическое соотношение:

$$M_0/\tau^3 = (0{,}25 - 1)\cdot 10^{16}\ \text{Нм/с}^3. \tag{3.26а}$$

Эти результаты получены на основе анализа волновых форм на телесейсмических расстояниях. Анализ волновых форм, полученных широкополосными датчиками на локальных и региональных расстояниях в Мексике [Singh et al., 2000] и Японии [Kikuchi and Ishida, 1993] показали длительность процесса в очаге, по крайней мере, на порядок меньше:

$$M_0/\tau^3 = 1\cdot 10^{17}\ \text{Нм/с}^3. \tag{3.26б}$$

Как отмечается в [Singh et al., 2000], причинами такого расхождения может оказаться переоценка длительности процесса в очаге при использовании телесейсмических записей, либо объединение длительностей процесса в нескольких субочагах в одно событие, тогда как при использовании локальных или региональных записей такие субочаги рассматриваются отдельно.

На рис. 3.7 значками нанесены результаты измерений как для крупных землетрясений, так и для микрособытий. Линиями показаны зависимости (3.26), продленные в область малых событий. Можно видеть, что длительность динамического процесса большинства событий укладывается в диапазон, определяемый соотношениями (3.26).

Обратимся теперь к вопросу о масштабировании времени подготовки землетрясения. Рассмотрим характерные параметры процесса залечивания нарушений

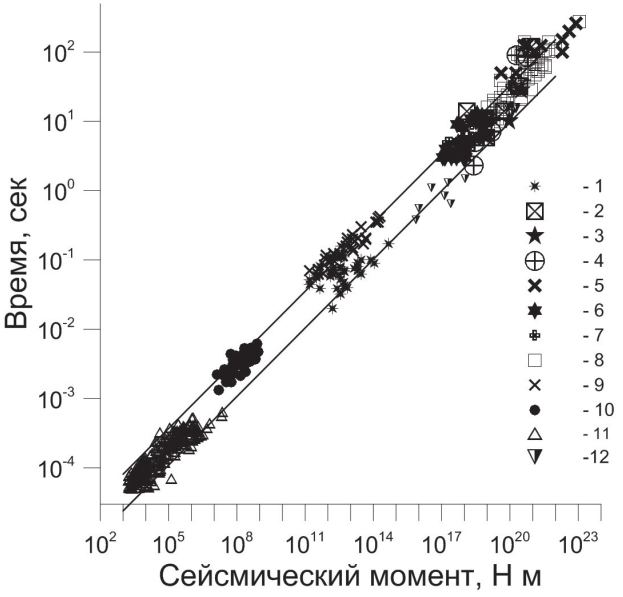


Рис. 3.7. Длительность процесса в очаге от величины сейсмического момента.

1 – мелкие события в Калифорнии; 2 – крупные землетрясения Северной Америки; 3 – Тайвань и Китай; 4 – Иран, Марокко; 5 – землетрясения в зонах субдукции; 6 – Аляска; 7 – Камчатка и Курилы; 8 – Тихоокеанская зона; 9 – Мексика.
Шахтная сейсмичность: 10 – Польша; 11 – Финляндия; 12 – Южная Африка.
Источники данных: [Harrington, Brodsky, 2009]; [Lomax, Michelini, 2009]; [Singh et al, 2000]; [Domański, Gibowicz, 2008]; [Oye et al., 2005]; [Bilek et al., 2004]; [Kwiatek et al., 2011]

в массиве горных пород. Согласно [Ружич и др., 1990] в тех случаях, когда процесс происходит в условиях высоких давлений и температур ($T \sim 650$–1000 °C, $P > 400$ МПа), в результате глубокого преобразования материала наблюдается практически полное восстановление прочностных свойств материала (метаморфогенное залечивание). В природе характерное время этих процессов, происходящих в нижней части континентальной коры, составляет 10^6–10^7 лет.

В средней и верхней частях земной коры типичным механизмом залечивания, по-видимому, является осаждение твердой фазы из гидротермальных растворов. Этот тип залечивания не приводит к полному восстановлению прочности материала. Так, в лабораторных экспериментах с образцами песчаника [Tenthorey et al., 2003] значения сдвиговой прочности образца, содержащего «залеченную» трещину, достигали величины 60–70% прочности ненарушенного образца. Исследование микроструктуры образцов показало, что механизм восстановления прочности связан с цементацией и компактированием разрушенного материала, а также с заполнением микротрещин в зоне разрушения. В лабораторном эксперименте пористость разрушенной зоны снизилась в процессе залечивания примерно вдвое по сравнению с состоянием после первичного разрушения (36,5 и 19,8%, соответственно), оставаясь при этом много выше, чем пористость образца (5%) [Tenthorey et al., 2003].

Скорость восстановления прочности радикально зависит от пористости разрушенной зоны. При возрастании пористости образца с 5 до 7% значение пористости нарушенной зоны выросло с 36,5 до 47,5%, а время восстановления прочности до 50% первоначального значения увеличилось примерно в пять раз. Пересчет результатов модельных экспериментов на *P-T* условия, характерные для глубин 10–20 км, дает оценку характерного времени 50% восстановления прочности микротрещин 5–50 лет [Tenthorey et al., 2003].

Существенно более высокие значения времени залечивания получаются из эмпирической зависимости длительности залечивания разрывов от их масштабов, приведенной в [Ружич и др., 1990]:

$$\lg t\,(\text{год}) = 1{,}53 \lg L\,(\text{м}) - 1{,}68. \qquad (3.27)$$

Используя выражения (3.11)–(3.13), связывающие длину разрыва и сейсмический момент землетрясения, получаем соотношения:

$$\lg t(\text{год}) = \begin{cases} 0{,}51 \lg M_0 - 4{,}74, & M_0 \le 10^{15} \\ 0{,}63 \lg M_0 - 7, & 10^{15} < M_0 \le 10^{20}, \\ 0{,}67 \lg M_0 - 7{,}7, & 10^{20} < M_0 \end{cases} \qquad (3.28)$$

которые показаны на рис. 3.8 линиями 1.

Сопоставим полученные из этих оценок значения характерного времени геотермального залечивания разрывов с принятыми значениями длительности сейсмического цикла.

В работе [Садовский и др., 1988] приведено соотношение, связывающее время подготовки землетрясения с его сейсмической энергией:

$$\lg t = 1/3 \lg E_c - 3{,}5. \qquad (3.29)$$

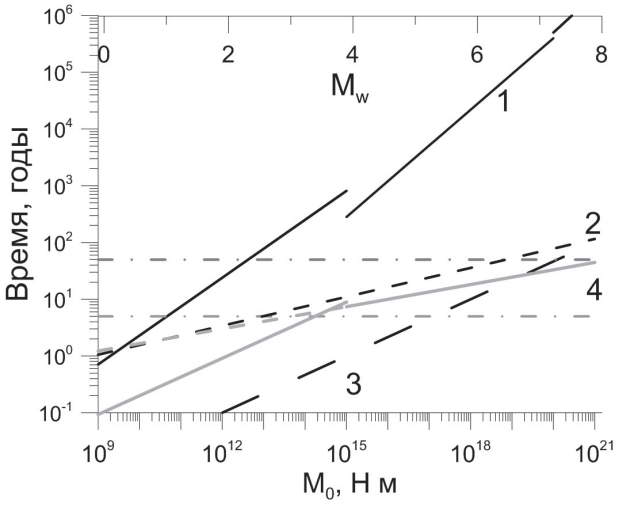


Рис. 3.8. Зависимость времени подготовки землетрясения от сейсмического момента магистральных разрывов.

1 – соотношение (3.28); 2 – соотношение (3.31) – рекуррентное время между «повторными» событиями; 3 – соотношение (3.30); 4 – соотношение (3.33).
Серый штрих-пунктир – время восстановления прочности микротрещин. Здесь и далее параллельно оси абсцисс для ориентировки приведена шкала моментных магнитуд

Используя «среднее» значение приведенной сейсмической энергии $e = E_s/M_0 \sim (1{,}6–2{,}8)\cdot 10^{-5}$ [Choy, Boatwright, 1995; Кочарян и др., 2016а], получаем соотношение:

$$\lg t \approx \frac{1}{3}\lg M_0 - 5, \qquad (3.30)$$

которое показано на рис. 3.8 линией 3. Как видно, длительность сейсмического цикла заведомо ниже оценки характерного времени геотермального залечивания крупных разрывов.

При оценке длительности сейсмического цикла чаще всего рассматриваются последовательные землетрясения близкой магнитуды, произошедшие неподалеку друг от друга, но вовсе не обязательно в одном и том же месте [Садовский и др., 1988]. Поэтому можно ожидать, что время между землетрясениями одного размера, произошедшими на одном и том же участке разлома, будет больше, чем расчет по соотношению (3.30).

В явном виде оценку длительности сейсмического цикла можно получить, используя данные о так называемых последовательностях повторных землетрясений, обнаруженных в 90-е годы прошлого века в Калифорнии [Nadeau et al., 1995]. Достигнутая в локальных сейсмических сетях исключительно высокая точность локации источников событий малой интенсивности (порядка первых десятков метров) позволила установить, что эти события представляют собой акты нарушения одного и того же участка разлома [Кочарян, Павлов, 2007].

В последнее время опубликованы результаты измерений параметров последовательностей повторных землетрясений в различных регионах: на нескольких разломах в Калифорнии, Турции, Японии и Тайване [Chen et al., 2007].

Эти данные приведены значками на рис. 3.9 в виде зависимости времени между повторными событиями или рекуррентного времени τ_r от величины сейсмического момента. Поскольку величина τ_r должна зависеть от скорости деформации, то на рис. 3.9 значения рекуррентного времени нормированы на величину средней скорости крипа по разлому на участке наблюдений. Здесь же приведены данные о нескольких сериях землетрясений с магнитудой 3,9–5,4, наблюдавшихся в районе Байкальской рифтовой зоны в 1994–2008 гг. События выбирались из каталога Байкальского филиала геофизической службы РАН (www.seis-bykl.ru). Афтершоковые последовательности и рои землетрясений были предварительно удалены. В «серию» включались землетрясения, координаты очага которых различаются не более чем на 0,03°. Можно видеть, что в тех случаях, когда «повторность» землетрясений надежно установлена по нескольким критериям (Калифорния, Япония, Тайвань), закономерность изменения рекуррентного времени с масштабом с удовлетворительной точностью описывается одной и той же зависимостью:

$$\ln \tau = 0{,}17 \cdot \ln M_0 - 3{,}47, \qquad (3.31)$$

где τ – время в годах. Зависимость (3.31) приведена на рис. 3.9 сплошной линией.

Данные для Байкальских землетрясений лежат заметно ниже; это, вероятно, свидетельствует о том, что события в последовательностях происходили хоть и на близких, но не на совпадающих участках разлома.

Судя по оценке (3.28) – линия (1) на рис. 3.8 – время гидротермального залечивания магистральных разрывов настолько велико по сравнению с периодом повторяемости землетрясений – линии (2) и (3), что едва ли этот процесс может оказывать определяющее влияние на восстановление прочности сейсмогенных разломов. Иное дело восстановление прочности микротрещин. Характерное время этого процесса 5–50 лет (серый штрих-пунктир на рис. 3.8) сопоставимо со

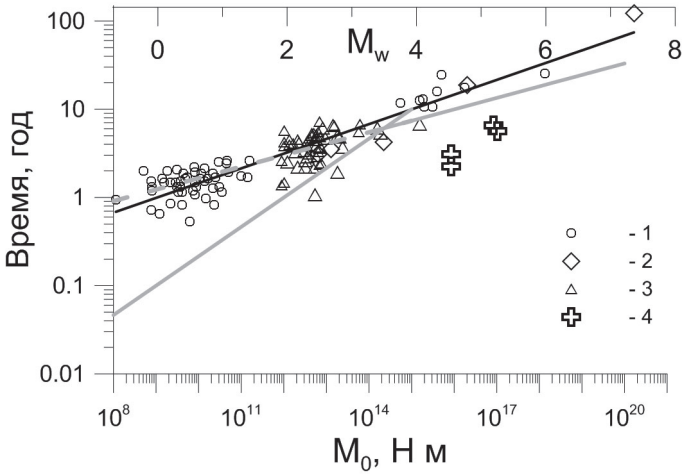


Рис. 3.9. Рекуррентное время для последовательностей повторных землетрясений в различных регионах в зависимости от величины сейсмического момента.

1 – Калифорния, 2 – Япония, 3 – Тайвань (1÷3 по данным [Chen, 2007]), 4 – Прибайкалье [www.seis-bykl.ru/]. Зависимость (3.31) – черная линия, зависимость (3.33) – серая

временем подготовки средних и крупных землетрясений, так что залечивание мелких трещин в зоне влияния магистрального разрыва может оказать влияние на интегральные характеристики разломной зоны.

Следует также признать, что время, получаемое из зависимости (3.27), может оказаться существенно завышенным, поскольку это соотношение получено из оценки длительности периода, необходимого для заполнения дилатантной зоны землетрясения твердой фазой, осажденной из гидротермальных растворов, по аналогии с месторождениями жильного типа [Ружич и др., 1990]. Высокая степень локализации деформации в центральных зонах сейсмогенных разломов означает необходимость «восстановления механических характеристик» не всей дилатантной области, а намного более узкой зоны магистрального разрыва. Кроме того, для восстановления фрикционной прочности вовсе не требуется заполнение всех трещин. Для эффективной работы адгезионного механизма достаточно взаимодействия флюида с породой лишь в областях «реального» контакта поверхностей раздела. Собственно адгезия и есть увеличение реальной площади контакта, который, как известно, составляет всего лишь первые проценты от площади поверхности [Scholz, 2002]. Тот факт, что время восстановления контакта после малых землетрясений заметно меньше, чем время залечивания микротрещиноватости, свидетельствует о достаточной эффективности адгезионного механизма. В явном виде адгезионное увеличение фрикционной прочности контакта неоднократно наблюдалось в лабораторных экспериментах [Dieterich, 1979]. Заметим, что наличие флюидов, хотя бы в виде пленок, является существенным для контактного взаимодействия. Так, в экспериментах, проведенных в атмосфере сухого аргона, зависимости коэффициента трения от времени стационарного контакта выявлено не было [Scholz, 2002]. В опытах с трением тонкого слоя зернистого материала фрикционные характеристики определяются, в том числе, вязкостью флюида, содержащегося в заполнителе в количестве всего 0,5% [Кочарян, Остапчук, 2015].

Интерпретация слабой зависимости (3.31) рекуррентного времени от масштаба землетрясения вызывает определенные затруднения. Было предложено несколько моделей, в которых, однако, приходится прибегать к предположениям, не имеющим экспериментального подтверждения [Nadeau, Johnson, 1998].

Выразим величину времени подготовки события через геомеханические параметры разломной зоны – скорость деформирования разлома $\partial D/dt$, амплитуду накопленных в течение сейсмического цикла избыточных напряжений $\Delta\sigma$ и сдвиговую жесткость разлома k_s:

$$\tau \approx \left(\frac{dD}{dt}\right)^{-1} \frac{\Delta\sigma}{k_s} \tag{3.32}$$

Выражая жесткость через масштаб нарушения, а затем через сейсмический момент при помощи соотношений (2.57), (3.11) и (3.12), получаем:

$$\tau(\text{год}) \approx \begin{cases} 10^{-4}\, M_0^{1/3}, & M_0 < 10^{15}\ \text{Нм}\ \ (\text{а}) \\ 8{,}3 \cdot 10^{-2}\, M_0^{0{,}13}, & 10^{15} < M_0 < 10^{20}\ \text{Нм}\ \ (\text{б}) \end{cases} \tag{3.33}$$

При выводе соотношения (3.33) мы приняли $\Delta\sigma$ = 10 МПа, а $\partial D/dt$ = 5 мм/год. Последнее значение следует из анализа зависимости плотности распределения

очагов землетрясений от средней скорости смещения по разлому [Кочарян и др., 2008].

Зависимость (3.33) приведена на рисунках 3.8 и 3.9 сплошными серыми линиями. Как видно, для событий с $M_0 > 10^{15}$ соотношение (3.33б) удовлетворительно описывает экспериментальные данные, а для последовательностей мелких событий экспериментальные данные лежат значительно выше, чем расчет по соотношению (3.33а). Заметим, что аппроксимация зависимости (б) в область малых значений момента очень хорошо совпадает с результатами измерений (серый пунктир на рис. 3.9). Это, вероятно, связано с тем обстоятельством, что последовательности повторных событий разной магнитуды, данные о которых приведены на рис. 3.9, происходили на одних и тех же участках крупных разломных зон, так что жесткость этих участков разломов описывается скорее зависимостью (2.57б), что и приводит к выражению (3.33б).

Таким образом, наблюдается закономерность более медленного, чем это следует из соотношений для самоподобной среды, роста с масштабом времени подготовки землетрясения. Приведенное время восстановления механических характеристик $\tau_r/M_0^{1/3}$ снижается с ростом масштаба землетрясения. Это, скорее всего, связано с нелинейной зависимостью характерной жесткости разломных зон от масштаба.

Восстановление механических характеристик сейсмогенных разрывов разного масштабного уровня определяется различными физическими процессами. Судя по проведенным выше оценкам, для слабой сейсмичности основную роль играет адгезионный механизм восстановления прочности, при котором скорость залечивания в значительной степени определяется скоростью деформации. Для средних и крупных событий гидротермальный механизм залечивания микротрещин оказывает, по-видимому, существенное влияние на свойства среды в области контактов макронеровностей ('asperities' или контактных пятен). Процесс восстановления сплошности магистрального разрыва не оказывает существенного влияния на время подготовки землетрясения.

3.3. Постсейсмическое скольжение

В сейсмически активных регионах можно выделить несколько типов медленного скольжения по разломам в зависимости от их расположения на оси времени относительно крупного землетрясения. В данном разделе мы рассмотрим особенности постсейсмического скольжения – процесса непосредственно связанного с состоявшимся динамическим событием, землетрясением или крупным взрывом.

Механика возникновения постдинамических движений может быть различной. Это и структурная сверхпластичность поликристаллических сред [Гольдин, 2004], и изменение коэффициента трения в зависимости от скорости деформации и накопленного перемещения [Marone et al., 1991], и нелинейность зависимости сдвиговой жесткости межблокового контакта от накопленной деформации [Кочарян и др., 2006а]. Понятно, что в природе процесс движения блоков может быть обусловлен одновременно несколькими причинами. На крупном масштабе это могут быть, например, последствия динамического вспарывания разлома, взаимодействие сейсмических волн с соседними межблоковыми границами, неравно-

мерность распределения подвижки по плоскости разлома [Marone, 1998], релаксационные процессы в коре, вызванные вязкоупругим взаимодействием нижней коры и верхней мантии [Pollitz, 1997] и т.д. На техногенном уровне при проведении массовых взрывов, могут проявляться как эффекты динамического деформирования блочной среды, так и последствия относительно медленной релаксации напряжений в горном массиве, вызванной, например, перераспределением масс внутри массива при отбойке породы [Сырников, Тряпицын, 1990]. Ясно, что эти процессы происходят с различными скоростями и должны описываться разными реологическими соотношениями.

Медленное постсейсмическое скольжение, наблюдаемое после некоторых крупных и средних землетрясений, обладает рядом отличительных черт. Плоскость локализации процесса скольжения чаще всего совпадает с разломом землетрясения, а вектор перемещения – с направлением косейсмических смещений. Кумулятивная амплитуда составляет, как правило, десятки процентов величины косейсмической подвижки, а в некоторых случаях даже превышает последнюю, достигая величины в несколько метров. Длительность постсейсмического скольжения, в зависимости от масштаба землетрясения, составляет от первых часов до двух-трех лет.

Разные авторы используют различные зависимости для описания затухающего характера постсейсмического скольжения. Часто для аппроксимации одних и тех же данных одними авторами используются вязкоупругие соотношения $\varepsilon \sim (1 - \exp(-t/\tau))$, а другими – соотношения так называемой логарифмической ползучести $\varepsilon \sim \ln(1 + t/\tau)$. Между тем, использование разных реологических соотношений подразумевает различное понимание причин, вызывающих медленные движения. Так, степенной закон релаксации $\varepsilon \sim (t/\tau)^{1-p}$ часто связывается со спадом афтершоковой активности, логарифмический – с затуханием постсейсмического скольжения, экспоненциальный – с вязкоупругими процессами в нижней коре и мантии. Трудности интерпретации результатов крупномасштабных наблюдений определяются тем обстоятельством, что измеряемая в экспериментах динамика деформаций в дискретной среде чаще всего не может быть напрямую увязана с соответствующими изменениями поля напряжений.

Рассмотрим простейшую модель относительного перемещения двух недеформируемых блоков, разделенных разломом с некоторыми свойствами. Пусть из-за вариации внешних сил, действующих на систему, сформировалось движение этих блоков с разными скоростями $V_1(t)$ и $V_2(t)$. Соответственно, скорость относительного движения $V(t) = V_1(t) - V_2(t)$, а величина смещения вдоль межблоковой границы $W(t) = \int_0 V(t)dt$.

После некоторого переходного процесса сила сопротивления сдвигу вдоль границы между блоками F_c становится выше, чем величина внешнего сдвигового усилия T, которую в дальнейшем будем считать постоянной. Полагая, что контакт между блоками обладает сдвиговой жесткостью k_s, изменение касательного напряжения связано с параметрами межблокового перемещения соотношением:

$$\frac{d\sigma_s}{dt} = -k_s \dot{W} \tag{3.34}$$

Закономерности снижения силы сопротивления сдвигу в рассматриваемом процессе зависят от реологических свойств разлома.

Рассмотрим некоторые варианты описания реологии межблокового контакта.

а) ***вязкая жидкость***

В этом случае напряжения пропорциональны скорости деформации контакта:

$$\sigma_s = \alpha \cdot \dot{W}, \tag{3.35}$$

где $\alpha = \eta/l$ – удельная вязкость контакта, l – эффективная толщина контакта, η – вязкость.

Из (3.34) и (3.35)

$$\frac{d\sigma_s}{dt} = -\frac{k_s}{\alpha}\sigma_s \tag{3.36}$$

Решая (3.36), получаем:

$$\sigma_s = Ce^{-\frac{k_s}{\alpha}t} = Ce^{-\frac{t}{\tau}}, \tag{3.37}$$

где характерное время $t = \dfrac{\alpha}{k_s} = \dfrac{\eta}{k_s l} = \dfrac{\eta}{G}$, а G – эффективный модуль сдвига контакта.

Тогда из (3.35) и начального условия $V(0) = V_0$:

$$V(t) = \dot{W}(t) = V_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}. \tag{3.38}$$

Соответственно:

$$W(t) = \int_0^t V_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} dt = V_0\tau\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \tag{3.39}$$

б) ***сухое трение с зависимостью коэффициента трения от скорости***

Согласно [Dieterich, 1979], примем сопротивление сдвигу от скорости перемещения в виде:

$$\sigma_s = \sigma_{s0}\left[1 + \xi \cdot \ln\left(\frac{V}{V_0}\right)\right] \tag{3.40}$$

В (3.40) σ_{s0} – напряжение на контакте в начальный момент времени при скорости V_0.

Из (3.40) имеем $\dfrac{d\sigma_s}{dt} = \dfrac{\sigma_{s0}\xi}{V}\dfrac{dV}{dt}$ или, учитывая (3.34), $\dfrac{\sigma_{s0}\xi}{V}\dfrac{dV}{dt} = -k_s V$, а

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{k_s}{\sigma_{s0}\xi}V^2 \tag{3.41}$$

Решая (3.41) при начальных условиях $V(0) = V_0$, получаем:

$$V(t) = \frac{V_0}{1 + \dfrac{k_s V_0}{\xi\sigma_0}t} = \frac{V_0}{1 + \dfrac{t}{\tau}}, \tag{3.42}$$

где

$$\tau = \frac{\xi\sigma_0}{k_s V_0}. \tag{3.43}$$

Соответственно:

$$W(t) = \int_0^t \frac{V_0}{1 + \frac{t}{\tau}} dt = V_0 \tau \cdot \ln\left(1 + \frac{t}{\tau}\right) \tag{3.44}$$

Заметим, что аналогичным образом несложно учесть и зависимость коэффициента трения от времени стационарного контакта.

в) ***межзерновое скольжение (структурная сверхпластичность поликристаллических сред)***

Как отмечается в [Гольдин, 2004], специфичность поведения поликристаллических материалов, в том числе эндогенных горных пород, определяется тем, что классическая дислокационная пластичность не ограничивается пластической деформацией каждого зерна, но имеет характер коллективного поведения многих зерен. В результате сильных концентраций напряжений на границах возникает возможность межзернового проскальзывания и поворотов зерен. Эти механизмы определяют явление структурной сверхпластичности. Реализация подобного механизма вполне вероятна и при деформировании разломных зон.

Скорость деформации при структурной сверхпластичности зависит от касательного напряжения σ и характерного размера зерна *d* следующим образом:

$$\dot{\varepsilon} = \alpha\sigma^m / d^p, \tag{3.45}$$

где коэффициент α зависит от таких термодинамических параметров как температура, коэффициент диффузии, постоянная решетки и т.п., $m \sim 2–5$, $p = 2–3$ [Чувильдиев, 2004; Poirier, 1985].

Таким образом, если деформация межблокового контакта определяется явлением межзернового скольжения:

$$\dot{W} = \alpha \cdot \sigma^{1/a} = \frac{1}{\varsigma} \cdot \sigma^{1/a} \quad (a = 1/m) \tag{3.46}$$

Тогда из (3.46) и (3.34):

$$\frac{d\sigma_s}{dt} = -k_s \alpha \cdot \sigma^{1/a} \tag{3.47}$$

Решая (3.47), получаем:

$$\sigma = \left[C - k_s \alpha \frac{a-1}{a} t\right]^{\frac{a}{a-1}}.$$

Скорость деформации:

$$\dot{W}(t) = \varsigma\left[C - k_s \alpha \frac{a-1}{a} t\right]^{\frac{1}{a-1}} = \left\langle C = \left(\frac{V_0}{\alpha}\right)^{a-1} \right\rangle = V_0\left[1 - \frac{k_s \alpha^a}{V_0^{a-1}} \frac{a-1}{a} t\right]^{\frac{1}{a-1}} = V_0\left[1 + (1-a)\frac{t}{\tau}\right]^{\frac{1}{a-1}} \tag{3.48}$$

где

$$\tau = \frac{a V_0^{a-1}}{k_s \alpha^a} = \frac{a}{k_s V_0}\left(\frac{V_0}{\alpha}\right)^a = \frac{a}{k_s V_0}\,\sigma(0) \tag{3.49}$$

Межблоковое перемещение:

$$W(t) = \frac{\tau V_0}{a}\left\{1 - \left[1 + (1-a)\frac{t}{\tau}\right]^{\frac{a}{a-1}}\right\}. \qquad (3.50)$$

При $a \to 1$, когда уравнение структурной сверхпластичности (3.46) переходит в соотношение для вязкой жидкости (3.35), решения (3.48) и (3.50) стремятся к зависимостям (3.38) и (3.39):

$$\lim_{a\to 1}\tau = \lim_{a\to 1}\frac{a\cdot V_0^{a-1}}{k_s\alpha^a} = \frac{1}{k_s\alpha} = \frac{\varsigma}{k_s}$$

$$\lim_{a\to 1}V(t) = \lim_{a\to 1}\dot{W}(t) = V_0\lim_{a\to 1}\left[1 + (1-a)\frac{t}{\tau}\right]^{\frac{1}{a-1}} = V_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Соответственно,

$$\lim_{a\to 1}W(t) = \tau V_0\lim_{a\to 1}\frac{1}{a}\left\{1 - \left[1 + (1-a)\frac{t}{\tau}\right]^{\frac{a}{a-1}}\right\} = V_0\tau\left(1 - \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}\right).$$

Другим предельным случаем является $a \to 0$.

В этом случае

$$\lim_{a\to 0}V(t) = \lim_{a\to 0}\dot{W}(t) = V_0\lim_{a\to 0}\left[1 + (1-a)\frac{t}{\tau}\right]^{\frac{1}{a-1}} = \frac{V_0}{1+\frac{t}{\tau}},$$

то есть совпадает с выражением (3.42) для скорости деформации в случае контакта с трением.

Для перемещения получаем соотношение идентичное выражению (3.44):

$$\lim_{a\to 0}W(t) = \tau V_0\lim_{a\to 0}\frac{1}{a}\left\{1 - \left[1 + (1-a)\frac{t}{\tau}\right]^{\frac{a}{a-1}}\right\} = V_0\tau\cdot\ln\left(1 + \frac{t}{\tau}\right)\cdot$$

Таким образом, сухое трение является асимптотикой структурной сверхпластичности при малых значениях параметра a.

Сравнение (3.43) и (3.49) дает соотношение $a \sim \xi$, что справедливо при малых a (согласно многим лабораторным исследованиям, см., например, [Marone, 1998], $\xi \sim 0{,}005$–$0{,}007$).

На рис. 3.10 для наглядности приведены графики зависимостей (3.39) и (3.44) в сравнении с (3.50) при нескольких значениях параметра a. Видно, что, если при малых временах ($\tau/t < 1$) практически идентичны, то с увеличением времени наблюдения их асимптотика радикально различается. Таким образом, можно заключить, что имея достаточно длинный ряд измерений параметров межблоковых перемещений, можно судить о реологических характеристиках разломной зоны, а следовательно и о механизме скольжения.

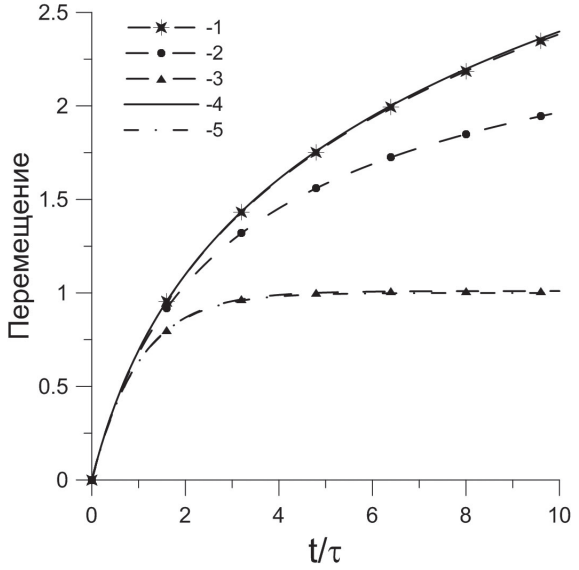


Рис. 3.10. Сопоставление зависимостей межблокового перемещения от времени для контактов с разной реологией.

1 – функция (3.50) при a = 0,01; 2 – при a = 0; 3 – при a = 0,99; 4 – функция (3.44); 5 – функция (3.39)

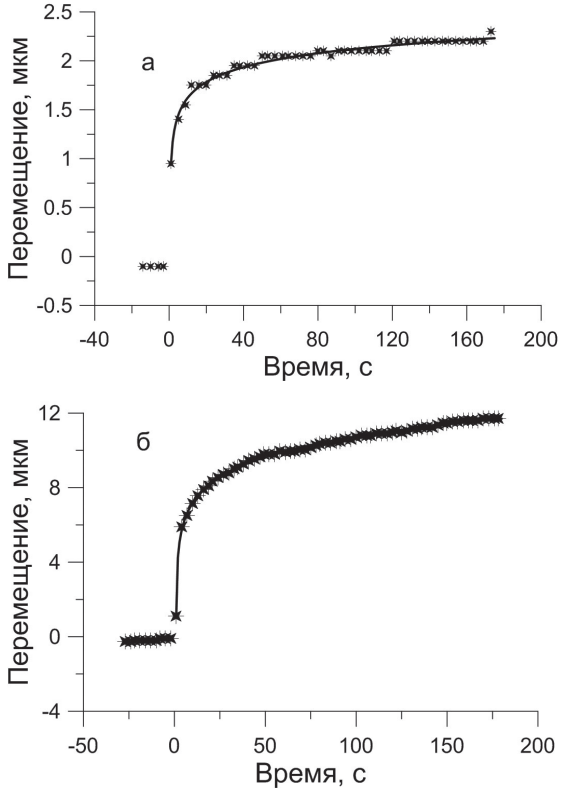


Рис. 3.11. Зависимость межблокового перемещения от времени при ступенчатом нагружении контакта, заполненного песком.

Значки – результаты измерений (частота опроса – 1/с, показана каждая третья точка); линии – аппроксимация экспериментальных данных соотношением (3.50); аппроксимация соотношением (3.44) на рисунке не показана;

а – изменение сдвигового усилия со 100 до 110 Н; в аппроксимации (3.50) a = 0,06 с коэффициентом корреляции R = 0,974; в аппроксимации (3.44) V = 0,57 мкм/с; τ = 0,36 с; R = 0,973.

б – изменение сдвигового усилия со 150 до 160 Н; в аппроксимации (3.50) a = 0,09 с коэффициентом корреляции R = 0,985; в аппроксимации (3.44) V = 9,07 мкм/с; τ = 0,17 с; R = 0,980

Рассмотрим реакцию системы, состоящей из прочных блоков, разделенных податливой прослойкой, на ступенчатое изменение сдвигающей нагрузки. В опытах использовались прослойки из кварцевого песка и технического пластилина.

На рис. 3.11 показаны результаты двух опытов, в которых сдвиговое усилие на контакте, заполненном кварцевым песком, было ступенчатым образом увеличено на 10 Н (предельная прочность контакта в этой серии опытов составляла 180 Н). Измерение перемещения в этих опытах производилось с частотой опроса 1/с. На полученных зависимостях явно виден характерный эффект – после резкого увеличения перемещения, вызванного приложенной нагрузкой, происходит медленное перемещение блока, которое постепенно затухает.

Сплошной линией на этих графиках показана аппроксимация экспериментальных данных уравнением (3.50). Результаты аппроксимации показывают, что при исключительно высоких коэффициентах корреляции ($R \sim 0{,}97$–$0{,}98$) параметр a в уравнении (3.50) достаточно мал ($a < 0{,}1$). Это позволяет заключить, что реология межблокового контакта описывается законами сухого трения.

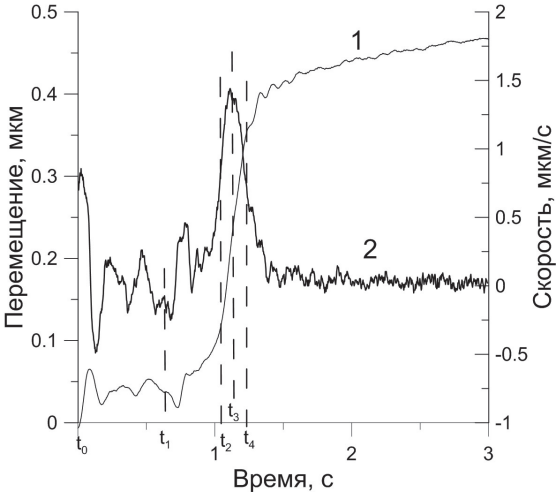


Рис. 3.12. Перемещение (1) и скорость (2) межблоковой подвижки при изменении сдвигающего усилия с 30 до 40 Н

Этот вывод подтверждается и прямыми высокочастотными измерениями межблоковых перемещений. На рис. 3.12 показаны результаты регистрации емкостным датчиком начального участка одного из этапов ступенчатого увеличения сдвигового усилия. Время и перемещение на графике отсчитываются от момента приложения очередной ступени нагружения. Дифференцирование зарегистрированных эпюр динамического смещения позволяет вычислить скорость и ускорение блока, а значит и действующие на блок силы.

Изменение во времени кинематических параметров межблоковой подвижки и сил, действующих на контакте, можно схематично представить следующим образом (см. рис. 3.12).

Можно выделить несколько характерных этапов:

1) (t_0–t_1) Начальный переходный участок, связанный с реакцией системы нагружения на установку очередного груза.

2) (t_1–t_2) Рост сдвигового усилия F_s происходит значительно быстрее увеличения сопротивления сдвигу $F_{\text{сопр}}$, обусловленного деформацией контакта. Чем больше величина F_{s0}, то есть чем ближе контакт к пределу прочности, тем медленнее, по сравнению с F_s, растет сила сопротивления сдвигу. Это происходит из-за снижения жесткости контакта по мере приближения к пределу прочности.

В момент времени t_2 приложенное сдвиговое усилие перестает возрастать, то есть далее выполняется равенство $F_s = F_{s0} + \Delta F$.

3) (t_2–t_4) На этом отрезке темп роста сопротивления сдвигу становится выше скорости увеличения нагрузки и в момент времени t_3 достигается равенство сдвигающего усилия F_s и силы сопротивления сдвигу $F_s = F_{\text{сопр}}$. Важно, что, достигнув уровня F_s, сила сопротивления продолжает увеличиваться до момента $t = t_4$ за счет того, что величина межблокового перемещения продолжает возрастать.

4) ($t > t_4$) На этом участке сила сопротивления сдвигу после достижения максимума постепенно снижается, вероятно, из-за достижения достаточных значений скорости и перемещения [Dieterich, 1979]. Именно этот участок соответствует логарифмической ползучести контакта, или, говоря на языке «кулоновского трения», происходит переход от трения покоя к трению скольжения.

Поскольку, как было показано выше, в этих экспериментах параметр a в соотношении (3.50) достаточно мал, то экспериментальные данные могут быть с хорошей точностью описаны и логарифмической зависимостью (3.44). Эта аппроксимация на рис. 3.11 не показана, так как практически совпадает с (3.50), показанной на рисунке сплошной линией. Используем измеренные параметры функции (3.44) для оценки характеристик контакта.

Для опыта, эпюра смещения для которого показана на рис. 3.11, а, имеем: τ = 0,36 с, $V_0 = 5{,}7 \cdot 10^{-4}$ мм/с, $\sigma_0 = 0{,}015$ МПа. Типичное значение параметра ξ для такого контакта составляет величину $\xi \sim 0{,}01$ [Кочарян и др., 2006]. Соответственно, из соотношения (3.43) получаем оценку сдвиговой жесткости:

$$k_s = \frac{\xi\sigma_0}{\tau V_0} = \frac{0{,}02 \cdot 0{,}015 \text{ МПа}}{0{,}36 \text{ с} \cdot 5{,}7 \cdot 10^{-4} \text{ мм/с}} = 1{,}5 \text{ МПа/мм}.$$

Для опыта, показанного на рис. 3.11, б, τ = 0,17 с, $V_0 = 9{,}1 \cdot 10^{-4}$мм/с, $\sigma_0 = 0{,}023$ МПа, откуда оценка жесткости контакта:

$$k_s = \frac{\xi\sigma_0}{\tau V_0} = \frac{0{,}02 \cdot 0{,}023 \text{ МПа}}{0{,}17 \text{ с} \cdot 9{,}1 \cdot 10^{-3} \text{ мм/с}} = 0{,}3 \text{ МПа/мм}.$$

Полученные величины k_s демонстрируют эффект снижения жесткости с ростом сдвиговой нагрузки и с неплохой точностью совпадают со значениями, рассчитанными независимо по параметрам колебаний, регистрируемых в окрестности такой трещины (см. гл. 2). Заметим, что и значения V_0, полученные из аппроксимации экспериментальных данных соотношением (3.44), близки к величине скорости межблокового перемещения в момент времени t_4 (см. рис. 3.12). Результаты регистрации в модели акустических импульсов показали, что несмотря на то, что относительное перемещение блоков регистрируется, по крайней мере, в течение сотен секунд, акустическое излучение наблюдается лишь в первые секунды, то есть ситуация аналогична соотношению между длительностью косейсмической и постсейсмической стадии землетрясений.

Существенно иная картина наблюдается для контакта, заполненного пластилином. На рис. 3.13, а приведена типичная зависимость межблокового перемещения от времени в опыте со ступенчатым увеличением сдвигового усилия, а на рис. 3.13, б – зависимость установившегося значения скорости деформации такого контакта от приложенного сдвигового усилия. Заметим, что пластилин

между блоками заливался в виде расплава, что практически исключает возможность скольжения блока по пластилину вплоть до разрушения контакта. Из приведенных результатов видно, что скорость деформации контакта пропорциональна приложенному напряжению, то есть реология пластилинового контакта с хорошей точностью описывается соотношением (3.35) для вязкой жидкости.

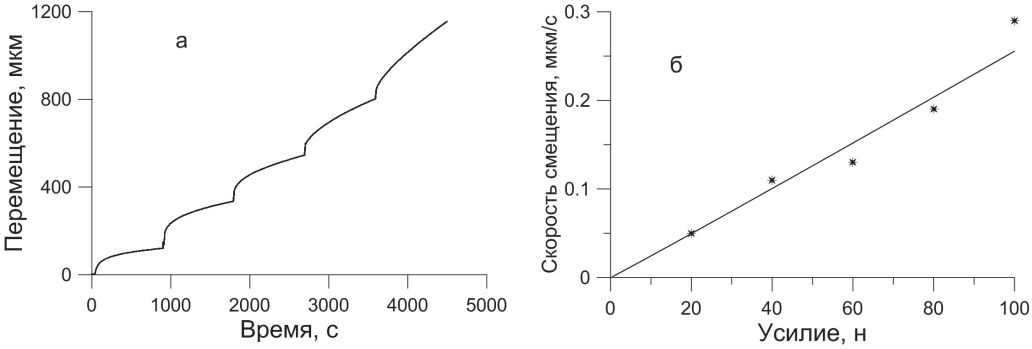


Рис. 3.13. Результаты измерений параметров относительного смещения блоков, разделенных пластилиновой прослойкой, при ступенчатом нагружении.

а – изменение относительного перемещения от времени; б – скорость деформации на установившемся участке при различных сдвиговых усилиях. Линия – наилучшее приближение $\dot{W} = 0{,}0023 \cdot T^{1{,}01}$

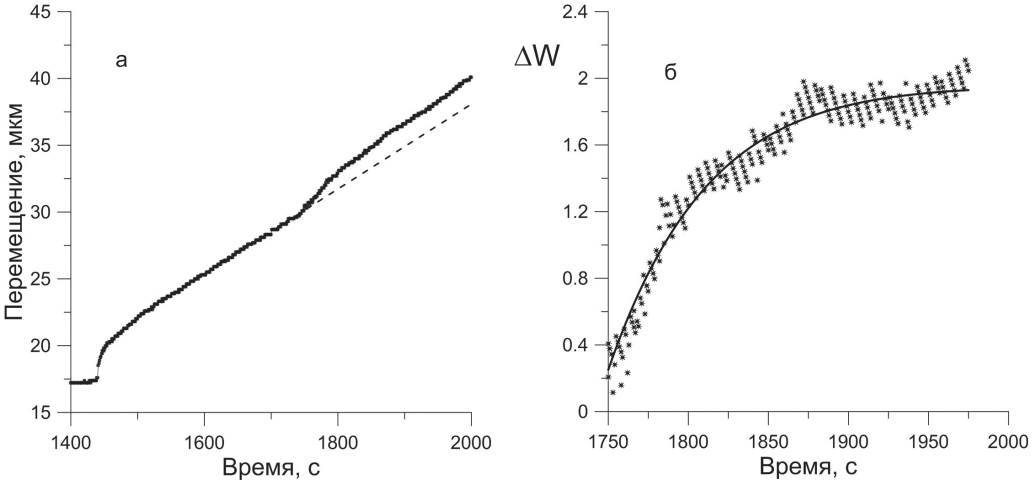


Рис. 3.14. Результаты измерений параметров относительного перемещения блоков, разделенных пластилиновой прослойкой, при возмущении стационарного процесса ударом стального шара.

а – зависимость перемещения от времени. Пунктир – аппроксимация стационарного участка; б – приращение перемещения по сравнению с невозмущенным случаем.
Линия – аппроксимация соотношением (3.50) $a = 1{,}07$; коэффициент корреляции $R = 0{,}957$

На рис. 3.14, а показаны результаты измерения относительного смещения блоков в эксперименте, в котором стационарное деформирование под действием статической нагрузки было нарушено импульсным воздействием (удар стального шара) в момент времени $t = 1750$ с. Пунктиром на рис. 3.14, а приведена линей-

ная аппроксимация стационарного участка. Из приведенных данных видно, что в результате удара скорость деформации вначале возросла, а затем практически вернулась к стационарному значению. Изменение перемещения в результате импульсного воздействия (разность между аппроксимацией и экспериментальной зависимостью) показано на рис. 3.14, б. Линией на этом рисунке показана аппроксимация экспериментальных данных зависимостью (3.50). Как видно, величина параметра *a* близка к единице, что соответствует реологии вязкой жидкости.

Таким образом, как показывают результаты лабораторных экспериментов, обработка результатов измерений параметров межблоковых перемещений может дать информацию о свойствах межблоковых границ. Постдинамическое деформирование контакта, заполненного кварцевым песком, описывалось законами сухого трения, а заполненного техническим пластилином – реологией ньютоновской жидкости.

Разработанный подход был использован для анализа постсейсмических перемещений при землетрясениях и взрывах. Вероятно, впервые постсейсмическое скольжение было в явном виде зарегистрировано после Паркфилдского землетрясения 1966 года [Smith, Wyss, 1968]. Впоследствии постсейсмический крип регистрировался для многих событий различного масштаба прямыми наблюдениями с помощью деформографов, установленных на разломах, а также путем обработки данных геодезических измерений в регионах с развитыми сетями GPS. Постсейсмическое скольжение регистрировалось и для крупных землетрясений в межплитовых зонах [Kawasaki et al., 2001; Гордеев и др., 2001] и др., и для внутриплитовых событий меньшего масштаба [Burgmann et al., 2002; Ergintav et al., 2002] и др. Специальные процедуры обработки GPS наблюдений [Heki, Tamura, 1997] позволили получить достаточно подробную картину постсейсмических деформаций в различные отрезки времени: от первых минут до двух лет после основного толчка.

Рассмотрим некоторые данные измерений постсейсмических деформаций в разных регионах. В качестве примера рассмотрим результаты измерений параметров постсейсмических перемещений для события Sanriku-Haruka-Oki 28.12.1994 г. (M_w = 7,7).

На рис. 3.15 приведены некоторые результаты обработки GPS измерений, отобранные из нескольких опубликованных работ [Heki et al., 1997; Heki, Tamura, 1997; Melbourne et al., 2002]. Можно отметить следующие особенности деформационного процесса. Прежде всего, очевидно радикальное изменение скорости деформации, произошедшее в результате землетрясения. Основной скачок на записях произошел в момент времени примерно соответствующий моменту прихода поперечной волны [Heki, Tamura, 1997]. Из рис. 3.15, б можно видеть, что сильнейший афтершок (M = 6,9) также оказал заметное влияние на ход деформаций. Последний эффект вполне типичен и наблюдался на целом ряде землетрясений, например, 23.06.2001 г. в Перу (M_w = 8,4) [Ruegg et al., 2002], 17.08.1999 г. (M_w = 7,5) в Турции [Ergintav et al., 2002] и т.д. С течением времени скорость деформации снижается, приближаясь постепенно к фоновому значению. На графиках рис. 3.16 точками показаны результаты измерений, полученные путем оцифровки графических данных из ряда публикаций [Kawasaki et al., 2001; Heki et al., 1997; Heki, Tamura, 1997], а сплошными линиями приведена их аппроксимация зависимостью (3.50).

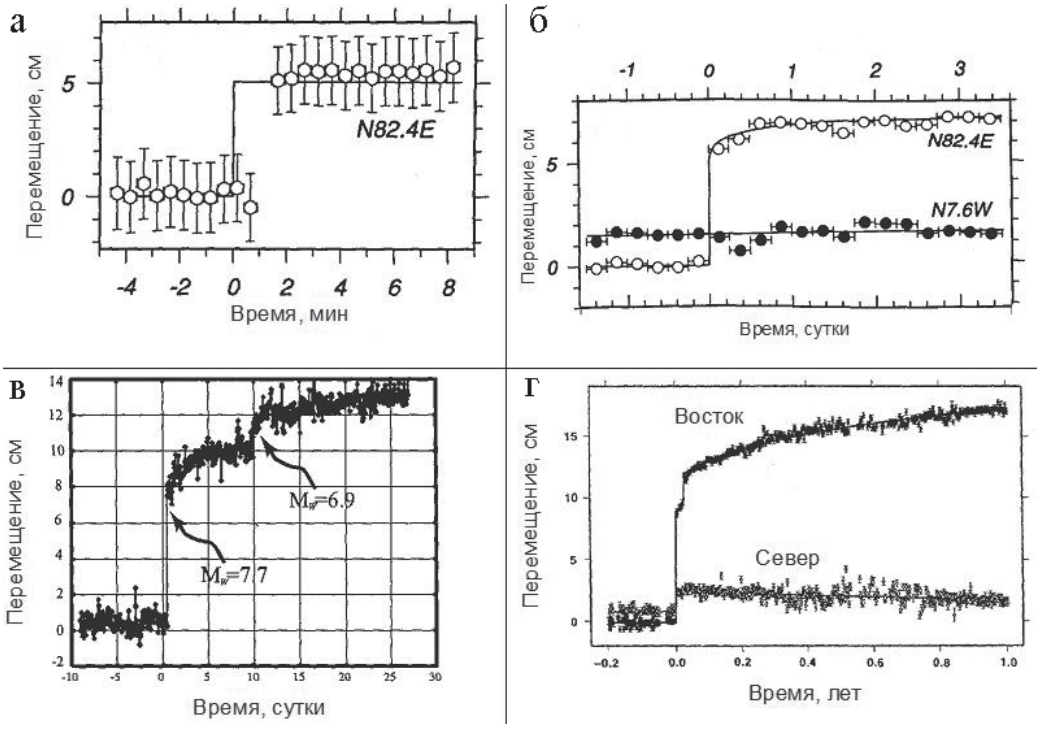


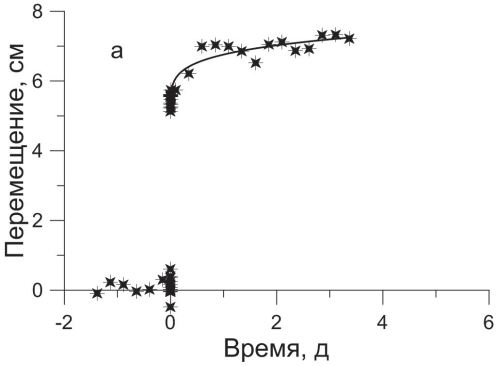
Рис. 3.15. Результаты наблюдений параметров постсейсмического перемещения при землетрясении Sanriku-Haruka-Oki 28.12.1993.

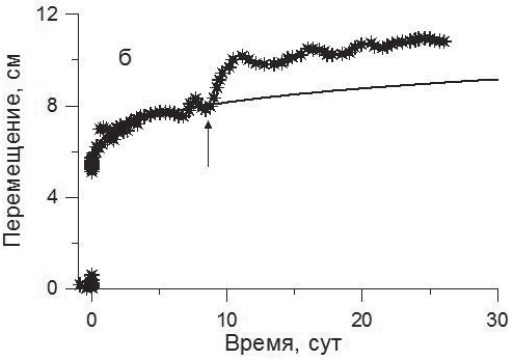
а, б – горизонтальное смещение станции GPS Kuji по отношению к станции Miyako [Heki., Tamura, 1997]; в, г – изменение горизонтальной координаты станции Kuji [Melbourne et al., 2002], г – [Heki et al., 1997]

Аналогичным образом были обработаны результаты наблюдений, проведенных в различных регионах. Результаты обработки сведены в табл. 3.1. Как видно из приведенных результатов, параметр a, по величине которого можно, как отмечалось выше, судить о большей вероятности того или иного механизма постдинамического скольжения, изменяется в диапазоне от –1 до 1. При этом, однако, в большинстве случаев абсолютная величина a довольно мала по сравнению с единицей. Из 24 обработанных рядов данных, лишь в двух случаях (станция HAMT при землетрясении 17.08.1999 г. и станция HTZS при событии 21.09.1999 г.) значение a близко к единице; в 13 случаях $0 \le a < 0{,}25$, а в восьми случаях наблюдаются отрицательные значения параметра a.

Ясно, что в определяющих соотношениях (3.45)–(3.46) показатель степени отрицательным быть не может. Отрицательные значения a наблюдались на начальной стадии постсейсмических деформаций (t < 15 сут) при событиях в Японском желобе, на двух станциях при землетрясении 17.08.1999 г. в Турции и при землетрясении 05.12.1997 г. на Камчатке. Можно обнаружить несколько причин подобного казуса. Во-первых, вскоре после момента землетрясения существенное влияние на скорость постсейсмических деформаций оказывают афтершоки. Об этом, например, свидетельствует упомянутое выше ступенчатое увеличение амплитуды перемещения при крупных афтершоках для нескольких событий. Можно предположить, что

для выявления влияния более мелких событий недостаточна точность измерений, но интегрально они заметно увеличивают скорость деформации, что, вероятно, отражается на результатах измерений при землетрясениях в Японском желобе.





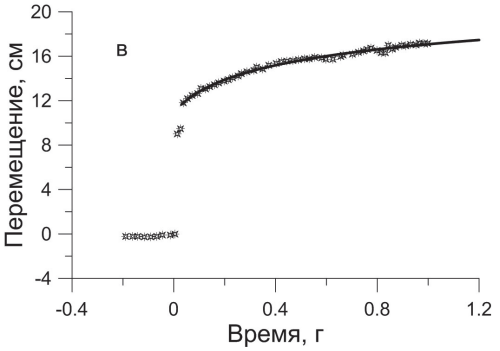
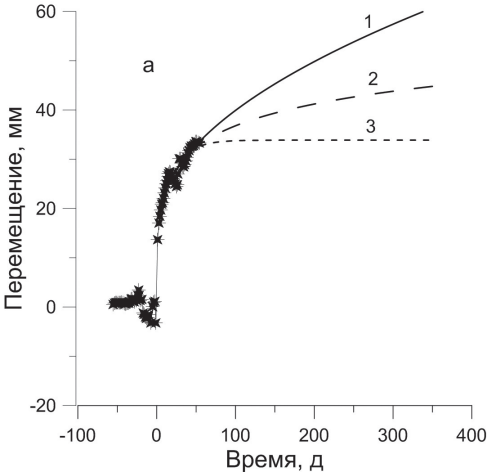


Рис. 3.16. Результаты обработки параметров постсейсмических перемещений при землетрясении Sanriku-Haruka-Oki 28.12.1993.

а – аппроксимация зависимостью (3.50) результатов первых трех дней наблюдений; $a = -0{,}22$, коэффициент корреляции $R = 0{,}93$; б – то же – до момента сильнейшего афтершока ($M = 6{,}9$), показан стрелкой; $a = -0{,}25$, $R = 0{,}92$; в – то же – после момента сильнейшего афтершока; $a = 0{,}11$, $R = 0{,}99$



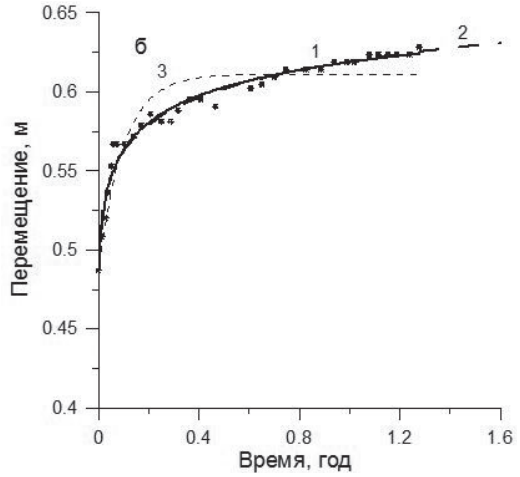


Рис. 3.17. Результаты аппроксимации экспериментальных данных различными функциями.

а – Кронотское землетрясение 5.12.97 г., станция ESSO: 1 – функция (3.50) $a = -1{,}03$, коэффициент корреляции $R = 0{,}92$; 2 – функция (3.44) $R = 0{,}9$; 3 – функция (3.39) $R = 0{,}87$.

б – землетрясение 23.06.01 г. в Перу, станция AREQ: 1 – функция (3.50) $a = 0{,}08$, $R = 0{,}97$; 2 – функция (3.44) $R = 0{,}96$; 3 – функция (3.39) $R = 0{,}84$

На результатах измерений в Турции, возможно, сказался эффект последовавшего через 87 дней землетрясения 12.11.1999 г. (M_w = 7,1). Дело в том, что авторами работы [Ergintav et al., 2002], откуда брались данные, первичная информация была исправлена как раз с целью удаления эффекта землетрясения 12.11.1989 г. Можно предположить, что для некоторых станций это было сделано не вполне корректно.

Для Кронотского землетрясения на Камчатке 05.12.1997 г., M_w = 7,8, судя по данным [Burgmann et al., 2001], существенная афтершоковая активность наблюдалась лишь в течение первых нескольких суток, тогда как аппроксимация двухмесячной зависимости деформации от времени показывает значительные отрицательные значения параметра a. Дело здесь видимо в том, что для событий с такими характерными временами период измерений в 55 дней недостаточен для того, чтобы сделать корректное заключение об асимптотике зависимости перемещения от времени. На рис. 3.17, а приведены результаты измерений одной из камчатских GPS станций, где линиями показано наилучшее приближение зависимостями (3.39), (3.44) и (3.50). Хотя приближение (3.50) с a = –1,03 имеет самый высокий коэффициент корреляции, для проявления значимых различий необходимо, как видно, иметь измерения длительностью ~200 дней. Аналогичные аппроксимации экспериментальных данных для землетрясения в Перу 23.06.01 г., M_w = 8,4, где измерения велись в течение длительного времени, показаны на рис. 3.17, б. Здесь различие в ходе зависимостей проявляются очень отчетливо.

В последнем столбце табл. 3.1 приведены оцененные при помощи выражения (3.43) значения сдвиговой жесткости разломов. Оценка проводилась в тех случаях, когда определенные значения параметра a указывали на доминирующий вклад трения в сопротивление межблоковому сдвигу. Хотя неопределенность как в значении величины действующих напряжений, так и параметра ξ делают эту оценку достаточно произвольной (согласно [Marone, 1998; Scholz, 2002] и др. использовалось значение ξ = 0,005 и типичная величина для коровых землетрясений σ_0 = 100 МПа), полученные порядки величины жесткости (десятки МПа/м), судя по результатам, приведенным в главе 2, являются разумными. Исключение составляет величина k_s ~ 200 МПа/м при землетрясении в Перу. Обращает, также, внимание, что результаты кратковременных наблюдений дают более высокие значения k_s. Это может означать, что на ранних стадиях процесса заметный вклад вносят инициированные перемещения по более мелким нарушениям сплошности.

Таблица 3.1

Параметры аппроксимации результатов наблюдений

Событие	Источники данных	Вид измерений / Пункт	Длительность измерений	Аппроксимация (3.50)		Аппроксимация (3.44)					
				a	R	τ, с	V_0, мм/с	R	τV, мм	σ_0, МПа	k_s, МПа/м
28.12.94; M_w = 7,7; Япония	(Kawasaki, et al., 2001; Heki et al., 1997; Melbourne et al., 2002; Heki, Tamura, 1997)	GPS/ Kuji	72 ч	–0,22	0,93	100	0,02	0,92	2	100	250
			9 дн	–0,25	0,92	6500	0,001	0,92	6,5	100	77
			~1 г.	0,11	0,99	3.10^6	$7\cdot10^{-6}$	0,98	28	100	18

Событие	Источники данных	Вид измерений / Пункт	Длительность измерений	Аппроксимация (3.50)		Аппроксимация (3.44)					
				a	R	τ, с	V_0, мм/с	R	τV, мм	σ_0, МПа	k_s, МПа/м
02.11.89; M_w = 7,1; Япония	(Kawasaki, 2001)	Деформометр/ MYK	30 дн	0,14	0,99						
18.07.92; M_w = 6,9; Япония	(Kawasaki, 2001)	Деформометр/ ESASHI	14 дн	–0,4	0,98						
23.06.01; M_w = 8,4; Перу	(Melbourne et al., 2002; Ruegg et al., 2002)	GPS/ AREQ	~1,5 г.	0,08	0,97	$1{,}6\cdot10^{5}$	$1{,}5\cdot10^{-4}$	0,96	2,4	100	208
28.06.92; M_w = 7,3; Калифорния	(Wyatt et al., 1994)	Светодальномер/ PFO	60 ч	0–0,16	0,98						
28.06.92; M_w = 7,3; Калифорния	(Sylvester, 1993)	геодезия	160 дн	0,07	0,58						
12.09.66; M_L = 5,8; Калифорния	(Smith, Wyss, 1968)	геодезия	400 дн	–0,058	0,99	$1{,}9\cdot10^{5}$	$2\cdot10^{-4}$	0,99	38	100	13
23.11.87 M_s = 6,6; Калифорния	(Sylvester, 1993)	геодезия	340 дн	0,05	0,99	$9{,}8\cdot10^{4}$	$6{,}9\cdot10^{-4}$	0,99	67	100	7
03.02.76; M_s = 7,5; Гватемала;	(Marone, 1998)	геодезия	480 дн	0,26	0,99	$7{,}3\cdot10^{5}$	10^{-4}	0,99	74	100	7
5.12.97; M_w = 7,8; Камчатка;	(Гордеев и др., 2001; Burgmann et al., 2001)	GPS/ ESSO, KLU	55 дн	–1,03	0,92	$4{,}1\cdot10^{5}$	$1{,}6\cdot10^{-5}$	0,90	6,6	100	76
				–0,63	0,93	$1{,}3\cdot10^{5}$	$4{,}7\cdot10^{-5}$	0,87	6,58	100	76
17/08/99; M_s = 7,5; Турция	(Ergintav et al., 2002)	GPS/ MURT, DUMT, TUBI, BEST, HAMT	280 дн	0,1	0,99	$5{,}9\cdot10^{5}$	$4{,}3\cdot10^{-5}$	0,99	25,96	100	19
				-0,06	0,99	$1\cdot10^{6}$	$1{,}8\cdot10^{-5}$	0,99	18	100	28
				-0,19	0,99	$1{,}7\cdot10^{6}$	$0{,}5\cdot10^{-5}$	0,99	8,5	100	59
				-0,8	0,99	$2{,}9\cdot10^{6}$	$1{,}5\cdot10^{-5}$	0,98	43,5	100	11
				1,1	0,96						
09.10.95; M = 8; Мексика	(Azua et al., 2002)	GPS/ COLI	720 дн	0,14	0,99	$3{,}8\cdot10^{5}$	$3{,}5\cdot10^{-5}$		13,3	100	38
21.9.99; M_w = 7,6; Тайвань	(Hsu et al., 2002)	GPS/ HTZS, M507, AF30	500 дн	1,09	0,96						
				0,35	0,96	$4{,}13\cdot10^{6}$	$1{,}37\cdot10^{-6}$	0,96	5,67	100	88
				-0,53	0,99	$1{,}3\cdot10^{6}$	$5{,}5\cdot10^{-6}$		7,15	100	70
5.12.93; Взрыв 255 т ТНТ; Хибины	(Кондратьев, 1996)	Деформометр/Кировский рудник	6 мин	0,05	0,93	1,8	0,09	0,93	0,18	15	450
			4,5 ч	0,96	0,97						

Отличительной особенностью рассмотренных постсейсмических деформаций является возникновение межблокового перемещения в результате динамического процесса – «вспарывания разлома» или воздействия сейсмических колебаний. Судя по полученным результатам, в большинстве случаев определяющий вклад в реологию межблоковой зоны вносит трение. Несколько иная картина наблюдается в тех случаях, когда межблоковые движения образуются в результате достаточно медленного квазистатического процесса. Примеры подобных деформаций также достаточно распространены.

На рис. 3.18 представлен ход деформаций, измеренных в течение нескольких месяцев на Гармском полигоне в Таджикистане [Латынина, Кармалеева, 1978].

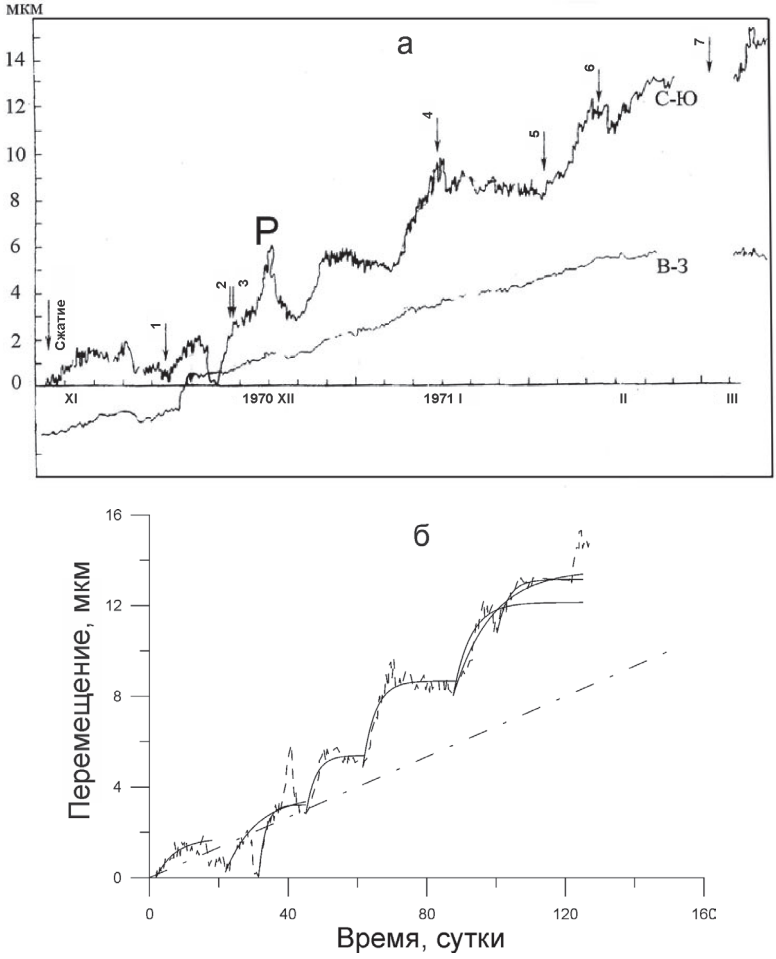


Рис. 3.18. Результаты наблюдений на Гармском полигоне.

а – изменение деформации в сопоставлении с сейсмической активностью Гармского района [Латынина, Кармалеева, 1978]; стрелками показаны моменты землетрясений; пик *P* на кривой деформации связан, по данным авторов с вариацией атмосферного давления; б – пунктирная линия – изменение деформации в направлении север-юг; сплошная линия – аппроксимация участков кривой деформация-время для направления север-юг соотношением (3.50), $a \sim 0{,}63 \div 1{,}09$; штрих-пунктир – средняя за длительный период скорость деформации $\sim 1{,}2 \cdot 10^{-6}$ отн.ед./ год

Видно, что наряду со «спокойными» участками (скорость деформации на этих участках примерно соответствует средним многолетним значениям) наблюдаются интервалы, на которых скорость деформирования в направлении север-юг резко увеличивается. Авторы [Латынина, Кармалеева, 1978] связывают эти особенности с подготовкой нескольких землетрясений (M = 3,5–4,5), эпицентры которых расположены на расстоянии 25–50 км от точки наблюдений, а моменты событий показаны на графике стрелками. Аппроксимация участков резкого изменения скорости деформации уравнениями типа (3.50) показывает, что значение параметра a для этих процессов изменяется в пределах от a = 0,63 до a = 1,09, то есть в данном случае реология контакта имеет, скорее, вязкий характер. Не исключено, что в этом случае были зарегистрированы так называемые явления медленного скольжения (см. раздел 3.4), которые не были известны в 1978 г. Аналогичные результаты ($a \sim 1$) получаются при обработке данных деформографических наблюдений на разломе Imperial Fault, где периодическое относительное движение бортов инициировалось накапливаемыми термоупругими напряжениями [Nava, Glowacka, 1999].

Эффекты межблокового движения регулярно наблюдались и при техногенных воздействиях. На рис. 3.19 приведены результаты обработки записи струнного деформографа, установленного на крупной тектонической трещине при проведении массового взрыва [Кондратьев, 1996]. Анализ низкочастотных записей, проведенных в течение нескольких часов (рис. 3.19, а), показывает, что происходящие в массиве поствзрывные деформационные процессы наилучшим образом описываются соотношением (3.50) с $a \sim 1$ (пределы изменения параметра a для обработанных записей при двух взрывах – 0,84–0,96). Это, как может показаться, противоречит сделанному выше заключению об определяющем вкладе трения в сопротивление постдинамическому сдвигу. Однако более внимательное рассмотрение начального участка записи (рис. 3.19, б) показывает, что деформационный процесс в первые минуты после проведения взрыва имеет вид характерный как раз для фрикционной реологии контакта (a = 0,05) и лишь впоследствии «вклю-

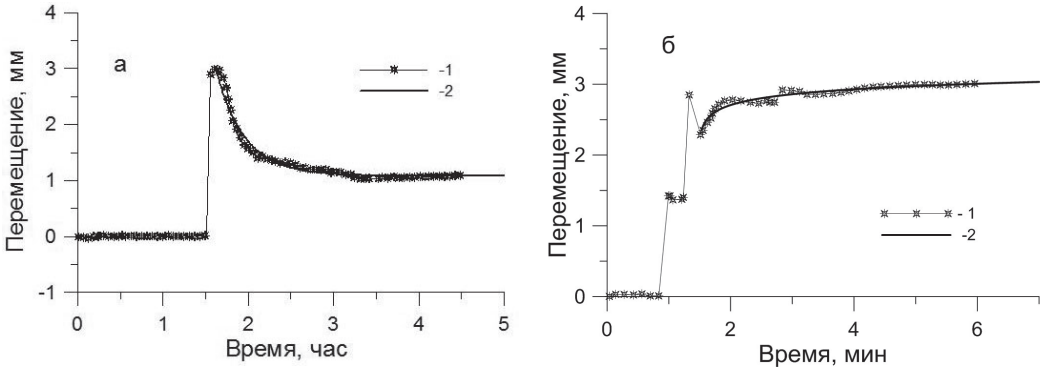


Рис. 3.19. Результаты обработки записи струнного деформографа, установленного на тектоническом нарушении при проведении массового взрыва на Кировском руднике.

1 – экспериментальные данные, полученные путем оцифровки эпюр, приведенных в работе [Кондратьев, 1996]; 2 – аппроксимация экспериментальных данных зависимостью (3.50).

а – полная запись: a = 0,96; коэффициент корреляции R = 0,97.

б – начальный участок записи: a = 0,05; R = 0,93.

Время на рис. а и б отсчитывается от разных моментов

чается» механизм квазивязкого течения. Последний эффект скорее всего связан с перераспределением напряжений в массиве в результате отбойки крупного объема породы. Оценка жесткости тектонической трещины (см. табл. 3.1) дает величину $k_s \sim 500$ МПа/м, что соответствует характерным значениям для нарушений протяженностью порядка километра (см. раздел 2).

Выполненный анализ экспериментальных данных дает основания полагать, что во многих случаях природа медленных межблоковых перемещений может быть определена по результатам долговременных наблюдений. При этом необходимо иметь в виду, что использование недостаточно длительных рядов данных может приводить к ошибочной их интерпретации. Судя по полученным результатам, динамика деформационных процессов определяет и реологию блочной среды. Если при постепенном изменении напряженно-деформированного состояния асимптотика зависимости перемещения от времени близка к закономерностям квазипластического течения, то при резком изменении скорости деформирования характер межблоковых перемещений, по крайней мере на начальном этапе процесса, чаще всего определяется закономерностями сухого трения. Даже для крупных землетрясений зависимость перемещения от времени при постсейсмическом скольжении отличается от соответствующих соотношений для крупномасштабной релаксации коровых деформаций, обусловленной вязкоупругим взаимодействием с нижней корой и верхней астеносферой.

3.4. Режимы медленного скольжения

Как отмечалось выше, можно выделить несколько типов медленного скольжения по разломам. Медленное постсейсмическое скольжение, наблюдаемое после некоторых крупных и средних землетрясений, было рассмотрено в разделе 3.3. В некоторых случаях наблюдается медленное асейсмическое скольжение непосредственно перед крупными землетрясениями, которое длится от нескольких минут до нескольких лет. Хотя в лабораторных экспериментах предварительное скольжение наблюдается достаточно часто, в натурных условиях надежно зарегистрировано всего лишь около десятка таких событий [Roeloffs, 2006], что объясняется, скорее всего, недостаточной чувствительностью измерений.

Большое внимание в настоящее время уделяется событиям медленного скольжения (далее SSE – Slow Slip Event), происходящих в межсейсмический период вне явной связи с крупными землетрясениями. Широкие исследования этого явления развернуты в субдукционной зоне Cascadia у западного побережья Северной Америки. [Dragert et al., 2001] описали произошедшее в этом регионе событие медленного скольжения с амплитудой сдвига около 2–3 см, достигнутой в течение нескольких недель. Они оценили моментную магнитуду события как $M_w \sim 6{,}7$. При этом последнее крупное землетрясение произошло в этой зоне около 300 лет назад. За период с 1997 по 2009 гг. здесь было зарегистрировано свыше 50 событий, относящихся к категории SSE, 20 из которых имели моментные магнитуды $M_w > 5{,}9$ [Miller et al., 2002; Brudzinski, Allen, 2007; Aguiar et al., 2009; Schmidt and Gao, 2010; Gao, 2012]. Продолжительность эпизодов медленного скольжения в Cascadia составляет от 10 дней до нескольких недель, а перемещения довольно малы ~1–3 см. В среднем скольжение здесь происходит со

скоростью ~4 см/год; но на самом деле движение замирает на 11–15 мес, а затем, в течение нескольких недель, происходит интенсивная подвижка. Причем этот процесс близок к периодическому: лишь около 10% событий не вписываются в указанную периодичность [Vidale, Houston, 2012].

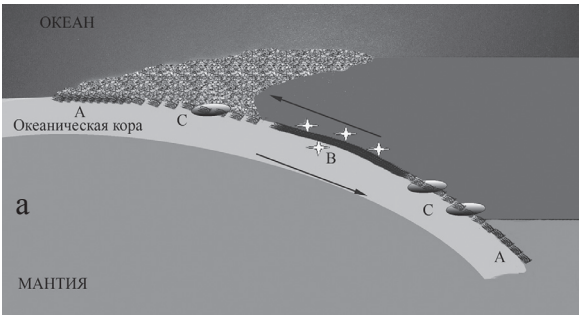
На юго-западе Японии с 2001 по 2008 гг. с помощью высокоточных наклономерных наблюдений было обнаружено свыше 50, происходящих квазипериодически, медленных событий с моментными магнитудами от 5,4 до 6,2. Амплитуда перемещения при каждом таком событии составляла от 0,5 до 3,5 см [Hirose et al., 1999; Ando et al., 2012; Ohta, Ide, 2011; Sekine et al., 2010; Ito et al., 2013; Uchida, Matsuzawa, 2013] при длительности от нескольких суток до нескольких десятков суток.

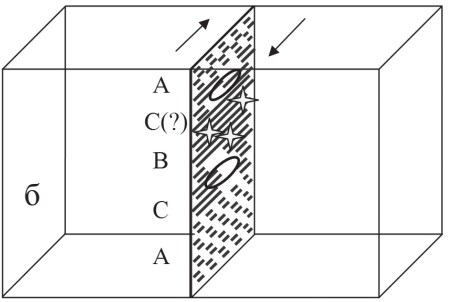
Несмотря на небольшие перемещения, при SSE набирается значительный сейсмический момент за счет большой площади разлома, на которой происходит подвижка – 10^3–10^4 км^2. Результаты измерений показывают, что посредством медленных движений реализуется значительная часть энергии, накопленной в процессе деформирования. Так, в Новой Зеландии, где через SSE реализуется около 40% сейсмического момента [Little, 2013], фиксируются медленные перемещения с продолжительностью от нескольких месяцев до года и моментной магнитудой вплоть до $M_w \sim 7$, повторяющиеся с периодом около 5 лет. Более мелкие события продолжительностью в несколько недель имеют рекуррентное время 1–2 года [Douglas et al., 2005; McCaffrey et al., 2008; Delahaye et al., 2009; Wallace and Beavan, 2010].

SSE наблюдались и в других районах: в Мексике [Larson et al., 2007; Vergnolle et al., 2010], на Аляске [Ohta et al., 2006; Peterson and Christensen, 2009] и в Коста-Рике [La Bonte et al., 2009], на Гавайях [Cervelli et al., 2002; Brooks et al., 2006; Segall et al., 2006], в Италии [Amoruso, Crescentini, 2009] и в районе разлома Сан-Андреас [Linde et al., 1996; Murray, Segal, 2005; Johanson, Burgmann, 2005], однако здесь события медленного скольжения случаются спонтанно, без явной регулярности.

Более крупные эпизоды асейсмичного скольжения, в течение которых реализуется сейсмический момент, сопоставимый с крупнейшими землетрясениями, длятся месяцы и даже годы. Масштаб явлений медленного скольжения может быть достаточно большой. Так, в течение 1995–2007 гг. в различных регионах мира (Япония, Западное побережье Северной Америки, Мексика, Новая Зеландия, Аляска) было зарегистрировано свыше 15 событий с реализованным в каждом из них сейсмическим моментом более чем $M_0 \sim 5 \cdot 10^{19}$ Н м, что соответствует моментной магнитуде $M_w \sim 7$ [Gao et al., 2012]. При этом их длительность составляла от месяца до полутора лет, а амплитуда перемещения по разлому достигала 300 см. Заметим, что часть этих эпизодов является не самостоятельными событиями, а постсейсмическим скольжением.

SSE в субдукционных зонах фиксируются, как правило, на довольно больших глубинах: между сейсмогенной зоной и зоной стабильного скольжения (25–45 км) [Dragert et al., 2001; 2004; Obara et al., 2004] (рис. 3.20, а). Однако SSE были обнаружены и на небольших глубинах (~5 км): между сейсмогенной зоной и поверхностной зоной непрерывного крипа [Hirose and Obara, 2005; Wallace and Beavan, 2010]. На Гавайях SSE происходят на глубине ~8 км, то есть несколько выше сейсмогенной зоны [Cervelli et al., 2002].





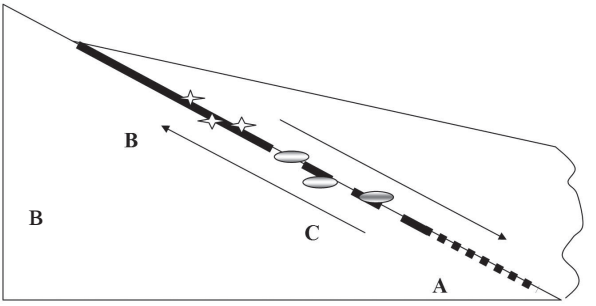


Рис. 3.20. Схема расположения участков медленного скольжения в субдукционных зонах (а), в зонах сдвига (б), при склоновых явлениях (в).

A – области стабильного скольжения (крипа); B – области прерывистого скольжения (землетрясения); C – области условно стабильного скольжения (медленные события)

SSE были также идентифицированы на некоторых участках разлома San-Andreas [Langbein et al., 1990; Linde et al., 1996], а также на разломах Hayward [Lienkaemper et al., 1997], Superstition Hills [Wei et al., 2009], и Calaveras [McFarland et al., 2009]. Предполагается, что в этих сдвиговых разломных зонах явления медленного скольжения также происходят на границе стабильных и нестабильных участков (рис. 3.20, б).

Таким образом, хотя длительность и время повторяемости SSE сильно изменяются от региона к региону, представляется, что везде они происходят на границе между участком стабильного скольжения и сейсмогенным участком, то есть в зоне переходных фрикционных характеристик.

Довольно часто, но не всегда, явления медленного скольжения сопровождаются эпизодически повторяющимися низкоамплитудными колебаниями большой продолжительности, подобными тем, что предшествуют вулканической активности. Эти колебания получили название «невулканический тремор» (толчки, дрожание). Они продолжаются от минут до дней, изменяясь по амплитуде. Обнаружение таких сигналов возможно только с помощью плотных чувствительных сейсмических наблюдений, поскольку иначе слабые сигналы просто невозможно выделить на фоне помех [Peng, Gomberg, 2010; Vidale, Houston, 2012]. Эти колебания, как правило, не имеют резких вступлений, характерных для обычных землетрясений. Увеличение амплитуды в цуге может происходить на протяжении десятков минут. Следует, однако, отметить, что на юго-востоке Японии в ходе тремора иногда регистрируются импульсные вступления поперечных волн, которые никогда не фиксируются, например, в зоне Cascadia. Нельзя исключить, что причина заключается в методе регистрации: в Японии измерения ведутся скважинными станциями, а в Северной Америке (Cascadia) – датчиками, расположенными

на поверхности, что ограничивает возможность регистрации низкоамплитудных вступлений [Schwartz, Rokosky, 2007]. Наиболее отчетливо тремор наблюдается на частотах 2–10 Гц.

Интенсивность тремора очень хорошо коррелирует как с кратковременными [Dragert et al., 2004], так и с долговременными [Obara, Hirose, 2006] событиями медленного сдвига. Скольжение сопровождается многократным увеличением интенсивности тремора. Судя по всему, тремор генерируется при возникновении скольжения по межблоковым границам [Linde et al., 1996; Ghosh et al., 2012; Vidale, Houston, 2012; Segall et al., 2008] и др. В зоне Cascadia локация источников тремора проводилась сетью малоапертурных групп [Ghosh et al., 2012]. Полученные результаты показали, что «пятна» локации источников тремора – это участки размером в десятки километров, которые окружены областями асейсмического сдвига. Эти области как в Северной Америке, так и Японии расположены субпараллельно сейсмогенному слою, на 5–8 км выше последнего [Ghosh et al., 2012]. На разломах Калифорнии тремор, как и SSE, наблюдается на значительно меньших глубинах, чем в зонах субдукции.

Медленные низкочастотные события могут иметь не только тектоническую, но и гравитационную природу (рис. 3.20, в). Так, ледовые землетрясения регулярно происходят в Антарктике, на Аляске, в Гренландии. Механика их очага интерпретируется как прерывистое скольжение в основании массы льда [Wiens et al., 2008]. При этом излучение часто ближе к низкочастотным событиям, чем к обычным землетрясениям. При подвижке ледников неоднократно регистрировались колебания с периодами десятки секунд [Ekström et al., 2003]. Подвижка, зарегистрированная на леднике в Антарктике, по геодезическим данным имела сейсмический момент $5 \cdot 10^{19}$ Н м, а по телесейсмическим измерениям $7 \cdot 10^{14}$ Н м [Wiens et al., 2008]. По оценкам цитируемой работы, динамический срыв в этом случае последовал за медленным скольжением через 20–150 с. Явления медленного скольжения при сдвижении пород вдоль склонов фиксировались инструментально и в Прибайкалье [Psakhie et al., 2007].

Вероятно, явления медленного скольжения распространены значительно более широко, чем это следует из опубликованных данных. Дело в том, что чувствительности измерительных сетей и плотности расположения приборов недостаточно для регистрации многих событий. Так, при расположении очага на глубине свыше 25 км, чувствительности GPS хватает только для регистрации SSE с $M_w > 6$, а события с $M_w \sim 5$ могут быть обнаружены только скважинными наклономерами и деформометрами, которые располагаются довольно редко. Если подвижка происходит на относительно небольшой глубине 3–5 км, то успешно регистрируются события с $M_w > 2{,}8$–3. Значительно более слабые события, скорее всего, регистрировались системами деформационного и сейсмического мониторинга, расположенными на горнодобывающих предприятиях, однако их идентификация требует проведения специальных работ.

Мы собрали, вероятно, большую часть опубликованных на сегодняшний день сведений о характеристиках SSE. Основные их параметры содержатся в таблице, которая помещена в Приложении. Всего рассмотрено свыше 170 явлений медленного скольжения.

Параметром, который определяется наиболее надежно, является длительность события T_0. Эту величину обычно фиксируют по существенному изменению ско-

рости смещения поверхности на большинстве станций GPS, расположенных в окрестности очага. Средняя амплитуда смещения в очаге $\bar{D}$ и его геометрия обычно рассчитываются путем инверсии результатов наблюдений и надежность их оценок не так высока. Скорость распространения разрыва рассчитывалась нами, следуя [Gao et al., 2012], по соотношению (3.3).

Зависимости длительностей событий разного рода от величины реализованного сейсмического момента приведены на рис. 3.21. На графике показана длительность событий медленного скольжения (значки 1), произошедших в различных регионах. Также приведены данные о длительности некоторых VLF землетрясений.

Соотношение, наилучшим образом описывающее весь ряд данных SSE и VLF:

$$t_c = 1{,}19 \cdot 10^{-17}\, M_0^{0{,}97}, \tag{3.51}$$

нанесено на графике сплошной линией.

Пунктиром показана регрессионная зависимость для SSE:

$$t_c = 7{,}98 \cdot 10^{-14}\, M_0^{0{,}77}. \tag{3.52}$$

Таким образом, длительность медленных деформационных событий примерно пропорциональна реализованному сейсмическому моменту. Впервые на пропорциональность длительности эпизода скольжения реализованному сейсмическому моменту обратили внимание авторы работы [Ide et al., 2007a].

Длительность «нормальных» землетрясений показана на рис. 3.21 черными крестами (значки 4). Ссылки на источники данных приведены на рис. 3.7 в разделе 3.2. Наилучшее приближение использованных данных по «нормальным» землетрясениям дает:

$$t_c = 2{,}91 \cdot 10^{-11}\, M_0^{0{,}35}, \tag{3.53}$$

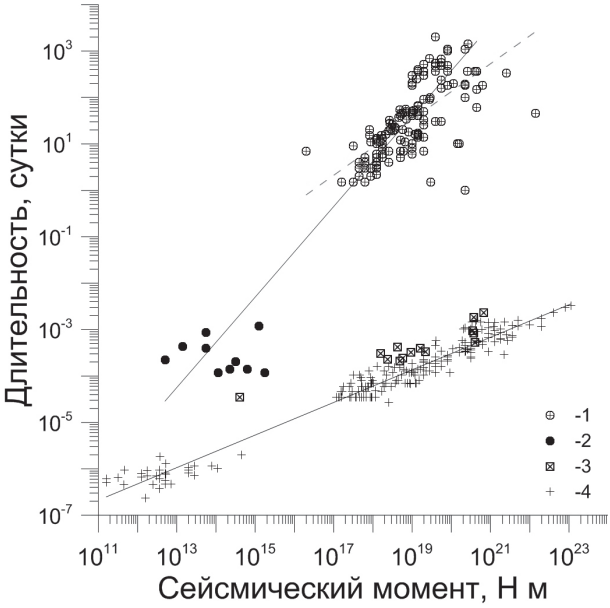


Рис. 3.21. Зависимость длительности события от его масштаба.

1 – данные табл. 1 Приложения; 2 – VLF землетрясения [Gao et al., 2013], 3 – LF землетрясения; 4 – «нормальные» землетрясения по различным опубликованным данным (см. раздел 3.2)

то есть соотношение, близкое к закону самоподобия, согласно которому и линейные размеры очага, и время в очаге пропорциональны корню кубическому из сейсмического момента. В уравнениях (3.51)–(3.53) время измеряется в сутках, а сейсмический момент здесь и далее в Н м.

На рис. 3.21 показана также длительность нескольких низкочастотных (LF) землетрясений. Время развития процессов этого типа в несколько раз выше, чем у «нормальных» землетрясений с той же моментной магнитудой. При этом закономерность изменения длительности с масштабом ближе к «нормальным» землетрясениям, нежели к процессам медленного скольжения.

Характерный размер сдвигаемой при медленном скольжении области для событий разного масштаба показан значками на рис. 3.22. В качестве размера мы использовали величину $\overline{L}=\sqrt{S}$, где S – площадь разрыва. Линией показаны соотношения (3.12) и (3.13), связывающие величину реализованного сейсмического момента с линейным масштабом «нормального» землетрясения. Можно видеть, что характерный размер разрыва при явлениях медленного скольжения в большинстве случаев в несколько раз превышает длину разрыва землетрясения с тем же сейсмическим моментом.

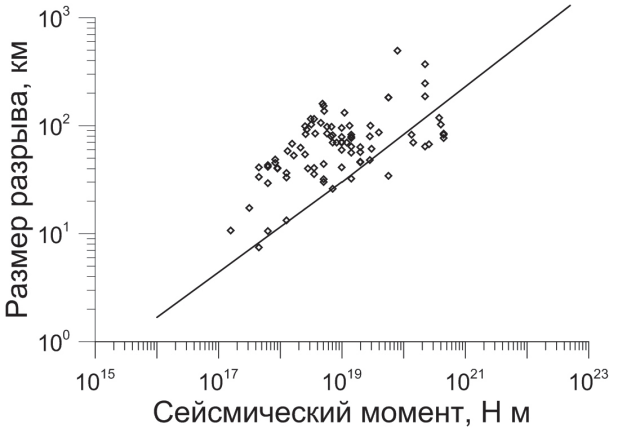


Рис. 3.22. Зависимость линейного размера сдвигаемой области от масштаба события.

Значки – результаты измерений при SSE (табл.1 Приложения), линия – зависимости (3.12) и (3.13) для «нормальных» землетрясений

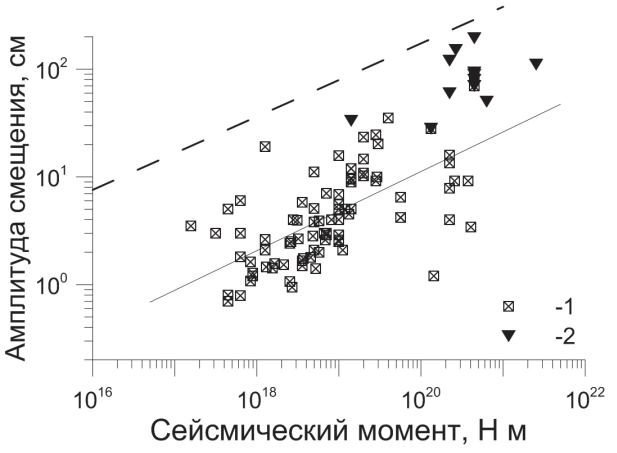


Рис. 3.23. Амплитуда смещения по разрыву при событиях разного масштаба.

1 – результаты измерений при SSE (табл. 1 Приложения); 2 – амплитуда постсейсмического скольжения при некоторых землетрясениях (табл. 3.1)

Соответственно, средняя амплитуда смещения по разрыву D_{av} при «нормальных» землетрясениях значительно выше, чем при SSE с тем же сейсмическим моментом. Результаты измерений при медленных смещениях показаны на рис. 3.23 квадратными значками. Сплошной линией для ориентира показано наилучшее приближение методом наименьших квадратов:

$$D_{av} = 1{,}67 \cdot 10^{-5}\, M_0^{0{,}28}, \tag{3.54}$$

однако разброс данных слишком велик, чтобы это соотношение можно было использовать для оценок. Здесь и далее D_{av} измеряется в см.

Пунктиром показана зависимость среднего смещения по разлому для землетрясений со сдвиговым механизмом очага (рис. 3.23), то есть амплитуды смещения по разрыву при медленных событиях в несколько десятков раз ниже, чем при динамических подвижках той же магнитуды. Треугольниками приведены значения амплитуды постсейсмического скольжения при некоторых крупных землетрясениях. Эти величины лежат в промежуточном диапазоне.

Скорость распространения разрыва в направлении простирания разлома изменяется от нескольких сот метров/сутки до 20–30 км/сутки (рис. 3.24). При этом наблюдается тенденция снижения величины V_r с масштабом примерно обратно пропорционально корню квадратному из величины сейсмического момента. Линией на графике показано регрессионное соотношение:

$$V_r = 2{,}35 \cdot 10^{4}\, M_0^{-0{,}46}, \tag{3.55}$$

наилучшим образом описывающее результаты наблюдений.

Высокоточная локация местоположения источников тремора, иногда сопровождающего эпизоды медленного скольжения, позволила авторам работы [Shelly et al., 2007] обнаружить миграцию этих источников внутри очага SSE со скоростями на 2–3 порядка выше ~$5 \cdot 10^{-3}$–$5 \cdot 10^{-2}$ км/с.

Простейшая оценка уровня напряжений, сбрасываемых при событиях медленного скольжения, выполненная по соотношению:

$$\Delta\sigma \sim M_0/S^{3/2}, \tag{3.56}$$

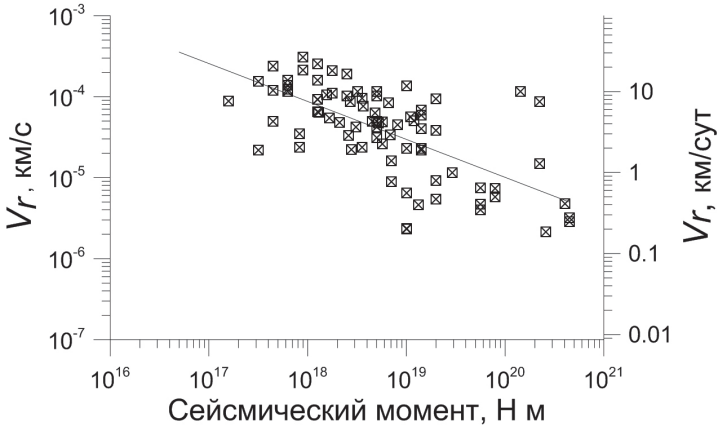


Рис. 3.24. Зависимость скорости распространения разрыва от масштаба SSE. Значки – результаты измерений (табл. 1 Приложения)

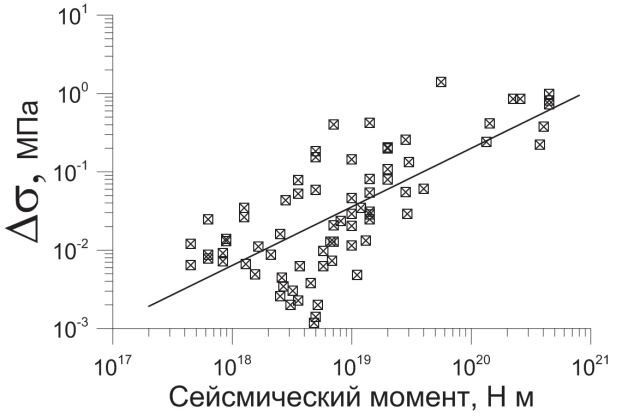


Рис. 3.25. Величина напряжений, сбрасываемых при событиях медленного скольжения.

Значки – данные табл. 1 Приложения; линия – соотношение (3.57)

следующему непосредственно из определения сейсмического момента, показывает (рис. 3.25), что величина $\Delta\sigma$ находится в пределах 10^{-3}–1 МПа, что на два-три порядка ниже, чем при «нормальных» землетрясениях. Линией проведена зависимость:

$$\Delta\sigma = 2{,}23 \cdot 10^{-16} \cdot M_0^{0{,}75}, \qquad (3.57)$$

наилучшим образом описывающая данные степенной функцией.

Возможно, соотношение (3.57) отражает тенденцию увеличения величины сброса напряжений с ростом размера события, хотя разброс данных весьма велик.

Таким образом, можно сформулировать основные особенности, характерные для медленных перемещений по разломам:

- Небольшие перемещения в течение одного события.
- Небольшие величины амплитуды сброшенного напряжения.
- В областях SSE накопленные в среде напряжения релаксируют преимущественно посредством медленных перемещений. Кумулятивный момент сопровождающих «нормальных» сейсмических событий мал по сравнению с асейсмичными.
- Средние скорости скольжения в процессе эпизодов SSE на один-два порядка выше скорости движения плиты.
- Длительность эпизодов SSE варьируется более чем на два порядка.
- В среднем рекуррентное время между эпизодами SSE на порядок выше длительности события.

Результаты исследований медленных движений по разломам показывают, что эти специфические виды деформаций довольно широко распространены на Земле и посредством их в значительной степени регулируется напряженное состояние многих участков коры. Хотя первоначально полагали, что периодическое медленное скольжение характерно, главным образом, для глубин в несколько десятков километров в зонах субдукции, развитие сетей сейсмических и геодезических наблюдений позволило обнаружить подобные явления на неглубоких участках погружающихся плит и континентальных разломов. Нельзя исключить, что по мере

увеличения плотности расположения и чувствительности измерительной аппаратуры будут выявлены участки периодических движений с небольшими моментными магнитудами на многих тектонических структурах, включая участки активной техногенной деятельности. Склоновые явления также имеют много общего с медленными тектоническими движениями по разломам.

Одним из интригующих является вопрос о том, представляют ли собой динамические и квазистатические смещения по разломам физически разные явления [Ide et al., 2007b] или режимы скольжения являются компонентами единого процесса [Peng, Gomberg, 2010]. С одной стороны, радикально различающиеся масштабные соотношения $t_c(M_0)$ для медленных (3.51) и динамических (3.53) подвижек, казалось бы, свидетельствуют о разной физике явлений. Так, режим постсейсмического скольжения качественно отличается от явлений медленного скольжения. В первом случае работает потенциал произошедшего землетрясения – скорость деформации в процессе постсейсмического движения только снижается, а зависимость перемещения от времени описывается обычно логарифмической функцией типа (3.44). Явления медленного скольжения возникают спонтанно и, в отличие от афтерслипа, имеют фазу нарастания скорости, а зависимость перемещения от времени на стадии затухания процесса скорее экспоненциальная (3.39), что свидетельствует о значительном вкладе вязкоупругой составляющей.

С другой, разнообразные блоковые движения образуют практически непрерывный ряд: «нормальные» землетрясения, цунамигенные события, низкочастотные землетрясения (LFE), очень низкочастотные землетрясения (VLFE), события медленного скольжения (SSE). В этот же пространственно-временной ряд встраиваются события, инициирующие блоковые движения (например, распространяющиеся вдоль разломных зон деформационные волны [Шерман, 2014]) и явления, сопровождающие их – афтершоковые последовательности и рои землетрясений [Peng, Gomberg, 2010], невулканический тремор [Dragert et al., 2004] и т.д.

Важность исследования явлений медленного скольжения определяется целым рядом обстоятельств. Во-первых, изучение механизмов и движущих сил этих процессов позволит существенно продвинуться в понимании закономерностей взаимодействия блоков земной коры, и, следовательно, в оценке рисков природных и техногенных катастроф, связанных с движениями по границам разделов: землетрясений, горно-тектонических ударов, оползней и т.д. Во-вторых, расположение зон условно стабильного скольжения на границе областей стик-слипа наводит на мысль о возможности картирования потенциально неустойчивых участков массива горных пород. В-третьих, медленные смещения по разломам, несомненно, могут служить триггерами динамических событий. Примеры подобного развития событий рассмотрены, например, в работе [Кочарян, 2010]. В-четвертых, одной из проблем, регулярно привлекающей широкое внимание, является возможность изменения сейсмического режима территории в результате тех или иных экзогенных воздействий. Поэтому важно исследовать условия возникновения и эволюции разных режимов деформирования разломных зон.

В последние годы несколько групп исследователей стали изучать в лабораторных экспериментах именно механику возникновения различных деформацион-

ных режимов. Так, например, в ряде работ [Shibazaki, Iio, 2003; Shibazaki, Shimamoto, 2007; Ikari et al., 2013] исследуется предположение об изменении фрикционных свойств межблокового контакта в зависимости от скорости деформации: от скоростного ослабления при низких скоростях скольжения, до скоростного упрочнения при более высоких скоростях. Хотя такое поведение наблюдается в лабораторных экспериментах для некоторых видов глиносодержащего материала, извлеченного из центральной части разломов, некоторые данные, имеющиеся для изверженных пород при соответствующих *P-T* условиях, не поддерживают эту гипотезу. Другой класс моделей [Liu, Rice, 2005; 2007] и др. основан на том обстоятельстве, что при определенных значениях параметров в модели трения «Rate and State» возникает специфический осциллирующий режим скольжения. Такие системы являются линейно неустойчивыми по отношению к возмущениям режима стабильного скольжения. В ряде моделей, например, [Perfettini, Ampuero, 2008] и др. используется эффект периодических вариаций порового давления, индуцированных возмущениями поля напряжений. Анализ показывает, что ни одна из моделей не может адекватно описать наблюдаемые явления. Как будет показано ниже (глава 4), используемый в большинстве случаев эмпирический закон трения «Rate & State» не лучшим образом воспроизводит параметры событий медленного скольжения, наблюдаемые в эксперименте. При этом исследования переходных деформационных режимов весьма перспективны для установления закономерностей зарождения и эволюции динамических событий.

В заключение данного раздела подчеркнем, что условно стабильные режимы деформирования границ раздела в земной коре являются распространенным явлением, различные аспекты которого должны быть исследованы глубже. Результаты лабораторных, численных и натурных исследований, которые будут описаны ниже, дают возможность определить место этих явлений в общем ряду деформационных процессов и указывают на необходимость их учета при построении прогностических моделей.

3.5. Межблоковые перемещения при взрывах

То, что разломы и трещины оказывают существенное влияние на закономерности динамического деформирования массива скальных пород стало ясно уже при первых подземных ядерных взрывах, однако специальные исследования этого вопроса начались лишь в конце семидесятых – начале восьмидесятых годов, когда в нескольких опытах были проведены специальные серии инструментальных и геодезических измерений.

Измеряемые в эксперименте поствзрывные перемещения и деформации включают в себя остаточные смещения, обусловленные расширением камуфлетной полости, перемещения структурных блоков «как целого» и дифференциальные межблоковые движения – перемещения блоков друг относительно друга.

Данные, полученные при проведении подземных ядерных взрывов, можно разделить на несколько типов. Проводились инструментальные измерения остаточных перемещений деформометрами различной базы – от десятков метров, до нескольких мм. Измерение разницы перемещений блоков, разделенных тектонической трещиной или разломом, путем интегрирования эпюр скорости смещения,

позволяли оценить величину дифференциального смещения крупных блоков через 100–200 мс после прохождения фронта волны сжатия.

Измерение геодезическими методами перемещений реперов, установленных как в штольнях, так и на свободной поверхности, позволяли фиксировать лишь амплитуду остаточных смещений, включающую все перечисленные выше факторы. Группирование данных – резкое изменение амплитуды перемещений по разные стороны от крупных межблоковых границ – позволяет идентифицировать именно межблоковые движения. Довольно информативными являются результаты измерений остаточных наклонов стенки тоннеля. Наряду с прямыми измерениями перемещений, такие данные позволяют выделить активизируемые структурные блоки и оценить их размеры.

В экспериментах наблюдалось чередование областей, характеризующихся разным знаком наклона стенки выработки. С большой вероятностью можно считать, что области, характеризующиеся разным знаком наклона, относятся к разным структурным элементам массива (монолитным или консолидированным блокам, состоящим из набора блоков более высокого ранга), что позволяет в первом приближении оценивать размер блоков и примерное положение их границ. При этом следует одновременно рассматривать данные о наклонах стенки штольни как поперек, так и вдоль оси выработки (блоки могут испытывать разное угловое смещение вдоль и поперек оси штольни). Конечно, интерпретация подобных данных не всегда однозначна, однако рассмотрение всего комплекса методик позволяет во многих случаях достаточно уверенно выделить активизируемые структурные элементы.

В ряде случаев удавалось непосредственно идентифицировать и измерить сдвиг крупного блока вдоль нарушений сплошности. Использовались, также, данные измерений длины и апертуры протяженных трещин, раскрывшихся в результате блочного движения. При этом, чтобы исключить из рассмотрения трещины, образовавшиеся в результате движения мелких блоков приконтурной зоны тоннеля, использовались лишь данные о нарушениях с протяженностью более 8–10 м. Пример такой трещины, образовавшейся в результате подвижки структурного блока размером свыше 20 м, приведен на рис. 3.26.

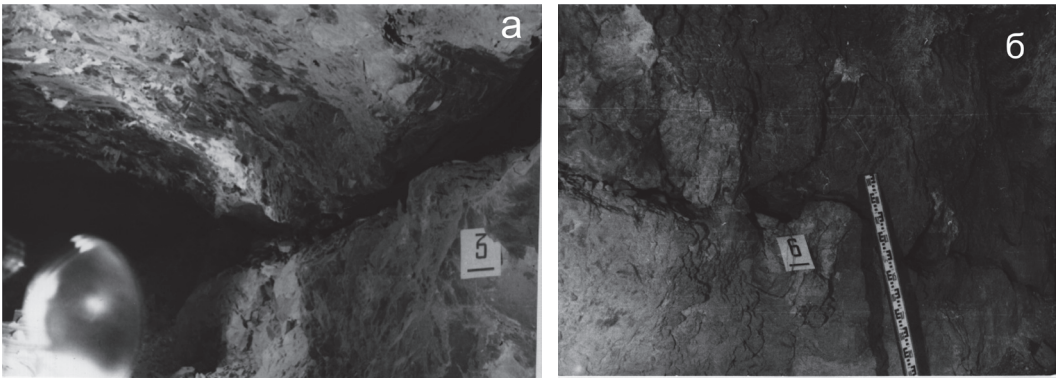


Рис. 3.26. Вид трещины в стенке штольни, образовавшейся в результате подвижки крупного блока: а – расстояние 105 м от эпицентра взрыва, б – та же трещина на расстоянии 121 м от эпицентра

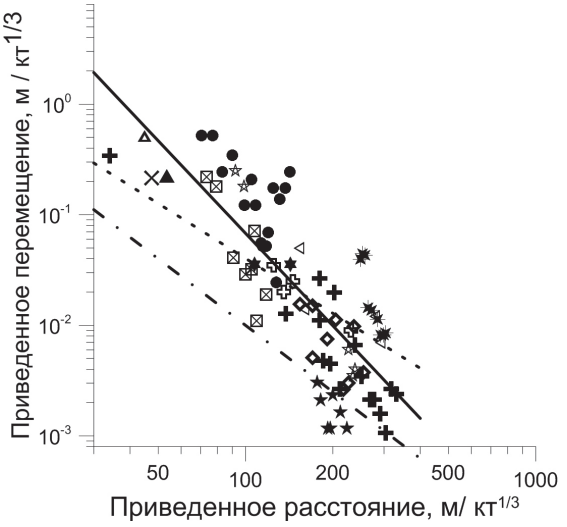


Рис. 3.27. Зависимость амплитуды поствзрывного перемещения блоков от приведенного расстояния.

Значки – результаты измерений для различных взрывов [Кочарян, Спивак, 2003]. Сплошная линия – зависимость (3.58), пунктир – (3.59), штрих-пунктир – (3.60)

Как показывают результаты измерений деформографами различных типов, в ближней зоне взрыва основная часть поствзрывного перемещения набирается за время порядка первых секунд, хотя в некоторых случаях изменения остаточных деформаций происходили в течение нескольких часов.

Первичные результаты измерений параметров межблоковых движений приведены в монографиях [Кочарян, Спивак, 2003; Адушкин, Спивак, 2007].

На рис. 3.27 значками приведены, нормированные на корень кубический из мощности взрыва, некоторые значения измеренных различными методами амплитуд поствзрывного перемещения крупных блоков $d\overline{W}$. Сплошной линией показано наилучшее приближение по всем точкам:

$$d\overline{W} = 2{,}5 \cdot 10^3\, \overline{R}^{2{,}78}. \qquad (3.58)$$

Пунктиром показана средняя для взрывов, проведенных на площадке Дегелен, зависимость максимального смещения в волне от приведенного расстояния $\overline{R}$ (в м/кт$^{1/3}$):

$$\overline{W} = 144{,}7/\overline{R}^{1{,}65}, \qquad (3.59)$$

а штрих-пунктиром – оценка величины остаточного смещения при подземном взрыве в однородной скальной породе [Костюченко, Родионов, 1974]:

$$\overline{W}_r = 100/\overline{R}^2. \qquad (3.60)$$

Как видно из приведенных результатов, амплитуда межблоковых перемещений dW на близких расстояниях достигает весьма значительных величин (до десятков см/кт$^{1/3}$), значительно превышая не только остаточные смещения в однородном массиве, но и максимальные смещения в волне. При этом величина dW быстро затухает с расстоянием (примерно пропорционально R^3) и постепенно становится сопоставимой с величиной остаточного смещения в однородной среде.

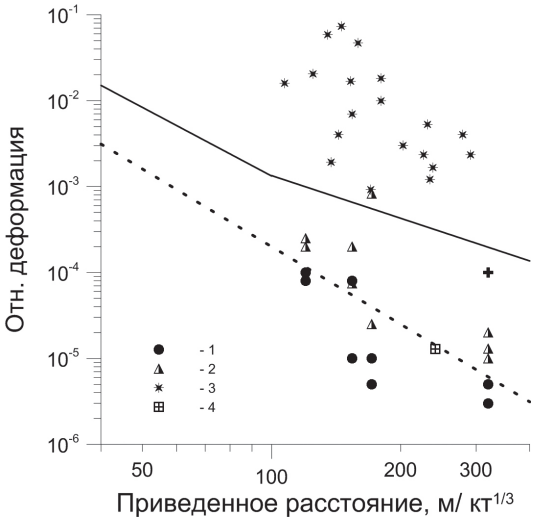


Рис. 3.28. Результаты измерений относительных деформаций в некоторых опытах.

1 – измерения на базе 5 мм; 2 – измерения на базе 1 м; 3 – измерения длиннобазовыми деформографами на тектонических нарушениях; 4 – измерения длиннобазовым деформографом в ненарушенном блоке.
Сплошная линия – оценка максимальной деформации в волне сжатия. Пунктир – оценка остаточной деформации

То, что основной вклад в остаточные смещения вносят именно перемещения блоков, хорошо видно при представлении результатов измерений в виде относительных деформаций. На рис. 3.28 представлены результаты измерений деформаций внутри блоков скальной породы «точечными», с базой 5 мм, датчиками. На графике приведены абсолютные значения без учета знака деформации (растяжение–сжатие). Здесь же показаны результаты измерения остаточных перемещений деформографами различной длины, отнесенные к базе измерений. Сплошной линией показана средняя для испытательной площадки зависимость максимальной деформации в волне сжатия:

$$\varepsilon_m = \begin{cases} \dfrac{238{,}7}{\bar{R}^{2{,}65}}, & \bar{R} < 100 \text{ м/кт}^{1/3} \\ \dfrac{2{,}68}{\bar{R}^{1{,}65}}, & \bar{R} > 100 \text{ м/кт}^{1/3} \end{cases},$$

а пунктиром оценка остаточной деформации при камуфлетном взрыве в однородном массиве:

$$\varepsilon_r = 200/\bar{R}^3 .$$

Отдельным значком показан результат измерения длиннобазовым деформографом, не пересекавшим крупных нарушений сплошности.

Как видно из рис. 3.28, с увеличением базы измерений абсолютные значения остаточных деформаций возрастают. Деформации, локализованные на нарушениях сплошности, на 2–3 порядка превышают соответствующие значения, измеренные в блоках горной породы. При этом следует иметь в виду, что значения деформаций, определенные по измеренным величинам перемещений путем деления на базу измерений, можно рассматривать как «оценку снизу», поскольку база измерений, как правило, заметно превышала ширину нарушения сплошности.

Характерные размеры активизируемых блоков определялись путем совместного анализа результатов нивелирования, наклономерных измерений и геологиче-

ских данных о местоположении крупных нарушений сплошности. За размер блока принималось расстояние между границами, на которых наблюдались наибольшие градиенты линейных и угловых перемещений. На ближних расстояниях от заряда, где инструментальных наблюдений не проводилось, размеры блоков, как упоминалось выше, оценивались по длине протяженных трещин. В большинстве случаев размер блока составляет 10–30 м/кт$^{1/3}$. По мере увеличения расстояния от центра взрыва наблюдается тенденция к возрастанию размера активизируемого блока [Кочарян, Спивак, 2003].

Дифференциальное движение блоков наблюдалось и при взрывах меньшего масштаба. Так, при наземном взрыве 500 т ВВ зарегистрированные величины остаточных наклонов стенки выработки, расположенной на глубине около 100 м, намного превысили значения, оцененные в рамках модели однородного упругого массива и достигали 10–15 угловых минут. При этом амплитуда остаточных смещений составляла несколько миллиметров, а характерный размер сдвигаемого блока – 5–10 м. Десятисантиметровая подвижка структурного блока размерами в несколько метров вдоль субгоризонтальной трещины в массиве гранита, как результат действия трех последовательных взрывов ВВ весом по 5 т TNT каждый, была зафиксирована в скважине, расположенной на расстоянии 12,5 м от эпицентра [Кочарян, Спивак, 2003].

Как большая часть использованных инструментальных методов, так и данные визуального обследования дают возможность оценить остаточное смещение блоков. В то же время максимальная величина межблоковых перемещений может быть значительно выше. Об этом, в частности, свидетельствует амплитуда искривления рельсовых путей, достигающая десятков сантиметров на приустьевых участках тоннелей в местах пересечения выработки с крупными нарушениями сплошности.

При анализе экспериментальных данных необходимо различать несколько механизмов возникновения остаточных деформаций, предложенных в [Кочарян, Спивак, 2003]. Там же изложены довольно простые модели, в которых различные механизмы рассматриваются по отдельности в упрощенном виде. Это позволило оценить ожидаемые порядки величин, определить наиболее значимые, с точки зрения блокового движения, параметры и дало основу для корректной интерпретации экспериментальных данных. Здесь мы лишь приведем выявленные при проведении расчетов по предложенным моделям основные особенности движений по разломам при реализации разных механизмов. Детально сами модели и полученные результаты изложены в цитируемой монографии.

1. ***Инерциальное перемещение отдельных породных блоков без изменения формы.*** В этом случае дифференциальное движение возникает из-за внедрения жесткого блока в более мягкие межблоковые границы, либо при перемещении блоков в сторону свободной поверхности. Определяющими параметрами здесь, помимо амплитудных и временных характеристик падающей волны, являются прочностные характеристики межблоковых промежутков, уровень естественного поля напряжений, геометрия блочной структуры. Сами блоки, в данном случае, можно считать недеформируемыми, учитывая упругие характеристики среды лишь при расчете параметров колебаний.

При инерциальном смещении отдельных породных блоков амплитуда перемещения и размер сдвигаемого блока определяются амплитудно-временными

характеристиками волны, конфигурацией волнового фронта (плоский или сферический), прочностными параметрами межблоковых границ и напряженно-деформированным состоянием массива. Сдвинутый динамическим воздействием блок движется как единое целое. Значительные подвижки его структурных составляющих маловероятны, а деформации вдоль более мелких нарушений, расположенных внутри блока, происходят за счет более тонких процессов несогласованного формоизменения блока. При использовании модели кулоновского трения, наиболее сильное влияние на параметры движения оказывает сцепление по трещине C_R. Величина коэффициента трения на контакте сказывается значительно слабее. Амплитуда межблоковых перемещений в ближней зоне слабо зависит от уровня литостатического давления. Этот фактор оказывает заметное влияние на расстояниях свыше 200–300 м/кт$^{1/3}$ от центра взрыва.

Расчеты показывают, что амплитуда межблоковых перемещений может достигать весьма значительных величин в ближней зоне взрыва – до десятков сантиметров на килотонну. С увеличением расстояния от источника величина перемещений по границам блоков резко снижается и на расстояниях 400–500 м/кт$^{1/3}$ приведенная амплитуда не превышает долей миллиметра на килотонну.

Как теоретические оценки, так и экспериментальные данные очерчивают диапазон характерных размеров активизируемых структур – 10÷100 м/кт$^{1/3}$.

Численное моделирование процесса взаимодействия сейсмовзрывной волны с отдельным блоком показало, что, хотя процессы экранировки волн нарушениями сплошности и реверберации волн внутри блока являются существенными, они не имеют решающего значения.

2. ***Формоизменение структурных блоков.*** Здесь, в свою очередь, по мере возрастания деформации можно выделить несколько этапов: обратимое формоизменение структурных блоков, в результате которого после снятия внешней нагрузки среда возвращается в исходное состояние; необратимое согласованное формоизменение структурных блоков – согласованность формоизменения структурных элементов всех уровней достигается за счет образования областей пластической несовместности деформаций на границах блоков; несогласованное формоизменение структурных блоков. На этом этапе деформирование структурных элементов сопровождается нарушением сплошности среды.

3. ***Относительное перемещение берегов разлома или трещины, обусловленное различием в параметрах волнового движения до и после структурного нарушения.*** В данном случае, межблоковая граница может рассматриваться как нарушение сплошности континуума. Влияние блочности здесь имеет второстепенную роль, а определяющее значение играют параметры возмущения и прочностные характеристики межблоковой границы. Как показывают результаты численного моделирования [Кочарян, Спивак, 2003], амплитуда относительного перемещения берегов зависит от сдвиговой жесткости разлома и на расстоянии 100 м/кт$^{1/3}$ составляет величину 2÷4 см/кт$^{1/3}$, то есть на порядок меньше, чем при инерциальном движении блоков. С другой стороны, затухание с расстоянием амплитуды относительного перемещения берегов нарушения сплошности происходит в этом случае существенно медленнее, чем при инерциальном механизме. В силу этого, на приведенных расстояниях свыше 400 м/кт$^{1/3}$, именно этот механизм является превалирующим при образовании межблоковых подвижек.

4. ***Триггерное инициирование скольжения по разлому.*** В данном случае амплитуда подвижки определяется, в первую очередь, уровнем запасенной в некотором объеме массива потенциальной энергии деформирования. Внешние же импульсные воздействия (например, взрывы) могут играть лишь инициирующую роль, изменяя прочностные характеристики межблокового контакта, либо перераспределяя напряженное состояние таким образом, что касательные напряжения вдоль нарушения сплошности превышают уровень прочности. Ярким примером такого процесса является, например, природно-техногенное землетрясение в Хибинах 16.04.1989 г. [Сырников, Тряпицын, 1990].

Заключительные заметки к главе 3

• В результате беспрецедентного увеличения плотности и качества инструментальных наблюдений открыты и классифицированы режимы перемещений по разломам и трещинам, являющиеся переходными от стабильного скольжения (крипа) к динамическому срыву (землетрясению). К таким режимам относятся сейсмогенные явления скольжения по разломам, трещинам, границам раздела со скоростями на 1–3 порядка ниже, чем при «нормальных» землетрясениях, а также эпизоды асейсмического скольжения. Открытие этих явлений в значительной степени изменяет понимание того, как реализуется энергия, накопленная в процессе деформирования земной коры: медленные движения по разломам воспринимаются уже не как особый вид деформаций, а образуют единый ряд режимов скольжения.

• Для «нормальных» землетрясений в коре такие параметры, как длительность фазы зарождения землетрясения и процесса в очаге, время подготовки землетрясения в среднем инвариантны по отношению к масштабу события, хотя разброс данных довольно велик. Времена подготовки небольших землетрясений, очаги которых приурочены к крупным разломным зонам, и событий той же магнитуды, расположенных на оперяющих, вторичных разломах, могут сильно различаться. Для параметров разрывов соотношения подобия хорошо выполняются для небольших землетрясений с магнитудой $M < 4$–5. Продление ряда данных вплоть до значений $M \sim -3{,}5$ продемонстрировало сохранение этой тенденции. С увеличением магнитуды зависимость $M_0(L)$ постепенно отклоняется от соотношений подобия.

• Эмпирическая зависимость длительности гидротермального залечивания разрывов от их масштабов приводит к настолько большим временам, по сравнению с периодом повторяемости землетрясений, что едва ли этот процесс способен влиять на восстановление прочности сейсмогенных разломов, хотя залечивание мелких трещин в зоне влияния магистрального разрыва может за время сейсмического цикла оказать влияние на интегральные характеристики разломной зоны. Подчеркнем, что расчитываемые значения времени залечивания могут оказаться сильно завышенными, поскольку высокая степень локализации деформации в центральных зонах сейсмогенных разломов означает необходимость «восстановления механических характеристик» не всей дилатантной области, а намного более узкой зоны магистрального разрыва. То обстоятельство, что время восстановления контакта после малых землетрясений заметно меньше, чем время

залечивания микротрещиноватости, свидетельствует об эффективности именно адгезионного механизма.

- Динамика основного процесса определяет и реологию процесса медленного постдеформационного скольжения. Если при постепенном изменении напряженно-деформированного состояния асимптотика зависимости перемещения от времени близка к закономерностям квазипластического течения, то при резком изменении скорости деформирования характер межблоковых перемещений определяется законами сухого трения.

- Явления медленного скольжения возникают спонтанно и, в отличие от постсейсмического скольжения, имеют фазу нарастания скорости, а зависимость перемещения от времени на стадии затухания процесса скорее экспоненциальная, что свидетельствует о значительном вкладе вязкоупругой составляющей. Для SSE характерны небольшие величины амплитуды сброшенного напряжения, малые скорости смещения, хотя реализованный сейсмический момент может достигать весьма значительных величин 10^{21}–10^{22} Н·м. Масштабные соотношения для очаговых параметров явлений медленного скольжения радикально отличаются от «нормальных» землетрясений. Исследование этих, пока слабо изученных, переходных режимов деформирования разломов представляет большой интерес и с прикладной точки зрения. Построение модели этих событий может оказаться крайне полезным при разработке научного направления, связанного с исследованиями возможности искусственной трансформации напряженно-деформированного состояния локальных участков массива горных пород, например, в горнодобывающей промышленности.

Глава 4

ФОРМИРОВАНИЕ И ТРАНСФОРМАЦИЯ РЕЖИМОВ СКОЛЬЖЕНИЯ ПО РАЗЛОМАМ

4.1. Некоторые структурные особенности участков коры с разными типами деформирования[1]

Поиск детального понимания физических процессов, определяющих закономерности движения блоков вдоль тектонических нарушений, является одной из приоритетных задач в науках о Земле. Несмотря на то, что развитие инструментальных методов наблюдений позволило получить в последние годы значительный объем информации о дифференциальных движениях блоков земной коры, закономерности пространственных и временных вариаций деформационных режимов на различных участках остаются плохо понятыми. Зачастую при схожести напряженного состояния и структуры разломной зоны, реализуются совершенно разные деформационные моды – от асейсмического крипа до динамических срывов. Как структурные, так и механические условия возникновения и эволюции разных режимов деформирования разломных зон до сих пор остаются малоисследованными. В частности, пока неясно, существуют ли какие-то особенные геолого-тектонические условия возникновения событий медленного скольжения. Нам показалось полезным выполнить региональную геодинамическую классификацию пространственного распределения событий медленного скольжения в рамках терминов тектоники плит.

Известно, что стабильное скольжение характерно либо для слабоконсолидированных участков разломов, расположенных на небольших глубинах, либо для больших глубин, где температура достаточно высока для начала пластического течения [Scholz, 2002]. Для крупных разломов континентальной коры зона стабильности обычно располагается на глубинах до 3–5 км. Ниже центральная часть разлома становится достаточно консолидированной, чтобы проявлять свойства скоростного разупрочнения. При небольшой толщине зоны магистрального сместителя разупрочнение может происходить и при малых давлениях, то есть на меньших глубинах. Заметим, что результаты исследований разломных зон, проведенные в последние годы, заставляют пересмотреть оценки характерных размеров зон магистрального сместителя сейсмогенных разломов в сторону уменьшения (см. главу 1). Глубина, на которой происходит переход к пластическому течению, зависит от регионального температурного градиента и содержания в породе кварца. Так, например, в Калифорнии эта граница проходит на глубине 15–20 км,

[1] Раздел написан совместно с к.ф.-м.н. Г.Н. Иванченко.

в центральной Азии – 25–30 км, а в зонах субдукции, где плиты сложены базальтовыми породами, 45–50 км [Scholz, 1998].

Если описанию закономерностей расположения очагов «нормальных» землетрясений и построению механических моделей возникновения динамических срывов посвящено множество работ [Костров, 1975; Райс, 1982; Соболев, 1993; Соболев, Пономарев, 2003; Scholz, 2002] и др., то более медленные моды скольжения по разломам остаются во многом загадочными.

Классификация геодинамических особенностей локализации различных режимов скольжения предполагает сравнимость результатов для разных регионов и требует наличия качественной сети наблюдений. Растущая по всему миру плотность непрерывных GPS наблюдений позволила установить, что эпизоды медленного скольжения (SSE) и такие явления, как низкочастотные (LFE) и очень низкочастотные (VLFE) землетрясения, есть широко распространённый процесс, представляющий фундаментальную форму реализации избыточных напряжений на границах плит. Однако требования к качеству регистрации существенно ограничивает как регионы, так и геологические структуры, которые могут быть включены в рассмотрение. Медленные события регистрируются, прежде всего, в районах с высокой плотностью пунктов наблюдения (США, Канада, Япония, Новая Зеландия, отчасти Мексика и Чили). Наибольшее количество событий с необычайно малыми скоростями скольжения по разлому наблюдалось в области межплитовых границ. Это может быть связано как с особенными структурными и механическими характеристиками зон субдукции и трансформных разломов, так и с тем, что плотность сейсмических и деформационных наблюдений в этих областях намного выше, чем в других регионах. Для крупных событий медленного скольжения масштаб рассматриваемых геологических структур (разломов, разломных зон, зон локализации быстрых пластических деформаций) должен быть сопоставим с мощностью плит, то есть иметь размеры по простиранию в десятки или первые сотни километров. Существует естественное деление границ плит поперечными разломами на сегменты, например, деление субдукционных фронтов на отдельные пластины с несколько разной кинематикой. Эта сегментация часто хорошо выражена в подводном и наземном рельефах и в этом случае устанавливается методами геологического и морфоструктурного анализа. Так, например, в Нанкайской зоне субдукции в южной Японии фиксируются как морфологические, так и сейсмологические признаки сегментации субдуцируемой плиты. Нанкайская зона субдукции делится на три больших сегмента, внутри которых существуют более мелкие.

По-видимому, медленные деформационные события распространены достаточно широко – по крайней мере, по всему Тихоокеанскому кольцу. SSE и медленные землетрясения наблюдаются как на относительно небольших глубинах в аккреционных призмах (5–15 км), так и на глубинах 35–45 км на контакте субдуцирующей плиты и нижней части континентальной коры (Индонезия, Камчатка, Южная Америка, Филиппины, Новая Зеландия). Среди более глубинных явлений преобладают SSE и эпизодический тремор (ETS), а в аккреционных призмах – VLFE. В Японии, где имеется плотная сеть сейсмических и геодезических станций, глубинные события регистрируются на юго-западе региона, но совершенно отсутствуют на северо-востоке.

Имеются также сведения о медленных землетрясениях, приуроченных к трансформным разломам срединно-океанических хребтов. Этот геодинамический класс

очень перспективен с точки зрения обнаружения событий медленного скольжения. Землетрясения этого класса неглубокие. Однако в целом, отсутствие станций GPS и стационарной сети сейсмометрии не позволяют сегодня иметь достоверную картину сейсмической активности трансформных разломов на дивергентных границах плит. В последнее время появляется всё больше данных, что океанические трансформные разломы реализуют движение плит преимущественно в виде скольжения и низкочастотных медленных землетрясений [McGuire et al., 2005].

Медленные события в зонах субдукции локализуются вдоль разломов надвиго-взбросовой кинематики в пределах аккреционной призмы недалеко от жёлоба. Эти неглубокие медленные землетрясения, возможно, могут быть триггерами для крупных землетрясений, очаги которых расположены более глубоко в этом же сегменте зоны субдукции. Хотя часто полагают, что медленные режимы скольжения имеют место в районах с аномально высоким давлением флюидов и, соответственно, низкой эффективной прочностью разлома, анализ показывает, что эти события не ограничены конкретными *P-T* условиями или глубиной. Они могут быть обусловлены и структурными особенностями, например, субдукцией неровного ложа океана, где зона взаимодействия плит, вероятно, будет композиционно и геометрически неоднородна. В зависимости от тектонического эффекта можно различать режим субдукционной аккреции и режим субдукционной эрозии, с частичным или почти полным затягиванием осадков в субдукционную зону. Режим определяется сочетанием ряда факторов: кинематических, динамических, геологических и литологических. Медленная сейсмичность более характерна для аккреционных режимов, характеризующихся большими напряжениями сжатия на контакте субдуцируемой и нависающей плиты. Режимы субдукции различаются морфологией подводного мезорельефа и могут быть классифицированы при наличии детальной батиметрии.

Анализ имеющихся данных показывает, что значительная часть медленных событий приходится на зоны субдукции океанической плиты под континентальную. Как правило, вне аккреционной призмы, эти явления происходят на глубине 30–45 км, чаще 35–40 км. Это глубины, где в стандартном реологическом разрезе континентальной коры имеется значительное снижение прочности.

Для обоснования особенностей локализации SSE при этом геодинамическом режиме нами рассмотрен хорошо изученный район Южной Японии. Медленные землетрясения здесь приурочены к зоне контакта континентальной коры Японии с погружающейся Филлипинской океанической плитой на глубине 30–40 км. Проекция зоны развития медленных деформационных явлений на поверхность хорошо выражена морфологически. На севере она ограничена крупной сдвиговой зоной (медианная тектоническая линия), а на юге – тектоническим контактом третичных и меловых пород. Обе эти тектонические линии выражены в рельефе и надёжно дешифрируются на космических снимках. Между этими линейными структурами расположена область формирования гор в результате сплющивания, складкообразования и развития взбросовых чешуй. Геоморфологически эта область характеризуется упорядоченным рисунком рельефа с вытянутостью долин и хребтов в восток-северо-восточном направлении. В целом для региона характерно преобладание пластических деформаций, в том числе рельефообразующих, которые хорошо дешифрируются. Рельеф обычно отражает стиль деформирования за последние 1–5 млн лет, то есть имеет хорошую корреляцию с

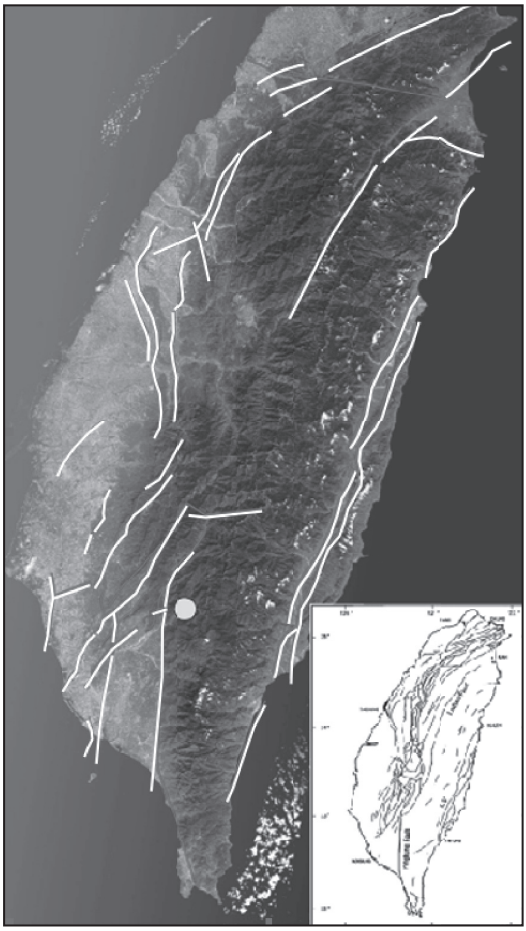


Рис. 4.1. Результаты мелкомасштабного дешифрирования космоснимка острова Тайвань. Справа (врезка) – показана схема разломов по геологическим данным [Tang et al., 2010]. Белый круг – эпицентр крупного события медленного скольжения

геодинамическим режимом. Выявленные морфотектонические и дешифровочные признаки могут рассматриваться как геоморфологические индикаторы медленного скольжения.

Характерным признаком медленных землетрясений в аккреционных призмах является система чешуйчатых взбросов, которые по геологическим меркам недавно попали в формирующиеся коллизионные зоны и, таким образом, оказались в субаэральных условиях.

Из хорошо изученных регионов этого типа выделяется Тайвань, где медленные землетрясения хотя и не столь часты, как в подводных аккреционных призмах, но возможны. Так, на рис. 4.1 показаны результаты мелкомасштабного дешифрирования и схема разломов по геологическим данным. Хорошо видна зона надвиговых чешуй на востоке Тайваня (вошедшая в режим коллизии аккреционная призма плиоценового возраста) и сдвиговая зона на востоке, возникшая как реакция на косую субдукцию Филлипинской плиты. Эти две структурные области разделены растущим горным хребтом, реализующим пластические деформации сжатия в условиях коры континентального типа. Белый круг маркирует эпицентр зарегистрированного крупного медленного деформационного события [Tang et al., 2010].

Для линеаментного анализа геологических особенностей расположения медленных деформационных событий были рассмотрены разлом Сан-Андреас в Калифорнии и Альпийский разлом в Новой Зеландии. Оба разлома являются трансформными границами Тихоокеанской плиты в пределах участков с континентальной корой. Результаты автоматического и ручного дешифрирования участка разломной зоны Сан-Андреас к югу от Сан-Франциско показаны на рис. 4.2. Можно видеть ветвления и усложнения генеральной разломной зоны, а также заметную выраженность разлома в линеаментных формах (тонкие белые линии). При их построении использован коэффициент удлинения роз-диаграмм малых линеаментов, которые, несмотря на присутствие на космоснимке техногенных линейных объектов, в основном определяются элементами рельефа.

Анализ результатов дешифрирования показывает вероятные макроструктурные отличия участков разломных зон с разным типом деформирования. Для участков медленного скольжения характерны ветвления разломной зоны шириной в первые километры, хорошо выделяемые при визуальном дешифрировании. Отмечается нуклеарно-блочная внутренняя структура разлома Сан-Андреас (включение небольших слабо деформированных блоков в тело разлома) и более широкая зона динамического влияния. На других участках этого разлома локализация поверхностных проявлений деформаций существенно выше. Парагенезис оперяющих разломов образует характерный для сдвигов рисунок.

Современные сейсмоактивные разломы, включая сдвиги, характеризуются пластическими вертикальными деформациями прилегающих областей, часто разграничивая области с различной интенсивностью или направленностью таких деформаций. Хорошим примером является Альпийский разлом в Новой Зеландии, который в центральной своей части являясь почти вертикальным сдвигом, тем не менее, отделяет область растущих гор (Южные Альпы) от приморской равнины и соответственно прекрасно выражен в рельефе.

Анализ субдукционных зон по векторам движения позволяет особо выделить зоны косой субдукции, когда вектор относительного смещения плит направлен не перпендикулярно фронту субдукции. В этом режиме за фронтом субдукции в континентальной коре формируется протяжённый сдвиг, обычно выраженный в рельефе и ограничивающий блок, в котором преимущественно

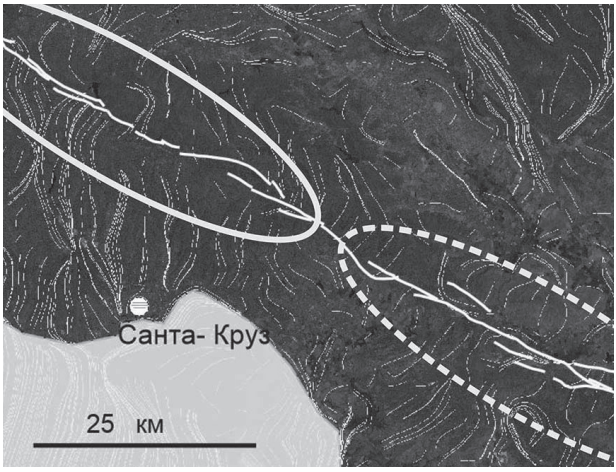


Рис. 4.2. Результаты визуального и автоматизированного дешифрирования фрагмента разлома Сан-Андреас

локализуются медленные события на контакте коры и мантии, а также рельефообразующие пластические деформации. Наличие тектонического блока, отграниченного сдвиговой зоной в тылу островной дуги, наблюдается для многих районов фиксации медленных землетрясений, в том числе в Мексике и Японии. Для проявлений медленных режимов скольжения в аккреционных призмах направление движения субдуцируемой плиты к фронту субдукции кажется не столь важным – здесь большее значение имеет структура осадочного покрова, его литологический состав и региональное поле напряжений.

Иногда при субдукции с малыми входящими углами относительно её фронта формируются границы плит переходного типа вплоть до сдвиговых (трансформных) границ, особенно предрасположенные к локализации медленных деформационных событий, чаще на участках ветвления и наклонного залегания. В этих случаях картина усложняется, но принцип связи с ослабленной нижней корой остаётся. Отметим, что для участков медленного скольжения предпочтительнее пологие углы наклонов зон субдукции, иногда образующие выположенные «площадки» на контакте с континентальной корой, как в Мексике или Южной Японии (то есть это молодые, «тёплые» субдуцируемые океанические плиты) и средние скорости движения (погружения) пододвигаемой плиты. При пологой субдукции особенно велики напряжения сжатия в нависающей плите, что приводит к образованию многочисленных чешуйчатых взбросов на малых глубинах в аккреционной призме.

Сказанное можно проиллюстрировать на примере Новой Зеландии. Блок между субдукционной зоной и сдвиговым продолжением Альпийского разлома (сдвиг в тылу зоны субдукции) концентрирует деформации «скучивания» и «сплющивания» при сжатии и контролирует VLFE на своих границах. Соотношение глубин медленных землетрясений с положением кромки пододвигаемой плиты показывает присутствие обоих типов локализации медленных событий: I тип – глубины 30–50 км в нижней коре, II тип – глубина 10–15 км в аккреционной призме. Системы разломов, составляющие границу плит в этом регионе, хорошо дешифрируются, а зоны их ветвления особенно предрасположены к локализации медленных землетрясений.

На рис. 4.3 показаны скорости смещений на трансформной границе плит в Новой Зеландии. Медленные землетрясения I типа концентрируются на участках распада единой границы на ветви с меньшей скоростью смещения.

Во многих регионах (Япония, Тайвань, Калифорния и др.) очаги LFE и VLFE концентрируются в довольно тонком слое на несколько километров выше границы погружающейся плиты [Ohta, Ide, 2011; Plourde et al., 2015]. Два вероятных события медленного скольжения, предшествовавшие землетрясению Chi-Chi на Тайване (1999 г., $M_w = 7{,}6$), были, по данным [Lin, 2012], приурочены к подошве океанической коры. Таким образом, для крупных событий медленного скольжения, происходящих в межплитовых зонах, характерны, как показано выше, определенные структурные признаки.

Многие авторы полагают, что переходные режимы скольжения «картируют» границы разрывов крупных землетрясений [Ikari et al., 2013]. Так, например, VLFE, наблюдаемые в зоне Нанкайского желоба (Япония), происходят на расщепляющихся разломах внутри аккреационной призмы или вдоль мелких складок [Ito, Obara, 2006; Obara, Ito, 2005]. Участки расположения очагов VLFE корре-

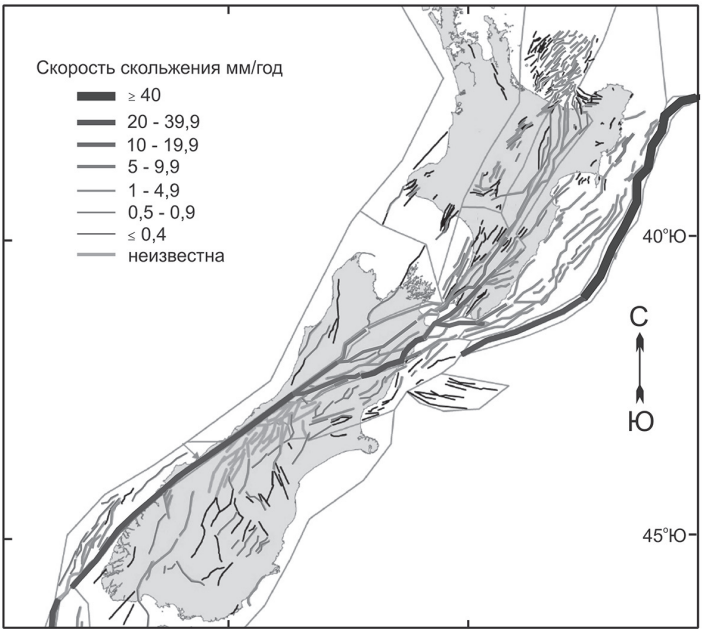


Рис. 4.3. Внутренняя структура Альпийского разлома Новой Зеландии по материалам [Litchfield et al., 2013]

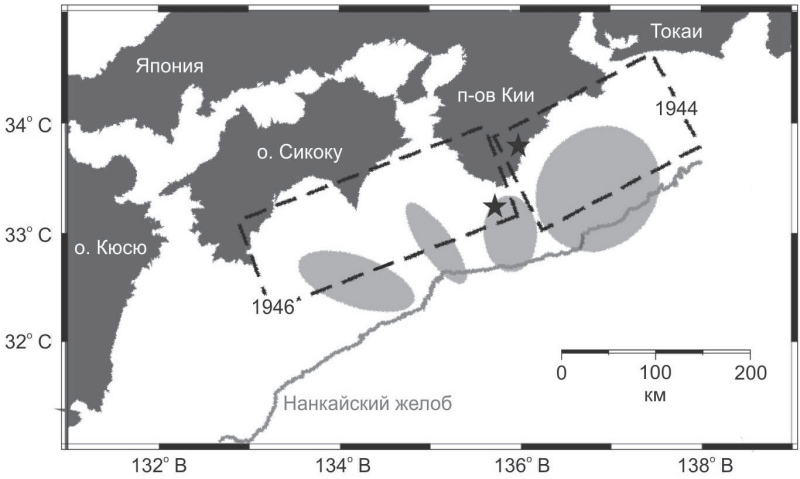


Рис. 4.4. Карта области Нанкайского желоба.

Серые овалы показывают кластеры VLFE. Пунктиром показаны области разрывов, а звездочками – эпицентры землетрясений 1944 и 1947 гг.

лируют с границами областей разрывов крупных ($M > 8$) землетрясений 1944 и 1946 гг. (рис. 4.4).

Радикальное влияние на деформационный режим оказывает структура собственно зоны скольжения. Следует отметить, что даже для огромных по про-

тяжённости разломов в сотни километров (Сан Андреас, Альпийский разлом в Новой Зеландии), разделяющих основные литосферные плиты, зона скольжения, заполненная перетертым материалом, остаётся очень узкой, составляя 1–15 м на уровне дневной поверхности. Исследования возраста формирования глин трения, заполняющих сейсмоактивные сегодня разломы, показали длительность формирования заполнителя в миллионы лет, что говорит об определённой стабильности таких границ. Как показали исследования Альпийского разлома в Новой Зеландии, именно устойчивая центральная часть этого разлома характеризуется квазипериодической сейсмичностью и меньше подвержена проявлениям медленных землетрясений. Можно предположить, что возраст (геологическая история развития разлома, включая изменения в его кинематике) формирования материала сместителя, определяющего механические свойства разлома, влияет на его предрасположенность к реализации «медленных» деформационных событий различного типа. Этим, в частности, объясняются существенные различия в режиме сейсмичности северной (падение на запад) и более старой южной и центральной (субвертикальной) части Альпийского разлома Новой Зеландии. Развитие и последующие трансформации катаклазитов и милонитов различного возраста в зоне сместителя разлома в значительной мере влияют на режим скольжения. Вопрос связи медленных землетрясений со стадийностью формирования зоны сместителя разлома, её структурой и минералогией, а также флюидонасыщенностью и температурным режимом остаётся недоизученным.

В работе [Fagereng, Sibson, 2010] предложена концепция связи режима скольжения и структуры центральной части разлома, согласно которой гетерогенность крупных разломных зон, например, в зоне субдукции, вызывает значительные пространственные вариации в реологии и скорости деформации в пределах одного участка, что может приводить к различным видам скольжения. Можно ожидать, что более прочные блоки в пределах зоны разлома и более уплотненные зоны локализации сдвига будут вести себя более хрупко, чем участки богатые глиной или зоны менее прочного материала. Тип деформации меняется в зависимости от относительной пропорции хрупкого и пластичного материала.

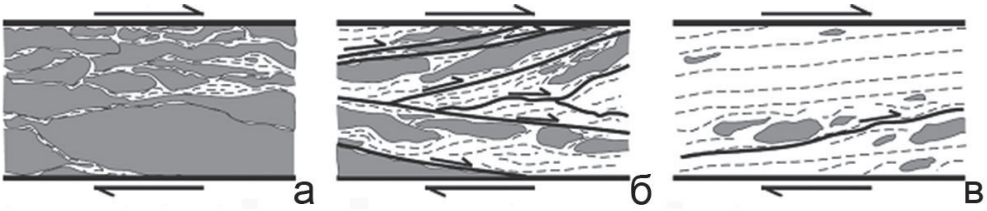


Рис. 4.5. Схема реализации разных типов скольжения при разных структурах центральной части разлома (по [Fagereng, Sibson, 2010])

Схема различных вариантов реализации сдвига, согласно [Fagereng, Sibson, 2010], показана на рис. 4.5. В гетерогенной разломной зоне распределение прочного материала определяет тип деформации. В тех случаях, когда преобладает хрупкий материал с высокой прочностью, сдвиг локализуется вдоль тонких областей магистральных нарушений сплошности (рис. 4.5, а), что может привести к динамическому разрушению. Зоны или ограниченные объемы с низким содер-

жанием пластичного малопрочного материала действуют как зоны зацепления («asperities»), то есть как области с высокой вероятностью зарождения хрупкого разрушения. Согласно некоторым моделям, например [Cloos, 1992], размер «asperities» коррелирует с магнитудой землетрясения так, что размер зон с низким содержанием малопрочного материала может иметь решающее значение для размера будущего разрыва. Сформировавшись, разрыв способен распространяться в малопрочные пластичные области.

В тех случаях, когда доминирует более слабый пластичный материал типа аргиллита, сдвиг распределен в довольно широкой полосе (рис. 4.5, в), что обычно характерно для режима стабильного скольжения. В случаях смеси хрупкого и пластичного материала (рис. 4.5, б) наблюдаются как распределенные, так и локализованные сдвиги. Здесь высока вероятность возникновения промежуточных режимов скольжения. Локализация сдвига на дискретных плоскостях обеспечивает значительный градиент скорости деформации поперек зоны разлома. Авторы предположили, что такой промежуточный механизм может иметь место в широком диапазоне глубин и тектонических условий.

Вопросу о том, какие механические и структурные свойства на макро- и мезоуровнях характерны для участков с разными типами скольжения, посвящены следующие разделы.

4.2. Мезомеханика сопротивления сдвигу и режим скольжения по трещине с заполнителем

Одним из путей исследований закономерностей формирования и трансформации режимов скольжения по разлому являются лабораторные эксперименты. Локализация динамического разрыва при землетрясении в очень узкой центральной части разлома может в известной степени служить основанием для достаточно простой постановки опытов и поиска качественных соответствий между полученными результатами и явлениями, наблюдаемыми в природе. Следует сразу предостеречь от неверного представления о том, что лабораторные эксперименты есть форма масштабного моделирования. Выполнить критерии подобия в данном случае невозможно в силу многих причин, таких как *P-T* условия в очаговой области, зависимость прочности геоматериала от масштаба и т.д. Экспериментальные работы в геомеханике разломных зон следует рассматривать скорее, как исследования фундаментальных свойств геоматериалов и геоструктур, которые определяют деформационный процесс. Дополнительную уверенность придает и то обстоятельство, что скольжение по разлому есть, по нашему мнению, прежде всего, проблема физики трения, тогда как согласно первому закону Амонтона трение в грубом приближении не зависит от масштаба [Scholz, 2002]. Если же встать на позицию, что скольжение по разлому есть проблема физики прочности материала, то возникают серьезные трудности с переносом результатов с лабораторного на геологический масштаб.

Для проведения опытов по исследованию мезомеханики сопротивления сдвигу по трещине с заполнителем, была выбрана классическая постановка эксперимента типа «слайдер»-модели, в которой блок под действием приложенного сдвигового усилия скользит по поверхности раздела (рис. 4.6). Гранитный блок

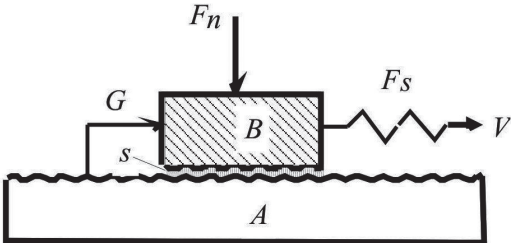


Рис. 4.6. Схема проведения эксперимента.

A – гранитное основание, *B* – блок, *s* – слой дискретного материала, *G* – лазерный датчик перемещений

(*B*) размером 8×8×3 см располагался на неподвижном гранитном основании (*A*). Контакт между шероховатыми поверхностями (средняя глубина неоднородности составляла 0,5–0,8 мм) заполнялся слоем дискретного материала (*s*), имитирующего центральную (Principal slip zone, см. главу 2) зону разлома. Толщина слоя составляла около 2,5 мм.

Нормальная нагрузка F_n прикладывалась через специальное приспособление, которое исключало появление сдвиговых усилий на верхней грани подвижного блока. Величина F_n изменялась в диапазоне от $1{,}2 \cdot 10^4$ до $1{,}5 \cdot 10^5$ Па. Сдвиговое усилие F_s прикладывалось к блоку через пружинный блок, жесткость которого могла меняться. Установка была оснащена электрическим приводом с комплексным редуктором, который позволял выдерживать скорость приложения нагрузки V с высокой точностью в диапазоне 0,08÷25 мкм/с. Создаваемые усилия контролировались датчиками силы. Перемещения блока относительно подложки измерялись датчиками LVDT с точностью 0,1 мкм и лазерными датчиками ILD2220-10 (*G*). Последние позволяли измерять динамические перемещения в полосе частот 0–5 кГц с точностью 0,1 мкм.

В качестве заполнителя трещины использовались разные материалы: кварцевый песок, стеклянные шарики и искусственный грунт. Для характеристики гранулометрического состава заполнителя мы использовали постоянные из распределения Розина–Раммлера (2.1) – средний размер зерна δ_0 и ширину распределения n.

Средний размер зёрен всех заполнителей был одинаковым и составлял 300–330 мкм, при этом у различных материалов была совершенно разная форма зерен. Фотографии заполнителей приведены на рис. 4.7. Легко видеть, что искусственные грунты имели зёрна угловатой формы с заострёнными краями, песчинки были существенно более округлые, а стеклянные шарики обладали правильной круглой формой.

Искусственный грунт создавался следующим образом. В качестве исходного материала была взята крошка, полученная дроблением гранита. С помощью набора сит крошку сепарировали на 7–9 фракций в диапазоне размеров от менее 0,05 до 1,6 мм. Образцы составляли путем тщательного перемешивания порошков, взятых в соответствующих весовых долях от каждой фракции. К тонким фракциям (<50 мкм) добавляли стандартные абразивные порошки (корунд и карбид кремния). При определении весовой доли последних учитывалась разница их плотности и плотности гранита. Ширина распределения n искусственного грунта равнялась 2 при изменении размеров отдельных зерен в диапазоне от 28 мкм до 1,6 мм.

В ряде опытов материал-заполнитель перемешивался с небольшим количеством глицерина (до 1% по объему).

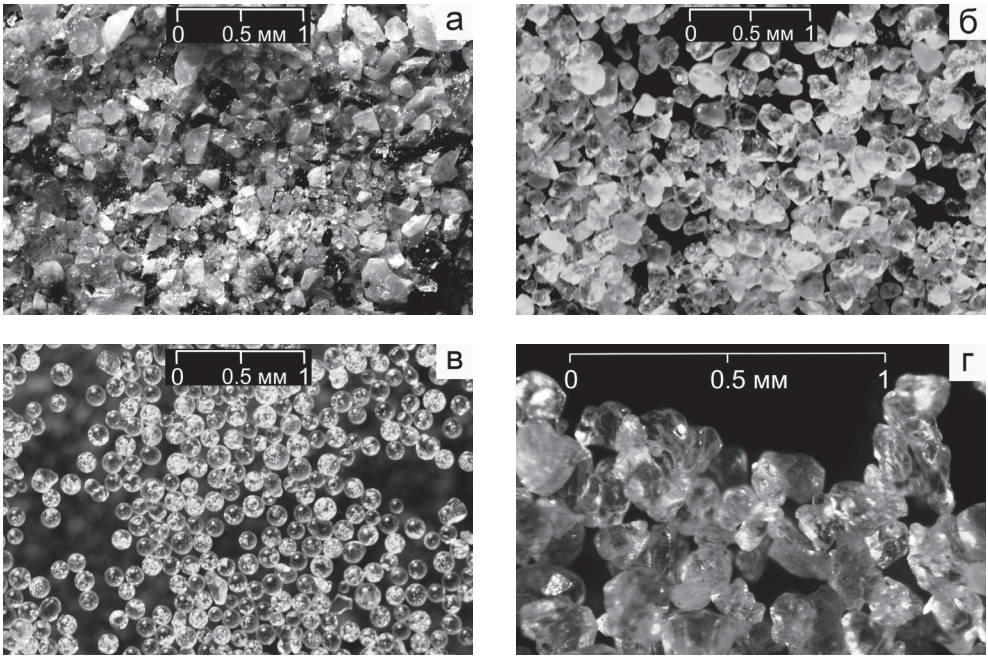


Рис. 4.7. Микрофотографии некоторых материалов-заполнителей: а – искусственный грунт с шириной распределения n = 2; б – кварцевый песок, с диапазоном размеров зёрен 250–330 мкм; в – стеклянные шарики с размером от 250 мкм до 400 мкм; г – кварцевый песок с содержанием глицерина 0,3%

Таблица 4.1

Характеристики материалов-заполнителей

Заполнитель	Диапазон размеров зерен, мкм	Средний размер частиц δ_0, мкм	Ширина распределения n	Сцепление $^*C_r$, кПа	Угол трения φ
Стеклянные шарики	250–400	300	>4	~0 (0–2)	32 (19)
Сухой песок	250–330	300	>4	2–6 (3–5)	37 (28)
Искусственный грунт	28–1600	337	2	10–100 (6–10)	44 (31)

* – В скобках указаны результаты опытов по нагружению тонкого слоя грунта в «слайдер»-модели.

Опыты по определению прочностных характеристик некоторых грунтов при различных значениях гидростатического давления проводились на установке трехосного сжатия. По результатам измерений строились огибающие кругов Мора и определялись параметры закона Кулона. Эти же параметры оценивались и по результатам измерений величин предельного и остаточного сопротивления

сдвигу в опытах с нагружением тонкого слоя грунта на «слайдер»-модели. Полученные характеристики приведены в табл. 4.1. Отметим, что при сдвиге по трещине значения углов внутреннего трения оказываются существенно ниже значений, полученных при трехосном нагружении. При добавлении к сухому песку глицерина угол внутреннего трения практически не меняется, а сцепление растет с увеличением влажности (для сухого песка – ~5 кПа, при влажности 0,25% ~10 кПа), оставаясь при этом малым, по сравнению с величиной нормального давления, при котором проводились эксперименты (~$0{,}5 \div 1{,}5 \cdot 10^5$ Па).

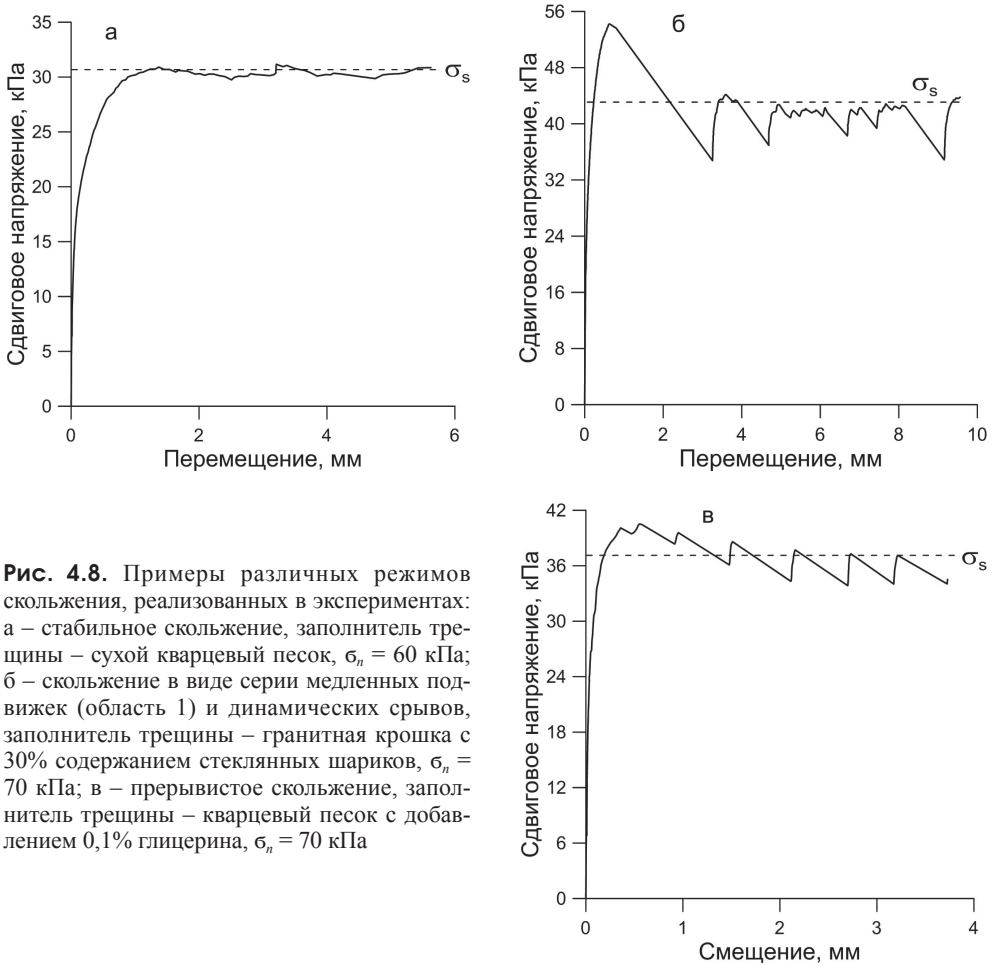


Рис. 4.8. Примеры различных режимов скольжения, реализованных в экспериментах: а – стабильное скольжение, заполнитель трещины – сухой кварцевый песок, σ_n = 60 кПа; б – скольжение в виде серии медленных подвижек (область 1) и динамических срывов, заполнитель трещины – гранитная крошка с 30% содержанием стеклянных шариков, σ_n = 70 кПа; в – прерывистое скольжение, заполнитель трещины – кварцевый песок с добавлением 0,1% глицерина, σ_n = 70 кПа

Результаты экспериментов показали, что структурные и механические характеристики материала, заполняющего трещину, оказывают радикальное влияние на режим деформирования. Используя смеси различных материалов, описанные выше, в экспериментах удалось реализовать широкий спектр режимов скольжения, которые качественно соответствуют всем типам межблоковых движений, наблюдаемым в природе – от асейсмического крипа до землетрясений. Примеры стабильного скольжения, перемещения в виде медленных подвижек и прерывистого скольжения приведены на рис. 4.8. В качестве одного из ключевых пара-

метров, характеризующих тип межблоковых перемещений, удобно использовать максимальную скорость скольжения V_m.

В описываемой серии экспериментов при скорости протяжки u_s = 20 мкм/с к эпизодам медленного скольжения относились события с максимальными скоростями смещения менее 5 u_s. Для деформационных событий этого типа характерно плавное нарастание скорости до максимума и последующее медленное торможение. Относительное изменение сдвигового усилия составляет не более 1–2%, а длительность подвижки варьируется в диапазоне от 0,5 до 8 с.

К динамическим срывам (лабораторные «землетрясения») относились эпизоды скольжения со значениями скоростей V_m более чем на 2 порядка превышающих величину скорости протяжки. Динамический срыв характеризуется резким сбросом сдвигового усилия в ходе быстрого, с максимальной скоростью в десятки см/с и более, кратковременного проскальзывания по трещине, следующего за длительной стадией роста нагрузки. Продолжительность всех событий данного типа в описываемых сериях экспериментов примерно одинакова и варьируется в диапазоне от 40 до 80 мс.

«Медленные срывы» представляют собой режимы, переходные от эпизодов медленного скольжения к динамическим срывам, и в описываемых экспериментах характеризуются скоростями скольжения от 5 до 50–100 u_s. Закономерности изменения параметров событий данного типа сильно зависят от состава материала заполнителя. Эта группа событий является лабораторным аналогом LFE и VLFE.

Прецизионные измерения демонстрируют, что стабильное скольжение также, на самом деле, состоит из участков ускорения и замедления, однако максимальная скорость смещения в этом случае на два-три порядка ниже, чем при динами-

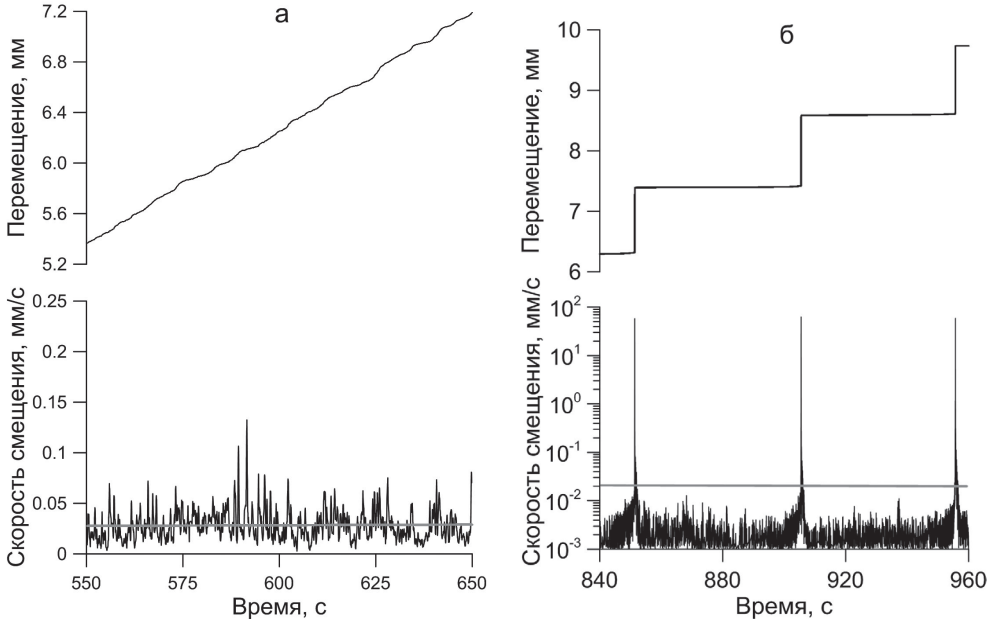


Рис. 4.9. Зависимость изменения смещения и скорости блока со временем: а – при деформировании сухого песка; б – песок с массовым содержанием глицерина 1%. Горизонтальной линией показана скорость нагружения

ческих срывах. Зависимости смещения и скорости смещения от времени для этих двух случаев показаны на рис. 4.9.

Важным фактором, определяющим режим скольжения по трещине, является форма частиц заполнителя. На рис. 4.10 показаны зависимости перемещения от времени для смеси песка со стеклянными шариками. Можно видеть, что увеличение процентного содержания гладких частиц того же диаметра приводит к трансформации фрикционного сопротивления от стабильного скольжения к прерывистому. При отсутствии гладких частиц около 90% событий имеют максимальную скорость смещения всего лишь 0,1÷0,2 мм/с, а события со скоростью смещения свыше 0,5 мм/с полностью отсутствуют, то есть можно считать, что скольжение происходит практически равномерно. Увеличение количества «гладких» частиц до 20–30% приводит к появлению отдельных «медленных» событий со скоростью смещения в несколько мм/с. Дальнейшее увеличение содержания стеклянных шариков приводит к возрастанию как средней скорости скольжения внутри цикла, так и к увеличению числа циклов, которые можно квалифицировать как динамические события со скоростью межблокового перемещения порядка нескольких см/с. При массовой доле стеклянных шариков 40–50% характер движения представляет собой режим прерывистого скольжения с небольшой величиной сброшенного напряжения. Последующее увеличение количества гладких частиц изменяет лишь амплитуду скачка. При деформировании заполнителя, целиком состоящего из стеклянных шариков, скачок сдвиговой нагрузки составляет примерно 15% от максимального значения σ_s, а скорость смещения блоков достигает величины 60÷80 мм/с.

Аналогичная картина изменения режима деформирования наблюдается в экспериментах с заполнителем, состоящим из стеклянных шариков и гранитной крошки. При деформировании чистого искусственного грунта наблюдается промежуточный режим скольжения. Амплитуды вариаций сопротивления сдвигу и скорости динамических подвижек значительно ниже, чем при выраженном «стик-слипе», однако заметно выше, чем при стабильном скольжении, наблюдаемом в опытах с сухим песком.

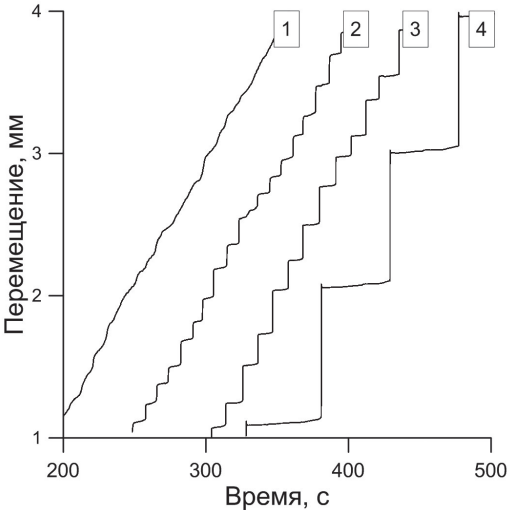


Рис. 4.10. Зависимости перемещения от времени для экспериментов с заполнителем, состоящего из кварцевого песка с добавлением различного количества стеклянных шариков.

Кривые: 1 – чистый песок, 2 – содержание стеклянных шариков 20%, 3 – 40% стеклянных шариков, 4 – только стеклянные шарики

Рис. 4.11. Изменение пределов вариации скорости скольжения при изменении структуры заполнителя.

Светлая область – гранитная крошка с добавлением стеклянных шариков, темная область – кварцевый песок с добавлением стеклянных шариков

Таким образом, структура материала-заполнителя определяет спектр деформационных событий, которые могут произойти на нарушении сплошности – от стабильного скольжения до динамического срыва. При этом более широкий гранулометрический состав материала-заполнителя соответствует более широкому диапазону скоростей реализуемых подвижек (рис. 4.11).

Формирование определенного режима деформирования определяется не только геометрией зерен, но и их химико-физическими свойствами. Так, для монокомпонентных узкодисперсных заполнителей, состоящих из угловатых зерен, характеризующихся ионной связью молекул (хлорид натрия, корунд, оксид магния), реализация динамического режима при одинаковых параметрах нагружения значительно более вероятна, чем для заполнителей с ковалентной или металлической связью молекул (сухой кварцевый песок, графит и др.) [Остапчук, 2016]. Вероятно, ионная связь обуславливает более сильное адгезионное взаимодействие контактирующих зерен заполнителя.

В отдельной серии экспериментов исследовалось влияние гетерогенности межблокового контакта на параметры режима деформирования. Зона контакта была разделена на несколько областей (схема на рис. 4.12). Одна область («1») модельной трещины заполнялась сухим кварцевым песком, для которого характерно стабильное скольжение, другая область («2») – кварцевым песком, увлажненным глицерином. Вторая смесь, как отмечалось выше, обеспечивает режим прерывистого скольжения. При этом пределы прочности областей с разным заполнителем были близки. Как и ожидалось, увеличение площади зоны прерывистого скольжения приводит к росту величины сброшенных напряжений.

Обратим внимание, что при равномерном распределении приложенных нормальных и сдвиговых напряжений, имевших место в лабораторных экспериментах, величина $\Delta\sigma$ определяется не количеством и размером отдельных подобластей, а суммарной площадью зон межблокового контакта, характеризующихся режимом прерывистого скольжения.

Важнейшую роль при формировании режима скольжения играет наличие в заполнителе флюида. Характер изменения режима скольжения при увлажнении

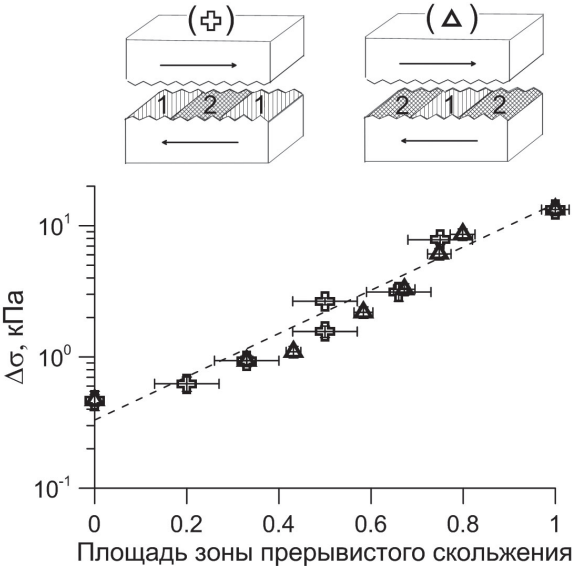


Рис. 4.12. Зависимость скачка сдвиговых напряжений (Δσ) от площади области контакта, характеризующейся прерывистым скольжением.

Площадь нормирована на 64 см^2. Сверху показано 2 способа деления межблокового контакта на подобласти: «1» – подобласть стабильного скольжения, «2» – прерывистого скольжения. Кресты соответствуют расположению подобластей «1-2-1»; треугольники – «2-1-2»

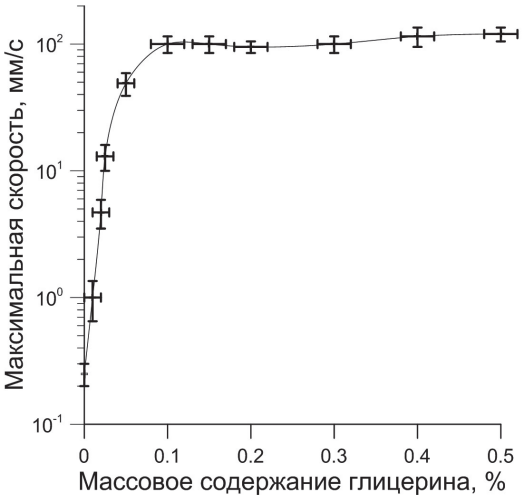


Рис. 4.13. Зависимость максимальной скорости перемещения от степени увлажнения песка глицерином

песка глицерином удобно проследить на рис. 4.13, где показано изменение максимальной скорости смещения блока от объемной влажности песка. Если для сухого песка $V_m \approx 5 \cdot 10^{-4}$ м/с, то уже при $\psi \approx 0{,}1\%$ скорость срыва увеличивается более чем в 300 раз – до $1{,}6 \cdot 10^{-1}$ м/с. То есть наличие в заполнителе всего лишь 0,1% глицерина приводит к резкому изменению режима скольжения от квазистационарного к стик-слипу, тогда как угол внутреннего трения практически не меняется, а рост сцепления составляет 1–3 кПа. Дальнейшее добавление глицерина

(вплоть до влажности 10%) не вносит существенных изменений в характер деформирования.

Выполненные эксперименты позволили обнаружить неописанный ранее в литературе эффект – влияние вязкости тонких пленок флюида на характеристики скольжения. В одной из серий экспериментов песок увлажнялся небольшим количеством флюида ($\psi \approx 0{,}5\%$ по массе), вязкость которого η изменялась от опыта к опыту в диапазоне от 0,3 мПа·с до 20 Па·с. Измерения показали, что изменение вязкости флюида не приводит к радикальному изменению кулоновской прочности контакта. Предельная прочность σ_c варьируется в пределах 35–45 кПа, то есть изменения составляют около 20%. Гораздо сильнее – в 15 раз – изменялась в экспериментах величина скачка напряжений при динамическом срыве $\Delta\sigma$.

Зависимость приведенной величины сброшенного напряжения от вязкости флюида, увлажняющего заполнитель, показана на рис. 4.14. Из приведенного графика видно, что зависимость $\frac{\Delta\sigma}{\sigma_c}(\eta)$ оказывается не монотонной, а носит выраженный пороговый характер. Постепенно возрастая с увеличением вязкости флюида вплоть до величины $\eta \approx 1$ Па·с, значение $\Delta\sigma/\sigma_c$ затем резко падает почти на порядок с дальнейшим постепенным снижением. Таким образом, при вязкости флюида выше определенного предела режим деформирования контакта вновь становится квазистабильным. Выраженный стик-слип на нем практически не наблюдается.

Этот феномен связан с характером взаимодействия частиц заполнителя трещины. При добавлении небольшого количества флюида на поверхности частиц образуется тончайшая пленка жидкости, сглаживающая неровности и способствующая формированию контакта между отдельными гранулами. Толщина пленки флюида h при влажности $\psi = 0{,}5\%$ составляет величину порядка 0,5 мкм.

В результате приложения нормальной нагрузки внутри заполнителя образуются силовые цепочки из частиц, нагруженных более сильно, чем основная масса. Именно эти силовые цепочки определяют фрикционное сопротивление контак-

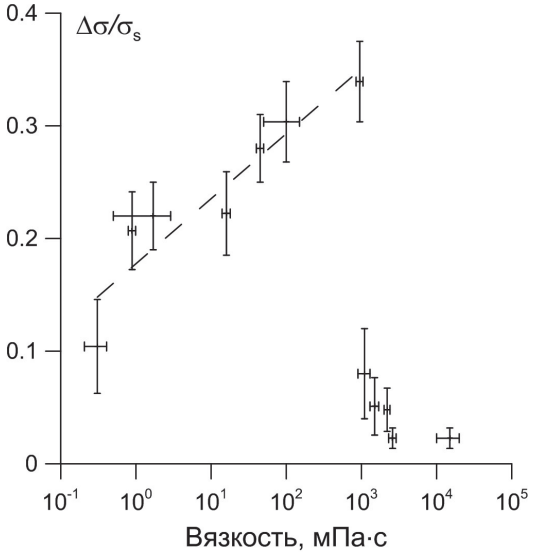


Рис. 4.14. Зависимость изменения скачка сдвигового напряжения от вязкости флюида. Нормальная нагрузка составляет 83 кПа, массовая доля жидкостей – 0,5%

та. Чем больше вязкость флюида, тем лучше сглаживаются неровности частиц. Частица становится «более круглой», что способствует образованию большего количества силовых цепочек и, как следствие, увеличению амплитуды скачка напряжений при их динамическом разрушении. Это напрямую продемонстрировано в экспериментах с круглыми и угловатыми частицами (рис. 4.10). На нагруженных нормальным давлением контактах излишки флюида выдавливаются, скапливаясь в поровом пространстве между зернами. При определенной «критической» скорости деформации $\dot{\varepsilon}_c$ этот флюид проникает внутрь контакта, смачивая поверхность, что приводит к формированию режима стабильного скольжения. При этом величина критической скорости обратно пропорциональна вязкости флюида $\dot{\varepsilon}_c \sim \eta^{-1}$. Этот эффект хорошо известен в трибологии [Martin et al., 2002].

В наших опытах при вязкости флюида $\eta < 1000$ мПа·с скорость деформации оказывается недостаточной для достижения эффекта смачивания контакта. При $\eta \geq 1000$ мПа·с происходит проникновение флюида между частицами напряженных цепочек, что приводит к затуханию эффекта прерывистого скольжения. При этом, чем больше вязкость флюида, тем при меньшей скорости деформации скольжение стабилизируется.

Протекающая в квазистационарном режиме по расположенным на глубине трещинам вода типично содержит 10^{10}–10^{11} алюмосиликатных частиц микронного размера на кубический метр. В растворах, содержащих такие частицы в небольших концентрациях, происходят процессы агрегации – образование укрупненных структурных элементов в результате слипания отдельных частиц. При распространении флюида в зернистой среде эти элементы формируются в промежутках между частицами, образуя вязкие колоидные пленки микронной толщины, обволакивающие частицы заполнителя трещин. Судя по результатам проведенных экспериментов, вязкость этих пленок, то есть химический состав глин, может определять режим деформирования разлома. При высоких величинах вязкости скольжение стабилизируется после достижения определенной скорости деформации, не достигая значений $V_m \sim 1$ м/с, характерных для «нормальных» землетрясений. Небольшое понижение вязкости флюида в магистральной части разломной зоны может привести к резкому изменению режима деформирования – переходу от стабильного скольжения к прерывистому.

Таким образом, результаты экспериментов показывают, что при близких прочностных параметрах закономерности деформирования трещин с разной структурой заполнителя зачастую радикально различаются. При незначительном изменении таких характеристик, как влажность, гранулометрический состав, форма и материал зерен, стабильное скольжение может смениться динамической неустойчивостью. Согласно представлениям ряда авторов, например, [Sammis et al., 1987; Liu et al., 1995; Turcotte et al., 2003], возникновение динамических срывов связано с возможностью формирования и разрушения расположенных поперек трещины конгломератов нагруженных частиц. В процессе деформирования эти так называемые силовые цепочки испытывают повторяющиеся циклы формирования, нагружения и разрушения. Одновременный разрыв нескольких таких цепочек приводит к резкому снижению сопротивления сдвигу и возникновению динамической неустойчивости (рис. 4.15). В численных расчетах по деформированию трещины, заполненной стеклянными шариками, было показано, что закономерности деформирования определяются процессами само-

организации ансамбля частиц и в зависимости от пространственной упорядоченности силового скелета могут существенно изменяться [Morgan, Boettcher, 1999].

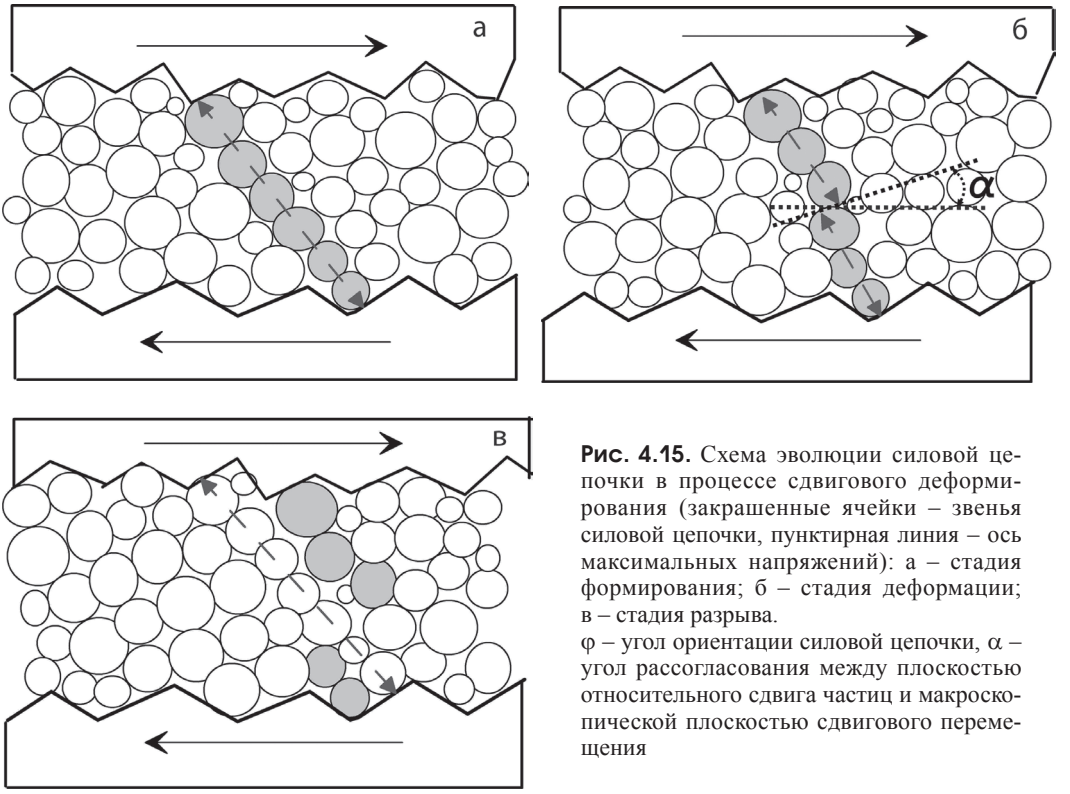


Рис. 4.15. Схема эволюции силовой цепочки в процессе сдвигового деформирования (закрашенные ячейки – звенья силовой цепочки, пунктирная линия – ось максимальных напряжений): а – стадия формирования; б – стадия деформации; в – стадия разрыва.
φ – угол ориентации силовой цепочки, α – угол рассогласования между плоскостью относительного сдвига частиц и макроскопической плоскостью сдвигового перемещения

Разрушение силовых цепочек может происходить несколькими способами. Во-первых, это проскальзывание между частицами, составляющими цепочку. Во-вторых – проскальзывание между частицей и поверхностью блока. При значительных нормальных напряжениях могут реализоваться и две моды, связанные с разрушением материала – отрывное разрушение частицы при сжатии и разрушение неоднородности на поверхности блока. В условиях наших экспериментов (малые нормальные напряжения и шероховатые поверхности блоков) наиболее вероятным является первый механизм – проскальзывание между частицами, составляющими цепочку.

При таком «фрикционном» механизме разрушения силовых цепочек, величина сопротивления сдвигу будет зависеть как от силы трения между частицами заполнителя, так и от угла α рассогласования плоскости сдвига между частицами и макроскопической плоскости (см. рис. 4.15), который примерно соответствует углу дилатансии материала.

Для двумерной цепочки частиц одинакового размера, раскладывая приложенные напряжения на плоскость проскальзывания, можно показать, что отношение приложенных сдвиговых и нормальных напряжений (кажущийся коэффициент

трения $\mu_{эфф} = \sigma_s/\sigma_n$) выражается через угол рассогласования при помощи выражения [Sammis et al., 1987]:

$$\mu_{эфф} = \frac{\operatorname{tg}\varphi + \operatorname{tg}\alpha}{1 - \operatorname{tg}\varphi \cdot \operatorname{tg}\alpha} = \operatorname{tg}(\varphi + \alpha), \tag{4.1}$$

где φ – угол трения между частицами.

Величина угла рассогласования зависит от распределения частиц по размерам и величины приложенного нормального напряжения. Максимальное значение α соответствует ряду, в котором все частицы одного размера. Для 2*D* ряда плотно упакованных идентичных жестких цилиндров α = 30°; для 3*D* гексагональной плотной упаковки α = 19,6°. Чем шире распределение, тем меньше угол рассогласования. Для дискретного фрактального 2*D* массива цилиндров, для которых диаметр в последующих классах отличается в 2 раза (фрактальная размерность 1,58), α = 16° [Biegel, Sammis, 1989].

Таким образом, на мезоуровне имеет место взаимодействие двух процессов. Первый, за который отвечает параметр α, это самоорганизация заполнителя, выражающаяся в формировании упорядоченных силовых цепочек. Второй – фрикционное взаимодействие частиц с характерным параметром в виде угла трения φ. Сравнивая, например, заполнители из стеклянных шариков, песка и гранитной крошки, можно заключить, что угол рассогласования α убывает от шариков к искусственному грунту, а угол трения между частицами φ, напротив, заметно возрастает. При этом более существенный рост φ обеспечивает возрастание кажущегося угла трения (см. табл. 4.1).

Как отмечалось выше, важную роль в реализации процесса деформирования играет структурированность материала-заполнителя. Можно предположить, что упорядоченность среды будет обуславливать и упорядоченность процесса деформирования.

Для оценки степени упорядоченности последнего рассчитывалась клеточная фрактальная размерность экспериментальных зависимостей смещения от времени $x(t)$ в интервале времени 400 секунд по формуле:

$$d_0 = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\log N(\Delta t)}{\log(1/\Delta t)}, \tag{4.2}$$

где $N(\Delta t)$ – наименьшее число элементов размером (Δt, $v\Delta t$) (v – характерная скорость), необходимое для полного покрытия кривой $x(t)$. Результаты расчета приведены в таблице 4.2 и на рис. 4.16.

Экспериментальные данные условно разделены на три группы: квазистабильное скольжение (движение с почти постоянной малой скоростью), переходные режимы (медленные подвижки, сочетающиеся с отдельными динамическими срывами) и прерывистое скольжение. Зависимостям с наименьшей фрактальной размерностью (максимальная степень упорядоченности деформационного процесса) соответствуют наибольшие скорости смещения.

В заполнителях из искусственного грунта и сухого кварцевого песка наблюдается стабильное скольжение. Это, вероятно, связано с тем, что при небольших давлениях, реализованных в экспериментах, неправильная форма и неровная поверхность зерен не допускают образования упорядоченных силовых цепочек.

Таблица 4.2

Фрактальная размерность экспериментальных кривых смещения для материалов-заполнителей

Материал-заполнитель	Фрактальная размерность, d_0	Тип скольжения («визуально» по зависимостям $x(t)$ и $v(t)$)
Искусственный грунт (чистый)	2,24±0,03	Стабильное
Сухой песок (чистый)	2,15±0,03	Стабильное
Песок с влажностью 0,01%	2,03±0,03	Переходный режим
Песок с влажностью 0,02%	2,02±0,03	Переходный режим
Песок с содержанием шариков 20%	2,08±0,03	Переходный режим
Песок с содержанием шариков 30%	2,08±0,03	Переходный режим
Искусственный грунт с содержанием шариков 10%	2,12±0,03	Переходный режим
Искусственный грунт с содержанием шариков 20%	2,07±0,03	Переходный режим
Искусственный грунт с содержанием шариков 30%	2,08±0,03	Переходный режим
Песок с влажностью 0,025%	2,03±0,03	Стик-слип
Песок с влажностью 0,05%	1,99±0,03	Стик-слип
Песок с влажностью 0,1%	1,98±0,03	Стик-слип
Песок с содержанием шариков 40%	1,98±0,03	Стик-слип
Искусственный грунт с содержанием шариков 40%	1,98±0,03	Стик-слип
Стеклянные шарики	1,97±0,03	Стик-слип

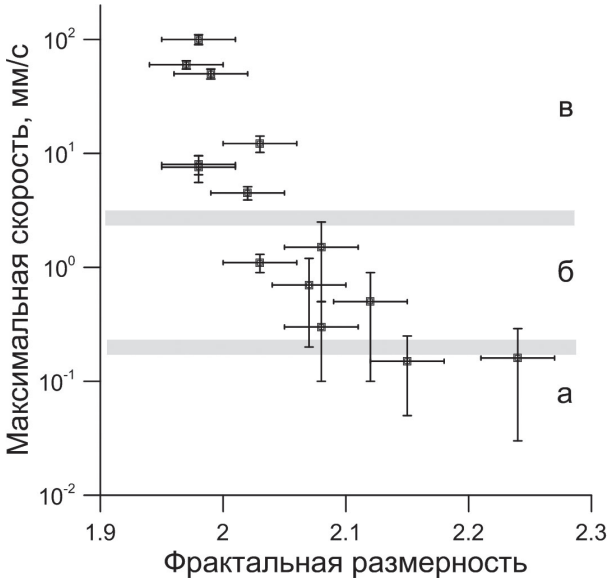


Рис. 4.16. Величина максимальной скорости смещения для зависимостей перемещения от времени с различной фрактальной размерностью.

Горизонтальные линии разделяют области с различным типом деформирования: а – стабильное скольжение, б – переходные режимы, в – прерывистое скольжение. Отрезками показаны ошибка измерения фрактальной размерности и дисперсия скорости событий

Увеличение доли стеклянных шариков приводит к структурированию среды и постепенному переходу сначала к нестабильному, а затем и к прерывистому скольжению. При добавлении небольшого количества глицерина к песку большая часть флюида скапливается в неровностях на поверхности частиц и, как отмечалось выше, образует пленку, сглаживающую эти неровности и способствующую слипанию песчинок в конгломераты с возможностью упорядочивания структуры с образованием силовых цепочек. Это хорошо видно на фотографии на рис. 4.7, г. Увеличение количества разрушаемых цепочек приводит к росту амплитуды скачка напряжений и максимальной скорости смещения.

Добавление глицерина к гранитной крошке не приводит к подобному эффекту из-за угловатой формы частиц. Пленки флюида оказывается недостаточно для формирования контактов между зернами. Более низкая упорядоченность искусственного грунта (рис. 4.7, а) приводит к снижению вероятности появления событий большой амплитуды и к увеличению вариации параметров режима скольжения по сравнению с заполнителем из песка (рис. 4.11). Добавление гладких стеклянных шаров приводит к формированию цепочек и возникновению динамических срывов.

В работе [Остапчук, 2016] предложена модель, описывающая самоорганизацию контакта на мезоуровне, и проведены оценки влияния этого процесса на формирование режима скольжения по трещине. В основе модели лежит представление о том, что возникновение динамических событий связано с образованием расположенных поперек простирания трещины конгломератов нагруженных частиц или контактных пятен. Эти структурные элементы в совокупности формируют силовой скелет, характеризующийся определенной пространственной структурой и прочностными характеристиками. Разрушенные в процессе деформирования силовые цепочки способны полностью замещаться аналогичными структурными элементами под влиянием сил контактного взаимодействия, когда внешнее воздействие будет полностью скомпенсировано. По мере накопления деформаций постепенное разрушение контактных пятен приводит к увеличению площади неконсолидированной области межблокового контакта и интегральному снижению жесткости. В таких областях действие внешних сил, главным образом, проявляется в относительном проскальзывании разгруженных элементов, а значит, возникает дополнительное сопротивление сдвигу ΔR_{ad}, которое может быть описано с использованием реологических соотношений типа структурной сверхпластичности (см. раздел 3.3).

В рамках модели контактная область описывается несколькими характеристиками, включая: параметр структурированности $\beta = 4 - 2d$, где d – фрактальная размерность пространственной самоподобной структуры силового скелета; реологические параметры межзернового скольжения или структурной сверхпластичности (см. соотношения (3.45), (3.46)) ς и a. Коэффициент ς зависит от термодинамических параметров, таких как температура, давление, коэффициент диффузии, постоянная решетки и т.д. Показатель степени a может изменяться от 0 до 1.

Способ реализации накопленной упругой энергии в рамках модели определяется параметром структурированности β и величиной $D_c = D_{cr} - D_{el}$ – разностью между величинами критического и максимально возможного упругого перемещения. Рассмотрение условий реализации различных режимов скольжения на координатной плоскости β-D_c (см. пример на рис. 4.17) показало, что события мед-

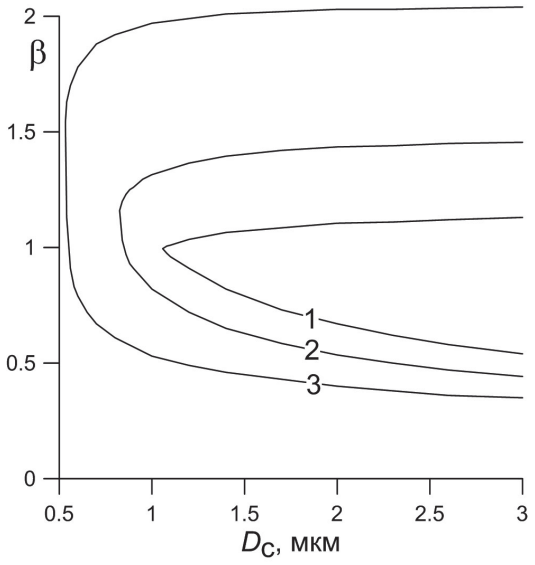


Рис. 4.17. Зона формирования медленных событий на диаграмме β-D_c.

Линии – огибающие купола медленных событий при: 1 – $\Delta R_{ad} = 0$; 2 – $\Delta R_{ad} = \varsigma D^{0,8}$, $\varsigma = 7{,}3 \cdot 10^5$; 3 – $\Delta R_{ad} = \varsigma D$, $\xi = 10^5$

ленного скольжения могут существовать только в определенной параметрической области («купол медленных событий»), которая качественно соответствует сегментам разломных зон с максимальными значениями фрактальной размерности (окончания разломов, зоны их ветвления и взаимного пересечения). Этот вывод качественно соответствует результатам, описанным в разделе 3.1.

В зависимости от реологических параметров ς и a (соотношение (3.46) действие силы ΔR_{ad} может существенно изменить условия формирования различных динамических событий. При вариации параметров наблюдается изменение как размера купола медленных событий, так и его формы (рис. 4.17). Причем увеличение параметра ς, отражающего подвижность зерен, приводит к сдвигу вершины купола в сторону меньших D_c и увеличению ширины купола по параметру β. Это означает, что в природе, при определенных условиях, медленные события могут быть приурочены и к центральным сегментам разломов.

4.3. Режимы скольжения по трещинам, заполненным разным геоматериалом

В предыдущем разделе было исследовано влияние на режим скольжения мезохарактеристик заполнителя трещин: формы, гранулометрического состава частиц, влажности, вязкости флюида и т.д. Ниже рассмотрены условия возникновения различных режимов скольжения для нескольких типов геоматериалов: кварцевого песка, глины и талька.

В описываемой серии экспериментов были использованы две установки. Первая, созданная в ОИВТ РАН под руководством к.т.н. В.А. Новикова, – трибологическая установка, обеспечивающая медленное деформирование контактной зоны между двумя блоками (рис. 4.18). Использовались подвижный блок и неподвижная платформа, изготовленные из высокопрочного бетона марки М-500.

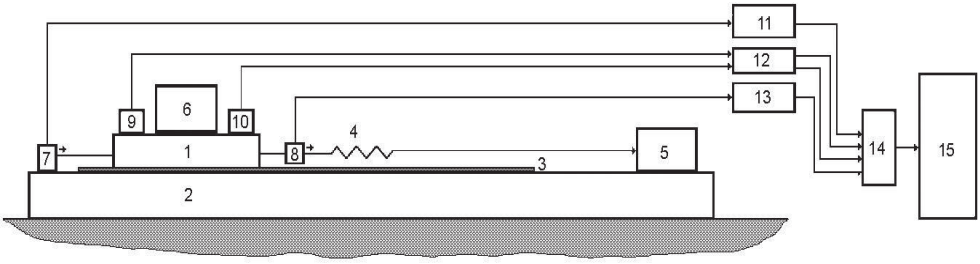


Рис. 4.18. Схема пружинно-блочной модели.

1 – подвижный блок; 2 – неподвижная платформа; 3 – заполнитель контактной зоны; 4 – пружина; 5 – электромеханический привод для нагружения пружины и создания сдвиговых напряжений в контактной зоне; 6 – нагрузка подвижного блока для создания нормальных напряжений в контактной зоне; 7 – датчик перемещения подвижного блока; 8 – датчик усилия сдвига подвижного блока; 9 – датчик высокочастотной акустической эмиссии; 10 – датчик низкочастотной акустической эмиссии; 11, 12, 13 – усилители аналоговых сигналов датчиков; 14 – АЦП; 15 – персональный компьютер

Перемещение подвижного блока обеспечивалось электромеханическим приводом с минимальной скоростью 0,15 мкм/с. Малая скорость нагружения дает возможность достигать динамической нестабильности даже при небольших нормальных нагрузках.

Сдвиговая нагрузка создавалась приводом через калиброванную пружину STAMO, а нормальная – нагружением подвижного блока калиброванными грузами. Измерение усилия пружины производилось датчиком UMMA-K100 с точностью измерения 0,01 кг, перемещения подвижного блока – датчиком CTE-3000 с точностью 0,1 мм. Акустическая эмиссия (АЭ) регистрировалась в процессе сдвига в двух частотных диапазонах – высокочастотным датчиком ПАЭ ПГ20-200 (20–200 кГц) и низкочастотным датчиком AP57 (1,0 Гц–2,0 кГц). Регистрация параметров производилась с использованием блока АЦП USB-3000 и программного обеспечения PowerGraph©. На установке предусмотрена система капельной подачи флюида в контактную зону через центральное отверстие, выполненное в подвижном блоке. На данной модели могут выполняться долговременные эксперименты по изучению медленного деформирования разломной зоны в течение нескольких недель. Вариация режимов нагружения и использование разных материалов-заполнителей позволяет исследовать различные режимы деформирования контактной зоны.

В качестве второго экспериментального стенда использовалась установка ИДГ РАН, схема которой была приведена выше на рис. 4.6. Жесткости пружин на этой установке составляли от 10 до 40 Н/мм. Создаваемое сдвиговое усилие контролировалось датчиком силы CFT/5kN (HBM, Германия) с точностью 1 Н. Перемещения блока относительно подложки измерялись датчиком (D) LVDT (Микромех, Россия) с частотой 1 Гц и точностью 1 мкм или лазерным датчиком ILD2220-10 (MicroEpsilon, Германия) в диапазоне частот 0–5 кГц с точностью 0,1 мкм. Сигналы с датчиков поступали на вход АЦП с частотой оцифровки 100 кГц и затем записывались компьютером.

В описываемых сериях опытов, проводимых на установке ОИВТ РАН, в качестве заполнителя трещины использовался кварцевый песок, технический тальк с

размером частиц менее 20 мкм и глина для строительных растворов. Во всех экспериментах начальная толщина заполнителя контактной зоны составляла 2 мм. При больших перемещениях подвижного блока за счет выдавливания заполнителя из контактной зоны его толщина уменьшалась до 0,8–1,0 мм. Нормальная нагрузка подвижного блока составляла 1,3 кН, что обеспечивало в контактной зоне блока площадью 254 см^2 нормальное напряжение 0,05 МПа. Жесткости пружины STAMO составляли 10,6 и 17 Н/мм. Скорость каретки электромеханического привода, обеспечивающего приложение сдвигового усилия, задавалась равной 1 мкм/с. В некоторых опытах проводилось обводнение контактной зоны. В течение всего такого эксперимента для исключения высыхания заполнителя в контактную зону подавалась вода через систему капельной подачи с расходом 0,05–0,1 г/с.

При обработке записей для каждого деформационного цикла определялись такие параметры, как максимальное F_{max} и минимальное F_{min} сдвиговое усилие, величина сброса сдвигового усилия $dF = F_{max} - F_{min}$, амплитуда и длительность подвижки, максимальная V_{max} и средняя V_{av} скорости смещения блока, время нарастания скорости до максимума, момент начала и окончания интенсивной акустической эмиссии. Некоторые из этих характеристик, осредненные по событиям скольжения для каждого опыта, представлены в сводной табл. 4.3. Эксперименты с тальком выделены в отдельный раздел и будут детально рассмотрены ниже, в разделе 4.5

Таблица 4.3

Средние значения параметров деформационных процессов для различных контактов

Тип контакта	Кол-во циклов	F_{max}, Н	F_{min}, Н	dF, Н	Амплитуда подвижки, мм	Длительность подвижки, с	Макс. скорость, мм/с	Средняя скорость, мм/с
Сухие бетонные поверхности	11	806±27	742±19	64±20	5,7±1,8	0,7±0,1	15,2±6,0	6,7±3,8
Влажные бетонные поверхности	6	690±55	522±47	168±50	9,8±2,9	0,5±0,1	33,3±12,8	18,8±5,1
Сухой песок	12	796±5	768±4	28±1	1,7±0,1	0,5±0,1	5,4±0,6	3,3±0,9
Песок 95% + тальк 5%	26	779±6	750±6	29±6	0,74±0,1	0,74±0,1	2,3±0,5	1,0±0,3
Песок 90% + тальк 10%	30	746±1	736±1	10±1,7	0,6±0,1	10,7±4,4	0,7±0,3	0,07±0,04
Песок 75% + тальк 25%	33	662±4	652±4	10±3	0,8±0,2	19,9±4,9	1,0±0,4	0,08±0,01
Сухая глина	23	913±8	899±8	14±4	0,8±0,2	4,7±1,4	0,8±0,4	0,2±0,1
Обводненная глина	16	726±7	712±15	13±9	1±0,3	286±209	0,014± 0,007	0,004± 0,003

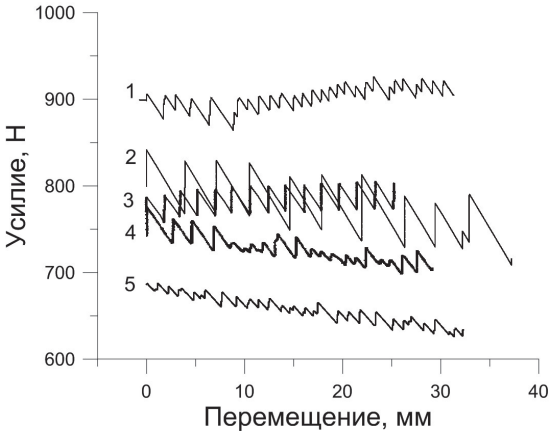


Рис. 4.19. Реологические зависимости (сдвиговое усилие – перемещение по границе раздела), полученные в нескольких опытах с различными заполнителями.

1 – сухая глина; 2 – контакт сухих бетонных поверхностей; 3 – песок; 4 – обводненная глина; 5 – смесь песка (75% по массе) и талька

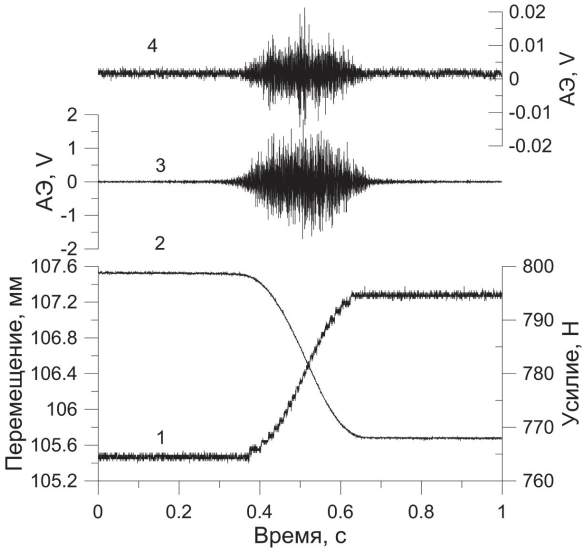


Рис. 4.20. Динамический срыв контакта бетонных поверхностей.

1 – смещение, 2 – усилие, 3 – высокочастотная АЭ, 3 – низкочастотная АЭ

Используемый набор материалов и характеристики экспериментальной установки позволили реализовать в опытах различные режимы скольжения. На рис. 4.19 приведены типичные зависимости величины сдвигового усилия от перемещения (реологические кривые) для опытов с разными геоматериалами. Зависимость для контакта плоских сухих бетонных поверхностей демонстрирует выраженное прерывистое скольжение (линия 2).

На рис. 4.20 пример динамического срыва показан в деталях. Блок, первоначально находящийся в покое, срывается после достижения критического уровня сдвигового усилия $F_{s\max}$ и движется в течение ~0,3 с со средней скоростью ~7 мм/с. Снижение сдвигового усилия составляет при этом величину ~4% от $F_{s\max}$. Если максимум отношения F_s/F_n определяется сдвиговой прочностью контакта, то минимум несколько меньше коэффициента трения скольжения. Полное время цикла определяется скоростью приложения нагрузки и в описываемой серии составило t ~ 6000 с. Процесс подвижки четко фиксируется и на записи аку-

стической эмиссии. В случае контакта плоских бетонных поверхностей ни на записях перемещения, ни на записях акустической эмиссии не удается обнаружить каких-либо предвестников будущего динамического события. Не наблюдается и постдинамической деформации.

Обводнение контактной зоны ведет к заметному снижению величины критического усилия. В среднем, величина предельного угла трения бетона уменьшается примерно на 4°. Несколько снижается и уровень акустической эмиссии. Хотя характер скольжения остается прежним, такие параметры динамического деформирования, как скорость скольжения и амплитуда сдвига возрастают в 2–2,5 раза.

Заполнение трещины различными материалами приводит к существенному изменению характера деформирования. Средние значения зарегистрированных и рассчитанных параметров процесса для различных контактов приведены в табл. 4.3, а зависимости смещения от времени в отдельных актах скольжения на рис. 4.21.

Использование песка комнатной влажности приводит при жесткости пружины 17 Н/мм к переходу от стабильного скольжения к прерывистому. Несмотря на то, что статические прочности контакта бетонных поверхностей и контакта, заполненного песком, близки, амплитуда сброса сдвигового усилия и, соответственно, амплитуда подвижки и скорость скольжения в последнем случае значительно ниже (см. рис. 4.19, 4.21, табл. 4.3). Насыщение песчаного заполнителя водой не приводит к существенным вариациям режима скольжения.

Геоматериалы, слагающие центральную часть разломной зоны, как правило, содержат большое количество глинистых минералов. В крупных разломах последние составляют от 37 до 85% перетертого материала магистрального сместителя [Ikari et al., 2013; Ujiie et al., 2013]. Столь высокое содержание глины характерно для верхней части разломов, расположенной в пределах аккреционной призмы и вблизи нее. С увеличением глубины содержание глины падает, а содержание кварца растет; тем не менее, и на достаточно больших глубинах материал в магистральной части разлома неизменно содержит такие минералы, как смектит, каолинит и др. Коллоидные пленки, формируемые глинистыми минералами, обладают выраженными вязкими свойствами и даже в небольшом количестве могут оказать радикальное влияние на фрикционные характеристики разлома (см. раздел 4.2).

Были выполнены серии опытов с целью исследования деформационного режима трещины при заполнении ее глиной, а также смесью глины с кварцевым

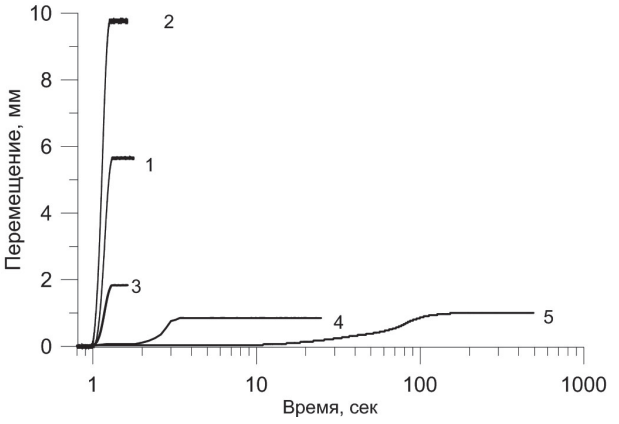


Рис. 4.21. Зависимости смещения от времени в отдельных актах скольжения для различных контактов.

1 – сухой бетон, 2 – увлажненный бетон, 3 – сухой песок, 4 – сухая глина, 5 – обводненная глина.

Во всех экспериментах жесткость нагружения K = 17 Н/мм. Время начала скольжения приведено к моменту t = 1 с

песком. Для заполнения контактной зоны использовалась дисперсная глина с размером частиц < 0,5 мм. Режим деформирования и прочностные характеристики трещины, заполненной сухой смесью, меняются довольно слабо при изменении объемного содержания глины в смеси до 50%. Можно отметить некоторый рост предельной прочности и небольшое снижение скорости скольжения при высоком проценте содержания глины в смеси. Динамическая подвижка предваряется значительным ростом акустической эмиссии (особенно в высокочастотной области).

По сравнению с контактом из кварцевого песка, для трещины, полностью заполненной глиной, время скольжения возрастает в несколько раз при соответствующем снижении и максимальной, и средней скорости скольжения (рис. 4.21, 4.22, а, б, табл. 4.3). Необходимо подчеркнуть, что характер скольжения зависит и от жесткости нагружения. На рис. 4.22, г, где жесткость пружины в 1,7 раз ниже, динамический срыв с большой скоростью наблюдается и на сухой глине. Время скольжения, при этом, снижается на порядок по сравнению с рис. 4.22, б.

Радикальное изменение поведения трещины с глиносодержащим заполнителем происходит при ее обводнении. При том, что статическая прочность трещины близка к соответствующему значению для песка, длительность подвижки значительно возрастает тем в большей степени, чем выше содержание глины. Характерно, что движение имеет длительную фазу (~50–100 с) плавного увеличения скорости смещения, а затем фазу торможения (рис. 4.22, в, д) примерно той же продолжительности. Соответственно, скорость смещения снижается до величины в несколько десятков мкм/с. И до начала перемещения блока, и на всех фазах его движения вплоть до полной остановки процесс происходит без излучения акустической эмиссии в пределах чувствительности аппаратуры. Обратим внимание на то, что при «мягком» и «жестком» нагружении сухой глины длительность скольжения отличается на порядок, а для влажной глины различие не столь велико.

Таким образом, в опытах удалось реализовать широкий спектр режимов скольжения по поверхности раздела – от динамических срывов с максимальной скоростью в десятки мм/с, до стабильного скольжения со скоростью близкой к скорости протяжки 1 мкм/с. В большинстве проведенных экспериментов исследуемый контакт демонстрировал поведение, соответствующее прерывистому скольжению – серии периодических срывов вдоль поверхности скольжения, между которыми относительного смещения блоков не происходит или почти не происходит. Необходимо заметить, что в ряде случаев наблюдался необычный стик-слип – медленный набор скорости и плавное торможение, так что цикл длился десятки и сотни секунд. Однако формально все фазы прерывистого скольжения – разгон, скольжение, торможение, остановка, состояние покоя – присутствовали. По всей видимости, подобный деформационный режим соответствует в природе таким явлениям, как VLF землетрясения и SSE – события медленного скольжения.

Помимо эффекта динамического «разупрочнения» контакта необходимым условием устойчивого прерывистого скольжения является достаточно большая скорость снижения сопротивления сдвигу в процессе скольжения. В случае «слайдер»-модели это условие определяется выражением (2.21а) или

$$\sigma_N \left| \frac{d\mu}{dx} \right| > K. \qquad (4.3)$$

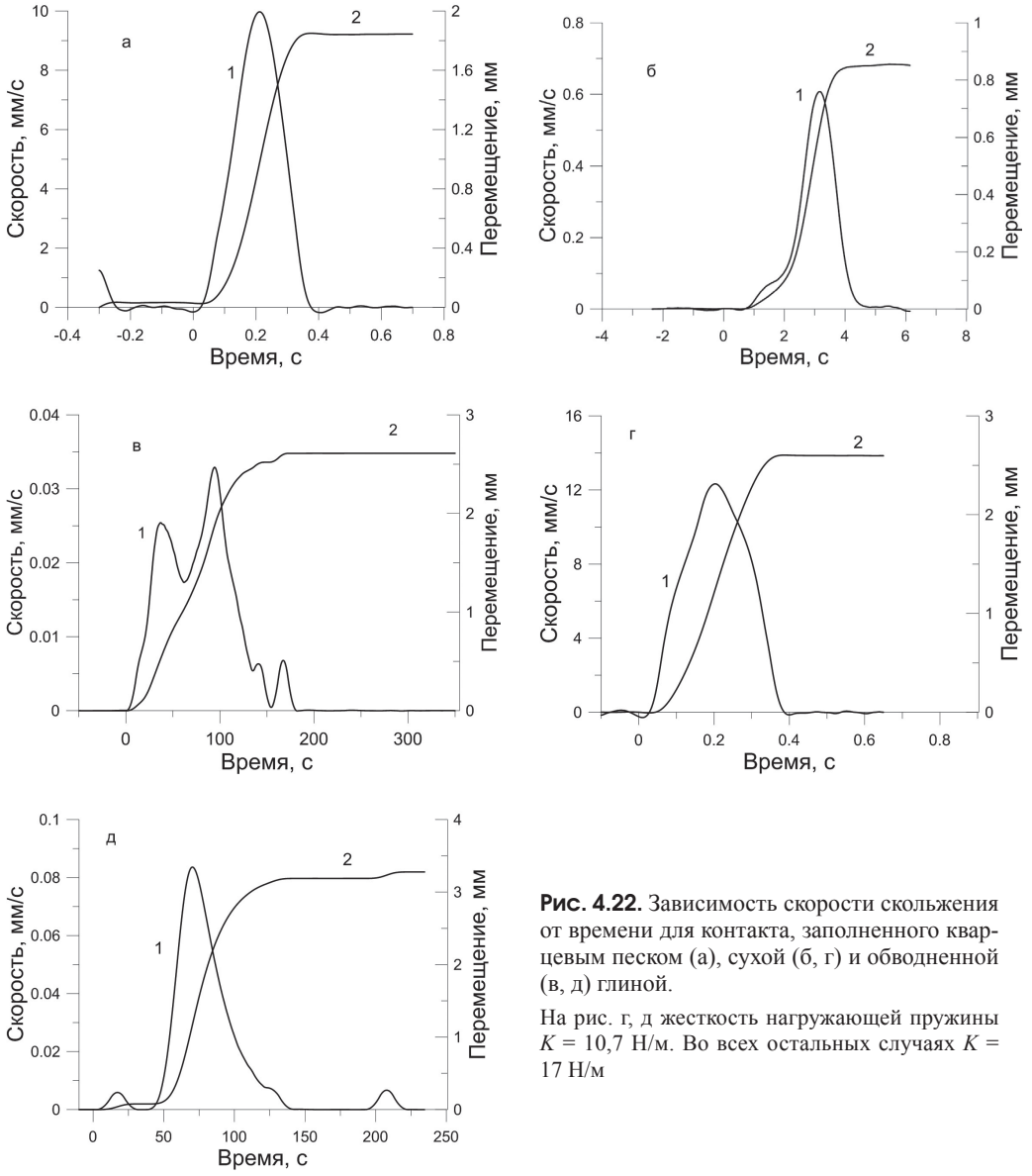


Рис. 4.22. Зависимость скорости скольжения от времени для контакта, заполненного кварцевым песком (а), сухой (б, г) и обводненной (в, д) глиной.

На рис. г, д жесткость нагружающей пружины K = 10,7 Н/м. Во всех остальных случаях K = 17 Н/м

В левой части этого соотношения записана скорость снижения силы трения, а в правой – жесткость пружины.

Процесс динамического срыва в «слайдер»-модели удобно рассмотреть на диаграмме усилие-перемещение (рис. 4.23). По достижении нагружающим усилием предела прочности контакта $F_{\max}$ и выполнении условия (4.3) сила сопротивления сдвигу $F_{fr}(D)$ снижается с ростом перемещения быстрее, чем приложенная нагрузка $F_{el}(D)$. В результате начинается скольжение, описываемое уравнением:

$$m \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = F_k(D) - F_s(D), \qquad (4.4)$$

где m – масса подвижного блока, D – относительное перемещение блоков, F_k – нагружающее усилие, а F_s – сила сопротивления сдвигу.

После выполнения условия:

$$\int_{x_0}^{x} [F_k(\chi) - F_s(\chi)]d\chi = 0, \tag{4.5}$$

скольжение блока по границе раздела прекращается и начинается новый цикл накопления потенциальной энергии пружиной. Здесь $F_k(x)$ – приложенное сдвиговое усилие, $F_s(x)$ – сила сопротивления сдвигу, а x_0 – координата, соответствующая началу скольжения.

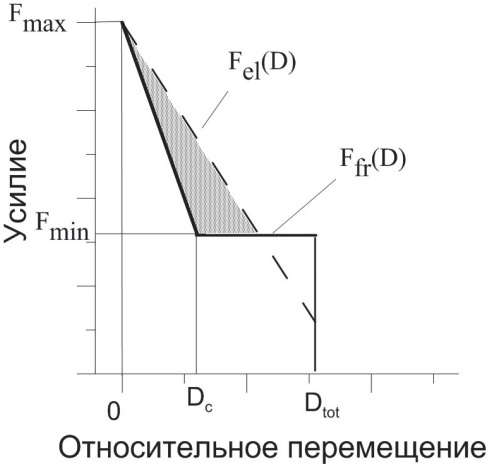


Рис. 4.23. Схематическая зависимость сдвигового усилия от межблокового перемещения в процессе скольжения.

Сплошной линией показана величина сопротивления сдвигу, а пунктиром – приложенное сдвиговое усилие

На схеме, представленной на рис. 4.23, показано линейное снижение силы трения при переходе от трения покоя к трению скольжения. На самом деле это, конечно, не так. На рис. 4.24 приведены примеры экспериментальных зависимостей $F(x)$ для отдельных эпизодов скольжения в некоторых экспериментах.

Как видно из экспериментальных зависимостей, в тех случаях, когда сила сопротивления сдвигу снижается с перемещением значительно быстрее, чем нагружающее усилие, заметная часть накопленной энергии переходит в излучение. Для влажной глины вариация величины сопротивления сдвигу подобна общей картине для других материалов (штрих-пунктир на рис. 4.24, д), хотя величина ее чрезвычайно мала. Именно поэтому кривая сопротивления сдвигу практически совпадает с нагружающим усилием.

В проведенных экспериментах реализован широкий спектр режимов сдвигового деформирования – от динамических срывов, до стабильного скольжения. Как видно из зарегистрированных параметров движения, медленные моды скольжения обладают всеми фазами, характерными для прерывистого скольжения – разгоном, длительным скольжением, торможением, остановкой и фазой состояния покоя, – что позволяет рассматривать все типы скольжения по разломам как единый ряд явлений.

Проводилось и сопоставление данных лабораторных экспериментов с результатами численных расчетов с использованием закона трения «Rate & State». Ис-

пользуемые при численном моделировании соотношения были приведены в разделе 2.2 (см. (2.14), (2.15), (2.27), рис. 2.19, 2.20).

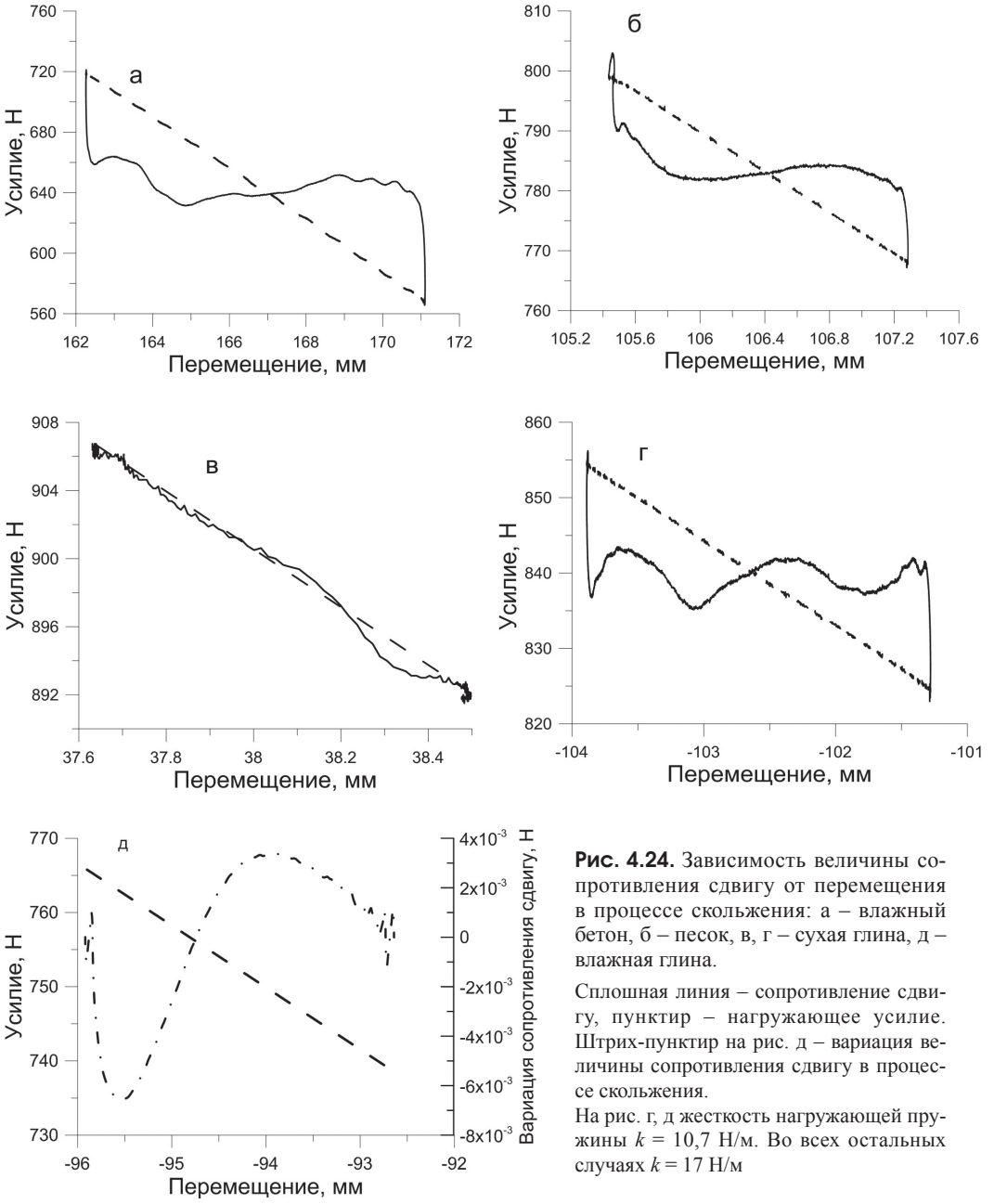


Рис. 4.24. Зависимость величины сопротивления сдвигу от перемещения в процессе скольжения: а – влажный бетон, б – песок, в, г – сухая глина, д – влажная глина.

Сплошная линия – сопротивление сдвигу, пунктир – нагружающее усилие. Штрих-пунктир на рис. д – вариация величины сопротивления сдвигу в процессе скольжения.

На рис. г, д жесткость нагружающей пружины k = 10,7 Н/м. Во всех остальных случаях k = 17 Н/м

Путем подбора значений констант в соотношениях закона «Rate & State» a, b и D_c в расчетах обеспечивалось наилучшее соответствие экспериментальным зависимостям.

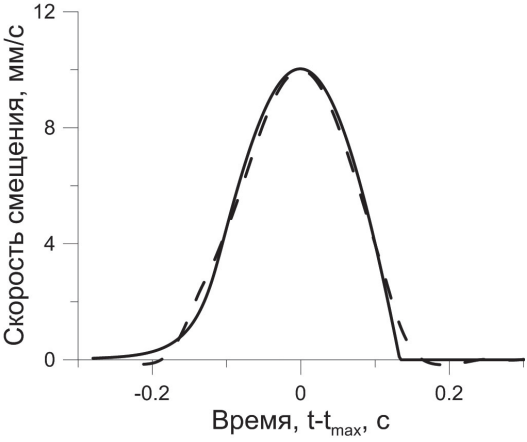


Рис. 4.25. Зависимость скорости скольжения от времени для контакта, заполненного кварцевым песком.

Параметры расчета: K = 17 КН/м; μ = 0,61; D_c = 10 мкм; $a = 2 \cdot 10^{-4}$; $b = 1{,}09 \cdot 10^{-3}$; $\eta = 0$; $\Delta_k = 1{,}3 \cdot 10^{-4}$.
Сплошная линия – расчет, пунктир – эксперимент

На рис. 4.25 сопоставлены расчетная и экспериментальная зависимости скорости скольжения блока от времени для контакта, заполненного кварцевым песком. Для удобства, здесь и далее время отсчитывается от момента максимума скорости.

В расчете использовались следующие параметры «Rate & State» модели: a = 0,0002, b = 0,00109, D_c = 10 мкм. Характеристики «слайдер»-модели соответствовали эксперименту. Можно видеть, что в случае выраженного прерывистого скольжения удается неплохо воспроизвести экспериментальную эпюру. Сопоставление результатов расчета и эксперимента на диаграмме усилие–перемещение также демонстрирует хорошее соответствие. Расчеты, проведенные для множества экспериментов, показали, что эпизоды прерывистого скольжения («лабораторные» землетрясения) удовлетворительно моделируются при помощи канонического закона «Rate & State» (2.14).

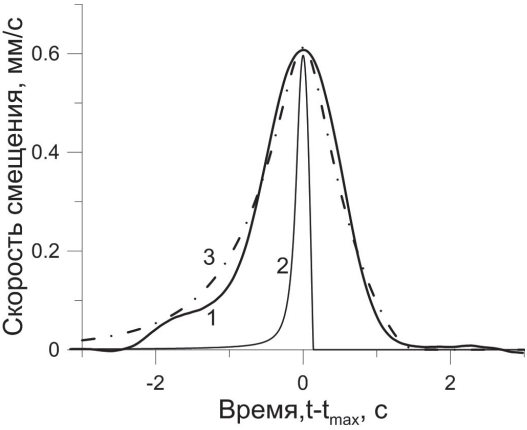


Рис. 4.26. Зависимость скорости скольжения от времени.

Контакт, заполненный сухой глиной, жесткость пружины K = 17 кН/м. 1 – эксперимент; 2 – расчет $\eta_d = 0$; 3 – расчет η_d = 1000 Па с.
Параметры модели: $\Delta_c = 6{,}5 \cdot 10^{-4}$; μ = 0,7; D_c = 50 мкм; $a = 1{,}2 \cdot 10^{-4}$; $b = 1{,}35 \cdot 10^{-3}$

Попытки численно смоделировать режимы медленного скольжения (лабораторные «медленные землетрясения» и «эпизоды медленного скольжения») натолкнулись на определенные сложности. Это хорошо видно из примера, приведенного на рис. 4.26, где показаны результаты эксперимента и численного расчета эпизода скольжения блока по контакту, заполненному сухой глиной при жесткости

нагружающего элемента 17 кН/мм. В эксперименте время скольжения в опыте с сухой глиной возрастает по сравнению с контактом из кварцевого песка примерно на порядок, при соответствующем снижении и максимальной, и средней скорости скольжения (кривая 1 на рис. 4.26).

Сигнал такого типа не удается воспроизвести в расчетах с использованием канонической «Rate & State» модели (линия 2 на рис. 4.26). Варьируя параметры, можно подобрать амплитуду сигнала, но наполненность эпюры, то есть величина смещения, в основном определяется массой блока и жесткостью пружины (параметры, строго определенные для конкретного эксперимента). В расчете возможно лишь повлиять на «размывание» переднего фронта пика, изменяя параметр D_c. Расчетный пик динамического срыва при заданной амплитуде неизменно остается существенно более узким, чем полученный в эксперименте.

Результаты численного моделирования «медленных» движений удалось приблизить к эксперименту путем введения в каноническое уравнение «R&S» (2.14) члена, учитывающего возникновение дополнительного сопротивления сдвигу, связанного с динамической вязкостью контакта:

$$F_s = \sigma_N \cdot S \cdot \left[\mu_0 + a \ln\left(\frac{|\dot{x}|}{u^*}\right) + b \ln\left(\frac{u^*\theta}{D_c}\right)\right] + \frac{\eta_d \cdot S \cdot \dot{x}}{d}, \qquad (4.6)$$

где η_d – коэффициент динамической вязкости межблокового контакта; S, d – площадь и толщина контактной зоны.

Результаты расчета с учетом динамической вязкости на рис. 4.26 представлены линией 3. Можно видеть, что ввод в уравнение движения члена, связанного с динамической вязкостью контакта, позволяет в расчете с удовлетворительной точностью воспроизвести и «медленные» движения.

Использование уравнения (4.6) позволило путем подбора эффективной вязкости удовлетворительно воспроизвести характер движения во всех экспериментах. На рис. 4.27 приведены примеры эпюр скоростей смещения блока в двух опы-

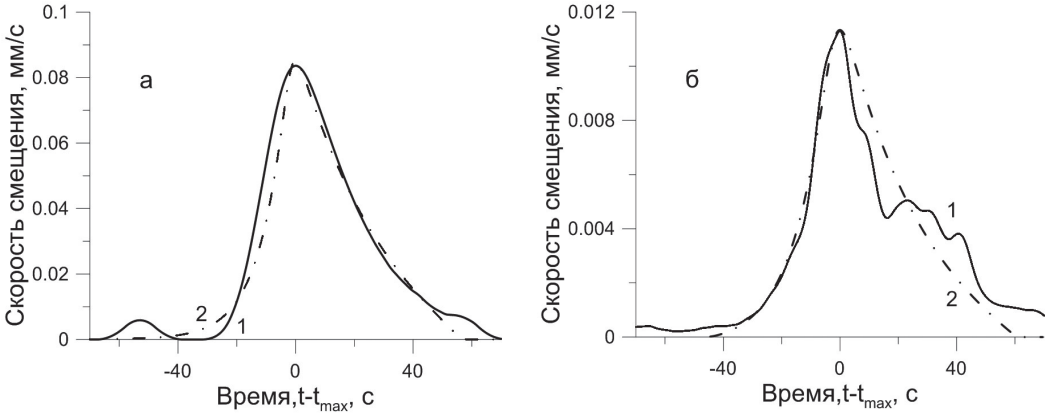


Рис. 4.27. Зависимость скорости скольжения от времени.

а – контакт, заполненный обводненной глиной: 1 – эксперимент; 2 – расчет. Параметры модели K = 10 кН/м; $\Delta_c = 6{,}5 \cdot 10^{-4}$; $\mu = 0{,}56$; D_c = 90 мкм; $a = 1{,}0 \cdot 10^{-4}$; $b = 3{,}5 \cdot 10^{-3}$; $\eta_d = 2{,}76 \cdot 10^4$ Па·с; б – контакт, заполненный смесью кварцевого песка с тальком: 1 – эксперимент; 2 – расчет. Параметры модели K = 16,56 кН/м; $\Delta_c = 2{,}3 \cdot 10^{-4}$; $\mu = 0{,}61$; D_c = 18 мкм; $a = 1{,}0 \cdot 10^{-5}$; $b = 8{,}5 \cdot 10^{-4}$; $\eta_d = 3{,}94 \cdot 10^4$ Па·с

тах – с контактом, заполненным увлажненной глиной, и с контактом, заполненным кварцевым песком с добавлением 25% талька.

В этих случаях движение имеет длительную фазу (~30–40 с) плавного увеличения скорости смещения, а затем фазу торможения примерно той же продолжительности. Значение максимальной скорости смещения снижается до 10–100 мкм/с. Для наилучшего совпадения результатов расчета и эксперимента коэффициент «эффективной вязкости» η был увеличен более чем на порядок, по сравнению с предыдущим расчетом.

Как известно, обобщенная вязкость твердого тела не есть свойство собственно материала, как, например, вязкость ньютоновской жидкости. Этот параметр есть характеристика реологии твердого тела, зависящая от характерного времени деформационного процесса, а точнее, от скорости деформации.

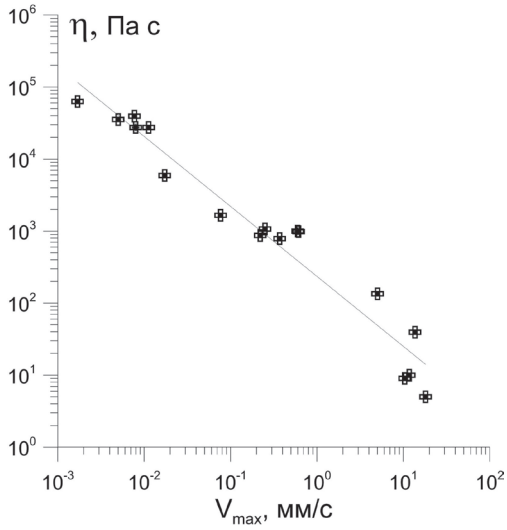


Рис. 4.28. Зависимость величины эффективной вязкости от максимальной скорости смещения блока

Зависимость величины коэффициента эффективной вязкости η_d, полученного путем достижения наилучшего соответствия между экспериментом и численным расчетом с использованием модифицированного закона «Rate & State» (4.6) от максимальной скорости смещения блока, показана на рис. 4.28. Значками приведены результаты для различных заполнителей и жесткостей нагружающего устройства. Линией показано наилучшее приближение всех значений степенной функцией:

$$\eta_d = 235 u_{\max}^{-0,97}, \tag{4.7}$$

описывающей данные с коэффициентом корреляции $R = 0,94$.

Таким образом, проведенные лабораторные и численные эксперименты продемонстрировали, что эффективная вязкость есть некоторая условная величина, имеющая размерность Па·с, удобная для характеристики изменения скорости деформации контакта. Коэффициент динамической вязкости зависит как от свойств материала-заполнителя, так и от жесткости нагружающей системы. Проведенная верификация результатов расчетов с использованием модели «Rate & State» по-

зволяет заключить, что для моделирования всего спектра межблоковых движений эмпирический закон трения Дитериха следует дополнить членом, учитывающим возникновение дополнительного сопротивления сдвигу, связанного с динамической вязкостью контакта, точнее, зависимостью силы сопротивления сдвигу от скорости. В этом случае наблюдаемые в эксперименте эпизоды медленного скольжения могут быть воспроизведены с хорошей точностью. Полученные результаты соответствуют данным работ [Белинский и др., 1975; Ци Ченчжи и др., 2006; Христофоров, 2010], где зависимость коэффициента вязкости от характерного времени деформирования близка к линейной.

4.4. Энергия, излучаемая сейсмическими событиями различного масштаба и генезиса

При рассмотрении в разделе 3.2 параметров сейсмогенных движений по разломам было отмечено, что в среднем соотношения подобия выполняются для небольших землетрясений с моментной магнитудой $M_w < 4$–5. Продлив ряд данных далеко в сторону малых магнитуд, удалось убедиться, что эта тенденция сохраняется. Для крупных событий зависимость $M_0(L)$ заметно отклоняется от соотношений подобия. Особенно это заметно для землетрясений со сдвиговым механизмом. Средняя длительность динамического процесса в очаге (3.26) также в среднем пропорциональна корню кубическому из сейсмического момента, хотя разброс данных довольно-таки велик.

Обратимся теперь к вопросу об энергии, излучаемой при движениях по разломам. В разделе 3.1 было отмечено, что для «нормальных» землетрясений, параметры которых в целом соответствуют представлениям об излучении при динамических разрывах, величина приведенной сейсмической энергии – отношение величины излученной сейсмической энергии E_s и сейсмического момента M_0 варьирует в диапазоне $E_s/M_0 \sim 10^{-6}$–10^{-3}. Для цунамигенных и низкочастотных (LFE и VLFE) землетрясений это отношение значительно ниже.

Радикальное отличие величины излученной энергии для событий с близкими моментами чаще всего связывают с величиной скачка напряжений, амплитуду которого варьируют в расчетах от 0,1 до 100 МПа (иногда от 0,01 до 10 МПа для слабой сейсмичности) для того, чтобы установить соответствие между экспериментальными данными и результатами расчетов в рамках какой-либо модели источника, например, [Brune, 1970] или [Madariaga, 1976]. Хотя столь значительный разброс значений $\Delta\sigma$ является достаточно привычным, при объяснении этого явления чаще всего ограничиваются общими соображениями о неоднородности геофизической среды и разной прочности материала. Неубедительность подобных объяснений отмечена, например, в работах [Родкин, 2001а, 2001б], где рассмотрен ряд противоречий в традиционных моделях очага и выполнена попытка интерпретации результатов наблюдений в рамках флюидометаморфогенной модели сейсмогенеза. Как отмечалось в разделе 4.2, единая позиция о подобии процессов в очагах землетрясений в сейсмологическом сообществе до сих пор не выработана.

В настоящем разделе мы собрали и проанализировали сведения более чем о 1500 землетрясениях разного масштаба и генезиза. Целью анализа являлась по-

пытка обнаружить физически ясные причины, приводящие к отклонениям от законов подобия и оценить значимость этих отклонений.

Рассмотрение баланса энергии при разломообразовании (рис. 2.21, 4.23) показывает, что доля энергии деформирования, идущая на излучение сейсмической волны, в значительной степени определяется соотношением между жесткостью массива K и скоростью снижения фрикционного сопротивления при сдвиге (жесткостью разлома) k_f.

Здесь уместно обсудить, что есть жесткость массива и жесткость разлома.

Для оценки жесткости области массива, прилегающей к разлому, в сейсмологии часто используют решение задачи о сдвиге среды, содержащей тонкую трещину конечной длины L [Scholz, 1998]:

$$K = \frac{\partial \tau}{\partial \delta} = \frac{\eta G}{L}, \tag{4.8}$$

где τ – сдвиговое напряжение, G – модуль сдвига, δ – смещение, $\eta \sim 1$ – коэффициент формы.

Примерно такое же выражение $k = G/L$ следует из модели упругой отдачи [Касахара, 1985] при условии, что размер блока в направлении нормальном границе раздела равен его длине L.

Более приемлемой представляется оценка:

$$K = G/\lambda, \tag{4.9}$$

где λ – расстояние между соседними разломами одного ранга. Согласно [Шерман и др., 1983], для крупных разломов $\lambda \approx (0{,}25–0{,}33)L$, где L – длина разлома. Хотя для мелких трещин параметр λ может изменяться в более широких пределах; для сейсмогенных глубин, где обычно предполагается примерно постоянное значение модуля сдвига, можно ожидать линейное снижение величины K с ростом характерного размера явления.

Скорость снижения фрикционного сопротивления при сдвиге k_f представляет собой текущее значение наклона реологической кривой сдвиговое напряжение – сдвиговое перемещение на запредельном участке деформирования (см. рис. 2.13). Когда величина сопротивления сдвигу снижается с ростом деформации, величина $k_f = \dfrac{d\sigma_s(u)}{du}$ отрицательна. Хотя согласно определению (2.1), это есть жесткость разлома, отрицательный знак параметра вызывает затруднения в восприятии – чем быстрее снижается трение по мере перемещения берегов, тем жестче разлом. В этой связи, жесткость разлома на стадии разупрочнения мы, как отмечалось выше, впредь будем называть скоростью снижения сопротивления сдвигу.

Величина сейсмической энергии E_s может быть выражена через сейсмический момент и угловую частоту спектра смещения f_0 [Madariaga, 2010]:

$$E_s \approx \frac{2}{\rho \cdot C_s^5} M_0^2 f_0^3. \tag{4.10}$$

В этом уравнении ρ – плотность, C_s – скорость поперечных волн. Кроме того принято, что среднее значение коэффициента направленности излучения для поперечных волн $\Psi = 0{,}63$.

Верхний предел отношения $e = E_s/M_0$ можно оценить из следующих соображений. Из соотношения (4.10) получаем:

$$\frac{E_s}{M_0} = \frac{2}{\rho C_s^5} M_0 f_0^3 \approx \frac{2G \cdot D \cdot L^2}{\rho C_s^5} \frac{V_r^3}{L^3} \approx \frac{2G}{\rho C_s^2} \frac{D}{L} \frac{V_r^3}{C_s^3}. \quad (4.11)$$

При записи последнего выражения мы использовали соотношение $f_0 \approx V_r/L$, где V_r – скорость распространения разрыва.

Отношение D/L есть уровень реализованной в процессе землетрясения сдвиговой деформации. Максимальная величина этого отношения едва ли может превышать величину $D/L \approx 5 \cdot 10^{-4}$. В работах [Scholz, 1994a,b] в качестве верхней и нижней границы диапазона этого отношения используются значения $(D/L)_{\min} = \cdot 10^{-5}$ и $(D/L)_{\max} = \cdot 10^{-4}$, а в [Kanamori, Brodsky, 2004] $(D/L)_{\min} = 3 \cdot 10^{-5}$ и $(D/L)_{\max} = 3 \cdot 10^{-4}$. Отношение $G/\rho C_s^2 \sim 1$, а скорость распространения разрыва меньше скорости поперечных волн $(V_r/C_s)_{\max} \leq 1$. Отсюда получаем порядок максимально возможной величины приведенной энергии $E_s/M_0 < \sim 10^{-3}$.

Если использовать выражение для скачка напряжений, например, [Hanks and Thatcher, 1972]:

$$\Delta\sigma = 8{,}5 M_0 \left(\frac{f_c}{V_r} \right)^3, \quad (4.12)$$

то из (4.10) имеем для приведенной энергии:

$$\frac{E_s}{M_0} = \frac{2}{\rho C_s^5} M_0 f_0^3 \approx \frac{0{,}2 \cdot \Delta\sigma}{\rho \cdot C^2}, \quad (4.13)$$

или для кажущегося напряжения: $\sigma_a = \mu \dfrac{E_s}{M_0} \approx 0{,}2\Delta\sigma$.

Заметим, что выражения типа (4.12), по которым на практике оценивается величина скачка напряжений, в значительной степени определяются используемой моделью источника. В этой связи при анализе закономерностей излучения сейсмической энергии землетрясениями различного масштаба удобно использовать приведенную энергию или кажущееся напряжение (4.4), при экспериментальном определении которых не требуется априорно задавать модель очага.

Часто используемая излучательная эффективность источника [Husseini, Randall 1976; Kanamori, Brodsky, 2004; Кочарян, 2013] $\eta_R = \dfrac{E_s}{E_s + \Delta E_{\text{sur}}} = \dfrac{2\mu}{\Delta\sigma} \dfrac{E_s}{M_0}$ также зависит от величины $\Delta\sigma$, то есть от модели источника.

Для анализа закономерностей вариации величины приведенной сейсмической энергии событиями различного масштаба и генезиса был привлечен большой объем данных – около 1500 событий в диапазоне моментных магнитуд от $M_w = -3{,}5$ до $M_w = 9{,}2$. Для крупных землетрясений с $M_0 > 10^{11}$–10^{12} Н·м скалярный сейсмический момент определялся по Гарвардскому мировому каталогу сейсмических моментов (www.globalcmt.org), а величина сейсмической энергии, как правило, по данным каталога NEIC Геологической службы США (neic.usgs.gov). Анализ был ограничен землетрясениями, очаг которых располагался на глубине не более 50 км.

При анализе параметров слабой и региональной сейсмичности использовались только те литературные источники, в которых величина M_0 рассчитывалась

по низкочастотной части спектра, а сейсмическая энергия определялась интегрированием волновых форм или их спектров. Такие данные стали активно появляться в последние годы по мере развития цифровых методов регистрации и обработки. В тех случаях, когда это не было сделано авторами, нами учитывался эффект влияния ограниченной полосы регистрирующей аппаратуры методом, предложенным в [Ide, Beroza, 2001]. Составленная база данных приведена в Приложении № 2. Данные, опубликованные в каталогах Геофизической службы РАН и ее филиалов, не использовались при проведении общего анализа, а рассматривались отдельно, поскольку в этих каталогах сейсмическая энергия рассчитывается через энергетический класс события $K = \lg E_s$ [Маловичко, 2006].

Зависимость излученной сейсмической энергии от величины сейсмического момента приведена на рис. 4.29.

Весь набор данных (N = 1308 событий) наилучшим образом описывается регрессионной зависимостью:

$$E_s = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \cdot M_0^{1{,}04}, \tag{4.14}$$

которая показана на рис. 4.29 сплошной линией. Это означает, что усреднение по всему исследуемому диапазону дает зависимость очень близкую к закону геометрического подобия. Тонкими пунктирными линиями на рис. 4.29 показаны границы доверительного интервала 95%.

Наилучшим образом соотношения подобия выполняются для землетрясений среднего масштаба. В этом диапазоне $10^{15} < M_0 < 10^{20}$ ($3{,}9 < M_w < 7{,}3$) все регрессионные зависимости для отдельных рядов данных очень близки к пропорциональной зависимости.

Для самых крупных событий с $M > 7{,}3$ наблюдается постепенное замедление скорости роста излучаемой энергии с масштабом $E_s \sim M_0^{0{,}8}$.

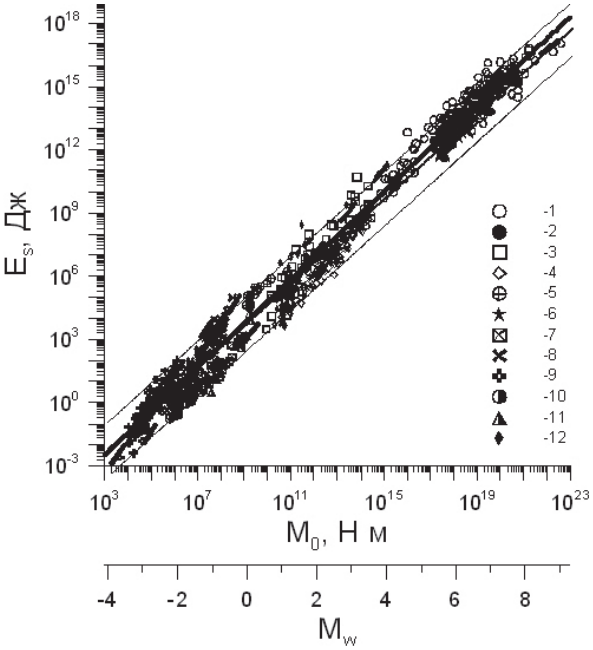


Рис. 4.29. Зависимость сейсмической энергии от величины сейсмического момента (N = 1308 событий).

1 – [www.globalcmt.org] и [neic.usgs.gov]; 2 – Камчатка [www.emsd.ru]; 3 – [Ide et al., 2003]; 4 – [Domański, Gibowicz, 2008]; 5 – [Yamada et al., 2007]; 6 – БРЗ [neic.usgs.gov]; 7 – [Oye et al., 2005]; 8 – [Urbancic, Young, 1993]; 9 – [Gibowicz et al., 1991]; 10, 11 – СУБР [Маловичко, Маловичко, 2010]; 12 – [Stork, Ito, 2004].

Для лучшей читаемости графика, в некоторых рядах показаны не все данные. Сплошная жирная линия – соотношение (4.14), тонкими линиями показаны границы доверительного интервала 95%, пунктирными линиями показаны примеры регрессий для отдельных подмножеств данных

Удалось привлечь для анализа довольно значительный объем надежных данных по слабой сейсмичности, в том числе, регистрируемой при ведении горных работ. Использование высокочастотной регистрирующей аппаратуры позволяет получить достаточно надежные оценки энергии, излученной очагом. Дело в том, что при регистрации событий малых магнитуд критическим параметром оказывается верхняя граница f_M полосы пропускания аппаратуры. Соотношение между излученной энергией и величиной, определенной по зарегистрированным колебаниям, есть функция отношения f_M/f_0, где f_0 – угловая частота спектра источника. В работе [Ide, Beroza, 2001] показано, что для того, чтобы недооценка значения E_s не превышала 10%, необходимо выполнение соотношения $f_M > 10f_0$. При $f_M = 2f_0$, рассчитанная величина E_s примерно вдвое меньше истинного значения. Там же предложен метод, позволяющий скорректировать значение E_s при использовании недостаточно высокочастотной аппаратуры. Мы использовали при анализе только те исходные данные, для которых выполнялось соотношение $f_M \geq 2f_0$, после чего в необходимых случаях применялась процедура коррекции величины E_s, предложенная в [Ide, Beroza, 2001].

Как показывает анализ, наклон регрессионных зависимостей, проведенных отдельно для каждого подмножества данных по слабым землетрясениям, в большинстве случаев сильно отличается от единицы. Так, обработка данных по микроземлетрясениям в Японии с величиной моментной магнитуды M_w от 0,8 до 2,9 (значки #12 на рис. 4.29, [Stork, Ito, 2004]), дает регрессионную зависимость $E_s \sim M_0^{1,47}$.

На рис. 4.30 отдельно показаны результаты измерений, полученные на нескольких горнодобывающих предприятиях. На медной шахте Рудна (Польша) исследовались довольно крупные события с моментными магнитудами от 1,4 до 3,4. Станции были расположены на глубинах от 550 до 1150 м. В период 1994–2004 гг. были определены очаговые параметры примерно 600 событий, 100 из которых, расположенные в центре двух сейсмических сетей, описаны в работе [Domański, Gibowicz, 2008]. У большей части отобранных событий основная часть энергии сосредоточена в группе поперечных волн, а очаги имеют сдвиговый фокальный механизм. Мы представили результаты в виде зависимости излученной сейсмической энергии от величины скалярного сейсмического момента $E_s(M_0)$. Экспериментальные данные для событий на шахте Рудна наилучшим образом описываются степенной функцией:

$$E_s = 3{,}8 \cdot 10^{-10} \cdot M_0^{1,28}, \tag{4.15}$$

которая показана на рис. 4.30, а сплошной линией.

Отличный от единицы показатель степени в (4.15) демонстрирует, что величина приведенной энергии увеличивается по мере роста сейсмического момента, то есть условие подобия не выполняется. В соотношении (4.15) и далее энергия измеряется в Дж, а сейсмический момент в Н·м.

На этом же графике приведены данные мониторинга слабой сейсмичности, связанной с горными работами, на руднике Pyha¨salmi в Финляндии, где глубина добычи несколько больше, чем в предыдущем примере, и достигает 1400 м при довольно значительном (~35–65 МПа) уровне тектонических напряжений [Oye et al., 2005]. Измеренные на глубине 1225 м величины составляли σ_v = 33 МПа,

σ_{H1} = 65 МПа и σ_{H2} = 41 МПа. Зависимость $E_s(M_0)$ для рудника Pyha¨salmi описывается соотношением:

$$E_s = 3{,}6 \cdot 10^{-9} \cdot M_0^{1{,}28}. \quad (4.16)$$

Сопоставление (4.15) и (4.16) показывает, что при одинаковой степенной зависимости $E_s \sim M_0^{1{,}28}$, коэффициент в соотношении (4.15) на порядок меньше, то есть эффективность излучения сейсмических колебаний в этих двух случаях заметно различалась.

На рис. 4.30, б показаны данные наблюдений на двух объектах в Канаде. Здесь также можно видеть заметную разницу в средней эффективности сейсмических источников. Квадратами показаны результаты измерений, проведенных в подземной обсерватории Манитоба в Канаде при буровзрывной проходке вертикального ствола диаметром 4,6 м в слаботрещиноватом граните на глубине около 400 м [Gibowicz et al., 1991]. Большая часть очагов этих микротресков располагалась внутри области от 5 до 10 м от забоя по вертикали и внутри полосы 1–2 м от стенок выработки в горизонтальном направлении. Точность локации очагов составляла величину порядка 1 м. Зависимость $E_s(M_0)$ наилучшим образом описывается соотношением:

$$E_s = 3{,}1 \cdot 10^{-7} \cdot M_0^{1{,}33}. \quad (4.17)$$

В работе [Urbancic, Young, 1993] исследовалась микросейсмичность в шахте при добыче медно-никелевой руды на шахте Strathcona месторождения Садбери (Канада). В окрестности участка измерений ранее имело место довольно крупное событие с магнитудой 3,4. В данном случае исследовалась сейсмичность, связанная непосредственно с проходкой. Глубина проведения работ – около 700 м. Все события были лоцированы внутри зоны с радиусом 90 м от забоя. Гипоцентры событий с максимальной энергией располагались в 10–15 м впереди забоя.

Зависимость $E_s(M_0)$

$$E_s = 1{,}24 \cdot 10^{-10} \cdot M_0^{1{,}7}, \quad (4.18)$$

построенная по результатам измерений для 85 событий, показана на рис. 4.30, б и свидетельствует о еще более существенном, по сравнению с предыдущими примерами, отклонении от закона подобия.

Высокие значения показателей степени регрессионной зависимости $E_s(M_0)$ наблюдали А.А. Маловичко и Д.А. Маловичко при проведении наблюдений за сейсмичностью, инициированной массовыми взрывами на Таштагольском руднике (рис. 4.30, в) [Маловичко, Маловичко, 2010]. Измерения проводились в 2006 и 2008 гг. до и после проведения массовых взрывов с массой заряда, соответственно, 180 и 160 т.

Результаты измерений 2006 г. описываются соотношением:

$$E_s = 4{,}56 \cdot 10^{-15} \cdot M_0^{1{,}97}, \quad (4.19)$$

а результаты измерений 2008 г. соотношением:

$$E_s = 2{,}63 \cdot 10^{-11} \cdot M_0^{1{,}67} \quad (4.20)$$

Как видно из рис. 4.30, в, у событий, произошедших в 2008 г., величина излученной энергии в среднем на порядок выше, чем у событий 2006 г., хотя, как отмечают авторы, и в 2008 г. имеется группа событий со значениями $M_0 \sim 10^7 \div 10^8$, которые имеют низкие величины E_s по сравнению с общим трендом. Наблюдая это различие, авторы делают заключение, что «...в районе проведения массового взрыва в октябре 2006 г. прочность пород или уровень напряжений меньше по сравнению с областью в районе массового взрыва в июне 2008 г.». Между тем, крепость пород $\hat{E}$ по шкале Протодьяконова в 2006 г. была даже выше ($K = 14$), чем в 2008 г. ($K = 13$).

Представляют интерес данные по регистрации параметров индуцированной сейсмичности в глубоких золотодобывающих рудниках Южной Африки [McGarr, 1994; Yamada et al., 2007; Kwiatek et al., 2011]. В статье [McGarr, 1994] приводятся данные об очаговых параметрах 16-ти довольно крупных событий с магнитудами от 1,7 до 3,3. Параметры очагов были рассчитаны на основе волновых форм, полученных при проведении наблюдений сетью, расположенной внутри рудника на расстояниях 1–2 км до источника. Поскольку в работе не приводятся данные об аппаратуре, сложно оценить влияние ограниченной полосы регистрации. Тем не менее, поскольку события имели значительную магнитуду, угловая частота излучаемого спектра в большинстве случаев не превышала величину 10–15 Гц. Для надежности мы исключили из рассмотрения два события с $M < 2$. Результаты измерений, приведенные на рис. 4.30, г, наилучшим образом описываются соотношением:

$$E_s = 2{,}64 \cdot 10^{-7} \cdot M_0^{1{,}15} \tag{4.21}$$

Данные о 20 микроземлетрясениях с энергиями от $1{,}8 \cdot 10^4$ до $1{,}7 \cdot 10^6$ Дж содержатся в работе [Yamada et al., 2007]. Измерения проводились скважинными акселерометрами с рабочей полосой частот от 3 до 1500 Гц, расположенными на расстояниях не более 200 м от гипоцентров событий, которые, в свою очередь, происходили на глубине около 2650 м. Эти данные описываются соотношением

$$E_s = 2{,}6 \cdot 10^{-3} \cdot M_0^{0{,}8} \tag{4.22}$$

и показаны звездочками на рис. 4.30, г.

Подробное исследование параметров самых слабых событий проведено совместной японо-германской группой исследователей JAGUARS [Kwiatek et al., 2011]. В этом исследовании использовались высокочастотные датчики с рабочим диапазоном 400 Гц–17,6 кГц и 50 Гц–25 кГц. Это позволило корректно регистрировать сигналы от микрособытий вплоть до $M_w = -4{,}1$ (угловая частота ~13 кГц). В работе приводятся параметры очагов более чем 1200 микроземлетрясений. Зависимость энергии некоторых из них от величины сейсмического момента показана на рис. 4.30, г.

Наилучшее приближение:

$$E_s = 1{,}74 \cdot 10^{-7} \cdot M_0^{1{,}26}. \tag{4.23}$$

Больший показатель степени по сравнению с зависимостями (4.21) и (4.22), возможно, связан с вероятным дефицитом в определении событий самых мелких магнитуд [Kwiatek et al., 2011].

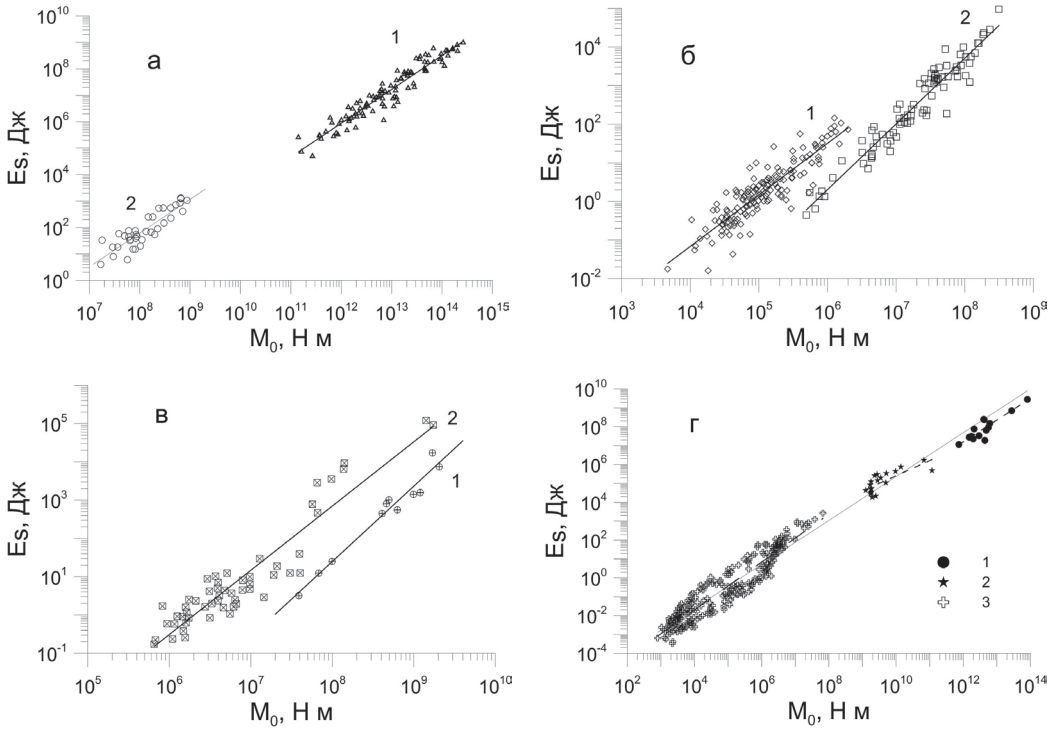


Рис. 4.30. Зависимость излученной энергии от величины сейсмического момента для шахтной сейсмичности.

а – шахта Рудна (1) и рудник Pyha¨salmi (2) по данным [Domański, Gibowicz, 2008] и [Oye et al., 2005]; соответственно; б – шахта Strathcona месторождения Садбери (1) и подземная обсерватория Манитоба (2) по данным [Urbancic, Young, 1993] и [Gibowicz et al., 1991] соответственно; в – Таштагольское месторождение при измерениях 2006 г. (1) и 2008 г. (2) по данным [Маловичко, Маловичко, 2010]; г – глубокие рудники Южной Африки по данным [McGarr, 1994] (1), [Yamada et al., 2007] (2), [Kwiatek et al., 2011] (3).

На всех графиках значки – результаты измерений, линии – наилучшее приближение степенной зависимостью

Зависимость $E_s(M_0)$ для всех событий рудников Южной Африки описывается соотношением:

$$E_s = 5{,}6 \cdot 10^{-7} \cdot M_0^{1{,}16} \tag{4.24}$$

и показана на рис. 4.30, г сплошной линией.

Сильная зависимость $E_s \sim M_0^{1{,}63}$ была установлена [Hua et al., 2013] для сейсмичности, наведенной заполнением водохранилища в Китае (1616 землетрясений в диапазоне магнитуд M_L 0,1÷4,2).

Если для техногенной сейсмичности в большинстве случаев наблюдаются очевидные отклонения от пропорциональной связи сейсмической энергии и сейсмического момента (одно из немногих исключений составляет исследование событий, зарегистрированных в диапазоне магнитуд $-4{,}1 < M_w < -0{,}8$, на глубинах около 3500 м в Южной Африке [Kwiatek et al., 2011]), то авторы ряда исследований последовательностей слабых природных землетрясений склоняются скорее к соотношению $E_s \sim M_0$ [Ide et al., 2003; Baltay et al., 2010].

Величина приведенной сейсмической энергии $e = E_s/M_0$ для 1308 событий показана на рис. 4.31. При изменении величины сейсмического момента на 20 порядков, подавляющее большинство значений параметра e лежит в пределах 10^{-6}–10^{-3}, а среднее значение составляет $e = 2{,}82 \cdot 10^{-5}$. Вариация приведенной энергии при одном и том же значении сейсмического момента составляет величину около 3-х порядков. Вопрос о том, с чем связано столь большое различие в эффективности излучения при разных землетрясениях, будет обсужден ниже.

При анализе данных следует, прежде всего, оценить неопределенность, вносимую недостаточно точными измерениями. Как отмечалось выше, точность определения сейсмического момента, как правило, значительно выше точности определения излученной энергии.

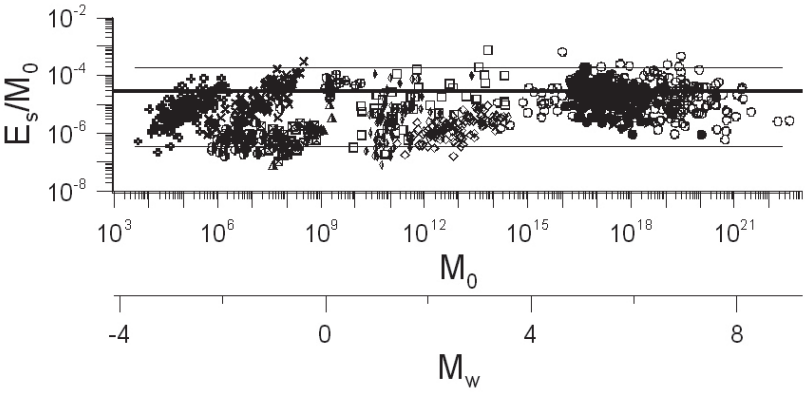


Рис. 4.31. Зависимость приведенной сейсмической энергии от масштаба события.

Обозначения те же, что и на рис. 4.29.

Для лучшей читаемости графика, в некоторых рядах показаны не все данные.

Сплошная линия – среднее значение. Тонкими линиями показаны границы доверительного интервала 95%

Как отмечалось выше, для событий с малыми магнитудами надежность оценки величины сейсмической энергии определяется, в значительной степени, верхней границей полосы пропускания аппаратуры. При анализе использовались только те исходные данные, для которых необходимый частотный диапазон был обеспечен. Кроме того, в необходимых случаях применялась процедура коррекции величины E_s [Ide, Beroza, 2001].

При оценке величины E_s для крупных событий, результат часто зависит от того, какие данные используются – региональные или телесейсмические. При этом разница достигает одного порядка [Singh, Ordaz, 1994], хотя во многих случаях результаты оказываются довольно близкими [Abercrombie, Rice, 2005]. Корректность оценки сейсмической энергии в значительной степени зависит и от того, достаточна ли полоса пропускания используемой аппаратуры. Мы сопоставили результаты расчета отношения величин сейсмической энергии, определенных в работе [Convers, Newman, 2011] для одних и тех же событий по результатам обработки записей широкополосных датчиков (E_{bb}), отфильтрованных в диапазоне частот 0,014–2 Гц, и записей короткопериодных датчиков (E_{hf}), отфильтрованных в диапазоне частот 0,5–2 Гц. В последнем случае величина энергии

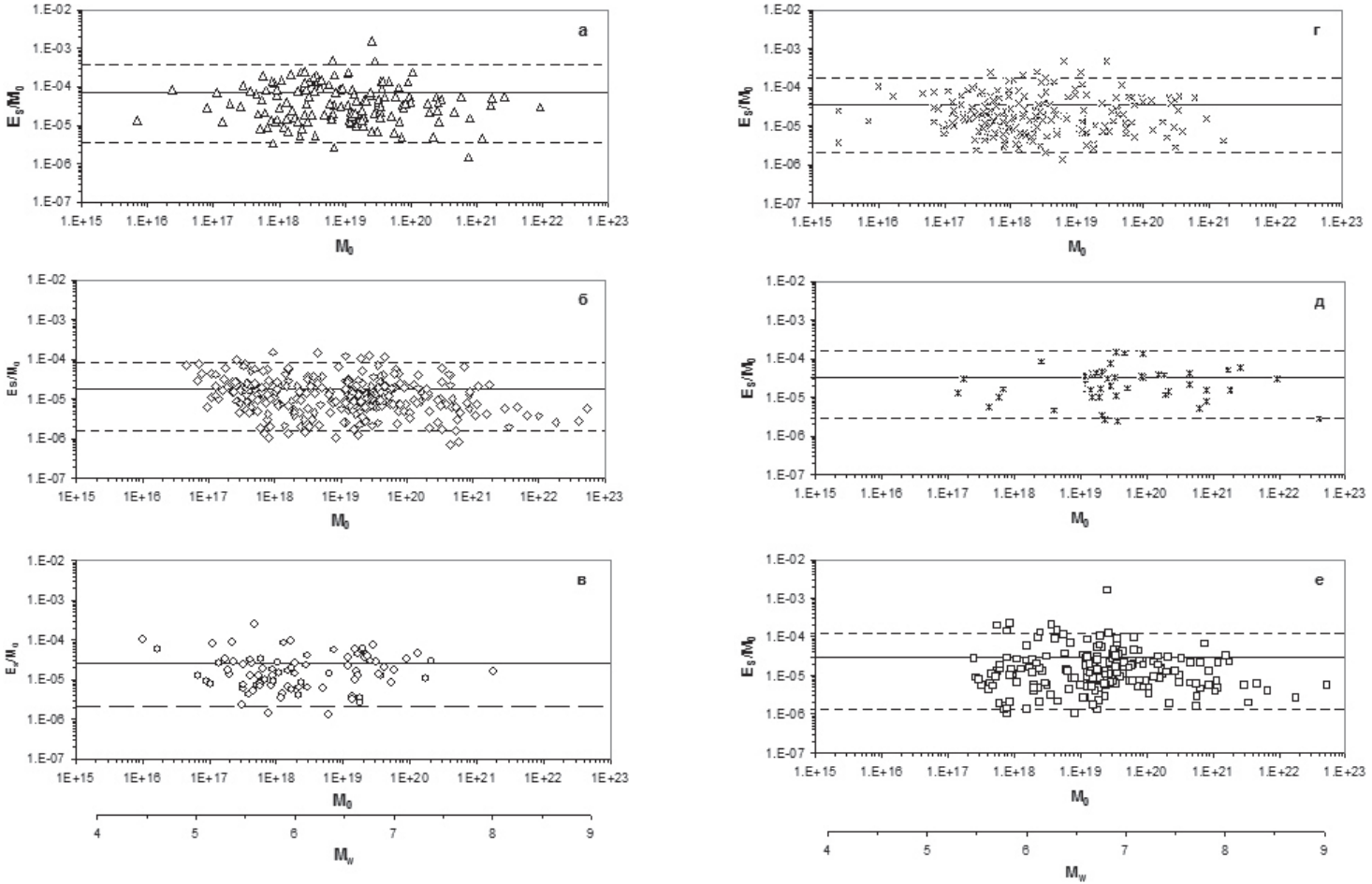


Рис. 4.32. Зависимость приведенной сейсмической энергии от масштаба события для землетрясений различных типов.

а – сдвиги ($N = 146$); б – надвиги ($N = 304$); в – сбросы ($N = 85$); г – внутриконтинентальные события ($N = 214$); д, е – соответственно, внутриплитовые ($N = 51$) и межплитовые ($N = 207$) землетрясения в зонах субдукции.

Сплошными линиями показаны средние величины, пунктирными линиями – границы доверительного интервала 95%

оказывается заниженной в несколько раз (среднее отношение по 250 событиям ~3,9) с тенденцией увеличения разницы с ростом масштаба землетрясения.

Для большинства относительно крупных событий ($M_w > 5$), внесенных в каталог, известны фокальные механизмы, что позволяет рассмотреть влияние типа разломообразования в очаге и тектонической обстановки на эффективность излучения. Зависимости приведенной сейсмической энергии от масштаба события для землетрясений различных типов показаны на рис. 4.32. Можно видеть, что эффективность излучения для землетрясений со сдвиговым механизмом в среднем в 3–4 раза выше, чем для сбросов и надвигов. Похожий результат ранее был получен в работах [Choy, Boatwright, 1994; Choy et al., 2006], где отношение средней приведенной энергии землетрясений со сдвиговым механизмом в очаге к соответствующей величине для землетрясений со смещением по падению разломов несколько больше, чем по нашим данным. Возможно, дело в том, что мы не включали в свою базу данных события, расположенные внутри океанических плит, тогда как по данным [Choy, Boatwright, 1995; Choy et al., 2006], наибольшие значения кажущихся напряжений наблюдаются у сдвигов «...происходящих внутри океанических плит или у эволюционирующих концов трансформных разломов».

В рассматриваемых данных не удалось обнаружить значимого влияния тектонической обстановки на величину средней приведенной энергии. Как видно из рис. 4.32, г–е, средние значения отношения E_s/M_0 для событий в континентальной коре, внутриплитовых и межплитовых землетрясений в субдукционных зонах весьма близки.

Тенденцию изменения средней величины приведенной сейсмической энергии с масштабом землетрясения удобно проследить, усредняя отношение $e = E_s/M_0$ в каждом диапазоне моментных магнитуд с шагом $\Delta M_w = 1$. Результаты приведены на рис. 4.33 в виде гистограммы. Там же пунктиром показана аналогичная гистограмма, построенная для событий со сдвиговыми механизмами очагов.

Можно видеть, что при изменении сейсмического момента на 19 порядков, среднее значение приведенной сейсмической энергии изменяется примерно на порядок – от $4 \cdot 10^{-6}$ для самых слабых событий, до $5 \cdot 10^{-5}$ для землетрясений с M_w ~ 4–6. Для сдвигов наблюдается пик $e \sim 9 \cdot 10^{-5}$ в диапазоне $M_w \sim 6$–7, а снижение эффективности излучения в области больших магнитуд не столь выражено. При этом разброс значений для конкретных событий с близким сейсмическим моментом намного больше и достигает, как было показано выше, трех порядков и более.

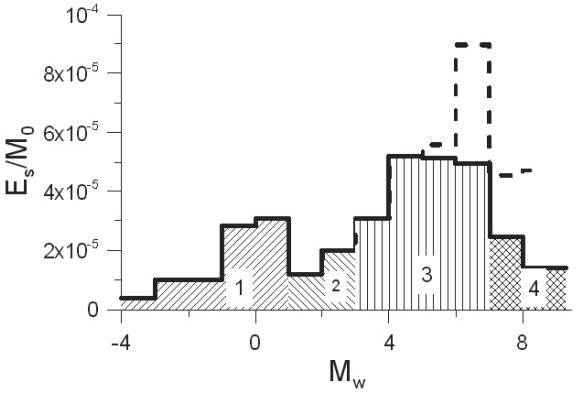


Рис. 4.33. Зависимость средней величины приведенной сейсмической энергии от моментной магнитуды землетрясения.

Сплошная линия – зависимость для всего каталога, пунктир – для сдвигов. Данные осреднялись в интервалах магнитуды с шагом $\Delta M_w = 1$.

1 – техногенная сейсмичность на малых глубинах; 2 – малые землетрясения и афтершоки; 3 – область увеличения и стабилизации величины *e* землетрясений среднего масштаба; 4 – область снижения величины *e* крупнейших землетрясений

Как отмечалось выше, при проведении общего анализа мы не использовали результаты, опубликованные в каталогах Геофизической службы РАН и ее филиалов, поскольку их довольно сложно сопоставлять с основным массивом данных. В большинстве случаев в этих изданиях вместо сейсмической энергии, рассчитываемой путем интегрирования зарегистрированных волновых форм, приводится энергетический класс события $K = \lg E_s$, определенный при помощи соответствующих эмпирических соотношений [Маловичко (ред.), 2006; 2010] и др.

В силу этого, часть данных о параметрах некоторых землетрясений на территории бывшего СССР и прилегающих регионов анализировалась отдельно. Для анализа привлекались, главным образом, те события, для которых имелись сведения о величине сейсмического момента в Гарвардском каталоге (www.globalcmt.org). Исключение составил ряд данных из диссертации А.А. Добрыниной, где величина сейсмического момента рассчитывалась автором [Добрынина, 2011]. Особенный интерес представляли те землетрясения, для которых удалось найти величину энергии, рассчитанную как путем интегрирования широкополосных записей (E_s) (neic.usgs.gov), так и по сейсмическому классу ($E_{sk} = 10^K$).

Для анализа были использованы данные каталогов Байкальского филиала Геофизической службы РАН (www.seis-bykl.ru), Камчатского Филиала Геофизической службы РАН (www.emsd.ru) и Казахстанского национального центра данных (www.kndc.kz), а также данные, приведенные в сборниках «Землетрясения России» разных лет [Маловичко (ред.), 2006; 2010] и др. Для Байкальской рифтовой зоны (БРЗ) мы использовали, кроме того, данные, опубликованные в работах [Добрынина, 2011] и [Ключевский, Демьянович, 2002].

Анализ показывает, что для Средней и Центральной Азии, Сахалина, Курил и Камчатки величина приведенной энергии целиком лежит в обычном для отношения E_s/M_0 диапазоне от 10^{-6} до 10^{-3}. Лишь несколько событий в Сахалино-Курильском регионе имеют низкие значения приведенной энергии. Величины E_s и E_{sk} наиболее близки для Камчатки. Среднее значение их отношения составляет $\overline{(E_{sk}/E_s)} = 3{,}75$. Для Средней и Центральной Азии энергия, определяемая по классу события, в среднем заметно выше, чем значения из каталога NEIC $\overline{(E_{sk}/E_s)} = 22{,}5$. Обратная картина наблюдается для Сахалина и Курил $\overline{(E_{sk}/E_s)} = 0{,}1$.

Для БРЗ величина $E_{sk} = 10^k$ систематически превышает значение сейсмической энергии E_s, определенной в neic.usgs.gov, на два и даже на три порядка (рис. 4.34). Среднее значение их отношения составляет $\overline{(E_{sk}/E_s)} = 325$. Такие различия лежат далеко за пределами возможных расхождений за счет определения энергии по записям широкополосных и короткопериодных датчиков, а также за счет использования региональных и телесейсмических записей. Кроме того, для Байкальского региона отчетливо видна тенденция сильного возрастания приведенной энергии, рассчитанной по величине класса события, с увеличением масштаба землетрясения.

Величина приведенной энергии, усредненная по 194 событиям БРЗ, составляет $E_{sK}/M_0 = 4 \cdot 10^{-4}$, что примерно в 15 раз превышает значение, полученное по мировому каталогу. В интервале магнитуд от 5 до 6,3 значение E_{sK}/M_0 в 25 раз превышает среднемировую величину для этого диапазона. Подробнее с этими данными можно ознакомиться в работе [Кочарян, 2014].

Приведенные данные подтверждают хорошо известное положение, что усреднение по всему диапазону масштабов дает соотношения между сейсмической энергией и сейсмическим моментом близкие к закону геометрического подобия.

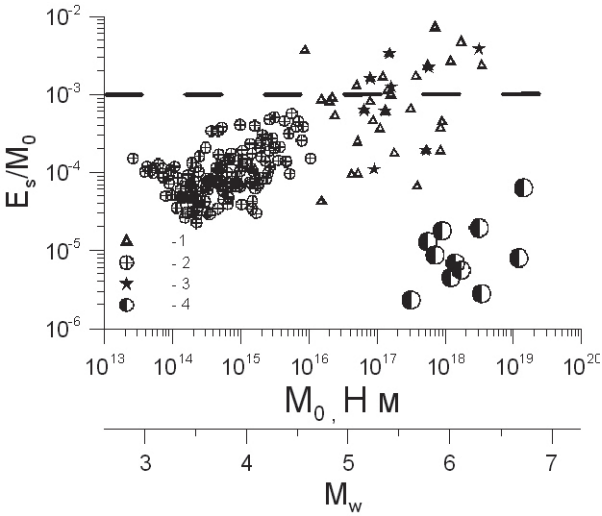


Рис. 4.34. Зависимость приведенной сейсмической энергии от размера события для землетрясений Байкальской рифтовой зоны.

1 – www.seis-bykl.ru; 2 – [Добрынина, 2011]; 3 – [Ключевский, Демьянович, 2002]; 4 – [neic.usgs.gov]. Пунктиром показана оценка верхнего предела величины приведенной сейсмической энергии

Тем не менее, детальное рассмотрение позволяет обнаружить закономерные отклонения от пропорциональной зависимости $E(M_0)$. В области самых слабых событий, представленных почти исключительно шахтной сейсмичностью, наблюдается увеличение величины приведенной энергии в несколько раз с ростом масштаба (область 1 на рис. 4.33). Второй участок роста эффективности излучения наблюдается в области средних магнитуд. Для самых крупных событий с $M_w > 7$ можно видеть некоторое снижение отношения E_s/M_0.

Хотя зависимость осредненной поинтервально приведенной сейсмической энергии от магнитуды события не выходит за пределы одного порядка, ее интерпретация, по нашему мнению, важна для понимания особенностей геомеханики разломообразования.

Судя по данным наблюдений, существует несколько иерархических уровней, внутри которых изменение параметров событий с масштабом происходит по разным законам, что, вероятно, связано с определенной иерархией разломов и трещин, к которым приурочены землетрясения.

Связать макроскопические характеристики разлома с сейсмической энергией удобно, используя схему энергетического баланса, приведенную на рис. 2.21 и соотношений (4.4)–(4.6), (4.8) и (4.9). В наиболее простом случае постоянства жесткости массива K и скорости снижения сопротивления сдвигу k_f (жесткости разлома на ветви разгрузки) имеем:

$$\frac{E_s}{M_0} = \frac{\frac{\Delta\sigma}{2}(D - D_c)}{G \cdot D} = \frac{\Delta\sigma}{2 \cdot G}\left[1 - \frac{K}{k_f}\right]. \qquad (4.25)$$

Используя соотношение (4.9) и эмпирическое выражение для оценки сдвиговой жесткости трещин и разломов разного масштаба (2.57), получаем из (4.25) выражение для приведенной сейсмической энергии:

$$e = \frac{E_s}{M_0} = \frac{\Delta\sigma}{2G}\begin{cases} 1 - (2 \div 2{,}7) \cdot 10^{-11} \cdot G, & L < 500 \div 1000 \text{ м} \\ 1 - (1{,}5 \div 2) \cdot 10^{-9} \cdot G \cdot L^{-0.68}, & L > 500 \div 1000 \text{ м} \end{cases}, \qquad (4.26)$$

где L – характерная длина разрыва.

Линейные размеры $L \sim 500$–1000 м являются некоторой переходной областью, после которой изменяются масштабные соотношения как для характеристик разломов, так и для параметров очагов землетрясений. Эффективная мощность зоны влияния сформировавшегося разлома, его жесткость, величина сейсмического момента землетрясений изменяются с масштабом заметно медленнее, чем в самоподобной среде (см. разделы 1.2 и др.). Этот размер примерно соответствует землетрясениям с моментной магнитудой 3,5–4.

Соотношение (4.26) позволяет обнаружить некоторые особенности, характерные для сейсмических событий разного масштаба.

Для техногенной сейсмичности, индуцированной горными работами и заполнением водохранилищ, характерны мелкие землетрясения с $M_w < 1$, расположенные на небольших глубинах. В этом интервале размеров нарушений сплошности ($L < \sim 50$ м), согласно (2.57), жесткость трещин снижается обратно пропорционально размеру, а приведенная сейсмическая энергия не зависит от масштаба события. Наблюдаемое увеличение среднего значения e (см. рис. 4.33) вероятно связано с эффектом снижения значения модуля сдвига породы при увеличении характерного размера задачи. Хорошо известно, что на относительно небольших глубинах результаты измерения скорости распространения колебаний «in situ» неизменно зависят от базы измерений. Так, например, результаты измерений скорости распространения поперечных волн в массиве кварцита на глубине около 1000 м демонстрируют устойчивое снижение этого параметра от значения, характерного для измерений на образцах $C_s \approx 3000$ м/с, до величины $C_s \approx 2600$ м/с, полученной при измерениях на базах 100–500 м [Кочарян, 2013]. Соответствующий пересчет позволяет построить зависимость эффективного значения модуля сдвига от масштаба:

$$G = 2{,}4 \cdot 10^{10} \cdot L^{-0{,}06} \text{ Па при } 0{,}1 < L < 200 \text{ м}, \tag{4.27}$$

подстановка которой в (4.26) дает соотношение

$$\frac{E_s}{M_0} = (1 - (0{,}48 \div 0{,}65) L^{0{,}06}) \cdot \frac{\Delta\sigma}{2 \cdot 2{,}4 \cdot 10^{10} \cdot L^{0{,}06}}, \; 0{,}1 < L < 200 \text{ м}, \tag{4.28}$$

показанное на рис. 4.35 линией 1. При проведении расчета использовалось значение $\Delta\sigma = 2$ МПа, а длина разлома выражалась через сейсмический момент (моментную магнитуду) при помощи зависимости (4.11). Можно видеть, что рассчитанная величина приведенной сейсмической энергии возрастает в несколько раз в диапазоне магнитуд от $M_w = -4$ до $M_w = 1$, что соответствует результатам измерений (рис. 4.33).

В тех случаях, когда мелкие события связаны с образованием новых трещин, можно считать справедливым приближение Кейлиса-Борока – Эшелби [Keilis-Borok, 1959], согласно которому скачок напряжений $\Delta\sigma$ при смещении по круговой трещине пропорционален амплитуде смещения Δu и обратно пропорционален радиусу r трещины, то есть $k_s = \dfrac{\partial\sigma}{\partial u} \sim \dfrac{1}{r}$, что также приводит к независимости величины приведенной сейсмической энергии от масштаба.

Заметим, что при проведении наблюдений в глубоких шахтах ($H \sim 3{,}5$ км) эффекта увеличения кажущихся напряжений с ростом масштаба обнаружено не было [Kwiatek, 2011]. Это, вероятно, связано с тем, что из-за большого литостати-

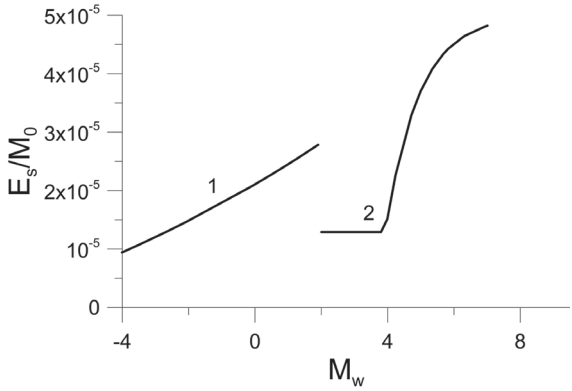


Рис. 4.35. Расчетные зависимости приведенной сейсмической энергии от магнитуды события.

1 – техногенная сейсмичность, расчет по зависимости (4.28); $\Delta\sigma$ = 2 МПа; 2 – расчет по зависимости (4.26); $\Delta\sigma$ = 3 МПа, $G = 3 \cdot 10^4$ МПа

ческого давления величина G «in situ» достигает значений, наблюдаемых в образцах (V_s = 3700–3800 м/с; $G = (4–4{,}2) \cdot 10^{10}$ Па).

Для природных событий, расположенных на сейсмогенных глубинах, можно, как обычно, полагать, что G практически не зависит от масштаба, тектонической обстановки и глубины. В этом случае зависимость $e(M_w)$, рассчитанная по (4.26), показана на рис. 4.35 линией 2, где для определенности принято $\Delta\sigma$ = 3 МПа, а $G = 3 \cdot 10^{10}$ Па. Нелинейная зависимость жесткости разлома от длины приводит к быстрому – в несколько раз – росту среднего значения приведенной сейсмической энергии в диапазоне магнитуд M_w 3÷4. Для более крупных землетрясений этот эффект менее заметен.

Для самых слабых землетрясений с отрицательными магнитудами, очаги которых расположены на сейсмогенных глубинах, сведения практически отсутствуют, поскольку такие события, как правило, не регистрируются сейсмическими сетями. Параметры землетрясений с магнитудой $M_w \sim 0 \div 3$ во многом определяются местом расположения очага. Для малых событий с $M_w < 1$ ($L < 50$ м) понятие сдвиговой жесткости разлома становится, в контексте рассматриваемой задачи, не столь определенным. Дело в том, что некоторые землетрясения с малыми магнитудами приурочены к локальным трещинам, расположенным в стороне от магистральной зоны крупного разлома [Harrington, Brodsky, 2009]. Их параметры обычно подчиняются законам подобия $L \sim M_0^{1/3}$, а $E_s \sim M_0$. Другие последовательности мелких событий происходят на одних и тех же ограниченных участках более крупных разломов [Waldhauser et al., 2004], так что величина сдвиговой жесткости слабо зависит от магнитуды события. В этом случае наблюдаются значительные отклонения от закона подобия, проявляющиеся, в частности, в аномальной зависимости рекуррентного времени между событиями от масштаба (см. раздел 3.2).

Отмеченное постепенное снижение величины приведенной сейсмической энергии для самых крупных событий определяется, очевидно, тем обстоятельством, что многие крупные землетрясения представляют собой сбросы и надвиги в межплитовых зонах. Здесь эффективность излучения, судя по данным [Choy, Boatwright, 1995; Choy et al., 2006], а также, согласно рис. 4.32, заметно ниже, чем у континентальных и особенно океанических сдвигов. Кроме того, некоторые из них, например, так называемые цунамигенные землетрясения – имеют довольно низкую скорость распространения разрыва [Kanamori, Brodsky, 2004; Convers,

Newman, 2011], что, в соответствии с (4.11), резко снижает величину излученной энергии.

Разброс вокруг среднего значения отношения E_s/M_0 оказывается около 2-х порядков. Как отмечалось выше, объяснения такого эффекта разбросом в величине прочности пород и «неоднородностью геофизической среды» представляются неубедительными. Возможные причины большого различия в эффективности сейсмических источников будут обсуждены в следующем разделе.

Обычно считается, что и скачок напряжений, и кажущиеся напряжения должны быть примерно пропорциональны уровню напряжений, действующих на разломе. При этом кажется естественным, что увеличение уровня литостатических напряжений должно в среднем приводить к пропорциональному росту $\Delta\sigma$ и σ_a. Например, в работе [Раутиан, Халтурин, 1991] авторами отмечается явный тренд роста кажущихся напряжений с глубиной как для коровых, так и для глубинных землетрясений Памира.

В то же время в других исследованиях [Choy, Boatwright, 1995; Choy et al., 2006; Родкин, 2001б] не было обнаружено радикального увеличения $\Delta\sigma$ и σ_a с глубиной очага землетрясений в интересующем нас диапазоне. Так, по данным [Родкин, 2001б] рост средней величины кажущихся напряжений составляет величину примерно 1,5 при увеличении глубины очага с 10 до 50 км.

На рис. 4.36 показана зависимость величины приведенной сейсмической энергии землетрясений, усредненной в нескольких интервалах глубин. Для землетрясений с $M > 4$ использованы только данные для сдвигов, предполагая, что очаги слабых техногенных событий, использованных при анализе, имеют, по большей части, сдвиговый механизм. Можно видеть, что среднее значение параметра e возрастает в несколько раз с ростом глубины в диапазоне до 10 км, а затем даже несколько снижается, что приводит к известному противоречию с ростом всестороннего давления с глубиной. Для объяснения этого явления часто привлекаются представления о компенсирующем давлении пережатого флюида в очагах землетрясений [Blanpied et al., 1992; Киссин, 2009] и др., хотя эта гипотеза едва ли может претендовать на универсальность. Так, например, известны случаи регистрации «мягких» и «жестких» техногенных землетрясений (соответстственно, более низкие и более высокие значения приведенной сейсмической энергии) в слабо обводненных массивах [Маловичко, Маловичко, 2010].

Такие факторы, как масштаб землетрясения и его механизм, определяют общие тенденции изменения эффективности излучения. В то же время величи-

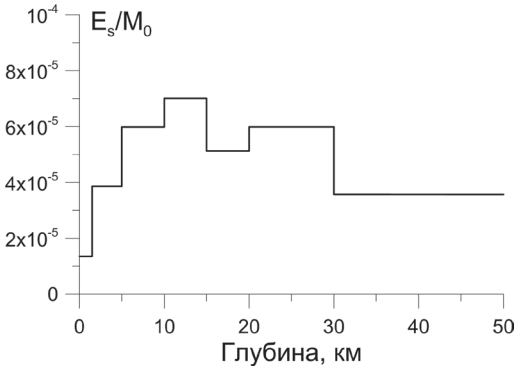


Рис. 4.36. Зависимость средней величины приведенной сейсмической энергии от глубины.

Осреднение произведено в следующих интервалах глубин: 0–1,5 км (N = 222 события); 1,5–5 км (N = 30); 5–10 км (N = 47); 10–15 км (N = 60); 15–20 км (N = 36); 20–30 км (N = 19); 30–50 км (N = 19)

на приведенной сейсмической энергии является свойством, присущим участку разлома в данный момент времени, и определяется мезоструктурой и физико-механическими характеристиками центральной части разлома. Судя по результатам лабораторных экспериментов, изложенным в разделах 4.2, 4.3, небольшое изменение характеристик материала-заполнителя разлома, мало сказывающееся на величине его кулоновской прочности, оказывает радикальное влияние на амплитуду скачка напряжений. Такими характеристиками оказываются гранулометрический состав и форма зерен материала-заполнителя, наличие тонких коллоидных пленок, обволакивающих частицы заполнителя, их свойства и т.д.

В поддержку предположения о том, что эффективность излучения в значительной степени определяется именно характеристиками материала, слагающего центральную часть разлома, свидетельствуют недавние результаты выполнения ряда международных проектов по бурению разломов мегаземлетрясений [Ikari et al., 2013; Chester et al., 2013] и др. В частности показано, что фрикционные свойства материалов, извлеченных из разных разломов, существенно отличаются [Ikari et al., 2013; Saito et al., 2013; Ujiie et al., 2013]. Так, при близких углах трения, способность материала-заполнителя к разупрочнению оказывается разной [Ikari et al., 2013]. Понятно, что даже в условиях близкого напряженного состояния это может привести к радикальным отличиям, как в амплитуде сброшенного напряжения, так и в скорости распространения разрыва вплоть до формирования различных режимов деформирования – медленных землетрясений, цунамигенных землетрясений и «обычных» событий.

Макроскопическим параметром, контролирующим эффективность сейсмического источника, является жесткость разлома или трещины. Закономерности изменения этого параметра с масштабом определяют несколько иерархических уровней, внутри которых изменение характеристик землетрясений с масштабом происходит по разным законам.

В заключение раздела перечислим эти уровни еще раз.

Техногенно индуцированная сейсмичность – мелкие события с $M_w < 1$, расположенные на небольших глубинах. Ко второму классу событий следует отнести мелкие землетрясения, очаги которых расположены на сейсмогенных глубинах.

Характерные линейные размеры очага $L \sim 500$–1000 м являются некоторой переходной областью, после которой наблюдается рост в несколько раз среднего значения эффективности сейсмического источника в диапазоне магнитуд M_w 3÷6. Для более крупных землетрясений этот эффект заметен только для сдвигов.

Для крупнейших землетрясений с $M_w > 7$ наблюдается снижение величины приведенной сейсмической энергии, особенно выраженное для разломов со смещением по падению.

4.5. Трансформация режимов движения по разлому

Стик-слип и стабильное асейсмическое скольжение (крип) являются двумя предельными случаями, между которыми лежат промежуточные режимы движения по разлому. Известно несколько моделей, объясняющих возникновение разных режимов деформирования. Они могут быть разделены на две категории. В первой предполагается изменение фрикционных свойств поверхности скольже-

ния после превышения определенного порога скорости или амплитуды относительного смещения берегов. Например, известно, что некоторые материалы при низких скоростях деформации проявляют свойства скоростного разупрочнения, а при высоких напротив, свойства скоростного упрочнения. Такой эффект был зарегистрирован в лабораторных экспериментах, проведенных с глиной, извлеченной в процессе бурения одного из участков Нанкайского желоба [Ikari et al., 2013]. В то же время, образцы, извлеченные из другого участка этой зоны, а также из Японской трещины, вели себя обычным образом, демонстрируя эффект скоростного разупрочнения [Ujiie et al., 2013; Ujiie, Tsutsumi, 2010].

Во второй группе моделей предполагается, что параметры, определяющие величину силы сопротивления сдвигу, изменяются в пространстве, то есть в различных областях может иметь место либо упрочнение, либо разупрочнение контакта по мере увеличения скорости сдвига. В работе [Nagai et al., 2001] показано, что «область зацепления» (asperity), разрушенная при землетрясении 1968 г. Токачиоки (M 7,9), совпадает с аналогичной областью землетрясения 1994 г. Sanriku-Harukaoki (M 7,5). Это может означать, что такие участки сохраняются в течение, по крайней мере, нескольких сейсмических циклов. В окрестности очагов крупных землетрясений, в частности, в зонах субдукции, обнаружены области постсейсмического скольжения [Yagi and Kikuchi, 2003] и «очень низкочастотных землетрясений» [Ikari et al., 2013]. Эти наблюдения показывают, что различные режимы скольжения определяются неоднородным распределением в плоскости разлома фрикционных свойств и напряженного состояния среды.

Как обсуждалось в разделах 2.2 и 3.3, эмпирический закон трения Дитриха-Руины в принципе позволяет описать процесс трансформации режима скольжения при вариации соответствующих констант в соотношении (2.14). Хорошо описывая процесс прерывистого скольжения, закон трения «Rate & State» значительно хуже работает в области переходных режимов скольжения с малыми скоростями, где решение становится неустойчивым – малое изменение параметров уравнения (2.14) приводит к радикальному изменению режима скольжения. Учет дополнительного сопротивления сдвигу (4.6), связанного с динамической вязкостью контакта, позволяет значительно лучше описать экспериментальные данные, по сравнению с каноническим уравнением.

Несмотря на то, что закон трения «Rate & State» широко используется для численного и аналитического моделирования движений по разломам, параметры уравнения Дитриха до сих пор не имеют физически ясной интерпретации и не могут быть ни спрогнозированы, ни измерены в натурных условиях. Это обстоятельство заставляет искать такие макроскопические параметры, определяющие закономерности скольжения по разломам, которые могут быть оценены на основе результатов полевых инструментальных наблюдений. Полученные в этом направлении результаты способны послужить основой для создания новых методов диагностики сейсмогенных разломов и, быть может, техногенной модификации режима скольжения по небольшим нарушениям, с которыми связаны природно-техногенные, по терминологии В.В. Адушкина [Адушкин, 2013], землетрясения.

Ниже детально изложены результаты, полученные в серии лабораторных экспериментов, целью которых являлось исследование закономерностей постепенного перехода от прерывистого скольжения к асейсмическому крипу по границе между блоками при изменении материального состава контактной зоны.

В этих сериях опытов в качестве заполнителя трещины использовались смеси кварцевого песка с различным количеством порошка талька или перетертой глины. Установки, на которых проводились эксперименты по моделированию процесса перехода от режима прерывистого скольжения к стабильному скольжению, были описаны выше (рис. 4.6 – эксперименты с глиной, рис. 4.18 – эксперименты с тальком).

При заполнителе в виде чистого кварцевого песка или смесей с малым содержанием пластичных добавок можно видеть картину типичную для квазихрупкого разрушения – после длительного (сотни – тысячи секунд) накопления деформации, происходит динамическое проскальзывание в течение десятков – сотен миллисекунд, в результате которого величина приложенного сдвигового усилия скачком снижается, а часть упругой энергии, запасенной в пружине, переходит в кинетическую энергию движения блока.

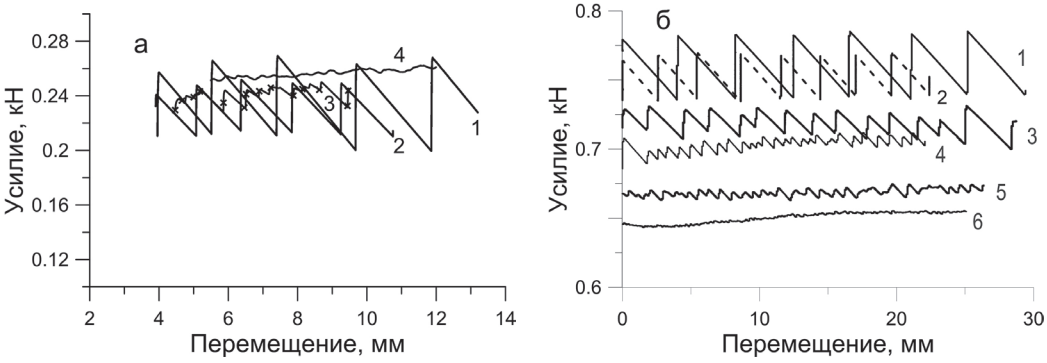
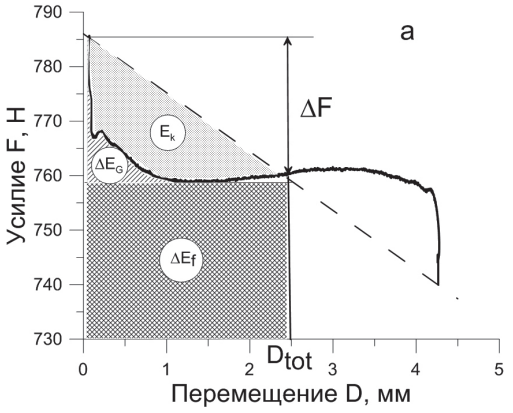


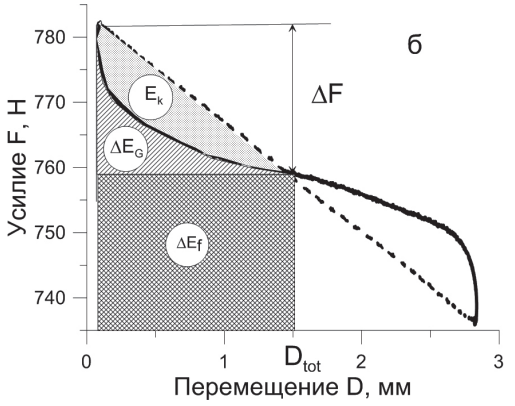
Рис. 4.37. Зависимости сдвиговое усилие – межблоковое перемещение для заполнителей в виде смеси кварцевого песка с различным содержанием глины (а) и талька (б) (в процентах по массе).

а – жесткость пружины 28 Н/мм: 1 – 0; 2 – 10%; 3 – 20%; 4 – 30%.
б – жесткость пружины K = 10,8 Н/мм: 1 – 0; 2 – 5%; 3 – 20%; 4 – 25%; 5 – 30%; 6 – 35%

По мере увеличения процентного содержания глины или талька, характер подвижек постепенно становится все более «пластическим». Снижается амплитуда скачка сдвигового усилия, уменьшаются максимальная скорость и амплитуда смещения блока, а длительность подвижки увеличивается, достигая нескольких десятков секунд. На рис. 4.37 приведены зависимости сдвиговое усилие – перемещение по границе раздела блоков в случае экспериментов с заполнителями, содержащими различный процент добавок. Как видно из рисунка, по мере увеличения содержания как глины, так и талька, характер движения трансформируется от прерывистого до квазистабильного скольжения.

Анализ зависимостей силы сопротивления сдвигу от скорости скольжения показал, что во всех экспериментах имел место режим скоростного разупрочнения контакта, то есть выполнялось необходимое условие возникновения прерывистого скольжения. Типичные диаграммы сдвиговое усилие F – относительное смещение D по трещине для эпизодов прерывистого скольжения показаны на рис. 4.38. Разными видами штриховки показаны кинетическая энергия блока E_k, энергия, затраченная на разрушение контакта ΔE_G, и энергия, диссипированная





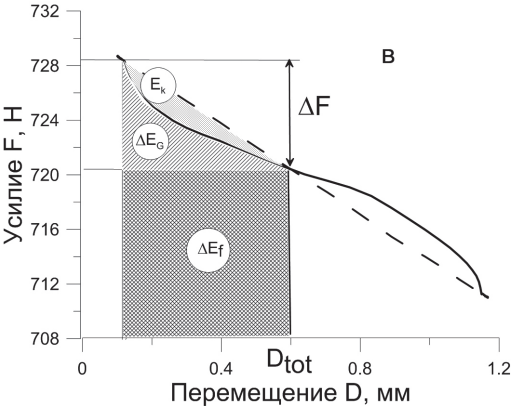


Рис. 4.38. Диаграмма сдвиговое усилие – относительное перемещение берегов разлома, заполненного смесью кварцевого песка и талька.

Сплошная линия – сопротивление сдвигу по трещине, пунктир – сила упругости пружины с жесткостью $K = 10{,}8$ Н/мм.
а – кварцевый песок; б – 5% талька; в – 20% талька

в процессе скольжения ΔE_f. Можно видеть, что по мере возрастания содержания талька величина отношения $E_k/\Delta E_G$ уменьшается. Обработка экспериментальных зависимостей $F(D)$ показывает, что максимальное значение скорости снижения сопротивления сдвигу (сдвиговой жесткости разлома), определяемой соотношением $|k_s|_{\max} = |d\tau/dD|_{\max}$ на запредельном участке реологической кривой, снижается по мере увеличения содержания талька. Так, в случае заполнителя из чистого кварцевого песка значение этого параметра составляет $|k_s|_{\max} = 2{,}5 \cdot 10^4$ Па/мм. Добавление 5% талька снижает эту величину примерно вдвое $|k_s|_{\max} = 1{,}2 \cdot 10^4$ Па/мм, а при содержании талька 20% максимальная жесткость падает еще почти на порядок $|k_s|_{\max} \approx 0{,}15 \cdot 10^4$ Па/мм. Увеличение количества талька до 35–40% приводит к тому, что величина $|k_s|_{\max}$ становится меньше, чем удельная жесткость пружины $\hat{K} = K/S \approx 425$ Па/мм, то есть нарушается условие (2.21а) и контакт переходит в режим стабильного скольжения. Аналогичная ситуация наблюдается и для экспериментов с глиной.

Рассмотрим силовые, кинематические и энергетические характеристики процесса скольжения. При увеличении содержания глины или талька в заполнителе, закономерности изменения кинематических характеристик – смещения, максимальной скорости и длительности эпизода скольжения – носят характер близкий к пороговому. Эти параметры изменяются относительно медленно в диапазоне малых концентраций пластичных частиц $\nu \sim 0 \div 20\%$ (рис. 4.39 а,в). Дальнейшее

увеличение количества глины или талька приводит к радикальному снижению максимальной скорости смещения блока и амплитуды его перемещения при соответствующем увеличении длительности события.

Прочность контакта (максимальная величина приложенного сдвигового усилия) снижается всего лишь на 15–17% по сравнению с чистым песком. Значительно сильнее присутствие пластичных частиц сказывается на величине сдвигового усилия, сброшенного в процессе скольжения («stress drop» в сейсмологии). Амплитуда скачка сдвигового усилия в экспериментах с глиной снижается с величины ΔF_s = 72±6 Н для чистого песка, до $\Delta F_s \sim 1$ Н для смеси песка с 30–40% глины (рис. 4.39, б). Аналогично, при увеличении содержания талька в заполнителе до 35% амплитуда скачка сдвигового усилия снижается с величины ΔF_s = 22,5±1 Н для чистого песка, до ΔF_s = 0,5±0,1 Н для смеси песка с 35% талька (рис. 4.39, г). Указанные величины относятся к экспериментам с пружинами жесткостью K = 28 Н/мм (глина) и K = 10,8 Н/мм (тальк).

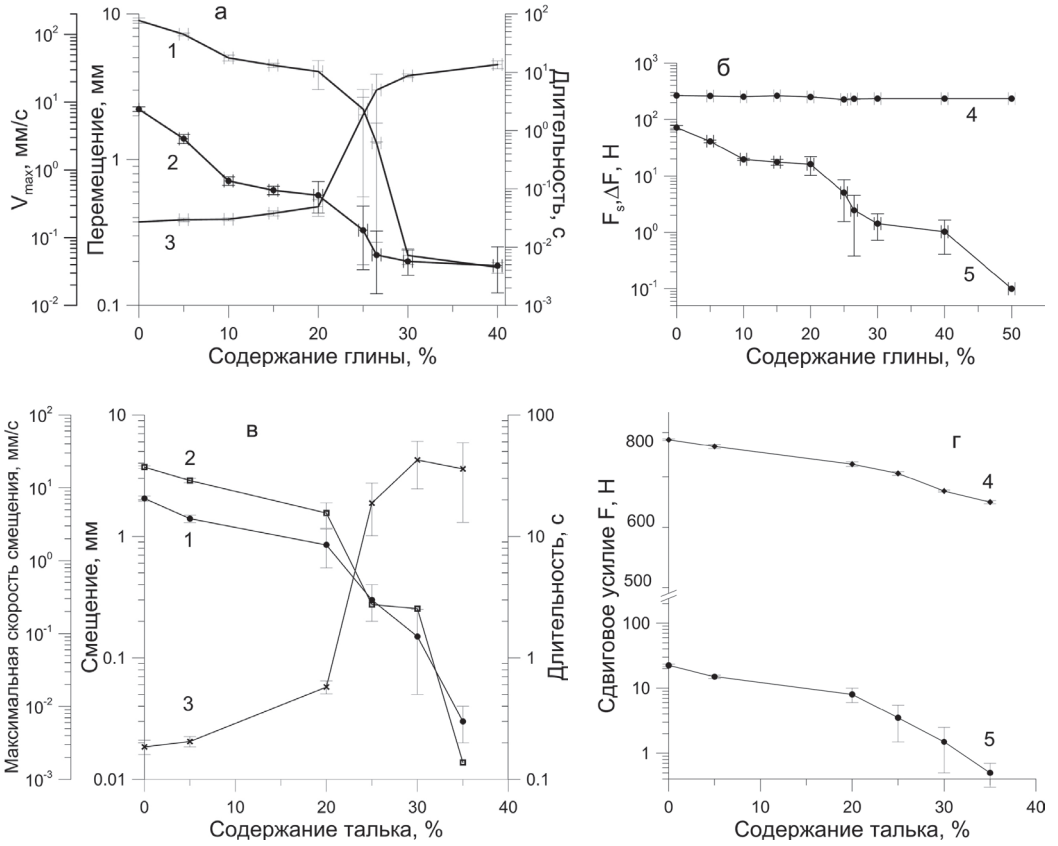


Рис. 4.39. Кинематические (а, в) и силовые (б, г) параметры эпизодов скольжения для экспериментов с разным содержанием глины (а, б) и талька (в, г) в заполнителе.

Вертикальные отрезки – стандартное отклонение. Жесткость пружины K = 28 Н/мм (а, б), K = 10,8 Н/мм (в, г).

1 – максимальная скорость смещения; 2 – амплитуда перемещения за один эпизод; 3 – средняя длительность эпизода; 4 – сдвиговая прочность контакта; 5 – амплитуда сброшенного сдвигового усилия

При анализе энергетических характеристик динамических событий в лабораторном эксперименте определенным аналогом сейсмического момента можно считать произведение $M_{\text{lab}} = K \cdot D \cdot l$, где D и l – амплитуда смещения при срыве и длина блока соответственно. В натурных событиях скалярный сейсмический момент есть произведение изменения среднего сдвигового усилия ΔF_s, достигнутого на разрыве, на его длину L:

$$M_0 = G \cdot D \cdot L^2 = G \cdot \frac{D}{L} \cdot L^3 = \Delta\sigma_s \cdot S \cdot L = \Delta F_s \cdot L. \qquad (4.29)$$

В этом соотношении G – модуль сдвига массива в окрестности разлома, D – смещение по разлому, $S \approx L^2$ – площадь разрыва, $\Delta\sigma_s$ – скачок тангенциального напряжения на разломе. Соответственно, в экспериментах со слайдером: $\Delta F_s = K \cdot D$, а в качестве характерного размера принимаем линейный размер блока l в направлении смещения. Таким образом, в лабораторных экспериментах отношение $e_{\text{lab}} = E_k / K \cdot D \cdot l$ есть аналог величины приведенной сейсмической энергии $e = E_s / M_0$, используемой сейсмологами для характеристики излучательной эффективности очага землетрясения.

Следует иметь в виду, что полной аналогии между кинетической энергией блока в лаборатории E_k и излученной сейсмической энергией E_s при подвижке по природному разлому, безусловно, нет. Поскольку в лаборатории и нормальные, и сдвиговые напряжения малы, по сравнению с прочностью блока, можно считать, что в процессе прерывистого скольжения блок ведет себя как твердое тело, а вся энергия деформации накапливается только в пружине. В натуре же, потенциальная энергия запасается в ходе деформации скального блока. Тем не менее, балансы энергий будут качественно похожи в обоих случаях. В лабораторном эксперименте кинетическая энергия блока есть площадь, ограниченная линией разгрузки пружины и кривой ослабления фрикционного сопротивления на диаграмме сдвиговое усилие – сдвиговое перемещение (рис. 4.38). В натуре излученная с единицы площади разлома энергия есть площадь, ограниченная линией упругой разгрузки вмещающего массива и кривой снижения сопротивления сдвигу на диаграмме сдвиговое напряжение-перемещение (рис. 3.21).

Зависимость величины e_{lab} от содержания глины и талька в заполнителе приведена на рис. 4.40, а. В зоне выраженного стик-слипа ($0 \le \nu \le 20\%$) увеличение доли пластичного материала приводит к снижению эффективности излучения примерно на порядок. В зоне переходных режимов скольжения ($20\% < \nu \le 35\%$) величина e_{lab} резко падает на несколько порядков так, что при $\nu \sim 30$–35% приведенная кинетическая энергия блока становится исчезающе малой величиной. На рис. 4.40, б приведена зависимость этой же величины от отношения максимального значения скорости снижения сопротивления сдвигу (сдвиговой жесткости разлома) $|k_s|_{\max} = |d\tau/dD|_{\max}$ к жесткости пружины K. Для получения безразмерного отношения жесткость разлома умножена на площадь контакта. По мере снижения величины жесткости разлома и приближении ее к жесткости пружины величина приведенной кинетической энергии радикально снижается.

Из результатов проведенных экспериментов следует, что одним из главных параметров, определяющих эффективность перехода запасенной упругой энергии в кинетическую энергию движения блока, а, соответственно, и в излучение сейсмической энергии, является соотношение между максимальным значением скорости

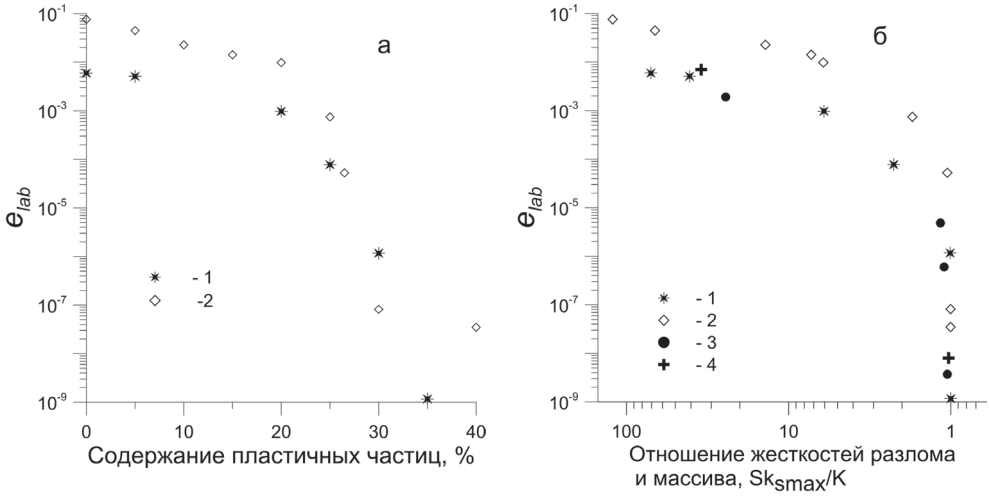


Рис. 4.40. Зависимость величины приведенной кинетической энергии подвижного блока от содержания пластичных частиц в заполнителе (а) и отношения жесткостей разлома и «массива» (б).

1 – тальк, K = 10,8 Н/мм; 2 – глина, K = 28 Н/мм; 3 – тальк, K = 16,9 Н/мм; 4 – тальк, K = 30,9 Н/мм

снижения сопротивления сдвигу (максимальной сдвиговой жесткости разлома) и жесткостью массива. Увеличение жесткости пружины (жесткости массива) приводит к тем более быстрому снижению величины приведенной кинетической энергии e_{lab}, чем ниже жесткость контакта. При $\frac{S\cdot|k_s|_{\max}}{K} \to 1$ прерывистое скольжение становится невозможным, так как перестает выполняться условие (2.21а) и вся потенциальная энергия переходит во фрикционный нагрев.

Судя по результатам всего комплекса лабораторных экспериментов, описанных в разделах 4.2, 4.3 и 4.4, отношение $\frac{S\cdot|k_s|_{\max}}{K}$ является именно тем макроскопическим параметром, который в общих чертах учитывает любые изменения межблокового контакта на микро- и мезоуровне, включая как структуру и материальные характеристики, так и реологические свойства. На рис. 4.41 сопоставлены закономерности изменения характеристик процесса скольжения (излучаемой энергии, скорости скольжения, амплитуды сброшенного усилия) и параметра $S{\cdot}k_s$ при вариации различных материальных свойств заполнителя трещины: формы частиц, вязкости флюида, смачивающего заполнитель, процентного содержания жидкости. Можно видеть, что изменение физических и структурных характеристик заполнителя неплохо коррелирует с величиной сдвиговой жесткости трещины (рис. 4.40, 4.41).

При неизменной жесткости нагружающего элемента (пружина в лаборатории или массив горных пород в природе) именно скорость снижения сопротивления сдвигу по нарушению сплошности (жесткость разлома на запредельном участке деформирования) является достаточно универсальным искомым макроскопическим параметром, определяющим режим скольжения по разлому. В отличие от констант закона Дитриха (2.14), сдвиговая жесткость разлома может быть определена инструментально. Возможность мониторинга интегральной жесткости разломных

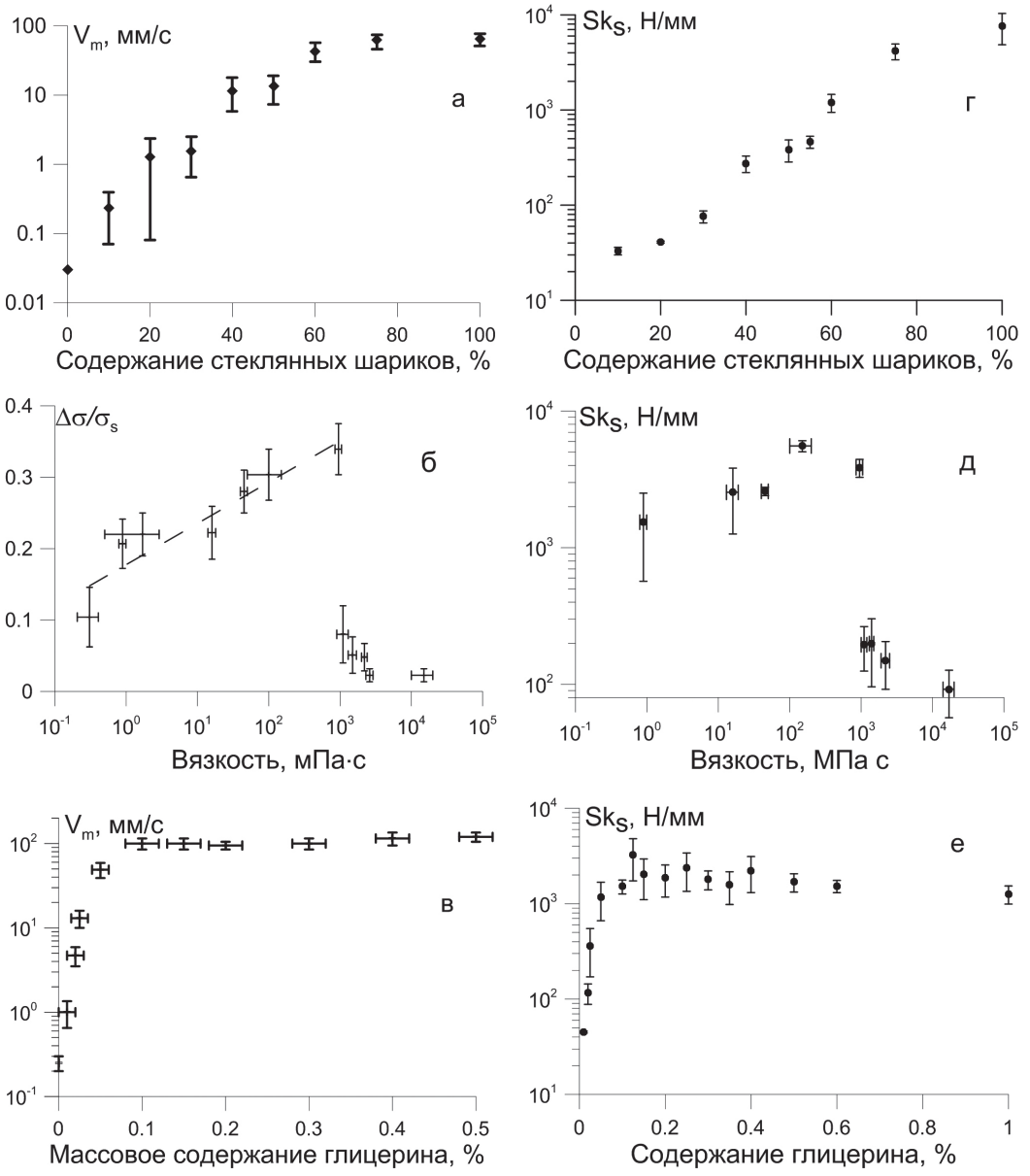


Рис. 4.41. Сопоставление закономерностей изменения характеристик процесса скольжения (а, б, в) и жесткости трещины (г, д, е) от различных параметров.
Величина жесткости k_s умножена на площадь образца S. Все серии опытов проводились при одинаковой жесткости приводящей пружины 28 Н/мм

зон сейсмическими методами подробно обсуждена в разделах 2.3 и 2.4. Хотя методика определения нормальной и сдвиговой жесткости отработана, в основном, для сейсмических профилей, пересекающих плоскость разлома, она может быть модифицирована и для отраженных волн [Будков и др., 1996], что откроет новые перспективы диагностики состояния участков сейсмогенных разломов, располо-

женных на больших глубинах. Недоисследованным остается пока вопрос пересчета величины сдвиговой жесткости на ветви нагрузки, определяемой по результатам сейсмических измерений, в жесткость разлома на запредельном участке деформирования, хотя первые шаги в этом направлении уже сделаны [Павлов, Батухтин, 2014].

Рассчитанные по результатам нескольких серий экспериментов с пружиной жесткостью K = 10,8 Н/мм и заполнителем в виде смеси кварцевого песка и талька средние компоненты баланса энергии для отдельных эпизодов скольжения приведены в табл. 4.4. Величины изменения энергии деформирования ΔE_e, энергии разрушения ΔE_G и кинетической энергии блока E_k рассчитывались по зарегистрированным диаграммам усилие-перемещение, примеры которых были приведены на рис. 4.38. В этой же таблице приведены средние значения прочности контакта F_p и сброса сдвигового усилия ΔF.

Таблица 4.4

% талька	F_p, Н	ΔF, Н	ΔE_e, mJ	E_k, mJ	ΔE_G, mJ	$E_k/\Delta E_e$, %	$\Delta E_G/\Delta E_e$, %	V_r/C_s	
								M II	M III
0	783±2	225±1	1593±77	21±5	3,13±1,1	1,32	0,2	0,98	0,97
5	767±5	15±0,1	1230±76	12±3	2,16±0,75	1,0	0,17	0,97	0,95
20	727±5	8±0,2	528±215	1,4±1	1,48±1,2	0,27	0,28	0,74	0,58
25	707±4	3,5±0,2	192±70	0,04±0,02	0,41±0,17	0,021	0,21	0,17	0,09
30	670±2	1,5±0,1	101±67	$(3\pm2)\cdot10^{-4}$	0,09±0,07	$3\cdot10^{-4}$	0,09	0,007	0,003

Как можно видеть из данных табл. 4.4, доля энергии деформирования, перешедшей в кинетическую энергию блока (аналог сейсмической энергии при землетрясении), снижается на три порядка при увеличении содержания частиц талька до 30%. При этом доля энергии, идущей на разрушение контакта, снижается незначительно, оставаясь примерно одной и той же. Важно отметить, что по сравнению с кинетической энергией, прочность контакта меняется довольно медленно – при увеличении содержания талька с 20 до 30% величина E_k снижается в 4500 раз, тогда как прочность контакта F_p всего на 8%. Величина сброшенного усилия снижается сильнее, чем прочность, в 4,3 раза, но на три порядка меньше, чем кинетическая энергия. Еще раз подчеркнем, что снижение доли энергии, идущей на разгон блока и характеризующей величину излучаемой кинетической энергии, сопровождается кинематическими признаками трансформации динамического срыва в «событие медленного скольжения» – снижением скорости относительного перемещения блока и увеличением длительности фазы скольжения.

Соотношение между величиной энергии, идущей на разрушение контакта ΔE_G, и сейсмической энергией E_s есть интегральный параметр, связанный в теории разрушения со скоростью распространения разрыва V_r. Соответствующее аналитическое выражение зависит от типа распространяющегося разрыва. Для двух сдвиговых мод справедливы выражения:

$$\frac{\Delta E_G}{\Delta E_G + E_s} = \frac{1 - V_r/C_R}{\sqrt{1 - V_r/C_s}}, \tag{4.30}$$

[Fossum, Freund, 1975], мода II, и:

$$\frac{\Delta E_G}{\Delta E_G + E_s} = \sqrt{\frac{1 - V_r/C_s}{1 + V_r/C_s}}, \tag{4.31}$$

[Костров, 1966], мода III.

В этих выражениях C_s – скорость распространения поперечных, а C_r – рэлеевских волн.

Пренебрегая для простоты разницей между C_s и C_r, получаем из (4.30):

$$\frac{V_r}{C_s} = 1 - \left(\frac{\Delta E_G}{\Delta E_G + E_s}\right)^2. \tag{4.30a}$$

Рассчитанные по (4.30а) и (4.31) величины отношения V_r/C_s приведены в последних столбцах табл. 4.4. Можно видеть, что по мере увеличения содержания талька эффективная скорость распространения разрыва V_r снижается от значений близких к C_s, до величины на два порядка меньше. При концентрациях талька, соответствующих событиям медленного скольжения (~35–40% при жесткости пружины 10,8 Н·м), точно рассчитать величины ΔE_G, и E_s затруднительно, однако приближенные оценки демонстрируют дальнейшее снижение эффективной скорости распространения разрыва.

В действительности, распространение разрыва, даже в простейшей модели, происходит намного сложнее. Тщательные исследования начала процесса скольжения слайдера, проведенные при помощи лазерной интерферометрии и скоростной киносъемки на прозрачных образцах из плексигласа, показали, что процесс распространения разрыва происходит в несколько этапов [Rubinstein et al., 2004; 2007]. Начальный разрыв начинает распространяться со скоростью $V_{r1} \sim 200$ м/с заметно медленнее, чем $C_r = 930$ м/с для плексигласа, но быстро достигает почти Рэлеевской скорости. Распространяющийся разрыв инициирует распространение фронтов возмущений еще двух типов. Один распространяется почти со скоростью продольной волны $V_{r2} \sim 1700$ м/с, а второй, медленный, – со скоростью более чем на порядок ниже Рэлеевской $V_{r3} \sim 20$–100 м/с. При этом быстрые фронты обеспечивают малую долю перемещения блока относительно основания, тогда как после прохождения медленного фронта начинается собственно скольжение [Rubinstein et al., 2004; 2007].

Оценка величины отношения V_r/C_s, показанная в таблице 4.4, приведена как демонстрация того обстоятельства, что снижение доли энергии деформирования, переходящей в кинетическую (в природе в излученную энергию), соответствует быстрому снижению скорости распространения разрыва.

В аналитических моделях сейсмического источника, используемых при решении задач сейсмологии, величина излученной энергии определяется, например, из решения упругой задачи о распространении круговой трещины. Так, в [Костров, 1974] выражение для приведенной сейсмической энергии (отношения величины излученной энергии E_s к величине сейсмического момента M_0) записывается в виде:

$$e = \frac{E_s}{M_0} \approx \frac{\Delta\sigma}{2G}, \tag{4.32}$$

где G – модуль сдвига, а $\Delta\sigma$ – скачок напряжений на разрыве, то есть разница между величиной касательных напряжений до и после подвижки.

Понятно, что типичный для сейсмологических наблюдений разброс более чем на три порядка в наблюдаемых величинах приведенной энергии [Choy, Boatwright, 1995] не может быть связан с изменением модуля сдвига. Чаще всего соответствие результатов расчетов экспериментальным данным достигается путем вариации величины $\Delta\sigma$.

Во многих случаях интерпретация скачка напряжений как величины пропорциональной разнице между фрикционной прочностью и трением скольжения заставляет использовать дополнительные предположения (плавление породы в процессе подвижки, высокий уровень порового давления и т.д.), чтобы объяснить столь большие изменения величины $\Delta\sigma$. Уместные при рассмотрении очагов, расположенных на сейсмогенных глубинах ~10–20 км, такие предположения становятся крайне маловероятными, например, для очагов шахтной сейсмичности. Между тем, различия на несколько порядков в величине приведенной энергии для событий, расположенных в пределах одного шахтного поля, также встречаются довольно регулярно [Беседина и др., 2015].

На основании проведенных экспериментов можно предложить иное объяснение того факта, что доля энергии, излучаемой при динамической разгрузке участка массива горных пород, различается у разных событий на несколько порядков. Оно заключается в том, что существуют разные соотношения между жесткостью массива и жесткостью разломной зоны.

Величина жесткости разлома в экспериментах, описанных выше, радикально менялась при изменении концентрации частиц талька или глины в кварцевом песке. При этом во всех экспериментах имел место режим скоростного разупрочнения контакта, то есть выполнялось необходимое условие возникновения прерывистого скольжения, однако различные соотношения между жесткостью разлома и жесткостью пружины обеспечили возможность реализации разных режимов деформирования. Это означает, что для возникновения эпизодов медленных движений вовсе не обязательно, чтобы разлом находился в переходном состоянии от хрупкого разрушения к пластическому течению, как это происходит либо на довольно больших глубинах (25–45 км) между сейсмогенной зоной и зоной стабильного скольжения в зонах субдукции, где чаще всего наблюдаются события медленного скольжения, либо на небольших глубинах (~5 км) между сейсмогенной зоной и поверхностной зоной непрерывного крипа. Присутствие в зоне магистрального сместителя обводненных глин, либо некоторого количества талька, который часто замещает минералы группы серпентина вдоль стенок трещин в результате химической реакции серпентина с двуокисью кремния, содержащейся в термальных флюидах, резко снижает сдвиговую жесткость разлома так, что эта величина может составлять заведомо менее 10% от нормальной величины. В этой ситуации скорость снижения сопротивления сдвигу может оказаться довольно близкой к жесткости массива, что, как было показано выше, может привести к возникновению медленных движений по разломам. Поэтому подобные эффекты могут наблюдаться во всем диапазоне глубин в коре.

В заключение данного раздела подчеркнем, что полученные результаты могут оказаться полезны для исследований, направленных на изучение возможности изменения сейсмического режима массива горных пород в результате техногенных воздействий; например, в масштабе разрабатываемого месторождения полезных ископаемых. В контексте подобных инженерных задач, принципиальным оказы-

вается то обстоятельство, что для перевода напряженного участка разлома или трещины в режим скольжения с низкой интенсивностью излучения сейсмической энергии, целью техногенного воздействия должно являться не столько снятие избыточных напряжений, сколько снижение жесткости разломных зон. К подобному результату должна приводить, например, закачка в разломную зону глиносодержащих суспензий, однако эта сложнейшая научная и инженерная проблема требует детальной разработки технологии проведения работ и методов оценки последствий.

4.6. Изменение характеристик трещины в процессе скольжения и возможные предвестники перехода разлома в метастабильное состояние

Выше было показано, что и в природе, и в лаборатории механические характеристики активных разломов и трещин не остаются постоянными, а изменяются во времени в результате конкурентной борьбы процессов разрушения и залечивания под воздействием разных факторов. Описанные результаты наблюдений убедительно продемонстрировали эффект резкого снижения скорости распространения продольных и поперечных волн в центральной части разломной зоны в результате косейсмической деформации и последующего постепенного возрастания этих параметров в течение нескольких лет.

Еще более чувствительными к деформации параметрами, чем скорости распространения колебаний, являются нормальная k_n и сдвиговая k_s жесткости разломной зоны, которые представляют собой текущие значения наклона реологических кривых нарушения сплошности и определяются соотношениями (2.1). Динамическая жесткость нарушения сплошности может быть определена сейсмическими методами путем регистрации параметров сейсмических колебаний в окрестности разлома или трещины, как это описано в разделе 2.3.

Основываясь на экспериментальных данных о сильной нелинейности реологической зависимости напряжение – перемещение $\sigma_s(D)$ для разломов и трещин, разные авторы [Кочарян, Кабыченко, 2003; Соболев, Пономарев, 2003; Johnson, Jia, 2005] независимо высказывали соображения о том, что при переходе очаговой зоны в метастабильное состояние сдвиговая жесткость разломной зоны должна снижаться. Однако количественно этот эффект не исследовался.

В настоящем разделе мы более детально рассмотрим изменение характеристик трещин в процессе скольжения в ходе лабораторных экспериментов и проанализируем эффекты, перспективные с точки зрения их использования как предвестников динамических событий. Опыты проводились на экспериментальных установках, детально описанных в главах 2 и 4.

В первой серии опытов контролировалось изменение динамической сдвиговой жесткости контакта между блоком и основанием (схему установки см. на рис. 2.30, в) по мере увеличения сдвигового усилия, приложенного к блоку. На рис. 4.42 приведены зависимости величины сдвиговой жесткости от приложенного сдвигового усилия на контакте для различных межблоковых заполнителей, нормированные на начальные значения. Наиболее быстрое снижение эффектив-

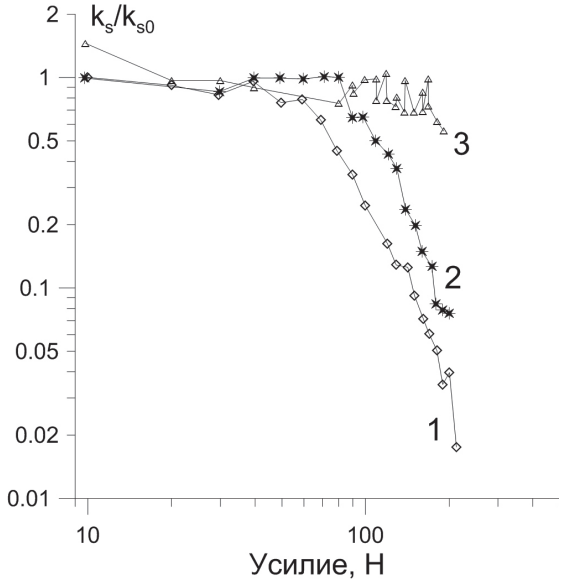


Рис. 4.42. Зависимости величины сдвиговой жесткости от приложенного сдвигового усилия для контактов различных типов.

1– корунд (размер зерна 28 мкм); 2 – кварцевый песок (размер зерна ~300 мкм); 3 – тефлоновая пластина. Величина жесткости нормирована на начальное значение k_{s0}

ной жесткости наблюдается для контакта, заполненного корундом (средний размер зерна ~28 мкм). Двукратное снижение жесткости контакта, заполненного песком, наблюдается уже при перемещениях около 20–30 мкм, то есть при величине межблокового перемещения на порядок меньше характерного размера песчинки. В эксперименте, где блоки были разделены тефлоновой прокладкой, эффект снижения жесткости оказался менее значительным.

Для визуального анализа процессов, происходящих при микроперемещениях блока относительно основания, была проведена серия экспериментов, в которых между слоем песка (3) и блоком (4) или основанием (1) (см. схему на рис. 2.30, в) помещался лист тонкой копировальной бумаги. В этих опытах величина межблокового перемещения менялась в диапазоне (0÷1000 мкм) в результате последовательного увеличения сдвиговых усилий. Оттиски, полученные для различных величин перемещения, приведены на рис. 4.43.

При малых амплитудах сдвига (0–100 мкм) на оттисках не удается выделить следов направленного перемещения. На этом этапе деформирования происходит лишь некоторая переупаковка частиц путем их локальных разворотов. Тем не менее, последние вызывают значительные изменения свойств контактов между частицами и, как следствие, снижение жесткости всего контакта.

На начальной стадии нагружения величины приложенного усилия недостаточно для того, чтобы вызвать направленную перестройку изначально хаотичной структуры песка. С возрастанием сдвигающего усилия процесс переупаковки на каждой ступени изменения силы сдвига приобретает стабильный характер, и смещения блока относительно основания регулярно возрастают на каждой ступени нагружения, оставаясь малыми по сравнению с размером частиц. По-видимому, до тех пор, пока сохраняется возможность относительной переупаковки частиц, наблюдаемый режим деформирования повторяется. Когда же возможность переупаковки оказывается исчерпанной, напряжение на контакте достигает предела прочности и начинается процесс скольжения блока.

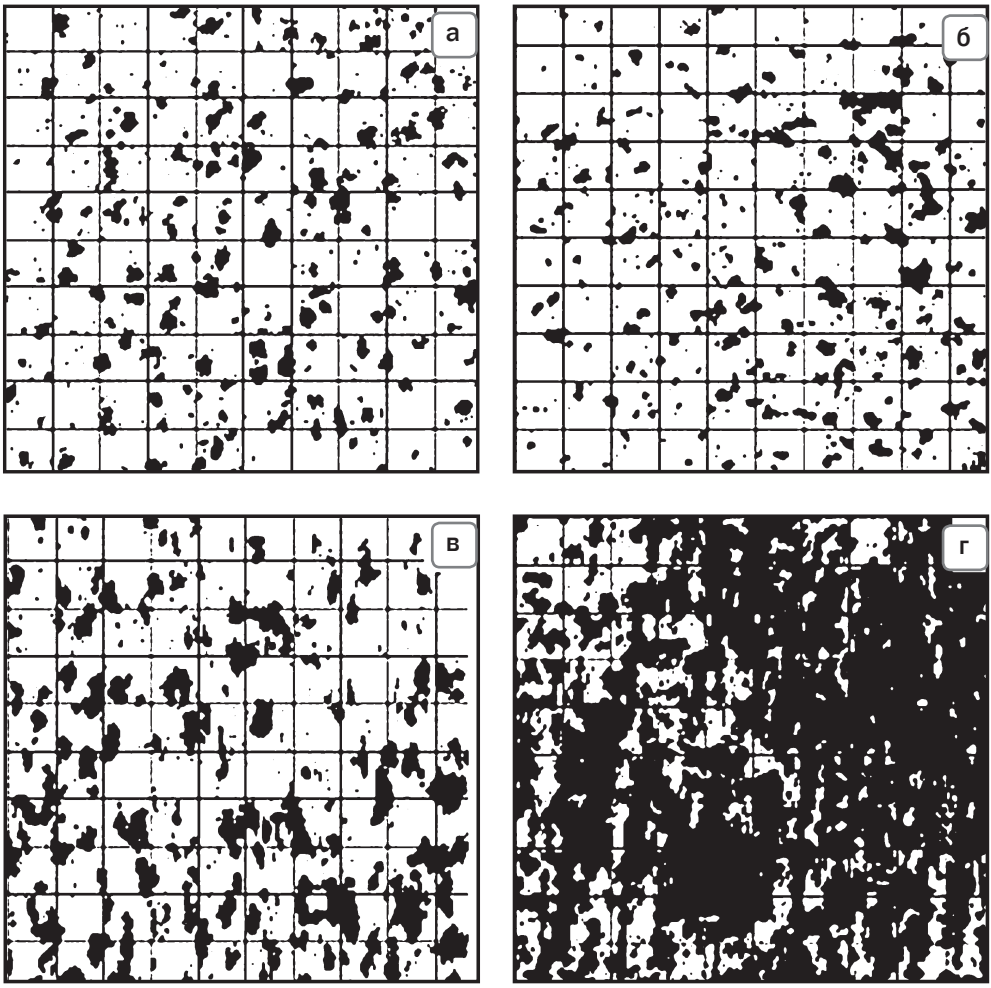


Рис. 4.43. Оттиск межблокового контакта на тонкой копировальной бумаге.
Одно деление = 1 мм. Сдвиг соответственно: а – 0; б – 100 мкм; в – 500 мкм; г – 1000 мкм

В следующей серии опытов сдвиговое усилие прикладывалось к блоку при помощи пружины, конец которой двигался с постоянной скоростью $u_s = 20$ мкм/с.

Типичная картина, наблюдавшаяся в опытах с кварцевым песком, слегка (0,5% по массе) увлажненным глицерином, приведена на рисунках 4.44–4.46. После возникновения динамической неустойчивости происходит резкое проскальзывание с соответствующим сбросом сдвигового усилия. Скорость снижения нагрузки (наклон заднего фронта зубцов на рис. 4.44) определяется жесткостью пружины, а амплитуда скачка $\Delta\sigma_s = \sigma_{s1}\ \sigma_{s2}$, то есть разница между статическим σ_{s1} и динамическим σ_{s2} трением, определяется напряженно-деформированным состоянием контакта. Далее процесс происходит повторно – нестабильность сменяется периодом относительного покоя, на протяжении которого происходит накопление напряжений.

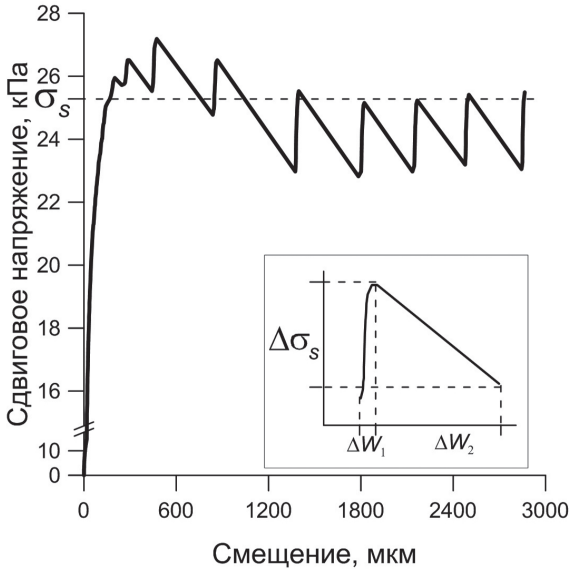


Рис. 4.44. Пример зависимости сдвиговое напряжение – межблоковое перемещение, наблюдавшейся в опытах.

Нормальная нагрузка в приведенном примере составляла F_{n0} = 300 Н. На врезке крупно показан один из циклов прерывистого скольжения

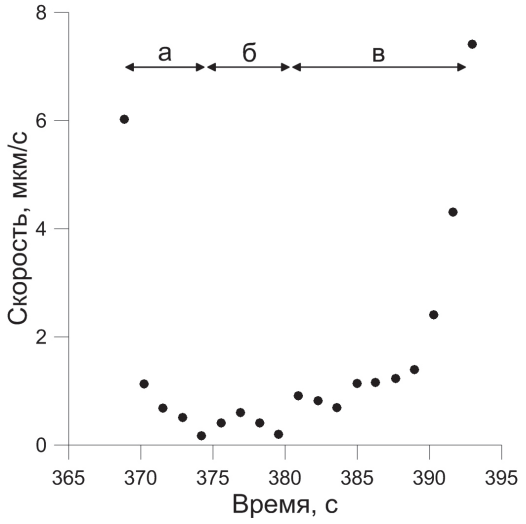


Рис. 4.45. Изменение скорости перемещения блока со временем в ходе одного из циклов прерывистого скольжения для опыта, показанного на рис. 4.44

В отличие от упрощенных моделей прерывистого скольжения, в которых между участками скольжения (*slip*) движения нет (*stick*), блок на протяжении всего цикла непрерывно движется с конечной скоростью $V_b(t)$ относительно подложки. На отрезке цикла, обозначенном на рис. 4.44 как ΔW_1, происходит подготовка динамического срыва, которому соответствует участок ΔW_2. В свою очередь, на участке ΔW_1 можно выделить участок снижения скорости после срыва (отрезок *а* на рис. 4.45), участок относительной стабильности (*б*), когда блок движется с небольшой и примерно постоянной скоростью, участок нарастания скорости (*в*), который заканчивается потерей устойчивости. Этим участкам соответствуют

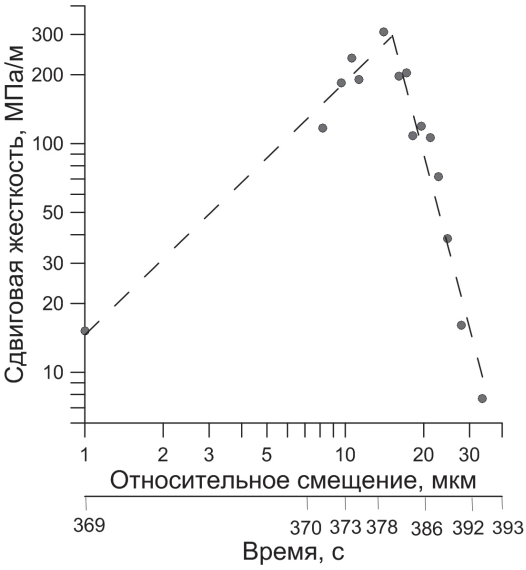


Рис. 4.46. Зависимость сдвиговой жесткости контакта от амплитуды межблокового перемещения в ходе одного из циклов прерывистого скольжения. Перемещение отсчитывается от начала стадии а (см. рис. 4.45).

Внизу для ориентира показана неравномерная ось времени, отсчет которого соответствует рис. 4.45

определенные особенности в изменении свойств контакта. На участке *а* после динамического срыва, максимальная скорость при котором составляет сотни мм/с, величина V_b менее чем за секунду снижается до нескольких мкм/с. Несмотря на то, что эта величина существенно ниже скорости нагружения u_s, то есть усилие, прилагаемое со стороны пружины растет, скорость движения продолжает медленно снижаться. Расчеты показывают, что этот режим не обусловлен инерциальным движением блока, а связан именно с изменением свойств контакта. Об этом свидетельствуют и результаты оценки сдвиговой жесткости контакта k_s, которая возрастает на этом участке примерно пропорционально перемещению (рис. 4.46). Величина k_s быстро увеличивается более чем на порядок, достигая, в рассматриваемом опыте, максимального значения примерно через 8÷10 с после срыва, что составляет около 30% от полного времени цикла (см. рис. 4.45). Этот момент ($t \sim 380$ с в рассматриваемом примере) можно считать концом стадии упрочнения межблокового контакта. После этого начинается стадия разупрочнения, в процессе которой жесткость радикально снижается по мере накопления перемещения. Длительность этой стадии составляет около 2/3 продолжительности цикла. Что касается величины перемещения, то на стадию упрочнения контакта в рассмотренном примере приходится 4÷5 мкм, а на стадию разупрочнения, до начала динамического срыва, – 20÷25 мм.

Как видно из результатов измерений, на заключительной стадии цикла прерывистого скольжения (последние несколько микрометров перед началом динамического срыва) сдвиговая жесткость контакта становится в 30–40 раз ниже максимального значения.

Закономерности изменения сдвиговой жесткости могут существенно варьироваться при изменении условий опыта, однако общая тенденция для циклов прерывистого скольжения сохраняется (рис. 4.47).

Таким образом, выполненные эксперименты продемонстрировали, что в процессе прерывистого скольжения свойства контакта непрерывно изменяются. Нарушенный в процессе динамического срыва контакт упрочняется на стадии от-

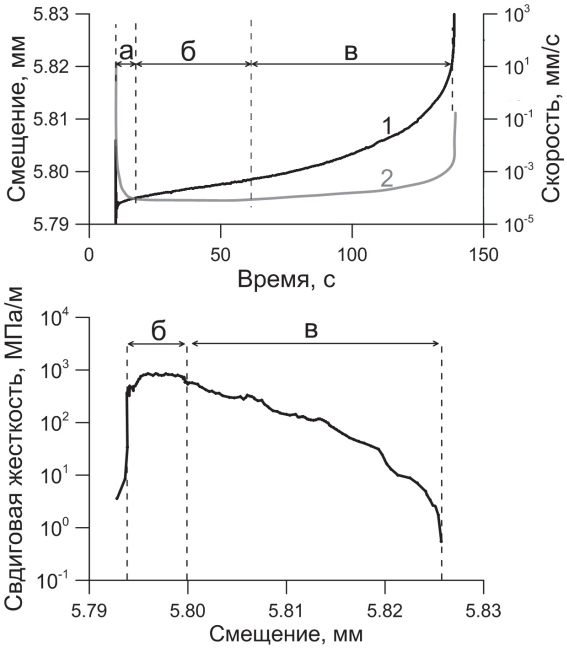


Рис. 4.47. Изменение смещения (1), скорости (2) блока и сдвиговой жесткости контакта в ходе одного из циклов прерывистого скольжения.

Заполнитель – увлажненная глицерином смесь кварцевого песка (99%) и глины (1%), F_n = 500 Н; а – стадия упрочнения, б – стадия относительной стабильности, в – стадия разупрочнения

носительного покоя, на которой скорость смещения мала. Накопление энергии упругой деформации приводит к постепенному увеличению скорости скольжения и величины межблокового перемещения, что, в свою очередь, вызывает быстрое разупрочнение контакта.

Снижение жесткости разломной зоны перед возникновением динамического срыва может оказаться чувствительным индикатором перехода системы в метастабильное состояние, однако возникает закономерный вопрос: может ли быть этот эффект обнаружен в натурных условиях?

Известно, что предсейсмическое скольжение регистрируется на поверхности Земли лишь при очень крупных землетрясениях. При событиях меньшего масштаба предсейсмическое скольжение происходит, вероятно, лишь в окрестности будущего гипоцентра, расположенного обычно на значительной глубине. Это делает диагностику таких зон существующими методами весьма затруднительной.

Одним из наиболее чувствительных методов для определения жесткости узких протяженных образований, таких как разломные зоны, является метод диагностики, предложенный и апробированный в ИДГ РАН несколько лет назад (подробнее см. раздел 3.3). Наилучшие результаты при использовании этого метода достигаются в тех случаях, когда измерения производятся на профиле, пересекающем разломную зону. Понятно, что в случае исследования областей, расположенных на глубине свыше нескольких километров, возникают значительные методические трудности. Кроме того, динамическая сдвиговая жесткость разлома, которая определяет закономерности отражения и преломления сейсмической волны, существенно отличается от квазистатического значения. В этой связи идея использования сейсмических методов для контроля напряженно-деформированного состояния разломной зоны пока остается недостаточно обоснованной.

Применение в эксперименте метода контроля именно динамической сдвиговой жесткости контакта в ходе прерывистого скольжения, дало возможность установить, что этот параметр, определяющий закономерности взаимодействия сейсмической волны с разломом, также радикально изменяется по мере приближения межблокового контакта к метастабильному состоянию. Экспериментальная установка, упрощенная схема которой приведена на рис. 4.48, являлась модификацией стенда, описанного выше (рис. 3.25, в) и состояла из гранитного основания (1) длиной 2,5 м и сечением 15×15 см^2. В середине верхней грани основания располагался небольшой мраморный блок (2) массой 600 г и размерами 8×8×3,2 см^3. В основной серии экспериментов между блоком и основанием был помещен слой кварцевого песка (3) толщиной около 3 мм. Песок увлажнялся глицерином в количестве 0,25% по массе. Нижняя грань блока и верхняя поверхность основания имели искусственные шероховатости глубиной ~0,8 мм. При помощи специального устройства к блоку прикладывалось нормальное напряжение σ_n = 47 кПа. Использование прижима из роликов исключало касательные напряжения на верхней грани блока. Сдвиговое усилие прикладывалось к блоку через пружину (7) жесткостью 40 Н/мм, конец которой двигался с постоянной скоростью V_0 = 20 мкм/с при помощи привода от электромотора с редуктор

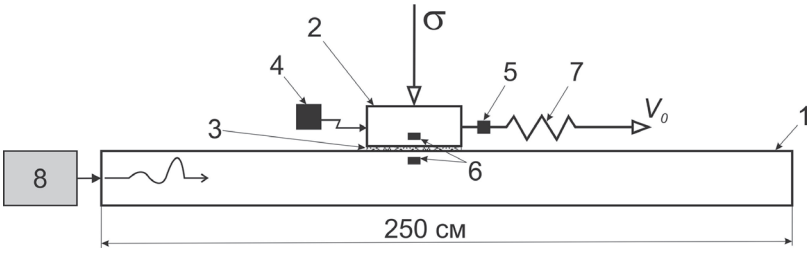


Рис. 4.48. Схема экспериментальной установки.

1 – гранитный стержень; 2 – мраморный блок; 3 – слой заполнителя; 4 – датчик перемещения; 5 – датчик силы; 6 – акселерометры; 7 – пружина; 8 – вибростенд

У одного из торцов гранитного стержня располагался вибростенд «B&K 4291» (8), на котором был закреплен ударник из закаленной стали. Частота колебаний вибростенда составляла 80 Гц, так что ударник наносил удары по торцу основания, возбуждая в последнем колебания. Колебания стержня и блока регистрировались акселерометрами «B&K 4344» (6) с рабочей полосой частот 0–15 кГц, а затем записи интегрировались для получения эпюр массовой скорости. Создаваемое сдвиговое усилие контролировалось датчиком силы CFT (5) с точностью 1 Н. Перемещения блока относительно стержня измерялись лазерным датчиком ILD2220-10 (4) в диапазоне частот 0–5 кГц с точностью 0,1 мкм.

Параметры установки были подобраны таким образом, что в процессе экспериментов под действием приложенной через пружину сдвиговой нагрузки, был реализован режим регулярного прерывистого скольжения блока по поверхности основания. В процессе накопления в пружине упругой энергии, блок покоится либо движется с постоянной скоростью, значительно меньшей скорости натяжения пружины. Фаза нагружения продолжается ~20–25 с. По мере приближения уровня приложенных касательных напряжений к фрикционному пределу проч-

ности контакта блок начинает двигаться ускоренно относительно основания. Это движение постепенно переходит в динамический срыв, длительность которого ~0,01 с. После срыва скольжение замедляется и цикл повторяется вновь.

Пример колебаний, регистрируемых в основании в процессе опытов, показан на рис. 4.49, а. После основной фазы движения, вызванной ударом вибростенда и показанной стрелкой, регистрируются колебания, последовательно отражаемые от торцов. Длины основания оказывается достаточно для разделения основных фаз проходящих и отраженных волн. Через 0,0125 с регистрируется новая фаза колебаний от следующего удара вибростенда, отмеченная второй стрелкой.

Продольная волна, проходя по стержню, вызывает сдвиговую деформацию слоя заполнителя и сдвигает лежащий на нём блок. В зависимости от величины сдвиговой жесткости контакта, амплитуда колебаний блока и их сдвиг по фазе относительно колебаний основания будут меняться. Это хорошо видно из сопоставления рисунков 4.25, б–4.25, г. В случае, показанном на рис. 4.49, б, блок жестко «приварен» к стержню расплавом тиосульфата натрия так, что колебания блока практически повторяют движение основания с небольшим сдвигом фаз. На рис. 4.49, в показан пример регистрации колебаний в основной серии опытов – блок и стержень разделены трехмиллиметровой прослойкой увлажненного кварцевого песка. В этом случае максимальная амплитуда первой фазы скорости смещения блока несколько ниже, чем в стержне, и вступление заметно сдвинуто по времени. На рис. 4.49, г пример результатов измерений при разделении блока и стержня полиэтиленовой подушкой, плотно заполненной водой. Толщина слоя воды также составляла 3 мм. В этом случае сдвиговая жесткость прослойки стремится к нулю и колебания в блок совершенно не передаются.

Поскольку толщина контакта и размеры блока малы по сравнению с длиной волны, можно, пренебрегая волновым движением внутри слоя, вычислить эффек-

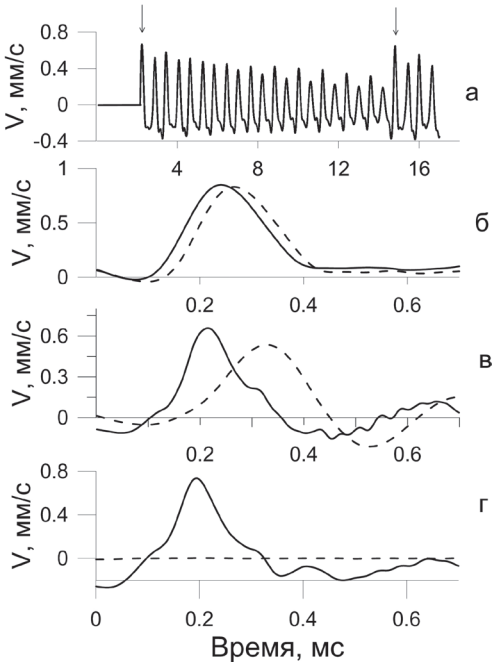


Рис. 4.49. Примеры эпюр колебаний, зарегистрированных в основании (сплошная линия) и блоке (пунктир).

а – колебания в основании, стрелками показаны моменты времени, соответствующие вступлениям от ударов; б – блок приварен к основанию; в – прослойка из песка, увлажненного глицерином (~0,5% по массе); г – прослойка в виде подушки, заполненной водой

тивное сдвиговое напряжение на границе блока σ_s и перемещение блока относительно стержня D:

$$\sigma_s(t) = \frac{M \cdot a(t)}{S} \tag{4.33}$$

$$D(t) = \iint_t (a(\xi) - a_r(\xi))d^2\xi, \tag{4.34}$$

где $a(t)$ – ускорение блока в направлении вдоль оси основания, $a_r(t)$ – ускорение гранитного основания, M – масса блока, S – площадь межблокового контакта.

Исключая время из соотношений (4.33) и (4.34), можно оценить «среднюю сдвиговую жесткость» контакта:

$$\overline{k}_s = \frac{\sigma_s(t_m)}{D(t_m)}, \tag{4.35}$$

где t_m – момент времени, в который сдвиговое напряжение достигает максимума.

В соответствии с результатами раздела 3.3, в первом приближении сдвиговая жесткость контакта примерно пропорциональна отношению амплитуд основных фаз колебаний блока и основания:

$$\overline{k}_s \sim \frac{V_b}{V_r} \tag{4.36}$$

В процессе всех опытов в основании и блоке регистрировались колебания, возбуждаемые ударами вибростенда по торцу основания. Как видно из осциллограмм, приведенных на рис. 4.50, а, амплитуда основных фаз колебаний, регистрируемых в основании, практически не изменяется в процессе опыта. В то же время амплитуда колебаний, переданных проходящей по основанию волной в блок (рис. 4.50, б), оставаясь почти постоянной в процессе нагружения, радикально снижается в окрестности динамического срыва.

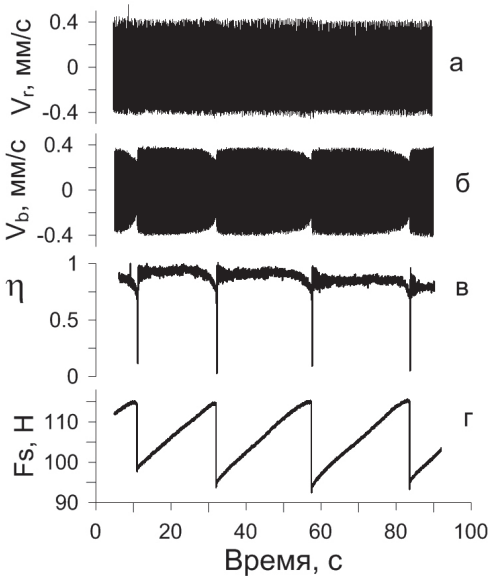


Рис. 4.50. Изменение параметров в ходе эксперимента.

а – скорость смещения основания; б – скорость смещения блока; в – изменение отношения амплитуд основных фаз колебаний блока и основания; г – изменение сдвигового усилия

Сопоставление амплитуды колебаний в блоке V_b и основании V_r позволило оценить изменение динамической жесткости контакта между блоком и основанием в процессе деформирования. Величина $\eta = V_b/V_r$, которая, как отмечалось выше, в первом приближении соответствует сдвиговой жесткости контакта, показана на рис. 4.50, в. Можно видеть, что в процессе нагружения величина η изменяется слабо, но за некоторое время до динамического срыва начинается радикальное снижение этого параметра, причем, после начала динамического проскальзывания η падает примерно на порядок.

Наиболее важный вывод, который можно сделать из этой серии экспериментов, состоит в том, что переход контакта в метастабильное состояние сопровождается снижением его динамической сдвиговой жесткости. Процесс изменения механических свойств контакта стартует задолго до регистрации макроскопического перемещения. В проведенных опытах время появления предвестника составляло величину около 10 с, то есть более 1/3 длительности «сейсмического цикла». Конечно, на ранней стадии снижение жесткости довольно мало, а основной вклад в этот эффект вносит начинающееся скольжение. Если аналогичные физические процессы происходят в природе, то эффект предсейсмического скольжения, который обычно плохо регистрируется деформографическими и геодезическими методами, может быть обнаружен при активном и/или пассивном сейсмическом мониторинге разломных зон и использоваться в качестве краткосрочного предвестника. Снижение жесткости может быть зарегистрировано как увеличение амплитуд волн, отраженных от разломной зоны и, соответственно, уменьшения амплитуды прошедших волн.

Частотные характеристики колебаний, которые могут быть использованы для мониторинга сдвиговой жесткости разломов, определяются соотношениями (2.52), (2.53). Для разломных зон с характерной длиной 10–50 км оценки дают $f_s \sim 1 \div 10$ Гц. Эта полоса частот лежит в диапазоне измерительных средств обычно применяемых в сейсмологии. Представляется, что более подходящим для подобной диагностики, по сравнению с использованием искусственных источников сейсмических колебаний, может оказаться метод кросс-корреляции длинных записей микросейсмического фона между станциями, расположенными на разных берегах разлома. Анализ амплитудных соотношений между когерентными составляющими волновых полей до и после разлома демонстрирует хорошую чувствительность и обеспечивает возможность перманентного контроля характеристик среды [Brenguier et al., 2008].

При пассивном мониторинге эффект снижения динамической жесткости разломной зоны может проявиться в виде появления в спектре микросейсм специфических низкочастотных колебаний, которые регистрировались в ряде случаев [Соболев, 2011] за некоторое время до крупного землетрясения. Наиболее ярко это явление проявилось перед землетрясением с магнитудой $M = 9{,}2$ на о. Суматра 26.12.2004 года, где период таких колебаний, появившихся более чем за двое суток до главного толчка, стремительно увеличивался по мере приближения события (рис. 4.27). Низкочастотные колебания с периодами до 200 с наблюдались и другими исследователями [Левин, Сасорова, 1994] и др. за некоторое время до главного толчка.

Подобные явления могут быть связаны с рассматриваемым нами эффектом снижением жесткости разломной зоны перед динамическим срывом. В работе

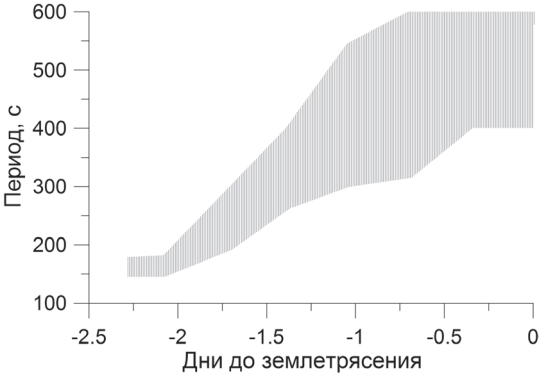


Рис. 4.51. Изменение характерных периодов колебаний (заштрихованная область), возникших перед землетрясением 26.12.2004 г. на о. Суматра по данным [Соболев, 2011]

[Кочарян, Кабыченко, 2003] рассмотрена модель возникновения собственных колебаний блока земной коры на прослойке – разломной зоне. Показано, что характерная частота таких колебаний может быть оценена как

$$f \cong \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k_s}{\rho L}}, \tag{4.37}$$

где L – характерный размер блока, км; ρ – плотность, k_s – сдвиговая жесткость разломной зоны.

Полагая, для примера, $L = 50 \div 100$ км, получаем из (2.52) и (4.7) период таких колебаний $T_0 \sim 15 \div 25$ с. При снижении на порядок жесткости разлома перед динамическим срывом, имеем $T_1 \sim 150 \div 250$ с.

Безусловно, количественная экспериментальная оценка характера изменения жесткости межблокового контакта в ходе прерывистого скольжения не может быть напрямую перенесена на натуру. Тем не менее, можно предположить наличие подобных явлений и в природе. Если это так, то эффект снижения жесткости разломной зоны перед землетрясением может оказаться основой для разработки новых активных и пассивных методов мониторинга сейсмоактивных регионов.

Заключительные заметки к главе 4

• Структурные условия возникновения и эволюции разных режимов деформирования разломов исследованы недостаточно. Можно говорить лишь о вероятных макроструктурных различиях участков разломных зон, на которых реализуются разные моды скольжения. На участках коры, где происходят «нормальные» землетрясения, заметно выше степень локализации поверхностных проявлений. Для зон событий медленного скольжения характерно ветвление разломов, расширение зон динамического влияния, максимальные значения фрактальной размерности.

• И на мезоуровне заполнителям с максимальной упорядоченностью – минимальной фрактальной размерностью – соответствуют наибольшие скорости скольжения при реализации накопленных в массиве избыточных напряжений. Судя по результатам лабораторных экспериментов, режим скольжения сильно за-

висит от таких характеристик, как вещественный и гранулометрический состав геоматериала в зоне скольжения, форма гранул, их электрохимическое взаимодействие, наличие флюида и его свойства. Наличие даже тонких пленок флюида на поверхности гранул приводит к повышению вероятности реализации режима прерывистого скольжения и росту величины сброшенного напряжения при неизменной статической прочности. При больших скоростях деформации флюид, проникая в контактную зону между зернами заполнителя, стабилизирует скольжение. При этом, чем больше вязкость флюида, тем при меньшей скорости деформации скольжение стабилизируется.

• В лабораторных экспериментах удается довольно просто воспроизвести все возможные режимы межблокового скольжения. Прерывистое скольжение с различными амплитудами сброшенного напряжения является аналогом динамических событий в массиве горных пород. Переходные режимы, которые можно назвать «медленным стик-слипом», обладают, в отличие от крипа, всеми фазами, характерными для прерывистого скольжения – разгоном, длительным скольжением, торможением, остановкой и фазой состояние покоя. Сопоставление результатов лабораторных и численных экспериментов с использованием закона трения «Rate & State» показало, что события медленного скольжения не удается адекватно воспроизвести в расчетах. Для моделирования всего спектра межблоковых движений эмпирический закон трения Дитериха следует дополнить членом, учитывающим возникновение дополнительного сопротивления сдвигу, связанного с динамической вязкостью контакта.

• Макроскопическим параметром, контролирующим эффективность подвижки по разлому как сейсмического источника, является сдвиговая жесткость или скорость снижения сопротивления сдвигу в процессе относительного смещения берегов. Закономерности изменения этого параметра с масштабом определяют несколько иерархических уровней, внутри которых изменение характеристик землетрясений с масштабом происходит по разным законам.

• Достоинство параметра «жесткость разлома» заключается в его универсальности. Независимо от *P-T* условий, тектонической обстановки, материального состава разлома, обводненности, порового давления и т.д. режим скольжения будет определяться именно соотношением между жесткостью разлома и жесткостью вмещающего массива. Это придает определенную общность заключениям, сделанным на основании довольно простых лабораторных опытов.

• Небольшие вариации материального состава зоны магистрального сместителя могут приводить к существенным вариациям доли сейсмической энергии, излучаемой при динамической разгрузке массива. Скольжение по разлому является гетерогенным процессом. При этом величины излучаемой энергии и реализованного сейсмического момента изменяются в процессе распространения разрыва. Вероятно, эта гетерогенность связана, в том числе и с различными значениями k_s на разных участках разлома.

• Представляется заманчивым использовать эффективную жесткость в качестве параметра для диагностики напряженно-деформированного состояния разломной зоны. Определенное значение k_s может дать информацию о том, каким способом может быть реализован накопленный запас энергии деформации – посредством крупного динамического срыва или через медленное скольжение с низ-

кой сейсмической эффективностью. Разработка метода подобного мониторинга требует решения ряда научных и инженерных задач.

- Переход контакта в метастабильное состояние сопровождается снижением его динамической сдвиговой жесткости. Процесс изменения механических свойств контакта начинается задолго до того, как регистрируется макроскопическое перемещение берегов разлома. Конечно, на ранней стадии снижение жесткости довольно мало, а основной вклад в этот эффект вносит начинающееся скольжение. Этот эффект может быть обнаружен при активном и/или пассивном сейсмическом мониторинге разломных зон и использоваться в качестве краткосрочного предвестника.

Глава 5
ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В РАЗЛОМНЫХ ЗОНАХ

5.1. Дистанционное инициирование сейсмических событий

Любая метастабильная система может с одной стороны неопределенно долго сохранять равновесие, а с другой – отвечать глобальным событием на любое значимое возмущение, в чем, собственно, и состоит определение метастабильности [Bak, 1996]. Таким образом, хотя постепенное «подведение» участка разломной зоны к критическому состоянию есть процесс, детерминированный эволюцией соответствующего участка коры, сам момент динамического срыва во многом случаен и может определяться внешними по отношению к очаговой зоне, порой довольно слабыми воздействиями [Макаров, 2011; 2015; Бобряков и др., 2015; 2016].

При рассмотрении проблемы возникновения любой динамической неустойчивости ключевым является вопрос о том, что в конечном итоге вызывает макроскопическое проявление этого процесса. В случае динамических событий в земной коре таким макроскопическим проявлением чаще всего является относительное смещение некоторых областей массива друг относительно друга: смещение по разлому (землетрясение), смещение блока в кровле выработки, смещение тела оползня вдоль линии склона и т.д. [Макаров и др., 2013]. Возникновение таких событий связывают, как правило, с изменением локального поля напряжений в окрестности поверхности будущего разрыва. Поскольку скорость изменений глобального поля напряжений, связанных с относительным движением тектонических плит, довольно мала ($<\sim 10^{-5}$ МПа/год) [Zoback, Zoback, 2002], то естественно предположить, что изменение напряженно-деформированного состояния, инициирующее возникновение динамической неустойчивости, зачастую связано с кратковременными, локальными флуктуациями поля напряжений либо с изменением свойств массива на участке локализации деформаций. Источниками таких кратко- и среднесрочных локальных флуктуаций напряженного состояния могут быть деформационные процессы в соседних областях, воздействие землетрясений, приливы и океаническая нагрузка, магматические интрузии, антропогенная активность в виде наполнения резервуаров, горных работ, инжекции и откачки флюидов, крупных взрывов, а также сезонные факторы, такие как снеговая нагрузка, изменение уровня водохранилищ и т.д.

При анализе воздействий на горный массив и, в частности, на разломные зоны, следует различать два различных эффекта. Первый – постепенное накопление деформаций при длительном многократном воздействии, которое со време-

нем может либо затухнуть, либо развиться в динамическое событие. Это явление можно назвать «индуцированным» (в зависимости от конкретного вида событий – индуцированная сейсмичность, наведенная ползучесть и т.д.). Второй – непосредственное инициирование динамического разрушения низкоамплитудным импульсом или серией импульсов (триггерный эффект).

Индуцированные события обычно имеют небольшую энергию и проявляются как в областях с субкритическим напряженным состоянием, так и в массивах с изначально невысоким уровнем напряжений. Зачастую этот эффект связан с техногенными процессами, когда в результате длительного воздействия, например, выемки горной породы или закачки жидкости, достигается такой уровень напряженного состояния, который способен активизировать деформационные процессы в геосистеме или инженерном сооружении.

Триггерные события возникают за счет высвобождения энергии, запасенной в процессе длительной эволюции напряженного состояния системы. Эти события проявляются в виде резкого изменения стационарного режима развития в результате динамического либо квазистатического воздействия. При этом энергия инициированного процесса может оказаться значительно выше и энергии «доставленной» дополнительно в данный объем среды, и полной энергии инициирующего события.

Граница между этими типами явлений довольно размыта. Так, на фоне индуцированных событий в какой-то момент может проявиться относительно крупный инициированный процесс. Примером такого явления может служить, например, природно-техногенное землетрясение в Хибинах 15.04.1989 г. [Сырников, Тряпицын, 1990]. Динамическая подвижка амплитудой ~10 см по эгериновой жиле была подготовлена достаточно длительным процессом выемки породы, а инициирована проведенным массовым взрывом. Индуцированные и триггерные явления удобно разграничить, основываясь на временном масштабе инициирующего события. В первом случае длительность вмешательства в напряженно-деформированное состояние массива горных пород или инженерного сооружения сопоставима, а иногда и заметно превышает характерное время подготовки динамического события соответствующей магнитуды. Примером таких событий является слабая индуцированная сейсмичность при заполнении водохранилищ, ведении горных работ, при добыче углеводородов и т.д. [Адушкин, Турунтаев, 2015; Elthworth, 2013] и др. Инициированные же события происходят в результате кратковременного, по сравнению с длительностью цикла подготовки, воздействия. Причем эти события иначе не могли бы произойти или произошли бы существенно позже.

В большинстве случаев анализ натурных данных, проводимый с целью исследования процессов инициирования, включает статистическое исследование изменений сейсмического режима: генерации популяций малых землетрясений на различных разломах, явных временных изменений проявления крупных событий, а также поиск волновых пакетов мелких событий в записях «проходящих» сейсмических колебаний от удаленных крупных источников.

Воздействие одного динамического события в земной коре на другое было установлено в конце XIX века в виде последовательностей землетрясений «главный толчок-афтершок» [Omori, 1894].

Анализируя взаимодействие деформационных процессов, обычно рассматривают три отдельные моды – статическую, квазистатическую и динамическую.

Под статическими изменениями напряжений обычно подразумевают необратимые изменения, которые возникают практически мгновенно в результате независящих от времени деформаций, вызванных дислокацией в очаге инициирующего события. Исследование влияния изменения поля статических напряжений, вызванных одним землетрясением, на последующие динамические события выполнено во многих работах, в которых содержится также сопоставление расчетов, сделанных при помощи упругих моделей сейсмодислокаций, с результатами наблюдений [Das, Scholz, 1981; Harris, 1998; King, Cocco, 2001; Stein, 1999]. Статические модели имеют вполне понятную физическую основу – изменение поля напряжений как бы «подталкивает» соседний разлом несколько ближе к порогу Кулоновского разрушения, например [Stein, Lisowski, 1983; Hudnut et al., 1989; Harris, 1998; Kilb et al., 2002].

Этот процесс часто описывают при помощи Кулоновского критерия разрушения, для которого критическое кулоновское напряжение σ_c записывается в виде:

$$\sigma_c = \tau - \mu(\sigma_n - p), \tag{5.1}$$

где τ – касательное напряжение, σ_n – нормальное напряжение, p – поровое давление и μ – коэффициент трения. Это уравнение означает, что нарушение сплошности может быть приведено ближе к критическому состоянию, если касательное напряжение увеличивается, или эффективное нормальное напряжение $(\sigma_n - p)$ уменьшается.

Хотя в реальных условиях определить величины напряжений достаточно трудно, можно оценить изменение напряжений, вызванное рассматриваемым событием, и при помощи этой оценки вычислить изменение сдвиговых и нормальных напряжений на близлежащих разломах. Таким образом, даже не зная абсолютных величин напряжений, можно вычислить изменение Кулоновского напряжения, используя уравнение в приращениях:

$$\Delta\sigma_c = \Delta\tau - \mu(\Delta\sigma_n - \Delta p), \tag{5.2}$$

из которого можно понять, был ли разлом подведен ближе к критическому состоянию (положительное изменение в Кулоновском напряжении) либо, наоборот, отодвинут в более стабильное состояние (отрицательное изменение Кулоновского напряжения). Заметим, что для этих расчетов не требуется сведений о доминирующих напряжениях в регионе, и не рассматриваются поля напряжений от других предыдущих сейсмодислокаций. Примеры подобных расчетов можно обнаружить во множестве публикаций, например [King et al., 1994] и многие другие.

«Кулоновская теория инициирования» получила широкое распространение, явившись одним из популярных объяснений того, что афтершоки землетрясения проявляются не только на границах разлома, но также и в соседних областях [Das, Scholz, 1981; King et al., 1994] и др. Обычно наилучшее соответствие изменения Кулоновского напряжения и распределения афтершоков наблюдается на расстояниях, превышающих несколько километров от разлома, поскольку ближе существенную роль играют неизвестные детали распределения перемещений и геометрии.

Изменения напряжений, приводящие к инициированию деформационных процессов, весьма малы. Сопоставление результатов расчетов изменений статиче-

ского поля напряжений с распространенностью афтершоков показывает, что изменение напряжений порядка 0,1–0,3 МПа достаточно для инициирования сейсмичности, в то время как снижение на ту же величину сдерживает её, например [Oppenheimer et al., 1988; Toda et al., 1998; Anderson, Johnson, 1999]. Такие малые величины, являясь незначительной частью общего сброса напряжений при землетрясении, указывают на то, что изменения напряжений не вызывают землетрясения, а только ускоряют или замедляют их появление.

Однако некоторые работы, появившиеся в последние годы, показывают, что Кулоновская теория не может объяснить распределение афтершоков многих землетрясений. Так, только 60% афтершоков землетрясения M_w 6,7, Northridge (1994 г.) находились в области увеличения Кулоновского напряжения [Hardebeck et al., 1998]. На двух разломах, которые, несомненно, лежали в области пониженного напряжения, после крупного землетрясения на Тайване M_w 76, Chi-Chi (1999 г.), наблюдалась значительная афтершоковая активность [Wang, Chen, 2001]. В [Marsan, 2003] отмечено, что снижение сейсмичности редко наблюдалось в областях пониженных напряжений на протяжении 100 дней после землетрясений Loma Prieta, Landers и Nortridge. Согласно [Mallman, Zoback, 2003], после землетрясений Landers и Kobe сейсмичность увеличилась на протяжении всей зоны разлома. Авторы работы [Felzer, Brodsky, 2003] не выявили никакой значительной связи между областями с пониженным уровнем сейсмичности и их расположением относительно разлома землетрясения Landers, сделав вывод, что данное землетрясение не произвело областей с пониженным значением Кулоновского напряжения.

Одним из доводов, свидетельствующих об ограниченности модели статического инициирования, является несоответствие закономерности снижения интенсивности афтершокового процесса с расстоянием и зависимости, описывающей снижение амплитуды изменения $\Delta\sigma_c$ с расстоянием [Felzer, Brodsky, 2006]. Поскольку статические напряжения спадают довольно быстро ($\sim R^{-3}$, где R – расстояние от эпицентра), их «инициирующий потенциал» обычно ограничивается одним-двумя размерами источника.

Кроме того, «мгновенное» изменение Кулоновских напряжений непосредственно не в состоянии объяснить изменения инициированной сейсмичности со временем: регулярно наблюдаемые задержки по времени между инициирующим и инициируемым событием, изменение скорости сейсмичности со временем, миграции эпицентров афтершоков к периферии и т.д. [Gomberg, 2001; Gomberg et al., 1998]. Для того чтобы объяснить подобные эффекты, в статическую модель интегрируют более сложные закономерности трения, зависящего от скорости и перемещения [Gomberg et al., 1998; Toda, Stein, 2003].

В последние 10–12 лет были развиты дислокационные модели для объяснения постепенных изменений величины напряжений (quasi-static stress triggering), связанных с вязкой релаксацией пластической нижней коры и верхней мантии в отклик на дислокацию (землетрясение) в вышележащей хрупкой коре [Pollitz, Sacks, 2002].

Интересным примером, который некоторые авторы интерпретируют именно как квазистатическое инициирование, является землетрясение Hector Mine (1999 г.), $M_w = 7{,}1$. Это событие произошло на расстоянии 20 км и через 7 лет после землетрясения Landers (1992 г.), $M_w = 7{,}3$. Близость их во времени и простран-

стве наводит на мысль о неслучайном совпадении, однако эпицентр Hector Mine попадает на границу рассчитанных положительных и отрицательных изменений кулоновских напряжений от Landers [Harris, Simpson, 2002]. Кроме того, в рамках статической модели трудно объяснить довольно значительную задержку по времени между этими двумя событиями.

Предположение, что поле напряжений продолжает эволюционировать благодаря вязкой релаксации теплой нижней коры или верхней мантии на глубинах ниже 15 км, позволяет дать объяснение этому эффекту. Использование вязкоупругих моделей для моделирования течений в нижней коре и верхней мантии после землетрясения Landers продемонстрировало положительное постсейсмическое увеличение напряжения в 0,1–0,2 МПа в области гипоцентра Hector Mine и позволило объяснить временную задержку [Freed, Lin, 2001; Zeng, 2001; Pollitz, Sacks, 2002].

По мнению ряда авторов, перераспределение напряжений посредством вязкой релаксации может быть общей причиной кластеризации землетрясений. В качестве примеров взаимодействия можно привести такие события, как Izmit (M_w = 7,4) и Duzce (M_w = 7,1), Турция, 1999 г. [Hearn et al., 2002], три Монгольских землетрясения ($M > 8$) [Chery et al., 2001], миграцию событий с $M \geq 5{,}6$ вдоль разлома San Jacinto в южной Калифорнии [Rydelek, Sacks, 2001], Симуширские землетрясения 2006–2007 гг. [Полец, Злобин, 2012] и другие.

Заметим, однако, что вязкоупругий перенос напряжений требует рассмотрения весьма больших времен и расстояний, что затрудняет выявление взаимосвязи между событиями и отделения тех, которые инициированы рассматриваемым процессом, от общего фона или множества событий, инициированных другими процессами. Так, например, все большее признание находит альтернативная гипотеза, что упомянутое выше землетрясение Hector Mine могло потенциально быть инициировано промежуточными афтершоками [Felzer et al., 2003]. Эпицентр Hector Mine оказался в области с одним из наибольших увеличений интенсивности сейсмичности после Landers [Weimer, Wyss, 2000], а в [Felzer et al., 2002] отмечено, что в 2÷4 км от будущего эпицентра Hector Mine произошли афтершоки Landers с $M = 5{,}4$, $M = 4{,}3$ и $M = 4{,}1$.

Вязкоупругая релаксация после крупных коровых землетрясений в значительной степени ограничена нижней корой и астеносферой, так что изменения квазистатических напряжений распространяются, как в случае плоского напряженного состояния ($\sim R^{-2}$). Поэтому их «инициирующий потенциал» распространяется на большие расстояния, чем в статической модели [Pollitz, Sacks, 2002].

Ключевыми экспериментальными фактами, полученными в последнее время благодаря развитию цифровой аппаратуры с широким динамическим диапазоном, являются убедительные доказательства инициирования динамических событий на расстояниях в сотни и тысячи километров (например, [Gomberg, Johnson, 2005]). Изменения поля напряжений, обусловленные статическим и квазистатическим механизмом, на таких расстояниях от эпицентра настолько малы, что не могут являться причиной, вызывающей какие-либо изменения сейсмического режима. На больших расстояниях в качестве инициирующей причины на первый план могут выйти динамические напряжения. Их амплитуды снижаются относительно медленно с расстоянием ($\sim R^{-2}$ – для объемных волн, $\sim R^{-3/2}$ – для поверхностных волн), и их «инициирующий потенциал» распространяется от ближней

зоны (зона афтершоков) до намного больших расстояний, чем для статических и квазистатических изменений напряжений. Направленность излучения может дополнительно увеличить амплитуды динамических напряжений в соответствующем квадранте.

Факты инициирования колебаниями малой амплитуды будут рассмотрены более подробно в следующем разделе.

В качестве одного из популярных триггерных механизмов генерации сейсмической активности рассматриваются медленные деформационные волны. В нескольких работах С.И. Шермана [Шерман, Горбунова, 2010; Шерман, 2012; Sherman, 2015] и др., обобщенных в монографии [Шерман, 2014], развивается новый подход, согласно которому математическая обработка совокупности пространственно-временного расположения очагов сейсмических событий позволяет выявлять области локализации деформационного процесса в заданный момент времени, ранжируя, тем самым, участки конкретных разломных зон по количественному индексу сейсмической активности. Отрабатывая и апробируя методику на наблюдательном материале, включающем сведения о большом количестве землетрясений с магнитудой $M \geq 1{,}7$, произошедших в Байкальской рифтовой системе за 1950–2008 гг., С.И. Шерман установил новые закономерности периодической активизации разломов, увязывая их с так называемыми медленными деформационными волнами. Следует подчеркнуть, что подобные попытки предпринимались неоднократно (см., например, обзор [Быков, 2005]), однако впервые это сделано на столь представительном материале с тщательной проработкой деталей. Анализ эволюции сейсмичности во времени и пространстве в нескольких регионах приводит автора к предположению, что деформационные волны являются одним из триггеров возникновения динамической неустойчивости в литосфере. Эта проблема остается пока дискуссионной. Вопрос о механизмах возбуждения, закономерностях распространения и о самой природе этих псевдоволн неоднократно обсуждался в литературе и пока не привел к появлению общепризнанных представлений.

Один из интригующих вопросов – почему, несмотря на периодически появляющиеся сообщения об обратном, периодические возмущения поля напряжений в земной коре приливными волнами не играют заметной роли во временном распределении землетрясений. Четкая причинно-следственная связь между землетрясениями и фазами приливного напряжения не выявлена. Общепризнанными исключениями являются рои неглубоких землетрясений в вулканических и геотермальных областях [Klein, 1976; Tolstoy et al., 2002]. Кроме того, в [Tanaka et al., 2004] и [Cochran et al., 2004] представлены убедительные доказательства того, что приливы в твердой Земле в комбинации с океаническими приливами на самом деле модулируют на 10–20% от среднего количества событий возникновение коровых надвиговых землетрясений в некоторых регионах тихоокеанского бассейна. Эти результаты находятся в соответствии с оценками, основанными на лабораторных экспериментах и проведенными в работах [Beeler, Lockner, 2003; Lockner, Beeler, 1999], где показано, что циклические напряжения величиной порядка 0,001–0,004 MPa должны модулировать пространственно-временное распределение фоновой сейсмичности. Доказательство приливного инициирования на надвигах в Японии [Tanaka et al., 2004] представляет контраст с несомненной нечувствительностью многих вулканических и геотермальных центров в Японии

к дистанционному динамическому инициированию большими землетрясениями [Harrington, Brodsky, 2006].

В нескольких публикациях отмечается, что амплитуда тектонического тремора в зонах субдукции очень чувствительна к уровню приливного напряжения, экспоненциально увеличиваясь с ростом этой величины [Rubinstein et al., 2008;. Ide, Tanaka, 2014]. В недавней работе [Ide et al., 2016] вычислены приливные напряжения на плоскостях разломов в течение двух недель до начала крупных землетрясений по всему миру. Авторы обнаружили, что очень большие землетрясения, в том числе Суматра 2004 г., Maule 2010 г., землетрясения Чили и Тохоку-Оки 2011 г. в Японии, как правило, происходят вблизи времени максимума амплитуды приливных напряжений. Эта тенденция не очевидна для небольших землетрясений. Однако *b*-value в соотношении Гутенберга-Рихтера уменьшается по мере того, как амплитуда приливных сдвиговых напряжений возрастает. Это означает, что доля крупных землетрясений увеличивается в периоды высоких приливных напряжений. Авторы связывают этот эффект с ростом, по их мнению, вероятности каскадного развития разрыва до очень большой величины при увеличении уровня приливных напряжений.

Активно обсуждается возможное влияние на сейсмичность импульсных электрических сигналов техногенного происхождения. Значительное количество разнообразных публикаций посвящено исследованию вариаций сейсмичности в Таджикистане и Киргизии в результате зондирования земной коры импульсами от МГД генераторов и конденсаторно-тиристорного источника мощных электромагнитных импульсов ЭРГУ 600-2 [Тарасов, 1997; Тарасов и др., 1999; Tarasov, Tarasova, 2004; Тарасов, Тарасова, 2011; Турунтаев, Мельчаева, 2010; Turuntaev, Melchaeva, 2010; Смирнов, Завьялов, 2012] и др. Определенное обобщение этих результатов проведено в работах [Сычев, 2008; Богомолов, 2012].

Отметим, что анализ одного и того же наблюдательного материала разными авторами приводит подчас к противоречивым выводам. Так, например, в работе [Богомолов, 2012] отмечается, что максимальные вариации прироста суточного числа слабых землетрясений наблюдаются через 5–7 суток после воздействия, тогда как, согласно результатам статьи [Смирнов, Завьялов, 2012], наибольшее изменение сейсмического режима происходит непосредственно в период осуществления актов зондирования, а эффект «последействия» длится около 35 часов.

Рассматривались также корреляции времени возникновения сильных землетрясений с погодными явлениями, в частности, циклонами и тайфунами. Оценки, выполненные в работе [Гохберг, Колосницын, 2009], позволили авторам заключить, что деформации земной поверхности, вызванные градиентами атмосферного давления, могут привести к значимым изменениям напряженно-деформированного состояния на глубинах до нескольких десятков километров. В то же время [Соболев и др., 2012; 2016] показали, что даже крупнейшие тайфуны не приводят к изменениям сейсмичности Японии, Камчатки, Курило-Камчатской зоны, то есть не могут рассматриваться как триггеры землетрясений.

Анализ связи 102 тайфунов, произошедших вблизи о. Тайвань с 1995 по 2011 гг., с сейсмичностью региона, выполненный в [Lin, 2013], показал существенное различие в реакции до и после крупного землетрясения M_w = 7,6 Chi-Chi, произошедшего 21 сентября 1999 г. Если до этого события только 4 из 24 тайфунов (16,67%) могут рассматриваться как триггеры землетрясений, то после

сентября 1999 г. эта цифра возросла до 78%, что интерпретируется автором как результат изменения напряженно-деформированного состояния коры. Рассматривая в качестве потенциальных механизмов инициирования эффект изменения атмосферного давления и влияние обильных осадков, автор на основе статистического подхода обнаруживает превалирование барической составляющей.

[Liu et al., 2009] в этом же регионе обнаружили вероятную связь с тайфунами медленных землетрясений. Они предположили, что инициируемые метеорологическими факторами, периодически повторяющиеся события медленного скольжения могут быть причиной того, что в восточной части Тайваня, находящейся в условиях сильного сжатия, сильные землетрясения крайне редки.

В последние 20 лет появилось значительное количество публикаций, касающихся влияния на сейсмичность электромагнитных полей естественного и техногенного происхождений и погодных явлений. Эти вопросы требуют отдельного детального рассмотрения, что выходит за рамки данной монографии. Здесь лишь упомянем некоторые, наиболее значимые исследования.

В работах [Соболев и др., 2001; Закржевская, Соболев 2002; 2004] и др. рассматривается возможное влияние на сейсмичность магнитных бурь с внезапным началом. Исследовалось влияние сильных магнитных бурь на сейсмичность Средней Азии, Кавказа и Калифорнии. Выполненные оценки продемонстрировали увеличение количества землетрясений в 10-суточный интервал после бурь для Казахстана и Киргизии, однако это увеличение происходит за счет более слабых сейсмических событий. В то же время, если в одних районах количество землетрясений после бурь увеличивается, то в других уменьшается. Сопоставление энергии, закачиваемой бурями E_m, с выделившейся сейсмической энергией показало, что величины E_m недостаточно для прямого преобразования в сейсмические колебания, то есть влияние магнитных бурь на сейсмичность, если оно существует, носит, вероятно, триггерный характер [Соболев, Пономарев, 2003].

5.2. Инициирование деформационных событий сейсмическими волнами

Ярким примером триггерных событий является сейсмичность, инициированная волнами деформаций от землетрясений, расположенных на расстоянии сотни и тысячи километров [Freed, 2005; Hill, Prejean, 2007].

Ранние публикации по динамическому инициированию были, главным образом, связаны с исследованиями возможности инициирования землетрясений ядерными взрывами [Emiliani et al., 1969; Николаев, Верещагина, 1991а,б; Тарасов, Тарасова, 1995]. Эти работы не вызывали большого интереса, главным образом, по двум причинам – недостаточной статистической значимости и отсутствии какой бы то ни было физической модели [Richards, Exstroem, 1995].

В отличие от хорошо известных фактов об афтершоковой активности вблизи эпицентров взрывов [Адушкин, Спивак, 2007; Richards, Ekstroem, 1995], убедительных доказательств способности сейсмических волн взрыва изменять сейсмический режим на больших расстояниях так и не было представлено. Более того, сопоставив эффекты инициирования от подземных ядерных взрывов на Невадском полигоне и от землетрясений близкой магнитуды, произошедших в этом же

регионе, авторы работы [Parsons, Velasco, 2009] пришли к выводу, что инициирующий потенциал взрывов крайне мал по сравнению с землетрясениями.

Обычно результаты исследований влияния взрывов на сейсмичность представляются в виде диаграмм «частота землетрясений – время после взрыва». Многие авторы отмечают, что воздействие взрывов проявляется в виде кратковременного увеличения сейсмичности, наблюдаемого на расстояниях до 2000 км. Как правило, отмечается увеличение частоты землетрясений в первые 5–10 дней после воздействия, затем уменьшение до фоновых значений и менее четко выраженный второй максимум через 30–40 дней [Николаев, Верещагина, 1991а; Молчан, Дмитриева, 1992; Пешков и др., 1993; Borisyuk et al., 1995; Тарасов, Тарасова 1995; Николаев, Верещагина, 1999] и др.

Некоторые авторы отмечают, что инициирующее действие взрывов проявляется не сразу, а спустя некоторое время (через 1–3 дня), причем первой реакцией среды на ПЯВ часто бывает относительное затишье, вслед за которым наступает активизация сейсмичности (рис. 5.1) [Borisyuk et al., 1995]. В некоторых случаях первый удаленный афтершок ПЯВ возникает в тот же день. Регулярность появления таких «быстрых» афтершоков изменяется как в пространстве, так и во времени. Так, возникновение мгновенных афтершоков после семипалатинских взрывов чаще наблюдалось в зоне Памиро-Гиндукуша и Западного Тянь-Шаня, чем в остальной части обширного района Средней Азии, главным образом в период 1964–1966 и 1976–1978 гг. [Николаев, Верещагина, 1999]. К сожалению, в большинстве случаев, в которых упоминается связь взрывов и удаленной сейсмичности, не было выполнено тщательного статистического анализа, который позволил бы судить о достоверности отмечаемой причинно-следственной связи. Это объясняется недостаточным в то время уровнем развития сейсмических сетей, аппаратуры и методов обработки сигналов.

Обсуждению статистической значимости результатов наблюдений инициированной сейсмичности посвящено довольно много публикаций. Широкое распространение получил так называемый β метод [Mathews, Reasenberg, 1988; Reasenberg, Simpson, 1992] и др., который был разработан специально для оценки статистической значимости изменений средней фоновой скорости сейсмичности,

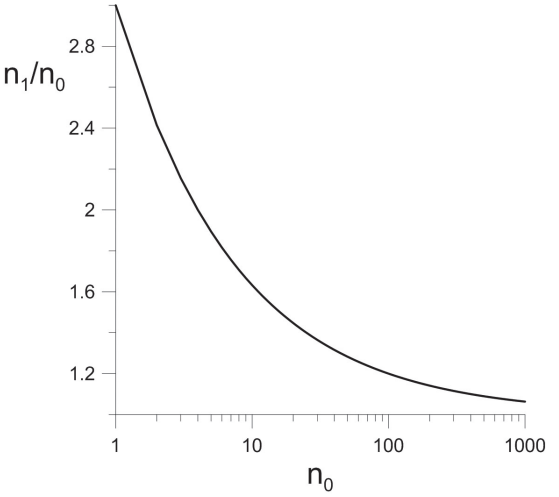


Рис. 5.1. Минимальное статистически значимое изменение уровня сейсмичности в зависимости от числа регистрируемых событий

связанных с вариацией статического поля напряжений в результате образования сейсмодислокации. При этом одним из базовых является предположение, что фоновая сейсмичность есть Пуассоновский процесс. В качестве тестируемого параметра предлагается использовать величину β, представляющую собой число стандартных отклонений, на которые скорость сейсмичности в определенном месте $r_1 = n_1/t_1$ в течение определенного временного интервала после динамического события превышает оцененную величину фоновой скорости сейсмичности $r_0 = n_0/t_0$. Здесь n_0 и n_1 – количество землетрясений за интервалы времени, t_0 и t_1 – до и после главного толчка.

Можно показать, что $\beta = \dfrac{(n_1 - E(n_1))}{\sqrt{e(n_1)}}$ где $E(n_1) = r_0 \cdot t_1 = n_0 \dfrac{t_1}{t_0}$ есть оценка ожидаемого числа землетрясений за время t_1, основанная на данных фоновой сейсмичности за период t_0, а $e(n_1)$ – дисперсия. Для Пуассоновского процесса $e(n_1) = r_0 t_1$, то есть $\beta = \dfrac{(n_1 t_0 - n_0 t_1)}{\sqrt{n_0 t_1 \cdot t_0}}$ или, полагая для простоты, $t_1 = t_0$:

$$\beta = \frac{(n_1 - n_0)}{\sqrt{n_0}}. \tag{5.3}$$

Для статистической значимости результатов необходимо, чтобы выполнялось соотношение $|\beta| > 2$ (приблизительно два стандартных отклонения) [Reasenberg and Simpson, 1992]. Соответственно, из (5.3) получаем минимальное статистически значимое изменение уровня сейсмичности:

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{2}{\sqrt{n_0}} + 1. \tag{5.4}$$

Вид соотношения (5.4) показан на рис. 5.1. Можно видеть, что в случае, когда число регистрируемых событий исчисляется сотнями, изменение скорости сейсмичности на 10–20% является статистически значимым. Если же мы имеем единичные события, то существенным является двух-трех кратное увеличение количества событий в единицу времени.

Важным моментом является выбор длительности интервала измерений после главного события t_1. Слишком длинный интервал может исказить результат включением флуктуаций фоновой сейсмичности, не связанных с динамическим инициированием, а при использовании короткого интервала, событий может оказаться слишком мало. Этот выбор не столь существенен в предположении постоянства скорости сейсмичности после главного толчка, однако на практике, когда вариация величины r_1 снижается со временем, выбор t_1 прямо влияет на вычисление $r_1 = n_1/t_1$ и, следовательно, на величину β.

Параметр β удобно оценивать с некоторым шагом по пространству, что позволяет оценить распространение областей, демонстрирующих резкое изменение сейсмического режима в определенный момент времени. При наличии достаточно плотной сейсмической сети расчет параметра β для отдельных участков позволяет построить карту пространственного распределения возможных участков триггерной сейсмичности. При этом необходимо аккуратно относиться к выбору характерного размера областей, для которых осуществляется оценка. С одной стороны площадь участка должна быть довольно велика, чтобы включать доста-

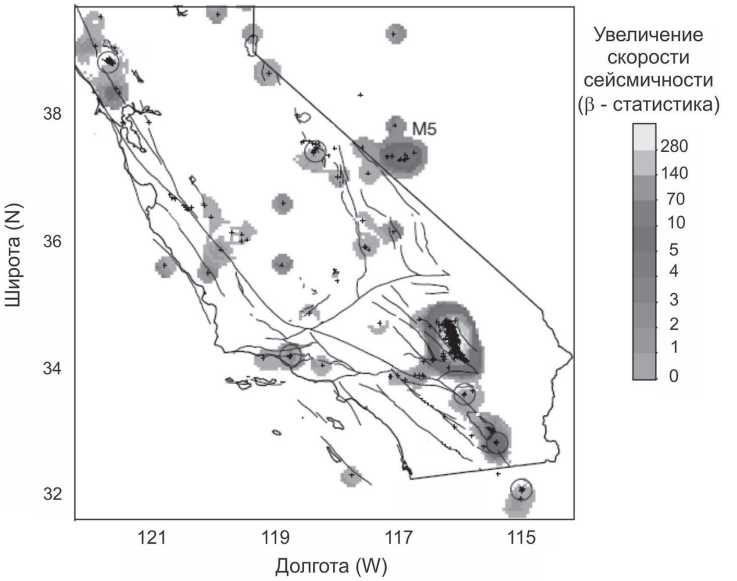


Рис. 5.2. Карта параметра β, иллюстрирующая возрастание скорости сейсмичности, связанное с землетрясением M_W = 7,4 Landers 28 июня 1992 г. [Gomberg et al., 2001].

Расчеты выполнены для двухнедельного периода после главного толчка

точное число событий. С другой стороны, по мере увеличения размеров участка, уменьшается пространственное разрешение метода, а вероятность включения случайных флуктуаций фоновой сейсмичности возрастает. Оптимальный размер области, вероятно, изменяется от одного региона к другому и зависит от характера фоновой сейсмичности. Один из разумных подходов – оценить чувствительность β к площади участка в данном регионе путем вычисления β в некотором диапазоне размеров. Пример карты распределения параметра β показан на рис. 5.2.

Одним из наиболее важных параметров при исследовании триггерного эффекта является время задержки Δt между моментом прихода возмущения и началом инициированной сейсмичности. Хотя начало предполагаемого триггерного отклика часто можно обнаружить в виде довольно очевидного увеличения скорости сейсмичности, остается вопрос о разумной верхней границе времени задержки. Ясно, что времена задержки, которые близки к среднему времени между событиями в данном регионе, сразу ставят под сомнение значимость результата.

Едва ли β-статистика является идеальным инструментом для исследования всех видов триггерной сейсмичности, поскольку, строго говоря, нарушается предположение, содержащееся в оригинальной формулировке этого метода, о том, что сейсмичность в обоих интервалах t_0 и t_1 является пуассоновским процессом. Дополнительные способы оценки статистической значимости данных по триггерной сейсмичности содержатся в работах [Pankow et al., 2004; Marsan, 2003; Harrington, Brodsky, 2006] и др.

По мере быстрого расширения количества и качества локальных сейсмических сетей на протяжении 80–90-х годов поступающих данных во многих слу-

чаях стало достаточно для качественной статистической обработки и надежного выявления эпизодов дистанционного инициирования сейсмических событий. Так, например, на западе США, где интерес к сейсмологическим исследованиям традиционно высок, никаких сообщений о возможных случаях инициирования землетрясений сейсмическими волнами не появлялось вплоть до июня 1992 г., несмотря на то, что с 1980 по весну 1992 гг. в этом регионе произошло четыре землетрясения с магнитудой 7 и более.

Характерные черты сейсмичности, инициированной удаленным землетрясением, удобно рассмотреть на нескольких хорошо изученных примерах.

Землетрясение Landers 28.05.92 (M_w = 7,3)

Пожалуй, первым событием, при котором было зарегистрировано совершенно очевидное изменение сейсмической активности, подтвержденное большим количеством независимых наблюдений, стало землетрясение Landers 28.05.92 г., (M_w = 7,3), произошедшее в Южной Калифорнии [Hill et al., 1993; Gomberg, 1996]. На отдельных участках, расположенных по большей части к Северу от эпицентра, скорость сейсмичности возросла на расстояниях до ~1300 км (около 17 размеров источника), начиная с минут и до 33 часов после главного толчка.

Эпицентр землетрясения располагался вблизи города Ландерс (Landers) в точке с координатами 34°2’ с.ш. и 116°44’ з.д. Протяженность очага, который обычно представляют в виде двух сегментов разломной зоны, простирающихся под некоторым углом друг к другу, составила около 70 км. Средняя подвижка в очаге оценивается для южного и северного сегментов в 3,5 и 5,2 м соответственно [Campillo, Archuleta, 1993].

Разрыв при основном толчке землетрясения Landers распространялся в одну сторону в направлении С-С-З, фокусируя большую часть излученной сейсмической энергии в направлении восточной Калифорнийской сдвиговой зоны. Оценки амплитуды изменения статических напряжений, проведенные во многих работах, показывают, что их величина снизилась ниже уровня суточных приливных флуктуаций (порядка 10^{-3} МПа) уже на расстояниях около 200 км от поверхности разрыва [Hill et al., 1995; Gomberg, 1996]. При этом амплитуды динамических напряжений, главным образом в группе поверхностных волн с периодами 10–20 с, были существенно выше.

Наиболее крупное инициированное событие Little Skull Mountain (магнитуда по разным оценкам от M = 5,3 до M = 5,7) произошло в Южной Неваде в 280 км от эпицентра через 22 ч после главного толчка [Gomberg, Bodin, 1994]. Это было самое крупное землетрясение из происходивших в этом районе с 1868 года. Этому событию предшествовали по меньшей мере 19 небольших землетрясений в пределах 100 км от Little Skull Mountain, начиная с 91 мин после главного толчка Landers. Возможно, имели место и более ранние отклики, однако их идентификация была затруднена на фоне сейсмических волн от интенсивных афтершоков Landers. По оценкам [Gomberg, Bodin, 1994] пиковые динамические деформации на плоскости разлома LSM составляли величину около $4 \cdot 10^{-5}$. Большая часть землетрясений, инициированных Landers, имели $M \sim 3$ или меньше с тенденцией снижения максимальной магнитуды с увеличением расстояния от эпицентра Landers [Anderson et al., 1994].

Довольно крупное событие с магнитудой $M = 3{,}9$ произошло в числе прочих 29 июня в кластере, расположенном в 60 км к западу от эллипса афтершоков. Резкий рост сейсмичности с $M \sim 1$–2 начался здесь сразу же после Landers.

Севернее разлома Гарлок инициированная сейсмическая активность была сосредоточена на расстояниях 150 до 500 км в рассеянных кластерах в довольно узкой полосе вдоль зоны между горной системой Сьерра-Невада и провинцией Great Basin на границе штатов Калифорния и Невада, вплоть до озера Тахо. Для этого региона характерна довольно значительная фоновая сейсмичность.

Во многих местах этой провинции инициированная активность наблюдалась в областях геотермальных проявлений или недавнего (~1 млн лет) вулканизма, хотя некоторые участки с проявлениями инициированной сейсмичности, например, Little Skull Mountain или Cedar City, расположены вне этих областей. Наиболее интенсивный отклик проявился в области кальдеры Long Valley, расположенной на расстоянии свыше 400 км от эпицентра Landers. Здесь амплитуда динамических напряжений составила величину около 0,3 МПа [Hill et al., 1995]. Определенные для этого участка косейсмические статические изменения напряжений составляли величину $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ МПа, что на три порядка меньше динамических и почти на порядок меньше приливных вариаций напряженного состояния.

Первые землетрясения в Long Valley начались примерно через 40 с после прихода S волн или через $\Delta t = 3$ мин после времени главного толчка в процессе прохождения коды S волн. Начальная группа событий включала землетрясение $M = 2{,}2$, $\Delta t = 16$ мин и $M = 2{,}6$ с, $\Delta t = 32$ мин. Количество инициированных землетрясений в Long Valley, среди которых наиболее крупными являлись события $M = 3{,}2$ (~18 ч после Landers) и $M = 3{,}7$ (~20 ч после Landers), изменялось со временем как $N(t) = 213(1 - e^{-t/8})$ на фоне величины 5,8 событий/день, которая наблюдалась на протяжении около 15 дней до Landers и установилась через несколько месяцев после него (рис. 5.3) [Hill et al., 1995]. Величина кумулятивного сейсмического момента, реализованного инициированными в Long Valley землетрясениями, составила $2{,}5 \cdot 10^{15}$ Н·м. Распределение инициированных землетрясений с $M > 1$ удовлетворяет закону Гутенберга-Рихтера с величиной $b = 0{,}96 \pm 0{,}06$, а скорость спада активности со временем следует закону Омори с $p = 1{,}2$ и $c = 0{,}75$.

Практически сразу же стало понятно, что динамические напряжения сами по себе не могут объяснить пространственное распределение сейсмичности. Так, например, при близком уровне динамических напряжений в районах Little Scull Mountain и Parkfield, в первом случае наблюдалась инициированная сейсмичность, а во втором – нет. Исходя из этого, возникло предположение, что разло-

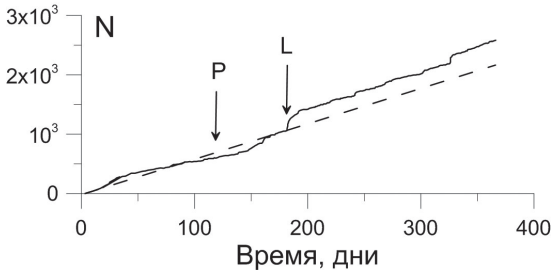


Рис. 5.3. Кумулятивное количество землетрясений в течение 1992 года в кальдере Long Valley.

Пунктирная линия обозначает среднюю скорость сейсмичности 5,8 событий·дн$^{-1}$. Время отсчитывается от 01.01.1992 г. Стрелками показаны моменты землетрясений M 7,1 Petrolia и M 7,3 Landers. По данным [Hill et al., 1995]

мы, на которых происходят инициированные землетрясения, должны находиться в субкритическом, метастабильном состоянии [Gomberg, 1996]. В пользу этого свидетельствует и то обстоятельство, что все инициированные события произошли в областях повышенной фоновой сейсмичности [Spudich et al., 1995]. Многие из областей инициирования были областями геотермальной активности и/или четвертичного вулканизма [Hill et al., 1993; Anderson et al., 1994; Gomberg, 1996].

С другой стороны, многие регионы, проявляющие сейсмическую активность и расположенные на таких же расстояниях от эпицентра Landers, например, активная часть разломной системы San Andreas в центральной и северной Калифорнии, сейсмические пояса в центральных и северных частях штата Юта, и центральной Невады, не проявили никакого отклика на воздействие от Landers.

Слабо проявилась триггерная активность и к югу от эпицентра Landers. Например, сейсмогенные геотермальные районы Brawley and Cerro Prieto в Imperial Valley (расстояние Ландерс от эпицентра от 150 до 250 км) не проявили никакого увеличения уровня сейсмичности.

Инициированная сейсмичность проявилась и на сверхдальних расстояниях. Так, инициированный рой возле Cedar City на юго-западе Юты (около 500 км), включал в себя более 60 землетрясений. Изолированные кластеры триггерной активности наблюдались в геотермальной области Geysers (750 км). Здесь множество мелких землетрясений с $M < 1$ начались через 30 с после прихода S волны от Ландерс. Активность снизилась до фонового уровня примерно через 3 часа.

В южной Каскадии (850–900 км) магнитуда инициированных землетрясений достигала величины 2,8. Всего в трех кластерах произошло около 30 локальных землетрясений.

В западном Айдахо (1100 км) 38 событий (максимальная магнитуда 1,7) произошли в течение 80 минут, однако задержка по отношению к Ландерс составляла 33 часа. Эта группа событий считается наиболее поздней реакцией на землетрясение Landers. Самым удаленным регионом инициированной при Landers сейсмичности является участок Йеллоустонского парка (1250 км), где произошло 16 событий с максимальной магнитудой 2,1. Данные об инициированной землетрясением Ландерс сейсмичности сведены на рис. 5.4 и показаны в виде зависимостей магнитуды (а), количества событий, произошедших в локальных областях с 21 по 28 июня и с 28 июня по 5 июля 1992 г. (б), и времени начала проявления инициированной сейсмичности (в) от расстояния. Можно видеть, что только магнитуда инициированных событий демонстрирует уверенный тренд снижения с расстоянием. Ни количество событий, ни время начала проявления триггерной сейсмичности не дают оснований заключить о существовании какой-либо зависимости этих параметров от расстояния в диапазоне $R > 200$ км.

Оценки амплитуды изменения статических напряжений, проведенные во многих работах, показывают, что их величина снизилась ниже уровня суточных приливных флуктуаций (порядка 10^3 МПа) уже на расстояниях около 200 км от поверхности разрыва [Hill et al., 1995; Gomberg, 1996]. На рис. 5.4, г темными значками показаны величины изменения статических напряжений на участках проявления триггерной сейсмичности, рассчитанные методом конечных элементов с использованием модели очага события Landers [Hill et al., 1993]. Штрихпунктиром показан расчет по соотношению [Kanamori, Brodsky, 2004]:

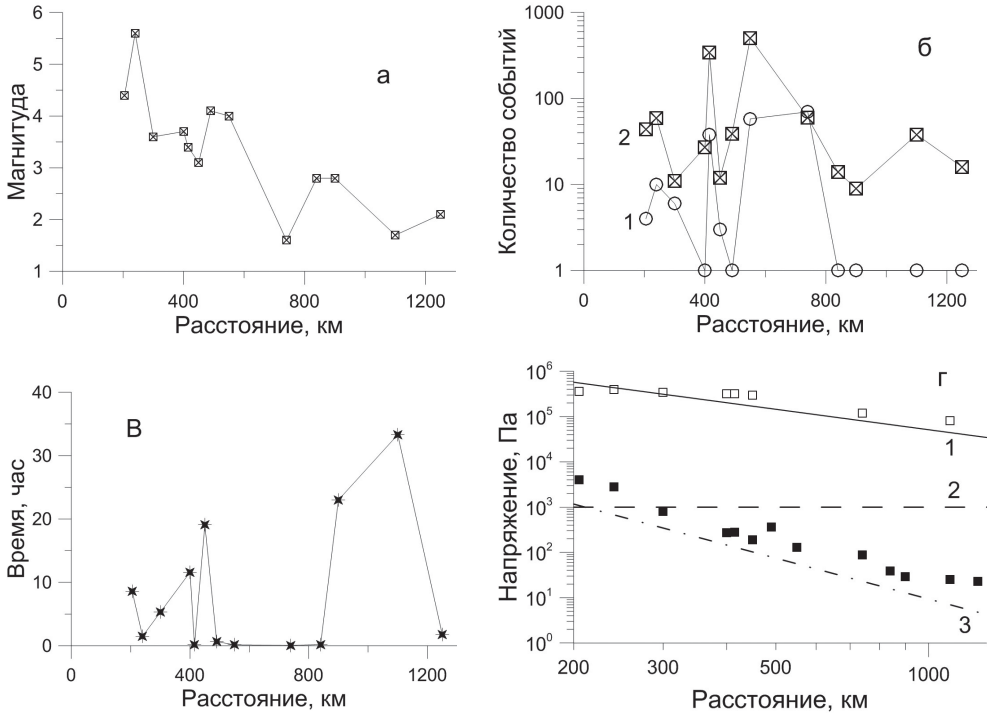


Рис. 5.4. Зависимости от расстояния магнитуды (а), количества инициированных землетрясений за 7 дней до (1) и после (2) землетрясения Landers (б), времени начала проявления инициированной сейсмичности (в); уровня напряжений (г): 1 – расчет динамических напряжений [Кочарян и др., 2011]; 2 – уровень суточных вариаций приливных напряжений; 3 – расчет изменения статических напряжений в результате подвижки в очаге.
Темные значки – расчет статических напряжений по модели сейсмодислокации, светлые значки – результаты измерений динамических напряжений дилатометрами и пересчет по показаниям сейсмографов [Hill et al., 1993]

$$\Delta\sigma_s = \frac{M_0}{4\pi R^3}, \tag{5.5}$$

где R – расстояние от очага землетрясения, M_0 – сейсмический момент, горизонтальный пунктир – уровень суточных вариаций приливного напряжения.

Амплитуды динамических напряжений, главным образом в группе поверхностных волн с периодами 10–20 с, были существенно выше. Так, например, в области Long Valley, амплитуда динамических напряжений составила величину около 0,3 МПа [Hill et al., 1995]. Определенные для этого участка косейсмические статические изменения напряжений составляли величину ~$2{,}7 \cdot 10^{-4}$ МПа, что на три порядка меньше динамических и почти на порядок меньше приливных вариаций наряженного состояния. Величины динамических напряжений, определенные по результатам измерений параметров сейсмических колебаний показаны на рис. 5.4, г квадратами. Сплошной линией показан расчет по соотношению (5.41) (см. раздел 5.5). Приведенные оценки позволяют предположить, что статическое изменение кулоновских напряжений, по-видимому, не играло никакой роли в процессе инициирования сейсмичности на расстояниях свыше 200 км от очага.

Землетрясение Hector Mine 15.10.99 (M_w = 7,1)

Землетрясение Hector Mine с разрывом длиной около 40 км произошло вдоль серии разломов, расположенных всего в 20 км восточнее Landers. В этом случае разрыв был билатеральный, но с доминирующим направлением разрыва к юго-юго-востоку. Большая часть зарегистрированных инициированных событий наблюдалась к югу от эпицентра, что, по мнению ряда авторов, обусловлено направленностью разрыва, определившей максимальную амплитуду колебаний именно в этом направлении [Gomberg et al., 2001; Hough, Kanamori, 2002].

Триггерный отклик на Hector Mine, заметно более слабый, чем на Landers, включал три землетрясения $M > 4$, был сконцентрирован на расстоянии $\Delta \sim 87$ км вблизи вулканического поля Obsidian Buttes ($\Delta \sim 165$ км) и на южной части разлома в Imperial Fault в Mexicali Valley вблизи геотермального поля Cerro Prieto ($\Delta \sim 260$ км) [Hough, Kanamori, 2002; Glowacka et al., 2002]. Три участка к се-

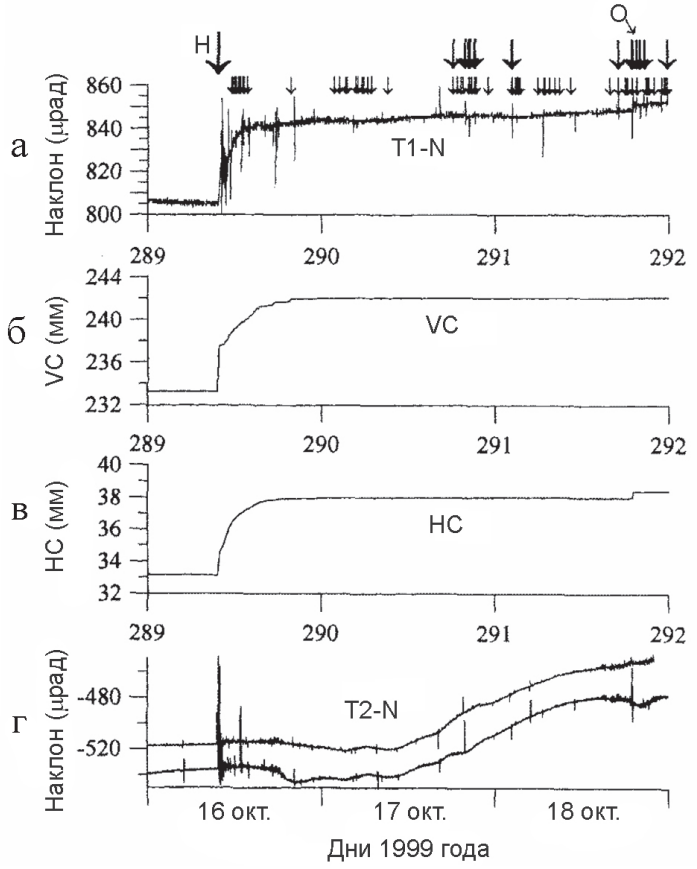


Рис. 5.5. Результаты деформометрических наблюдений при землетрясении Hector Mine в 16, 17, и 18 октября 1999 г.

а – наклономер на разломе Imperial fault; б – вертикальное смещение по разлому Imperial fault, деформометр VC; в – горизонтальное смещение по разлому Imperial fault, деформометр НС; г – наклономер T2-N, геотермальная область Cerro Prieto. Нижняя кривая – оригинальная нефильтрованная запись T2, верхняя – фильтрованная запись

веро-западу от эпицентра показали более слабый триггерный отклик: вулканическое поле Coso (Δ ~ 250 км) [Prejean et al., 2004], у западной границы кальдеры Long Valley (Δ ~ 450 км) [Johnston et al., 2004] и геотермальное поле Geysers (Δ ~ 750 км) [Gomberg et al., 2001]. За исключением Long Valley и Mexicali Valley, начало инициированной сейсмичности совпадало с вступлением поверхностных волн от Hector Mine. Начало сейсмичности было задержано на Δt ~ 20 мин в Long Valley и Δt ~ 2 ч в Mexicali Valley по отношению к вступлению поверхностных волн.

Триггерный отклик от Hector Mine в Mexicali Valley является хорошим примером инициирования сейсмическими волнами деформаций в разломных зонах со скоростями, на порядки превышавшими фоновые значения [Glowacka et al., 2002]. На рис. 5.5 приведены результаты деформационных и сейсмических наблюдений на разломе Imperial Fault на расстоянии 260 км от эпицентра. По результатам измерений можно заключить, что режим деформирования резко изменился непосредственно после прихода цуга колебаний от землетрясения Hector Mine. Начало роста интенсивности микроземлетрясений отсрочено примерно на 2 часа по отношению к началу смещения по разлому Imperial, а более крупные события начались примерно через тридцать часов после главного толчка Hector Mine, приблизительно в то же время, когда был зарегистрирован заметный наклон на участке T2, расположенном несколько в стороне – в геотермальной области Cerro Prieto (рис. 5.5, г).

Таким образом, прохождение сейсмических волн инициировало постсейсмическое движение по разлому, сопровождаемое множеством мелких «тресков», а более крупные события начали происходить лишь после достижения определенного уровня деформации. Интенсивность крупных событий резко снизилась после того, как произошло наибольшее в этой последовательности землетрясение с $M = 4{,}1$.

Землетрясение Denali Fault 3.11.2002 ($M_w = 7{,}9$)

Произошедшее на Аляске землетрясение Denali Fault произвело наиболее широко зарегистрированное дистанционное динамическое инициирование. Вспышки инициированной сейсмичности были зарегистрированы как минимум на 18 участках на расстояниях до 4000 км. В результате одностороннего разрыва в очаге наблюдалась выраженная направленность сейсмического излучения по направлению к юго-востоку, где и было расположено большинство зафиксированных мест динамического инициирования. Увеличение количества и повышение качества сейсмических сетей позволило собрать более полные данные об инициированной сейсмичности по сравнению с другими событиями [Prejean et al., 2004; Husker, Brodsky, 2004; Husen et al., 2004; Pankow et al., 2004; Gomberg et al., 2004].

В большинстве случаев начало проявления инициированных событий совпадает по времени с прохождением цуга поверхностных волн с периодами от 15 до 40 с. Землетрясения, произошедшие в течение нескольких минут после прохождения этих волн, в большинстве своем являлись роями слабых ($M < 2$) землетрясений, хотя в ряде случаев произошли и более крупные события. Так, событие M 3,2 произошло возле северного края озера Yellowstone через 78 мин после

Denali [Pankow et al., 2004], а землетрясение M 4,6 в Монтане произошло через 861 с после землетрясения Denali или через 71 с после прихода волны Релея [Husker, Brodsky, 2004].

За начальным всплеском триггерной сейсмичности, в более поздние моменты времени (через часы–десятки часов), на ряде участков последовали задержанные рои землетрясений. Так, например, в Yellowstone в течение 24 часов было зарегистрировано свыше 250 событий, причем 11 землетрясений с $M_c \geq 2{,}5$, по сравнению с девятью землетрясениями $M_c \geq 2{,}5$ за весь 2002 год до землетрясения Denali.

В работе [Pankow et al., 2004] отмечено, что распределение частот и амплитуд у инициированных событий схоже с обычно наблюдаемыми последовательностями афтершоков землетрясений в штате Utah, а количество зарегистрированных событий снижается в соответствии с законом Омори.

Некоторые сведения о событиях, инициированных землетрясением Denali Fault, приведены в таблице 5.1.

Таблица. 5.1

Данные о сейсмичности, инициированной землетрясением Denali Fault (03.11.2002, M_w = 7,9)

Область	D, км	σ_{max}, МПа	События, инициированные в момент прохождения цуга сейсмических волн		Последующие события		M_{max}
			Период проявления	Примерное количество	Период проявления	Примерное количество	
Mt. Rainier,	3108	0,9	0–6 мин	6–8	2,5–5,5 ч	8	0,9
Geysers, CA	3120	0,07	0–40 мин	>100			2,5
Mammoth, CA	3454	0,06	0–15 мин		23,5 ч – 17 дн	112	3,0
Coso, CA	3660	0,03	0–20 мин	>80			2,3
125 км от береговой линии CA	4003	0,02	0	2			2,5
Yellowstone	3100	0,2–0,3	0–24 ч	>250	до 30 дн		3,0
Центральная Юта	~3000	0,2–0,3	0		до 25 дн		3,2

При анализе сейсмических данных, полученных при землетрясении Denali, активно использовалась фильтрация широкополосных сейсмограмм – способ обработки, ставший в последнее время популярным. По мнению ряда авторов это позволяет выявить мелкие землетрясения, произошедшие в момент прохождения интенсивной поверхностной волны от крупного события [Prejean et al., 2004; Pankow et al., 2004]. Пример подобной обработки приведен на рис. 5.6.

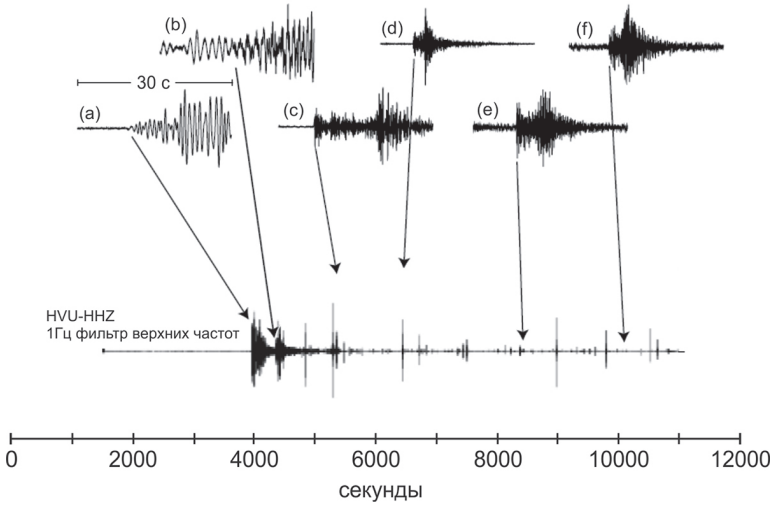


Рис. 5.6. Отфильтрованная фильтром верхних частот (1 Гц) вертикальная сейсмограмма перемещений, зарегистрированная широкополосным датчиком в Северной Юте на расстоянии свыше 3000 км от эпицентра землетрясения Denali Fault (03.11.2002 г., $M_w = 7{,}9$).

На выносках: a – группа объемных волн, b – локальные события, наложившееся на поверхностные волны от Denali; (c–f) – локальные тектонические землетрясения [Pankow et al., 2004]

Такой подход получил развитие в целом ряде исследований. Так, например, в [Velasko et al., 2008] проанализированы широкополосные сейсмограммы от 15 землетрясений с $M_w > 7$, зарегистрированные более чем на пятистах станциях по всему миру с целью идентификации инициированных мелких землетрясений, низкоамплитудные сигналы от которых обычно теряются на фоне поверхностных волн большой амплитуды. Было обнаружено, что при 12 событиях регистрируется значительное увеличение количества малых событий во время прохождения как волн Лява, так и волн Релея. Авторами делается вывод, что динамическое инициирование слабой сейсмичности есть широко распространенное явление, которое не зависит от тектонических условий в очаге основного землетрясения.

Фронт резкого возрастания количества мелких землетрясений распространялся со скоростью 3,1–3,3 км/с в юго-западном направлении от эпицентра катастрофического землетрясения *M* 9,0 Тохоку-Оки (2011 г.), совпадая примерно с фронтом распространения поверхностных волн, и был прослежен на расстояниях до 1400 км [Miyazawa, 2011]. Это соответствует порогу по деформациям ~10^{-5}.

В отличие от микросейсмичности, доказанных случаев дистанционного инициирования крупных землетрясений до последнего времени было довольно мало. Помимо упомянутого выше землетрясения *M* 5,3 Little Skull Mountain, к ним относят землетрясение *M* 5,2 и связанный с ним рой землетрясений в Калифорнийском заливе, которые произошли в течение нескольких часов после прохождения поверхностных волн от землетрясения *M* 9,0 Тохоку-Оки (2011 г.) [Gonzalez-Huizar et al., 2012].

Вероятно, самым крупным, динамически инициированным землетрясением, считается событие Craig 2013 г. (*M* 7,5) в Британской Колумбии, которое произошло через 3 месяца после 2012 г. (*M* 7,7) Haida Gwaii землетрясения [Gomberg,

2013]. Эпицентр последнего располагался в 340 км южнее в той же системе разломов. В силу специфической структуры региона амплитуда поверхностных волн от землетрясения Haida Gwaii в районе будущего эпицентра была необычайно велика и, по мнению [Gomberg, 2013], сейсмические колебания инициировали медленное асейсмическое скольжение по разлому, которое в итоге привело к событию Craig.

На юге Исландии 17 и 21 июня 2000 г. произошли землетрясения с M_w = 5,5 и 5,4 соответственно. Расстояние между эпицентрами землетрясений составило всего 17 км. Первое событие вызвало широко распространенный рост сейсмичности на расстояниях до 100 км и вызвало значительное смещение, по крайней мере, по трем разломам в том же регионе. Инициированная сейсмичность включала три землетрясения с $M \sim 5$, которые последовали за M_w 5,5 событием в течение секунд-минут на расстоянии 60–90 км. Второе же с M_w 5,4 событие не вызвало никаких необычных явлений [Arnadottir et al., 2004]. Произведенный расчет изменения землетрясением (M_w 5,5) статических кулоновских напряжений в окрестности гипоцентров последующих событий показал, что эти изменения настолько малы, что первые два события M 5, произошедшие через 26 и 30 с после главного толчка, были, вероятно, инициированы динамическими напряжениями. Вместе с тем, анализ GPS данных показывает, что геодезический момент для второго M 5 землетрясения ($\Delta \sim 78$ км) был на порядок больше, чем его сейсмический момент, что свидетельствует о большой амплитуде постсейсмических деформаций. По мнению авторов [Arnadottir et al., 2004] такого перемещения по разлому было достаточно, чтобы третье (на четыре минуты позже) и наиболее удаленное с $M \sim 5$ событие, было инициировано через квазистатическую передачу напряжений.

Еще одно землетрясение 2012 г. с M = 8,6, которое динамически инициировало крупные удаленные афтершоки, произошло в восточной части Индийского океана. Это было крупнейшее землетрясение со сдвиговым механизмом, которое когда-либо регистрировалось. После главного толчка частота удаленных (расстояние свыше 1500 км от эпицентра) землетрясений с $M > 5{,}5$ возросла почти в пять раз по сравнению с фоновой величиной. Существенно увеличилось также количество землетрясений с $M > 5{,}5$ и 4,5. Эти толчки были расположены вдоль четырех лепестков излучения волны Лява в областях, где рассчитанные динамические деформации превышали уровень 10^{-7} в течение примерно 100 с. Повышенный уровень сохранялся в течение 6 дней, после чего последовал 95-дневный период затишья – полное исчезновение количества землетрясений с $M > 5{,}5$. При этом скорость изменения сейсмичности для событий с $M < 6$ оставалась на фоновом уровне [Pollitz et al., 2012; 2014]. Интересно, что такое длительное отсутствие событий с $M > 5{,}5$ – случай уникальный в истории наблюдений. Однако, проведенное в работе [Johnson et al., 2015] исследование влияния 113 землетрясений с $M > 7{,}5$ на количество событий с $M \geq 5$ в дальней зоне, не выявило значимого триггерного эффекта, за исключением случаев, описанных выше.

Уровень деформаций $\sim 5 \cdot 10^{-7}$–10^{-6} во многих исследованиях указывается как минимально необходимый для инициирования. В работе [Соболев, Закржевская, 2013] рассмотрена реакция землетрясений Камчатки с энергетическим классом $K \geq 8{,}5$ на 214 сильных землетрясений мира с магнитудами $M \geq 7{,}5$ и на 40 землетрясений с магнитудами $M \geq 8$, эпицентры которых располагались на расстояниях от 600 до 16000 км. Судя по полученным результатам, увеличение сейсмической

активности наблюдалось, по крайней мере, в тех случаях, когда динамические деформации в группе поверхностных волн превышали уровень 10^{-5}. Довольно необычно то обстоятельство, что по данным авторов отклик на удаленные землетрясения постепенно возрастал в течение нескольких суток, что вступает в определенное противоречие с результатами наблюдений, изложенными выше [Pankow et al., 2004; Pollitz et al., 2012; 2014] и др. Важный вывод делается о том, что чувствительность отклика к воздействию удаленных землетрясений изменяется во времени, что проявилось на интервалах в несколько десятков лет.

В недавно опубликованной работе [Соболев и др., 2016] проанализирован огромный массив данных, включающий сведения обо всех землетрясениях с $M > 5{,}5$ с 1960 по 2013 гг. Анализ продемонстрировал статистически значимое увеличение количества толчков с $M > 5{,}5$ после первого в серии события на расстояниях в тысячи километров от него. При этом уровень динамических деформаций в проходящих сейсмических волнах от «генерирующего» землетрясения в районе инициированных событий составлял, по оценкам [Соболев и др., 2016], величину всего лишь $\sim 1 \div 5 \cdot 10^{-8}$. Столь малую величину порога воздействия авторы связывают с тем обстоятельством, что в отличие от рассматриваемых во многих работах землетрясений малых магнитуд, локализованных в небольшой области, они исследовали отклик в регионах с линейными размерами порядка 5000 км. Они предположили, что в столь обширной области могут существовать потенциальные очаги, находящиеся очень близко к пределу длительной прочности сейсмоактивного разлома, что может существенно понизить триггерный порог [Кочарян и др., 2004; Авагимов, Зейгарник, 2015]. Еще более низкий порог инициирования $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ предложен в работе [van der Elst, Brodsky, 2010], что, по их оценкам, примерно соответствует уровню колебаний от землетрясения $M \sim 4{,}5$ на расстоянии свыше 800 км. Эта величина является, фактически, минимально возможной для измерения. При этом вероятность инициирования возрастает по мере увеличения амплитуды сейсмического воздействия. В последние годы стали появляться сведения об инициировании сейсмическими колебаниями от удаленных землетрясений не только динамических срывов, но и медленных режимов скольжения по разломам. Например, в работе [Itaba, Ando, 2011] приведены результаты геодезических и деформографических наблюдений, демонстрирующие инициирование SSE в межплитовых зонах телесейсмическими поверхностными волнами. Событие медленного скольжения в юго-западной части Японии с величиной реализованного сейсмического момента до 10^{17} Н м и длительностью 1,5 суток было инициировано поверхностными волнами от M_w 7,6 землетрясения, произошедшего на островах Тонга. Результаты были получены чувствительной сетью деформографов. Авторы заключили, что инициированное SSE произошло на том участке межплитовой границы, где рекуррентное время для таких событий почти истекло, в то время как в других регионах, где рекуррентное время не достигло величины 90%, никаких событий инициировано не было.

Имеются многочисленные свидетельства инициирования эпизодических низкоамплитудных колебаний большой продолжительности (невулканический тремор) [Miyazawa, Brodsky, 2008; Rubinstein et al., 2009; Gomberg, 2010; Peng et al., 2010; Zigone et al., 2012] и др. поверхностными волнами от удаленных землетрясений. Поскольку, согласно существующим представлениям (см. раздел 3.4), тремор генерируется событиями медленного сдвига по границам раздела, то инициии-

рованный тремор можно, вероятно, считать признаком инициированных медленных движений по разломам.

По результатам обобщения рассмотренного ряда данных, можно сделать некоторые заключения о вероятных закономерностях проявлений сейсмичности, инициированной колебаниями от удаленных землетрясений.

Важнейшим является обстоятельство, что в тех случаях, где на участках, проявивших инициированную сейсмичность, проводились деформографические и наклономерные наблюдения, неизменно регистрировались деформации, нараставшие со скоростями, на порядки превышавшими фоновые значения.

Хотя случаи динамического инициирования встречаются в регионах с различной тектонической обстановкой, большая часть данных ассоциируется с зонами растяжения, участками увеличенной фоновой сейсмичности, геотермальными областями и зонами четвертичного и современного вулканизма.

В большинстве случаев возникновение динамически инициированной сейсмичности начинается не с первого вступления P волны, а через некоторое время после вступления высокоамплитудных поверхностных волн. Инициирование относительно высокочастотными объемными волнами менее эффективно на больших расстояниях, хотя несколько таких случаев известно [Prejean et al., 2004; Hough 2005].

Задержки между временем прихода сейсмических волн и инициированным событием изменяются от секунд до недель и более. Данные о больших временах задержки, конечно, менее надежны, но величины Δt в десятки часов можно считать установленными. Вполне вероятно, что многие случаи динамического инициирования мелких событий оказываются нераспознанными, поскольку при малых временах задержки их трудно выделить на фоне высокоамплитудных поверхностных колебаний от инициирующего события.

Зарегистрированные и оцененные максимальные величины скорости колебаний грунта, инициирующих динамические события, в большинстве случаев находятся в диапазоне – от 0,1 до 10 см/с (напряжения 0,01–1 МПа, деформации $5 \cdot 10^{-7}$–$5 \cdot 10^{-5}$), хотя по некоторым данным порог инициирования может быть существенно ниже – вплоть до уровня динамических деформаций ~$5 \cdot 10^{-9}$.

Продолжительность динамически инициированной сейсмичности составляет, обычно, период от нескольких минут до нескольких недель. Непродолжительные эпизоды инициированной сейсмичности часто проявляются как краткая последовательность накладывающихся друг на друга событий, происходящих в процессе прохождения цуга поверхностных волн. Длительные эпизоды часто прослеживаются как рои землетрясений или последовательности событий с временным спадом, хорошо описываемым модифицированным законом Омори. Параметры событий в этих последовательностях часто соответствуют характеристикам афтершоковых последовательностей, наблюдаемых в регионе.

5.3. Накопление межблоковых перемещений при низкоамплитудных динамических воздействиях и феноменология процесса инициирования

По мере накопления экспериментального материала в опубликованных работах появляется все больше моделей, направленных на объяснение наблюдаемых

эффектов дистанционного инициирования деформационных процессов. Тем не менее, общепризнанно, что физическая природа инициирования деформационных процессов слабыми динамическими импульсами пока не ясна. В известной мере условно можно выделить две проблемы, которые будут стоять перед любой моделью, претендующей на описание триггерного эффекта. Во-первых, каким образом столь малые деформации с амплитудой 10^{-7}–10^{-6} отн.ед. инициируют возникновение динамической неустойчивости. Во-вторых, каким образом динамически инициируемый процесс может происходить через значительное время после прохождения возмущающего волнового пакета.

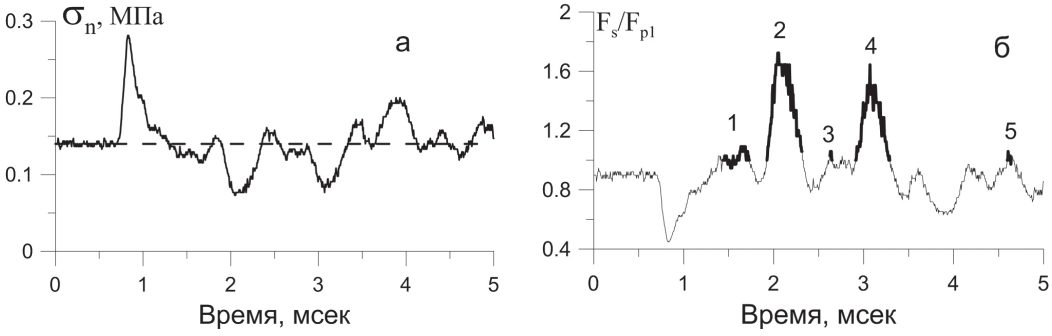


Рис. 5.7. Изменение нормальных напряжений (а) и сдвиговых усилий (б) на гранях блока [Кочарян и др., 2002].

а – пунктирная линия – уровень статических напряжений; сплошная линия – сумма статических и динамических напряжений; б – величина сдвигового усилия F_s нормирована на значение текущей прочности контакта F_{p1}. Выделенные участки 1-5 – моменты превышения сдвиговым усилием прочности контакта

Наиболее очевидными и распространенными являются модели, в которых эффект основан на изменении напряженного состояния контакта в фазах растяжения и сжатия динамического импульса. По-видимому, впервые механизм трансформации колебательного движения горных масс в поступательное – акустическая флюидизация – был предложен Дж. Мелошем [Melosh, 1979]. Возможность подобного процесса была продемонстрирована в лабораторных [Кочарян, Родионов, 1988; Соболев и др., 1991] и численных [Кочарян, Федоров, 1990] экспериментах. В этой группе моделей считается, что нормальные напряжения на границе раздела возрастают при прохождении фазы сжатия динамической нагрузки, а затем снижаются по сравнению с уровнем статических напряжений в результате действия растягивающих динамических напряжений в последующих фазах колебаний.

На рис. 5.7, а приведены эпюры нормальных напряжений на грани блока, прижатого к длинному стержню, по которому распространяется плоская волна. Сжимающие напряжения приняты положительными. Вид и схема экспериментальной установки показаны на рис. 2.29 и 2.30. Поскольку длина волны в стержне существенно превышает линейный размер подвижного блока, в первом приближении можно полагать распределение напряжений внутри образца квазистатическим и вычислить нормальные напряжения на гранях по результатам измерений деформаций внутри блока тензодатчиками. Нормальные напряжения на гранях блока возрастают при прохождении фазы сжатия, а затем снижаются, по

сравнению с уровнем статических напряжений в результате действия растягивающих динамических напряжений в последующих фазах колебаний. Исходя из того, что сдвиговая прочность контакта пропорциональна величине нормальных напряжений, можно в каждый момент времени вычислить соотношение между приложенной сдвиговой нагрузкой F_s и текущей прочностью контакта F_p (рис. 5.7, б). В те моменты времени, когда нормальные динамические напряжения сжимающие, прочность контакта растет и отношение F_s/F_p снижается по сравнению с начальной величиной F_{p0}. Когда же динамические напряжения на гранях становятся растягивающими, отношение F_s/F_p возрастает и может превысить критическое значение $F_s/F_p = 1$. Эти участки выделены на рис. 5.7, б. В момент времени, когда сдвиговые усилия превышают сдвиговую прочность контакта, блок начинает смещаться вдоль плоскости контакта. Пока условие срыва $F_s/F_p > 1$ выполняется, блок движется с ускорением. Когда это условие перестает выполняться, блок начинает тормозиться фрикционными силами и движение прекращается. Заметим, что за один цикл может быть несколько таких участков прерывистого скольжения. Как показывают результаты расчета, интегральная амплитуда перемещения сильно зависит от значения параметра F_s/F_p. При $F_s/F_p = 0{,}7$ амплитуда смещения составляет величину около 0,1 мкм, в то время как при $F_s/F_p = 0{,}9$ эта величина на порядок выше. Это означает, что при низких амплитудах динамических нагрузок накопление значительных перемещений возможно лишь в том случае, когда величина приложенных касательных напряжений близка к предельной.

Появившиеся в последние годы сведения о том, что время возникновения инициированных слабых сейсмических событий коррелирует с фазами растяжения в поверхностной волне (см. раздел 5.2), косвенно свидетельствуют о возможности развития подобного сценария. Этим моделям присуща сильная зависимость наблюдаемого эффекта от амплитуды динамического импульса и «мгновенная» реакция на приложенное динамическое воздействие. Отметим, что свойства материала в некоторых модификациях этой модели [Кочарян, Федоров, 1990] эволюционируют в процессе динамического деформирования, что можно расценивать как косвенное описание эффекта задержки инициирования динамических событий по отношению к внешнему воздействию.

И все-таки ситуация, в которой для напряжений τ, касательных к плоскости разлома, выполняется соотношение $\tau_0 + \Delta\tau > \tau_p$ (индексы те же, что и в лабораторном эксперименте), едва ли является широко распространенной при столь малом амплитудном пороге динамического инициирования как $\Delta\tau \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ МПа. К тому же почти не известны случая инициирования землетрясений значительной магнитуды непосредственно в момент прохождения цуга колебаний. Практически всегда наблюдается некоторая задержка по времени.

В случае инициирования динамического события резким изменением статического поля напряжений легко видеть, что квазистатический скачок напряжений $\Delta\tau$ приводит к изменению времени подготовки разрушения (рис. 5.8, а) в предположении стабильности скорости изменения внешнего поля напряжений. Значение предела прочности τ_p достигается на время Δt раньше. Соответственно, в случае отрицательного скачка напряжений (знаки условны) для достижения предельной прочности потребуется больше времени. Согласно распространенной точке зрения, такая ситуация реализуется при инициировании афтершокового процесса в окрестности сейсмической дислокации [Freed, 2005].

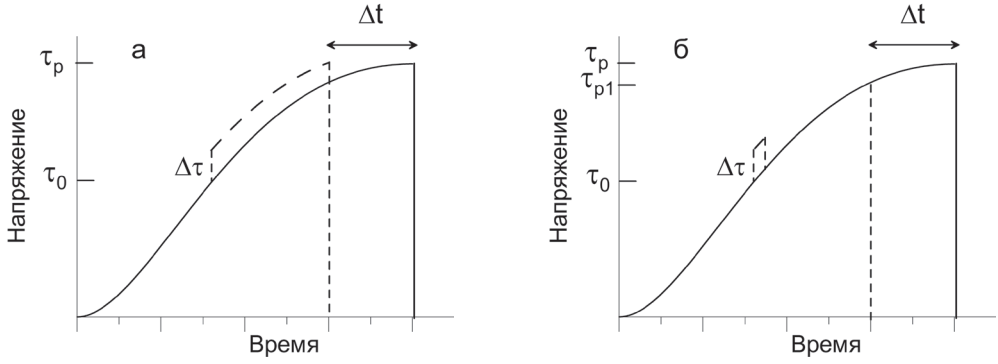


Рис. 5.8. Схематичное изображение зависимости напряжения от времени на протяжении одного цикла деформирования.

Сплошная кривая – «нормальный» цикл. Пунктирные кривые – зависимости при статическом (а) и динамическом (б) изменении напряженно-деформированного состояния разлома

Совершенно иная картина имеет место при динамическом воздействии (рис. 5.8, б). Кратковременное изменение напряженного состояния не может привести непосредственно к изменению режима скольжения в тех случаях, когда скачок напряжения не приводит непосредственно к превышению предела прочности τ_p. Представляется, что наиболее вероятной причиной возникновения неустойчивости является изменение таких свойств участка разлома, как эффективная прочность, жесткость, проницаемость. Согласно результатам, изложенным в разделе 2, отличительными чертами механических свойств нарушений сплошности различного масштаба и генезиса являются, во-первых, нелинейность зависимости напряжение – деформация во всем исследованном диапазоне деформаций, вплоть до $\varepsilon \sim 10^{-10}$, а, во-вторых, существенно разная жесткость нагружения и разгрузки. В силу этих особенностей воздействие динамическими импульсами на напряженный разлом может приводить к изменению величины деформаций, локализованных на нарушениях сплошности. Заметим, что в отличие от континуума, в дискретной среде напряжения и деформации не обязательно являются сопряженными понятиями. Возможные механизмы подобных процессов будут рассмотрены в следующих разделах.

Возникновение динамических событий через довольно продолжительное время после инициирующего воздействия означает, что воздействие динамической нагрузки либо должно каким-то образом инициировать (или ускорить) развивающийся во времени процесс возникновения разрушения, либо запустить некий вторичный механизм, который через некоторое время приводит к возникновению динамического разрыва. Первый подход используется в разнообразных моделях, основанных на зависящих от истории деформирования законах фрикционного взаимодействия, например, «Rate & State» (см. раздел 2.2), либо на эффектах стресс-коррозии [Atkinson, 1984; Brodsky, Prejean, 2005]. Во втором подходе применяются, как правило, разнообразные эффекты, связанные с флюидомеханическим взаимодействием [Ребиндер, 1928; Brodsky et al., 2003; Elkhoury et al., 2006; Fournier, 1999].

В классе моделей, связанных с фрикционным разрушением, рассматривается, в основном, прямое инициирование динамическими нагрузками, обеспечиваю-

щими приращение напряжений, необходимое для того, чтобы превысить фрикционную прочность разломов, приводя, таким образом, к возникновению нестабильного скольжения. Соответственно, триггерные эффекты в рамках такого подхода будут ограничены участками, где эффективное касательное напряжение на существующих нарушениях сплошности ниже кулоновского предела менее чем на амплитуду динамических напряжений. Поскольку использование классической Кулоновской модели не позволяет описать наблюдаемые эффекты, для описания фрикционного взаимодействия используются модифицированные модели, например, «Rate & State», учитывающие эффекты второго порядка – зависимость силы сопротивления сдвигу от времени, скорости, истории нагружения и т.д. (см. раздел 2.2). Согласно этим моделям, при прохождении сейсмических волн на соответственно ориентированных разломах возникает нестабильность, обусловленная превышением суммой статических и динамических напряжений предела фрикционной прочности. В результате, несмотря на то, что превышение прочностного предела носит кратковременный характер, этого зачастую оказывается достаточно для возникновения таких эффектов, как изменение порога разрушения со временем, что приводит к задержке инициированного события по отношению к времени первого превышения предела прочности. Так, в [Parsons, 2005] рассмотрена модель, в которой динамические деформации могут уменьшить величину «критического перемещения» фрикционного контакта и, таким образом, облегчить возникновение разрушения. Напомним, что «критическое перемещение» в моделях типа «Rate & State» трактуется как расстояние, на котором «изменяется популяция контактов», а трение снижается до остаточного значения. Модель Дитриха – Руины (2.14) удовлетворительно описывает многие особенности сейсмичности, не вытекающие из простой модели Кулона. Так, например, «Rate & State» модель допускает возможность спада инициированной сейсмичности подобно закону Омори [Gomberg et al., 2005]. Однако из-за множества входящих в уравнения параметров очень часто бывает невозможно применить ее к реальным разломам. Также данная модель не предлагает никакого существенного преимущества перед простой моделью Кулоновского разрушения для объяснения инициирования землетрясений слабыми возмущениями при динамическом воздействии. В явном виде, однако, модель «Rate & State» плохо описывает регулярно наблюдаемые эффекты довольно длительного увеличения сейсмической активности, так что приходится предполагать наличие некоторых вспомогательных процессов: локальный крип, изменение характеристик разломной зоны и т.д. [Gomberg, 2001; Gomberg et al., 2005; Perfettini et al., 2003]. Интересное следствие трения в условно стабильном режиме состоит в том, что динамические напряжения могут временно превращать стабильное скольжение (крип) в прерывистое (стик-слип). Как обсуждено в [Gomberg et al., 1997], это представляет «новую сейсмичность» в том смысле, что землетрясения, генерируемые в процессе стик-слипа, могли бы и не произойти в отсутствие динамического инициирования. Однако эта идея пока ещё не получила достаточной поддержки, в первую очередь из-за отсутствия достаточных данных о наблюдении такого эффекта на реальных разломах.

В работе [Johnson and Jia, 2005] на основе экспериментов по исследованию отклика гранулированной среды на приложенные динамические напряжения, предложена модель, в которой рассматривается другой возможный эффект. Авторы

заключили, что в результате взаимодействия сейсмических волн с разломом, состоящим из гранулированного материала, эффективный модуль сдвига последнего может резко снизиться. Оценки, приведенные в работе, показывают, что этот эффект может оказаться значительным при амплитудах динамических деформаций больше чем $\sim 10^{-5}$.

Последние две модели согласуются с результатами исследований нелинейных характеристик нарушений сплошности, проведенных в ИДГ РАН [Кочарян, Спивак, 2003; Кочарян и др., 2004; Кочарян и др., 2006а], которые будут изложены ниже.

Субкритический рост трещин или стресс-коррозия – хорошо известный в материаловедении процесс, являющийся причиной нестабильности трещин. Как известно, трещины в хрупком материале остаются стабильными при нагружающем напряжении ниже критического напряжения, определяемого критерием Гриффитса. Однако при определенных условиях, особенно при повышенных температурах в присутствии флюида, трещина может расти спонтанно из-за ослабления материала вблизи её кончика, благодаря химическим реакциям в носике между силикатной породой и водой, даже если нагружающие напряжения ниже критической величины [Ребиндер, 1928; Atkinson, 1984]. В этом случае трещина растет постоянно и, в конце концов, достигает критического состояния, что приводит к катастрофическому разрушению.

Скорость роста нагруженной трещины длиной δ описывается зависимостью:

$$\dot{\delta} = \dot{\delta}_0 \left(\frac{K}{K_0} \right)^p, \tag{5.6}$$

где $K = Y\delta^{1/2}\sigma$ – коэффициент интенсивности напряжений, σ – нагружающее напряжение, Y – константа, определяемая геометрией трещины, а p – константа, обычно имеющая при стресс-коррозии значение от 5 до 20 и более [Конакова, Теплинский, 2004].

Подставляя значение K в выражение (5.6), получаем:

$$\dot{\delta} = \dot{\delta}_0 \left(\frac{\delta^{1/2}\sigma(t)}{\delta_0^{1/2}\sigma_0} \right)^p, \tag{5.7}$$

а после логарифмирования:

$$p \ln \frac{\sigma(t)}{\sigma_0} = \ln \frac{\dot{\delta}}{\dot{\delta}_0} - \frac{p}{2} \ln \frac{\delta}{\delta_0}. \tag{5.8}$$

Поле напряжений можно разделить на постоянную и переменную компоненты:

$$\sigma(t) = \sigma_0 + \Delta\sigma(t). \tag{5.9}$$

Будем считать, что переменная компонента $\Delta\sigma(t)$ определяется сейсмической волной.

Аналогично (5.8) можно записать для длины трещины:

$$\delta(t) = \delta_0 + \Delta\delta(t). \tag{5.10}$$

Преобразовывая (5.8) с учетом (5.9) и (5.10) и используя факт, что при больших показателях степени p $\left(1+\frac{\Delta\sigma(t)}{\sigma_0}\right)^p \to e^{p\frac{\Delta\sigma(t)}{\sigma_0}}$, получаем эволюционное уравнение, связывающее вариацию напряжения $\Delta\sigma(t)$ и изменение длины трещины $\Delta\delta$:

$$\frac{\Delta\sigma(t)}{\sigma_0} = -\frac{1}{p}\ln\dot{\delta}_0 + \frac{1}{p}\ln\dot{\delta} - \frac{1}{2}\frac{\Delta\delta}{\delta_0}, \tag{5.11}$$

которое в точности совпадает по форме с эволюционным уравнением «Rate & State» трения (2.14).

Это означает, что периодическое воздействие низкоамплитудных вибраций может приводить к достижению динамической неустойчивости в результате субкритического роста трещин. Этот механизм, как и фрикционные эффекты, наиболее эффективен в тех случаях, когда напряженное состояние контакта близко к предельному, то есть требует поровых давлений близких к литостатическому.

Эффект влияния небольшого, по отношению к поровому пространству, количества воды на динамику развития макроразрыва исследовался на моделях. Рассматривались вариации предшествующей макроразрыву акустической эмиссии. Во всех экспериментах макроразрушение происходило не сразу после механической подгрузки или вливания воды, а после акустического затишья и последующей активизации. Активизация перед макроразрушением удовлетворительно описывалась либо экспоненциальным, либо степенным законами [Соболев, Пономарев, 2003].

Еще один класс моделей включает в себя различные типы взаимодействия трещиноватой горной породы содержащегося в ней флюида и динамических возмущений. Хорошо известна способность крупных землетрясений производить заметные изменения флюидодинамического режима за тысячи километров от эпицентра [Осика, 1981; Roeloffs, 1998; Копылова, 2001; 2006; Копылова, Болдина, 2006а,б; 2015; Любушин, 2007; Manga, Wang, 2007] и др. На этих наблюдениях основаны модели, в которых динамические деформации от дальнего землетрясения инициируют локальную сейсмичность через перенос флюида и изменение порового давления. Эти процессы способны изменить эффективные нормальные напряжения настолько, чтобы инициировать разрушение [Beeler et al., 2000; Cocco, Rice, 2002; Brodsky et al., 2003; Кочарян и др., 2011] или асейсмический крип. Последний, в свою очередь, через некоторое время может привести к возникновению неустойчивости. В поддержку подобных моделей можно отнести то обстоятельство, что к динамическому инициированию наиболее чувствительными оказываются геотермальные и вулканические области [Brodsky et al., 1998; Linde et al., 1994; Moran et al., 2004; Johnston et al., 1995; Hill et al., 1995]. Более широкая распространенность триггерных событий на участках с тектоническими режимами растяжения, возможно, отражает способность флюидов более легко мигрировать снизу вверх в условиях такого напряженного состояния [Gomberg et al., 2007]. Поскольку такие флюиды часто горячие с высокой концентрацией растворенных солей, быстрое осаждение может за короткие промежутки времени сформировать изолированные участки высокого гидравлического давления, усиливая тенденцию к разрушению.

Ряд предложенных моделей основан на изменении динамическими деформациями от удаленного землетрясения проницаемости отдельных участков коры путем, например, декольматации трещин [Brodsky et al., 2003; Кочарян и др., 2011], приводя, таким образом, к перераспределению порового давления. На то, что изменения проницаемости могут быть весьма значительными, указывают результаты работы [Elkhoury et al., 2006], где величина проницаемости пласта гранодиорита возросла в несколько раз в результате воздействия колебаний от удаленных землетрясений. Изменение гидравлических характеристик пласта неоднократно регистрировалось и при искусственных воздействиях колебаниями малой амплитуды [Николаев, 1993; Костюченко и др., 2004]. Более подробно вопрос реакции флюидосодержащих трещинных коллекторов, к которым с известной мерой условности можно отнести зоны влияния разломов, на сейсмическое воздействие рассмотрен ниже, в разделе 5.5.

Еще в нескольких моделях рассматриваются различные варианты событий, которые могут привести к изменению флюидного режима под воздействием колебаний. Большая часть из них относится к геотермальным областям. В модели [Fournier, 1999] предполагается, что динамические напряжения могут привести к образованию разрывов в сильно напряженной малопроницаемой области между кровлей магматического тела и хрупкой корой, по которым магматические флюиды под высоким давлением проникают в кору.

В ряде моделей [Hill et al., 2002; Manga, Brodsky, 2005] предполагается, что динамические напряжения способны привести к возмущению состояния магматических тел в коре или верхней мантии, инициируя изменение внутреннего давления и в некоторых случаях извержений. В таких моделях триггерная сейсмичность является вторичным результатом локально инициированной деформации, связанной с изменением состояния ближнего магматического тела.

Еще одна группа моделей основана на рассмотрении влияния пузырьков, образующихся, точнее, высвобождающихся в вязком флюиде (например, в магме) под воздействием динамических напряжений. По мере всплытия пузырьков газа давление в камере, заполненной двухфазной жидкостью, повышается, увеличивая поровое давление в окружающей хрупкой породе [Linde et al., 1994; Brodsky et al., 1998; Manga, Brodsky, 2005].

Рассматриваются и более «экзотические» модели деформирования коры за счет процессов, инициированных сейсмическими волнами в магматических телах (магматических интрузиях), за счет нарушения стабильности частично кристаллизованного магматического тела [Johnston et al., 2004; Hill et al., 1995], стимуляции конвекции [Manga, Brodsky, 2005] и т.д.

Флюидо-механические модели неплохо объясняют задержку инициированных событий по отношению к проходящему цугу сейсмических волн, поскольку времена изменения порового давления определяются диффузионными соотношениями, то есть довольно велики.

В целом, можно заключить, что ни одна из предложенных моделей не выглядит достаточно убедительно. Существующие фрикционные модели для своей реализации требуют очень высокого порового давления, поэтому представляется маловероятным, чтобы они оказались универсальным объяснением динамического инициирования.

Выигрышность флюидо-механических моделей состоит в первую очередь в том, что большая часть экспериментальных свидетельств изменения сейсмического режима получена в геотермальных областях. Последнее, однако, может быть связано и со спецификой расположения сейсмических сетей.

Поскольку динамическое инициирование наблюдается и в регионах, не связанных с геотермальной активностью, то необходимо развитие механических моделей инициирования, в которых флюиды не являются определяющими агентами.

Оригинальная физическая модель механизма электромагнитного и вибрационного воздействия на трещинообразование предложена Л.М. Богомоловым на основе экспериментов с образцами геоматериалов [Богомолов, 2012]. Отклик на внешние воздействия обнаруживается в виде прироста активности при постоянном уровне статической нагрузки на образец. Исследованы случаи сухих и увлажненных образцов хрупких и пластичных геоматериалов; материалов, обладающих и нет пьезоэлектрическими свойствами. Эксперименты, проведенные на образцах, продемонстрировали сходство реакции этих сред на электромагнитное воздействие при одних и тех же параметрах импульсов. Согласно предложенной модели, возмущения поля деформаций, возникающие при образовании или распространении микротрещины, активируются внешним полем. Излучаемые в результате колебания оказывают, в свою очередь, инициирующее воздействие на рост соседней трещины. Низкое значение удельной энергии, по сравнению со случаем статической пригрузки, объясняется в модели избирательностью воздействия внешнего поля на разупрочненные зоны. Это означает, что чувствительность к электромагнитным импульсам могут проявлять только те области, где с достаточной интенсивностью идут процессы трещинообразования.

Одним из видов инициированной сейсмичности являются афтершоки, которыми всегда сопровождаются коровые землетрясения. Согласно классическим представлениям, основной причиной возникновения афтершоков является изменение статических напряжений в массиве, вызванное деформацией в очаговой области основного события.

Обычно удовлетворительная корреляция вычисленных Кулоновских напряжений и распределения афтершоков наблюдается, начиная с нескольких километров от разлома (ближе сильно влияют неизвестные детали распределения величины скольжения и геометрии разрыва) и до расстояний, соответствующих двум–трем размерам очага основного землетрясения. Из сравнения результатов расчетов и экспериментальных данных можно заключить, что изменения напряжений, которые ведут к инициированию, довольно малы. Обычно полагают, что изменения уровня напряжений в 0,1–0,3 МПа достаточно, чтобы инициировать или, наоборот, подавить сейсмичность, например, [Toda et al., 1998]. Основные законы распределения афтершоков установлены эмпирически и позже объяснены на основе той или иной модели.

Хорошо известно, что спад афтершоковой активности во времени подчиняется закону Омори:

$$n(t) = \frac{K}{(t + c)^p}, \tag{5.12}$$

где $n(t)$ – число афтершоков в единицу времени с магнитудой больше заданной, а K, p и c – константы.

Зависимость числа афтершоков от магнитуды основного события обычно записывается как

$$n(M) \sim 10^{aM}, \tag{5.13}$$

то есть примерно пропорционально площади очага.

Менее понятным представляется изменение количества афтершоков с расстоянием и их пространственное распределение. Так, при многих землетрясениях значительное количество афтершоков попадают в так называемые зоны тени – области снижения Кулоновских напряжений, что не соответствует теории статического инициирования [Felzer, Brodsky, 2003; Mallman, Zoback, 2003].

Если распределение афтершоков обусловлено изменением поля статических напряжений, то в результате решения упругой задачи можно показать, что распределение плотности афтершоков землетрясения с моментом M_0 будет:

$$\rho(r) = B(r)e^{c_2 r^{-3}}, \tag{5.14}$$

где $B(r)$ – фоновая сейсмичность на километр за единичное время как функция расстояния от основного события и $c_2 = M_0/4\pi a\sigma_n$, где σ_n – нормальное напряжение и a – постоянная в законе «Rate & State» (2.14). Зависимость $B(r)$ можно получить при помощи измерения расстояния между случайными событиями в регионе. Несмотря на некоторый разброс данных, линейная плотность землетрясений от расстояния может быть аппроксимирована степенной функцией [Gardner, Knopoff, 1974]:

$$B(r) = c_1 r^{(D-1)}.$$

Эта функция описывает точки, распределенные случайным образом внутри структуры с эффективной размерностью D (на плоскости – линейная зависимость, в пространстве – квадратичная).

Анализ, проведенный в работе [Felzer, Brodsky, 2006] для Южной Калифорнии, обнаружил значительно более медленный спад афтершоковой активности с расстоянием, чем предполагается в уравнении (5.14). Следуя методике, предложенной в [Felzer, Brodsky, 2006], нами были обработаны данные по землетрясениям Северной Калифорнии (каталог http://www.ncedc.org/cnss/) с 01.01.2000 по 31.12.2005 гг. в регионе (30–40° с.ш., 100–140° з.д.). События считались главными толчками, если они существенно изолированы от более крупных землетрясений во времени и пространстве. Более слабые соседние события непосредственно после основного толчка принимаются как его афтершоки.

Для землетрясений с магнитудой ниже 3 количество и магнитуда афтершоков довольно малы, так что афтершоки основного события достаточно сложно вычленить среди других сигналов. Поэтому при анализе данных в качестве «главных толчков» использовались землетрясения с магнитудой выше 4, до которых на расстоянии 100 км в течение времени $t_1 = 240$ ч и после которых в течение времени $t_2 = 25$ ч не было событий большей магнитуды. Все соседние толчки в течение времени $t = 24$ ч с магнитудой больше заданной учитывались как афтершоки главного толчка. Такое временное окно практически исключает те землетрясения, которые не являются афтершоками основного события.

При вычислении расстояния от основного события до афтершока все события рассматривались как точечные источники. При обработке основные толчки рас-

полагались в начале координат, то есть местоположение каждого афтершока соответствовало определенной точке на координатной плоскости. На рис. 5.9 показана такая карта относительного пространственного распределения для 2000 афтершоков 18-ти землетрясений.

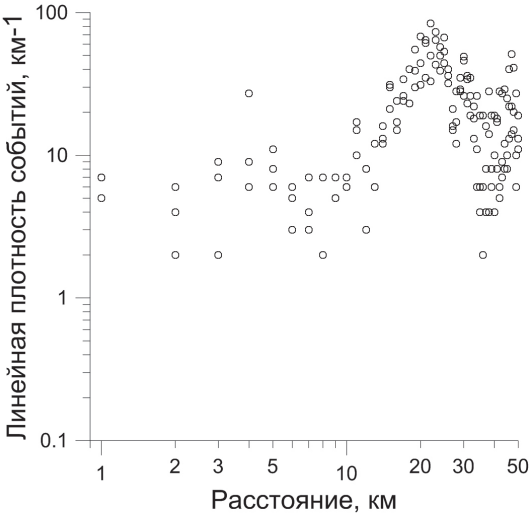


Рис. 5.9. Приведенная карта распределения афтершоков $M > 1$ для 18 землетрясений $M > 4$. Данные для 24 часов после главного толчка каждого землетрясения соответственно

На основе таких пространственных распределений, определяя линейную плотность χ_L афтершоков как количество событий на единицу длины, вычислялась зависимость χ_L от расстояния до основного землетрясения. Всего было выделено 115 главных толчков и от 6950 (с $M \geq 2$) до 13389 (с $M \geq 1$) афтершоков. На рис. 5.10 приведены графики зависимостей $\chi_L(r)$ для двух выборок афтершоков со значениями M, превышающими 1. Линиями показано наилучшее приближение данных степенной функцией.

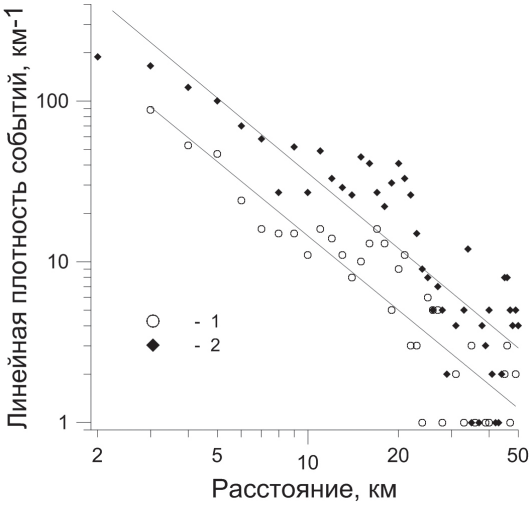


Рис. 5.10. Зависимость линейной плотности афтершоков Северной Калифорнии от расстояния до эпицентра землетрясений $M \geq 4$ для различных выборок.

1 – 6 часов после события; 2 – 50 часов после события. Линии – наилучшее приближение степенной зависимостью

Можно видеть, что спад плотности афтершоков происходит примерно пропорционально расстоянию в степени –1,5, что существенно медленнее закономерностей, определяемых статическим решением (5.14).

Для проверки – не является ли этот эффект случайным, были проведены расчеты зависимости линейной плотности сейсмических событий в рассматриваемом регионе от расстояния до десяти случайных точек, заведомо не являющимися эпицентрами крупных землетрясений. Результаты расчета приведены на рис. 5.11. Видно, что в этом случае не прослеживается никакой определенной зависимости изменения плотности событий с расстоянием.

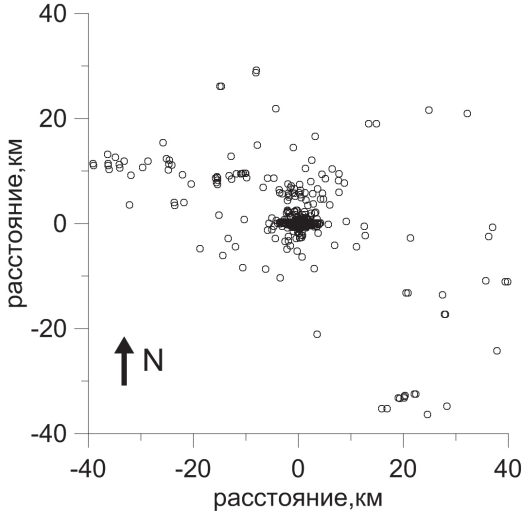


Рис. 5.11. Зависимость линейной плотности событий от расстояния для 10 случайных точек

Таким образом, расчеты показали, что эффект, обнаруженный [Felzer, Brodsky, 2006], – значительно более медленный, по сравнению со статическим решением, спад с расстоянием афтершоковой активности, характерен и для другого региона. Кроме того, проведенная обработка показала, что статистически значимое увеличение сейсмической активности наблюдается на расстояниях на порядок превышающих характерный размер источника, что также противоречит концепции инициирования афтершоков вследствие изменения статического поля напряжений.

Оцененная степень снижения афтершоковой активности с расстоянием куда лучше соответствует закономерностям изменения амплитуды сейсмических колебаний, чем решению (5.14). Различные авторы определили степень затухания максимальной амплитуды скорости смещения грунта в сейсмической волне в диапазоне $A \sim C \cdot r^{-1.5 \div 2}$ на расстояниях свыше трех размеров источника [Рихтер, 1963; Gomberg, Johnston, 2005; Felzer, Brodsky, 2006; Кочарян и др., 2011]. В последние годы несколькими авторами была выдвинута гипотеза о существенной роли динамического инициирования при генерации афтершоков [Kilb et al., 2002; Gomberg et al., 2003, Gomberg, Johnson, 2005] Однако из-за, казалось бы, непреодолимых трудностей в интерпретации временного распределения активности, этот подход не получил широкого распространения.

Одним из вариантов объяснения временной задержки при динамическом инициировании сейсмических событий является накопление малых деформаций,

локализованных на нарушениях сплошности массива горных пород при воздействии цугом сейсмических колебаний, и вклад медленной компоненты деформирования типа постсейсмического слипа. Модель такого процесса рассматривается в следующем разделе.

Развитие нелинейных моделей деформирования блочной среды привело многих исследователей к предположению о возможности накопления в горном массиве и расположенных в нем инженерных сооружениях малых деформаций подобно тому, как это происходит при усталостном разрушении материала [Hill, Prejean, 2007; Адушкин и др., 1999] и др.

Любые объекты на поверхности Земли и в ее недрах в течение всего срока своего существования подвергаются воздействию сейсмических колебаний. В сейсмоактивных регионах или вблизи крупных горнодобывающих предприятий последствия этих воздействий очевидны. Относительная кратковременность воздействия при землетрясениях и взрывах, явные признаки разрушений позволили эмпирически установить соответствие интенсивности колебаний и степени повреждения зданий, сооружений и природных объектов [Медведев, 1962]. Иная ситуация наблюдается в тех случаях, когда амплитуда колебаний или вибраций не настолько велика, чтобы можно было проследить непосредственные причинно-следственные связи между воздействием и катастрофой, а воздействие и реакция на него могут быть довольно сильно разнесены во времени. Проблема оценки действия слабых сейсмических колебаний не может быть решена чисто эмпирически хотя бы потому, что колебания квазистационарны, а повреждения накапливаются в течение длительного времени. При этом вследствие многих причин скорость деформации может изменяться в широких пределах. Это создает благоприятную почву для произвольного толкования причин обнаруженных повреждений зданий и сооружений, внезапных динамических перемещений по поверхностям раздела в массивах горных пород. В ряде случаев это приводит к недооценке опасности потенциальных аварий и катастроф.

В технике эффект накопления малых деформаций хорошо известен как усталостное разрушение материалов. Для большинства материалов считается, что процесс постепенного накопления повреждений происходит лишь в том случае, когда уровень переменных напряжений превышает некоторый предел σ_r, называемый пределом выносливости и составляющий, обычно, величину порядка десятков процентов от предела прочности при статическом нагружении [Механика разрушения…, 1990]. Казалось бы, при столь высоком пределе выносливости в подавляющем большинстве случаев возникновение и рост усталостной трещины должны быть практически исключены. Однако опыт свидетельствует об обратном. Широко известны случаи спонтанного катастрофического разрушения судов, самолетов, агрегатов. Усталость конструкционных материалов – одна из главных причин аварийного разрушения машин и инженерных сооружений. По некоторым оценкам более 90% разрушений металлических конструкций вызваны усталостью материалов под действием циклически изменяющихся напряжений, значительно меньших, чем предел прочности или текучести [Головин, Пушкар, 1980]. Следует подчеркнуть, что исследования, проведенные для так называемой гига- и терра-цикловой усталости, продемонстрировали заметное снижение предела выносливости, а для сплавов цветных металлов и некоторых других материалов подобный предел вовсе не установлен [Махутов, 2004].

Одной из первых экспериментальных работ, в которой было продемонстрировано влияние малых колебаний на ход процесса деформирования геоматериала, стала публикация М.А. Садовского с соавторами [Садовский и др., 1981]. Микропластические деформации при распространении сейсмических и акустических колебаний в горных породах исследуются в работах [Машинский, 2014; 2016] и др. В ряде публикаций обсуждалась возможная созидательная роль микроколебаний в тектонике [Melosh, 1979; Кочарян, Родионов, 1988; Кочарян, Федоров, 1990; Адушкин и др., 2009] и др.

Дискретность массива горных пород создает условия для иного сценария усталостной деформации, по сравнению с картиной привычной для физики материалов.

Установленный факт нелинейного соотношения между действующими напряжениями и деформациями нарушений сплошности массива горных пород позволяет утверждать, что динамическое воздействие фактически любой амплитуды приводит к возникновению остаточных перемещений берегов при условии, что трещина или разлом нагружены полем квазистатических напряжений [Кочарян и др., 2004б; 2008].

Динамика формирования остаточного смещения на границе между нагруженными блоками горной породы исследовалась в лаборатории. Эксперименты проводились на установке, вид и схема которой была приведена в главе 2 (рис. 2.29, 2.30). Идея опытов заключалась в следующем. После приложения к подвижному блоку нормальных F_n и сдвиговых F_s усилий, когда положение блока относительно стержня стабилизировалось, в стержне ударами стальных шаров возбуждались колебания, под действием которых блок постепенно перемещался относительно стержня.

На рис. 5.12 показаны эпюры перемещений, зарегистрированные при различных значениях статических сдвиговых усилий на контакте. При отсутствии постоянной сдвигающей нагрузки, прохождение колебаний по стержню практически не вызывает возникновения остаточных смещений (линия 1). В то же время, при наличии даже небольшого касательного усилия отчетливо наблюдается процесс неупругого смещения блока относительно стержня (линия 2). При малых величинах F_s основная часть остаточного перемещения формируется за время $t \sim$ нескольких миллисекунд. При больших амплитудах сдвиговой нагрузки относительное движение блока может наблюдаться в течение довольно длительного времени – до десятков секунд. При определенном наборе параметров скорость перемещения образца увеличивается многократно и наблюдается потеря устойчивости системы – скольжение блока. Процесс формирования неустойчивости можно ясно видеть на рис. 5.12 (линия 4).

На начальной стадии кривые 3 и 4 практически совпадают, однако, начиная с момента времени $t \sim 4$ мс, зависимости резко расходятся. Если при значении $F_s = 0{,}5F_p$ положение блока стабилизируется, то при нагрузке, близкой к предельной, скорость блока после достижения перемещения порядка 5–6 мкм начинает возрастать при неизменном уровне сдвиговой нагрузки, что, очевидно, означает постепенное снижение уровня сопротивления сдвигу вдоль межблокового контакта.

Поскольку процесс изменения трения довольно медленный, по сравнению с длительностью динамического импульса, то удобно, отфильтровав высокочастот-

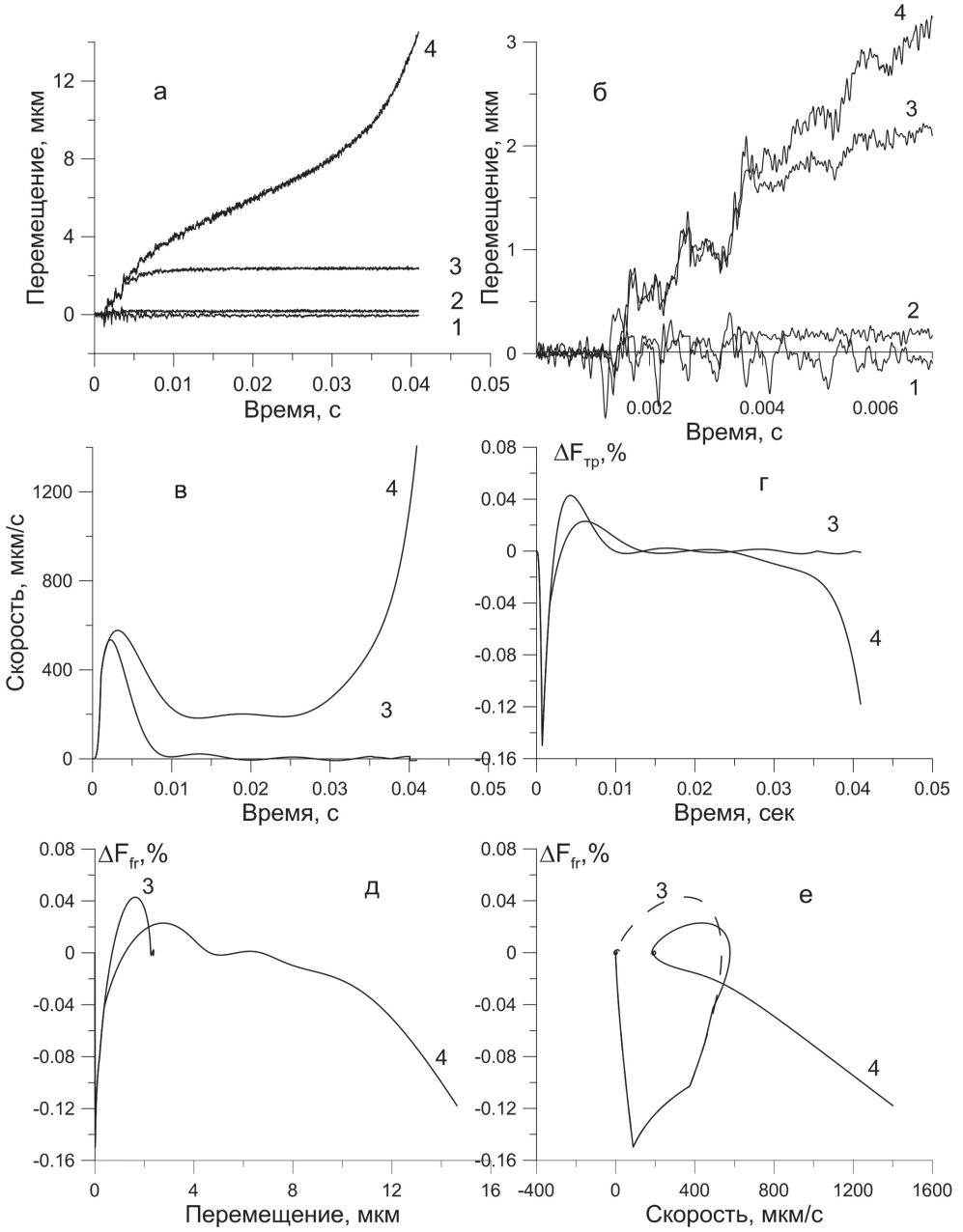


Рис. 5.12. Результаты измерений межблоковых перемещений при различных значениях отношения сдвигового усилия к прочности контакта $F_s/F_p = 0$ (1); 0,05 (2); 0,5 (3); 0,99 (4).

а – полная запись эпюры перемещений; б – начальный участок; в – изменение скорости смещения во времени; г–е – изменение сопротивления сдвигу от времени, межблокового перемещения и скорости смещения; величина силы нормирована на значение F_s

ную часть полученных записей, продифференцировать их по времени. Скорость «медленного» перемещения блока для случаев 3 и 4 показана на рис. 5.12, в, а

изменение силы трения в этих опытах от времени, накопленного перемещения и скорости смещения – на рис. 5.12, г, д, е. Можно видеть, что при $F_s \sim 0{,}5F_p$ сопротивление сдвигу растет при увеличении скорости движения, снижаясь до начального значения в ходе торможения. При сдвиговой нагрузке близкой к предельной $F_s \sim 0{,}99F_p$ на начальном этапе закономерности изменения трения точно такие же, однако после достижения определенного уровня перемещения знак зависимости трения от скорости изменяется, что и приводит к возникновению неустойчивости.

Таким образом, в ходе сдвигового деформирования трещина эволюционирует от упрочнения к разупрочнению. Макроскопически, упрочнение связывается с разрушением неоднородностей, а скоростное разупрочнение – с локализацией сдвига.

Характер динамических диаграмм напряжение – деформация нагруженного контакта между блоками горной породы был рассмотрен в разделе 2 (рис. 2.31). Напомним, что при сдвиговом деформировании структурного нарушения выделяют обычно несколько участков диаграммы напряжение (σ_s) – перемещение берегов (u): квазиупругий (1), квазипластический (2), разупрочнения (3) и остаточной прочности (4) на рис. 5.13. Представим макроскопическое нарушение сплошности горной породы в виде группы контактов более низкого иерархического уровня. Этими контактами могут быть как контакты отдельных зерен заполнителя трещины, так и контакты шероховатостей поверхностей блока. Ясно, что для каждого микроконтакта также будет характерна зависимость напряжение – деформация, аналогичная показанной на рис. 5.13. Положение i-го контакта на диаграмме будет зависеть от НДС конкретного контакта и нарушения оплошности в целом. При этом всегда существуют отдельные контакты, положение которых на диаграмме $\sigma_s - u$ близко к предельному. Ясно, что чем ближе к предельному положению состояние макроконтакта, тем больше микроконтактов будут находиться вблизи предельного состояния.

При изменении НДС макроконтакта в результате динамического воздействия или ступенчатого приложения нагрузки, часть микроконтактов окажется в запредельном состоянии (контакт i на рис. 5.13), то есть нагрузка на остальные возрастет и следующая порция микроконтактов (j на рис. 5.13) может приблизиться к

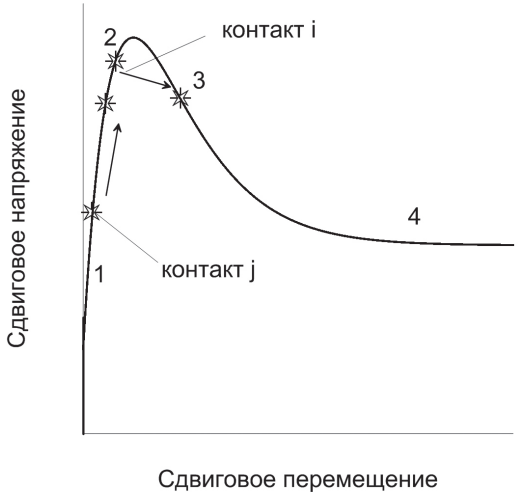


Рис. 5.13. Схема диаграммы напряжение-перемещение для межблоковых контактов

предельному состоянию. В зависимости от исходного НДС макроконтакта и вида его изменения этот процесс может либо затухать с различной скоростью, либо иметь лавинообразный характер. В первом случае скорость деформации макроконтакта будет постепенно снижаться, а во втором либо начинается стабильное скольжение, либо происходит неустойчивая подвижка.

Заметим, что амплитуда перемещений, которая требуется для перемещения микроконтакта в запредельное состояние, довольно мала. Согласно результатам, описанным в разделе 2, она составляет величину порядка 1% от характерного размера контакта. При размере песчинки ~300 мкм, характерный размер контакта составляет не более 100 мкм, а, следовательно, критическая величина подвижки – ~1 мкм. Важно подчеркнуть, что и для природных объектов эта величина может быть достаточно малой.

В тех опытах, когда удары производились по противоположным торцам столба, а статическая нагрузка имела одинаковую величину и была направлена в одном и том же направлении, различие величин остаточного перемещения при разнонаправленных ударах было невелико, хотя динамика формирования остаточного смещения заметно различалась. Это позволяет заключить, что знак остаточной деформации не зависит от направления распространения волны и совпадает с направлением приложенной сдвиговой нагрузки.

Детальный анализ записей межблокового перемещения показывает, что часть интегрального межблокового смещения набирается непосредственно в момент прохождения волны (рис. 5.14, а), однако при приближении к пределу прочности контакта наблюдается достаточно длительное движение блока относительно стержня, иногда во много раз превышающее по времени длительность колебательного процесса (рис. 5.14, б).

Несмотря на то, что значимые колебания стержня наблюдаются лишь в течение 15–20 мс, межблоковые движения с небольшой скоростью могут продолжать-

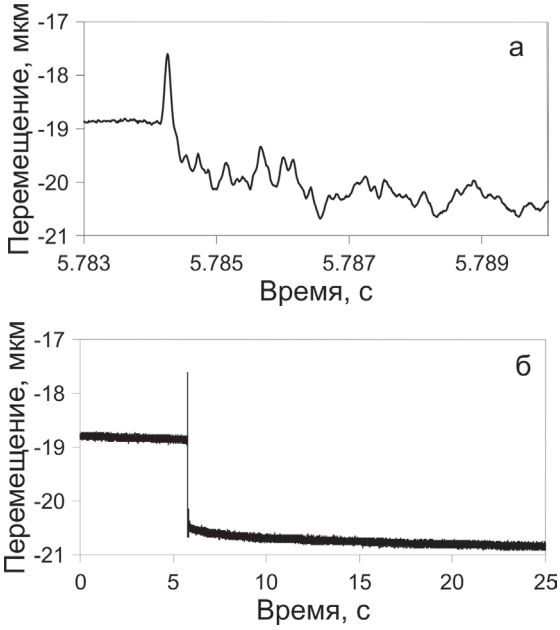


Рис. 5.14. Эпюры перемещений, зарегистрированные в одном из опытов; $\tau_s/\tau_{p0} = 0{,}9$.

а – начальный участок записи; б – полная осциллограмма перемещения

ся десятки секунд. Таким образом, можно заключить, что кратковременное динамическое воздействие в напряженной блочной среде инициирует медленный деформационный процесс, вклад которого в интегральную величину накопленной деформации может быть весьма значителен. Соотношение амплитуд динамического и медленного перемещений определяется напряженно-деформированным состоянием контакта между блоками. Если на слабо напряженных контактах превалирует динамическая компонента, то по мере приближения статической касательной нагрузки к пределу прочности на сдвиг, амплитуда медленного движения может намного превысить величину инициирующего динамического перемещения (рис. 5.15). Динамическое воздействие на контакт, осуществляемое в течение определенного промежутка времени, может привести к изменению скорости деформации и постепенному накоплению необратимых межблоковых деформаций, накладываемых на фоновые значения.

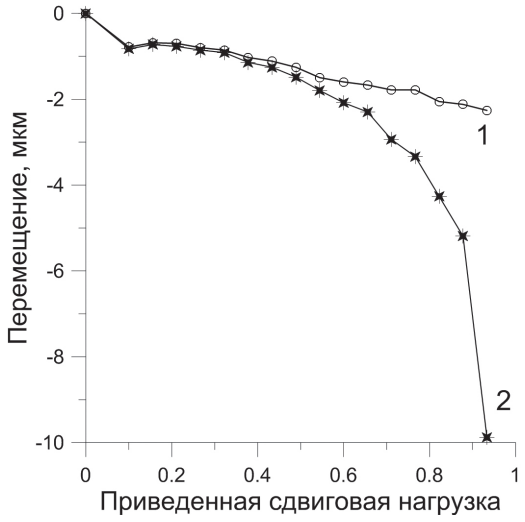


Рис. 5.15. Величина межблоковых перемещений, достигнутых за 0,03 с (1) и 30 с (2), в зависимости от приложенной сдвиговой нагрузки. Величина сдвиговой нагрузки нормирована на предел прочности контакта

На рис. 5.16 показана зависимость амплитуды и средней скорости межблокового перемещения от времени в эксперименте, где контакт периодически подвергался вибрационному воздействию малой интенсивности. Можно видеть, что при включении ударника скорость деформации контакта резко возрастает по сравнению с фоновой.

Амплитуда перемещения, накапливаемая при каждом ударе, не является постоянной величиной. В экспериментах с длительным вибрационным воздействием удалось выявить два режима деформирования. При статических нагрузках близких к пределу прочности контакта или при значительных амплитудах воздействия амплитуда остаточного смещения постепенно возрастает при каждом последующем ударе. При малых, по сравнению с прочностью контакта, значениях касательных напряжений либо при малой амплитуде динамического воздействия скорость накопления межблоковых перемещений постепенно снижается.

На рис. 5.17 показаны зависимости от времени кумулятивного межблокового перемещения и величины перемещения за один удар для двух опытов с песчаной прослойкой. В одном из них ($F_s/F_p = 0{,}74$) после накопления перемещения около

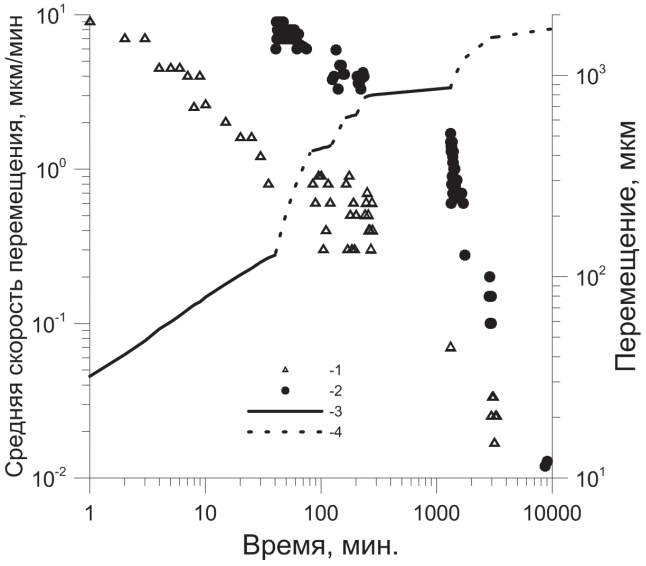


Рис. 5.16. Зависимость средней скорости (1, 2) и амплитуды (3, 4) межблокового перемещения от времени. Вибровоздействие осуществлялось на участках, показанных значками 2 и линиями 4

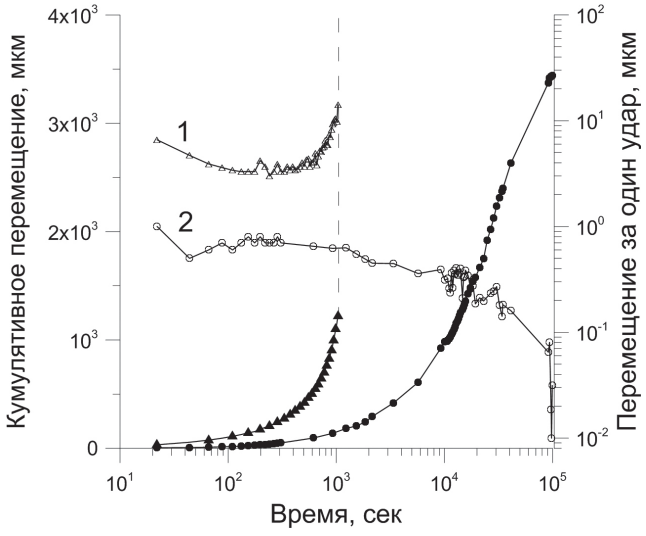


Рис. 5.17. Зависимость кумулятивного перемещения (темные значки) и перемещения за один удар (светлые значки) от времени. F_s/F_p = 0,74 (1); 0,55 (2)

500 мкм амплитуда перемещения за один удар начала постепенно возрастать и, когда относительное смещение блоков составило величину примерно 1200 мкм, началось безостановочное скольжение. В другом опыте (F_s/F_p = 0,55) средняя скорость перемещения постепенно снижается так, что, несмотря на значительную амплитуду кумулятивного межблокового смещения (более 3 мм), состояние системы остается стабильным.

Постепенное уменьшение амплитуды межблокового смещения, инициированного ударами одной и той же амплитуды, связано, во-первых, с последовательным увеличением жесткости контакта при многократных циклических нагружениях: если при первом нагружении жесткость трещины обычно существенно меньше соответствующего значения для разгрузки, то при повторном приложе-

нии того же усилия эти величины сближаются. При динамическом деформировании этот эффект выражен слабее, чем в случае медленного нагружения на прессе, однако также оказывается довольно существенным. Снижение скорости деформирования, обусловленное этим фактором, в первые десятки-сотни секунд после начала вибровоздействия можно видеть на рис. 5.17. Вторым фактором является рассмотренный в разделе 2 процесс «залечивания» – постепенного возрастания жесткости и прочности контакта пропорционально логарифму времени при длительном деформировании с низкой скоростью. Этот эффект отчетливо проявляется при больших временах в некоторых экспериментах (опыт 2 на рис. 5.17).

Если кумулятивное перемещение порядка величины u_p, соответствующее предельной прочности на реологической кривой (см. рис. 2.2, б) или локальному экстремуму, достигается настолько быстро, что эффект залечивания (2.60) не играет существенной роли, наблюдается постепенное увеличение амплитуды сдвига при каждом ударе. При сдвигах, превышающих значение u_p, текущая прочность контакта начинает снижаться тем сильнее, чем большие перемещения достигнуты, и по достижении определенного «критического» перемещения u_c наступает неустойчивость – возникновение динамического скольжения.

Величина «критического смещения» не зависит от амплитуды воздействия, а определяется лишь свойствами контакта и его напряженно-деформированным состоянием – величиной отношения F_s/F_p. Это хорошо видно из результатов, приведенных на рис. 5.18, а, где показаны зависимости величины кумулятивного межблокового перемещения от количества ударов при различной амплитуде воздействия. Хотя при более интенсивном воздействии необходимо меньшее количество ударов, величина u_c в этой серии опытов остается примерно постоянной.

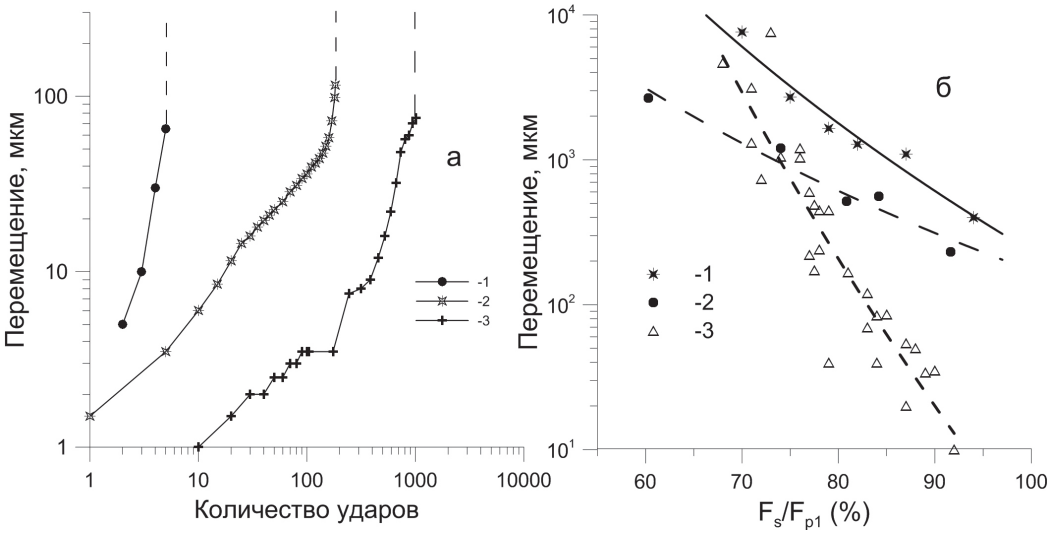


Рис. 5.18. Результаты измерения межблокового перемещения в экспериментах с многократным динамическим воздействием на модель.

а – зависимость амплитуды перемещения от количества ударов. 1 – амплитуда импульса массовой скорости 4 см/с; 2 – 2 см/с; 3 – 0,4 см/с.

б – зависимость значения «критического» перемещения от величины сдвиговой нагрузки. Контакты разного типа: 1 – песок – гипосульфит; 2 – песок – дюраль; 3 – тефлон-гипосульфит

Зависимость $u_c(F_s/F_p)$ приведена на рис. 5.18, б для контактов трех типов. При снижении отношения F_s/F_p значение u_c быстро возрастает. Если величина F_s не превышает некоторого значения F_r, зависящего от свойств контакта, то динамического срыва не происходит и реализуется режим накопления деформации с постепенно затухающей скоростью.

Отличительной особенностью зависимостей напряжение – деформация нарушений сплошности массива горных пород является нелинейность связи между действующим напряжением и деформацией разлома или трещины. Если при малых деформациях ветвь нагрузки имеет квазилинейный характер, то по мере увеличения деформации величина $k_s = d\sigma_s/du_s$ быстро снижается. Все ниспадающие участки диаграмм (ветви разгрузки) имеют один и тот же наклон, то есть жесткость динамической разгрузки контакта остается неизменной при разных амплитудах воздействия (см. рис. 2.35).

Скольжение вдоль макроконтакта блоков горной породы может наступить после того, как напряженно-деформированное состояние достигнет запредельной, «спадающей ветви» реологической зависимости, тогда как остаточные деформации при воздействии знакопеременной нагрузки могут наблюдаться задолго до достижения разломом или трещиной метастабильного состояния. Как будет показано ниже, предельное состояние может быть достигнуто при напряжениях заметно меньших, чем исходная прочность разлома, что объясняет многие аспекты инициирования динамических событий сейсмическими волнами.

В ИДГ РАН проводились высокоточные наблюдения за режимом деформирования нескольких естественных и техногенных нарушений сплошности [Адушкин и др., 1999; Павлов, Виноградов, 2010] и др. Деформационные измерения проводились на обнажениях во фрагментах зон нескольких тектонических разломов в Прибайкалье: Тункинского, Главного Саянского, Ангарского надвига. Прецизионные долговременные наблюдения проводились в штольне сейсмостанции Талая в Слюдянском районе Иркутской области, здании Трапезной Сергиевской церкви Свято-Троицкой Сергиевой Лавры, административном здании Лебединского ГОКа. В верхней смотровой галерее бетонной плотины Братской ГЭС, Коршуновском железнодорожном тоннеле и в подземной выработке Кировского рудника ОАО «Апатит» измерения проводились в течение нескольких дней.

В каждой измерительной точке, как правило, устанавливалось по 4 датчика деформации (три компоненты относительного перемещения берегов трещины и контрольный датчик на «целике»), датчик температуры и сейсмические датчики. Точность измерения перемещений составляла для разных типов датчиков от 0,1 до 0,5 мкм. Во всех случаях объекты подвергались воздействию низкоамплитудных колебаний различной природы – от удаленных землетрясений, массовых и экспериментальных взрывов, вибраций от проходящих поездов и автотранспорта.

На всех объектах были выявлены приблизительно одни и те же закономерности реакции нарушений сплошности на внешнее воздействие. Интенсивность реакции или амплитуда остаточных перемещений, зависит от геометрии блоковой структуры, локального напряженно-деформированного состояния, прочностных характеристик. Хотя амплитуды остаточных перемещений берегов нарушений сплошности, как правило, невелики, их связь с динамическими воздействиями достоверно установлена. Важно подчеркнуть, что наблюдается принципиальное

отличие в результатах регистрации деформаций на трещинах и на ненарушенных участках. На участках, не содержащих макроскопических нарушений сплошности, значимые остаточные деформации ни разу не были отмечены.

Иногда макродеформации на нарушениях сплошности наблюдаются через значительное время после воздействия. Это проявляется как в изменении скорости медленных деформаций, так и в ступенчатых подвижках. Пример подобного рода приведен на рис. 5.19, где показана суточная запись двух компонент деформации по трещине в зоне влияния Ангарского надвига в Прибайкалье. В момент, показанный на рисунке стрелкой, в 18 м от трещины был произведен взрыв порохового заряда массой 200 г. При этом амплитуда сейсмических колебаний в районе трещины составляла величину около нескольких десятых мм/с. Можно видеть, что крупной динамической сдвиговой подвижке предшествовала медленная деформация трещины, происходившая примерно 50 минут после взрывного воздействия. За 30 с перед динамическим событием скорость деформации резко возросла.

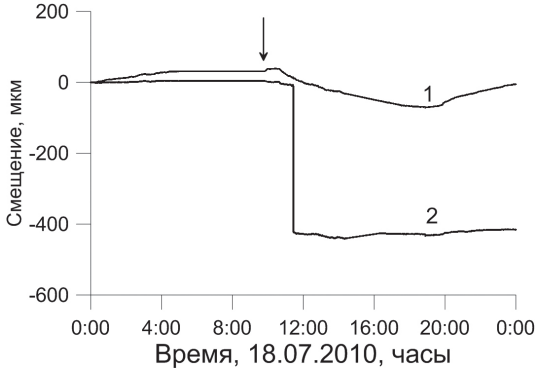


Рис. 5.19. Пример подвижки по трещине, расположенной в 18 м от точки взрыва заряда массой 200 г.

Момент взрыва показан стрелкой. 1 – раскрытие трещины; 2 – сдвиг по трещине

На рис. 5.20 приведены результаты измерений сбросовой компоненты относительного смещения берегов шва в бетонной плотине Братской ГЭС. Полная деформация шва состоит из низкочастотного тренда, температурной деформации и деформаций, вызванных внешними факторами (вариации уровня воды, транспортные и другие техногенные нагрузки). Удаление низкочастотного тренда и температурных деформаций позволяет обнаружить выраженный ступенчатый характер зависимости деформации от времени. При этом большинство ступенек амплитудой 0,2–0,4 мкм соответствуют моментам прохождения поездов по гребню плотины ГЭС. Амплитуда вибраций, вызванных прохождением поезда, составляла при этом величину около 1 мм/с. Хотя амплитуда отдельных ступенек невелика, можно видеть, что кумулятивная величина деформаций, связанных с низкоамплитудными динамическими воздействиями, достигает половины полного смещения берегов. При этом знак остаточных перемещений совпадает со знаком низкочастотного тренда.

Амплитуды остаточных перемещений берегов нарушений сплошности ΔW, зарегистрированные на нескольких объектах при однократном динамическом воздействии с максимальной амплитудой скорости смещения V_m, приведены на рис. 5.21 значками. Линией на рисунке показана регрессионная зависимость:

$$\Delta W = 3{,}2 \cdot V_m^{1{,}06}, \qquad (5.15)$$

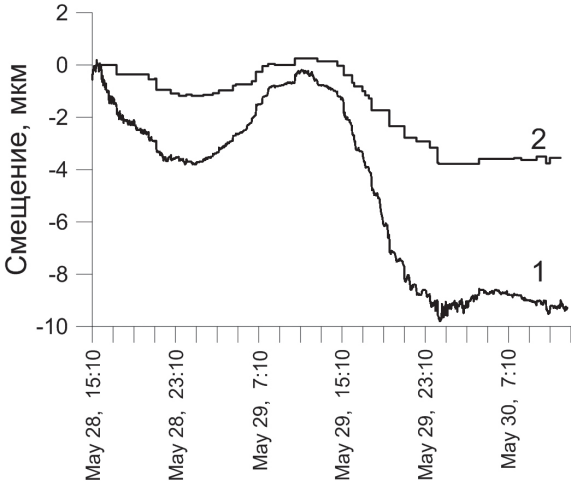


Рис. 5.20. Результаты измерений сбросовой компоненты относительного смещения берегов шва между секциями 50 и 51 бетонной плотины Братской ГЭС 28–30 мая 2008 г.

1 – начальная запись, 2 – термальные деформации и низкочастотный тренд удалены

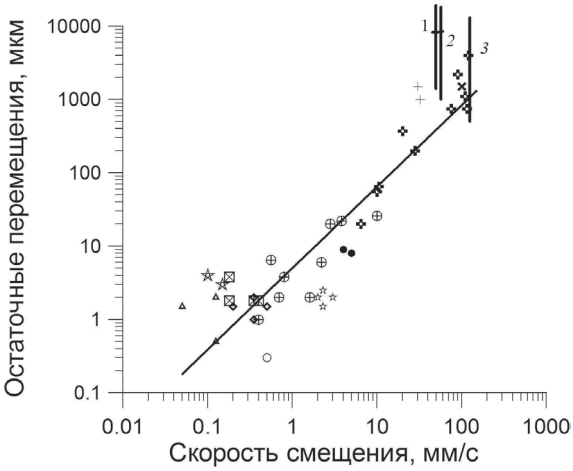


Рис. 5.21. Зависимость остаточных перемещений, зарегистрированных на нарушениях сплошности, от величины максимальной скорости смещения в сейсмической волне.

Значки – результаты измерений на различных природных и инженерных объектах. Линия – зависимость (5.15). Кресты, обозначенные цифрами 1, 2, 3 – результаты измерения крипа, инициированного землетрясением Hector Mine 1999 г. (M = 7,1) на разломах южной Калифорнии по данным [Rymer et al., 1992].

1 – разлом Imperial Valley; 2 – Superstition Hills; 3 – San Andreas. Размер креста показывает разброс данных

построенная методом наименьших квадратов. Можно видеть, что сейсмические колебания с амплитудой, различающейся на 1–2 порядка, инициируют близкие остаточные эффекты, что объясняется различным уровнем статических напряжений в окрестности нарушений сплошности. В то же время, как видно из соотношения (5.15), тренд функции $\Delta W(V_m)$ демонстрирует пропорциональность амплитуде колебаний.

Интересно сопоставить полученные результаты с данными, регистрируемыми в другой тектонической обстановке при крупномасштабном сейсмическом воздействии. На рис. 5.21 в дополнение к нашим результатам, приведены данные измерений крипа, инициированного землетрясением Hector Mine 1999 г. (M = 7,1) на разломах Imperial Valley (224–226 км от эпицентра), Superstition Hills (188–196 км от эпицентра), южной части зоны Сан-Андреас (107–139 км). Можно видеть, что данные по разломным зонам Калифорнии лежат несколько выше зависимости (5.15), что можно, вероятно, объяснить близостью этих разломов к метастабильному состоянию.

Анализ результатов выполненных измерений позволяет сделать следующие выводы. Воздействие на напряженный горный массив или инженерное сооружение колебаниями малой амплитуды вызывает остаточные перемещения, локализуемые на нарушениях сплошности. Эффект имеет порог по амплитуде колебаний, величина которого может быть весьма малой и определяется напряженным состоянием массива, а также интенсивностью микросейсмического фона в соответствующем диапазоне частот.

Важнейшей является установленная закономерность соответствия знака остаточных деформаций, связанных с динамическим воздействием (ступеньки на кривой 2 на рис. 5.20), знаку квазистатических перемещений бортов нарушения сплошности (кривая 1 на рис. 5.20). Этим объясняется то обстоятельство, что, несмотря на постоянно действующие динамические нагрузки, инженерные сооружения, как правило, остаются устойчивыми. Поскольку температурные, приливные и другие низкочастотные деформации носят обычно знакопеременный характер, кумулятивное значение накопленных деформаций обычно не достигает критической величины.

Совершенно иная картина может наблюдаться на таких объектах, где имеет место направленный деформационный тренд, в том числе на активных разломах или, например, склонах, где направленная деформация может обеспечиваться гравитационными или тектоническими силами. В этом случае воздействие слабыми колебаниями приводит к накоплению остаточных перемещений одного знака, что может существенно увеличить скорость деформации.

Проведенные лабораторные опыты и полевые инструментальные наблюдения ясно продемонстрировали, что при определенных условиях метастабильное состояние может быть достигнуто путем накопления малых перемещений, локализуемых в центральной части разлома. Чтобы исследовать основные эффекты, обусловленные нелинейностью закона деформирования, рассмотрим результаты расчета по модели, в которой зависимость жесткости нагружения от межблокового перемещения задается аналитической функцией:

$$k_s = k_{s0} \cdot \left(1 - \frac{u}{u_p}\right)^{\alpha}, \; u < u_p, \tag{5.16}$$

где k_{s0} – жесткость разгрузки – постоянная величина.

В этом случае восходящая ветвь реологической кривой $\sigma_s(u)$ описывается соотношением:

$$\sigma_s = k_{s0} \int_0^u \left(1 - \frac{u}{u_p}\right)^{\alpha} du = k_{s0} \cdot u_p \int_0^{u/u_p} (1-x)^{\alpha} dx = \frac{k_{s0} \cdot u_p}{\alpha + 1} \left[1 - \left(1 - \frac{u}{u_p}\right)^{\alpha+1}\right]. \tag{5.17}$$

Для учета эффекта увеличения жесткости при повторных воздействиях, в выражении для жесткости (5.16) показатель степени α зависит от количества циклов N.

Аналитическое описание запредельного участка зависимости $\sigma_s(u)$ существенно зависит от типа контакта и P–T условий. Для определенности, далее будем использовать соотношение:

$$\sigma_s = 0{,}5 \cdot \sigma_{sp} \left(1 + \exp\left(\frac{2}{3}\left(1 - \frac{u}{u_p}\right)\right)\right). \tag{5.18}$$

Если текущее состояние контакта (u_0, σ_{s0}) не соответствует зависимости (5.17), то есть кумулятивное перемещение в силу истории процесса деформирования выше значения, определяемого (5.17), то жесткость нагружения определяется зависимостью (5.16) с соответствующей заменой u_0 на ($u_0 - \Delta u$) (см. рис. 5.22). Если кумулятивное перемещение превышает значение u_p, то жесткость нагружения снижается, по сравнению с (5.16) в соответствии с изменением отношения σ_{sp1}/σ_{sp}, где σ_{sp} – прочность контакта, а σ_{sp1} – текущее значение прочности. Значение жесткости разгрузки k_{s0} постоянно в ходе всего процесса деформирования.

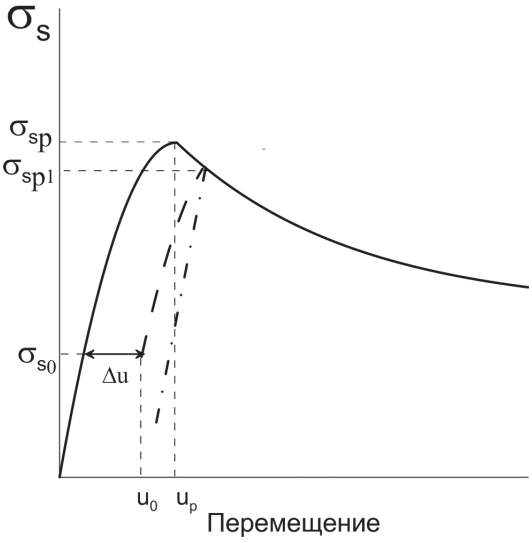


Рис. 5.22. Схема к построению модели процесса накопления межблоковых перемещений.

Если текущее состояние контакта (u_0, σ_{s0}) соответствует области $u_0 < u_p$, то жесткость нагружения определяется зависимостью (5.16) с соответствующей заменой u_0 на ($u_0 - \Delta u$). Если $u_{01} > u_p$, то жесткость нагружения снижается, по сравнению с (5.16), в соответствии с уменьшением текущей прочности σ_{sp1}

Нелинейность зависимости $\sigma_s(u)$ и различие в жесткостях ветвей нагрузки и разгрузки определяет возможность накопления деформаций при низкоамплитудных воздействиях на контакт при условии, что интегральная скорость деформирования контакта достаточно велика для того, чтобы эффект «залечивания» межблокового контакта не приводил к быстрому возрастанию эффективной прочности (см. рисунки 2.47, 5.17 и др.).

На рис. 5.23, б, в приведены результаты расчета относительного перемещения блоков при воздействии динамическим импульсом в виде отрезка синусоидальной волны с амплитудой σ_0 (рис. 5.23, а). На рис. 5.23, б приведен вариант расчета воздействия на ненапряженный контакт. На участке *oa* динамические усилия возрастают, и контакт деформируется с жесткостью, определяемой соотношением (5.16). На участке *ab* приложенные усилия снижаются, при этом разгрузка происходит с постоянной жесткостью k_{s0}. На участке *bc* прикладывается отрицательное сдвиговое усилие, и перемещение происходит в противоположную сторону с жесткостью (5.16). На участке *co* вновь происходит разгрузка образца с постоянной жесткостью k_{s0}. В этом случае зависимость $\sigma_s(u)$ получается замкнутой, определяя неупругие потери при циклическом деформировании, или, другими словами, не происходит накопления остаточных перемещений после прохождения динамического импульса.

При наличии статической сдвиговой нагрузки $\sigma_{ст}$, после участка динамического нагружения *oa* с жесткостью (5.16) и разгрузки *ab* с постоянной жесткостью при нагрузке контакта отрицательным динамическим усилием, то есть интегральное сдвиговое усилие на контакте становится меньше $\tau_{ст}$, фактически продолжается процесс разгрузки (участок *bc*), который также протекает с постоянной жесткостью k_{s0}. На участке же *cd* снова происходит нагрузка контакта в соответствии с зависимостью (5.16). Это приводит к образованию незамкнутой гистерезисной петли – возникновению остаточного межблокового перемещения. Подобная картина наблюдается и в эксперименте [Кочарян и др., 2004б].

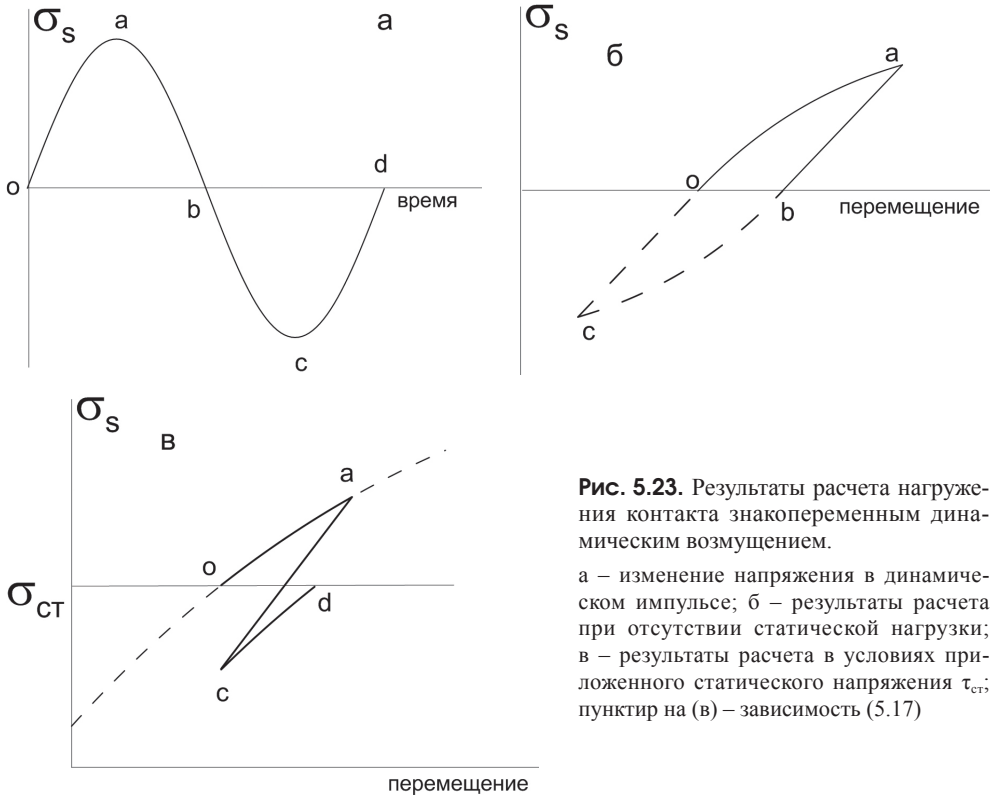


Рис. 5.23. Результаты расчета нагружения контакта знакопеременным динамическим возмущением.

а – изменение напряжения в динамическом импульсе; б – результаты расчета при отсутствии статической нагрузки; в – результаты расчета в условиях приложенного статического напряжения $\tau_{ст}$; пунктир на (в) – зависимость (5.17)

Таким образом, в результате многократного динамического воздействия точка, соответствующая напряженно-деформированному состоянию контакта в текущий момент времени, перемещается вдоль оси абсцисс на плоскости перемещение – напряжение. При больших кумулятивных перемещениях ($u > u_p$) жесткость нагружения начинает постепенно снижаться из-за снижения значения текущей прочности контакта σ_{p1} (см. рис. 5.22), что приводит к увеличению скорости накопления перемещений (рис. 5.24, б).

При малых амплитудах воздействия и низких значениях отношения σ/σ_p эксперимент, однако, демонстрирует явно затухающий характер процесса. Это, по-видимому, связано с рассмотренным выше эффектом увеличения жесткости контакта при повторных нагружениях, который учитывается зависимостью показателя степени α в выражении (5.17) от количества циклов *N*.

На рис. 5.24 показан пример расчета циклического нагружения контакта динамическим импульсом. Сила, действующая на контакт, определяется как $F = A \cdot \sin(\omega t)$ ($A << \sigma_p$). Расчет осуществляется при помощи следующей процедуры. Контакт изначально находится на восходящей ветви зависимости напряжение–деформация (рис. 5.22). Начальное перемещение определяется приложенной постоянной сдвиговой нагрузкой. В ходе динамического нагружения жесткость вычисляется по наклону восходящей ветви напряжение–деформация для данного значения суммарной сдвиговой нагрузки и умножается на коэффициент упрочнения контакта при многократном воздействии, как это описано выше. Эффекты залечивания в расчете не учитываются.

Предполагается, что деформация контакта происходит с большей скоростью, чем требуется для временного упрочнения. В ходе динамической разгрузки жест-

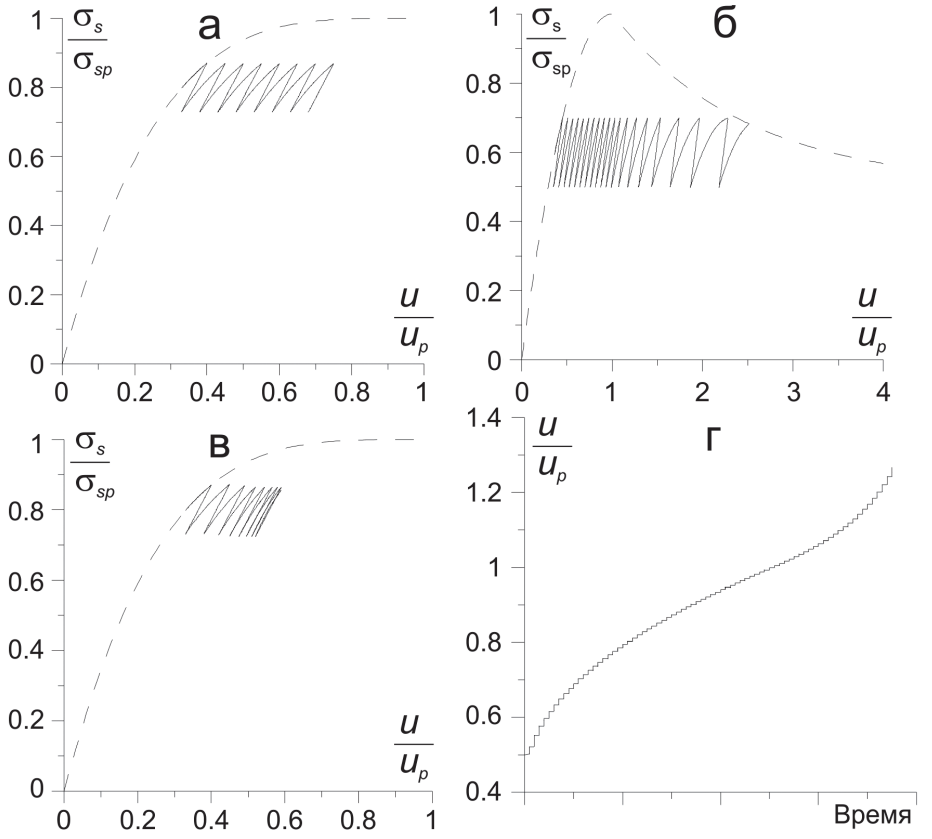


Рис. 5.24. Результаты расчета циклического нагружения контакта динамическим импульсом.

а – расчет без учета эффекта изменения динамической жесткости; остаточное перемещение одинаково при каждом цикле нагружения.

б – расчет с учетом снижения текущей прочности контакта при $u > u_p$; после превышения кумулятивным значением накопленного перемещения величины u_p, величина остаточного перемещения за цикл возрастает вплоть до возникновения динамической неустойчивости.

в – расчет с учетом увеличения жесткости при повторных нагружениях – остаточное перемещение снижается при каждом следующем цикле нагружения.

г – расчетная зависимость кумулятивного перемещения для одного из вариантов расчета

кость контакта принимается постоянной $k_{разгр} = k_{s0} < k_{0нагр}$. При малой начальной нагрузке и слабой амплитуде воздействия жесткость нагружения, постепенно увеличиваясь, приближается к жесткости разгрузки, что приводит в конечном итоге к исчезновению остаточного перемещения за цикл нагрузка/разгрузка при $u < u_p$. Если общее перемещение превышает u_p, то жесткость $d\sigma_s/du$, напротив, начинает снижаться, то есть при каждом следующем цикле воздействия на контакте локализуется все большее по величине перемещение в направлении приложенного статического усилия на нем (рис. 5.24, б, г).

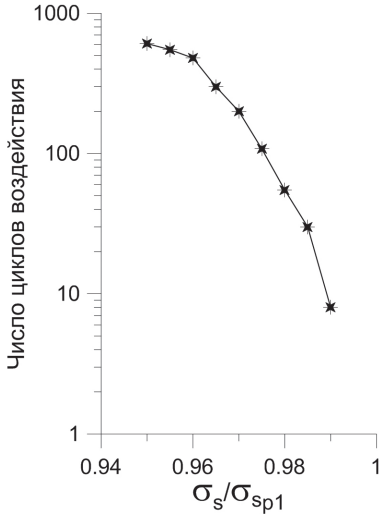


Рис. 5.25. Оценка критического числа циклов нагрузка-разгрузка в зависимости от начального напряженного состояния разлома. Пояснения в тексте

Простейшая оценка необходимого числа циклов в цуге сейсмических колебаний в зависимости от начального напряженного состояния разлома (отношения статического сдвигового усилия к прочности) показана на рис. 5.25. В расчетах принята характерная прочность разломной зоны $\sigma_{sp} \sim 10^8$ Па, максимальная величина скорости смещения грунта в сейсмической волне $v_0 \sim 1$ см/с. Как видно, при начальных сдвиговых напряжениях около 98% от текущей прочности межблокового контакта, для возникновения нестабильности требуется порядка первых десятков циклов нагрузка-разгрузка. Таким образом, при характерном периоде поверхностной волны от крупных землетрясений $T \sim 20$–40 с и длине цуга колебаний порядка нескольких минут, такое воздействие может инициировать динамическое событие задолго до естественного момента окончания сейсмического цикла.

В расчетах, проведенных выше, начальное напряженно-деформированное состояние контакта определялось зависимостью (5.16). На самом деле, разломы в своей истории, как правило, претерпели перемещения, значительно превышающие величину u_p. Поэтому НДС напряженного контакта перед началом динамического воздействия соответствует некоторой точке a (u, σ_s), расположенной, скорее всего, вблизи заднего фронта реологической кривой (рис. 5.26). Итак, из некоего положения a, соответствующего напряженно-деформированному состоянию контакта после предыдущего динамического события, происходит новый цикл нагружения контакта (a–b). На этом участке нагрузки контакт обладает жесткостью, близкой к жесткости восходящей ветви зависимости $\sigma_s(u)$. После достижения касательными напряжениями уровня текущей прочности контакта σ_{sp1} наступает новый динамический срыв (b–d). Однако если в системе оказывается возможным увеличение уровня деформации контакта, опережающее рост напряжений (траектория a–b_1), то предельное состояние может быть достигнуто и при меньшем, по сравнению с прочностью, уровне напряжений. Реализованным сценарием достижения контактом ниспадающей ветви реологической зависимости $\sigma_s(u)$ – (a–b, a–b_1 и т.п.) определяется и величина предсейсмической деформации Δu, возможно, важного, в некоторых случаях, предвестника.

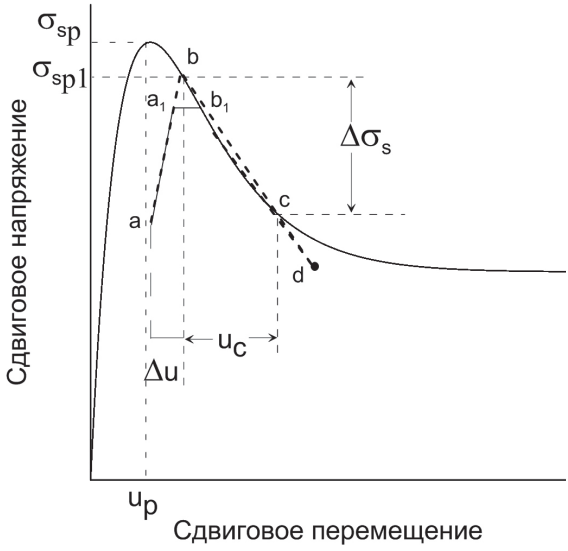


Рис. 5.26. Схема возникновения динамической неустойчивости на контакте. Масштабы на данной схеме сильно искажены для лучшей читаемости рисунка

После достижения напряженно-деформированным состоянием точки b (b_1 и т.п.), контакт переходит в фазу скольжения. В зависимости от соотношения жесткостей массива и разлома могут быть реализованы разные моды скольжения. Любопытно на основе схемы, приведенной на рис. 5.26 оценить характерное время задержки начала скольжения при инициировании сейсмическими волнами.

Пусть из начального положения a, соответствующего начальному напряженно-деформированному состоянию, возникшему после предыдущего динамического события, начинается очередной цикл статического нагружения (a–a_1). Далее в тот момент, когда напряженно-деформированное состояние контакта на кривой соответствует точке a_1, происходит динамическое событие, которое изменяет ход деформирования. Если амплитуда проходящего импульса настолько велика, что сумма статических и динамических напряжений превзошла текущий предел прочности σ_{p1}, то инициирование скольжения может произойти непосредственно в ходе динамического воздействия.

При проведении оценки мы рассмотрим второй, более важный случай, когда амплитуды волны недостаточно для непосредственного инициирования и после прохождения импульса наблюдается медленное затухающее движение вдоль межблоковой границы.

Жесткость контакта в произвольной точке σ_s–u плоскости определяется аналогично восходящей ветви зависимости напряжение-деформация (5.16). Из (5.16) и (5.17), заменяя $\sigma_{sp} = k_{s0} \cdot u_p/\alpha + 1$, выразим жесткость нагружения контакта как:

$$k_s = k_{s0} \cdot \frac{\sigma_{p1}}{\sigma_p}\left(1 - \frac{\sigma_0}{\sigma_{p1}}\right)^{\frac{\alpha}{\alpha+1}}. \qquad (5.19)$$

Здесь множитель σ_{p1}/σ_p отвечает за снижение текущей прочности контакта в запредельном состоянии ($u_0 > u_p$), σ_{p1} – текущая прочность, вычисленная по (5.18).

Для описания заднего фронта зависимости $\tau(u)$ используем выражение (5.18). Интегральное перемещение, при котором контакт переходит в метастабильное состояние, соответствует длине отрезка (a_1, b_1) на рис. 5.26:

$$u_{\max} = u_p\left(1 - \frac{3}{2}\ln\left(\frac{2\sigma_0}{\sigma_p} - 1\right)\right),$$

другими словами контакт должен испытать абсолютное перемещение:

$$u_{\text{trig}} = u_{\max} - u_1 = u_p\left(\left(1 - \frac{3}{2}\ln\left(\frac{2\sigma_0}{\sigma_p} - 1\right)\right) - \frac{u_0}{u_p}\right), \tag{5.20}$$

Предполагая, что свойства контакта описываются реологией сухого трения, зависящего от скорости, получаем из (3.44) и (5.19) время наступления неустойчивости:

$$t_{\text{trig}} = \tau\left(e^{\frac{u_{\text{trig}}}{V_0\tau}} - 1\right), \tag{5.21}$$

где τ – характерное время (3.43).

Преобразуя (3.43) с учетом (5.19) и подставляя полученный результат в (5.21), получаем после преобразований:

$$\tau = \frac{\xi\sigma_{s0}}{k_{s0}\cdot\dfrac{\sigma_{sp1}}{\sigma_{sp}}\cdot(1-\dfrac{\sigma_{s0}}{\sigma_{sp1}})^{\frac{\alpha}{\alpha+1}}V_0};\ \sigma_{sp1} = 0{,}5\cdot\sigma_{sp}\left(1 + \exp\left(\frac{2}{3}\left(1 - \frac{u_0}{u_p}\right)\right)\right);$$

$$t_{\text{trig}} = \frac{\sigma_{sp}}{k_{s0}V_0}\frac{\xi\cdot\sigma_{s0}/\sigma_{sp1}}{(1-\dfrac{\sigma_{s0}}{\sigma_{sp1}})^{\frac{\alpha}{\alpha+1}}}\left(e^{\frac{(\alpha+1)}{\xi}\frac{\sigma_{sp1}}{\sigma_{s0}}\left(\left(1-\frac{3}{2}\ln(\frac{2\sigma_{s0}}{\sigma_{sp}}-1)\right)-\frac{u_0}{u_p}\right)(1-\frac{\sigma_{s0}}{\sigma_{sp1}})^{\frac{\alpha}{\alpha+1}}} - 1\right). \tag{5.22}$$

В этом соотношении время достижения контактом метастабильного состояния выражено через начальное напряженно-деформированное состояние контакта (σ_0, u_0), а обозначения параметров те же, что и в зависимостях (3.40–3.44).

На рис. 5.27 приведены рассчитанные зависимости времени задержки инициирования по отношению к динамическому воздействию t_{trig} от начальной величины кумулятивного перемещения u/u_p для различного уровня статических напряжений σ_{s0}/σ_{sp1}, достигнутых на контакте в момент динамического воздействия.

В качестве динамического воздействия в расчете использовался волновой пакет, представляющий собой 100 циклов синусоидальной знакопеременной нагрузки с постоянной амплитудой массовой скорости V_{trig}.

Как видно, при значениях напряжений >98% от предела прочности величина приведенного времени инициирования варьируется в пределах от 0,1 до 100 для всех возможных отношений u_0/u_p, что для принятого значения $V_0 \sim 10^{-3}\div10^{-2}$ см/с, примерно соответствует временам задержки ~100 с ÷ 10 сут.

Оценку предельного времени инициирования можно провести еще и из следующих простых соображений. Понятно, что постдинамическое медленное движение будет вносить существенный вклад в процесс деформирования контакта до тех пор, пока относительная скорость смещения берегов разлома будет достаточно велика по сравнению со скоростью постоянного деформирования межблоковой зоны. Учитывая то, что скорость перемещения затухает со временем в соответствии с (3.42), и используя выражение для сдвиговой жесткости (5.19),

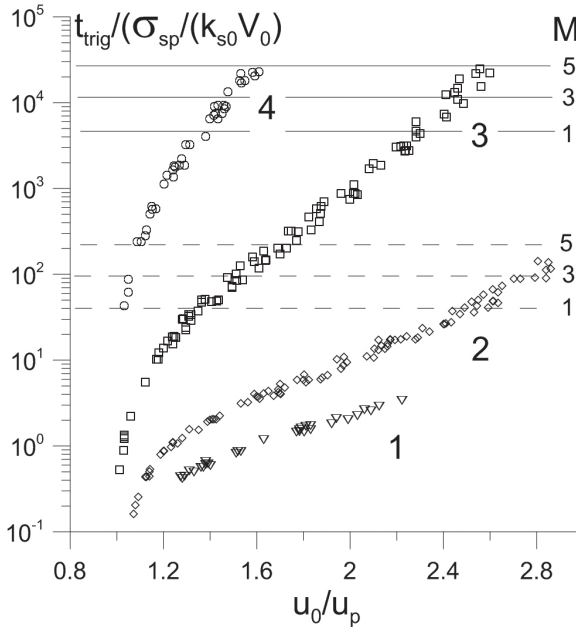


Рис. 5.27. Величина приведенного времени до момента инициирования в зависимости от напряженно-деформированного состояния контакта в момент динамического воздействия.

1 – σ_s/σ_{sp1} = 0,985; 2 – σ_s/σ_{sp1} = 0,98; 3 – σ_s/σ_{sp1} = 0,97; 4 – 0,96.
Сплошными линиями показана оценка времени задержки в 10^7 с, пунктирными – сутки ($8{,}64 \cdot 10^5$ с) от инициирующего импульса для событий M = 1,3,5 при $V_0 = 10^{-4}$ см/с

получаем, что при $\tau_0/\tau_{p1} > 0{,}95$ характерное время снижения скорости относительного перемещения до фоновых значений (первые мм/год), составляет величину порядка 10^7 с или первые месяцы.

Результаты исследований процессов динамического воздействия на напряженный разлом могут быть обобщены в виде элементов феноменологической модели явления.

1. Из-за нелинейности соотношений напряжение – деформация, динамическое воздействие приводит к возникновению остаточных перемещений берегов при условии, что трещина или разлом нагружены полем квазистатических напряжений.

Если постоянное касательное к плоскости разлома усилие отсутствует, то прохождение колебаний не вызывает возникновения остаточных смещений. Из-за специфической реологии, при наличии даже небольшого сдвигающего квазистатического напряжения, отчетливо наблюдается процесс неупругого смещения вдоль нарушения сплошности. По мере роста сдвигового напряжения величина остаточного перемещения, инициируемого одним и тем же импульсом, увеличивается вплоть до начала скольжения. Режим скоростного разупрочнения наступает после того, как напряженно-деформированное состояние контакта достигнет «спадающей ветви» реологической зависимости. При этом предельное состояние может быть достигнуто при напряжениях σ_s заметно меньших, чем максимальная прочность контакта σ_p. Знак остаточного перемещения не зависит от направления распространения волны и совпадает с направлением приложенной сдвиговой нагрузки. Величина «критического смещения» – межблокового перемещения, при котором наблюдается динамический срыв – не зависит от амплитуды воздействия, а определяется лишь свойствами контакта и его напряженно-деформированным состоянием – величиной отношения σ_s/σ_p.

2. Кратковременное динамическое воздействие в напряженной блочной среде инициирует медленный деформационный процесс, вклад которого в интегральную величину накопленной деформации может быть весьма значителен. Соотношение амплитуд динамического и медленного перемещения определяется напряженно-деформированным состоянием контакта. Если на слабонапряженных контактах превалирует динамическая компонента, то по мере приближения статической нагрузки к кулоновскому пределу, амплитуда медленного движения может намного превышать инициирующие динамические перемещения.

3. Характеристики контакта не остаются неизменными в процессе деформирования. При этом может наблюдаться как увеличение, так и снижение жесткости межблокового контакта, а, следовательно, и скорости накопления межблокового перемещения.

Увеличение жесткости обусловлено двумя факторами. Первый – последовательное увеличение жесткости контакта при многократных циклических нагружениях.

Если деформация контакта происходит со скоростью ниже некоторого критического значения, то жесткость увеличивается пропорционально логарифму времени. В наших экспериментах критическое значение скорости относительного смещения блоков составляло 0,05–0,1 мкм/мин или 25–50 мм/год. При слишком больших скоростях деформации, упрочнения нарушения сплошности не происходит, а, следовательно, маловероятно и возникновение динамической неустойчивости.

Пример изменения сдвиговой жесткости контакта в ходе опыта, в котором была достигнута динамическая неустойчивость, приведен на рис. 5.28. В достаточной мере условно можно выделить 4 этапа деформирования. На первом участке жесткость трещины при повторных воздействиях постепенно возрастает, однако по мере приближения кумулятивного межблокового перемещения к предельному значению u_p, скорость этого процесса снижается. На втором участке процессы упрочнения и разупрочнения контакта примерно компенсируют друг друга, однако по мере накопления перемещения текущая прочность контакта начинает постепенно снижаться, что приводит к превалированию разупрочнения, которое становится очевидным на участке 3. На четвертом участке, наступает режим скоростного разупрочнения, что приводит к катастрофическому снижению жесткости и динамической неустойчивости.

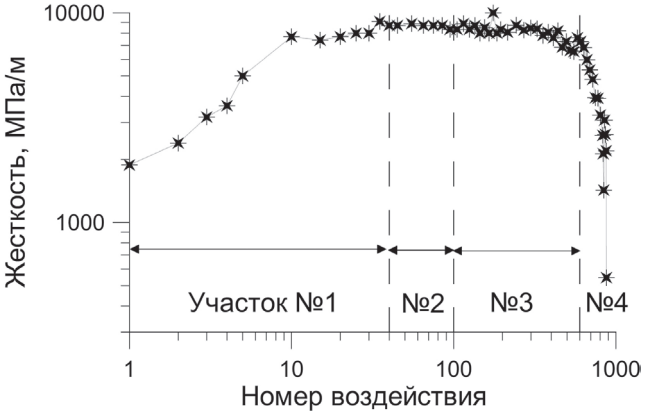


Рис. 5.28. Изменение сдвиговой жесткости трещины при многократном динамическом воздействии

4. Величина остаточного перемещения при динамическом воздействии пропорциональна амплитуде инициирующего импульса, длительности волнового пакета и обратно пропорциональна жесткости нарушения сплошности. Знак остаточных деформаций, связанных с динамическим воздействием, соответствует знаку квазистатических перемещений бортов нарушения сплошности. Для приближенной оценки кумулятивной величины перемещения Δ, можно использовать соотношение [Кочарян, 2012]:

$$\Delta \approx \alpha \cdot n \cdot \frac{\rho \cdot (C_s \cdot V_m)}{k_{s0}}, \tag{5.23}$$

где V_m – максимальная скорость смещения в волне, n – количество основных циклов в волновом пакете, C_s – скорость распространения поперечных волн, k_{s0} – значение жесткости трещины при $\varepsilon \to 0$, коэффициент $\alpha < 1$, зависит от напряженного состояния контакта. В модельных экспериментах параметр α изменялся от 0,04 при $\tau_s/\tau_p \sim 0{,}5$ до 0,8 при $\tau_s/\tau_p \sim 0{,}99$. По некоторым оценкам, для природных объектов этот множитель может быть на один два порядка меньше $\alpha \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$.

5. Из-за последовательного упрочнения контакта при многократных циклических нагружениях, величина жесткости нагрузки k_s постепенно приближается к жесткости разгрузки k_{s0}. Это приводит к постепенному затуханию процесса или «привыканию» среды к уровню динамической нагрузки. Поэтому порогом эффективного воздействия является амплитуда, превышающая уровень микросейсмического фона в соответствующем диапазоне частот.

6. Из-за существенного вклада постдинамического движения, в напряженной среде может наблюдаться задержка проявления динамических событий по отношению ко времени воздействия.

5.4. О возможном влиянии плотностных неоднородностей в мантии на параметры современных движений земной коры

Установленные в предыдущих разделах закономерности соответствия знака остаточных деформаций, связанных с динамическим воздействием, знаку квазистатического деформационного тренда, ставят важный вопрос о том, что наряду с разнообразными источниками кратко- и средне-срочных локальных флуктуаций напряженного состояния, к которым относятся приливы и океаническая нагрузка, деформационные процессы в соседних областях (например, другие землетрясения), магматические интрузии, сезонные и метеорологические факторы, антропогенная активность и т.д., должен существовать некий источник квазистационарного градиентного силового поля, присутствие которого обязательно для обеспечения средней скорости деформации необходимой для возникновения сейсмичности [Кочарян и др., 2008]. Этот фактор в течение многих лет «скрывается» под термином «тектонические силы», происхождение которых, понятное для регионов расположенных вблизи границ плит, становится, как отмечалось выше, расплывчатым для участков внутри континентов.

Согласно существующим представлениям, основным механизмом трансформации тепловой энергии в энергию деформирования земной коры является конвекция в мантии – модель, которая, удачно описывая процессы, происходящие на границах плит, требует ряда дополнительных предположений для объяснения деформационной активности и вулканизма во внутриплитных областях. Это заставляет искать дополнительные источники возмущения поля деформаций не связанные непосредственно с границами плит.

В настоящем разделе, на примере хорошо изученного региона – Байкальской рифтовой зоны – проведен анализ возможного влияния крупных плотностных неоднородностей верхней мантии – мантийных плюмов – на параметры деформационных процессов в коре.

Течение слоя вязкой жидкости в аномальном гравитационном поле

Во многих случаях именно с плюмами связываются многие наблюдаемые на поверхности аномалии силы тяжести [Грачев, 1996; Зорин и др., 2003; Зорин, Турутанов, 2005]. Ясно, что такие аномалии с точки зрения современных процессов в земной коре можно считать не меняющимися во времени и таким образом учитывать только постоянные градиенты гравитационного поля в регионе. Движение земной коры в этом случае можно считать стационарным и, учитывая, что толщина земной коры много меньше характерной глубины плюмов, воспользоваться решением задачи о течении тонкого слоя вязкой жидкости под действием аномалии поля тяжести.

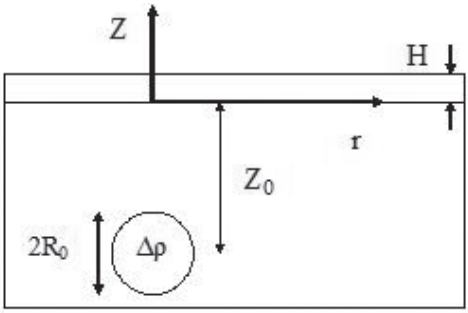


Рис. 5.29. Схема к расчету задачи о течении вязкого слоя

Проведем некоторые оценки. В качестве простейшего источника выберем сферу с радиусом R_0, центр которой расположен на глубине Z_0, заполненную веществом с плотностью, отличающейся на величину $\Delta\rho$ от средней плотности мантии (рис. 5.29).

Полагая, что толщина слоя существенно меньше глубины центра тяжести сферы $H << Z_0$, вертикальную a_z и горизонтальную a_r составляющие ускорения силы тяжести от такого источника можно определить по следующим соотношениям:

$$a_z = a_{zm}\frac{1}{\left(1+r^2/z_0^2\right)^{3/2}},\ a_r = a_{zm}\frac{r/z_0}{\left(1+r^2/z_0^2\right)^{3/2}}, \qquad (5.24)$$

где $a_{zm} = \dfrac{\left(\frac{4}{3}\pi\cdot R_0^3\cdot\Delta\rho\cdot G\right)}{z_0^2}$, а $G = 6{,}7\cdot 10^{-11}$ м^3/кг$\cdot$с^2.

Результаты расчетов по (5.24) показаны на рис. 5.30, где приведен также вид производных $\frac{\partial a_z}{\partial r}$ и $\frac{\partial a_r}{\partial r}$.

Для протяженных источников можно использовать в качестве модели цилиндр бесконечной длины с радиусом R_0, ось которого перпендикулярна плоскости рис. 5.29.

Составляющие ускорения силы тяжести a_z и a_r в этом случае определяются соотношениями:

$$a_z = \frac{2\pi R_0^2 \Delta\rho \cdot G \cdot z_0}{(z_0^2 + x^2)}, \quad a_x = \frac{2\pi R_0^2 \Delta\rho \cdot G \cdot x}{(z_0^2 + x^2)}. \tag{5.25}$$

Полагая $R_0 = 100$ км, $Z_0 = 1000$ км, а $\Delta\rho \sim 0{,}1$ г/см^3, получаем из (5.24) и (5.25) максимальную величину вертикальной составляющей возмущения ускорения силы тяжести для сферического источника $a_{zm} \sim 3 \cdot 10^{-5}$ м/с^2, а для цилиндра – $a_{zm} \sim 10^{-3}$ м/с^2. Обратим внимание, что в определенном диапазоне расстояний достаточно велико значение горизонтальной составляющей возмущения гравитационного поля (рис. 5.30, а).

Вновь обращаясь к решению для вязкой жидкости, запишем уравнение движения блочной среды в поле тяжести $\vec{a}$ в виде:

$$\begin{cases} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V}\nabla)\vec{V} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \frac{\eta}{\rho}\Delta\vec{V} + \vec{a} \\ \operatorname{div}\vec{V} = 0 \end{cases}, \tag{5.26}$$

где $\vec{V}$ – вектор скорости движения, а η – эффективная вязкость среды.

Для установившегося течения, пренебрегая $\frac{\partial \vec{V}}{\partial t}$, а также членом $(\vec{V}\nabla)\vec{V}$, имеем:

$$\frac{\eta}{\rho}\Delta\vec{V} = \frac{1}{\rho}\nabla P - \vec{a}.$$

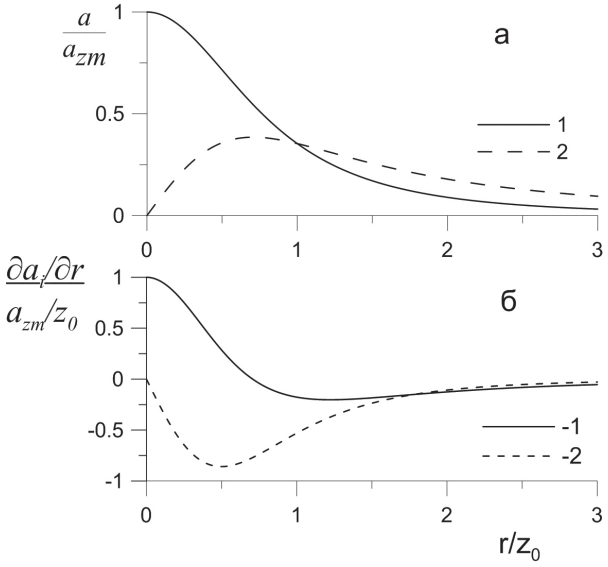


Рис. 5.30. Результаты расчетов вертикальной a_z и горизонтальной a_r вариаций составляющих ускорения силы тяжести от плотностной неоднородности в виде сферы.

1 – z-компонента; 2 – x-компонента

Для сферического источника аномалий силы тяжести получим:

$$\begin{cases} \dfrac{\eta}{\rho}\,\Delta V_r = \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial P}{\partial r} - a_r \\ \dfrac{\eta}{\rho}\,\Delta V_z = \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial P}{\partial z} - a_z \\ \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial (V_r r)}{\partial r} = -\dfrac{\partial V_z}{\partial z} \end{cases}. \qquad (5.27)$$

Здесь V_r и V_z – координаты вектора в цилиндрической системе координат (r, z) (см. рис. 5.29), a_r и a_z определяются выражениями (5.24).

Уравнение (5.27) можно упростить, используя предложенное Рейнольдсом для тонкого слоя соотношение $V_r >> V_z$, а также полагая, что производные по r много меньше производных по z [Ландау, Лифшиц, 1986].

В результате получаем систему:

$$\begin{cases} \dfrac{\eta}{\rho}\dfrac{\partial^2 V_r}{\partial z^2} = \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial P}{\partial r} - a_r \\ 0 = \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial P}{\partial z} - a_z \\ \dfrac{\partial V_z}{\partial z} = -\left(\dfrac{\partial V_r}{\partial r} + \dfrac{V_r}{r}\right) \end{cases}. \qquad (5.28)$$

Из второго уравнения ($P = 0$ при $Z = H$) имеем: $\dfrac{1}{\rho}P = a_z(Z - H)$.

Подставляя $\dfrac{1}{\rho}P$ в первое уравнение, получим:

$$\frac{\eta}{\rho}\frac{\partial^2 V_r}{\partial z^2} = \frac{\partial a_z}{\partial r}(z - H) - a_r,$$

откуда

$$\frac{\eta}{\rho}V_r = \frac{\partial a_z}{\partial r} f_1(z) + a_r f_2(z). \qquad (5.29)$$

Функции $f_1(z)$ и $f_2(z)$ определяются интегрированием по z с учетом граничных условий для V_r. При $z = 0$ $V_r = 0$, при $z = H$ $\partial V_r/\partial z = 0$.

Эти функции имеют вид:

$$\begin{aligned} f_1(z) &= z(H^2/2 - Hz/2 + z^2/6), \\ f_2(z) &= \frac{Z}{2}(2H - z). \end{aligned} \qquad (5.30)$$

Подставляя выражение (5.29) в третье уравнение системы (5.28) и интегрируя, находим:

$$\frac{\eta}{\rho}V_z = \left[\left(\frac{\partial^2 a_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial a_z}{\partial r}\right) f_3(z) + \left(\frac{\partial a_r}{\partial r} + \frac{a_r}{r}\right) f_4(z)\right]. \qquad (5.31)$$

Здесь

$$f_3(z) = \int_0^z f_1(z)dz,$$

$$f_4(z) = \int_0^z f_2(z)dz = \frac{z^2}{2}(H - z/3).$$

При этом $V_z = 0$ при $z = 0$.

Заметим, что первый член (5.31) мал по сравнению со вторым, и им можно пренебречь.

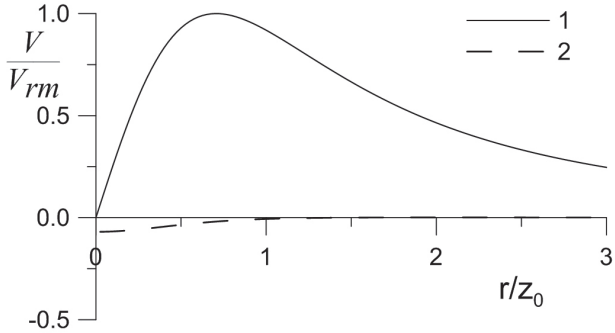


Рис. 5.31. Вид горизонтальной (1) и вертикальной (2) составляющих скорости течения слоя для сферического источника с $\Delta\rho < 0$

Вид функций (5.29) и (5.31) для случая $z = H$ показан на рис. 5.31. В случае $\Delta\rho < 0$ поверхность среды вблизи оси симметрии движется наружу ($V_r > 0$) и опускается вниз ($V_z < 0$), то есть образуется впадина. Профиль этой впадины $h(r)$ определяется зависимостью $\frac{\partial a_z}{\partial r}(r)$. Эта функция (сплошная линия на рис. 5.30, б) имеет отрицательную фазу при $r/z_0 > 0{,}7$, что соответствует поднятию поверхности на периферии. Соответственно, в случае $\Delta\rho > 0$ в центре формируется поднятие, а на больших расстояниях – опускание поверхности.

Как видно из полученных зависимостей, среда движется в основном в горизонтальном направлении и лишь в небольшой области вблизи оси симметрии ($r < z/4$ для сферического источника) вертикальная скорость больше горизонтальной.

Приведенное решение позволяет оценить скорости смещения, возникающие в земной коре при локальных вариациях поля тяжести. Ключевую роль здесь играет параметр η – эффективная вязкость блочной коры.

Аналогично можно получить решение в случае источника второго типа – бесконечного по протяженности цилиндра, ось которого расположена на глубине z_0.

Аномалии гравитационного поля в Байкальской рифтовой зоне

Порядки величин параметров, которые следует использовать при проведении оценок по предложенной схеме, удобно определить на основе данных, полученных при изучении Байкальской рифтовой зоны. Этот регион давно привлекает

внимание активностью происходящих там деформационных процессов, включая сейсмическую активность.

Анализ гравиметрических измерений, представленный в работах [Зорин и др., 2003; Зорин, Турутанов, 2005], выявил характерную картину распределения аномалий гравитационного поля. Максимальный дефицит силы тяжести наблюдается в центре нескольких подобластей, постепенно спадая к их периферии. На рис. 5.32, заимствованном из работы [Зорин, Турутанов, 2005], показаны измеренные величины региональных изостатических аномалий сил тяжести в мгал (1 гал = 1 см/с^2) в сравнении с рассчитанным гравитационным влиянием предполагаемого расположения плюмов. В расчетах принято, что верхняя граница плюмов расположена на глубине 150÷200 км (граница литосферы), а нижняя – на глубине 670 км. Значения дефицита плотности вещества мантии в расчете принимались равными $\Delta\rho \sim -20 \div 30$ кг/м^3. Неплохое соответствие расчета с результатами измерений позволяет определить характерное значение $a_{zm} \sim 10$–20 мгал = $1 \div 2 \cdot 10^{-2}$ см/с^2.

Важно, что модель «растекающегося» вязкого слоя не противоречит картине сейсмотектонических деформаций (СТД), наблюдаемой в регионе. Исследование, проведенное в работе [Мельникова, Радзиминович, 2007], показывает, что в Байкальской рифтовой зоне ориентационные характеристики тензора деформаций строго выдержаны в пространстве. Удлинение направлено на северо-запад или субмеридионально, что соответствует главному структурному плану рифтовой зоны: при переходе от центральных районов к субширотным флангам доминирующее северо-западное удлинение сменяется сдвиговым режимом [Мельникова, Радзиминович, 2007].

Станции GPS, установленные в юго-восточной части Байкальского региона, регистрируют движение коры от оси рифта со скоростью 5÷15 мм/год, тогда как точки, расположенные с противоположной стороны относительно оси, движутся со скоростью в два-три раза меньшей [Дядьков, Мельникова, 1999].

Данные наблюдений позволяют, на основе рассмотренной выше модельной задачи о течении тонкого слоя вязкой жидкости в аномальном гравитационном поле, оценить ключевой, как отмечалось выше, параметр – эффективную вязкость коры.

Для поверхности слоя ($Z = H$) имеем:

$$\frac{\eta}{\rho} V_r = \frac{\partial a_z}{\partial r} \frac{H^3}{6} + a_r \frac{H^2}{2}.$$

Как видно из рис. 5.30, уже на расстоянии $r > \sim z_0$ величина производной $\frac{\partial a_z}{\partial r}$ становится малой, то есть можно записать:

$$\frac{\eta}{\rho} V_r \approx a_r \frac{H^2}{2} \tag{5.32}$$

или

$$\eta \approx \rho \frac{a_r}{V_r} \frac{H^2}{2} = 3 \cdot 10^3 \frac{0{,}5 \div 1 \cdot 10^{-4}}{1 \div 2 \cdot 10^{-10}} \frac{(40 \cdot 10^3)^2}{2} = 6 \cdot 10^{17} \div 2{,}5 \cdot 10^{18} \text{ Па} \cdot \text{с}.$$

Для оценки принято $a_r \approx a_{zm}/2 \approx 0{,}5 \div 1 \cdot 10^{-2}$ см/с^2; $V_r \sim 5 \div 10$ мм/год; $\rho = 3$ г/см^3, толщина коры H по данным ГСЗ принята ~40 км.

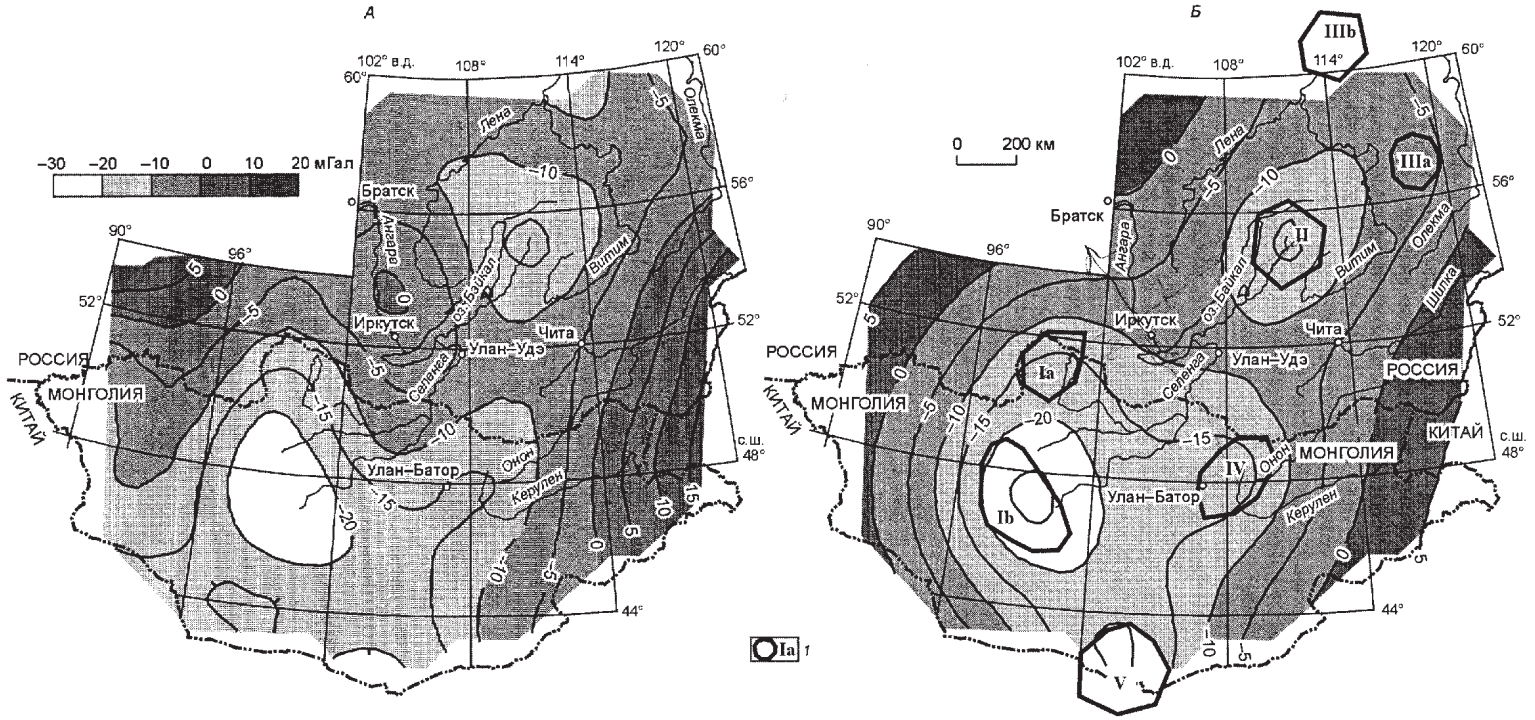


Рис. 5.32. Региональные изостатические аномалии силы тяжести (*А*) и теоретическое гравитационное влияние стволовых частей плюмов (*Б*) [Зорин, Турутанов, 2005]

Полученная величина эффективной вязкости на несколько порядков ниже значений, принятых для коры [Артюшков, 1993; Дядьков и др., 2004].

Картина деформаций, наблюдаемая в Байкальском регионе, находится в качественном соответствии с приведенным решением задачи о растекании вязкой жидкости в аномальном гравитационном поле. Однако наблюдаемые скорости смещения поверхности оказываются слишком велики по сравнению с расчетными, если использовать принятую характерную величину вязкости коры $\eta \geq 10^{21} \div 10^{22}$ Па·с.

Чтобы объяснить наблюдаемые расхождения, обратимся к изложенным в предыдущих разделах результатам лабораторных экспериментов и натурных наблюдений.

В последнее время стали развиваться представления, согласно которым одним из важных факторов, определяющих эволюцию процессов в напряженном блочном массиве горных пород, является динамическое деформирование массива слабыми колебаниями. При этом характер направленных перемещений определяется медленными постдинамическими процессами, которые описываются фрикционными закономерностями на контакте между блоками с учетом зависимости сопротивления сдвигу от скорости и перемещения (см. разделы 2.2, 3.3, 4.3, 5.4 и ссылки в них).

Как следует из результатов модельных экспериментов, в блочной среде величина медленных постдинамических межблоковых перемещений может оказаться довольно значительной. При этом решающим фактором оказывается наличие квазистатической нагрузки – чем ближе напряженное состояние межблоковых контактов к пределу прочности, тем больше вклад медленного движения по отношению к амплитуде динамической компоненты.

Длительное вибрационное воздействие на напряженный массив ведет к накоплению остаточных перемещений и, соответственно, к увеличению средней скорости деформации. Эффект последовательного увеличения жесткости контакта при многократных циклах нагрузка-разгрузка со временем приводит, в свою очередь, к затуханию процесса, что и определяет удобство описания долговременных деформационных процессов в горном массиве с использованием некоторой эффективной вязкости.

Как было показано в разделе 3.3, динамика деформационных процессов определяет и реологию блочной среды. Если при постепенном изменении напряженно-деформированного состояния асимптотика зависимости перемещения от времени близка к закономерностям квазипластического течения, то при резком изменении скорости деформирования характер межблоковых перемещений, по крайней мере на начальном этапе процесса, чаще всего определяется закономерностями характерными для фрикционного взаимодействия. При этом изменение скорости перемещения со временем хорошо описывается уравнением логарифмической ползучести (3.44), которое мы здесь запишем в виде:

$$\dot{\varepsilon}(t) = \frac{V_0/l}{1 + \dfrac{t}{\tau}}, \tag{5.33}$$

где V_0 – некоторая начальная скорость движения, τ – характерное время, а l – характерный размер задачи.

Для того чтобы оценить эффективную вязкость блочного массива, предположим, что течение в каждый момент времени описывается моделью для Ньютоновской жидкости, то есть напряжение σ пропорционально скорости деформации $\dot{\varepsilon}$:

Тогда с учетом (5.33) получаем выражение для эффективной вязкости:

$$\eta \approx \frac{\sigma}{\dot{\varepsilon}} = \frac{\sigma}{V_0/l}\left(\frac{t}{\tau}+1\right) \approx \frac{\sigma \cdot l}{V_0}\frac{t}{\tau}. \qquad (5.33)$$

Это означает, что эффективная вязкость среды пропорциональна времени, прошедшему после возмущения процесса деформирования динамическими импульсами или резким изменением напряженного состояния. Это обстоятельство, на первый взгляд, противоречит общепринятым моделям поведения среды, в которых коэффициент вязкости считается постоянной величиной определяемой свойствами материала и *P-T* условиями. Однако для горного массива вязкое течение на рассматриваемом масштабном уровне есть некоторая совокупность ряда менее продолжительных процессов, причем реология этих отдельных событий может существенно отличаться от закономерностей вязкого течения. Эффективная вязкость блочного горного массива в рамках модели квазистатического течения есть некоторая условная величина, имеющая размерность Па·с, удобная для характеристики степени изменения скорости совокупности деформационных событий. Понятно, что этот параметр не обязан оставаться постоянным во времени как, например, вязкость газа или жидкости.

Обработка результатов деформационных наблюдений в различных регионах, проведенная в разделе 3.3 позволяет заключить, что для объектов с характерным масштабом в десятки километров, произведение $V_0 \cdot \tau$ изменяется в диапазоне $V_0 \cdot \tau \sim 10 \div 100$ мм (см. табл. 3.1).

Принимая $\sigma \sim 100$ МПа, $l \sim 10$ км, получаем:

$$\eta \approx \frac{\sigma \cdot l}{V_0}\frac{t}{\tau} = \frac{10^8 \cdot 10^4}{10 \div 100 \cdot 10^{-3}}\, t = 10^{13} \div 10^{14} \cdot t \text{ (Па·с)}, \qquad (5.35)$$

то есть через час после динамического события эффективная вязкость среды составляет величину $\eta \sim 10^{16}$–10^{17} Па·с; через сутки – 10^{18}–10^{19} Па·с; через год – 10^{20}–10^{21} Па·с, а через 10^3–10^4 лет – 10^{23}–10^{25} Па·с – величину, обычно получаемую из оценок смещений при палеодеформациях.

Оценки, проведенные в рамках предложенной схемы, показывают, что аномалии силы тяжести, вызванные плотностными неоднородностями в мантии, способны инициировать направленное движение горных масс. При этом наличие градиента объемных сил обеспечивает возможность увеличения скорости направленного перемещения кратковременными динамическими воздействиями. Остается открытым вопрос о том, какие именно динамические воздействия способны обеспечить ожидаемый эффект. Скорее всего, фоновые микросейсмические колебания и приливные деформации едва ли пригодны для этой цели из-за эффекта «привыкания» среды к многократным циклическим воздействиям малой амплитуды [Кочарян и др., 2005]. Возможно, мы наблюдаем некоторое проявление самоорганизации среды – сейсмические колебания от землетрясений, регулярно происходящих в Байкальской рифтовой зоне, обеспечивают динамическое воздействие, нужное для увеличения скорости деформации среды до уровня межбло-

ковых перемещений ~5÷10 мм/год, необходимого, в свою очередь, для эффективной генерации динамических событий. Этот важный вопрос требует дальнейшего рассмотрения.

Одним из возможных источников возбуждения колебаний крупных блоков могут быть приливные волны Луны и Солнца, которые вызывают в течение суток изменения уровня земной поверхности – движущиеся с востока на запад горбы и впадины. Изменение НДС во времени представляет собой суперпозицию нескольких гармонических составляющих. Интенсивность приливных деформаций зависит от географической широты, которая минимальна у полюсов и максимальна у экватора, где эти деформации достигают 10^{-8}. Простейшие оценки показывают, что изменение рельефа земной поверхности, вызванное прохождением приливных волн, может инициировать возбуждение собственных колебаний в подвижной блочной системе. Так, принимая амплитуду «горба» $W \sim 1$ м на длину блока $L \sim 10^6$ м, получаем наклонную поверхность с углом наклона $\alpha \sim W/L \sim 10^{-6}$ или ускорение вдоль наклонной поверхности:

$$a = g\alpha = 10^{-5}\ \text{м/с}^2. \tag{5.36}$$

Собственная частота блока размером $L \times L \times H$, колеблющегося на прослойке жесткостью k_s, может быть оценена, как:

$$f_r = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k_s \cdot L \cdot H}{\rho \cdot L^2 \cdot H}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k_s}{\rho \cdot L}}. \tag{5.37}$$

Для оценок жесткости прослойки-разлома k_s можно в первом приближении использовать соотношение (2.57). Тогда из (5.36) и (5.37) получаем амплитуду колебаний блока размером $L \sim 30$ км, $A = \dfrac{a}{4\pi^2 f_r^2} \sim 10^{-4}$ м. Эта величина является, по-видимому, верхней оценкой, поскольку учет стесненных условий деформирования, добротности системы и т.д. приведет к снижению амплитуды колебаний. Заметим, что близкие величины дает и оценка влияния резкого изменения атмосферного давления – при $\Delta P \sim 0{,}1$ кг/см^2 дополнительное субгоризонтальное ускорение будет порядка $a \sim 10^{-5}$ м/с^2 в предположении, что изменение атмосферного давления в результате, например, прохождения циклона можно в первом приближении представить в виде области положительного или отрицательного избыточного давления типа штампа на упругом основании.

5.5. Гидрогеологический отклик подземных коллекторов на сейсмические колебания

В настоящее время достоверно установлен факт гидрогеологического отклика подземных коллекторов на удаленные землетрясения, а в ряде случаев и на низкоамплитудные вибрации от искуственных источников. Систематические наблюдения, проведенные на протяжении последних десятилетий, продемонстрировали значимые изменения уровня воды в скважинах, скорости водопритока и даже проницаемости коллекторов на расстояниях сотни и тысячи километров от эпицентра землетрясения [Coble, 1965; Bower, Heaton, 1978; Matsumoto, 1992;

Roeloffs, 1998; King et al., 1999; Brodsky et al., 2003; Кочарян и др., 2004а; Elkhoury et al., 2006] и др. Прослеженные вариации флюидодинамического режима представляют собой реакцию геологической среды на косейсмические и постсейсмические деформации водовмещающих пород. Так, например, в скважине AIG-10 в Aigio (Греция) на расстоянии свыше 10 000 км от землетрясения с магнитудой M_w = 7,8 наряду с колебаниями уровня воды, вызванными сейсмическими волнами, после достаточно быстрого, длительностью около 5 минут, переходного процесса был зафиксирован скачок гидростатического давления амплитудой около 60 Па, [Doan, Comet, 2007]. При этом время начала процесса совпало с моментом прихода поперечной волны, амплитуда которой составила величину около 10^{-3} см/с. При Суматра-Андаманском землетрясении 2004 г. с магнитудой $M_w \sim 9{,}2$ на расстоянии 3200 км вода из скважины фонтанировала на высоту свыше 60 м. Через двое суток после землетрясения высота фонтана достигала около 20 м [Manga, Wang, 2007].

В работах [Копылова, 2006а,б; Копылова, Болдина, 2015а,б] классифицировано три вида гидрогеосейсмических вариаций: 1 – гидрогеологические предвестники, которые проявляются перед сильными землетрясениям и преимущественно в плейстосейстовых зонах при возникновении асейсмических движений в области очага либо вследствие развития приповерхностной зоны дилатансии в водовмещающих породах; 2 – косейсмические скачки уровня воды; 3 – разнообразные ко- и постсейсмические эффекты вследствие динамического воздействия сейсмических волн на состояние системы скважина – водовмещающая порода и проявляющиеся в форме колебаний, повышений и понижений уровня воды различной продолжительности, в изменениях дебитов, температуры и химического состава подземной воды.

И в асейсмичном регионе (в пределах Восточно-Европейской платформы) на территории геофизической обсерватории Института динамики геосфер РАН «Михнево» (ГФО «Михнево») по данным прецизионных наблюдений за уровнем подземных вод четко выделяется гидрогеологический отклик на прохождение сейсмических волн от землетрясений с магнитудой 7 и более [Кочарян и др., 2011; Besedina et al., 2016].

Такие изменения уровня соответствуют быстрому перераспределению порового давления флюида, что в свою очередь может привести к изменению свойств подземного коллектора и инициировать динамические события [Hill et al., 1993; Brodsky, Prejean, 2005; Manga, Brodsky, 2005].

Подобные явления наблюдались и при техногенном вибрационном или взрывном воздействии на флюидосодержащие пласты, например, [Дыбленко и др., 2000; Кочарян и др., 2004а; Горбунова, Свинцов, 2010] и др.

В некоторых моделях эффект перераспределения порового давления в результате воздействия слабых сейсмических колебаний связывается с интенсивной дегазацией флюида под действием вибрации [Linde et al., 1994; Roeloffs, 1998] и др., хотя в большинстве случаев количество газовой фазы слишком мало для достижения наблюдаемых эффектов. Возникновение новых или прорастание существующих трещин при воздействии динамических напряжений маловероятно из-за, как правило, малой амплитуды последних, хотя применительно к этой задаче рассматривались процессы типа стресс-коррозии, а также дилатансия, вызванная вибрацией [Bower, Heaton, 1978].

Более перспективными представляются модели в которых увеличение проницаемости связывается с эффектами накопления деформаций. Данные контроля уровня воды в скважинах демонстрируют, что отклик пласта на воздействие сейсмических колебаний состоит из двух частей. Во-первых, это динамическое изменение уровня, обусловленное осцилляцией порового давления при прохождении сейсмической волны. Эта часть отклика обычно коррелирована с формой и амплитудой низкочастотных поверхностных волн и наблюдается практически всегда. Вторая часть отклика – остаточное изменение свойств пласта, выражающееся, чаще всего, в изменении уровня жидкости в скважине – менее стабильна. В некоторых случаях остаточные проявления формируются в течение нескольких минут, то есть фактически сразу после прохождения цуга поверхностных волн. В других случаях свойства пласта изменяются постепенно в течение нескольких суток [Roeloffs, 1998; Brodsky et al., 2003].

В ближней зоне землетрясения, на расстояниях сопоставимых с размером очага, остаточные изменения уровня воды в скважинах обычно связываются с квазистатическим изменением напряженно-деформированного состояния среды, вызванным сейсмодислокацией [Manga, Brodsky, 2005]. Особенности гидрогеологических эффектов в ближней зоне чаще всего неплохо соответствуют закономерностям расположения зон положительных и отрицательных вариаций уровня кулоновских напряжений. Однако «дальнодействие» квазистатического изменения напряжений невелико, так как величина $\Delta\sigma$ уменьшается пропорционально кубу расстояния. В [Кочарян и др., 2011] приведено соотношение для оценки эпицентрального расстояния, на котором амплитуда квазистатических изменений поля напряжений при землетрясении магнитудой M становится меньше характерной величины приливных напряжений $\sigma_{пр} = 10^{-3}$ МПа:

$$\lg R_t(\text{м}) = \frac{1}{2}M + 5/3. \qquad (5.38)$$

Так, для землетрясения с магнитудой 6 $R_t \cong 46{,}4$ км, то есть около 4–5 размеров источника.

Прохождение сейсмических волн также вызывает вариацию напряженного состояния коллектора, причем из-за более медленного, по сравнению со статическим решением, затухания с расстоянием амплитуда этих возмущений на больших расстояниях существенно превышает изменения статического поля. Анализ закономерностей изменения амплитуды сейсмических колебаний с расстоянием, проведенное в нескольких работах [Gomberg et al., 2006; Кочарян и др., 2011], показывает, что значения максимальной скорости смещения грунта (V_m) от землетрясений различной магнитуды (M) достаточно неплохо коррелируют с расстоянием, нормированным на характерный размер источника (L). В диапазоне расстояний (R/L) > 3 для событий с $M > 4$ можно применять соотношение, выведенное в [Кочарян и др., 2011]:

$$V_m = \frac{0{,}0012}{R^{1,5}} 10^M, \qquad (5.39)$$

которое мы в дальнейшем будем использовать при проведении оценок.

В последнем выражении, показанном на рис. 5.33 сплошной линией, V_m выражается в см/с, а расстояние в км.

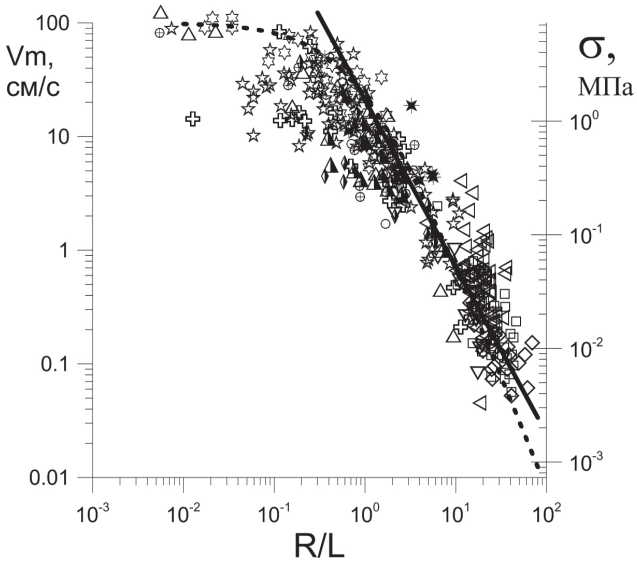


Рис. 5.33. Изменения максимальной скорости смещения грунта и величины напряжений с расстоянием от эпицентра землетрясения.

Расстояние R нормировано на характерную длину источника L. Значки – различные землетрясения с магнитудой M_w от 4,4 до 7,9 [Gomberg et al., 2006].
Пунктир – зависимость, предложенная в [Gomberg et al., 2006], сплошная линия – (5.39)

Используя для оценок величины динамических напряжений (σ_d) обычное выражение для плоской волны:

$$\sigma_d = \rho \cdot C_s \cdot V_m, \tag{5.40}$$

где ρ – плотность, а C_s – скорость распространения поперечных волн, можно представить результаты в виде вариации напряжений (правая ось на рис. 5.33).

В дальнейшем будем полагать, что на расстояниях свыше R_t значимые изменения порового давления в коллекторе вызываются динамическим воздействием сейсмических волн.

Для крупных подземных взрывов величина остаточных напряжений в окрестности камуфлетной полости оценивается по соотношению [Кочарян, Спивак, 2003]:

$$\sigma_r = \frac{10^7 \cdot Q}{R^3} \text{ МПа}, \tag{5.41}$$

где Q – вес заряда в кт, а R – расстояние от эпицентра взрыва в метрах.

Величина динамических напряжений при взрыве рассчитывается по максимальной скорости смещения грунта, которая для взрывов на Семипалатинском испытательном полигоне составляет:

$$V_m = 13500 \cdot \left(\frac{R}{q^{1/3}}\right)^{-1,69}, \tag{5.42}$$

где V_m измеряется в м/с, R – в м, а q – в килотоннах.

Сопоставление расчетов по соотношениям (5.41) и (5.42) показывает, что уже на расстоянии 1000 м от взрыва мощностью в несколько килотонн амплитуда динамических напряжений в десятки раз превышает величину остаточных напряжений.

Выполненные оценки позволяют выделить диапазон расстояний, в котором деформирование массива определяется почти исключительно динамической нагрузкой.

Колебания уровня подземных вод, связанные с прохождением сейсмических волн, регистрируются практически повсеместно и, в частности, в скважине, расположенной на территории ГФО «Михнево» [Кочарян и др., 2011; Besedina et al., 2016]. Немногочисленные данные, полученные в скважине на ГФО «Михнево», на современном этапе исследований не позволяют достоверно судить о зависимости вариаций уровня от параметров сейсмических колебаний грунта. Судя по данным, опубликованным, например, в [Liu et al., 2006], амплитуда динамических колебаний h_d уровня воды в скважине от максимальной скорости смещения грунта $V_{\max}$ близка к линейной. При этом, максимальные вариации уровня при локальных землетрясениях почти на два порядка ниже, чем при воздействии низкочастотных телесейсмических колебаний той же амплитуды [Liu et al., 2006], что, в целом, согласуется с представлениями о влиянии инерционности перетока на характер движения столба жидкости [Brodsky et al., 2003].

Постдинамический гидрогеологический отклик наблюдается в скважинах различной глубины, пробуренных в разных геологических условиях. Для анализа взаимосвязи между остаточными вариациями уровня и характеристиками сейсмических колебаний мы использовали опубликованные данные по тем скважинам, для которых имеются сведения о реакции на несколько удаленных сейсмических событий.

Следует отметить, что характерное время реакции скважины изменяется довольно в широких пределах – от секунд до нескольких суток и более. Хотя результаты измерений демонстрируют как увеличение, так и снижение уровня флюида в скважине после сейсмического воздействия, но, в целом, одна и та же скважина реагирует преимущественно однотипно. Так, если в скважине Haibara наблюдалось 28 понижений уровня, соответствующих сейсмическим воздействиям [Matsumoto, 2003; Matsumoto et al., 2003], то в скважинах BV [Roeloffs, 1998] и E-1 [Копылова, 2001] уровень неизменно повышался.

На рис. 5.34 представлены измеренные величины изменений уровня в нескольких скважинах, расположенных в различных регионах, в зависимости от оцененной нами по соотношению (5.39) максимальной скорости грунта в цуге сейсмических волн от соответствующего землетрясения.

Амплитуда постдинамического изменения уровня зависит как от параметров сейсмических колебаний, так и от гидрогеологических характеристик скважины и коллектора. Аппроксимация данных степенной функцией показывает, что для большинства скважин показатель степени β в соотношении $dh = \alpha \cdot V_m^{\beta}$ составляет величину около 0,5. Исключение составляет скважина SN-3 (рис. 5.34, д), которая испытывает значительные изменения уровня практически независимо от амплитуды динамического воздействия. Возможно, это связано с тем, что эта скважина расположена в зоне влияния регионального разлома [King et al., 1999].

Для группы глубоких скважин в Японии [Matsumoto, 2003; Matsumoto, Roeloffs, 2003] (рис. 5.34, ж). аппроксимация данных степенной функцией дает примерно пропорциональную зависимость от амплитуды воздействия. В этом случае расстояния от точек наблюдения до эпицентров крупных землетрясений с магнитудами M_w от 7,5 до 8,1 составляли всего 100–300 км, так, что изменение

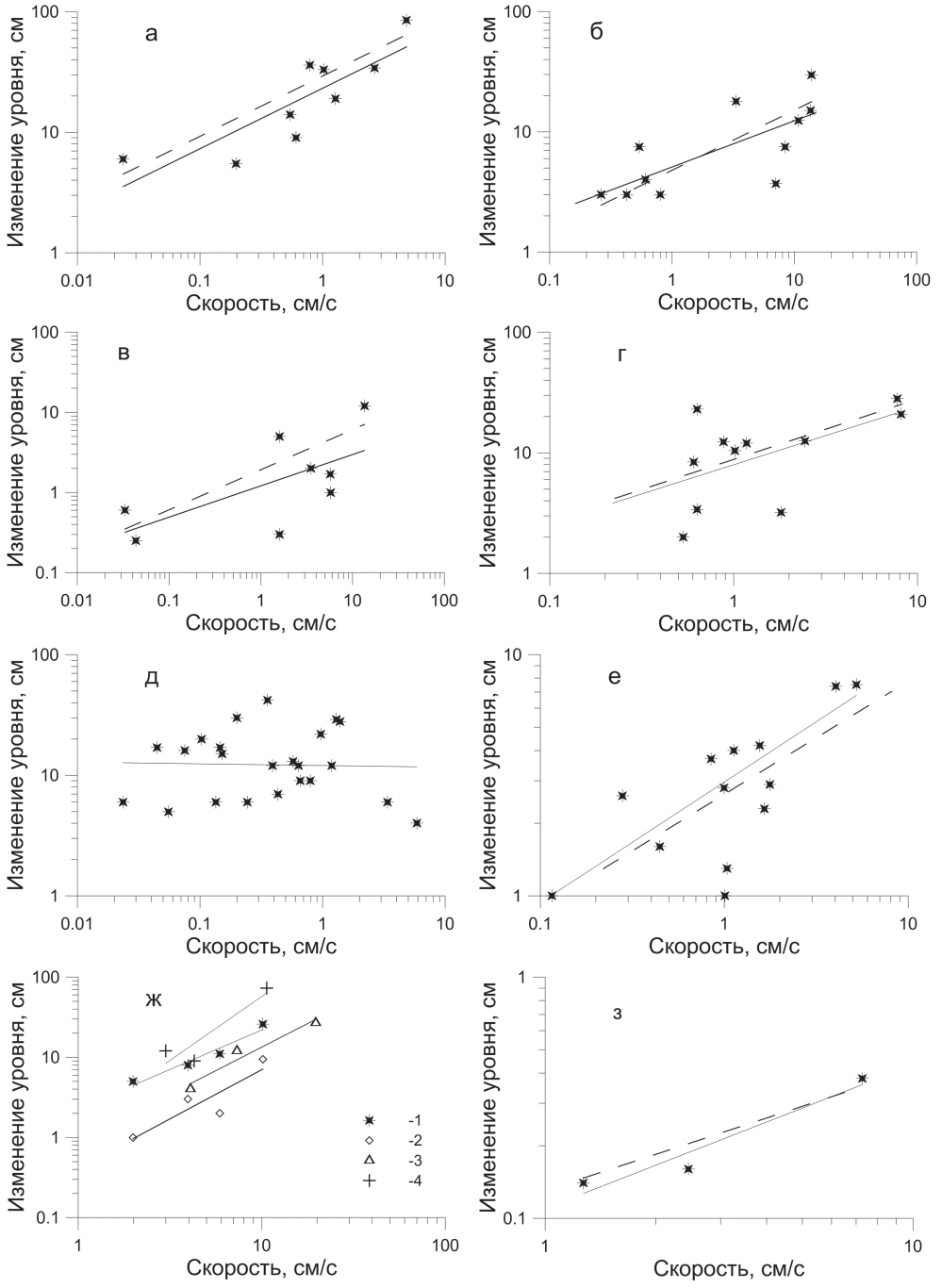


Рис. 5.34. Зависимость между величиной изменения уровня воды в скважинах и максимальной массовой скоростью грунта.

Значки – результаты измерений, сплошные линии – наилучшее приближение степенной функцией, пунктир – наилучшее приближение зависимостью (5.42).
Пояснения, источники данных и параметры регрессий приведены в таблице 5.2 и в тексте.
Последовательность расположения графиков соответствует таблице

поля статических напряжений, вызванное смещением в очаге, играло заметную роль.

Таким образом, в большинстве рассмотренных случаев постсейсмическое изменение уровня воды в скважине можно приближенно описать соотношением вида:

$$dh = a \cdot V_m^{0,5}. \qquad (5.43)$$

В (5.43) и ниже dh измеряется в см, а V_m в см/с.

Соотношение (5.43) показано на рис. 5.34 пунктиром, а значение параметра a, который можно интерпретировать, как интенсивность реакции скважины на динамическое воздействие, приведено для каждой скважины в таблице 5.2. Видно, что значения a изменяются в диапазоне от 0,13 до 29,3. При этом, если исключить из рассмотрения скважину BV, которая необычайно сильно реагирует на сейсмическое воздействие, и мелкие скважины на Аляске, то диапазон интенсивностей существенно сужается – значения коэффициента a для остальных объектов лежат в диапазоне от 1,92 до 8,82.

Переходя в соотношении (5.43) от массовой скорости к деформации, имеем для $\varepsilon_m \sim 10^{-6}$:

$$dh = a \cdot V_m^{0,5} = (2 \div 10) \cdot (\varepsilon_m \cdot C_s)^{0,5} = (2 \div 10) \cdot (10^{-6} \cdot 3 \cdot 10^5)^{0,5} = (2 \div 10) \cdot (0,3)^{0,5} = 1 \div 5,$$

то есть интенсивность остаточных изменений уровня изменяется в пределах 1÷5 см/микрострейн динамической деформации.

В статье [Кочарян и др., 2011] проанализирована реакция подземных вод на взрывное воздействие при 29 подземных ядерных взрывах, выполненных в скважинах на Семипалатинском полигоне. Для проведения наблюдений использовались 63 скважины глубиной от 70 до 130 м, вскрывающие водоносные горизонты. Дополнительно для измерений привлекались 10 скважин, пройденных на глубину до 500 м. Наблюдательные скважины располагались на расстоянии от 0,3 до 9 км от эпицентра взрыва. Ряд скважин использовался для измерений многократно. Замеры уровня воды в скважинах проводились с помощью электроуровнемеров. Для регистрации вариаций уровня воды в режиме реального времени скважины оборудовались аналоговыми датчиками мембранного или плунжерного типа, которые располагались на 3–5 м ниже уровня воды. Контрольные измерения уровня в скважинах проводились в первые часы после взрыва с последующей ежесуточной регистрацией в течение 10 дней.

Анализ позволил выделить основные этапы формирования техногенно-нарушенной гидрогеодинамической обстановки, которая по-разному проявляется на удалении от эпицентра ПЯВ. Первый этап характеризуется устойчивым подъемом пьезометрической поверхности. В ближней зоне подъем уровня обусловлен процессом формирования купола избыточного давления над эпицентром взрыва (рис. 5.35, а). В ряде случаев было зафиксировано фонтанирование воды из скважин на протяжении первых часов после взрыва на высоту до 10 м на расстоянии 0,5–1,3 км от эпицентра ПЯВ. В дальней зоне подъем уровня подземных вод в наблюдательных скважинах варьировал от первых десятков см до первых метров и был связан с динамическим влиянием поверхностных волн от ПЯВ на водоносный горизонт (рис. 5.35, б).

Таблица 5.2

Результаты наблюдений за косейсмическими и постсейсмическими изменениями уровня воды в скважинах

№	Сведения о скважине	Наблюдения	Параметры регрессии $dh = \alpha \cdot V_m^{\beta}$			Параметры регрессии (6.5.5)		Источник
			β	α	$r^{*)}$	a	$r^{*)}$	
а	Скважина BV, Калифорния, глубина 30 м, аллювий, пласт напорный	1987–1995 гг. 8 зарегистрированных косейсмических и постсейсмических повышений уровня	0,50	23,1	0,71	29,3	0,75	(Roeloffs, 1998)
б	Скважина E-1, Камчатка, глубина 665 м, перфорация в интервале 625–647 м, туфы	1987–1998 гг. 11 зарегистрированных косейсмических и постсейсмических повышений уровня	0,39	1,21	0,44	1,92	0,47	(Копылова, 2001)
в	Скважина ЮЗ-5, Камчатка, глубина 800 м, открытый интервал 310–800 м, зоны водопритоков общей мощностью 100 м	1997–2003 гг. 8 зарегистрированных косейсмических и постсейсмических вариаций уровня	0,38	5,10	0,53	4,79	0,46	(Копылова, Болдина, 2006)
г	Скважина Dzahai, Китай, глубина 112 м, песчаник	11 зарегистрированных постсейсмических повышений уровня	0,48	7,96	0,30	8,83	0,42	(Yang et al., 2005)
д	Скважина SN-3, Япония, глубина 130 м, перфорация 119–130 м, выветрелый гранит, расположена в зоне влияния разлома	1989–1998 гг. Косейсмические изменения зафиксированы для 21 из 45 крупных удаленных и средних региональных землетрясений	0,01	12,05				(King et al., 1999)
е	Скважина Haibara, Япония, глубина 170 м, перфорация 71–154 м, песчаник с пропластками аргиллита	1981–1997 гг. 28 зарегистрированных косейсмических и постсейсмических понижений уровня	0,47	2,64	0,51	2,97	0,71	(Matsumoto, 2003; Matsumoto et al., 2003)
ж	Группа скважин SR-1, SP-1, OB, YN, глубина свыше 1000 м, коренные породы	1993–1994 гг. Косейсмические и постсейсмические вариации уровня при 4-х землетрясениях	0,98 1,23 1,17	2,27 0,41 0,9	0,95 0,8 0,95			(Matsumoto, 2003; Matsumoto, Roeloffs, 2003)
з	Группа скважин, Аляска, глубина около 5м, слабоконсолидированные породы, пласты безнапорные	2002–2004 гг. Ступенчатое увеличение уровня при прохождении волн от трех удаленных землетрясений	0,59	0,11	0,93	0,13	0,92	(Sil, Freymueller, 2006)

*) *Примечание*: r – коэффициент корреляции.

Второй этап приурочен к постепенному восстановлению пьезометрической поверхности до первоначального положения. В дальней зоне процесс стабилизации режима подземных вод завершается на протяжении первых суток после ПЯВ. В ближней зоне продолжительность снижения уровня и формирование депрессионной воронки зависит от изменения фильтрационных характеристик водовмещающей среды.

В контексте настоящего исследования наибольший интерес представляют результаты регистрации колебаний уровня воды на больших расстояниях от взрыва, вызванные изменением свойств призабойных участков измерительных скважин под действием сейсмовзрывных волн.

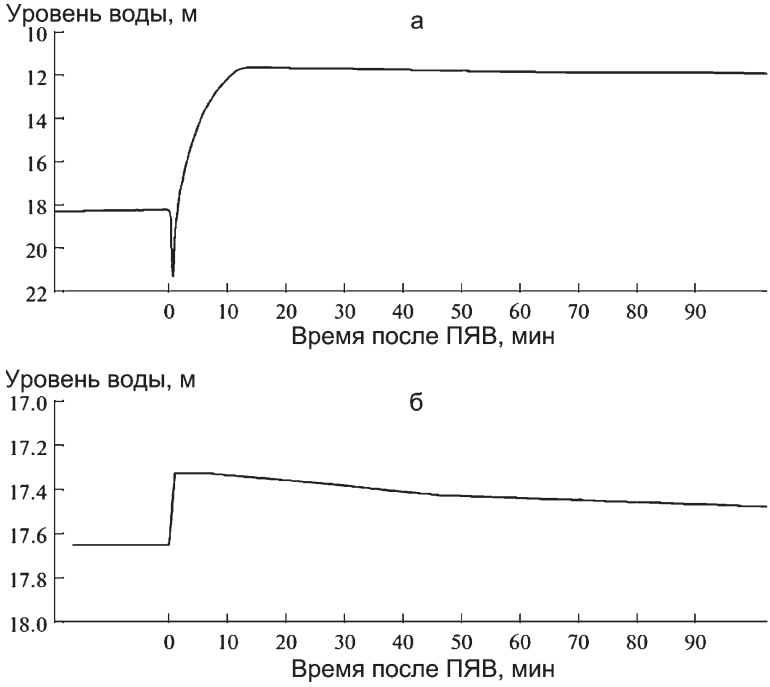


Рис. 5.35. Фрагмент записи уровня в скважине при взрыве в ближней (а) и в дальней (б) зоне

Зарегистрированные амплитуды подъема уровня в наблюдательных скважинах при 15 ПЯВ, для которых рассчитаны максимальные скорости смещения грунта, показаны на рис. 5.36 темными значками. Сплошной линией проведено наилучшее приближение степенной функцией (коэффициент корреляции $R = 0{,}46$):

$$dh = 31{,}94 \cdot V_m^{0{,}56}. \qquad (5.44)$$

На этом же рисунке светлыми значками приведены описанные выше результаты наблюдений при сейсмических воздействиях от землетрясений.

Видно, что измерения, проведенные при взрывах и землетрясениях, не противоречат друг другу. Степень изменения амплитуды вариаций в зависимости от скорости в соотношениях (5.43) и (5.44) близки, хотя изменения уровня при взрывах в несколько раз выше. Заметим, что если методом наименьших квадратов по-

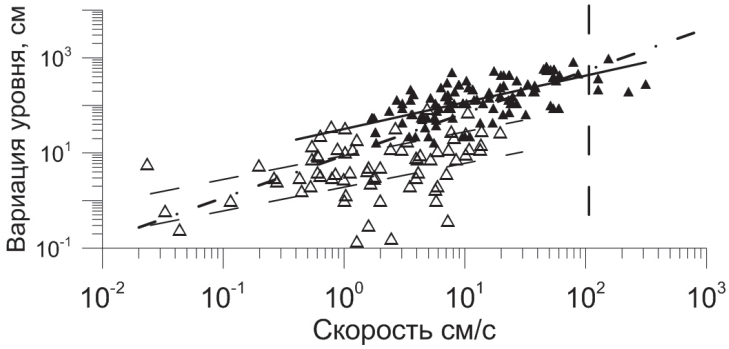


Рис. 5.36. Зависимость зарегистрированных изменений уровня воды в скважине от амплитуды скорости смещения грунта.

Светлые значки – измерения при землетрясениях, темные – при взрывах. Пунктир – соотношение (5.42) для a = 1,92–8,82. Сплошная линия – соотношение (5.43), штрих–пунктир – (5.44). Вертикальный пунктир ограничивает снизу диапазон значений V_m, в котором наблюдается изменение проницаемости массива из-за образования новых и раскрытия существующих трещин

строить наилучшее приближение всех данных (штрих-пунктир на рис. 5.36), то полученная зависимость скорее ближе к линейной:

$$dh = 8{,}86 \cdot V_m^{0{,}89}. \qquad (5.45)$$

Последнее соотношение, вероятно, является артефактом – результатом объединения двух рядов данных, характеризующихся значительным разбросом и смещением друг относительно друга по оси ординат.

Выполненный анализ результатов гидрогеологических наблюдений в скважинах, расположенных в разных условиях, продемонстрировал отчетливую реакцию режима подземных вод на динамические деформации от подземных ядерных взрывов и удаленных землетрясений. Несмотря на значительный разброс данных, можно заключить, что в большинстве случаев величина постсейсмического изменения уровня пропорциональна корню квадратному из амплитуды волны деформаций. При этом в зависимости от конкретных гидрогеологических условий интенсивность остаточных изменений уровня изменяется в пределах 1÷5 см на микрострейн динамической деформации, хотя наблюдаются и значительные отклонения от этого диапазона как в ту, так и в другую сторону.

Возможный механизм изменения проницаемости трещиноватых коллекторов был продемонстрирован в лабораторных экспериментах. В опытах измерялся расход жидкости, проходящей через искусственную трещину, разделявшую два блока плексигласа размером 180×180×50 мм, на одном из которых имелись насечки глубиной 150 мкм. Блоки были сжаты по краям струбцинами. В начале опыта через образованную щель пропускалась вода под давлением 0,5 МПа с частицами корунда размером менее 150 мкм. Постепенно вся щель заполнялась этими частицами и через некоторое время расход воды через щель стабилизировался примерно на уровне 0,04 мл/с. В условиях стационарного режима фильтрации на систему воздействовали динамическими импульсами. В качестве источников использовались стальные шары, которыми ударяли либо по образцу, либо по мембране гидравлически соединенной с трещиной. В первом случае по образцу

распространялась упругая волна, а во втором – импульс давления возбуждался в жидкости, заполняющей систему. Амплитуда воздействия контролировалась акселерометром, установленным на поверхности блока. Изменение структуры трещины при обоих типах воздействия было примерно одинаковым.

На рис. 5.37 представлены последовательные фотографии изменения структуры фрагмента трещины в результате длительного динамического воздействия с амплитудой около 1 см/с. На кадрах 1–3 отчетливо заметно вымывание частиц заполнителя и образование канала, которое привело к радикальному увеличению

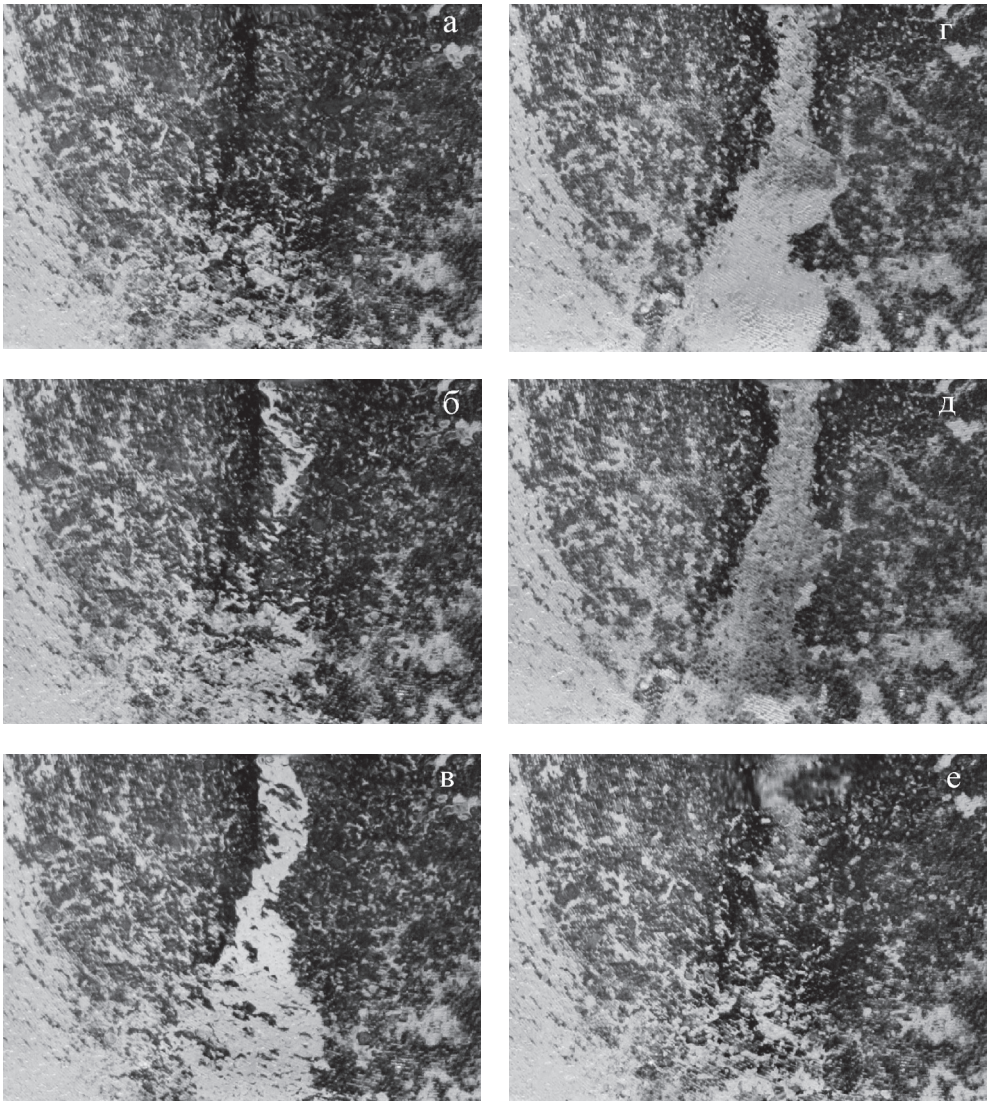


Рис. 5.37. Изменение структуры трещины под действием динамических импульсов.

Расход жидкости через трещину: а – 0,042 мл/с; б – 0,128 мл/с; в – 0,167 мл/с; г, д, е – последовательные фотографии потока через трещину после прекращения вибрации. Направление потока воды на фотографиях сверху вниз

расхода жидкости. Динамический градиент давления в капиллярных каналах, возникающий в результате вибрации, приводит к разрушению «барьеров», сформированных в результате слипания мелкой фракции заполнителя трещины. После прекращения вибрации начинается постепенная кольматация канала и через некоторое время «разрушенные барьеры» восстанавливаются, а эффективная проницаемость трещины возвращается к исходной величине. Это хорошо видно на кадрах 4–6 рисунка 5.37. Время полной кольматации трещины составляло около 30 мин.

Причиной вариации расхода жидкости, протекающей через трещину, является изменение положения частиц заполнителя под действием динамических импульсов. Амплитуду перемещения частиц друг относительно друга или относительно стенки при динамическом воздействии можно записать в виде [Кочарян и др., 2004а]:

$$\Delta \cong A \cdot \alpha \cdot t \cdot \frac{u_m}{k_s}. \qquad (5.46)$$

Здесь A – размерный параметр, определяемый физико-механическими свойствами массива и флюида, u_m – максимальная скорость смещения в волне, t – время, в течение которого осуществляется воздействие, k_s – значение жесткости контакта между частицами. Коэффициент $\alpha < 1$ зависит от напряженного состояния контакта и учитывает, что при разнонаправленных сдвигах остаточные перемещения частично компенсируют друг друга. При этом интегральное перемещение направлено в сторону приложенной статической касательной нагрузки. Соответственно, величина α связана с градиентом давления флюида и изменяется, судя по результатам модельных экспериментов, в довольно широких пределах. При этом не требуется «накапливать» большие перемещения частиц. При наличии градиента давления частица теряет сцепление со стенками или соседними частицами уже при перемещениях на порядок меньше характерного размера частицы, то есть порядка 10 мкм.

При амплитуде воздействия около 1 см/с заметное увеличение расхода воды через щель-трещину происходит через несколько минут после начала вибраций (кривая 1 на рис. 5.38). При снижении амплитуды колебаний, как и при уменьшении приложенного гидростатического давления, время вибровоздействия, требуемое для значимого увеличения проницаемости трещины, значительно увеличивается (кривая 2 на рис. 5.38).

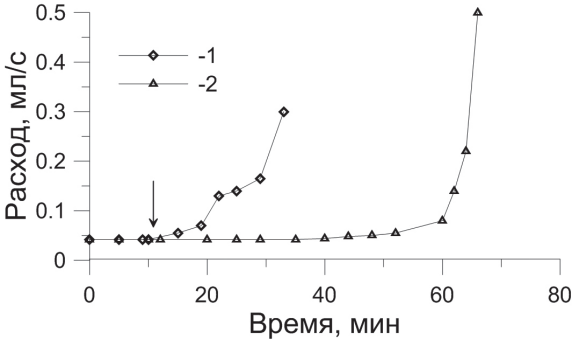


Рис. 5.38. Изменение расхода воды через щель-трещину при различном воздействии.

1 – амплитуда воздействия 0,1 см/с; 2 – 0,3 см/с. Стрелкой показано начало воздействия

Проведенные лабораторные эксперименты продемонстрировали возможность разрушения «барьеров», сформированных мелкими алюмосиликатными частицами, при воздействии импульса давления. Динамические воздействия, даже малой амплитуды, могут изменять количество открытых трещин и увеличивать их эффективную проницаемость. Это может привести к миграции флюидов, вариациям порового давления, а, следовательно, и всей гаммы механических характеристик локального участка массива.

Существенное увеличение трещинной проницаемости массива может происходить при динамических воздействиях амплитудой менее, чем 0,1–10 см/с, что соответствует деформациям порядка 10^{-7}–10^{-5}, при которых сложно ожидать разрушения породы или прорастания трещин в результате прохождения сейсмической волны. Более вероятным представляется механизм декольматации трещин за счет возникновения избыточного давления при прохождении сейсмического импульса [Brodsky et al., 2003], а также эффекты кумулятивного накопления межблоковых деформаций в материале-заполнителе [Кочарян и др., 2007].

Для оценки характерных параметров проблемы рассмотрим скважину радиусом r, вскрывающую на длине d водоносный пласт. Пусть смещение свободной поверхности воды в скважине в результате прохождения волны колебаний носит гармонический характер:

$$x = x_0 \sin 2\pi \frac{t}{T}. \tag{5.47}$$

Дифференцируя, получаем скорость смещения поверхности:

$$v = v_0 \cos 2\pi \frac{t}{T} = \frac{2\pi x_0}{T} \cos 2\pi \frac{t}{T}. \tag{5.48}$$

В предположении, что радиальный поток жидкости в скважину из массива горизонтальный и однородный, он должен совпадать по фазе с вертикальной скоростью смещения свободной поверхности. Учитывая, что скорость фильтрации (поток на единицу площади в единицу времени) есть:

$$q(z, t) = q_0(z) \cos 2\pi \frac{t}{T} \tag{5.49}$$

и приравнивая вертикальный и горизонтальный потоки, получаем:

$$\int_0^d 2\pi r q_0(z) dz = \pi r^2 v_0. \tag{5.50}$$

Пусть средняя скорость горизонтального потока не зависит от координаты и равна $q(t) = q_0(z) \cos 2\pi \frac{t}{T}$, то есть рассматриваемая скважина вертикальная и не имеет каверн. Тогда, интегрируя, имеем: $2\pi r dq_0 = \pi r^2 v_0$, или, учитывая (5.48), получаем выражение для максимального значения скорости фильтрации:

$$q_0 = \frac{\pi x_0}{T} \frac{r}{d}. \tag{5.51}$$

Соответственно, максимальная массовая скорость флюида составляет:

$$w_0 = \frac{\pi x_0}{T}\frac{r}{d} / \xi. \qquad (5.52)$$

В соотношении (5.52) ξ – просветность среды, которую в первом приближении можно заменить пористостью.

Для скважины диаметром 10 см и водосодержащего пласта мощностью 50 м при колебании уровня с амплитудой 5 см в массиве с пористостью 5% получаем из (5.52) оценку $w_0 \approx 0{,}5$ мм/с.

Если предположить, что основные перетоки происходят по крупным трещинам, то при типичных значениях трещинной пустотности $\xi \sim 0{,}05\%$ имеем из того же соотношения при $x_0 = 5$ см, $w_0 \approx 50$ мм/с.

Протекающая в квазистационарном режиме по расположенным на глубине трещинам вода содержит 10^{10}–10^{11} частиц микронного размера на кубический метр [Brodsky et al., 2003]. По химическому составу они обычно представляют собой водные алюмосиликаты, из которых, как известно, более чем на 50% сложена земная кора. В растворах, содержащих такие частицы в небольших концентрациях, происходят процессы агрегации – образования укрупненных структурных элементов в результате слипания отдельных частиц [Осипов и др., 2001]. Задерживаясь на отдельных участках трещины, эти коллоидные пленки формируют так называемые барьеры. Конгломераты коллоидных пленок обладают очень низкой проницаемостью ($10^{-18} \div 10^{-15}$ м^2), сопоставимой с проницаемостью скальной породы, слагающей стенки трещин коллектора [Kessler, Hunt, 1994]. Это означает, что такой барьер практически полностью перекрывает движение флюида по трещине. Хотя такой механизм давно известен в нефтяном инжиниринге, применительно к геофизическим проблемам подобная схема впервые была рассмотрена в работе [Brodsky et al., 2003].

Оценим время, необходимое для формирования такого барьера и скачок давления на нем. Обозначим массовую скорость движения потока w, объем отдельной частицы V_1, концентрацию частиц в воде N, объемное содержание твердых частиц в суспензии, составляющей барьер, φ (~10%). Тогда время формирования барьера толщиной L можно выразить в виде:

$$t = \frac{L}{V_1} \cdot \frac{\varphi}{w \cdot N}. \qquad (5.53)$$

Здесь мы предполагаем, что, образовавшись, барьер задерживает все частицы из жидкости, фильтрующейся через его объем.

Принимая среднюю скорость движения жидкости в высокопроводящей трещине $w \sim 5 \div 10$ м/сут, получаем из (5.53) оценку времени формирования барьера толщиной 0,5 мм $t \sim 500 \div 1000$ дней, то есть время, вполне реальное для того, чтобы обнаружить возникающие эффекты в процессе наблюдений.

Скачок давления на таком барьере с коэффициентом фильтрации $K \sim 5 \cdot 10^{-7}$ м/с составляет величину:

$$\Delta P = \frac{L \cdot \rho \cdot g}{K} w \cong 0{,}6 \div 1{,}2 \text{ КПа}. \qquad (5.54)$$

Таким образом, устранение барьера может привести к заметному изменению порового давления и уровня воды в прилегающих скважинах.

Реологические свойства коллоидных суспензий обычно описывают законами, соответствующими неньютоновским жидкостям, обладающим пределом прочности τ_c, например, реологическим законом Бингама:

$$\tau = \begin{cases} \chi \cdot \gamma, & \tau < \tau_c \\ \tau_c + \chi \cdot \dot{\gamma}, & \sigma \geq \sigma_Y \end{cases}. \tag{5.55}$$

Здесь τ – величина сдвиговых напряжений, χ – параметр, $\dot{\gamma}$ – скорость сдвига.

Для того, чтобы началось течение сдвиговые напряжения должны превысить величину τ_c. Этот параметр сильно зависит от объемного содержания в суспензии твердых частиц θ. Судя по результатам экспериментов, описанных в [Coussot, 1995], при концентрациях твердых частиц порядка 10% предел прочности суспензии составляет доли паскаля. Несколько большие величины порядка первых Па получены по результатам исследований реологии буровых растворов [Петров и др., 2007]. Оценка характерной прочности тонкодисперсного глинистого грунта дает величину 0,1–10 Па [Осипов и др., 2001].

При движении жидкости в трещине вязкое напряжение на коллоидальной частице составляет приблизительно

$$\tau \approx \eta w/\rho, \tag{5.56}$$

где η – вязкость воды (10^3 Па·с), а ρ – радиус коллоидальной частицы (1 мкм).

Таким образом, характерная прочность коллоидного барьера $\tau_c \sim 1$ Па достигается при критической скорости потока $w_c \sim 1$ мм/с.

Согласно соотношению (5.52) скорость потока, возбуждаемого в трещине при сейсмическом воздействии, пропорциональна амплитуде колебаний порового давления ΔP и обратно пропорциональна средней пористости. Понятно, однако, что скорость потока в каждой конкретной трещине w_T будет зависеть от ее апертуры b и максимальной массовой скорости движения грунта V_m.

Записывая скорость течения жидкости в трещине и рассчитывая напряжения согласно (5.56), получаем условие разрушения барьера:

$$\eta w/\rho = \eta \cdot \frac{b^2}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial x} / \rho \geq \tau_c. \tag{5.57}$$

Таким образом, при фиксированном скачке порового давления (максимальной скорости смещения грунта) критическая прочность будет достигнута в трещинах с раскрытием больше величины $b_c \sim u_m^{-0,5}$. Это означает, что в более тонких трещинах барьеры разрушаются реже, соответственно, дольше идет процесс накопления осадков и барьеры имеют большую толщину. Разрушение более мощных барьеров приводит, в соответствии с (5.54), к большему скачку напора и, в конечном итоге, пропорциональному увеличению вариаций уровня.

Проведенные оценки позволяют сделать вывод о характерном времени кольматации трещин в ходе естественных процессов, составляющем от сотен дней до первых лет. Разрушение барьеров, способных образоваться за такое время, может приводить к скачку давления в скважине порядка десятых долей – единиц кПа, то есть к изменению уровня воды на единицы сантиметров. Такие изменения уровня

можно считать характерными для большинства скважин в исследуемом диапазоне эпицентральных расстояний.

Разрушение сейсмическими колебаниями коллоидных пленок, заполняющих отдельные участки трещин, может приводить к перераспределению порового давления и к изменению эффективных напряжений в локальных областях разломной зоны, то есть являться эффективным триггерным механизмом движений по разломам.

Впечатляющие примеры разрушения глинистых пленок и декольматации массива в окрестности скважины в известняке слабыми вибрационными воздействиями приведены, например, в работе [Кочарян и др., 2004а].

5.6. Взаимодействие режимов скольжения

В предыдущих разделах мы описали и исследовали различные аспекты всех типов скольжения по разломам. Судя по полученным результатам, мода скольжения определяется соотношением между жесткостью разлома и жесткостью вмещающего массива. При этом, если прерывистое скольжение происходит в довольно широком диапазоне отношений k_s/K, то для реализации переходных режимов, соответствующих очень низкочастотным землетрясениям (VLFE) и событиям медленного скольжения (SSE), необходимо, чтобы это отношение было близко к единице. Здесь уместно еще раз повторить, что это условие должно выполняться независимо от *P-T* условий, тектонического режима, материального состава разлома, обводненности, порового давления и т.д.

Поскольку жесткость вмещающего массива на одних и тех же глубинах изменяется довольно слабо, то управляющим параметром является сдвиговая жесткость разлома или, точнее, скорость снижения сопротивления сдвигу в процессе относительного смещения берегов. Как показали результаты лабораторных экспериментов (глава 4), этот параметр может существенно меняться при небольших вариациях структуры зоны магистрального сместителя разлома и свойств слагающих ее материалов.

Изменение вещественного состава геоматериала в зоне скольжения, порового давления, литостатических напряжений, температуры приводят к тому, что различные участки крупных разломов обладают разной жесткостью. Это, в частности, проявляется в том, что иногда в одном и том же регионе регистрируются разные типы скольжения. Так, например, на меганадвигах северо-восточной части Японии накопленная энергия деформации реализуется в виде крупных землетрясений, постсейсмического скольжения большой амплитуды и, наконец, крупных событий медленного скольжения. Понятно, что деформации, происходящие на одном из сегментов гетерогенной разломной зоны, неизбежно сказываются на режиме скольжения соседних участков, а иногда и разлома в целом.

Прямых измерений, проливающих свет на то, каким образом влияют друг на друга различные режимы скольжения, практически нет. Можно обнаружить лишь косвенные свидетельства подобного взаимодействия.

В явном виде инициирование динамических срывов медленным скольжением наблюдалось в натурном эксперименте при проведении инжекции флюида в скважину глубиной 518 м, пройденную в массиве известняка [Guglielmi et al., 2015].

Скважина пересекла зону разлома, состоящую из нескольких трещин, разделенных микробрекчией. Кумулятивное смещение по разлому составляет, по оценкам, несколько метров.

Участок скважины длиной около 1,5 м, пересекавший разлом, был ограничен пакерами, и в него нагнеталась вода под последовательно увеличивающимся давлением. При этом контролировалось перемещение по разлому и проводились сейсмоакустические измерения. Некоторые результаты измерений показаны на рис. 5.39.

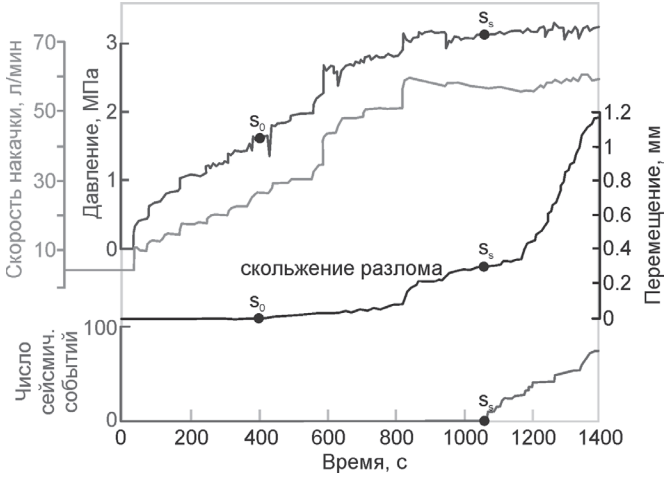


Рис. 5.39. Результаты регистрации параметров деформирования разломной зоны в результате инжекции флюида (по [Guglielmi et al., 2015], с упрощениями).

S_0 – момент начала скольжения по разлому, S_s – момент возникновения первых микроземлетрясений

Смещение по разлому началось примерно через 400 с после начала инжекции флюида при давлении около 1,5 МПа и достигло величины 1,2 мм в конце эксперимента. В течение отрезка от 400 до 1100 с происходило постепенное увеличение скорости смещения по разлому, средняя величина которой составила на этой стадии около 0,4 мкм/с. Смещение по разлому при этом достигло величины 0,3 мм. В момент времени около 1100 с были зафиксированы первые сейсмические события. Полное количество зарегистрированных микроземлетрясений составило около 80, причем более половины из них было зарегистрировано на стадии, когда скорость скольжения была невелика. Интересно, что резкое увеличение скорости скольжения до 23 мкм/с не привело к увеличению количества микроземлетрясений в единицу времени. Величина суммарного сейсмического момента, реализованного через микросейсмичность, оказалась менее чем 10^6 Нм, тогда как сейсмический момент медленного скольжения был выше более чем на 4 порядка ~$6{,}5 \cdot 10^{10}$ Нм. Оцененный в [Guglielmi et al., 2015] радиус зоны изменения порового давления составил величину около 10 м, а максимальный радиус зоны скольжения превысил в конце эксперимента 35 м. Интересно, что динамические срывы начали происходить лишь после того, как размер зоны скольжения превысил радиус зоны повышенного в результате закачки порового давления.

Влияние закачки флюида на инициирование медленного скольжения по разлому более крупного масштаба показано в статье [Wei et al., 2015]. Проведенный в этой работе анализ разнообразных данных – записей широкополосных датчиков, датчиков сильных движений, геодезических наблюдений и т.д. позволил выявить детальную картину сейсмогенных и асейсмичных деформационных событий, связанных с закачкой флюида на геотермальном поле вблизи города Brawley в Южной Калифорнии. Показано, что ряд событий начался с асейсмического скольжения по неглубокому сбросу Morelia Fault, расположенному под геотермальным полем (глубина закачки флюида около 1,5 км). Параллельно наблюдалось многократное увеличение количества небольших землетрясений, очаги которых были расположены на глубинах 5–7 км. При этом количество событий с глубокими гипоцентрами (8–12 км) оставалось на прежнем уровне. В 2012 г. произошел рой крупных землетрясений – 5 событий (*M* 3,9; *M* 5,4; *M* 5,3; *M* 4,7 и *M* 4,3) в течение 10 часов. Два последних землетрясения произошли на глубине около 2 км на разломе Morelia Fault и были интерпретированы как следствие медленного скольжения, инициированного инжекцией флюида. Кумулятивная амплитуда медленного смещения по разлому достигала по оценкам примерно 50 см. Большая глубина остальных трех землетрясений (более 6 км), которые произошли на другом разломе сдвигового типа, расположенном в непосредственной близости от геотермального поля, не позволяет установить однозначную связь с событиями медленного скольжения по сбросу Morelia Fault. Авторы [Wei et al., 2015] оставляют открытым вопрос могли бы эти землетрясения рано или поздно произойти без техногенного вмешательства.

Эффекты взаимодействия медленных движений и землетрясений в последние годы регулярно наблюдаются на границах плит, где из-за крупного масштаба все явления более выражены и имеется плотная сеть наблюдений. Рой землетрясений (магнитуда до M_L 5,5) в коре погружающейся плиты у берегов Новой Зеландии в апреле–мае 2004 г. был, как считают [Reyners, Bannister, 2007], с большой вероятностью инициирован крупным событием медленного скольжения, произошедшим за год до этого.

Авторы работы [Hayes et al., 2014] рассмотрели последовательность деформационных событий на двух сегментах северной зоны субдукции Вануату, разделенных крупными разломами. На одном из этих сегментов произошло крупное землетрясение (M_w 8,0; 6 февраля 2013 г.), а на другом в течение нескольких последующих дней происходило медленное скольжение с эквивалентной моментной магнитудой (~M_w 7,6). На нижнем участке второго сегмента произошло относительно небольшое проскальзывание (~0,5 м) в момент основного толчка 6 февраля, а затем длительное асейсмическое скольжение с амплитудой около 2 м, в то время как на первом сегменте, где был расположен гипоцентр землетрясения, никакого постсейсмического скольжения не наблюдалось. Как считают авторы, это означает, что на отдельных сегментах или участках разломных зон могут происходить как асейсмичные, так и, в меньшей степени, динамические режимы скольжения. Те участки, на которых наблюдается медленное скольжение в межсейсмический период, могут поддерживать распространение крупных сейсмических разрывов, расширяя, тем самым, площадь косейсмического разрыва и увеличивая максимальные магнитуды событий.

Измерения последних лет, проведенные в Северо-восточной Японии [Uchida et al., 2016], показали, что имеет место широко распространенное квазипериоди-

ческое медленное скольжение. Эти эпизоды, которые длятся по времени от 1 до 6 лет, часто совпадают или предшествуют по времени кластерам довольно крупных $M > 5$ землетрясений, включая известное землетрясение Тохоку 2011 г. Авторы приходят к выводу, что периодические эпизоды медленного скольжения модулируют время возникновения больших землетрясений.

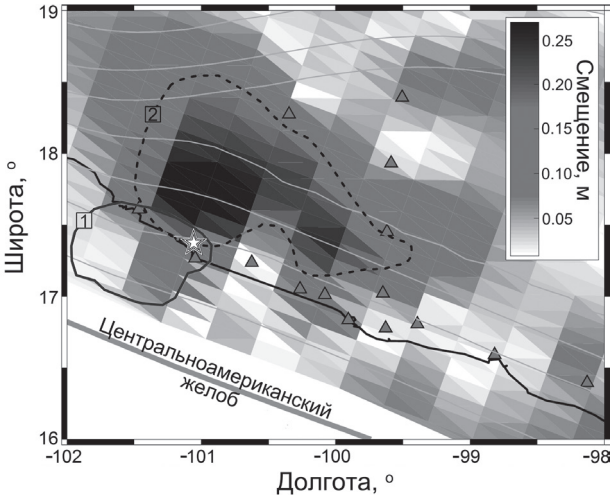


Рис. 5.40. Картина деформационных процессов на сегменте Герреро.

Сплошная линия 1 – область разрыва землетрясения M_w 7,3 Papanoa 18 апреля 2014 г., звездочка – его эпицентр; пунктир 2 – область наиболее интенсивного медленного скольжения. Градациями серого показаны величины смещения. Треугольники – расположение станций GPS

События медленного скольжения были зарегистрированы на сегменте Герреро субдукционной зоны у границы плиты Кокос [Radiguet et al., 2016]. SSE началось в феврале 2014 года за два месяца до землетрясения M_w 7,3 Papanoa 18 апреля 2014 г. Медленное скольжение было инициировано в области, непосредственно примыкающей к гипоцентру землетрясения, и распространялось в пределах участка соседнего с разрывом будущего землетрясения (рис. 5.40). Это совпадение в пространстве и во времени приводит авторов работы к заключению, что землетрясение Papanoa было вызвано продолжающимся SSE. Авторы связывают инициирующий механизм либо со статическим изменением Кулоновских напряжений в гипоцентральной области, либо с усиливающимся в результате слипа разупрочнением гипоцентральной области землетрясения.

Представления о различных типах скольжения часто связываются с концепцией существования прочных (asperity) и слабых участков разломов (см. раздел 3.2 и ссылки в нем). Нам более подходящим представляется предположение о наличии «фрикционных неоднородностей», то есть участков с отличающимися фрикционными свойствами. При этом разные фрикционные свойства понимаются в различии не столько коэффициента трения, сколько закономерностей переходного процесса от трения покоя к трению скольжения. Именно как участки с разной скоростью снижения сопротивления сдвигу в процессе скольжения следует, по нашему мнению, понимать «жесткие» и «мягкие» включения.

В заключение проиллюстрируем вклад таких включений в закономерности деформирования гетерогенного разлома на численной модели, представляющей собой вариант схемы Барриджа-Кнопова[1] [Barridge, Knopoff, 1967].

[1] Расчеты проведены д.ф.-м.н. А.М. Будковым.

Система из произвольного количества блоков, связанных упругими элементами жесткостью $k_{n\text{-}1,n}$ между собой, деформируется управляющей силой, прикладываемой со стороны плиты, движущейся с постоянной скоростью, через пружины жесткостью k_n (рис. 5.41). Блоки расположены на массивном основании, с которым взаимодействуют посредством сил трения F_n. Для задания силы трения использовалась модифицированная «Rate and State» модель, основное соотношение которой (4.6) содержит член с вязкостью, что позволяет моделировать широкий спектр режимов сдвигового деформирования, в том числе и «медленные» движения (см. раздел 4.3).

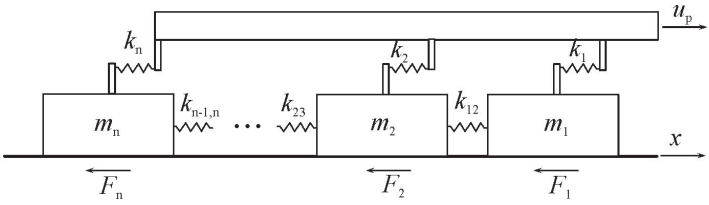


Рис. 5.41. Модель Барриджа–Кнопова

Уравнения движения данной системы могут быть записаны в виде:

$$
\begin{aligned}
&m_1\bar{x}_1 = k_1(u_0t - x_1) - k_{12}(x_1 - x_2) - F_1\\
&m_2\bar{x}_2 = k_2(u_0t - x_2) + k_{12}(x_1 - x_2) - k_{23}(x_2 - x_3) - F_2\\
&\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\\
&m_n\bar{x}_n = k_n(u_0t - x_n) + k_{n-1,n}(x_{n-1} - x_n) - F_n,
\end{aligned}
\qquad (5.58)
$$

где m_i, x_i, – соответственно масса и смещение i-го блока, а $F_i = \mu F_{Ni}$ – действующая на него сила трения (μ – коэффициент трения, F_{Ni} – сила нормального давления).

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (5.58) совместно с уравнениями (4.6) и (2.15) решалась численно методом Рунге-Кутта 4-го порядка аппроксимации. В описываемой серии расчетов считалось, что масса и базовый коэффициент трения $\mu_0 = 0{,}4$ одинаковы для всех блоков также, как и жесткости межблоковых связей $k_b = 10^6$ Н/м и ведущих пружин $k_s = 10^4$ Н/м. Константы в уравнении (4.6) были подобраны таким образом, чтобы часть блоков двигалась в режиме упрочнения или стабильного скольжения (параметры уравнения «Rate and State» $a = 0{,}0015$, $b = 0{,}0009$), а часть – в режиме неустойчивого, прерывистого скольжения ($a = 0{,}004$, $b = 0{,}06$). Мы предположили, что блоки с нестабильным трением в природе соответствуют участкам разлома, которые называют «asperities». Величина критического перемещения задавалась одинаковой для всех блоков $D_c = 10^{-5}$ м. Длительность эпизодов скольжения участков разлома (блоков), на которых реализуется режим событий медленного скольжения, далее «медленные» блоки, регулировалась вариацией «параметра вязкости» $Q = \eta_d \cdot S/d$ в уравнении (4.6).

Результаты проведенных расчетов показали, что энергия динамических срывов (землетрясений) напрямую зависит от плотности расположения участков, на-

ходящихся в режиме прерывистого скольжения – «asperities». Анализ проводился на примере системы, содержащей 100 таких блоков. Общее количество блоков в системе зависело от плотности расположения «asperities». Так, общее количество блоков в расчете системы, состоящей только из «asperities», составляло 100. При среднем промежутке $\Delta N = 40$ общее количество блоков в расчете составило 3859. В расчетах при сохранении некоторой заданной средней величины случайным образом варьировались плотность расположения «asperities» в системе (количество стабильных блоков ΔN между двумя соседними нестабильными блоками) и параметр $\Delta = b - a$ «R & S»-модели.

Рассматривались расчетные зависимости кинетической энергии системы от времени $E_{kin}(t)$. Все локальные максимумы на эпюре кинетической энергии трактовались как сейсмические события. Энергия нормировалась на кинетическую энергию системы при движении всех блоков со скоростью протяжки E_{stab}. В качестве параметра, характеризующего плотность расположения «asperities», использовалось среднее расстояние $\Delta X_{\text{ср}}$ между двумя соседними «asperities», нормированное на размер блока L_b.

Зависимости максимальной зарегистрированной в расчете энергии срыва от среднего расстояния между «asperities» показаны на рис. 5.42. Представив расчетную зависимость в логарифмических координатах, можно видеть, что максимальная энергия срыва изменяется примерно обратно пропорционально квадрату среднего расстояния между нестабильными блоками.

Старт «сейсмогенного разрыва», в используемой модели, всегда происходит на участке нестабильного скольжения, хотя динамическому срыву может предшествовать событие медленного скольжения на участке разлома, обладающем соответствующими фрикционными свойствами (отличное от нуля значение вязкости η_d в уравнении (4.6)), которое инициирует динамический срыв. Пример подобного эпизода приведен на рис. 5.43, где показан фрагмент эпюр скорости скольжения «медленного» блока (№ 100 ($a = 0{,}002$, $b = 0{,}06$, $Q = \eta_d \cdot S/d = 90$ кН·с/м)) с существенным вкладом вязкого члена в (4.6) и нестабильного блока № 102 ($a = 0{,}004$, $b = 0{,}08$).

Расположенный между ними блок № 101 имеет характеристики, соответствующие стабильному трению ($a = 0{,}0015$, $b = 0{,}0009$). Динамическому срыву пред-

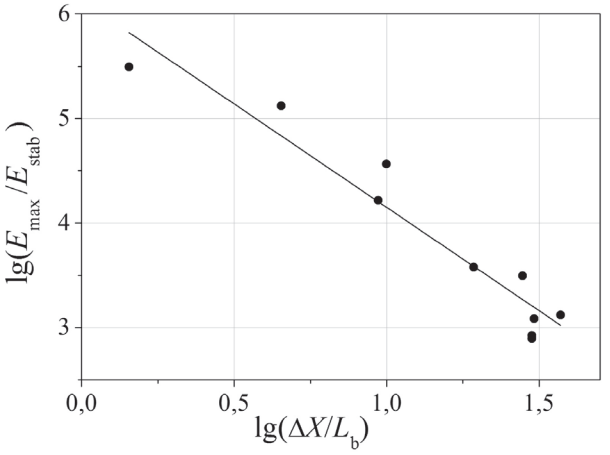


Рис. 5.42. Линейная аппроксимация в логарифмических координатах зависимости максимальной энергии срыва от среднего расстояния между «asperities» (маркеры – расчетные данные)

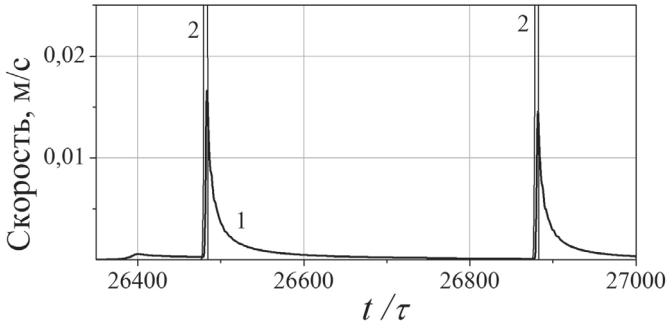


Рис. 5.43. Фрагмент эпюр скорости движения «медленного» блока № 100 (линия 1) и нестабильного блока № 102 (линия 2)

шествует участок асейсмического скольжения «медленных» блоков ($t/\tau \sim 26380$–26480), вслед за которым следует инициированный медленным слипом скачок скорости, связанный со срывом нестабильного блока. Амплитуда этого скачка для «медленного» блока № 102 почти на порядок меньше максимальной скорости срыва нестабильного блока № 100 (~0,092 м/с), а длительность существенно (почти на 2 порядка) больше. Важной особенностью процесса в использованной конфигурации системы является то обстоятельство, что длительное постдинамическое скольжение «медленных» блоков, в свою очередь, инициирует скорый повторный срыв нестабильного блока. Такие «дуплеты» с различным временем задержки иногда наблюдаются и в природе (Симуширские землетрясения 2006–2007 гг., землетрясения Izmit и Düzce 1999 г. на Северо-Анатолийском разломе и др.).

Хотя «медленные» блоки способны поддерживать распространение разрыва, они в значительной степени демпфируют распространяющийся по цепочке импульс скорости от срыва «asperity», инициирующий подвижку стабильных блоков. Этот эффект существенно зависит от вклада вязкого члена в уравнении (4.6). Следует ожидать, что «медленные» блоки могут играть важную роль в процессе остановки разрыва. Иллюстрация этого эффекта приведена на рис. 5.44, где приведены результаты расчета движения системы из 20 блоков, в которой только первый блок является нестабильным. Распространение импульса скорости от срыва «asperity» в системе, содержащей лишь стабильные блоки, показано на рис. 5.44, а. В системе, содержащей хотя бы один «медленный» блок, амплитуда распространяющегося по цепочке импульса скорости снижается на порядок и более, в зависимости от величины эффективной вязкости (рис. 5.44, б, в). Если в варианте расчета, показанном на рис. 5.44, а значимое перемещение испытали все 20 блоков, то в варианте с «медленным» блоком (рис. 5.44, в) амплитуда перемещения блоков, начиная с блока № 5, невелика. Иными словами, «длина разрыва» в варианте расчета на рис. 5.44, а, по крайней мере, на порядок больше, чем на рис. 5.44, в.

Предположение о том, что «asperities» это участки разлома не столько более прочные по сравнению с остальными, сколько более «жесткие», дает основу для существенной эволюции представлений о взаимодействии режимов скольжения на сегментах гетерогенных разломных зон, а также о зарождении, распростране-

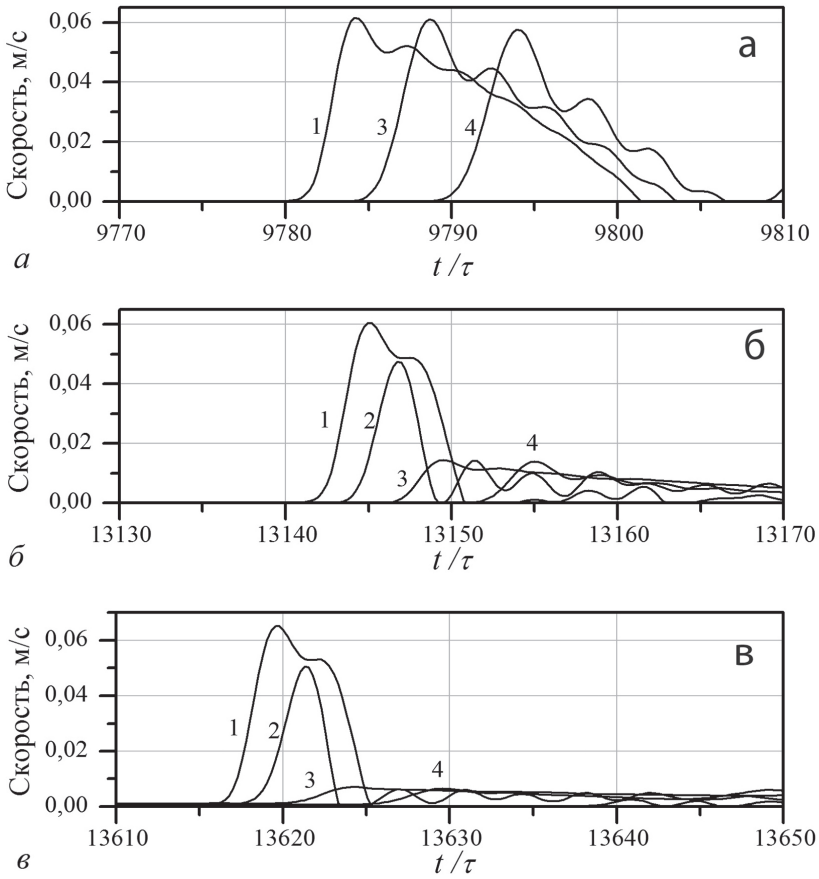


Рис. 5.44. Распространение импульса скорости от срыва первого (нестабильного) блока по цепочке из 20 блоков (1 – блок № 1, 2 – блок № 3, 3 – блок № 5, 4 – блок № 10).
а – система без «медленных» блоков; *б* – в системе один «медленный» блок (№ 5), $Q = 90$ кН·с/м; *в* – в системе один «медленный» блок (№ 5), $Q = 200$ кН·с/м

нии и остановке сейсмогенных разрывов. Как отмечалось выше, большая жесткость разлома или его фрагмента здесь понимается как более быстрое снижение трения на разломе в процессе скольжения. Зарождение динамического срыва (гипоцентр землетрясения) может произойти при выполнении условия скоростного разупрочнения, которое выполняется для участков с нестабильным и условно стабильным трением. Судя по результатам выполненных расчетов, участками торможения разрыва оказываются либо стабильные, либо условно стабильные блоки, для которых существенную роль играет псевдовязкая компонента сопротивления сдвигу. Как показывают результаты лабораторных экспериментов, на этих участках отношение $k_s/K \leq 1$.

В рамках такого подхода, взаимное расположение и плотность участков разлома с разными фрикционными характеристиками определяет весь ход развития сейсмогенного разрыва – от зарождения до остановки, то есть землетрясение заранее может «знать» свою магнитуду.

Заключительные заметки к главе 5

• Любое деформационное событие в земной коре можно рассматривать как инициированное. Достижение метастабильного состояния участком разлома есть процесс детерминированный, тогда как момент динамического срыва во многом случаен и может определяться внешними по отношению к очаговой зоне, порой довольно слабыми квазистатическими и динамическими воздействиями. В этой связи исключительно важным является понимание того, как процессы нестабильности инициируются внешними факторами. Привлекательность изучения триггерных процессов состоит также и в том, что эти явления представляют одну из немногих возможностей установить причинно-следственные связи в геомеханике крупномасштабных объектов. В последние несколько лет экспериментальные работы этого направления развивались именно в сторону изучения неустойчивых подвижек как отдельных событий [Адушкин и др., 2016; Кочарян и др., 2015; Соболев и др., 2016] и т.д.

• Сейсмические волны, как инициирующие агенты, представляют особый интерес, поскольку их параметры обычно хорошо известны. В большинстве случаев возникновение динамически инициированной сейсмичности происходит через некоторое время после вступления высокоамплитудных поверхностных волн. Инициирование высокочастотными объемными волнами менее эффективно на больших расстояниях. Задержки между временем прихода сейсмических волн и инициированным событием изменяются от секунд до недель и более. Уровень деформаций $\sim 5 \cdot 10^{-7}$–10^{-6} во многих исследованиях указывается как минимально необходимый для инициирования, хотя некоторые авторы приводят значительно более низкие значения, вплоть до $\sim 5 \cdot 10^{-9}$.

• Из-за нелинейности соотношений напряжение – деформация, взаимодействие сейсмических волн с квазистатически нагруженным нарушением сплошности приводит к возникновению остаточных перемещений берегов. При циклическом воздействии обычно наблюдается постепенное снижение скорости относительного перемещения берегов из-за «привыкания» среды к уровню динамической нагрузки. В этой связи порогом эффективного сейсмического воздействия скорее всего является амплитуда, превышающая уровень микросейсмического фона в соответствующем диапазоне частот. В процессе деформирования разломов и трещин происходит конкуренция процессов разупрочнения и залечивания. Воздействие низкочастотных сейсмических колебаний может оказаться эффективным механизмом изменения флюидодинамического режима разломной зоны и, как следствие, локального перераспределения порового давления.

• Динамическое воздействие в напряженной блочной среде инициирует медленный деформационный процесс. Если на слабо напряженных контактах превалирует динамическая компонента, то по мере приближения статической нагрузки к пределу прочности, амплитуда медленного движения может превышать инициирующие динамические перемещения.

• Лишь косвенные данные имеются о взаимном влиянии различных режимов скольжения по разлому. С одной стороны, события медленного скольжения могут оказаться триггерами землетрясений в примыкающих областях. С другой, они сами могут быть инициированы волнами от сильных землетрясений.

• Предположение о том, что «asperities», «зацепы», «барьеры» являются не столько более прочными, сколько более «жесткими» участками разлома, дает основу развития представлений о взаимодействии режимов скольжения на сегментах гетерогенных разломных зон, а также о зарождении, распространении и остановке сейсмогенных разрывов. Участками торможения и остановки разрыва могут оказаться либо стабильные, либо условно стабильные сегменты разлома. Взаимное расположение и плотность участков разлома с разными фрикционными характеристиками определяет весь ход развития сейсмогенного разрыва, в том числе и магнитуду землетрясения.

Приложение 1

В Приложении собраны данные о параметрах событий медленного скольжения (табл. 1) и постсейсмического скольжения (табл. 2). Часть параметров бралась непосредственно из источников, часть пересчитывалась по соответствующим соотношениям, приведенным в тексте. Библиография источников данных приведена в списке литературы.

Таблица П.1.1

События медленного скольжения

Обозначения: S – площадь области скольжения, M_w – моментная магнитуда; M_0 – скалярный сейсмический момент; C_r – скорость распространения разрыва.

Дата (ММ.ГГГГ)	Регион	Длит., день	$S^{0,5}$, км	M_w	M_0, Н·м	D, см	C_r, км/с	Источник
1989	Япония	10	70	7,37	1,43E+20	1,2	1,16e-4	Kawasaki et al., 2001
1992	Япония	1,5	61	6,92	3,02E+19		5,79e-4	Kawasaki et al., 2001
12.1992	Сан-Андреас	7		4,8	2,00E+16			Linde et al., 1996
1994	Япония	365	102	7,67	4,03E+20	3,4	4,76e-6	Kawasaki et al., 2001
1995–1996	Мексика	240		7,1	5,62E+19			Larson et al., 2004
1996	Япония	300	60	6,6	1,00E+19		2,31e-6	Hirose et al., 1999
05.1996	Япония	7		6,4	5,01E+18		1,16e-4	Sagiya, 2004
1996–1997	Новая Зеландия	398		6,7	1,41E+19			Wallace, Beaven, 2010
1996–1998	Япония	570	182	7,1	5,62E+19		4,67e-6	Ozawa et al., 2007
1996–1998	Япония	365		7,2	7,94E+19		7,36e-6	Miyazaki et al., 2003
1997	Япония	45	79	6,6	1,00E+19	5,5	2,31e-5	Heki and Kataoka, 2008
03.1997	Япония	300		6,6-7,2	2,00E+19	5-20		Hirose et al., 1999; Miyazaki et al., 2003
1998	Мексика	160	34	7,1	5,62E+19		7,41e-6	Larson et al., 2004
07.1998	Каскадия			6,8	2,00E+19	3		Dragert et al., 2004
09.1998	Гавайи	2	7	5,7	4,47E+17	5	4,92E-05	Segall et al., 2006
1998–2001	Аляска	1100	492	7,2	7,94E+19	12-16.5	5,79e-6	Ohta et al., 2006

Дата (ММ.ГГГГ)	Регион	Длит., день	$S^{0.5}$, км	M_w	M_0, Н·м	D, см	C_r, км/с	Источник
07.1998	Каскадия	56	98	6,49	6,8E+18	2,6	3,38E-05	Smidt, Gao, 2010
02.1999	Япония	9		5,6	3,16E+17		2,19e-5	Nakagawa et al., 2000
08.1999	Каскадия			6,7-6,9	2,00E+19	2-8		Dragert et al., 2001, 2004
08.1999	Каскадия	52	132	6,63	1,1E+19	2,1	5,60E-05	Smidt, Gao, 2010
12.1999 этап A	Сан-Андреас					0,33		Linde et al., 1996
12.1999 этап B	Сан-Андреас					0,45		Linde et al., 1996
12.1999 этап C	Сан-Андреас					2,8	3,50E-04	Linde et al., 1996
12.1999 этап D	Сан-Андреас					0,89		Linde et al., 1996
12.1999 этап E	Сан-Андреас					0,5	2,00E-04	Linde et al., 1996
12.1999	Каскадия	23	84	6,31	3,67E+18	1,75	7,65E-05	Smidt, Gao, 2010
1999	Каскадия	50		6,7	1,41E+19	3		Dragert et al., 2004
1999	Каскадия			6,5	7,08E+18	4		Dragert et al., 2004
1999	Каскадия	40		6,6	1,00E+19	2-4		Dragert et al., 2001, 2004
1999	Каскадия	50		6,8	2,00E+19	3-4		Dragert et al., 2004
1999	Каскадия			6,7	1,41E+19	3-4		Schmidt, 2006
2000	Коста-Рика	25,5		6,8	2,00E+19	(300) ?	5,45E-06	LaBonte et al., 2009
10.2000	Япония	2000		>7	3,98E+19	20-30		Miyazaki et al., 2006; Ohta et al., 2004
11.2000	Гавайи	1,5	11	5,8	6,31E+17	6	1,23E-04	Montgomery-Brown et al., 2009
12.2000	Гавайи	1,5	17	5,6	3,16E+17		1,54E-04	Montgomery-Brown et al., 2009
12.2000	Каскадия	19	102	6,27	3,20E+18	2,65	1,16E-04	Smidt, Gao, 2010
2000–2001	Япония	510		6,8	2,00E+19			Miyazaki et al., 2006
2001	Мексика	195	371	6,8-7,6	1,12E+20	9-30	8,68e-5	Kostoglodov et al., 2003; Larson et al., 2004
2001	Япония	66		6,7	1,41E+19			Sato et al., 2004
04.2001	Каскадия	28	92	6,22	2,69E+18	0,95	8,61E-05	Smidt, Gao, 2010
08.2001	Япония	66		6,7	1,41E+19			Sato et al., 2004
2001–2002	Мексика		119	7,65	3,76E+20	6,2(9,2)		Radiguet et al., 2012

Дата (ММ.ГГГГ)	Регион	Длит., день	$S^{0.5}$, км	M_w	M_0, Н·м	D, см	C_r, км/с	Источник
2002	Япония	12		6	1,26E+18			Maeda, Obara, 2009
2002	Мексика		245	7,5	2,24E+20			Cotton et al., 2008
02.2002	Каскадия	23	116	6,3	3,55E+18	1,67	9,54E-05	Smidt, Gao, 2010
08.2002	Япония	5		6	1,26E+18	3,7		Obara et al., 2004
08.2002	Япония	6		6	1,26E+18		1,60E-04	Hirose, Obara, 2010
08.2002	Япония	4	42	5,8	6,31E+17	3	1,39e-4	Obara et al., 2004
08.2002	Япония	3	33	5,7	4,47E+17	0,7	2,39e-4	Obara et al., 2004
10.2002	Новая Зеландия	10	46			18	8,10e-5	Douglas et al., 2005
2002–2004	Япония	660	182	7,1	5,62E+19		4,03e-6	Ozawa et al., 2007
2003	Япония	13		6,1	1,78E+18			Maeda, Obara, 2009
10.2002	Япония	50		6,6	1,00E+19	10-20		Ozawa et al., 2003
10.2002	Новая Зеландия	10				18		Beavan et al., 2007; Douglas et al., 2005
10.2002	Новая Зеландия	14	46,6	6,8	2,00E+19	10,2	3,85E-05	Wallace, Beaven, 2010
2003	Новая Зеландия	202	41	6,6	1,00E+19	15,7(29)	2,35E-06	Wallace, Beaven, 2010
02.2003	Каскадия	15	53	6,08	1,66E+18	1,57	5,44E-05	Smidt, Gao, 2010
02.2003	Каскадия	15	45	5,88	8,32E+17	1,08	3,46E-05	Smidt, Gao, 2010
02.2003	Каскадия	19	99	6,2	2,51E+18	1,06	1,02E-04	Smidt, Gao, 2010
2003–2008	Япония			3,5	2,24E+14			Ito et al., 2009
05.2003	Новая Зеландия	365				50		Beavan et al., 2007
07.2003	Гавайи	1,5	11	5,4	1,58E+17		8,87E-05	Montgomery-Brown et al., 2009
08.2003	Япония	10		6,1	1,78E+18	3,9		Hirose, Obara, 2005
08.2003	Япония	90	63	6,8	2,00E+19	10,9	9,13e-6	Hirose, Obara, 2005
08.2003	Япония	3	40	5,9	8,91E+17	1,28	3,09e-4	Hirose, Obara, 2005
08.2003	Япония	5	33	6	1,26E+18	2,64	6,48e-5	Hirose, Obara, 2005
08.2003	Япония	6		6,1	1,78E+18		1,10E-04	Hirose, Obara, 2010
09.2003	Коста-Рика	30				1,5		Brown et al., 2005
11.2003	Япония	4	54	6,2	2,51E+18	2,41	1,91e-4	Hirose, Obara, 2005
2004	Мексика	180	71	6,6	1,00E+19		6,43e-6	Correa-Mora et al., 2008
01.2004	Каскадия	13	58	6,01	1,30E+18	1,45	6,39E-05	Smidt, Gao, 2010
01.2004–06.2005	Новая Зеландия	540	87	7	3,98E+19	35	(2,14e-7)?	Wallace & Beavan, 2006

Дата (ММ.ГГГГ)	Регион	Длит., день	$S^{0.5}$, км	M_w	M_0, Н·м	D, см	C_r, км/с	Источник
2004–2005	Новая Зеландия	492		7,2	7,94E+19			Wallace, Beaven, 2010
2004–2005 ст.1	Новая Зеландия		80	6,9	2,82E+19	9,2		Wallace, Beaven, 2010
2004–2005 ст.2	Новая Зеландия		48	6,9	2,82E+19	24,4		Wallace, Beaven, 2010
2004–2005 ст.3	Новая Зеландия		46	6,8	2,00E+19	23,3		Wallace, Beaven, 2010
02.2004	Япония	3,5	36	6	1,26E+18	2,1	9,26e-5	Hirose, Obara, 2005
04.2004	Япония	8		6,1	1,78E+18			Hirose, Obara, 2010
04.2004	Япония	5	43	5,8	6,31E+17	0,79	1,60e-4	Hirose, Obara, 2005
05.2004	Каскадия	37	106	6,37	4,52E+18	1,79	4,97E-05	Smidt, Gao, 2010
07.2004	Каскадия	32	84	6,21	2,60E+18	2,51	3,33E-05	Smidt, Gao, 2010
11.2004	Новая Зеландия	17	32,3	6,7	1,41E+19	12	2,20E-05	Wallace, Beaven, 2010
11.2004	Япония	2	41	5,9	8,91E+17	1,2	2,14e-4	Hirose, Obara, 2006
12.2004	Япония	3	29	5,8	6,31E+17	1,8	1,16e-4	Hirose, Obara, 2006
12.2004	Новая Зеландия	20	40,8	6,3	3,55E+18	1,5	2,36E-05	Wallace, Beaven, 2010
01.2005	Гавайи	2,2	13	6	1,26E+18		9,20E-05	Montgomery-Brown et al., 2009
2005	Япония	13		6	1,26E+18			Maeda & Obara, 2009
2005	Япония	10		6	1,26E+18			Maeda & Obara, 2009
07.2005	Япония	4	41	5,7	4,47E+17	0,8	1,19e-4	Hirose, Obara, 2006
04.2005	Каскадия	16	62	6,15	2,11E+18	1,53	4,77E-05	Smidt, Gao, 2010
05.2005	Япония	5		6	1,26E+18		9,26E-05	Hirose, Obara, 2010
09.2005	Каскадия	45	97	6,44	5,75E+18	3,89	2,60E-05	Smidt, Gao, 2010
10.2005	Япония	3		6	1,26E+18			Hirose, Obara, 2010
2005-2006	Новая Зеландия	365		6,7	1,41E+19			Wallace, Beaven, 2010
2006	Мексика	180	186	7,5	2,24E+20		1,48e-5	Cotton et al., 2008
2006	Япония	8		6,1	1,78E+18			Maeda & Obara (2009)
2006	Мексика	30		7,1	5,62E+19			Correa-Mora et al., 2009
06.2006	Каскадия	11	68	6,06	1,55E+18	1,42	1,05E-04	Smidt, Gao, 2010
04.2006	Япония	5		6,1	1,78E+18		2,09E-04	Hirose, Obara, 2010
04.2006	Япония	3		6	1,26E+18		2,54e-4	Shelly et al. (2007)
2006	Мексика		64	7,5	2,24E+20	5,7(7,8)		Radiguet et al., 2012

Дата (ММ.ГГГГ)	Регион	Длит., день	$S^{0.5}$, км	M_w	M_0, Н·м	D, см	C_r, км/с	Источник
06.2006	Новая Зеландия	7	30,13	6,4	5,01E+18	11,1	4,98E-05	Wallace, Beaven, 2010
07.2006	Новая Зеландия	6	70	6,6	1,00E+19	2,9	1,35E-04	Wallace, Beaven, 2010
08.2006	Новая Зеландия	7	57	6,8	2,00E+19	14,7	9,42E-05	Wallace, Beaven, 2010
2007	Мексика	30		7	3,98E+19			Correa-Mora et al., 2009
2007	Япония	11		5,9	8,91E+17			Maeda, Obara, 2009
07.2007	Каскадия	20	49	5,88	8,32E+17	1,63	2,36E-05	Smidt, Gao, 2010
01.2007	Каскадия	26	116	6,26	3,09E+18	3,95	4,19E-05	Smidt, Gao, 2010
03.2007	Япония	3		5,9	8,91E+17			Hirose, Obara, 2010
05.2007	Коста-Рика	40	79	6,7	1,41E+19	12	2,29E-05	Outerbridge et al., 2010
08.2007	Япония	10		6,6	1,00E+19	2,5		Hirose et al., 2014
12.2007	Новая Зеландия	34	26	6,5	7,08E+18	7	8,85E-06	Wallace, Beaven, 2010
02.2008	Новая Зеландия	5	44	6,4	5,01E+18	3,8	1,02E-04	Wallace, Beaven, 2010
03.2008	Новая Зеландия	15	77	6,7	1,41E+19	5	5,94E-05	Wallace, Beaven, 2010
05.2008	Каскадия	40	153	6,4	5,01E+18	2,08	4,21E-05	Smidt, Gao, 2010
08.2008	Новая Зеландия	12	32	6,4	5,01E+18	5,1	3,09E-05	Wallace, Beaven, 2010
2008	Новая Зеландия	479		7	3,98E+19			Wallace, Beaven, 2010
2008 ст. 1	Новая Зеландия		35,6	6,3	3,55E+18	5,8		Wallace, Beaven, 2010
2008 ст. 2	Новая Зеландия		63,8	6,7	1,41E+19	9,7		Wallace, Beaven, 2010
2008 ст. 3	Новая Зеландия		95,7	6,6	1,00E+19	2,6		Wallace, Beaven, 2010
2008 ст. 4	Новая Зеландия		81,9	6,5	7,08E+18	2,9		Wallace, Beaven, 2010
04.2009	Каскадия	46	137	6,41	5,19E+18	1,4	4,72E-05	Smidt, Gao, 2010
08.2009	Каскадия	54	160	6,39	4,84E+18	2,81	6,26E-05	Smidt, Gao, 2011
2009	Коста-Рика	180		7,2	7,94E+19			Jiang et al., 2012
2009-2010	Новая Зеландия	365		6,8	2,00E+19			Wallace, Beaven, 2010
2009-2010	Мексика	365	67	7,54	2,57E+20	6,3(9.2)	2,12E-06	Radiguet et al., 2012

Продолжение табл. П.1.1

Дата (ММ.ГГГГ)	Регион	Длит., день	$S^{0.5}$, км	M_w	M_0, Н·м	D, см	C_r, км/с	Источник
2009-2011	Аляска	1095		7,5	2,24E+20	13,5		Fu, Freymueller, 2013
02.2010	Новая Зеландия	14	83	6,7	1,41E+19	6,5+3	6,86E-05	Wallace, Beaven, 2010
03.2010	Новая Зеландия	16	56	6,7	1,41E+19	9	4,05E-05	Wallace, Beaven, 2010
06.2010–09.2010	Новая Зеландия	50	70	6,5	7,08E+18	3	1,62E-05	Wallace et al., 2012
09.2010	Япония	365		7	3,98E+19			Ozawa et al., 2013
09.2010–12.2010	Новая Зеландия	100	100	6,91	2,92E+19	10	1,16E-05	Wallace et al., 2012
2010–2011	Аляска	690		6,9	2,82E+19	(0,5) ?		Wei et al., 2012
2010–2011	Новая Зеландия	480		7,1	5,62E+19			Wallace et al., 2012
01.2011–09.2011	Новая Зеландия	250	100	6,68	1,32E+19	4,5	4,63E-06	Wallace et al., 2012
06.2011	Новая Зеландия	33		6,8	2,00E+19			Wallace et al., 2012
13.06.2011–01.07.2011	Новая Зеландия	18	70	6,54	8,13E+18	4	4,50E-05	Wallace et al., 2012
01.07.2011–16.07.2011	Новая Зеландия	16	70	6,65	1,19E+19	5	5,06E-05	Wallace et al., 2012
08.2011	Новая Зеландия	20		6,44	5,75E+18			Wallace et al., 2012
14.08.2011–03.09.2011	Новая Зеландия	20	84	6,44	5,75E+18	2	4,86E-05	Wallace et al., 2012
09.2011	Новая Зеландия	21		6,23	2,79E+18			Wallace et al., 2012
15.09.2011–06.10.2011	Новая Зеландия	21	40	6,23	2,79E+18	4	2,20E-05	Wallace et al., 2012
10.2011	Япония	8		6,6	1,00E+19	4		Hirose et al., 2014
12.12.2011–23.12.2011	Новая Зеландия	11	80	6,48	6,61E+18	3	8,42E-05	Wallace et al., 2012

Таблица П.1.2

Постсейсмическое скольжение

Дата	Регион	Длит., день	S^0,5, км	M_w	M_0, Н·м	D, см	Источник
1978	Япония		82	7,7	4,47E+20	93,5	Ueda et al., 2001
1978, июнь	Япония	1400		7,5–7,6		100–200	Ueda et al., 2001;
1978	Япония		82	7,35	1,33E+20	28	Ueda et al., 2001

Продолжение табл. П.1.2

Дата	Регион	Длит., день	S^0,5, км	M_w	M_0, Н·м	D, см	Источник
1989, ноябрь	Япония	10		7,4	1,58E+20		Kawasaki et al., 2001
1992, июль	Япония	1		7,3–7,7		>50	Kawasaki et al., 1995; 2001
1994, декабрь	Япония	100		7,5	2,24E+20	120	Kawasaki et al., 2001
1994	Япония	365	85	7,7	4,47E+20	88,5	Heki et al., 1997
1997, декабрь	Камчатка	60		7,7	4,47E+20	193	Bürgmann et al., 2001
1995, октябрь	Мексика	150		7,7	4,47E+20	80	Hutton et al., 2001
2001, июнь	Перу	310		8,1		15,8	Rueg et al., 2002
2001, август	Япония	65		6,7	1,41E+19	33	Sato et al., 2004
2003, сентябрь	Япония	180		7,8	6,31E+20	40–60	Matsubara et al., 2005
2004, декабрь	Суматра	45		8,7	1,41E+22		Subarya et al., 2006
2005, март	Суматра	330		8,2	2,51E+21	50–140	Hsu et al., 2006

Приложение 2

Сведения об энергетических параметрах некоторых землетрясений

В приведенной таблице содержатся сведения о некоторых землетрясениях, использованные для анализа соотношения между излученной энергией и величиной сейсмического момента в главе 4. Скалярный сейсмический момент M_0 большей части событий, приведенных в таблице, определялся по Гарвардскому мировому каталогу сейсмических моментов (www.globalcmt.org), а величина сейсмической энергии E_s, либо по данным каталога NEIC Геологической службы США (neic.usgs.gov), либо по литературным источникам, в которых сейсмическая энергия определялась интегрированием волновых форм или их спектров. Из данных, опубликованных геофизической службой РАН, мы привели сведения об энергетическом классе ($K = lgE_s$) только тех событий, для которых были найдены значения M_0 и E_s в базах данных (www.globalcmt.org) и (neic.usgs.gov).

Из-за ограничесного объема книги мы не стали приводить данные о слабой сейсмичности, которые также были использованы при проведении анализа. При анализе параметров слабой и региональной сейсмичности использовались только те литературные источники, в которых величина M_0 рассчитывалась по низкочастотной части спектра, а сейсмическая энергия определялась интегрированием волновых форм или их спектров. Такие данные стали активно появляться в последние годы по мере развития цифровых методов регистрации и обработки. В тех случаях, когда это не было сделано авторами, при анализе параметров слабых событий нами учитывался эффект влияния ограниченной полосы регистрирующей аппаратуры методом, предложенным в [Ide, Beroza, 2001].

Эта часть базы данных, содержащая сведения о землетрясениях малых магнитуд, вплоть до $M_w > -3{,}5$, доступна на сайте ИДГ РАН (http://idg.chph.ras.ru).

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
07.07.87	Байкал	5,23		9,0E+16	1,00E+13	1,11E-04					4, 11
11.02.88	Аляска	4,75		2,0E+16	8,00E+10	4,00E-06					6, 4
14.08.88	Юта	5,21		8,2E+16	1,12E+13	1,36E-04					2, 4
15.08.88	Юта	3,35		1,3E+14	1,55E+09	1,16E-05					2, 4
18.08.88	Юта	4,35		4,2E+15	1,51E+12	3,59E-04					2, 4
03.12.88	Калифорния	4,75		2,4E+16	2,00E+12	8,33E-05				сдвиг	6, 4

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
19.01.89	Калифорния	5,00		4,0E+16	2,7E+12	6,76E-05	33,920	-118,630	12		2, 4
30.01.89	Юта	5,12		6,0E+16	5,8E+12	9,55E-05	38,824	-111,614	24		2
20.04.89	Байкал	6,30		3,1E+18	6,00E+13	1,94E-05	57,03	121,23	48	сдвиг с надвигом	2, 4, 5
18.10.89	Калифорния	6,89		2,7E+19	5,62E+15	2,07E-04	37,036	-121,883	18,5		2
19.10.89	Калифорния	4,75		1,7E+16	1,41E+11	8,41E-06	36,963	-121,843	13		2
25.10.89	Байкал	5,40		1,6E+17	2,00E+14	1,25E-03					11
25.10.89	Калифорния	4,34		4,1E+15	2,40E+10	5,89E-06	36,982	-121,788	14		2
28.02.90	Калифорния	5,67		4,0E+17	3,55E+13	8,81E-05	34,14	-117,7	5		2
24.10.90	Калифорния	5,30		1,1E+17	8,32E+12	7,30E-05	38,17	-119,32	15	сдвиг со сбросом	2
26.10.90	Байкал	5,20		7,9E+16	1,26E+14	1,59E-03					11
16.02.91	Камчатка	6,10		1,5E+18	1,4E+13	9,33E-06	48,268	154,328	37,7		1
08.03.91	Камчатка	6,60	14,4	1,0E+19	1E+14	1,00E-05	60,904	167,023	15		1, 4, 5
20.05.91	Калифорния	3,65		3,0E+14	5,80E+08	1,93E-06					6
20.05.91	Калифорния	3,40		1,6E+14	2,40E+08	1,50E-06					6
28.06.91	Калифорния	5,60		3,6E+17	2,80E+13	7,89E-05	34,26	-118	20,9	надвиг со сдвигом	2
28.06.91	Калифорния	4,40		4,0E+15	4,60E+10	1,15E-05					6
06.07.91	Калифорния	3,90		7,0E+14	3,30E+09	4,71E-06					6
12.09.91	Байкал	5,13		6,4E+16	3,98E+13	6,22E-04					11
27.11.91	Камчатка	5,70		5,0E+17	4E+12	8,00E-06	48,237	154,807	41,2		1
14.02.92	Байкал	5,34		1,3E+17	7,94E+13	6,11E-04					11
02.03.92	Камчатка	6,80	14,6	2,3E+19	1,2E+14	5,22E-06	52,915	159,886	50,2		1, 4, 5
05.03.92	Камчатка	6,30	13,9	3,7E+18	5E+13 7,94E+13	1,35E-05 2,15E-05	52,9	159,619	52		1, 4, 5
23.04.92	Калифорния	4,65		3,1E+15	1,00E+11	3,23E-05					6
23.04.92	Калифорния	6,10		2,1E+18	5,10E+14	2,42E-04	34,07	-116,52	15	сдвиг со сбросом	6

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
23.04.92	Калифорния	4,00		1,0E+15	5,20E+09	5,20E-06					6
23.04.92	Калифорния	4,40		1,1E+15	4,10E+10	3,73E-05					6
23.04.92	Калифорния	4,30		4,9E+15	4,60E+10	9,39E-06					2
25.04.92	Калифорния	7,20		6,7E+19	3,72E+15	5,53E-05	40,368	124.316	15,1	надвиг со сдвигом	2
26.04.92	Калифорния	4,40		2,5E+15	3,30E+10	1,32E-05	34,05	116,335			6
26.04.92	Калифорния	6,55		8,4E+18	7,08E+14	8,41E-05	40,425	124,407		сдвиг	2
27.04.92	Калифорния	4,25		2,6E+15	2,60E+10	1,00E-05					2
04.05.92	Калифорния	4,95		1,5E+16	7,30E+11	4,87E-05					2
06.05.92	Калифорния	4,60		1,0E+16	5,50E+11	5,50E-05	33,943	-116,315	7,3		2
12.05.92	Калифорния	4,45		3,9E+15	3,30E+10	8,46E-06					6
11.06.92	Калифорния	4,46		6,2E+15	8,13E+10	1,32E-05					2
28.06.92	Калифорния	7,30		1,1E+20	2,57E+16	2,42E-04	34,65	-116,65	15	сдвиг	2
28.06.92	Калифорния	6,50		6,8E+18	1,38E+15	2,04E-04	34,27	-117,24	15	сдвиг	2
29.06.92	Невада	5,70		4,8E+17	1,20E+14	2,49E-04	36,72	-116,3	15	сброс со сдвигом	2
29.06.92	Невада	4,75		1,7E+16	1,00E+12	5,96E-05	36,6	-116,4		сброс со сдвигом	2
30.06.92	Калифорния	5,10		5,6E+16	2,69E+12	4,79E-05					2
03.07.92	Невада	3,16		6,9E+13	1,32E+09	1,91E-05					2
04.07.92	Невада	2,85		2,4E+13	4,68E+07	1,97E-06					2
05.07.92	Калифорния	5,35		1,3E+17	2,63E+13	1,97E-04					2
05.07.92	Невада	3,50		2,2E+14	2,88E+09	1,29E-05					2
05.07.92	Невада	4,39		4,8E+15	3,09E+11	6,38E-05					2
11.07.92	Калифорния	5,25		9,4E+16	2,09E+13	2,21E-04					2

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
13.07.92	Камчатка	6,10	13,7	2,0E+18	1,4E+13	7,00E-06	51,171	157,626	55,6		1, 4, 5
20.07.92	Невада	4,50		7,1E+15	9,55E+10	1,35E-05	39,32	-119,16		сдвиг	2
18.08.92	Калифорния	4,75		1,7E+16	1,91E+12	1,14E-04					2
02.09.92	Никарагуа	7,59		3,1E+20	4,30E+14	1,39E-06	11,2	-87,81	20	надвиг	1
02.09.92	Юта	5,50		2,2E+17	1,91E+13	8,51E-05	37,43	-113,79		сброс со сдвигом	2
13.09.92	Невада	4,32		3,8E+15	8,51E+10	2,24E-05					2
14.09.92	Невада	3,26		9,8E+13	2,40E+08	2,45E-06					2
19.09.92	Калифорния	4,70		1,4E+16	8,51E+10	6,03E-06					2
08.10.92	Невада	3,41		1,6E+14	1,74E+09	1,06E-05					2
20.10.92	Калифорния	4,50		7,1E+15	9,33E+10	1,32E-05					2
06.11.92	Невада	3,29		1,1E+14	3,89E+08	3,59E-06					2
08.11.92	Калифорния	2,26		3,2E+12	5,64E+07	1,78E-05			5,61		10
27.11.92	Калифорния	5,30		1,1E+17	8,71E+12	7,76E-05					2
04.12.92	Калифорния	5,20		7,9E+16	3,47E+12	4,37E-05	34,37	-116,9		надвиг со сдвигом	2
19.12.92	Камчатка	6,00	12,6	1,3E+18	1,9E+13	1,46E-05	51,906	158,411	56,5		1, 4, 5
15.01.93	Хоккайдо	7,59		3,1E+20	4,30E+16	1,39E-04	43,3	143,691	1,2,2		1
16.01.93	Калифорния	5,00		4,0E+16	1,45E+12	3,63E-05					2
10.02.93	Невада	4,60		1,0E+16	1,02E+12	1,02E-04				сброс	2
25.03.93	Орегон	5,60		3,2E+17	6,03E+12	1,91E-05	45,17	-122,07		надвиг со сдвигом	2
04.04.93	Калифорния	4,50		7,1E+15	4,27E+10	6,03E-06					2
25.04.93	Аризона	4,80		2,0E+16	1,41E+12	7,08E-05					2
29.04.93	Аризона	5,30		1,1E+17	8,91E+12	7,94E-05	35,99	-111,93		сброс	2
17.05.93	Калифорния	6,08		1,7E+18	1,58E+14	9,55E-05	36,68	-118,1		сброс	2
18.05.93	Калифорния	5,08		5,2E+16	3,31E+12	6,31E-05					2
18.05.93	Калифорния	3,84		7,2E+14	8,51E+09	1,17E-05					2

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
18.05.93	Калифорния	4,95		3,3E+16	1,10E+12	3,27E-05					2
19.05.93	Калифорния	4,50		7,1E+15	2,95E+11	4,17E-05					2
19.05.93	Калифорния	4,90		2,8E+16	2,51E+12	8,91E-05					2
20.05.93	Калифорния	4,14		2,0E+15	5,01E+10	2,45E-05					2
20.05.93	Калифорния	4,70		1,4E+16	1,20E+11	8,51E-06					2
20.05.93	Невада	4,20		2,5E+15	9,12E+09	3,63E-06					2
28.05.93	Калифорния	4,75		1,7E+16	1,15E+12	6,84E-05					2
08.06.93	Камчатка	7,50	15	2,0E+20	2,5E+14	1,25E-06	51,218	157,829	45,9		1
12.06.93	Камчатка	6,20	13,5	2,6E+18	9,1E+12	3,50E-06	51,259	157,692	55		1
12.07.93	Япония	7,70		4,7E+20	1,80E+16	3,87E-05	42,71	139,28	16,5	надвиг	1
11.08.93	Калифорния	4,25		3,0E+15	3,39E+10	1,14E-05					2
11.08.93	Калифорния	4,90		2,8E+16	6,03E+11	2,14E-05					2
21.08.93	Калифорния	4,60		1,0E+16	6,76E+11	6,76E-05					2
21.09.93	Орегон	5,95		1,1E+18	2,88E+13	2,72E-05	42,12	-121,92		сброс	2
11.10.93	Калифорния	4,27		3,2E+15	2,00E+10	6,24E-06					2
29.10.93	Калифорния	3,95		1,1E+15	3,98E+10	3,76E-05					2
13.11.93	Камчатка	7,00	14,6	4,0E+19	9,8E+13 3,98E+14	2,45E-06 9,95E-06	51,934	158,647	54,2		1, 4, 5
14.11.93	Калифорния	4,80		2,0E+16	2,82E+11	1,41E-05					2
17.11.93	Камчатка	6,00	13,7	1,2E+18	5,3E+12	4,42E-06	51,816	158,659	40		1, 4, 5
04.12.93	Орегон	5,43		1,8E+17	5,89E+12	3,35E-05	42,21	-121,82		сброс	2
16.12.93	Камчатка	5,90		9,0E+17	8E+13	8,89E-05	53,804	171,382	15		4, 5
07.01.94	Камчатка	5,70	13,1	3,8E+17	4E+11	1,05E-06	52,028	159,019	45,1		1, 4, 5
09.01.94	Камчатка	5,30		1,2E+17	1,9E+12	1,58E-05	48,482	154,491	77,9		4, 5
11.01.94	Калифорния	4,12		1,9E+15	2,09E+10	1,10E-05					2
17.01.94	Калифорния, Northridge	6,60		1,2E+19	1,40E+15	1,19E-04	34,44	-118,64	16,8	надвиг	10, 5

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
17.01.94	Калифорния	5,87		8,2E+17	2,00E+13	2,44E-05	34,22	-118,7		надвиг	10, 5
17.01.94	Калифорния, Northridge Aftershock (NA)	3,93		1,0E+15	6,40E+10	6,40E-05			2.0		10, 5
17.01.94	Калифорния (NA)	3,93		1,0E+15	8,50E+09	8,50E-06			1,2		10, 5
17.01.94	Калифорния (NA)	4,03		1,4E+15	3,20E+10	2,29E-05			1,0		10, 5
17.01.94	Калифорния (NA)	4,03		1,4E+15	1,20E+10	8,57E-06			0,1		10, 5
17.01.94	Калифорния (NA)	4,13		2,0E+15	2,30E+10	1,15E-05			1,6		10, 5
17.01.94	Калифорния (NA)	4,33		4,0E+15	1,20E+11	3,00E-05			2,0		10, 5
17.01.94	Калифорния (NA)	4,43		5,6E+15	9,00E+10	1,61E-05			2,8		10, 5
17.01.94	Калифорния (NA)	4,53		7,9E+15	1,7E+11	2,15E-05			0,1		10, 5
17.01.94	Калифорния (NA)	4,73		1,6E+16	5,2E+11	3,25E-05			12,7		10, 5
17.01.94	Калифорния (NA)	4,96		3,5E+16	9,9E+11	2,83E-05			6,4		10, 5
18.01.94	Калифорния	5,20		7,9E+16	6,76E+12	8,51E-05					1
18.01.94	Калифорния (NA)	4,45		6,0E+15	6,90E+10	1,15E-05			0,5		10, 5
18.01.94	Калифорния (NA)	4,75		1,7E+16	4,4E+11	2,59E-05			7,1		10, 5
19.01.94	Калифорния (NA)	4,21		2,6E+15	4,60E+10	1,77E-05			1,6		10, 5
19.01.94	Калифорния (NA)	4,38		4,8E+15	1,90E+11	3,96E-05			18,2		10, 5
19.01.94	Калифорния (NA)	4,86		2,5E+16	2,2E+12	8,80E-05			9,7		10, 5
21.01.94	Калифорния (NA)	4,18		2,4E+15	2,60E+10	1,08E-05			9,0		10, 5
21.01.94	Калифорния (NA)	4,51		7,5E+15	1,8E+11	2,40E-05			9,7		10, 5
24.01.94	Калифорния	4,40		5,0E+15	1,74E+11	3,47E-05					2
24.01.94	Калифорния (NA)	4,08		1,7E+15	2,20E+10	1,29E-05			9,1		10, 5

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
24.01.94	Калифорния (NA)	4,16		2,2E+15	4,30E+10	1,95E-05			9,4		10, 5
24.01.94	Калифорния (NA)	4,20		2,5E+15	1,00E+11	4,00E-05			7,1		10, 5
27.01.94	Калифорния (NA)	4,27		3,2E+15	1,10E+11	3,44E-05			13,4		10, 5
29.01.94	Калифорния (NA)	4,08		1,7E+15	2,20E+10	1,29E-05			2,7		10, 5
03.02.94	Айдахо	5,80		6,3E+17	5,50E+13	8,71E-05					2
03.02.94	Калифорния (NA)	4,03		1,4E+15	1,80E+10	1,29E-05			8,8		10, 5
04.02.94	Калифорния	3,95		1,1E+15	1,82E+10	1,72E-05					2
06.02.94	Калифорния (NA)	3,85		7,7E+14	2,00E+10	2,60E-05			9,0		5, 10
09.03.94	Фиджи	7,56		2,8E+20	2,00E+16	7,14E-05	-18,039	-178,413	562,5		1
20.03.94	Калифорния	5,30		1,1E+17	4,90E+12	4,37E-05	34,32	-118,68		надвиг	2
20.03.94	Калифорния (NA)	5,32		1,2E+17	4,2E+12	3,50E-05			12,5		10, 5
06.04.94	Калифорния	4,60		1,0E+16	8,51E+11	8,51E-05					2
21.04.94	Калифорния	4,50		7,1E+15	1,32E+11	1,86E-05					2
26.04.94	Байкал	5,38		1,5E+17	5,01E+14	3,34E-03					11
25.05.94	Калифорния	4,45		6,0E+15	8,32E+10	1,40E-05					2
25.05.94	Калифорния (NA)	4,37		4,6E+15	7,60E+10	1,65E-05			8,5		10, 5
02.06.94	Калифорния	3,80		6,3E+14	7,94E+09	1,26E-05					2
02.06.94	Ява	7,79		6,2E+20	5,10E+14	8,23E-07	-11,03	113,04	15	надвиг	1
09.06.94	Боливия	8,24		2,9E+21	1,30E+17	4,48E-05	-13,841	-67,553	631,3		1
15.06.94	Калифорния (NA)	3,89		8,7E+14	2,30E+10	2,64E-05			8,9		10, 5
16.06.94	Калифорния	4,80		2,0E+16	1,02E+12	5,13E-05					2
19.06.94	Калифорния	4,95		3,3E+16	1,32E+12	3,94E-05					2
26.06.94	Калифорния	4,25		3,0E+15	1,78E+10	5,96E-06					2
21.08.94	Байкал	6,00	15,5	1,2E+18	5,4E+12	4,50E-06	56,79	117,81	15	сброс со сдвигом	1, 4, 5

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
01.09.94	Калифорния	7,00		4,0E+19	3,63E+15	9,12E-05					2
07.09.94	Калифорния	4,05		1,5E+15	3,98E+10	2,66E-05					2
12.09.94	Невада	6,05		1,5E+18	8,51E+13	5,69E-05					2
12.09.94	Невада	5,20		7,9E+16	2,24E+12	2,82E-05	38,74	-119,75		сдвиг со сбросом	2
13.09.94	Невада	4,20		2,5E+15	6,17E+10	2,45E-05					2
17.09.94	Невада	3,55		2,7E+14	2,24E+09	8,41E-06					2
23.09.94	Орегон	4,60		1,0E+16	6,46E+10	6,46E-06					2
01.10.94	Калифорния	4,40		5,0E+15	4,07E+11	8,13E-05					2
04.10.94	Курильские о-ва	8,21		2,6E+21	1,50E+17	5,77E-05	43,6	147,63	56	сдвиг с надвигом	1
14.11.94	Калифорния	4,60		1,0E+16	2,00E+11	2,00E-05					2
18.11.94	Калифорния	4,10		1,8E+15	4,90E+10	2,75E-05					2
06.12.94	Калифорния (NA)	4,28		3,4E+15	2,00E+11	5,88E-05			9,5		10, 5
20.12.94	Калифорния	5,00		4,0E+16	6,17E+11	1,55E-05					2
26.12.94	Калифорния	5,35		1,3E+17	7,76E+12	5,82E-05					2
28.12.94	Япония	7,70		4,9E+20	5,10E+15	1,04E-05	40,525	143,419	27,7	надвиг со сдвигом	1
17.01.95	Фиджи	6,30		2,4E+19	1,50E+15	6,25E-05	20.833	179.236	633,5	надвиг со сдвигом	1
03.02.95	Вайоминг	4,60		1,0E+16	6,61E+12	6,61E-04					2
01.04.95	Камчатка	6,00	12,9	1,1E+18	6E+12	5,45E-06	52,01	159,68	47,6		1, 4, 5
26.06.95	Калифорния (NA)	5,01		4,1E+16	1,2E+12	2,93E-05			13,3		10, 5
29.06.95	Байкал	5,74		5,2E+17	1,00E+14	1,92E-04					11
29.06.95	Камчатка	5,90		1,0E+18	8,1E+12	8,10E-06	48,6	154,88	71,3		1, 4, 5
30.07.95	Чили	8,00		1,2E+21	2,60E+16	2,15E-05	-24,17	-70,74	28,5	надвиг	1
09.10.95	Мексика	8,00		1,2E+21	8,20E+15	7,13E-06	19,34	-104,8	15	надвиг	1
13.11.95	Байкал	5,80	15,1	5,5E+17	7,1E+12	1,29E-05	56,25	114,31	21	сброс со сдвигом	2, 4, 5

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
03.12.95	Курильские о-ва	7,89		8,8E+20	4,90E+15	5,57E-06	44,82	150,17	26	надвиг	1
21.02.96	Перу	7,50		2,2E+20	4,10E+14	1,86E-06	-9,95	-80,23	15	надвиг	12
10.06.96	Алеутские о-ва	7,89		8,8E+20	1,10E+16	1,25E-05	51,1	-177,41	29	надвиг	1
21.06.96	Камчатка	6,70	13,9	1,5E+19	1,1E+14	7,33E-06	51,49	159,72	23,6		1, 4, 5
22.06.96	Камчатка	6,10	12,8	2,1E+18	8,7E+12	4,14E-06	51,398	159,239	22,6		1, 4, 5
07.07.96	Камчатка	5,70	13,1	4,9E+17	8,2E+12	1,67E-05	58,47	157,85	15		1, 4, 5
16.07.96	Камчатка	6,50	13,4	7,2E+18	3,2E+14	4,44E-05	56,16	164,98	15		1, 4, 5
17.08.96	Индонезия	7,84		7,3E+20	6,20E+16	8,49E-05					1
12.11.96	Перу	7,70		4,6E+20	1,00E+16	2,19E-05	-15,04	-75,37	37,4	надвиг со сдвигом	1
03.01.97	Камчатка	5,40	12,1	1,4E+17	2,7E+12	1,93E-05	60,86	167,71	15		1, 4, 5
09.02.97	Камчатка	5,80	13	7,2E+17	2,5E+12	3,47E-06	54,85	162,86	43,1		1, 4, 5
27.02.97	Пакистан	7,10		5,2E+19	4,85E+14	9,33E-06	29,74	68,13	15	надвиг	4, 12
11.03.97	Филиппины	6,80		2,2E+19	9,10E+14	4,14E-05	7,64	127,63	15	сброс	4, 12
21.04.97	Соломоновы о-ва	7,70		4,4E+20	1,85E+16	4,20E-05	-13,21	166,2	51	надвиг со сдвигом	4, 12
26.04.97	Калифорния	4,60		1,0E+16	1,90E+11	1,90E-05					10
27.04.97	Калифорния	4,50		7,1E+15	2,60E+11	3,66E-05					10
28.04.97	Острова Принца Эдуарда	6,70		1,5E+19	1,47E+14	9,77E-06	-42,03	42,75	15	сдвиг	4, 12
01.05.97	Мексика	6,90		2,8E+19	5,80E+14	2,07E-05	18,96	-107,15	15	сдвиг	4, 12
10.05.97	Иран	7,20		7,4E+19	2,52E+15	3,43E-05	33,58	60,02	15	сдвиг	4, 5
06.07.97	Чили	6,80		1,9E+19	8,95E+13	4,71E-06	-30,22	-72,21	15	надвиг	4, 12
09.07.97	Венесуэла	6,90		3,1E+19	2,20E+14	7,10E-06	10,7	-63,63	15	сдвиг	4, 5
19.07.97	Мексика	6,70		1,2E+19	3,10E+13	2,58E-06	15,86	-98,26	15	надвиг	4, 5
20.09.97	Новая Зеландия	7,00		3,5E+19	3,85E+14	1,10E-05	-28,83	176,99	46	надвиг	4, 12
21.09.97	Калифорния	2,48		6,7E+12	2,39E+08	3,58E-05			6,35		10
21.09.97	Калифорния	2,20		2,6E+12	1,28E+07	4,96E-06			6,59		10
21.09.97	Калифорния	2,74		1,6E+13	3,15E+08	1,92E-05			6,4		10
21.09.97	Калифорния	2,03		1,4E+12	1,33E+07	9,41E-06			6		10

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
04.11.97	Калифорния	2,94		3,3E+13	5,06E+08	1,55E-05			4,73		10
08.11.97	Китай	7,50		2,2E+20	1,12E+15	5,00E-06	35,33	86,96	16,4	сдвиг с надвигом	4, 12
25.11.97	Индонезия	7,00		4,1E+19	1,05E+15	2,56E-05	1,37	122,71	29	надвиг	4, 12
05.12.97	Камчатка	7,70		5,3E+20	1,5E+15	2,83E-06	54,31	161,91	33,6		1, 4, 5
05.12.97	Камчатка	6,40	14,2	5,4E+18	1,1E+14	2,04E-05	53,68	161,96	16		1, 4, 5
06.12.97	Камчатка	6,10	13,6	1,5E+18	9,1E+12	6,07E-06	53,85	162,29	18		14, 5
07.12.97	Камчатка	6,10	13,8	2,1E+18	2E+13	9,52E-06	54,5	163,08	15		1, 4, 5
23.12.97	Калифорния	2,98		3,8E+13	7,18E+09	1,90E-04			3,08		10
23.12.97	Калифорния	3,49		2,2E+14	2,12E+09	9,61E-06			7,4		10
12.01.98	Фиджи	6,70		1,2E+19	2,01E+14	1,68E-05	-15,78	-179,19	15	сдвиг	4, 12
30.01.98	Чили	7,00		4,4E+19	1,80E+15	4,09E-05	-24,02	-70,62	41	надвиг	4, 12
07.02.98	Калифорния	3,47		2,0E+14	2,48E+09	1,22E-05			8,61		10
16.02.98	Сев. Атлант	6,70		1,5E+19	1,40E+14	9,49E-06	52,76	-33,78	15	сдвиг со сбросом	4, 12
20.03.98	Новая Зеландия	6,70		1,3E+19	1,85E+14	1,41E-05	-50,06	162,89	15	сдвиг	4, 12
25.03.98	Новая Зеландия	8,10		1,7E+21	8,75E+16	5,15E-05	-62,99	148,64	28	сдвиг	4, 12
01.04.98	Суматра	6,90		3,3E+19	4,25E+14	1,29E-05	-0,78	98,84	41	надвиг	4, 12
01.04.98	Чили	6,70		1,2E+19	2,60E+14	2,17E-05	-40,64	-75,37	15	сброс	4, 12
15.04.98	Камчатка	5,80	12,9	6,8E+17	5,6E+12	8,24E-06	58,64	165,05	30,3		4, 12
03.05.98	Тайвань	7,40		1,8E+20	6,70E+15	3,72E-05	22,37	125,53	22	сдвиг	4, 12
24.05.98	Калифорния	2,42		5,4E+12	2,74E+08	5,07E-05			7,93		10
01.06.98	Камчатка	6,40	13,8	5,8E+18	1,7E+13	2,93E-06	52,87	160,43	38		1, 4, 5
08.06.98	Калифорния	3,10		5,6E+13	5,79E+09	1,03E-04			6,66		10
09.06.98	Калифорния	3,47		2,1E+14	2,02E+10	9,81E-05			6,75		10
09.06.98	Калифорния	2,51		7,4E+12	3,15E+07	4,25E-06			7,67		10
09.06.98	Калифорния	3,12		6,0E+13	3,34E+09	5,54E-05			7,02		10
09.06.98	Калифорния	3,15		6,9E+13	5,05E+10	7,35E-04			5,85		10

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
17.07.98	Папуа – Новая Гвинея	7,00		3,7E+19	9,10E+13	2,46E-06	-2,5	142,07	15	надвиг	4, 12
29.07.98	Западный Ириан	6,70		1,2E+19	1,90E+14	1,58E-05	-2,72	138,99	25	надвиг со сдвигом	4, 12
04.08.98	Эквадор	7,10		6,4E+19	1,26E+15	1,96E-05	-0,57	-80,48	25	надвиг	4, 12
23.08.98	Центр. Америка у берега	6,70		1,2E+19	4,35E+14	3,63E-05	11,58	-88,55	15	сброс	4, 12
02.09.98	Филлипины	6,80		2,1E+19	1,10E+15	5,24E-05	5,43	126,95	40	надвиг	4, 12
09.11.98	Море Банда	6,70		1,4E+19	3,40E+14	2,43E-05	-7,05	128,75	15	надвиг со сдвигом	4, 12
09.11.98	Море Банда	7,00		3,9E+19	1,40E+15	3,59E-05	-6,94	128,95	24	надвиг	4, 12
29.11.98	Индонезия	7,70		4,5E+20	9,85E+15	2,19E-05	-2,03	125	16,4	сдвиг	4, 12
25.02.99	Байкал	5,90	14,6	8,9E+17	1,6E+13	1,80E-05	51,97	104,83	21		2, 4, 12
04.03.99	Индонезия	7,10		4,9E+19	1,00E+15	2,04E-05	5,38	122,03	18	надвиг	4, 12
08.03.99	Камчатка	6,90	14,3	2,6E+19	7,8E+13	3,00E-06	51,75	159,87	15	надвиг	1, 4, 12
20.03.99	Алеуты	6,90		2,7E+19	3,65E+14	1,35E-05	51,67	-177,3	43	надвиг	4, 12
08.04.99	граница: Китай – Россия	7,09		5,5E+19	2,10E+15	3,82E-05	43,607	130,35	565,7		1
16.05.99	Папуа – Новая Гвинея	7,00		4,5E+19	4,80E+14	1,07E-05	-4,99	152,76	42	надвиг	4, 12
15.06.99	Мексика	6,90		3,1E+19	8,50E+14	2,74E-05	18,44	-97,38	61	сброс	4, 12
07.07.99	Камчатка	6,10	13,7	1,5E+18	6,5E+12	4,33E-06	49,21	155,94	38		4, 12
11.07.99	Гондурас	6,70		1,2E+19	1,35E+14	1,11E-05	16,04	-88,53	15	сдвиг	4, 12
06.08.99	Камчатка	5,90	13,2	9,4E+17	3E+12	3,19E-06	49,86	156,45	39,3		4, 12
17.08.99	Турция	7,60		2,9E+20	1,40E+16	4,86E-05	41,01	29,97	17	сдвиг	1
20.08.99	Коста-Рика	6,90		2,6E+19	1,95E+14	7,50E-06	9,28	-84,1	24	надвиг	4, 12
18.09.99	Камчатка	6,00	13,8	1,2E+18	4,7E+12	3,92E-06	51,02	157,53	67,7		2, 4, 5
20.09.99	Тайвань	7,60		3,4E+20	8,80E+15	2,60E-05	24,15	120,8	21,2	надвиг	1
28.09.99	Камчатка	6,10	13,4	1,7E+18	9,7E+12	5,71E-06	54,8	168,32	15		1, 4, 5
30.09.99	Мексика	7,40		1,7E+20	1,80E+15	1,05E-05	16,2	-96,96	46,8	сброс	4, 5, 12
16.10.99	Калифорния	7,10		6,0E+19	3,40E+15	5,69E-05	34,71	-116,27	15	сдвиг	10, 4
11.11.99	Камчатка	6,10	13,3	1,8E+18	4,3E+12	2,39E-06	49,33	156,1	42		1, 4, 5
12.11.99	Турция	7,10		6,7E+19	8,25E+14	1,24E-05	40,93	31,25	18	сдвиг	4, 12

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
15.11.99	Север Индийского океана	6,90		3,3E+19	1,11E+15	3,35E-05	-1,21	88,89	15	сдвиг	4, 12
17.11.99	Папуа – Новая Гвинея	6,90		2,9E+19	3,85E+14	1,33E-05	-6,27	149,03	38	надвиг	4, 12
19.11.99	Папуа – Новая Гвинея	7,00		4,0E+19	3,70E+14	9,25E-06	-6,49	148,98	33	надвиг	4, 12
26.11.99	Вануату	7,40		1,7E+20	2,70E+15	1,59E-05	-16,08	168,31	15	надвиг	4, 12
06.12.99	Аляска	7,00		3,5E+19	5,05E+15	1,44E-04	57,35	-154,35	54	сдвиг	4, 12
11.12.99	Филиппины	7,20		8,9E+19	2,95E+15	3,31E-05	15,87	119,64	35	сброс	4, 12
29.12.99	Соломоновы о-ва	6,80		2,3E+19	1,70E+14	7,39E-06	-11,14	165,19	15	надвиг	4, 12
28.01.00	Курильские о-ва	6,80		2,0E+19	9,60E+14	4,80E-05	43,08	146,81	50	сдвиг с надвигом	4,12
25.02.00	Вануату	7,10		5,1E+19	8,80E+14	1,74E-05	-19,55	174,17	16,8	сдвиг	4, 5, 12
04.05.00	Индонезия	7,50		2,4E+20	1,30E+16	5,31E-05	-1,29	123,59	18,6	сдвиг с надвигом	4, 5, 12
04.06.00	Индонезия	7,80		7,5E+20	4,95E+16	6,60E-05	-4,73	101,94	43	надвиг со сдвигом	4, 12
07.06.00	Индонезия	6,70		1,3E+19	4,15E+14	3,19E-05	-4,63	101,82	16	надвиг	4, 12
18.06.00	Север Индийского океана	7,90		7,9E+20	1,23E+16	1,55E-05	-13,47	97,17	15	сдвиг со сбросом	4, 5, 12
04.08.00	Сахалин,	6,80		1,9E+19	2,00E+14	1,05E-05	48,77	142,03	15	надвиг	4, 12
28.08.00	Море Банда	6,80		1,7E+19	2,70E+14	1,59E-05	-4,18	127,59	15	надвиг	4, 12
04.10.00	Вануату	6,90		3,0E+19	2,15E+14	7,17E-06	-15,51	166,77	15	надвиг	4, 12
06.10.00	Япония	6,70		1,2E+19	1,64E+14	1,37E-05	35,33	133,2	7,8	сдвиг	4, 5, 12
07.11.00	Атлантический океан	6,70		1,6E+19	1,90E+14	1,19E-05	-55,34	-29,94	16	надвиг	4, 12
16.11.00	Папуа – Новая Гвинея	8,00		1,2E+21	5,65E+15	4,71E-06	-4,56	152,79	24	сдвиг с надвигом	4, 12
16.11.00	Папуа – Новая Гвинея	7,80		6,5E+20	2,95E+15	4,54E-06	-5,03	153,17	31	надвиг	4, 12
17.11.00	Папуа – Новая Гвинея	7,80		5,6E+20	9,10E+14	1,63E-06	-5,26	152,34	17	надвиг	4, 12
18.11.00	Папуа – Новая Гвинея	6,70		1,6E+19	1,50E+14	9,38E-06	-5,43	151,85	50	надвиг	4, 12
25.11.00	Кавказ	6,80		1,8E+19	6,25E+13	3,47E-06	40,24	49,95	15	сброс	4, 12

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
06.12.00	Туркмения	7,00		3,9E+19	1,08E+15	2,77E-05	39,6	54,87	33	надвиг	4, 12
01.01.01	Филиппины	6,80		1,8E+19	2,30E+13	1,28E-06	7,12	127,13	44	надвиг	4, 12
10.01.01	Аляска,	6,90		3,3E+19	2,30E+14	6,97E-06	56,99	-153,56	21	надвиг	4, 12
13.01.01	Эль-Сальвадор	7,69		4,4E+20	1,30E+16	2,95E-05	13,049	-88,66	60		4, 12
16.01.01	Индонезия	6,80		2,0E+19	2,05E+15	1,03E-04	-4,38	101,42	20	надвиг	4, 12
26.01.01	Индия	7,60		3,5E+20	2,00E+16	5,80E-05	23,63	70,24	19	надвиг	1, 4
28.01.01	Индия	5,70		5,0E+17	6,90E+12	1,38E-05	23,61	70,61	11	надвиг	4, 5
13.02.01	Сальвадор	6,50		6,2E+18	1,10E+14	1,77E-05	13,98	-88,97	15	сдвиг	4, 12
24.02.01	Филиппины	7,00		4,5E+19	9,70E+14	2,16E-05	1,55	126,42	42	надвиг	4, 12
28.02.01	Вашингтон	6,80		1,8E+19	9,60E+14	5,33E-05	47,14	-122,53	46	сброс	1, 4
15.03.01	Чили	5,90		9,8E+17	1,10E+13	1,12E-05	-32,61	-72,04	30	надвиг	4, 5
24.03.01	Япония	6,80		2,0E+19	1,20E+15	6,09E-05	33,97	132,52	47,4	сброс	1, 5, 12
13.04.01	Сандвичевы о-ва	6,20		2,4E+18	5,00E+12	2,06E-06	-60,04	-24,37	21	надвиг	4, 5
14.04.01	Канада	5,20		9,1E+16	8,30E+11	9,17E-06	56,38	-119,36	12	сброс со сдвигом	4, 5
21.04.01	Айдахо	5,30		1,1E+17	8,20E+11	7,81E-06	43,02	-111,29	16	сброс	4, 5
18.05.01	Индонезия	5,80		6,9E+17	6,00E+12	8,70E-06	0,06	97,52	21	надвиг	4, 5
20.05.01	Мексика	6,30		3,6E+18	1,10E+13	3,02E-06	18,62	-104,57	21	надвиг	4, 5
25.05.01	Курильские о-ва	6,70		1,3E+19	1,00E+14	7,69E-06	44,18	148,61	32	надвиг	4, 12
05.06.01	Папуа – Новая Гвинея	6,40		4,9E+18	3,50E+13	7,09E-06	-6,94	146,34	15	надвиг	4, 5
05.06.01	Папуа – Новая Гвинея	5,90		1,1E+18	1,60E+13	1,52E-05	-7,19	146,46	15	надвиг	4, 5
23.06.01	Перу	8,40		4,7E+21	2,90E+16	6,17E-06	-17,28	-72,71	29,6	надвиг	1, 4, 12
26.06.01	Перу	6,70		1,4E+19	2,40E+14	1,71E-05	-17,87	-72,02	27	надвиг	4, 5, 12
26.06.01	Юкон	5,60		3,7E+17	7,30E+12	1,97E-05	61,47	-140,31	7	надвиг	4, 5
01.07.01	Папуа – Новая Гвинея	6,00		1,7E+18	2,70E+13	1,58E-05	-4,33	152,83	31	сдвиг с надвигом	4, 5
04.07.01	Боливия	6,10		2,0E+18	8,60E+12	4,37E-06	-16,92	-65,42	15	надвиг	4, 5
07.07.01	Перу	7,60		3,2E+20	3,30E+15	1,03E-05	-17,45	-72,45	25	надвиг	4, 12
24.07.01	Чили	6,30		3,6E+18	3,20E+14	8,94E-05	-19,44	-69,18	15	сдвиг со сбросом	4, 5
02.08.01	Камчатка	6,30	13,8	3,6E+18	2,1E+14	5,83E-05	56,26	163,79	17		1, 4, 5
06.08.01	Канада	6,70		1,4E+19	5,25E+13	3,75E-06	-55,67	-123,05	15	сброс	4, 12

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
11.09.01	Индонезия	6,50		6,6E+18	1,30E+14	1,96E-05	-0,47	133,18	20	сдвиг	4, 5
08.10.01	Камчатка	6,40	13,8	5,8E+18	4,5E+13	7,76E-06	52,591	160,324	28		1, 4, 5
12.10.01	Микронезия	7,00		3,7E+19	2,55E+15	6,89E-05	12,88	145,08	42	надвиг	4, 12
19.10.01	Море Банда	7,40		1,9E+20	4,10E+15	2,16E-05	-4,31	124,11	18	сдвиг	4, 12
21.10.01	Новая Зеландия	6,60		1,1E+19	3,70E+14	3,39E-05	-37,03	179,82	15	сдвиг со сбросом	4, 5
31.10.01	Папуа – Новая Гвинея	6,90		3,0E+19	6,30E+13	2,10E-06	-6,27	150,33	35	надвиг	4, 5, 12
14.11.01	Китай	7,80		5,9E+20	3,20E+16	5,42E-05	35,8	92,91	37	сдвиг со сбросом	4, 5, 12
18.11.01	Китай	5,60		2,7E+17	7,40E+12	2,76E-05	35,94	93,51	15	надвиг	4, 5
08.12.01	Мексика	5,70		5,1E+17	3,60E+12	7,02E-06	32,18	-114,99	15	сброс со сдвигом	4, 5
12.12.01	Индийский океан	7,00		4,7E+19	6,60E+15	1,40E-04	-42,69	124,67	16	сдвиг	4, 5, 12
18.12.01	Тайвань	6,80		2,1E+19	7,70E+14	3,67E-05	24	122,79	16	сброс	4, 12
23.12.01	Соломоновы о-ва	6,80		2,1E+19	5,10E+14	2,43E-05	-9,63	159,5	18	надвиг	4, 12
02.01.02	Вануату	7,20		7,7E+19	2,15E+15	2,79E-05	-17,78	167,85	40	сдвиг с надвигом	4, 12
03.01.02	Таджикистан	6,10	12,06	1,5E+18	8,8E+12	5,87E-06	35,71	70,76			3, 4, 5
10.01.02	Папуа – Новая Гвинея	6,70		1,4E+19	2,20E+14	1,54E-05	-3,21	142,68	18	надвиг	4, 5, 12
28.01.02	Камчатка	6,10	13,7	1,5E+18	1,6E+13	1,07E-05	49,381	155,594	49		1, 4, 5
03.02.02	Турция	6,50		6,0E+18	8,00E+12	1,33E-06	38,62	31,21	15	сброс	4, 5, 12
03.02.02	Турция	5,80		6,1E+17	5,30E+12	8,69E-06	38,23	30,56	15	сброс	4, 5, 12
03.03.02	Таджикистан	7,30		1,3E+20	2,7E+15	2,08E-05	36,57	70,42			3, 4, 5
05.03.02	Филиппины	7,50		1,9E+20	2,45E+15	1,26E-05	5,92	124,25	28	надвиг	4, 12
25.03.02	Афганистан	6,10		1,6E+18	4,50E+13	2,78E-05	36,28	69,06	15	надвиг	4, 5
31.03.02	Тайвань	7,10		5,5E+19	8,85E+14	1,61E-05	24,19	121,96	39	надвиг	4, 12
12.04.02	Афганистан	5,80		7,2E+17	1,50E+13	2,07E-05	36,15	69,12	4	надвиг	4, 5
14.04.02	Таджикистан	5,50		2,1E+17	1,1E+12	5,24E-06	38,41	73,38			4, 5
18.04.02	Мексика	6,70		1,5E+19	9,50E+13	6,33E-06	16,79	101,22	15	надвиг	4, 12

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
24.04.02	Сербия	5,70		4,5E+17	2,30E+12	5,11E-06	42,17	21,53	15	сброс	4, 5
26.04.02	Камчатка	5,80	13,4	6,3E+17	8,7E+12	1,38E-05	53,508	160,632	39		1, 4, 5
08.05.02	Камчатка	5,80	13,5	7,0E+17	6,1E+12	8,71E-06	53,813	160,774	48		1, 4, 5
28.05.02	Аргентина	6,00		1,2E+18	2,40E+13	2,05E-05	-29,15	-66,81	16	надвиг	4, 5
16.06.02	Индонезия	5,90		7,5E+17	1,00E+13	1,33E-05	0,7	120,09	19	сдвиг со сбросом	4, 5
17.06.02	Соломоновы о-ва	6,70		1,4E+19	2,10E+14	1,50E-05	-12,49	166,25	44	надвиг	4, 12
22.06.02	Иран	6,50	7,8	7,0E+18	1,10E+14	1,58E-05	35,82	48,97	5	надвиг	3, 4, 5
13.07.02	Пакистан	5,70		4,8E+17	9,40E+12	1,97E-05	30,41	70,1	36	сдвиг со сбросом	4, 5
15.08.02	Индонезия	6,20		2,2E+18	2,20E+13	1,02E-05	-1,26	121,3	21	надвиг	4, 5
08.09.02	Папуа – Новая Гвинея	7,60		2,9E+20	7,35E+14	2,53E-06	-3,27	143,38	19	надвиг	4, 12
16.09.02	Папуа – Новая Гвинея	6,00		1,5E+18	1,00E+13	6,71E-06	-3,47	142,68	4	сброс	4, 5
20.09.02	Индонезия	6,00		1,3E+18	1,10E+14	8,40E-05	-1,44	134,15	16	сброс со сдвигом	4, 5
20.09.02	Индонезия	6,40		5,0E+18	3,00E+13	6,00E-06	-1,39	134,22	14	сброс	4, 5
10.10.02	Индонезия	7,50		2,6E+20	1,03E+16	3,96E-05	-1,79	134,3	15	сдвиг	4, 12
17.10.02	Индонезия	6,30		3,3E+18	6,80E+12	2,04E-06	-3,52	140,42	27	надвиг	4, 5
23.10.02	Аляска	6,60		1,1E+19	2,40E+15	2,20E-04	63,58	-148,13	14	сдвиг	4, 5
24.10.02	Конго	6,20		2,2E+18	8,90E+12	4,10E-06	-1,86	28,68	8	сброс	4, 5
01.11.02	Италия	5,70		4,6E+17	3,00E+13	6,58E-05	41,8	14,88	10	сдвиг	4, 5
02.11.02	Индонезия	7,20		9,0E+19	2,10E+15	2,33E-05	2,65	95,99	23	надвиг	4, 12
03.11.02	Аляска	7,80		7,5E+20	1,10E+15	1,47E-06	63,23	-144,89	15	сдвиг	4, 12
20.11.02	Пакистан	6,30	14	3,5E+18	1,90E+13	5,37E-06	35,52	74,66	5	сдвиг	3, 4, 5
22.01.03	Мексика	7,50		2,1E+20	2,50E+15	1,22E-05	18,86	103,9	26	надвиг	4, 12
10.02.03	Папуа – Новая Гвинея	6,20		2,9E+18	4,30E+12	1,47E-06	-6,37	150,04	21	надвиг	4, 5
15.02.03	Филиппины	6,20		2,9E+18	1,60E+14	5,59E-05	12,25	123,92	14	сдвиг	4, 5
24.02.03	Китай	6,20	14,6	2,8E+18	8,50E+12	3,04E-06	39,37	77,24	6	надвиг	3, 4, 5
11.03.03	Индонезия	6,80		1,9E+19	3,25E+14	1,71E-05	-4,52	153,08	37	сдвиг с надвигом	4, 12
15.03.03	Камчатка	6,00	13,3	1,2E+18	8,7E+12	7,25E-06	52,249	160,387	30		1, 4, 5

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
17.03.03	Алеутские о-ва	7,00		4,2E+19	2,75E+14	6,55E-06	51,33	177,58	27	надвиг	4, 12
29.03.03	Афганистан	5,80	13,41	6,6E+17	1,9E+12	2,88E-06	35,77	70,44			3, 4, 5
17.04.03	Китай	6,30		4,1E+18	5,70E+13	1,38E-05	37,53	96,45	10	надвиг	4, 5
24.04.03	Камчатка	5,90	13,6	1,0E+18	6,7E+12	6,70E-06	48,764	154,991	32		1, 4, 5
01.05.03	Турция	6,30		3,9E+18	5,20E+14	1,35E-04	39,04	40,53	15	сдвиг	4, 5
04.05.03	Новая Зеландия	6,70		1,2E+19	3,35E+14	2,79E-05	-30,65	-177,73	41	надвиг	4, 12
21.05.03	Алжир	6,80		2,0E+19	3,40E+14	1,69E-05	36,93	3,58	9	надвиг	4, 5
26.05.03	Индонезия	6,90		3,1E+19	1,10E+15	3,55E-05	2,61	128,88	34	надвиг	4, 12
20.06.03	Чили	6,80		1,8E+19	5,40E+14	3,00E-05	-30,88	-71,97	35	надвиг	4, 12
23.06.03	Алеутские о-ва	6,90		2,6E+19	3,40E+14	1,31E-05	51,55	176,6	28	навиг	4, 5, 12
04.07.03	Папуа – Новая Гвинея	6,00		1,4E+18	3,00E+12	2,11E-06	-5,68	151,96	21	надвиг	4, 5
10.07.03	Иран	5,70		4,8E+17	2,50E+12	5,22E-06	28,35	54,1	11	надвиг	4, 5
15.07.03	Гренландское море	7,50		2,5E+20	6,10E+15	2,44E-05	-1,42	69,47	15	сдвиг с надвигом	4, 5, 12
25.07.03	Папуа – Новая Гвинея	6,40		5,3E+18	1,90E+14	3,60E-05	-1,4	149,78	22	надвиг	4, 5
25.07.03	Япония	6,00		1,5E+18	6,20E+13	4,22E-05	38,52	141,1	6	надвиг	4, 5
04.08.03	юг Атлантич. океана	7,60		2,7E+20	3,45E+15	1,28E-05	-60,8	-43,21	15	сдвиг со сбросом	4, 12
14.08.03	Греция	6,20		3,0E+18	4,00E+14	1,34E-04	38,7	20,67	21	сдвиг со сбросом	4, 5
21.08.03	Иран	5,90		8,7E+17	1,10E+13	1,27E-05	28,88	59,7	21	сдвиг	4, 5
21.08.03	Новая Зеландия	7,20		7,5E+19	5,40E+14	7,20E-06	-45,01	166,87	31	надвиг	4, 5, 12
01.09.03	Китай	5,70	13,5	4,3E+17	1,10E+13	2,55E-05	38,71	75,32	7	сброс	1, 4, 5
16.09.03	Бурятия	5,60	14,3	3,1E+17	7,20E+11	2,35E-06	56,19	111,41	15	сброс	2, 4, 5
21.09.03	Бирма	6,60		8,6E+18	2,70E+14	3,16E-05	19,86	95,72	15,8	сдвиг	4, 5
22.09.03	Доминикана	6,40		5,3E+18	1,00E+14	1,90E-05	19,9	-70,61	10	надвиг	4, 5
25.09.03	Япония	8,30		3,1E+21	1,70E+16	5,57E-06	42,21	143,84	28,2	надвиг	4, 5, 12
25.09.03	Япония	7,30		1,3E+20	2,90E+15	2,23E-05	41,75	143,62	47	надвиг	4, 12
27.09.03	Алтай	7,20	17,0	9,4E+19	5,10E+15	5,43E-05	50,02	87,86	15	сдвиг с надвигом	4, 5, 12

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
27.09.03	Алтай	6,40	16,6	4,5E+18	6,40E+14	1,42E-04	50,09	87,75	15	надвиг со сдвигом	4, 5
01.10.03	Алтай	6,60	16,4	1,1E+19	2,70E+15	2,39E-04	50,24	87,59	14	сдвиг с надвигом	4, 5
25.10.03	Китай	5,70		5,2E+17	8,30E+12	1,60E-05	38,3	101,02	7	надвиг	4, 5
31.10.03	Япония	7,00		3,5E+19	2,10E+14	6,00E-06	37,89	142,68	15	надвиг	4, 5, 12
18.11.03	Филиппины	6,50		7,4E+18	6,20E+13	8,38E-06	12,11	125,58	37	надвиг	4, 5
24.11.03	Папуа – Новая Гвинея	5,70		4,2E+17	9,80E+12	2,33E-05	-4,41	152,87	16	надвиг	4, 5
25.11.03	Папуа – Новая Гвинея	6,50		7,5E+18	6,00E+13	8,00E-06	-5,92	151,02	36	надвиг	4, 5
01.12.03	Китай	5,80		6,9E+17	1,70E+13	2,46E-05			8		4, 5
05.12.03	Камчатка	6,60	14,8	1,1E+19	2,4E+14	2,18E-05	55,538	165,78	18		1, 4, 5
10.12.03	Тайвань	6,80		2,0E+19	2,70E+14	1,35E-05	22,94	121,43	25	надвиг	4, 5, 12
19.12.03	Бирма	5,20		7,0E+16	5,30E+12	7,57E-05	19,65	95,8	9	надвиг	4, 5
22.12.03	Калифорния	6,30		4,2E+18	6,10E+13	1,45E-05			23		4, 5
25.12.03	Панама	6,50		6,7E+18	2,30E+14	3,43E-05	8,38	-82,81	35	сдвиг	4, 5
26.12.03	Иран	6,60		9,3E+18	6,10E+14	6,55E-05	29,1	58,24	14	надвиг	4, 12
26.12.03	Острова Лоялити	6,70		1,6E+19	2,50E+14	1,56E-05	-22,33	169,39	15	сброс	4, 5
27.12.03	Острова Лоялити	7,20		9,5E+19	6,80E+14	7,16E-06	-21,99	169,81	23	надвиг	4, 12
27.12.03	Острова Лоялити	6,70		1,4E+19	1,65E+14	1,18E-05	-21,71	169,75	24	надвиг	4, 12
01.01.04	Мексика	6,00		1,2E+18	9,00E+12	7,50E-06	17,45	-101,4	13	надвиг	4, 5
03.01.04	Острова Лоялити	7,10		5,9E+19	1,05E+15	1,78E-05	-22,41	169,72	15	сброс	4, 12
04.02.04	Панама	6,10		1,5E+18	3,10E+14	2,07E-04	8,45	-83,02	19	сдвиг со сбросом	4, 5
05.02.04	Индонезия	7,00		3,4E+19	7,75E+14	2,28E-05	-3,62	135,53	13	сдвиг со сбросом	4, 5
05.02.04	Папуа – Новая Гвинея	6,80		1,8E+19	2,80E+14	1,56E-05			24		4, 12
07.02.04	Папуа – Новая Гвинея	7,30		9,8E+19	4,00E+15	4,08E-05	-4,03	134,78	31	сдвиг со сбросом	4, 5, 12
08.02.04	Индонезия	6,70		1,2E+19	1,50E+14	1,25E-05	-3,72	135,4	12	сдвиг со сбросом	4, 5, 12

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
24.02.04	Марокко	6,40		4,8E+18	5,90E+14	1,23E-04			13		4, 5
12.03.04	Афганистан	5,60	13,89	3,6E+17	5,2E+12	1,44E-05	36,38	70,6			3, 4, 5
16.03.04	Китай	5,20		6,8E+16	2,00E+12	2,94E-05	37,6	96,56	19	надвиг	4, 5
22.03.04	Аргентина	5,70		5,2E+17	4,40E+12	8,46E-06	-23,14	-64,49	16	сдвиг со сбросом	4, 5
24.03.04	Китай	5,50		1,9E+17	3,80E+12	2,00E-05	45,38	118,15	8	надвиг	4, 5
27.03.04	Китай	6,00		1,1E+18	1,60E+13	1,45E-05	34	89,35	5	сброс	4, 5
05.04.04	Афганистан	6,50	14,95	6,3E+18	8,2E+13	1,30E-05	36,52	70,84			3, 4, 5
11.04.04	Папуа – Новая Гвинея	6,00		1,2E+18	1,10E+13	9,17E-06	-3,67	140,19	18	сдвиг со сбросом	4, 5
14.04.04	Камчатка	6,10	13,4	1,7E+18	2,6E+13	1,53E-05	55,226	162,659	54,7		1, 4, 5
03.05.04	Чили	6,50		8,4E+18	5,90E+13	7,02E-06			26		4, 5
10.05.04	Китай	5,60		2,9E+17	1,30E+12	4,48E-06	37,55	96,58	7	надвиг	4, 5
19.05.04	Тайвань	6,10		1,6E+18	8,90E+13	5,56E-05	22,75	121,46	19	надвиг	3, 4, 5
28.05.04	Иран	6,20	14,6	2,5E+18	3,80E+13	1,52E-05	36,55	51,58	14	надвиг	3, 4, 5
14.06.04	Мексика	5,90		7,8E+17	2,30E+12	2,95E-06	16,46	-97,92	17	надвиг	4, 5
28.06.04	Аляска	6,80		1,9E+19	3,00E+14	1,58E-05	55,02	-134,46	12	сдвиг со сбросом	4, 12
11.07.04	Китай	6,20		2,2E+18	1,40E+13	6,36E-06	30,56	83,78	8	сброс	4, 5
27.08.04	Чили	5,80		6,8E+17	1,10E+13	1,62E-05	-27,63	-71,25	30	надвиг	4, 5
28.08.04	Чили	6,50		6,7E+18	1,80E+13	2,69E-06	-35,21	-70,36	16	сдвиг	4, 5
30.08.04	Камчатка	5,70	13,3	4,1E+17	3,1E+13	7,56E-05	49,539	157,279	31		1, 4, 5
05.09.04	Япония	7,20		7,8E+19	1,90E+15	2,44E-05	32,94	137	16	надвиг	4, 5, 12
05.09.04	Япония	7,40		1,5E+20	2,80E+15	1,87E-05	33,13	137,22	12	надвиг	4, 5, 12
07.09.04	Аргентина	6,30		4,2E+18	5,80E+13	1,38E-05			23		4, 5
18.09.04	Север Атлант. океана	5,70		4,2E+17	2,30E+12	5,48E-06	23,28	-67,56	5	надвиг	4, 5
08.10.04	Соломоновы о-ва	6,70		1,6E+19	2,90E+14	1,81E-05	-10,87	162,27	40	сдвиг с надвигом	4, 5, 12
09.10.04	Никарагуа	6,90		3,0E+19	3,00E+14	1,00E-05	11,25	-87,02	39	надвиг	4, 12
23.10.04	Япония	6,30		3,8E+18	1,40E+14	3,68E-05	37,33	138,63	19	надвиг	4, 5
24.10.04	Япония	5,70		3,9E+17	9,80E+12	2,51E-05	37,41	138,89	7	надвиг	4, 5
26.10.04	Китай	5,40		1,8E+17	6,60E+12	3,67E-05	30,88	80,97	9	сдвиг со сбросом	4, 5

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
27.10.04	Япония	6,00		1,2E+18	1,30E+13	1,08E-05			6		4, 5
09.11.04	Тихий океан	6,90		2,8E+19	2,10E+15	7,50E-05	-11,35	163,7	12	сброс	4, 12
11.11.04	Индонезия	7,50		2,1E+20	2,90E+15	1,38E-05	-7,87	125,12	17	надвиг	4, 12
15.11.04	Колумбия	7,20		7,6E+19	3,30E+15	4,34E-05	4,72	-77,57	16	надвиг	4, 12
20.11.04	Коста-Рика	6,40		4,8E+18	9,20E+13	1,92E-05	9,5	-84,32	7	сдвиг со сбросом	4, 5
22.11.04	Новая Зеландия	7,10		5,6E+19	4,00E+14	7,14E-06	-46,36	164,91	40	надвиг	4, 5, 12
26.11.04	Папуа – Новая Гвинея	7,10		5,5E+19	3,50E+14	6,36E-06	-3,55	135,54	12	сдвиг со сбросом	4, 5, 12
28.11.04	Папуа – Новая Гвинея	6,10		2,1E+18	1,10E+13	5,31E-06	-3,65	135,49	14	сдвиг со сбросом	4, 5, 12
28.11.04	Япония	7,00		3,7E+19	7,20E+14	1,95E-05	42,88	145,36	36	надвиг	4, 5
06.12.04	Япония	6,70		1,6E+19	2,70E+14	1,69E-05	42,82	145,41	36	надвиг	4, 5, 12
14.12.04	Гондурас	6,80		1,8E+19	4,50E+14	2,50E-05	19,05	-81,52	12	сдвиг	4, 12
14.12.04	Япония	5,70		4,9E+17	1,10E+13	2,24E-05	44,19	141,59	4	надвиг	4, 5
18.12.04	Камчатка	6,10	13,3	2,1E+18	1,8E+13	8,57E-06	48,837	156,309	15		1, 4, 5
23.12.04	Австралия	8,10		1,6E+21	5,20E+16	3,25E-05	-49,91	161,25	27	сдвиг со сбросом	4, 12
26.12.04	Индонезия	9,00		4,0E+22	1,10E+17	2,78E-06	3,09	94,26	28,6	надвиг	4, 5
01.01.05	Индонезия	6,70		1,2E+19	2,70E+14	2,25E-05	4,97	92,22	12	сдвиг со сбросом	4, 12
18.01.05	Курильские о-ва	6,20		2,4E+18	3,7E+13	1,54E-05			42		4, 12
23.01.05	Индонезия	6,10		1,5E+18	2,50E+13	1,67E-05	-1,01	120,05	4	сброс	4, 5
14.02.05	Китай	6,00	13,8	1,1E+18	8,50E+12	7,73E-06	41,72	79,27	18	надвиг	3, 4, 5
22.02.05	Иран	6,30		3,0E+18	4,20E+13	1,40E-05	30,76	56,81	12	надвиг	4, 5
25.02.05	Таджикистан	5,70	13,29	3,9E+17	4,1E+12	1,05E-05	38,18	72,4			3, 4, 5
26.02.05	Индонезия	6,70		1,4E+19	1,50E+14	1,07E-05	2,8	95,4	12	надвиг	4, 12
20.03.05	Япония	6,60		9,2E+18	8,40E+14	9,13E-05	33,72	130,15	12	сдвиг	4, 5
28.03.05	Индонезия	8,60		1,0E+22	3,70E+16	3,70E-06	1,67	97,07	21	надвиг	4, 5, 12
07.04.05	Китай	6,20		2,4E+18	2,00E+13	8,33E-06	30,24	83,77	6	сброс	4, 5
10.04.05	Индонезия	6,70		1,3E+19	1,70E+14	1,31E-05	-1,68	99,54	12	надвиг	4, 5, 12
03.05.05	Перу	5,90		9,2E+17	1,30E+13	1,41E-05	-15,11	-74,65	34	сдвиг со сбросом	4, 5

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
14.05.05	Индонезия	6,70		1,5E+19	1,40E+14	9,33E-06	0,42	98,24	39	надвиг	4, 5, 12
19.05.05	Индонезия	6,80		2,4E+19	7,00E+13	2,92E-06	1,88	96,74	12	надвиг	4, 5, 12
01.06.05	Китай	5,70		4,1E+17	3,90E+12	9,51E-06			18		4, 5
04.06.05	Папуа – Новая Гвинея	6,10		1,7E+18	3,30E+13	1,94E-05	-6,45	146,96	21	сброс	4, 5
14.06.05	Алеутские о-ва	6,80		1,8E+19	2,55E+14	1,42E-05	51,15	179,52	18	надвиг	4, 12
15.06.05	Калифорния	7,20		8,3E+19	3,00E+15	3,61E-05	41,15	-126,42	20	сдвиг	4, 5, 12
11.07.05	Индонезия	5,60		2,8E+17	2,40E+12	8,57E-06	-26,91	-176,03	20	надвиг	4, 5
24.07.05	Индия	7,20		8,9E+19	1,20E+16	1,35E-04	7,92	91,88	12	сдвиг со сбросом	4, 5, 12
26.07.05	Монтана	5,50		2,0E+17	2,80E+12	1,40E-05	45,37	-112,55	9	сброс	4, 5
03.08.05	Никарагуа	6,20		2,9E+18	3,90E+14	1,34E-04	11,38	-85,56	12	сдвиг	4, 5
04.08.05	Папуа – Новая Гвинея	5,70		4,8E+17	4,80E+12	1,00E-05	-3,59	140,33	33	надвиг	4, 5
16.08.05	Япония	7,20		7,6E+19	3,80E+14	5,00E-06	38,24	142,05	37	надвиг	4, 5, 12
29.09.05	Папуа – Новая Гвинея	6,50		7,4E+18	2,20E+13	2,97E-06			25		4, 5
29.09.05	Папуа – Новая Гвинея	6,10		1,6E+18	2,20E+12	1,38E-06	-5,74	152,15	24	надвиг	4, 5
30.09.05	Папуа – Новая Гвинея	5,80		7,2E+17	1,20E+12	1,67E-06	-5,78	151,91	28	надвиг	4, 5
08.10.05	Пакистан	7,60		2,9E+20	2,70E+15	9,18E-06	34,38	73,47	12	надвиг	4, 5, 12
08.10.05	Пакистан	6,20		2,3E+18	5,90E+13	2,57E-05			7		4, 5
08.10.05	Пакистан	5,70		4,1E+17	8,90E+12	2,17E-05	34,62	73,34	5	надвиг	4, 5
09.10.05	Пакистан	5,60		3,0E+17	5,00E+12	1,67E-05	34,65	73,13	10	надвиг	4, 5
12.10.05	Пакистан	5,30		9,6E+16	6,10E+11	6,35E-06	34,88	73,08	10	надвиг	4, 5
15.10.05	Курильские о-ва	6,10		1,8E+18	2,5E+13	1,39E-05			69		4, 5
19.10.05	Пакистан	5,50		2,3E+17	3,50E+12	1,52E-05	34,78	73,14	6	надвиг	4, 5
10.11.05	Якутия	5,90	15,7	8,4E+17	6,10E+12	7,26E-06	57,48	120,63	5	сброс	4, 5
13.11.05	Байкал	5,77		5,7E+17	1,26E+15	2,21E-03					11
14.11.05	Япония	7,00		3,7E+19	4,50E+14	1,22E-05	38,22	144,97	18	сброс	4, 5, 12
27.11.05	Иран	5,80		7,3E+17	1,50E+13	2,05E-05	26,66	55,8	10	надвиг	4, 5
30.11.05	Филиппины	6,20		2,4E+18	3,50E+13	1,46E-05	6,32	123,98	11	надвиг	4, 5
05.12.05	Танганьика	6,80		1,8E+19	4,70E+13	2,61E-06	-6,23	29,6	18	сброс	4, 5
05.12.05	Танзания	6,70		1,2E+19	7,70E+13	6,42E-06			36		4, 12

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
12.12.05	Афганистан-Таджикистан	6,50	15,16	8,2E+18	4,6E+13	5,61E-06	36,45	71,06			3, 4, 5
13.12.05	Фиджи	6,70		1,3E+19	2,23E+14	1,72E-05	-15,04	-178,43	15	сдвиг	4, 12
02.01.06	Багамские о-ва	7,10		6,5E+19	6,20E+15	9,54E-05	23,71	-44,94	22	сдвиг со сбросом	4, 5
31.01.06	Индонезия	5,90		8,6E+17	8,90E+12	1,03E-05	2,34	95,9	20	надвиг	4, 5
22.02.06	Мозамбик	7,00		4,2E+19	8,60E+14	2,07E-05	-21,2	33,33	23	сброс	4, 5, 12
28.02.06	Иран	6,00		1,1E+18	1,90E+13	1,73E-05	27,86	56,87	16	надвиг	4, 5
14.03.06	Индонезия	6,70		1,5E+19	6,40E+14	4,27E-05	-3,35	127,31	18	сдвиг с надвигом	4, 5, 12
15.03.06	Мозамбик	5,60		3,2E+17	7,50E+12	2,34E-05	-20,98	33,36	7	сброс	4, 5
20.03.06	Пакистан	5,20		6,8E+16	8,50E+11	1,25E-05	34,75	73,57	9	надвиг	4, 5
25.03.06	Иран	5,80		5,7E+17	4,30E+12	7,54E-06	27,43	55,6	10	надвиг	4, 5
31.03.06	Иран	5,90		1,0E+18	1,80E+13	1,80E-05			27		4, 5
20.04.06	Камчатка	7,60	15,7	3,0E+20	1,7E+15	5,67E-06	60,949	167,089	12		1, 4, 5
21.04.06	Камчатка	6,00	13,3	1,4E+18	1,3E+13	9,29E-06	61,354	167,525	14,8		1, 4, 5
22.04.06	Камчатка	5,50	12,6	2,3E+17	6,20E+12	2,70E-05	61,14	167,41	17	надвиг	1, 4, 5
29.04.06	Камчатка	6,40	14,6	9,4E+18	1,10E+14	1,17E-05	60,51	167,6	9	надвиг	1, 4, 5
30.04.06	Монголия	5,70		3,8E+17	3,30E+12	8,68E-06	44,56	102,44	8	надвиг	4, 5
01.05.06	Панама	5,90		8,0E+17	8,60E+11	1,08E-06	8,11	-82,88	19	надвиг	4, 5
09.05.06	Камчатка	5,80	13	6,1E+17	1,30E+13	2,13E-05	60,77	165,97	21	сдвиг с надвигом	1, 4, 5
11.05.06	Бирма	5,40		1,6E+17	2,60E+12	1,63E-05	23,31	94,3	30	надвиг	4, 5
16.05.06	Индонезия	6,80		2,1E+19	9,40E+14	4,48E-05	0,01	96,98	13	сдвиг со сбросом	4, 5
22.05.06	Камчатка	6,50	14,7	7,3E+18	4,10E+14	5,62E-05	54,19	158,87	14	сбос	1, 4, 5
24.05.06	Папуа – Новая Гвинея	5,70		4,2E+17	2,10E+13	5,00E-05			32		4, 5
26.05.06	Индонезия	6,30		4,2E+18	3,80E+14	9,05E-05	-8,03	110,54	37	сдвиг	4, 5
28.05.06	Папуа – Новая Гвинея	6,40		4,6E+18	9,80E+12	2,13E-06	-5,99	151,36	29	надвиг	4, 5
30.05.06	Папуа – Новая Гвинея	5,90		1,0E+18	2,80E+13	2,80E-05	-3,77	140,12	3	сдвиг со сбросом	4, 5
15.06.06	Монголия	5,80		6,3E+17	5,10E+13	8,10E-05	45,37	97,49	25	сдвиг	4, 5

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
18.06.06	Багамские о-ва	5,90		8,1E+17	6,80E+12	8,40E-06			4		4, 5
22.06.06	Курильские о-ва	6,00		1,1E+18	3,6E+13	3,27E-05			89		4, 5
24.06.06	Индонезия	6,30		3,5E+18	7,30E+13	2,09E-05	-0,48	123,3	28	надвиг	4, 5
28.06.06	Иран	5,70		5,3E+17	5,50E+12	1,04E-05	26,77	55,81	5	надвиг	4, 5
06.07.06	Таджикистан	5,70	14,1	4,9E+17	1,20E+13	2,45E-05	39,22	71,7	15	надвиг	3, 4, 5
17.07.06	Индонезия	7,70		4,6E+20	3,20E+14	6,96E-07	-10,28	107,78	20	надвиг	4, 5
05.08.06	Аргентина	5,50		2,4E+17	3,60E+12	1,50E-05	-33,2	-68,86	21	надвиг	4, 5
11.08.06	Индонезия	6,10		1,8E+18	1,60E+13	8,89E-06	2,1	96,18	20	надвиг	4, 5
17.08.06	Камчатка	5,70	13,8	4,7E+17	2,4E+13	5,11E-05	55,617	161,686	65,9		1, 4, 5
17.08.06	Курильские о-ва	5,60	11,7	3,7E+17	6,5E+12	1,76E-05	46,54	141,77			1, 4, 5
17.08.06	Сахалин	5,50		2,5E+17	6,50E+12	2,60E-05	46,54	141,77	13	надвиг	1, 4, 5
20.08.06	Море Скоша (Scotia Sea)	7,00		3,7E+19	5,30E+15	1,43E-04	-61,12	-34,1	27	сдвиг	4, 5
20.08.06	Камчатка	6,00	13,5	1,2E+18	4E+12	3,33E-06	49,823	156,415	35,6		1, 4, 5
24.08.06	Камчатка	6,50	14,3	6,1E+18	3E+13	4,92E-06	51,148	157,522	50,2		1, 4, 5
01.09.06	Папуа – Новая Гвинея	6,70		1,6E+19	1,10E+14	6,88E-06	-7,01	155,42	45	надвиг	4, 5
06.09.06	Камчатский край	5,30	12,4	1,1E+17	1,20E+12	1,09E-05	61,48	168,64	8	надвиг	1, 4, 5
16.09.06	Индонезия	6,30		3,2E+18	1,20E+14	3,75E-05	-2,87	129,48	7	надвиг	4, 5
28.09.06	Новая Зеландия	6,90		2,7E+19	2,90E+14	1,07E-05	-16,63	-171,66	15	надвиг	4, 5
30.09.06	Курильские о-ва	6,60	13,8	8,8E+18	3E+14	3,41E-05	46,29	153,45	33		1, 4, 5
01.10.06	Курильские о-ва	6,50	13,4	8,3E+18	7,10E+13	8,55E-06	46,38	153,64	12	надвиг	1, 4, 12
12.10.06	Чили	6,30		3,2E+18	1,80E+13	5,63E-06	-31,48	-72,03	31	надвиг	4, 5
13.10.06	Курильские о-ва	5,80	11,4	7,1E+17	1,1E+13	1,55E-05	46,14	153,73	50		1, 4, 5
15.10.06	Гаваи	6,70		1,5E+19	2,30E+14	1,59E-05	19,83	-155,94	27	надвиг	4, 5
17.10.06	Папуа – Новая Гвинея	6,70		1,4E+19	1,20E+14	8,57E-06	-6,09	151,26	35	надвиг	4, 5
20.10.06	Перу	6,70		1,4E+19	1,10E+14	7,86E-06	-13,46	-76,98	22	надвиг	4, 5
12.11.06	Курильские о-ва	5,90		9,9E+17	7,4E+12	7,47E-06	48,17	154,75	77		1, 4, 5

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
15.11.06	Курильские о-ва	5,90	13,2	7,9E+17	4,4E+13	5,57E-05	47,22	154,56	51		1, 4, 12
15.11.06	Курильские о-ва	8,30		3,5E+21	6,80E+15	1,94E-06	46,71	154,33	13	надвиг	4.5
16.11.06	Курильские о-ва	6,00	12,8	1,1E+18	1,3E+14	1,18E-04	46,4	154,68	41		1, 4, 5
24.11.06	Папуа – Новая Гвинея	5,80		7,1E+17	9,80E+11	1,38E-06	-6,43	150,62	24	надвиг	4, 5
07.12.06	Курильские о-ва	6,40	13,2	4,4E+18	1,3E+14	2,95E-05	46,24	154,44	43		1, 4, 5
09.12.06	Курильские о-ва	5,80		6,4E+17	9,6E+12	1,50E-05	47,35	147,13			4, 5
25.12.06	Киргизия	5,80	14,1	7,2E+17	9,80E+12	1,36E-05	42,17	76,06	5	надвиг	4, 5
08.01.07	Киргизия	6,00	13,7	1,3E+18	5,10E+13	3,92E-05	39,85	70,17	16	сдвиг с надвигом	4, 5
09.01.07	Канада	5,60		3,7E+17	4,60E+12	1,24E-05	59,47	-137,18	8	надвиг	4, 5
13.01.07	Курильские о-ва	7,10		1,8E+21	4,00E+16	2,22E-05	46,17	154,8	12	надвиг	4, 5, 12
21.01.07	Индонезия	7,50		2,0E+20	3,50E+15	1,75E-05	1,1	126,21	22	надвиг	4, 5
30.01.07	Австралия	6,90		2,4E+19	1,70E+15	7,08E-05	-55,12	146,26	13	сдвиг со сбросом	4, 5
12.02.07	Вост. часть Новой Гвинеи	5,90		7,7E+17	4,20E+13	5,45E-05	-5,03	144,99	14	надвиг	4, 5
20.02.07	Индонезия	6,70		1,5E+19	8,90E+14	5,93E-05	-0,91	127,17	12	сброс	4, 12
21.02.07	Турция	5,70		4,1E+17	5,00E+12	1,22E-05	38,45	39,23	8	сброс	4, 5
28.02.07	Южные Сандвичевы о-ва	6,20		2,7E+18	3,90E+13	1,44E-05	-55,28	-29.21	7/21,4		4, 5
06.03.07	Индонезия	6,30		3,7E+18	7,50E+14	2,03E-04	-0,51	100,47	28	сдвиг	4, 5
06.03.07	Индонезия	6,10		1,8E+18	2,00E+14	1,11E-04			25		4, 5
10.03.07	Камчатка	5,80	14,3	6,9E+17	6,9E+12	1,00E-05	55,209	161,859	44,8		1, 4, 5
25.03.07	Вануату	7,10		6,2E+19	4,50E+14	7,26E-06	-20,6	169,12	41	надвиг	4, 5
25.03.07	Вануату	6,90		2,7E+19	3,30E+15	1,22E-04	-20,89	168,99	31	надвиг	4, 12
25.03.07	Япония	6,70		1,3E+19	8,40E+13	6,46E-06	37,28	136,61	12	надвиг	4, 5
01.04.07	Соломоновы о-ва	8,10		1,6E+21	6,70E+15	4,19E-06	-7,79	156,34	14	надвиг	4, 5
01.04.07	Соломоновы о-ва	6,90		2,6E+19	4,10E+16	1,58E-03	-7,46	155,8	29	сдвиг с надвигом	4, 12

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
05.04.07	Азорские о-ва	6,20		2,2E+18	2,50E+13	1,14E-05	37,37	-24,63	6/4,3		4, 5
07.04.07	Азорские о-ва	6,00		1,1E+18	9,50E+12	8,64E-06	37.35	-24.51	10/9,1		4, 5
13.04.07	Мексика	6,00		1,3E+18	1,90E+13	1,46E-05	17,4	-100,23	33	сдвиг со сбросом	4, 5
04.05.07	Остров Вознесения	6,20		2,7E+18	3,40E+13	1,26E-05	-1,12	-14,92	14	сдвиг	4, 5
05.05.07	Китай	5,80		6,5E+17	5,60E+12	8,62E-06	34,67	90,03	7	сдвиг	4, 5
16.05.07	Лаос	6,20		2,2E+18	1,80E+13	8,18E-06	20,52	100,89	23	сдвиг	4, 5
02.06.07	Лаос	6,10		1,5E+18	3,10E+13	2,07E-05	23,02	101,13	5	надвиг	4, 5
13.06.07	Гватемала	6,70		1,3E+19	1,15E+14	8,85E-06	13,43	-91,22	31	надвиг	4, 12
28.06.07	Перу	5,80		5,6E+17	7,10E+12	1,27E-05	-15,81	-75,16	8	надвиг	4, 5
28.06.07	Соломоновы о-ва	6,70		1,3E+19	2,70E+14	2,08E-05	-7,95	154,7	18	сдвиг с надвигом	4, 12
13.07.07	Аляска – Алеутские о-ва	5,90		7,6E+17	3,70E+13	4,87E-05	52.21	-176.22	31		4, 5
16.07.07	Япония	6,60		1,1E+19	9,30E+13	8,45E-06	37,5	138,47	12	надвиг	4, 5
17.07.07	Танзания	5,90		7,9E+17	2,70E+12	3,42E-06	-2,72	35,93	6	сброс	4, 5
26.07.07	Индонезия	6,90		3,2E+19	2,20E+14	6,88E-06	2,95	127,47	41	надвиг	4, 5
31.07.07	Острова Вознесения	6,10		1,6E+18	3,90E+13	2,44E-05	0,04	-17,86	13	сдвиг	4, 5
02.08.07	Алеутские о-ва	6,70		1,6E+19	1,40E+14	8,75E-06	51,1	179,73	31	надвиг	4, 5
14.08.07	Гаваи	5,40		1,7E+17	5,20E+12	3,06E-05	19,2	-154,89	17	надвиг	4, 5
15.08.07	Перу	8,00		1,1E+21	4,20E+15	3,82E-06	-13,73	-77,04	33	надвиг	4, 5
02.09.07	Соломоновы о-ва	7,20		9,0E+19	4,40E+14	4,89E-06	-11,74	165,68	18	надвиг	4, 5
10.09.07	Колумбия	6,80		1,7E+19	2,15E+14	1,26E-05	3,08	-78,12	18	сброс	4, 12
12.09.07	Индонезия	8,50		6,7E+21	2,60E+16	3,88E-06	-3,78	100,99	24	надвиг	4, 5
12.09.07	Индонезия	7,90		8,1E+20	6,50E+15	8,02E-06	-2,46	100,13	43	надвиг	4, 5
13.09.07	Индонезия	7,00		4,7E+19	9,80E+14	2,09E-05	-2,31	99,39	17	надвиг	4, 12
20.09.07	Индонезия	6,70		1,3E+19	6,60E+13	5,08E-06	-2,24	99,85	32	надвиг	4, 5
26.09.07	Папуа – Новая Гвинея	6,70		1,7E+19	6,90E+13	4,06E-06	-5,2	153,52	47	надвиг	4, 5
30.09.07	Марианские о-ва	6,90		3,3E+19	1,30E+15	3,94E-05	10,51	145,68	14	сдвиг с надвигом	4, 5

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
30.09.07	Новая Зеландия	7,40		1,6E+20	1,40E+15	8,75E-06	-49,26	164,1	12	надвиг	4, 5
15.10.07	Новая Зеландия	6,80		2,0E+19	1,60E+14	8,00E-06	-44,71	167,24	18	надвиг	4, 5
24.10.07	Индонезия	6,80		2,3E+19	6,20E+13	2,70E-06	-4,4	100,81	20	надвиг	4, 5
14.11.07	Чили	7,70		4,7E+20	3,00E+15	6,38E-06	-22,64	-70,62	37	надвиг	4, 5
15.11.07	Чили	6,30		4,0E+18	1,80E+13	4,56E-06	-22,99	-71,01	36	надвиг	4, 5
15.11.07	Чили	6,80		2,0E+19	2,40E+14	1,18E-05	-22,98	-70,94	21	надвиг	4, 5
27.11.07	Филиппины	5,80		6,3E+17	9,80E+12	1,56E-05	16,23	119,79	31	надвиг	4, 5
13.12.07	Чили	6,00		1,1E+18	7,60E+12	6,79E-06	-23,21	-70,98	10	надвиг	4, 5
13.12.07	Чили	6,20		2,4E+18	1,10E+13	4,62E-06	-23,18	-70,94	19	надвиг	4, 5
16.12.07	Чили	6,70		1,5E+19	7,70E+13	5,13E-06	-23,02	-70,41	30	надвиг	4, 5
19.12.07	Алеутские о-ва	7,20		7,2E+19	1,70E+14	2,36E-06	51,02	-179,27	27	надвиг	4, 5
01.01.08	Папуа – Новая Гвинея	6,10		2,0E+18	7,80E+12	3,90E-06	-5,95	146,94	35	надвиг	4, 5
07.01.08	Индонезия	5,80		5,8E+17	5,70E+12	9,83E-06	-0,79	134,03	7	надвиг	4, 5
09.01.08	Китай	6,30		3,0E+18	1,20E+14	4,00E-05	32,3	85,32	7	сброс	4, 5
16.01.08	Китай	5,70		4,1E+17	1,30E+13	3,17E-05	32,35	85,29	5	сброс	4, 5
22.01.08	Индонезия	6,20		2,4E+18	3,60E+13	1,50E-05	0,87	97,18	21	надвиг	4, 5
03.02.08	Конго	5,90		9,0E+17	1,10E+13	1,22E-05	-2,38	28,82	6	сброс	4, 5
04.02.08	Чили	6,30		3,1E+18	9,70E+13	3,13E-05	-20,27	-70,76	35	надвиг	4, 5
08.02.08	Атлантика	6,90		3,2E+19	1,50E+15	4,69E-05	10,85	-41,71	16	сдвиг	4, 5
14.02.08	Греция	6,80		2,4E+19	1,70E+14	7,08E-06	36,24	21,79	20	надвиг	4, 5
20.02.08	Индонезия	7,30		1,1E+20	5,10E+14	4,64E-06	2,69	95,98	14	надвиг	4, 5
21.02.08	Невада	5,80		6,8E+17	6,80E+12	1,00E-05	41,16	114,85	7	сброс	4, 5
23.02.08	Сандвичевы о-ва	6,70		1,7E+19	7,45E+14	4,38E-05	-57,12	-23,13	12		4, 12
25.02.08	Индонезия	7,20		7,8E+19	5,80E+14	7,44E-06	-2,66	99,95	14	надвиг	4, 5
03.03.08	Курильские о-ва	6,50	12,9	6,5E+18	1E+14	1,54E-05			61,281		1, 4, 5
03.03.08	Филиппины	6,90		2,6E+19	7,70E+14	2,96E-05	13,52	125,59	17	сброс	4, 5
20.03.08	Китай	7,10		5,4E+19	4,55E+14	8,43E-06	35,43	81,37	12	сброс	4, 12
09.04.08	Острова Лоялити	7,30		1,1E+20	3,70E+14	3,36E-06	-20,12	168,8	35	надвиг	4, 5
12.04.08	Новая Зеландия	7,10		5,5E+19	8,70E+14	1,58E-05	-55,56	158,49	22	надвиг	4, 5
07.05.08	Япония	6,80		2,4E+19	3,10E+14	1,29E-05	36,18	141,61	26	надвиг	4, 12

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
12.05.08	Китай	7,90		9,0E+20	1,40E+16	1,56E-05	31,44	104,1	12	надвиг	4, 5
13.05.08	Китай	5,60		3,4E+17	2,30E+13	6,76E-05	30,9	103,42	9	надвиг	4, 5
17.05.08	Китай	5,70		4,4E+17	2,20E+13	5,00E-05	32,21	105,08	9	надвиг	4, 5
18.05.08	Индонезия	5,60		2,7E+17	2,40E+12	8,89E-06	-3,52	101,11	35	надвиг	4, 5
19.05.08	Индонезия	5,90		8,8E+17	1,90E+14	2,16E-04	1,75	99,16	8		4, 5
29.05.08	Исландия	6,20		2,3E+18	2,20E+14	9,57E-05	63,92	-21,17	6	сдвиг со сбросом	4, 5
08.06.08	Греция	6,20		2,5E+18	6,30E+14	2,52E-04	37,93	21,63	16	сдвиг с надвигом	4, 5
13.06.08	Япония	6,90		2,6E+19	2,60E+14	1,00E-05	39,03	140,85	12	надвиг	4, 5
22.06.08	Саха	5,90		9,3E+17	1,40E+14	1,51E-04	67,71	141,43	36	надвиг	4, 5
30.06.08	Сандвичевы о-ва	7,00		3,4E+19	5,60E+14	1,65E-05	-58,33	-21,77	26	сдвиг	4, 12
03.07.08	Багамские о-ва	5,50		2,1E+17	6,40E+12	3,05E-05			32		4, 5
06.07.08	Курильские о-ва	5,70		4,9E+17	5,5E+12	1,12E-05			55,45		4, 5
19.07.08	Япония	6,90		2,9E+19	1,90E+14	6,55E-06	37,47	142,42	21	надвиг	4, 5
24.07.08	Курильские о-ва	6,20	13,8	2,6E+18	1,4E+13	5,38E-06	50,967	157,584	42		1, 4, 5
29.07.08	Калифорния	5,30		1,3E+17	2,70E+12	2,08E-05	33,93	-117,84	7	надвиг	4, 5
01.08.08	Китай	5,70		4,9E+17	2,80E+13	5,71E-05	32,04	104,72	7	надвиг	4, 5
21.08.08	Бирма	6,00		1,1E+18	1,70E+14	1,55E-04	24,92	97,99	1	сдвиг	4, 5
25.08.08	Китай	6,70		1,4E+19	4,40E+13	3,14E-06	30,61	83,51	17	сброс	4, 5
27.08.08	Иркутская обл.	6,10	15,9	1,7E+18	9,50E+12	5,59E-06	51,76	104,02	14	сброс	2, 4, 5
28.08.08	Острова Вознесения	6,20		2,6E+18	2,20E+14	8,46E-05	0,18	-17,37	12	сдвиг	4, 5
30.08.08	Китай	5,80		6,7E+17	3,50E+13	5,22E-05	42,79	83,96	17	надвиг	4, 5
06.09.08	Афганистан	5,80	14,62	7,1E+17	5,4E+13	7,61E-05	36,49	70,78			3, 4, 5
10.09.08	Иран	5,80		7,1E+17	1,30E+13	1,83E-05			15		4, 5
11.09.08	Япония	6,80		1,8E+19	2,30E+14	1,28E-05	41,79	144,11	20	надвиг	4, 5
12.09.08	Камчатка	5,90	12,3	8,7E+17	2E+12	2,30E-06	56,312	164,07	15		1, 4, 5
18.09.08	Камчатка	5,80	12,8	7,4E+17	2,1E+12	2,84E-06	51,94	158,363	58,5		1, 4, 5
25.09.08	Китай	5,80		5,5E+17	2,00E+13	3,64E-05			9		4, 5
05.10.08	Таджикистан – Киргизия	6,70	14,5	1,4E+19	9,70E+13	6,93E-06	39,5	73,64	12	надвиг	3, 4, 5

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
06.10.08	Китай	6,10		1,9E+18	2,70E+13	1,42E-05	29,66	90,5	7	сброс	4, 5
08.10.08	Китай	5,40		1,4E+17	3,60E+12	2,57E-05	29,76	90,57	2	сброс	4, 5
11.10.08	Виргинские о-ва	6,00		1,1E+18	2,90E+13	2,64E-05	19,3	-64,83	15	надвиг	4, 5
11.10.08	Чеченская респ.	5,60		3,7E+17	2,00E+12	5,41E-06	43,4	46,19	9	надвиг	4, 5
19.10.08	Полинезия	6,90		2,9E+19	5,90E+14	2,03E-05	-21,82	-173,56	43	надвиг	4, 5
28.10.08	Пакистан	6,30		3,4E+18	2,60E+14	7,65E-05	30,4	67,48	14	сдвиг	4, 5
29.10.08	Пакистан	6,20		2,6E+18	9,20E+13	3,54E-05	30,29	67,57	19	сдвиг	4, 5
10.11.08	Китай	6,10		1,6E+18	9,40E+13	5,88E-05	37,51	95,75	17	надвиг	4, 5
16.11.08	Индонезия	7,30		1,3E+20	1,20E+15	9,23E-06	1,5	122,05	29	надвиг	4, 5
19.11.08	Коста-Рика	6,10		1,9E+18	4,80E+13	2,53E-05	8,23	-82,77	33	сброс	4, 5
09.12.08	Полинезия	6,70		1,5E+19	1,50E+14	1,00E-05	-31,03	-176,54	18	сброс	4, 5
29.12.08	Афганистан	5,80	14,14	6,7E+17	1,9E+13	2,84E-05	36,48	70,91			3, 4, 5
03.01.09	Индонезия	7,70		3,9E+20	2,80E+15	7,18E-06	-0,38	132,83	15	надвиг	4, 5
03.01.09	Индонезия	7,40		1,4E+20	1,10E+15	7,86E-06	-0,58	133,48	18	надвиг	4, 5
04.01.09	Афганистан	5,70	14,01	4,0E+17	4,3E+12	1,08E-05	36,46	70,65			3, 4, 5
06.01.09	Индонезия	5,90		7,9E+17	3,30E+12	4,18E-06	-0,47	132,76	16	надвиг	4, 5
08.01.09	Коста-Рика	6,10		1,9E+18	2,30E+13	1,21E-05	10,23	-84,11	16	сдвиг	4, 5
15.01.09	Курильские о-ва	7,40		1,5E+20	5,90E+15	3,93E-05	46,97	155,39	45	надвиг	4, 5
11.02.09	Индонезия	7,10		5,9E+19	1,10E+15	1,86E-05	3,92	126,81	23	надвиг	4, 5
15.02.09	Перу	5,90		8,4E+17	7,10E+12	8,45E-06			19		4, 5
18.02.09	Полинезия	7,00		3,5E+19	1,10E+15	3,14E-05	-27,27	-175,9	36	сдвиг с надвигом	4, 5
20.02.09	Пакистан	5,40		1,4E+17	1,40E+12	1,00E-05	34,14	73,79	7	надвиг	4, 5
28.02.09	Южные Сандвичевы о-ва	6,30		3,0E+18	1,90E+13	6,33E-06	-61,03	-24,39	6	сброс	4, 5
02.03.09	Индонезия	5,50		2,3E+17	6,30E+12	2,74E-05	-1,05	119,99	5	сброс	4, 5
11.03.09	Коста-Рика	5,70		4,6E+17	5,10E+12	1,11E-05	8,55	-83,18	14	надвиг	4, 5
11.03.09	Коста-Рика	5,00		4,4E+17	2,80E+12	6,36E-06	8,52	-83,22	12	надвиг	4, 5
12.03.09	Коста-Рика	6,20		2,5E+18	3,20E+14	1,28E-04	5,51	-82,6	15	сдвиг	4, 5
19.03.09	Полинезия	7,60		3,4E+20	9,10E+15	2,68E-05	-23,08	-174,23	49	надвиг	4, 5
05.04.09	Япония	5,70		4,1E+17	1,80E+12	4,39E-06	42,21	143,09	26	надвиг	4, 5
06.04.09	Италия	6,20		2,8E+18	6,40E+13	2,29E-05	42,29	13,35	2	сброс	4, 5
07.04.09	Италия	5,50		1,9E+17	3,20E+12	1,68E-05	42,31	13,39	9	сброс	4, 5

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
07.04.09	Курильские о-ва	6,90		2,5E+19	1,40E+14	5,60E-06	46	151,99	43	надвиг	4, 5
15.04.09	Индонезия	5,50		2,5E+17	6,80E+12	2,72E-05	-3,41	100,15	19	надвиг	4, 5
15.04.09	Индонезия	6,10		1,9E+18	3,40E+13	1,79E-05			20		4, 5
16.04.09	Южные Сандвичевы о-ва	6,70		1,3E+19	3,80E+14	2,92E-05	-60,71	-26,55	24	надвиг	4, 5
18.04.09	Курильские о-ва	6,60		1,0E+19	5,60E+13	5,54E-06	45,96	151,74	50	надвиг	4, 5
27.04.09	Мексика	5,60		3,0E+17	2,30E+12	7,67E-06	17,06	-99,41	33	надвиг	4, 5
19.05.09	Саудовская Аравия	5,70		4,0E+17	1,70E+12	4,25E-06	25,2	37,76	2	сброс	4, 5
28.05.09	Гондурас	7,30		1,3E+20	5,95E+15	4,58E-05	16,5	-87,17	12	сброс	4, 12
13.06.09	Казахстан	5,30	14	1,3E+17	1,60E+12	1,23E-05	44,77	78,83	7	надвиг	3, 4, 5
15.07.09	Новая Зеландия	7,80		5,8E+20	1,70E+15	2,93E-06	-45,85	166,26	22	надвиг	4, 5
26.07.09	Меланезия	5,70		4,8E+17	2,60E+12	5,42E-06			28		4, 5
03.08.09	Калифорния	6,90		2,5E+19	1,77E+14	7,08E-06	29,22	-113,53	15	сдвиг	4, 12
10.08.09	Андаманские о-ва	7,50		2,1E+20	6,20E+15	2,95E-05	14,16	92,94	21	сброс	4, 12
10.08.09	Соломоновы о-ва	6,50		8,4E+18	8,90E+12	1,07E-06	-11,6	165,93	43	надвиг	4, 5
16.08.09	Индонезия	6,70		1,2E+19	2,10E+14	1,75E-05	-1,56	99,45	12	надвиг	4, 12
17.08.09	Япония	6,70		1,3E+19	1,10E+15	8,46E-05	23,29	123,57	25	сдвиг с надвигом	4, 12
28.08.09	Китай	6,20		2,5E+18	2,30E+13	9,20E-06	37,64	95,76	5	надвиг	4, 5
31.08.09	Китай	5,70		3,8E+17	9,20E+12	2,42E-05	37,59	95,86	3	надвиг	4, 5
07.09.09	Грузия	5,80		7,3E+17	5,90E+12	8,08E-06	42,61	43,51	15	надвиг	4, 5
10.09.09	Камчатка	6,00		1,1E+18	7,5E+12	6,82E-06	48,317	154,192	44		4, 12
21.09.09	Южная Азия	6,10		1,6E+18	1,10E+13	6,88E-06	27,2	91,63	7	надвиг	4, 5
29.09.09	Тихий океан	8,10		1,8E+21	2,80E+16	1,56E-05	-15,13	-171,97	12	сброс	4, 5
01.10.09	Индонезия	6,50		6,4E+18	3,10E+15	4,84E-04	-2,45	101,59	9	сдвиг	4, 5
07.10.09	Вануату	7,60		3,2E+20	2,10E+15	6,56E-06	-12,26	166,17	46	надвиг	4, 5
07.10.09	Вануату	7,40		1,5E+20	4,70E+15	3,13E-05			46		4, 12
07.10.09	Соломоновы о-ва	7,80		6,5E+20	1,35E+16	2,08E-05			43		4, 12
08.10.09	Вануату	6,70		1,5E+19	2,10E+14	1,40E-05	-13,14	166,09	12	надвиг	4, 12
22.10.09	Афганистан – Таджикистан	6,10	15,13	2,1E+18	1,1E+13	5,24E-06	36,51	70,82			3, 4, 5

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
30.10.09	Япония	6,80		1,9E+19	4,30E+13	2,26E-06	28,97	130,22	37	надвиг	4, 5
17.11.09	Канада	6,40		5,7E+18	6,50E+14	1,14E-04	51,93	-131,67	14	сдвиг со сбросом	4, 5
24.11.09	Тонга	6,70		1,4E+19	2,80E+14	2,00E-05	-20,85	-173,55	22	сдвиг со сбросом	4, 5
06.12.09	Восточная Африка	5,80		5,7E+17	3,90E+12	6,84E-06	-9,97	33,9	2	сброс	4, 5
08.12.09	Восточная Африка	5,90		7,7E+17	4,70E+12	6,10E-06			4		4, 5
09.12.09	Индонезия	5,90		8,0E+17	2,30E+13	2,88E-05	2,4	95,7	19	надвиг	4, 5
19.12.09	Восточная Африка	6,00		1,3E+18	3,40E+12	2,62E-06			2		4, 5
03.01.2010	Соломоновы о-ва	7,10		5,3E+19	6,50E+14	1,23E-05	-8,88	157,21	12	надвиг	4, 12
05.01.2010	Сандвичевы о-ва	6,80		1,8E+19	2,50E+14	1,39E-05	-58,5	-14,85	15	сдвиг	4, 12
05.01.2010	Соломоновы о-ва	6,80		2,0E+19	1,70E+14	8,50E-06	-9,11	157,77	12	надвиг	4, 12
12.01.2010	Гаити	7,00		4,7E+19	5,40E+15	1,15E-04	18,61	-72,62	12	надвиг	4, 5
26.02.2010	Япония	7,00		3,6E+19	3,15E+15	8,75E-05	25,86	128,61	17	сдвиг	4, 12
27.02.2010	Чили	8,80		1,8E+22	4,70E+16	2,61E-06	-35,98	-73,15	24	надвиг	4, 5
04.03.2010	Тайвань	6,20		2,2E+18	4,50E+13	2,05E-05	22,86	120,56	21	надвиг	4, 5
05.03.2010	Индонезия	6,70		1,6E+19	2,70E+13	1,69E-06	-4,04	100,52	12	надвиг	4, 5
08.03.2010	Турция	5,90		9,4E+17	5,60E+13	5,96E-05	38,73	39,95	6	сдвиг со сбросом	4, 5
11.03.2010	Чили	6,90		2,4E+19	9,50E+14	3,97E-05	-34,54	-72,11	12,9	сброс	4, 5
11.03.2010	Чили	7,00		3,5E+19	4,70E+14	1,35E-05	-34,53	-72,13	16,3	сброс	4, 5
12.03.2010	Чили	5,80		6,4E+17	1,20E+13	1,88E-05	-34,41	-72,18	3	сброс	4, 5
16.03.2010	Сахалин	5,80		5,4E+17	2,70E+12	5,00E-06	52,14	142,09	4	надвиг	4, 5
22.03.2010	Филиппины	5,90		8,6E+17	1,70E+12	1,98E-06	18,63	120,59	36	надвиг	4, 5
24.03.2010	Китай	5,50		2,6E+17	8,10E+12	3,12E-05	32,37	92,92	5	сдвиг	4, 5
04.04.2010	Мексика	7,20		7,3E+19	3,70E+14	5,07E-06	32,31	-115,39	12	сдвиг	4, 5
06.04.2010	Индонезия	7,80		5,6E+20	3,40E+15	6,07E-06	2,07	96,74	19	надвиг	4, 5
07.04.2010	Папуа – Новая Гвинея	5,90		9,4E+17	8,00E+13	8,51E-05	-3,67	141,95	20	сдвиг со сбросом	4, 5
11.04.2010	Соломоновы о-ва	6,90		2,4E+19	2,50E+14	1,05E-05	-11,04	161,18	36	надвиг	4, 5

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
13.04.2010	Китай	6,90		2,5E+19	3,70E+15	1,48E-04			20		4, 5
02.05.2010	Чили	5,90		9,1E+17	8,20E+12	9,01E-06	-34,48	-72,22	5	сброс	4, 5
03.05.2010	Чили	6,10		2,0E+18	1,10E+13	5,50E-06	-38,31	-74,08	18	надвиг	4, 5
06.05.2010	Чили	6,10		1,6E+18	9,50E+13	5,94E-05	-18,32	-71,25	35	надвиг	4, 5
09.05.2010	Индонезия	7,20		9,0E+19	1,70E+15	1,89E-05	3,36	95,78	37	надвиг	4, 5
27.05.2010	Вануату	7,10		6,6E+19	2,90E+15	4,39E-05	-13,81	166,65	42	навиг	4, 5
29.05.2010	Китай	5,60		3,7E+17	2,90E+13	7,84E-05	33,2	96,28	15	сдвиг	4, 5
31.05.2010	Филиппины	5,80		5,9E+17	1,90E+13	3,22E-05	6,91	123,93	15	сброс	4, 5
12.06.2010	Индия	7,50		1,9E+20	2,20E+15	1,16E-05	7,85	91,65	36	надвиг	4, 5
15.06.2010	Калифорния	5,80		5,5E+17	2,50E+13	4,55E-05	32,66	-115,98	15	сдвиг	4, 5
16.06.2010	Папуа – Новая Гвинея	7,00		3,9E+19	2,10E+15	5,38E-05	-1,87	136,36	12	сдвиг	4, 5
16.06.2010	Папуа – Новая Гвинея	6,20		2,4E+18	4,50E+13	1,88E-05	-2,01	136,48	26	сдвиг с надвигом	4, 5
23.06.2010	Канада	5,00		4,6E+16	3,20E+12	6,96E-05	45,97	-75,58	15	надвиг	4, 5
24.06.2010	Папуа – Новая Гвинея	6,10		2,0E+18	9,40E+12	4,70E-06	-5,86	151,18	42	надвиг	4, 5
26.06.2010	Соломоновы о-ва	6,70		1,4E+19	1,60E+14	1,14E-05	-10,54	161,43	40	надвиг	4, 5
14.07.2010	Чили	6,50		6,8E+18	3,00E+13	4,41E-06	-38,39	-73,8	22	надвиг	4, 5
18.07.2010	Алеутские о-ва	6,00		1,2E+18	4,10E+12	3,42E-06	52,6	-169,43	3	сброс	4, 5
18.07.2010	Папуа – Новая Гвинея	6,80		2,3E+19	1,40E+14	6,09E-06	-6,32	150,68	34	надвиг	4, 5
30.07.2010	Иран	5,40		1,8E+17	1,10E+13	6,11E-05	35,17	59,36	9	надвиг	4, 5
05.08.2010	Чили	5,80		6,0E+17	1,10E+12	1,83E-06	-37,7	-73,69	18	надвиг	4, 5
27.08.2010	Иран	5,60		2,8E+17	3,10E+13	1,11E-04	35,53	54,49	5	сдвиг со сбросом	4, 5
03.09.2010	Новая Зеландия	6,90		2,8E+19	1,30E+16	4,64E-04	-43,56	172,12	15	сдвиг	4, 5
27.09.2010	Иран	5,50		2,6E+17	2,50E+13	9,62E-05	29,56	51,62	15	надвиг	4, 5
25.10.2010	Индонезия	5,80		6,3E+17	1,20E+13	1,90E-05	-3,55	100,12	19	надвиг	4, 5
16.11.2010	Папуа – Новая Гвинея	5,90		7,6E+17	1,00E+13	1,32E-05	-1,85	139,18	3	надвиг	4, 5
26.11.2010	Иран	5,30		1,3E+17	5,40E+12	4,15E-05	27,94	52,47	8	надвиг	4, 5
02.12.2010	Папуа – Новая Гвинея	6,60		1,1E+19	2,90E+13	2,64E-06	-6,3	149,9	45	надвиг	4, 5

Продолжение

Дата	Регион	M_w	Класс, K	M_0, Нм	E_s, Дж	E_s/M_0	Lat	LON	Глубина, км	Механизм	Источник
20.12.2010	Иран	6,30		3,3E+18	5,70E+14	1,73E-04	28,1	59,11	12	сдвиг	4, 5
21.12.2010	Индонезия	5,80		5,4E+17	5,10E+12	9,44E-06	-9,2	111,3	18	надвиг	4, 5
11.03.2011	Япония	9,10		5,3E+22	3,00E+17	5,65E-06	37,52	143,05	20	надвиг	4, 5
14.10.2011	Юго-Восточная Сибирь	6,00		1,4E+18	9,50E+12	6,88E-06	54,17	123,77	21,8	сдвиг	4, 5
27.12.2011	Тува	6,70		1,4E+19	8,70E+14	6,30E-05	51,842	95,911	15	сдвиг с надвигом	4, 5
26.02.2012	Тува	6,60		1,2E+19	9,50E+13	7,98E-06	51,69	96	20	надвиг	4, 5
11.04.2012	Индонезия	8,60		9,1E+21	2,70E+17	2,95E-05	2,35	92,82	23	сдвиг с надвигом	4, 5
22.05.2012	Болгария	5,60		3,3E+17	2,40E+12	7,38E-06	42,51	23,05	9,4	сброс	4, 5
16.11.2012	Курильские о-ва	6,50		6,6E+18	8,70E+13	1,33E-05	49,22	155,87	29	надвиг	4, 5
14.02.2013	Якутия	6,70		1,3E+19	3,30E+14	2,60E-05	67,65	142,51	10	надвиг	4, 5
28.02.2013	Курильские о-ва	6,80		2,1E+19	7,40E+13	3,51E-06	50,83	157,93	41	надвиг	4, 5

Источники данных:

1. URL: http://emsd.ru/
2. URL: http://seis-bykl.ru/
3. URL: http://www.kndc.kz/index.php?lang=ru
4. URL:http://earthquake.usgs.gov/contactus/golden/neic.php
5. URL: http://www.globalcmt.org/
6. [Kanamori et al., 1993]
7. [Mori et al., 2003]
8. [Mayeda and Walter, 1996]
9. [Venkataraman, Kanamori, 2004
10. [Ide et al., 2003]
11. [Ключевский, Демьянович, 2002]
12. [Convers and Newman, 2011]

Литература

Авагимов А.А., Зейгарник В.А. Анализ триггерного воздействия электромагнитными полями на геологическую среду, количественные оценки взаимодействия // Физика Земли. 2016. № 2. С. 87–96.

Адушкин В.В. Сильные природно-техногенные землетрясения как особый вид триггерной сейсмичности: матер. II Всерос. семинара-совещ. «Триггерные эффекты в геосистемах» / Под ред. В.В. Адушкина и Г.Г. Кочаряна. М.: ГЕОС. 2013. С. 10–33.

Адушкин В.В., Кочарян Г.Г., Новиков В.А. Исследование режимов движения по разлому // Физика Земли. 2016. № 5, С. 13–24.

Адушкин В.В., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В. и др. О влиянии сейсмических колебаний на развитие тектонических деформаций // Докл. РАН. 2009. Т. 425. № 1. С. 98–100.

Адушкин В.В., Кочарян Г.Г, Родионов В.Н. О воздействии сейсмических колебаний малой амплитуды на инженерные сооружения // Докл. РАН. 1999. Т. 369. № 5. С. 816–817.

Адушкин В.В., Кочарян Г.Г., Санина И.А. О вкладе взрывных работ в развитие сейсмодеформационных процессов в регионе // ДАН. 2011. Т. 441. № 1. С. 92–94.

Адушкин В.В., Орленко Т.А. Прочностные характеристики разуплотнения песчаного грунта при сдвиге // Механика твердого тела. 1971. № 2. С. 167–171.

Адушкин В.В., Спивак А.А. Подземные взрывы. М.: Наука, 2007. 579 с.

Адушкин В.В., Спивак А.А. Приливная сила как триггер геофизических процессов: мат. Всерос. семинара-совещ. «Триггерные эффекты в геосистемах» / Под ред. В.В. Адушкина, Г.Г. Кочаряна. М.: ГЕОС, 2010. С. 8–18.

Адушкин В.В., Турунтаев С.Б. Техногенная сейсмичность – индуцированная и триггерная. М.: ИДГ РАН, 2015. 364 с.

Артюшков Е.В. Физическая тектоника. М.: Наука, 1993. 456 с.

Астафуров С.В., Шилько Е.В., Псахье С.Г. Влияние стесненных условий на характер деформирования и разрушения блочных сред при сдвиговом нагружении // Физ. мезомех. 2009. Т. 12. № 6. С. 23–32.

Архипов В.Н., Борисов В.А., Будков А.М. и др. Механическое действие ядерного взрыва. М.: Физматлит, 2003. 550 с.

Белинский И.В., Михалюк А.В., Христофоров Б.Д. Вязкость горных пород при деформационных процессах // Физика земли. 1975. № 8. С. 80–84.

Белоусов Т.П., Куртасов С.Ф., Мухамедиев Ш.А. Делимость земной коры и палеонапряжения в сейсмоактивных и нефтегазоносных регионах Земли. М.: ОИФЗ РАН, 1997. 324 с.

Бенедик А.Л., Иванов А.В., Кочарян Г.Г. Построение структурных моделей участков земной коры на разном иерархическом уровне // Физ.-техн. пробл. разраб. полезн. ископ. 1995. № 5. С. 31–42.

Бенедик А.Л., Кочарян Г.Г., Бугаев Е.Г. Иерархия энергонасыщенных зон земной коры // Нестационарные процессы в верхних и нижних оболочках Земли. М.: ГЕОС, 2002. С. 31–38.

Беседина А.Н., Кишкина С.Б., Кочарян Г.Г. Влияние деформационных характеристик нарушений сплошности породного массива на эффективность излучения очагов индуциро-

ванной сейсмичности. Ч. I. Результаты натурных наблюдений // Физ.-техн. пробл. разраб. полезн. ископ. 2015. № 4. С. 83–95.

Бобряков А.П., Косых В.П., Ревуженко А.Ф. Триггерное инициирование разрядки упругой энергии в напряженной геосреде // ФТПРПИ. 2015. № 1. С. 14–22.

Бобряков А.П., Косых В.П., Ревуженко А.Ф. Распространение в упаковке стеклянных шаров слабых продольных волн от периодических нагрузок // ФТПРПИ, № 5, 2016, с. 40–47.

Богомолов Л.М. Отклики эмиссионных сигналов геосреды на воздействия электромагнитных полей и вибраций: дисс. док. физ.-мат. наук. Москва. 2012. 359 с.

Будков А.М., Кочарян Г.Г. Экспериментальное исследование различных режимов скольжения блоков по границе раздела. Часть 3. Численное моделирование // Физ. мезомех. 2016. Т. 19. № 3. С. 86–92.

Будков А.М., Кочарян Г.Г., Погорецкий А.В. Особенности диагностики нарушений сплошности горного массива отраженными волнами // Физические процессы в геосферах при сильных возмущениях. М.: ИДГ РАН. 1996. С. 103–110.

Быков В.Г. Деформационные волны земли: концепция, наблюдения и модели // Геология и геофизика. 2005. Т. 46. № 11. С. 1176–1190.

Гарагаш И.А., Николаевский В.Н. Неассоциированные законы течения и локализации пластической деформации // Успехи механики. 1989. Т. 12. № 1. С. 131–183.

Герасимова Т.И., Кондратьев В.Н., Кочарян Г.Г. Модельные исследования особенностей сдвигового деформирования трещин, содержащих заполнитель // ФТПРПИ. 1995. № 4. С. 61–68.

Головин С.А., Пушкар А. Микропластичность и усталость металлов. М.: Металлургия, 1980. 240 с.

Гольдин С.В. Деструкция литосферы и физическая мезомеханика // Физическая мезомеханика. 2002. Т. 5. № 5. С. 5–22.

Гольдин С.В. Дилатансия, переупаковка и землетрясения // Физика Земли. 2004. № 10. С. 37–54.

Горбунова Э.М., Свинцов И.С. Ретроспективный анализ режима подземных вод при проведении крупномасштабных экспериментов: тез. докладов VI Международная конференция (09–13 августа 2010 г., Курчатов) «Мониторинг ядерных испытаний и их последствий», Казахстан: НЯЦ РК, 2010. С. 72–75.

Гохберг М.Б., Колосницын Н.И. Триггерные механизмы землетрясений: матер. Всерос. семинара-совещ. «Триггерные эффекты в геосистемах» (Москва, 22–24 июня 2010 г.) / Под ред. В.В. Адушкина, Г.Г. Кочаряна. М.: ГЕОС. 2010. С. 52–62.

Гордеев Е.И., Левин В.Е., Бахтияров В.Ф. и др. Предварительный анализ перемещений станций GPS на Камчатке: скорости плит и геодезический предвестник землетрясения / Геодинамика и вулканизм Курило-Камчатской островодужной системы. Петропавловск-Камчатский, ИВГиГ ДВО РАН, 2001. 428 с.

Грачев А.Ф. Основные проблемы новейшей тектоники и геодинамики Северной Евразии // Физика Земли. 1996. № 12. С. 3–32.

Губерман Ш.А. О некоторых закономерностях возникновения землетрясений // Докл. АН СССР. 1975. Т. 224. № 3. С. 573–576.

Добрынина А.А. Добротность литосферы и очаговые параметры землетрясений Байкальской рифтовой системы: дис. канд. физ.-мат. наук / А.А. Добрынина. Иркутск. 2011. 251 с.

Друкер Д., Прагер В. Механика грунтов и пластический анализ или предельное проектирование // Механика: Новое в зарубежной науке. Вып. 2. Определяющие законы механики грунтов. М.: Мир, 1975. С. 166–177.

Дыбленко В.П., Камалов Р.Н., Шариффулин Р.Я., Туфанов И.А. Повышение продуктивности и реанимация скважин с применением виброволнового воздействия. М.: Недра, 2000. 381 с.

Дядьков П.Г., Мельникова В.И. и др. Сейсмотектоническая активизация Байкальского региона в 1989–1999 годах // Геология и геофизика. 1999. Т. 40. № 3. С. 373–386.

Дядьков П.Г., Назаров Л.А., Назарова Л.А. Моделирование напряженного состояния земной коры в окрестности сейсмогенного разлома в центральной части Байкальского рифта // Геология и геофизика. 1996. № 9. С. 71–78.

Еманов А.Ф., Еманов А.А., Фатеев А.В., Лескова Е.В., Шевкунова Е.В., Подкорытова В.Г. Техногенная сейсмичность разрезов Кузбасса (Бачатское землетрясение 18 июня 2013 г.) // ФТПРПИ. 2014. № 2. С. 41–46.

Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука, 1983. 415 с.

Закржевская Н.А., Соболев Г.А. О возможном влиянии магнитных бурь на сейсмичность // Физика Земли. 2002. № 4. С. 3–15.

Закржевская Н.А., Соболев Г.А. Влияние магнитных бурь с внезапным началом на сейсмичность в различных регионах // Вулканология и сейсмология. 2004. № 3. С. 63–75.

Замышляев Б.В., Евтерев Л.С. Модели динамического деформирования и разрушения грунтовых сред. М.: Наука, 1990. 198 с.

Зорин Ю.А., Турутанов Е.Х. Плюмы и геодинамика Байкальской рифтовой зоны // Геология и геофизика. 2005. Т. 46. № 7. С. 685–699.

Зорин Ю.А., Турутанов Е.Х., Кожевников В.М. Геофизические данные о мантийных плюмах под Байкальской рифтовой зоной и ее окрестностями // Докл. РАН. 2003. Т. 393. № 5. С. 677–680.

Иванченко Г.Н., Горбунова Э.М. Использование данных дистанционного зондирования участков земной коры для анализа геодинамической обстановки. М.: ГЕОС, 2015. 112 с.

Кайе А., Трикар Ж. Проблема классификации геоморфологических явлений // Вопр. климатической и структурной геоморфологии. М.: Иностр. л-ра. 1959. С. 32–67.

Касахара К. Механика землетрясений. М.: Мир. 1985. 264 с.

Киссин И.Г. Флюиды в земной коре. Геофизические и тектонические аспекты. М.: Наука, 2015. 328 с.

Клишин С.В., Ревуженко А.Ф. Исследование задачи Янсена методом дискретных элементов в трехмерной постановке // ФТПРПИ. 2014. № 3. С. 10–16.

Ключевский А.В., Демьянович В.М. Динамические параметры очагов сильных землетрясений Байкальской сейсмической зоны // Физика Земли. 2002. № 2. С. 55–66.

Конакова М.А., Теплинский Ю.А. Коррозионное растрескивание под напряжением трубных сталей. СПб: Недра, 2004. 356 с.

Кондратьев С.В. Методика измерений относительных перемещений блоков горного массива // Сейсмические приборы. ОИФЗ РАН, 1996, вып. 25–26. С. 151–156.

Копылова Г.Н. Изменения уровня воды в скважине Елизовская-1, Камчатка, вызванные сильными землетрясениями (по данным наблюдений в 1987–1998 гг.) // Вулканология и сейсмология. 2001. № 2. С. 39–52.

Копылова Г.Н. Изменения уровня воды в скважине ЮЗ-5, Камчатка, вызванные землетрясениями // Вулканология и сейсмология. 2006а. № 6. С. 52–64.

Копылова Г.Н. Сейсмичность как фактор формирования режима подземных вод // Вестник КРАУНЦ. Серия науки о Земле. 2006б. № 1. Вып. № 7. С. 50–66.

Копылова Г.Н., Болдина С.В. Гидрогеодинамические эффекты землетрясений в системе скважина-резервуар // Вестник КРАУНЦ, Серия Науки о Земле. 2006а. № 5.

Копылова Г. Н., Болдина С.В. Гидрогеодинамические эффекты землетрясений в системе скважина-резервуар (на примере скважины ЮЗ-5, Камчатка): материалы науч.-техн. конф. (17–18 янв. 2006 г., Петропавловск-Камч.) «Геофизический мониторинг Камчатки». Петропавловск-Камч., 2006б. С. 122–130.

Копылова Г.Н., Болдина С.В. Триггерное воздействие землетрясений на подземные воды (по данным наблюдений на Камчатке): материалы III Всероссийского семинара-совещания (Москва, 16–19 июня 2015 г.) «Триггерные эффекты в геосистемах» / Под. ред. В.В. Адушкина и Г.Г. Кочаряна. М.: ГЕОС, 2015. С. 70–78.

Костров Б.В. Неустановившееся распространение трещин продольного сдвига // Прикладная математика и механика. 1966. Т. 30. Вып. 6. С. 1042–1049.

Костров Б.В. Сейсмический момент, энергия землетрясений и сейсмическое течение горных масс // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1974. № 1. С. 23–44.

Костров Б.В. Механика очага тектонического землетрясения. М.: 1975. 176 с.

Костюченко В.Н. О прохождении сейсмических волн через массив трещиноватых горных пород // Докл. АН СССР. 1985. Т. 285. № 2. С. 45–48.

Костюченко В.Н., Кочарян Г.Г., Бенедик А.Л., Будков А.М., Кабыченко Н.В., Павлов Д.В., Перник Л.М., Свинцов И.С. Опыт воздействия на трещиноватый коллектор низкоамплитудными сейсмическими колебаниями // Геоэкология. 2004. № 4. С. 367–377.

Костюченко В.Н., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В. Деформационные характеристики межблоковых промежутков различного масштаба // Физ. мезомех. 2002. Т. 5. № 5. С. 23–42.

Костюченко В.Н., Родионов В.Н. Об излучении сейсмических волн при мощных подземных взрывах в прочных горных породах // Изв. АН СССР. 1974. Сер. физика Земли. № 10. С. 51–58.

Кочарян Г.Г. Дистанционное инициирование динамических событий: материалы Всероссийского семинара-совещания «Триггерные эффекты в геосистемах» / Под. ред. В.В. Адушкина и Г.Г. Кочаряна. М.: ГЕОС, 2010. С. 8–18.

Кочарян Г.Г. Жесткость разломной зоны как геомеханический фактор, контролирующий излучательную эффективность землетрясений в континентальной коре // ДАН. 2013. Т. 452. № 1. С. 87–91.

Кочарян Г.Г. Масштабный эффект в сейсмотектонике // Геодинамика и тектонофизика. 2014. Т. 5. № 2. С. 353–385. Doi:10.5800/GT2014520133.

Кочарян Г.Г., Бенедик А.Л., Костюченко В.Н., Павлов Д.В., Перник Л.М., Свинцов И.С. Опыт воздействия на трещиноватый коллектор низкоамплитудными сейсмическими колебаниями // Геоэкология. 2004а. № 4. С. 367–377.

Кочарян Г.Г., Виноградов Е.А., Горбунова Э.М. Изменение флюидодинамического режима подземных коллекторов под действием сейсмических колебаний. Часть 1. Анализ результатов наблюдений // Динамические процессы в геосферах: Сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2010. С. 70–79.

Кочарян Г.Г., Виноградов Е.А., Горбунова Э.М., Марков В.К., Марков Д.В., Перник Л.М. Гидрогеологический отклик подземных коллекторов на сейсмические колебания // Физика Земли. 2011. № 12. С. 50–62.

Кочарян Г.Г., Иванченко Г.Н., Кишкина С.Б. Энергия, излучаемая сейсмическими событиями различного масштаба и генезиса // Физика Земли. 2016а. № 4. С. 141–156.

Кочарян Г.Г., Кабыченко Н.В. Проявление блоковых движений в длиннопериодном сейсмическом фоне // Геофизические процессы в нижних и верхних оболочках Земли. Книга 1: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. 2003. С. 98–107.

Кочарян Г.Г., Кишкина С.Б., Остапчук А.А. Сейсмический портрет разломной зоны. Что может дать анализ тонкой структуры пространственного расположения очагов слабых землетрясений? // Геодинамика и тектонофизика. 2010. № 1 (4). С. 419–440. http://dx.doi.org/10.5800/GT2010140027.

Кочарян Г.Г., Костюченко В.Н., Павлов Д.В. Инициирование деформационных процессов в земной коре слабыми возмущениями // Физическая мезомеханика. 2004б. Т. 7. № 1. С. 5–22.

Кочарян Г.Г., Кулюкин А.А., Марков В.К., Марков Д.В., Павлов Д.В. Малые возмущения и напряженно-деформированное состояние земной коры // Физическая мезомеханика. 2005. Т. 8. № 1. С. 23–36.

Кочарян Г.Г., Кулюкин А.А., Марков В.К., Марков Д.В., Перник Л.М. О критической скорости деформации разломных зон // ДАН. 2008. Т. 418. № 3. С. 383–386.

Кочарян Г.Г., Кулюкин А.А., Павлов Д.В. Роль нелинейных эффектов в механике накопления малых возмущений // Физическая мезомеханика. 2006а. Т. 9. № 1. С. 5–14.

Кочарян Г.Г., Кулюкин А.А., Павлов Д.В. Некоторые особенности деформирования границ между блоками земной коры // Геология и геофизика. 2006б. Т. 47. № 5. С. 669–683.

Кочарян Г.Г., Кулюкин А.М. Исследование закономерностей обрушения подземных выработок в горном массиве блочной структуры при динамическом воздействии. Часть 2. О механических свойствах межблоковых промежутков // ФТПРПИ. 1994. № 5. С. 27–37.

Кочарян Г.Г., Марков В.К. Марков Д.В. Исследование закономерностей процесса накопления макродеформаций в массиве блочной структуры под действием сейсмических колебаний // Нестационарные процессы в верхних и нижних оболочках Земли: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М. 2002. С. 130–140.

Кочарян Г.Г., Марков В.К., Марков Д.В., Перник Л.М. О механизме вариаций флюидодинамического режима подземных коллекторов под действием слабых возмущений // Физические поля и динамика взаимодействующих геосфер: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2007. С. 56–65.

Кочарян Г.Г., Марков В.К., Остапчук А.А., Павлов Д.В. Мезомеханика сопротивления сдвигу по трещине с заполнителем // Физическая мезомеханика. 2013. Т. 16. № 5. С. 5–15.

Кочарян Г.Г., Новиков В.А. Экспериментальное исследование различных режимов скольжения блоков по границе раздела. Часть 1. Лабораторные эксперименты // Физическая мезомеханика 2015. Т. 18, № 4, С. 94–104.

Кочарян Г.Г., Остапчук А.А. Изменение жесткости разломной зоны в ходе сейсмического цикла // ДАН. 2011. Т. 441. № 3. С. 384–387.

Кочарян Г.Г., Остапчук А.А. Влияние вязкости тонких пленок на закономерности фрикционного взаимодействия блоков горной породы // ДАН. 2015. Т. 463. № 3. С. 343–346.

Кочарян Г.Г., Остапчук А.А., Павлов Д.В. Режим деформирования разломных зон и инициирующий потенциал сейсмических колебаний: материалы II Всероссийского семинара-совещания «Триггерные эффекты в геосистемах» / Под. ред. В.В. Адушкина и Г.Г. Кочаряна. М.: ГЕОС, 2013. С. 34–45.

Кочарян Г.Г., Павлов Д.В. Нарушение и залечивание зон локализации деформаций в массиве горных пород // Физическая мезомеханика. 2007. Т. 10. № 1. С. 5–18.

Кочарян Г.Г., Родионов В.Н. О природе тектонических сил // Докл. АН СССР. 1988. Т. 302. № 2. С. 304–305.

Кочарян Г.Г., Спивак А.А. Динамика деформирования блочных массивов горных пород. М.: ИКЦ «Академкнига», 2003. 423 с.

Кочарян Г.Г., Федоров А.Е. Об особенностях механики сейсмического процесса в блочной геофизической среде // Докл. АН СССР. 1990. Т. 315. № 6. С. 1345–1349.

Красный Л.И. Глобальная система геоблоков. М.: Недра, 1984. 210 с.

Кузиков С.И., Мухамедиев Ш.А. Структура поля современных скоростей земной коры в районе Центрально-Азиатской GPS сети // Физика Земли. 2010. № 7. С. 33–51.

Кузьмин Ю.О. Современные суперинтенсивные деформации земной поверхности в зонах платформенных разломов // Геологическое изучение и использование недр. Вып. № 4. М.: Геоинформмарк, 1996. С. 43–53.

Кузьмин Ю.О. Современная аномальная геодинамика асейсмичных разломных зон // Электронный научно-информационный журнал Вестник отделения наук о Земле РАН. 2002. № 1 (20). 27 с.

Кузьмин Ю.О. Тектонофизика и современная геодинамика // Физика Земли. 2009. № 11. С. 44–59.

Кузьмин Ю.О. Современная геодинамика разломных зон: разломообразование в реальном масштабе времени // Геодинамика и тектонофизика. 2014. № 5(2). С. 401–443. Doi: 10.5800/GT-2014-5-2-0135.

Кузнецов В.М. Математические модели взрывного дела // Новосибирск: Наука, 1977. 262 с.

Куксенко В.С. Модель перехода от микро- к макроразрушению твердых тел: сборник докладов I Всесоюзн. школы-семинара «Физика прочности и пластичности». Л.: Наука, 1986. С. 36–41.

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидромеханика. М. Наука, 1986. 736 с.

Латынина Л.А., Кармалеева Р.М. Деформографические измерения. М.: Наука, 1978. 154 с.

Левин Б.В., Сасорова Е.В. Сейсмоволновой низкочастотный предвестник подготовки землетрясения // Вулканология и сейсмология. 1994. № 4/5. С. 128–133.

Любушин А.А. Анализ данных систем геофизического и экологического мониторинга. М.: Наука, 2007. 228 с.

Макаров П.В. Структура резонансов и локализация неупругих деформаций и повреждений в нагружаемых твердых телах и средах // Физическая мезомеханика. 2011. Т. 14. № 3. С. 111–123.

Макаров П.А. Эволюционная концепция и математическая модель подготовки и развития землетрясений // XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики: сборник докладов. Составители: Д.Ю. Ахметов, А.Н. Герасимов, Ш.М. Хайдаров; ответственные редакторы: Д.А. Губайдуллин, А.И. Елизаров, Е.К. Липачев. 2015. С. 2432–2435.

Макаров П.В., Еремин М.О. Модель разрушения хрупких и квазихрупких материалов и геосред // Физическая мезомеханика. 2013. Т. 16. № 1. С. 5–26.

Майнчен Дж., Сак Е. Метод расчета «ТЕНЗОР»: сб. Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 185–211.

Маловичко А.А. (гл. ред.). Землетрясения России в 2003 году // Геофиз. служба РАН. Обнинск, 2006. 112 с.

Маловичко А. А. (гл. ред.). Землетрясения России в 2008 году // Геофиз. служба РАН. Обнинск, 2010. 224 с.

Маловичко А.А., Маловичко Д.А. Оценка силовых и деформационных характеристик очагов сейсмических событий // Методы и системы сейсмодеформационного мониторинга техногенных землетрясений и горных ударов. Т. 2. Новосибирск, 2010. С. 66–92.

Мелош Г. Образование ударных кратеров: геологический процесс. М.: Мир, 1994. 336 с.

Молчан Г.М., Дмитриева О.Е. Идентификация афтершоков, обзор и новые подходы // Вычислительная сейсмология. М.: Наука, 1991. Вып. 24. С. 19–50.

Махутов Н.А. Усталость металлов в широком диапазоне числа циклов // Заводская лаборатория. 2004. Т. 70. № 4. С. 37–41.

Машинский Э.И. Проявления динамической микропластичности при распространении продольной волны в горной породе // ФТПРПИ. 2014. № 2. С. 31–40.

Машинский Э.И. Микропластическая неупругость при распространении сейсмической и акустической волн в горных породах // Геофизика. 2015. № 2. С. 19–23.

Медведев С.В. Инженерная сейсмология. М.: Стройиздат, 1962. 284 с.

Мельникова В.И., Радзиминович Н.А. Параметры сейсмотектонических деформаций земной коры Байкальской рифтовой зоны по сейсмологическим данным // Докл. РАН. 2007. Т. 416. № 4. С. 543–545.

Механика разрушения и прочность материалов. Справ. пособие, т. 4. Под ред. В.В. Панасюка. Киев: Наук. думка, 1990. 680 с.

Мухамедиев Ш.А. О дискретном строении геосреды и континуальном подходе к моделированию ее движения // Геодинамика и тектонофизика. 2016. Т. 7. № 3. С. 347–381.

Николаев А.В. Эффект сейсмических воздействий на залежи нефти и подземных вод // Сейсмическое вибровоздействие на нефтяную залежь. М.: ИФЗ РАН, 1993. С. 7–13.

Николаев А.В., Верещагина Г.М. Об инициировании землетрясений землетрясениями // ДАН СССР, 1991а. Т. 318. № 2. С. 320–324.

Николаев А.В., Верещагина Г.М. Об инициировании землетрясений подземными ядерными взрывами // ДАН СССР. 1991б. Т. 319. № 2. С. 333–336.

Николаев А.В., Верещагина Г.М. Удаленные афтершоки землетрясений и подземных ядерных взрывов // ДАН. 1999. Т. 364. № 1. С. 110–113.

Николаевский В.Н. Современные проблемы механики грунтов // В сб. «Определяющие законы механики грунтов». Серия Механика. Новое в зарубежной науке. М.: Мир, 1975. С. 210–229.

Николаевский В.Н. Дилатансия и теория очага землетрясений // Успехи механики. 1980. Т. 3, вып. 1. С. 71–101.

Осика Д.Г. Флюидный режим сейсмически активных областей. М.: Наука, 1981. 204 с.

Осипов В.И., Соколов В.Н., Еремеев В.В. Глинистые покрышки нефтяных и газовых месторождений. М.: Наука, 2001. 238 с.

Остапчук А.А. Режимы межблокового скольжения: условия формирования и трансформации: автореферат дисс. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук / А.А. Остапчук. М.: ИДГ РАН, 2016. 25 с.

Павлов Д.В., Батухтин И.В. Экспериментальное исследование изменения жесткости межблокового контакта при его сдвиговом деформировании. Часть II // Динамические процессы в геосферах. Вып. 6: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2014. С. 64–70.

Павлов Д.В., Виноградов Е.А. Деформационный мониторинг структурных нарушений массивов скальных пород и инженерных сооружений: материалы Всероссийского семинар-совещания (Москва, 22–24 июня 2010 г.) «Триггерные эффекты в геосистемах» / Под ред. В.В. Адушкина, Г.Г. Кочаряна. М.: ГЕОС, 2010. С. 255–261.

Петров Н.А., Кореняко А.В., Давыдова И.Н., Комлева С.Ф. Обработка бурового раствора при бурении скважин с горизонтальным окончанием // Нефтегазовое дело. 2007. http://www.ogbus.ru/

Пешков А.Б., Кириченко В.В., Щербаков П.Н. О возможности инициирования землетрясений подземными ядерными взрывами: Сборник рефератов и докладов: Международная

научная конференция «Геофизика и современный мир» (Москва, 9–13 августа 1993 г.) 93 с.

Пиотровский В.В. Использование морфометрии для изучения рельефа и строения Земли // Земля во Вселенной. М.: Мысль, 1964. С. 278–297.

Полец А.Ю., Злобин Т.К. Реконструкция поля тектонических напряжений до и после катастрофических Симуширских землетрясений 2006 и 2007 гг. // Докл. Академии наук. 2012. Т. 445. № 1. С. 90–93.

Попов В.Л., Grzemba B., Starcevic J., Fabry C. Ускоренная ползучесть как предвестник фрикционной неустойчивости и проблема предсказания землетрясений // Физическая мезомеханика. 2010. Т. 13. № 5. С. 85–95.

Райс Дж. Механика очага землетрясений. М.: Мир, 1982. 217 с.

Раутиан Т.Г., Халтурин В.И. Очаговые спектры землетрясений. Землетрясения и процессы их подготовки. М.: Наука, 1991. С. 82–93.

Рац М.В., Чернышев С.Н. Трещиноватость и свойства трещиноватых горных пород. М.: Недра, 1970. 160 с.

Ребецкий Ю.Л. Тектонические напряжения и прочность природных массивов. М.: ИКЦ «Академкнига», 2007. 406 с.

Ребиндер П.А. О влиянии изменений поверхностной энергии на спайность, твердость и другие свойства кристаллов / Съезд русских физиков: Перечень докладов, представленных на съезд, с кратким их содержанием. М.Л.: ГИЗ, 1928. С. 29.

Ревуженко А.Ф. О приложениях неархимедова анализа в механике блочно-иерархической среды // ФТПРПИ, № 5, 2016, с. 14–22.

Ризниченко Ю.В. Проблема величины землетрясения / Сб. Магнитуда и энергетическая классификация землетрясений. М.: ИФЗ, 1974. С. 43–78.

Ризниченко Ю.В. Проблемы сейсмологии: Избранные труды. М.: Наука, 1985. 405 с.

Рихтер Ч.Ф. Элементарная сейсмология. М.: Изд-во иностр. лит., 1963. 670 с.

Родкин М.В. Проблема физики очага землетрясения: противоречия и модели // Физика Земли. 2001. № 8. С. 42–52.

Родкин М.В. Статистика кажущихся напряжений и проблема природы очага землетрясений // Физика Земли. 2001. № 8. С. 53–63.

Родионов В.Н., Адушкин В.В., Костюченко В.Н. и др. Механический эффект подземного взрыва. М.: Недра, 1971. 224 с.

Родионов В.Н., Адушкин В.В., Костюченко В.Н. и др. Механический эффект подземного взрыва. М.: Недра, 1971. 224 с.

Родионов В.Н., Сизов И.А., Цветков В.М. Основы геомеханики. М.: Недра, 1986. 301 с.

Ружич В.В., Медведев В.Я., Иванова Л.А. Залечивание сейсмогенных разрывов и повторяемость землетрясений: Сб. научных трудов «Сейсмичность байкальского рифта. Прогностические аспекты». Новосибирск: Наука, 1990. С. 44–50.

Ружич В.В., Шерман С.И. Оценка связи между длиной и амплитудой разрывных смещений // Динамика земной коры Восточной Сибири. Новосибирск: Наука, СО, 1978. С. 52–57.

Садовский М.А. Естественная кусковатость горной породы // Докл. АН СССР. 1979. Т. 247. № 4. С. 829–831.

Садовский М.А., Болховитинов Л.Г., Писаренко В.Ф. Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. М.: Наука, 1987. 100 с.

Садовский М.А., Кочарян Г.Г., Родионов В.Н. О механике блочного горного массива // Докл. АН СССР. 1988. Т. 302. № 2. С. 306–307.

Садовский М.А., Мирзоев К.М., Негматуллаев С.Х., Саломов И.Г. Влияние механических микроколебаний на характер пластических деформаций материалов // Физика земли. 1981. № 5. С. 32–42.

Семинский К.Ж. Внутренняя структура континентальных разломных зон. Тектонофизический аспект. Новосибирск: Изд-во СО РАН, Филиал «Гео», 2003. 243 с.

Семинский К.Ж., Кожевников Н.О., Черемных А.В. и др. Межблоковые зоны земной коры: внутренняя структура и геофизические поля: материалы Всероссийского семинара-совещания (Москва, 22–24 июня 2010 г. «Триггерные эффекты в геосистемах» / Под ред. Адушкина В.В., Кочаряна Г.Г. М.: ГЕОС, 2010. С. 300–309.

Семинский К.Ж., Кожевников Н.О., Черемных А.В., Поспеева Е.В., Бобров А.А., Оленченко В.В., Тугарина М.А., Потапов В.В., Зарипов Р.М., Черемных А.С. Межблоковые зоны в земной коре юга Восточной Сибири: тектонофизическая интерпретация геолого-геофизических данных // Геодинамика и тектонофизика. 2013. Т. 4. № 3. С. 203–278. DOI:10.5800/GT-2013-4-3-0099.

Смирнов В.Б., Завьялов А.Д. К вопросу о сейсмическом отклике на электромагнитное зондирование литосферы Земли // Физика Земли. 2012. № 7-8. С. 63–88.

Соболев Г.А. Основы прогноза землетрясений. М.: Наука, 1993. 313 с.

Соболев Г.А. Концепция предсказуемости землетрясений на основе динамики сейсмичности при триггерном воздействии. М.: ИФЗ РАН, 2011. 56 с.

Соболев Г.А., Веттегрень В.И., Киреенкова С.М., Морозов Ю.А., Смульская А.И., Мамалимов Р.И., Кулик В.Б. Размытый фазовый альфа-бета переход в поверхностном слое природного кварца // Геофизические исследования. 2014. Т. 15. № 4. С. 5–19.

Соболев Г.А., Веттегрень В.И., Киреенкова С.М., Смульская А.И., Мамалимов Р.И., Кулик В.Б. Исследование нанокристаллов зеркала скольжения из сейсмодислокации // Геофизические исследования. 2015б. Т. 16. № 4. С. 5–14.

Соболев Г.А., Веттегрень В.И., Ружич В.В., Иванова Л.А, Мамалимов Р.И. Щербаков И.П. Исследование зеркала скольжения и механизма образования зеркала скольжения // Вулканология и сейсмология. 2015а. № 3. С. 3–14.

Соболев Г.А., Завьялов А.Д. О концентрационном критерии сейсмогенных разрывов // Докл. АН СССР. 1980. Т. 252, № 1. С. 69–71.

Соболев Г.А., Закржевская Н.А. К вопросу о влиянии удаленных землетрясений на сейсмичность // Физика Земли. 2013. № 4. С. 29–42.

Соболев Г.А., Закржевская Н.А., Соболев Д.Г. К вопросу о влиянии циклонов на сейсмичность // Вулканология и сейсмология. 2012. № 2. С. 1–12.

Соболев Г.А., Закржевская Н.А., Соболев Д.Г. Триггерное возбуждение повторных землетрясений // Физика Земли. 2016. № 2. С. 3–21.

Соболев Г.А., Закржевская Н.А., Харин Е.П. О связи сейсмичности с магнитными бурями // Физика Земли. 2001. № 11. С. 6–15.

Соболев Г.А., Киреенкова С.М., Морозов Ю.А., Смульская А.И., Веттегрень В.И., Кулик В.Б., Мамалимов Р.И. Исследование нанокристаллов в зоне динамической подвижки // Физика Земли. 2012. № 9-10. С. 17–25.

Соболев Г.А., Кольцов А.В., Андреев В.О. Триггерный эффект колебаний в модели землетрясений // Докл. РАН. 1991. Т. 319. С. 337–341.

Соболев Г.А., Любушин А.А. Микросейсмические импульсы как предвестники землетрясений // Физика Земли. 2006. № 9. С. 5–17.

Соболев Г.А., Пономарев А.В. Физика землетрясений и предвестники. М.: Наука, 2003. 270 с.

Соболев Г. А., Пономарев А. В., Майбук Ю. Я. Инициирование неустойчивых подвижек микроземлетрясений упругими импульсами // Физика Земли. 2016. № 5, С. 51–69.

Современная геодинамика и нефтегазоносность / Под ред. Н.А. Крылова и В.А. Сидорова. М.: Наука, 1989. 199 с

Спивак А.А. Оценка жесткости разломных зон земной коры на основе сейсмических данных // Физика Земли. 2011. № 7. С. 44–53.

Спивак А.А., Кишкина С.Б., Локтев Д.Н., Харламов В.А. Прецессия структурного блока земной коры // Проблемы взаимодействующих геосфер: сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2009. С. 94–100.

Спивак А.А., Цветков В.М. Модель зонального строения и зависимость ширины разлома от величины сдвига // Локальные и глобальные проявления воздействий на геосферы: сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2008. С. 11–22.

Спивак А.А., Цветков В.М. Новая модель зональной структуры разломов // ДАН. 2009. Т. 424. № 3. С. 398–401.

Спунгин В.Г. Разрывные нарушения Дегелена и опыт исследования их иерархии // Геоэкология. 2001. № 6. С. 542–551.

Стефанов Ю.П. Режимы дилатансии и уплотнения развития деформации в зонах локализованного сдвига // Физ. мезомех. 2010. Т. 13. Спецвыпуск. С. 44–52.

Стефанов Ю.П., Бакеев Р.А. Формирование цветковых структур нарушений в слое геосреды при разрывном горизонтальном сдвиге основания // Физика Земли. 2015. № 4. С. 81–89.

Стром А.Л. Сопоставление параметров современных и палеосейсмотектонических дислокаций // Физика Земли. 1993. № 9. С. 38–42.

Стром А.Л., Никонов А.А. Соотношения между параметрами сейсмогенных разрывов и магнитудой землетрясений // Физика Земли. 1997. № 12. С. 55–67.

Стром А.Л., Никонов А.А. Распределение смещений вдоль сейсмогенных разрывов и учет неравномерности подвижек при палеосейсмологических исследованиях // Вулканология и сейсмология. 1999. № 6. С. 47–59.

Султанов Д.Д., Люкэ Е.И., Кузнецов О.П. Результаты сейсмических измерений в дальней зоне при взрыве на р. Бурлыкия // Взрывное дело. № 82/39: Взрывная техника в строительстве и мелиорации. М.: Недра, 1980. С. 38–49.

Сырников Н.М., Тряпицын В.М. О механизме техногенного землетрясения в Хибинах // Докл. АН СССР. 1990. Т. 314. № 4. С. 830–833.

Сычев В.Н. Исследование влияния импульсных энергетических воздействий на вариации пространственно-временных распределений сейсмичности на территории северного Тянь-Шаня: дисс. канд. физ.-мат. наук / В.Н. Сычев. М. 2008. 210 с.

Тарасов Н.Т. Изменение сейсмичности коры при электрическом воздействии // Докл. РАН. 1997. Т. 353. № 4. С. 542–545.

Тарасов Н.Т., Тарасова Н.В. Влияние ядерных взрывов на сейсмический режим // Докл. РАН. 1995. Т. 343. № 4. С. 543–546.

Тарасов Н.Т., Тарасова Н.В. Влияние электромагнитных полей на скорость сейсмотектонических деформаций, релаксация упругих напряжений, их активный мониторинг // Физика Земли. 2011. № 10. С. 82–96.

Тарасов Н.Т., Тарасова Н.В., Авагимов А.А., Зейгарник В.А. Воздействие мощных электромагнитных импульсов на сейсмичность // Вулканология и сейсмология. 1999. № 4-5. С. 152–160.

Трифонов В.Г. Особенности развития активных разломов // Геотектоника. 1985. № 2. С. 16–26.

Трифонов В.Г., Кожурин А.И. Проблемы изучения активных разломов // Геотектоника. 2010. № 6. С. 79–98.

Турунтаев С.Б., Мельчаева О.Ю. Анализ триггерных сейсмических процессов при помощи методов нелинейной динамики: материалы Всероссийского семинара-совещания, Москва (22–24 июня 2010 г.) «Триггерные эффекты в геосистемах» / Под ред. В.В. Адушкина, Г.Г. Кочаряна. М.: ГЕОС, 2010. С. 124–135.

Уломов В.И. Глобальная упорядоченность сейсмодинамических 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.

Христофоров Б.Д. Исследование реологических характеристик твердых тел в широком диапазоне времен деформирования // Физическая мезомеханика. 2010. Т. 13. № 3. С. 111–115.

Ци Чен Чжи, Ван Минян, Цянь Циху, Чень Цзяньцзе Структурная иерархия и механические свойства горных пород. Часть I. Структурная иерархия и вязкость // Физическая мезомеханика. 2006. Т. 9. № 6. С. 29–39.

Черепанов Г.П. Механика хрупкого разрушения. М.: Наука, 1974. 640 с.

Чувильдиев В.Н. Неравновесные границы зерен в металлах. Теория и приложения. М.: Физматлит, 2004. С. 1–303.

Шебалин Н.В. Сильные землетрясения: Избранные труды. М.: Изд-во Академии горных наук, 1997. 542 с.

Шерман С.И. Физические закономерности развития разломов земной коры. Новосибирск: Наука, 1977. 103 с.

Шерман С.И. Деструкция литосферы: разломноблоковая делимость и ее тектонофизические закономерности // Геодинамика и тектонофизика. 2012. № 3 (4). С. 315–344. Doi: 10.5800/GT-2012-3-4-0077.

Шерман С.И. Деформационные волны как триггерный механизм сейсмической активности в сейсмических зонах континентальной литосферы // Геодинамика и тектонофизика. 2013. № 4 (2). С. 83–117. Doi: 10.5800/GT-2013-4-2-0093.

Шерман С.И. Сейсмический процесс и прогноз землетрясений: тектонофизическая концепция. Новосибирск: Гео, 2014. 359 с.

Шерман С.И., Борняков С.А., Буддо В.Ю. Области динамического влияния разломов (результаты моделирования). Новосибирск: Наука, СО АН СССР, 1983. 110 с.

Шерман С.И., Горбунова Е.А. Новые данные о закономерностях проявления землетрясений в Байкальской сейсмической зоне и их прогноз // ДАН. 2010. Т. 435. № 5. С. 686–691.

Шерман С.И., Семинский К.Ж., Борняков С.А., Буддо В.Ю., Лобацкая Р.М., Адамович А.Н., Трусков В.А., Бабичев А.А. Разломообразование в литосфере. Зоны сдвига. Новосибирск: Наука. СО, 1991. Т. 1. 261 с.

Шерман С.И., Семинский К.Ж., Борняков С.А., Буддо В.Ю., Лобацкая Р.М., Адамович А.Н., Трусков В.А., Бабичев А.А. Разломообразование в литосфере. Зоны растяжения. Новосибирск: Наука. СО, 1992. Т. 2. 227 с.

Шерман С.И., Семинский К.Ж., Борняков С.А., Буддо В.Ю., Лобацкая Р.М., Адамович А.Н., Трусков В.А., Бабичев А.А. Разломообразование в литосфере. Зоны сжатия. Новосибирск: Наука. СО, 1994. Т. 3. 262 с.

Штейнберг В.В. О параметрах очагов и сейсмическом эффекте землетрясений // Известия АН СССР. Физика Земли. 1983. № 7. С. 49–64.

Юдахин Ф.Н. Геодинамические процессы в земной коре и сейсмичность континентальной части севера Европы // Литосфера. 2000. № 2. С. 3–23.

Abercrombie R.E. Earthquake source scaling relationships from –1 to 5 ML using seismograms recorded at 2.5 km depth // Journal of Geophysical Research. 1995. V. 100. P. 24015–24036.

Abercrombie R.E., Leary P. Source parameters of small earthquakes recorded at 2.5 km depth, Cajon Pass, southern California: Implications for earthquake scaling // Geophys. Res. Lett. 1993. V. 20. P. 1511–1514, doi: 10.1029/93GL00367.

Abercrombie R.E., Rice J.R. Can observations of earthquake scaling constrain slip weakening? // Geophys. J. Int. 2005. V. 162. P. 406–424.

Aguiar A.C., Melbourne T.I., Scrivner C.W. Moment release of Cascadia tremor constrained by GPS // Journal of Geophysical Research. 2009. V. 114, B00A05, doi:10.1029/2008JB005909.

Aki K., Scaling law of seismic spectrum // Journal of Geophysical Research. 1967. V. 72. P. 729–740.

Amoruso A., Crescentini L. Slow diffusive fault slip propagation following the 6 April 2009 L'Aquila earthquake, Italy // Geophysical Research Letters. 2009. V. 36. L24306, doi: 10.1029/2009GL041503.

Anderson G., Johnson H. A new statistical test for static stress triggering: application to the 1987 Superstition Hills earthquake sequence // *J.* Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 20153–68.

Anderson G., Brune N., Louie N., Zeng H., Savage M., Yu G., Chen Q., dePolo D. Seismicity in the western Great Basin apparently triggered by the Landers, California, earthquake 28 June 1992 // Bull. Seismol. Soc. Am. 1994. V. 84. P. 863–891.

Andrews D.J. Rupture dynamics and energy loss outside the slip zone // Journal of Geophysical Research. 2005. V. 110, B01307, doi: 10.1029/2004JB003191.

Ando R., Takeda N., Yamashita T. Propagation dynamics of seismic and aseismic slip governed by fault heterogeneity and Newtonian rheology // Journal of Geophysical Research. 2012. V. 117, B11308, doi: 10.1029/2012JB009532.

Anthony J.L., Marone C. Influence of particle characteristics on granular friction // J. Geophys. Res. 2005. V. 110, B08409, doi: 10.1029/2004JB003399.

Arnadottir T., Geirsson H., Einarsson P. Coseismic stress changes and crustal deformation on the Reykjanes Peninsula due to triggered earthquakes on 17 June 2000 // J. Geophys. Res. 2004. V. 109, doi:10.1029/2004JB003130.

Atkinson B.K. Subcritical crack growth in geological materials // J. Geophys. Res. 1984. V. 89. P. 4077–4114.

Azua B.M., Marquez B., De Mets Ch., Masterlark T. Strong interseismic coupling, fault afterslip, and viscoelastic flow before and after the Oct. 9, 1995 Colima-Jalisco earthquake: Continuous GPS measurements from Colima, Mexico // Geophys. Res. Lett. 2002. V. 29. N. 8, doi: 10.1029/2002GL014702.

Bak P. How nature works: The science of self-organized criticality // Springer-Verlag, New York, Inc. 1996. 372 p.

Baltay A., Prieto G., Beroza G.C. Radiated seismic energy from coda measurements and no scaling in apparent stress with seismic moment // J.Geophys. Res. 2010. V. 115, B08314, doi: 10.1029/2009JB006736.

Bandis S.C., Lumsden A.C., Barton N.R. Fundamentals of rock joint deformation // Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. 1983. V. 20. N. 6. P. 249–268.

Barridge R., Knopoff L. Model and theoretical seismicity // Bull. Seismol. Soc. Of America. 1967. V. 57(3). P. 341–371.

Barton N.R., Choubey V. The shear strength of rock joints in theory and practice // Rock Mech. 1977. N. 10. P. 1–54.

Barton N. Predicting the behaviour of underground openings in rocks: 4-th Manuel Rocha Memorial Lecture. Lisbon. 1987. Oslo: Norwegian Geotech. Inst. 15 p.

Beach A., Welbon A.I., Brockback P.J., McCallum J.E. Reservoir damage around faults: outcrop examples from the Suez rift // Petroleum Geosciences, 1999. V. 5 (2). P. 109–116.

Beavan J., L. Wallace, A. Douglas, H. Fletcher, and J. Townend., 2007. Slow slip events on the Hikurangi subduction interface, New Zealand. Dynamic Planet: Monitoring and Understanding a Dynamic Planet with Geodetic and Oceanographic Tools: IAG Symposium, Cairns, Australia, 22–26 August 2005, International Association of Geodesy Symposium 130, edited by P. Tregoning and C. Rizos, 438–444, Springer, New York.

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. V. 108, doi:1029/2001JB001518.

Beeler N.M., Simpson R.W., Hickman S.H., Lockner D.A. Pore fluid pressure, apparent friction, and Coulomb failure // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 25533–25542.

Beeler N.M., Tullis T.E., Goldsby D.L. Constitutive relationships and physical basis of fault strength due to flash-heating // J. Geophys. Res. 2008. V. 113, B01401, doi: 10.1029/2007JB004988.

Besedina A., Vinogradov E., Gorbunova E., Svintsov I. Chilean Earthquakes: Aquifer Responses at the Russian Platform // PAGEOPH. 2016. V. 173. N. 4. P. 1039–1050.

Ben-Zion Y. Key formulas in earthquake seismology, in International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology, Part B / edited by W.H.K. Lee et al., appendix 2, 2003, p. 1857–1875, Academic, Amsterdam.

Ben-Zion Y., Aki, K. Seismic radiation from an SH line source in a laterally heterogeneous planar fault zone, Bull. Seism. Soc. Am. 1990. V. 80. P. 971–994.

Ben-Zion Y., Peng Z., Lewis M., McGuire J. High Resolution Imaging of Fault Zone Structures with Seismic Fault Zone Waves // Scientific Drilling, Special Issue. 2007. N. 1. P. 78–79.

Ben-Zion Y., Peng Z., Okaya D., Seeber L., Armbruster J.G., Ozer N., Michael A.J., Baris S., Aktar M. A shallow fault-zone structure illuminated by trapped waves in the Karadere-Duzce branch of the North Anatolian Fault, western Turkey // Geophys. J. Int. 2003. V. 152. P. 699–717.

Beroza G.C., Ellsworth W.L. Properties of the seismic nucleation phase // Tectonophysics. 1996. V. 261. P. 209–227.

Biegel R., Sammis C. The frictional properties of a simulated gouge having a fractal particle distribution // Journal of Structural Geology. 1989. V. 11. N. 7. P. 827–846.

Bilek S.L., Lay T., Ruff L.J. Radiated seismic energy and earthquake source duration variations from teleseismic source time functions for shallow subduction zone thrust earthquakes // Journal of Geophysical Research. 2004. V. 109, B09308. Doi: 10.1029/2004JB003039.

Blanpied M.L., Lockner D.A., Byerlee J.D. An earthquake mechanism based on rapid sealing of fault // Nature. 1992. V. 358. P. 574–576.

Blenkinsop T.G. Thickness – displacement relationships for deformation zones: discussion // Journal of Structural Geology.1989. V. 11(8). P. 1051–1054. http://dx.doi.org/10.1016/01918141(89)900564.

Boettcher M.S., McGarr A., Durrheim R.J., Spottiswoode S., Milev A., Linzer L., Johnston M.J.S., Sell R.W. A broadband, wide dynamic range investigation of earthquakes in deep South African gold mines // Seismol. Res. Lett. 1989. V. 79. V. 2. P. 311.

Borisyuk Yu.A., Novikov A.M., Seryi A.V. Statistical Analysis of Novaya Zemlya underground nuclear explosions // NATO ASI Series, 2. Environment, Springer. 1995. V. 4. P. 51–74.

Boullier A.M. Fault-zone geology: lessons from drilling through the Nojima and Chelungpu faults // Geology of the Earthquake Source: A Volume in Honour of Rick Sibson. Fagereng, A. Toy, V.G. & Rowland, J.V. (eds) Geological Society, London, Special Publications, 2011. V. 359. P. 17–37.

Boullier A.M., Ohtani T., Fujimoto K., Ito H., Dubois M. Fluid inclusions in pseudotachylytes from the Nojima Fault, Japan // Journal of Geophysical Research–Solid Earth. 2001. V. 106. P. 21965–21977.

Bouchaud E. et al. Statistics of branched fracture surfaces // Phys. Rev. B. V. 48. N. 5. 1993. P. 2917–2928, doi: 10.1103/PhysRevB.48.2917.

Bower D.R., Heaton K.C. Response of an aquifer near Ottawa to tidal forcing and the Alaskan earthquake of 1964 // Can. J. Earth Sci. 1978. V. 15. P. 331–340.

Brace W.F., Byerlee J.D. Stick-slip as a mechanism for earthquakes // Science. 1966. V. 153. P. 990–992.

Bradbury K.K., Barton D.C., Solum J.G., Draper S.D., Evans J.P. Mineralogic and textural analyses of drill cuttings from the San Andreas Fault Observatory at Depth (SAFOD) boreholes: Initial interpretations of fault zone composition and constraints on geologic models // Geosphere. 2007. № 3, P. 299–318. doi:10.1130/GES00076.1.

Brantut N., Schubnel A., Rouzaud J.-N., Brunet F., Shimamoto T. High-velocity frictional properties of a clay bearing, fault gouge and implications for earthquake mechanics // J. Geophys. Res. 2008. V. 113, B10401, doi: 10.1029/2007JB005551.

Brenguier F., Campillo M., Hadziioannou C., Shapiro N.M., Nadeau R.M., Larose E. Postseismic relaxation along the San Andreas fault at Parkfield from continuous seismological observations // Science. 2008. V. 321. P. 1478–1481.

Brodsky E.E., Kanamori H. Elastohydrodynamic lubrication of faults // Journal of Geophysical Research-Solid Earth. 2000. V. 106. P. 16357–16374.

Brodsky E.E., Ma K.F., Mori J. et al. Rapid Response Drilling: Past, Present, and Future // ICDP/SCEC International Workshop of Rapid Response Fault Drilling. Tokyo. 2009a. 30 p.

Brodsky E.E., Ma K.-F., Mori J., Saffer D. et al. Rapid repose fault drilling: past, present and future // Scientific Drilling, 2009b. V. 8. P. 66–74.

Brodsky E.E., Prejean S.G. New constraints on mechanisms of remotely triggered seismicity at Long Valley Caldera // J. Geophys. Res. 2005. V. 110, B04302, doi:10.1029/2004JB003211.

Brodsky E., Roeloffs E., Woodcock D., Gall I., Manga M. A mechanism for sustained ground water pressure changes induced by distant earthquakes // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P. 2390–2400.

Brodsky E., Sturtevant B., Kanamori H. Earthquakes, volcanones, and rectified diffusion // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 23827–23838.

Brooks B.A., Foster J.H., Bevis M., Fazer L.N., Wolfe C.J., Behn M. Periodic slow earthquakes on the flank of Kilauea volcano // Hawai'i. Earth and Planetary Science Letters. 2006. V. 246. P. 205–216.

Brown K.M., M.D. Tryon, H.R. DeShon, L.M. Dorman, and S.Y. Schwartz., 2005. Correlated transient fluid pulsing and seismic tremor in the Costa Rica subduction zone. Earth and Planetary Science Letters 238, 189–203.

Brudzinski M.R., and R. Allen, 2006. Segmentation in episodic tremor and slip all along Cascadia // Eos, Transactions, American Geophysical Union 87(52), Fall Meeting Supplies, Abstract T53G-05.

Brudzinski M.R., Allen R. Segmentation in episodic tremor ad slip all along Cascadia // Geology. 2007. V. 35 (10). P. 907–910. Doi:10.1130/G23740A.1.

Brune J. Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes // Journal of Geophysical Research, 1970. V. 75 (26). P. 4997–5009.

Burgmann R., Ergintav S., Segall P. et al. Time-dependent distributed afterslip on and deep below the Izmit earthquake rupture // Bull. Seism. Soc. Am. 2002. V. 92. N. 1. P. 126–137.

Burgmann R., M.G. Kogan, V.E. Levin, C.H. Scholz, R.W. King, and G.M. Steblov. 2001. Rapid aseismic moment release following the 5 December 1997 Kronotsky Kamchatka earthquake // Geophysical Research Letters. V. 28. N. 7. P. 1331–1334.

Byerlee J.D. Friction of rocks // Pure. Appl. Geophys. 1978. V. 116. P. 615–626.

Campillo M., Archuleta R.A. Rapture model for the 28 june 1992 Landers, California, earthquake // Geophysical Research Letters. 1993. V. 20. N. P. 647–650.

Cervelli P., Segall P., Johnson K., Lisowski M., Miklius A. Sudden aseismic fault slip on the south flank of Kilauea volcano // Nature. 2002. V. 415. P. 1014–1018.

Chen K.H., Nadeau R. M., Rau R.-J. Towards a universal rule on the recurrence interval scaling of repeating earthquakes? // Geophysical Research Letters. 2007. V. 34, L16308. Doi: 10.1029/2007GL030554.

Chery J., Carretier S., Ritz F. Postseismic stress transfer explains time clustering of large earthquakes in Mongolia // Earth Planet. Sci. Lett. 2001. V. 194. P. 277–286.

Chester F.M., Chester J.S. Ultracataclasite structure and friction processes of the Punchbowl fault, San Andreas system, California // Tectonophysics. 1998. V. 295. P. 199–221.

Chester F.M., Chester J.S., Kirschner D.L., Schulz S.E., Evans J.P. Structure of large-displacement strike-slip fault zones in the brittle continental crust // Rheology and Deformation of the Lithosphere at Continental Margins / edited by G. Karner, et al., 2004, p. 223–260, Columbia university Press, New York.

Chester J.S., Chester F.M. Kronenberg A.K. Fracture surface energy of the Punchbowl fault, San Andreas system // Nature. 2005. V. 437. P. 133–136.

Chester F.M., Evans J.P., Biegel R.L. Internal structure and weakening mechanisms of the San Andreas fault // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 771–786.

Chester F.M., Rowe C., Ujiie K., Kirkpatrick J., Regalla C., Remitti F., Moore J.C., Toy V., Wolfson-Schwehr M., Bose S., Kameda J., Mori J.J., Brodsky E.E., Eguchi N. Sean Toczko S. et al. Structure and Composition of the Plate-Boundary Slip Zone for the 2011 Tohoku-Oki Earthquake // Science. 2013. V. 342. P. 1208–1211.

Childs C., Manzocchi T., Walsh J.J., Bonson C.G., Nicol A., Schopfer M.P.J. A geometric model of fault zone and fault rock thickness variations // Journal of Structural Geology. 2009. V. 31 (2). P. 117–127.

Chinnery M.A. The strength of the earth's crust under horizontal shear stress // J. Geophys. Res. 1964. V. 69. P. 2085–2089.

Choy G.L., Boatwright J.L. Global patterns of radiated seismic energy and apparent stress // Journal of Geophysical Research. 1995. V. 100. P. 18205–18228.

Choy G.L., McGarr A., Kirby S.H., Boatwright J. An Overview of the Global Variability in Radiated Energy and Apparent Stress / In Earthquakes: radiated energy and the physics of faulting / Rachel Abercrombie [et al.], editors // AGU. 2006. P. 43–57.

Cloos M. Thrust-type subduction zone earthquakes and seamount asperities: A physical model for earthquake rupture // Geology. 1992. V. 20. P. 601–604, doi: 10.1130/0091-7613.

Coble R. Effects of the Alaskan earthquake of March 27, 1964, on groundwater in Iowa // Proc. Iowa Acad. Sci. 1965. V. 72. P. 323–332.

Cocco M., Rice J.R. Pore pressure and poroelasticity effects in Coulomb stress analysis of earthquake interactions // J. Geophys. Res. 2002. V. 107 (B2), 2030, doi:10.1029/2002JB002319.

Cochran E. S., Li Y.-G., Shearer P.M., Barbot S., Fialko Y., Vidale J.E. Seismic and geodetic evidence for extensive, long-lived fault damage zones // Geology. 2009. V. 37 (4). P. 315–318.

Cochran E.S., Vidale J.E., Tanaka S. Earth tides can trigger shallow thrust fault earthquakes // Science. 2004. V. 306. P. 1164–1166.

Convers J.A., Newman A.V. Global evaluation of large earthquake energy from 1997 through mid 2010 // J. Geophys Res. 2011. V. 116, B08304, doi:10.1029/2010JB007928.

Cornet F.H., Doan M.L., Moretti I., Borm G.. Drilling through the active Aigion Fault: The AIG10 well observatory // Compt. Rendus Geosci. 2004. V. 336. N. 4–5. P. 395–406.

Correa-Mora F., C. DeMets, E. Cabral-Cano, B. Marquez-Azua, and O. Diaz-Molina., 2008. Interplate coupling and transient slip along the subduction interface beneath Oaxaca, Mexico // Geophysical Journal International, doi: 10.1111/j.1365-246X.2008.03910.x.

Correa-Mora F., C. DeMets, E. Cabral-Cano, O. Diaz-Molina, and B. Marquez-Azua., 2009. Transient deformation in southern Mexico in 2006 and 2007: Evidence for distinct deep-slip patches beneath Guerrero and Oaxaca // Geochemistry, Geophysics, Geosystems 10, Q02S12, doi: 10.1029/2008GC002211.

Cotton F., M. Vergnolle, O. Thollon, M. Campillo, I. Manighetti, N. Cotte, A. Walpersdorf, Kostoglodov V.. Comparison of slip distribution of large slow slip events in Guerrero subduction zone // EoS. Transactions, 2008. American Geophysical Union 89(52), Fall Meeting Supplies, Abstract U33A-0039.

Coussot P. Structural similarity and transition from Newtonian to non-Newtonian behavior for clay-water suspensions // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 3971–3974.

Crone A.J., Machette M.N., Bonilla M.G., Lienkaemper J.J., Pierce K.L., Scott W.E., Bucknam R.C. Surface faulting accompanying the Bora Peak earthquake and segmentation of the Lost River fault, Central Idaho // Bul. Seism. Soc. Amer. 1987. V. 77. N. 3. P. 739–770.

Das S., Scholz C. Off-fault aftershock clusters caused by shear stress increasee? // J. Geophys. Res. 1981. V. 71. P. 1669–1675.

Das I., Zoback M.D. Long-period long-duration seismic events during hydraulic stimulation of shale and tight gas reservoirs – Part 1: Waveform characteristics // Geophysics. 2013. V. 78 (6). Doi: 10.1190/GEO2013-0164.1.

Das S., Aki K. Fault plane with barriers: a versatile earthquake model // J. Geophys. Res. 1977. V. 82. N. 36. P. 5658–5670.

Delahaye E.J., Townend J., Reyners M.E., Rogers G. Microseismicity but no tremor accompanying slow slip in the Hikurangi subduction zone, New Zealand // Earth and Planetary Science Letters. 2009. V. 277. P. 21–28.

Di Toro G., Hirose T., Nielsen S., Pennacchioni G., Shimamoto T. Natural and experimental evidence of melt lubrication of faults during earthquakes // Science. 2006. V. 311. P. 647–649.

Di Toro G., Nielsen S., Pennacchioni G. Pseudotachylytes and earthquake source mechanics. In: Fukuyama E. (ed) Fault-zone properties and earthquake rupture dynamics // International Geophysics Series. Elsevier, Amsterdam, 2009. P. 87–133.

Di Toro G., Niemeijer A., Tripoli A. et al. From field geology to earthquake simulation: a new state-of-the-art tool to investigate rock friction during the seismic cycle (SHIVA) // Rend. Fis. Acc. Lincei. 2010. V. 21 (Suppl 1). P. 95–114. Doi: 10.1007/s12210-010-0097-x.

Di Toro G., Han R., Hirose T., De Paola N., Nielsen S., Mizoguchi K., Ferri F., Cocco M., Shimamoto T. Fault lubrication during earthquakes // Nature. 2011. V. 471. P. 494–498.

Dieterich J.H. Modeling of Rock Friction: 1. Experimental results and constitutive equations // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P. 2161–2168.

Dieterich J.H. Earthquake nucleation on faults with rate and state-dependent strength // Tectonophysics. 1992. V. 211. P. 115–134, doi: 10.1016/0040-1951(92)90055-B.

Doan M.L., Comet F.H. Small pressure drop triggered near a fault by small teleseismic waves // Earth and Planetary Science Letters. 2007. V. 258. N. 1-2. P. 207–218.

Domański B., Gibowicz S. Comparison of source parameters estimated in the frequency and time domains for seismic events at the Rudna copper mine, Poland // Acta Geophys. 2008. V. 56. P. 324–343.

Douglas A., Beavan J., Wallace L., Townend J. Slow slip on the northern Hikurangi subduction interface, New Zealand // Geophysical Research Letters. 2005. V. 32, L16305. Doi: 10.1029/2005GL023607.

Dragert H., Wang K., James T.S. A silent slip event on the deeper Cascadia subduction interface // Science. 2001. V. 292. P. 1525–1528. Doi:10.1126/Science.1060152.

Dragert H., Wang K., Rogers G. Geodetic and seismic signatures of episodic tremor and slip in the northern Cascadia subduction zone // Earth, Planets and Space. 2004. V. 56. P. 1143–1150.

Drescher A., de Josselin de Jong G. Photoelastic verification of a mechanical model for the flow of a granular material // Journal of the Mechanics and Physics of Solids. 1972. V. 20. P. 337–351.

Ekström G., Engdahl E.R. Earthquake source parameters and stress distribution in the Adak Island region of the central Aleutians Islands // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. P. 15499–15519.

Ekström G., Nettles M., Abers G.A. Glacial earthquakes // Science. 2003. V. 302. P. 622–624.

Ekström G., Stein R.S., Eaton J.P., Eberhart-Phillps D. Seismicity and geometry of a 100-km long blind thrust 1. The 1985 Kettleman Hills, California, earthquake // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P. 4843–4863.

Elkhoury J.E., Brodsky E.E., Agnew D.C. Seismic waves increase permeability // Nature. 2006. V. 441. P. 1135–1138.

Elliott D. The energy balance and deformation mechanisms of thrust sheets // Phil. Trans. R. Soc. Lond. 1976. V. A203. P. 289–312.

Ellsworth W.L. Injection-Induced Earthquakes // *Science.* 2013. V. 341 (6142). Doi: 10.1126/science.1225942.

Ellsworth W.L., Beroza G.C. Seismic evidence for an earthquake nucleation phase // Science. 1995. V. 268. P. 851–855.

Ellsworth W.L., Malin P.E. Deep rock damage in the San Andreas Fault revealed by P- and S-type fault-zone-guided waves / Fagereng, A., Toy, V.G. & Rowland, J.V. (eds) Geology of the Earthquake Source: A Volume in Honour of Rick Sibson // Geological Society, London, Special Publications. 2011. V. 359. P. 39–53.

Emiliani C., Harrison C.G.A., Swanson M. Underground nuclear explosions and the control of earthquakes // Science. 1969. V. 165. P. 1255–1256.

Ergintav S., Burgmann R., McClusky S. Postseismic deformation near the Izmit Earthquake (17 August 1999, M 7.5) rupture zone // Bull. Seism. Soc. Am. 2002. V. 92. N. 1. P. 194–207.

Eshelby J.D. The elastic field of a crack extending no uniformly under general anticline loading // J. Mech. Phys. Solids. 1969. V. 17. P. 177–199.

Evans J.P. Thickness displacement relationships for fault zones // Journal of Structural Geology, 1990. V. 12 (8). P. 1061–1065. http://dx.doi.org/10.1016/01918141(90)901014.

Evans J.P., Chester F.M. Fluid-rock interaction in faults of the San Andreas system: inferences from San Gabriel fault rock geochemistry and microstructures // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. N. 13. P. 007–020.

Fagereng A., Sibson R.H. Melange rheology and seismic style // Geology. 2010. V. 38. P. 751–754, doi: 10.1130/G30868.1.

Faulkner D.R., Lewis A.C., Rutter E.H. On the internal structure and mechanics of large strike-slip fault zones: field observations of the Carboneras fault in southeastem Spain // Tectonophysics. 2003. V. 367 (3-4), P. 235–251.

Faulkner D.R., Jackson C.A.L., Lunn R.J., Schlische R.W., Shipton Z.K., Wibberley C.A.J., Withjack M.O. A review of recent developments concerning the structure, mechanics and fluid flow properties of fault zones // Journal of Structural Geology. 2010. V. 32. P. 1557–1575.

Felzer K.R., Abercrombie R.E., Ekstrom G. Secondary aftershocks and their importance for aftershock forecasting // Bull. Seismol. Soc. Am. 2003. V. 93. P. 1433–1448.

Felzer K.R., Becker T.W., Abercrombie R.E., Ekstrom G., Rice J.R. Triggering of the 1999 M_w 7.1 Hector Mine earthquake by aftershocks of the 1992 Mw 7.3 Landers earthquake // J. Geophys. Res. 2002. V. 107, doi: 10.1029/2001JB000911.

Felzer K.R., Brodsky E.E. The absence of stress shadows // Seismol. Res. Lett. 2003. V. 75. P. 285.

Felzer K.R., Brodsky E.E. Evidence for dynamic aftershock triggering from earthquake densities // Nature. 2006. V. 441. P. 735–738.

Fossen H., Hesthammer J. Possible absence of small faults in the Gullfaks Field, northern North Sea: implications for downscaling of faults in some porous sandstones // Journal of Structural Geology. 2000. V. 22 (7). P. 851–863.

Fossen H., Schultz, R.A., Shipton, Z.K., Mair, K. Deformation bands in sandstone: a review // Journal of the Geological Society. 2007. V. 164, p. 755–769.

Fossum A.F., Freund L.B. Nonuniformly moving shear crack model of a shallow focus earthquake mechanism // J. Geoph. Res. 1975. V. 80. P. 3343–3347.

Fournier R.O. Hydrothermal processes related to movement of fluid from plastic to brittle rock in the magmatic-epithermal environment // Economic Geology. 1999. V. 94. P. 1193–1211.

Freed A.M. Earthquake triggering by static, dynamic, and postseismic stress transfer // Annual Rev Earth and Planet Sci. 2005. V. 33. P. 335–367.

Freed A.M., Lin J. Time-dependent changes in failure stresses following thrust earthquakes // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 24393–24409.

Freed A.M., Lin J. Delayed triggering of the 1999 Hector Mine earthquake by viscoelastic stress transfer // Nature. 2001. V. 411. P. 180–183.

Fu Y., and J.T. Freymueller, 2013. Repeated large slow slip events at the southcentral Alaska subduction zone // Earth and Planetary Science Letters 375, 303–311. doi:10.1016/j.epsl.2013.05.049.

Fukuchi T., Mizoguchi K., Shimamoto T. Ferromagnetic resonance signal produced by frictional heating: a new indicator of paleo seismicity // Journal of Geophysical Research–Solid Earth. 2005. V. 110, B12404, doi: 10.1029/2004JB003485.

Fukuyama E., Mikumo T. Slip -weakening distance estimated at near-fault stations // Geophys. Res. Lett. 2007. V. 34, doi: 10.1029/2006GL029203.

Fulton P.M., Brodsky E.E., Kano Y., Mori J., Chester F., Ishikawa T., Harris R.N., Lin W., Eguchi N., Toczko S. et al. Low Coseismic Friction on the Tohoku-Oki Fault Determined from Temperature Measurements // Science. 2013. V. 342. P. 1214–1217.

Furumoto M., and I. Nakanishi. Source times and scaling relations of large earthquakes // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. P. 2191–2198.

Gao H., Schmidt D.A., Weldon R.J., Scaling Relationships of Source Parameters for Slow Slip Events // Bulletin of the Seismological Society of America. 2012. V. 102 (1). P. 352–360. Doi: 10.178510120110096.

Gardner J.K., Knopoff L. Is the sequence of earthquakes in Southern California, with aftershocks removed, Poissonian? // Bull. Seism. Soc. Am. 1974. V. 64. P. 1363–1367.

Ghosh A., Vidale J.E., Creager K.C. Tremor asperities in the transition zone control evolution of slow earthquakes // Journal of Geophysical Research. 2012. V. 117, B10301. Doi: 10.1029/2012JB009249.*Gibowicz S., Young R., Talebi S., Rawlence D.* Source parameters of seismic events at the Underground Research Laboratory in Manitoba, Canada: Scaling relations for events with moment magnitude smaller than 2 // BSSA. 1991. V. 81. P. 1157–1182.

Glowacka E., Nava A.F., Cossio D.D., Wong V., Farfan, F. Fault slip, seismicity, and deformation in the Mexicali Valley, Baja California, Mexico, after the M 7.1 Hector Mine earthquake // Bull. Seismol. Soc. America. 2002. V. 92. P. 1290–1299.

Gomberg J. Stress/strain changes and triggered seismicity following the Mw 7.3 Landers, California, earthquake // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 751–764.

Gomberg J. The failure of earthquake failure models // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. P. 16253–16264.

Gomberg J. Lessons from (triggered) tremor // J. Geophys. Res. 2010. V. 115, B10302, doi:10.1029/2009JB007011.

Gomberg J. Permanently enhanced dynamic triggering probabilities as evidenced by two $M \geq 7{,}5$ earthquakes // Geophys. Res. Lett. 2013. V. 40. P. 4828–4833, doi:10.1002/grl.50933.

Gomberg J., Blanpied M.L., Beeler N.M. Transient triggering of near and distant earthquakes // Bull. Seismol. Soc. America. 1997. V. 87. P. 294–309.

Gomberg J., Bodin P., Reasenberg P.A. Observing earthquakes triggered in the near field by dynamic deformations // Bull. Seismol. Soc. America. 2003. V. 93. P. 118–138.

Gomberg J., Beeler N.M., Blanpied M.L., Bodin P. Earthquake triggering by transient and static deformations // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 24411–24426.

Gomberg J., and P. Bodin (1994), Triggering of the Ms = 5.4 Little Skull Mountain, Nevada, earthquake with dynamic strains // Bull. Seismol. Soc. Am., 84(3), pp. 844–853.

Gomberg J., Bodin P. Larson K., Dragert H. Earthquakes nucleated by transient deformations caused by the M=7.9 Denali, Alaska, earthquake // Nature. 2004. V. 427. P. 621–624.

Gomberg J., Felzer K., Brodsky E. Earthquake Dynamic Triggering and Ground Motion Scaling // Proc. of 4-th International Workshop on Statistical Seismology. 2006. P. 45–51.

Gomberg J., Johnson P. Dynamic triggering of earthquakes // Nature. 2005. V. 437. P. 830.

Gomberg J., Reasenberg P.A. Bodin P., Harris R. Earthquakes triggering by seismic waves following the Landers and Hector Mine earthquakes // Nature. 2001. V. 411. P. 462–465.

Gomberg J., Reasenberg P., Cocco M., Belardinelli M.E. A frictional population model of seismicity rate change // J. Geophys. Res. 2005. V. 110, B05S03, doi:10.1029/2004JB003404.

Gomberg J., Rubinstein J.L., Peng Z., Creager K.C., Vidale J.E., Bodin P. (in press) Widespread triggering of non-volcanic tremor in California // Science 319:117 Hill DP, Prejean SG (2007) Dynamic triggering. In: Kanamori H (ed) Geophysical treatise, earthquake seismology. Elsevier, Amsterdam.

Gonzalez-Huizar H., Velasco A.A., Peng Z., Castro R.R. Remote triggered seismicity caused by the 2011, M9.0 Tohoku-Oki, Japan earthquake // Geophys. Res. Lett. 2012. V. 39, L10302, doi:10.1029/2012GL051015.

Goodman R.E, Taylor R., Brekke T. A model for the mechanics of jointed rock // J Soil Mech Found Div ASCE. 1968. V. 94(SM3). P. 367–659.

Goldsby D.L., Tullis T.E. Low frictional strength of quartz rocks at sub seismic slip rates // Geophysical Research Letters. 2002. V. 29. P. 1844. Doi: 10.1029/2002GL015240.

Goodman R.E. Methods of geological engineering in discontinuous rocks. St. Paul West Publish. Co. 1976. 472 p. (Гудман Р. Механика скальных пород: русский перевод). М.: Стройиздат, 1987. 232 с.

Grawinkel A., Stockhert B. Hydrostatic pore fluid pressure to 9km depth-fluid inclusionevidence from KTB deep drill hole // Geophys. Res. Lett. 1997. V. 24. N. 24. P. 3273–3276.

Guglielmi Y., Cappa F., Avouac J.-P., Henry P., Elsworth D. Seismicity triggered by fluid injection-induced aseismic slip // Science. 2015. V. 348. P. 1224–1226.

Hanks T.C., Bakun W.H. M-logA Observations for recent large earthquakes // Bulletin of the Seismological Society of America. 2008. V. 98(1). P. 490–494.

Hanks T., Kanamori H. A moment magnitude scale // Journal of Geophysical Research. 1979. V. 84. P. 2348–2350.

Hanks T., Thatcher W. A graphical representation of seismic source parameters // J. Geophys. Res. 1972. V. 77. P. 4393–4405, doi:10.1029/JB077i023p04393.

Hardebeck J.L., Nazareth J.J., Hauksson E. The static stress change triggering model; constraints from two southern California aftershock sequences // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 24427–24437.

Harrington R.M., Brodsky E.E. The absence of remotely triggered seismicity in Japan // Bull. Seismol. Soc. America. 2006. V. 96. P. 871–878.

Harrington R.M., Brodsky E.E. Source duration scales with magnitude differently for earthquakes on the San Andreas fault and on secondary faults in Parkfield, California // Bull. Seismol. Soc. America. 2009. V. 99. N. 4. P. 2323–2334, doi: 10.1785/0120080216.

Harris R.A. Introduction to a special section: Stress triggers, stress shadows, and implications for seismic hazards // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 24347–24358.

Harris R.A., Simpson R.W. The 1999 Mw7.1 Hector Mine, California, earthquake; a test of the stress shadow hypothesis? // Bull. Seismol. Soc. Am. 2002. V. 92. P. 1497–512.

Hayes G.P., Furlong K.P., Benz H.M., Herman M.W. Triggered aseismic slip adjacent to the 6 February 2013 M_w 8.0 Santa Cruz Islands megathrust earthquake // Earth and Planetary Science Letters. 2014. V. 388. P. 265–272.

Heaton T.H. Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture // Phys. Earth Planet Int. 1990. V. 64. P. 1–20.

Hearn E.H., Burgmann R., Reilinger R.E. Dynamics of Izmit earthquake postseismic deformation and loading of the Duzce earthquake hypocenter // Bull. Seismol. Soc. Am. 2002. V. 92. P. 172–193.

Hedayat A., Pyrak-Nolte L.J., Bobet A. Precursors to the shear failure of rock discontinuities // Geophys. Res. Lett. 2014. V. 41. P. 5467–5475, doi: 10.1002/2014GL060848;

Heermance R., Shipton Z.K., Evans J.P. Fault structure control on fault slip and ground motion during the 1999 rupture of the Chelungpu fault, Taiwan // Bulletin of the Seismological Society of America. 2003. V. 93 (3). P. 1034–1050.

Heki K., Kataoka T. (2008). On the biannually repeating slow-slip events at the Ryukyu Trench, southwestern Japan // Journal of Geophysical Research 113, B11402, doi:10.1029/2008JB005739.

Heki K., Miyazaki S., Tsuji H. Silent fault slip following an interpolate thrust earthquake at the Japan trench // Nature. 1997. V. 386. P. 595–598, doi:10.1038/386595a0.

Heki K., Tamura Y. Short term afterslip in the 1994 Sanriku-Haruka-Oki earthquake // Geophys. Res. Lett. 1997. V. 24. N. 24. P. 3285–3288.

Henry C. and Das S. Aftershock zones of large shallow earthquakes: fault dimensions, aftershock area expansion and scaling relations // Geophysical Journal International. 2001. V. 147. P. 272–293.

Hill D.P., Pollitz F., Newhall C. Earthquake-volcano interactions // Physics Today. 2002. V. 55. P. 41–47.

Hill D.P., Prejean S.G. Dynamic triggering, in Treatise on Geophysics. Edited by G. Schubert // Elsevier, 2007, p. 257–291. Amsterdam.

Hill D.P., Reasenberg P.A., Michael A., et al. Seismicity remotely triggered by the magnitude 7.3 Landers, California, earthquake // Science. 1993. V. 260. P. 1617–1623.

Hill D.P., Johnston M.J.S., Langbein J.O., Bilham R. Response of Long Valley Caldera to the M_w = 7.3 Landers, California, earthquake // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 12985–13005.

Hiramatsu Y., Furumoto M., Nishigami K., Ohmi S. Initial rupture process of microearthquakes recorded by high sampling borehole seismographs at the Nojima fault, central Japan // Phys. Earth Planet Inter. 2002. V. 132. P. 269–279.

Hirose H., Hirahara K., Kimata F., Fujii N., Miyazaki S. A slow thrust slip event following the two 1996 Hyuganada Earthquakes beneath the Bungo Channel, southwest Japan // Geophysical Research Letters. 1999. V. 26 (21). P. 3237–3240.

Hirose H., T. Matsuzawa, T. Kimura, and H. Kimura, 2014. The Boso slow slip events in 2007 and 2011 as a driving process for the accompanying earthquake swarm // Geophysical Research Letters, 41, p. 2778–2785, doi:10.1002/2014GL059791.

Hirose H., Obara K. Repeating short- and long-term slow slip events with deep tremor activity around the Bungo Channel region, southwest Japan // Earth, Planets and Space. 2005. V. 57. P. 961–972.

Hirose H., and K. Obara, 2006. Short-term slow slip and correlated tremor episodes in the Tokai region, central Japan // Geophysical Research Letters, 33, L17311, doi:10.1029/2006GL026579.

Hirose H., and K. Obara, 2010. Recurrence behavior of short-term slow slip and correlated nonvolcanic tremor episodes in western Shikoku, southwest Japan // Journal of Geophysical Research. 115, B00A21, doi: 10.1029/2008JB006050.

Hough S.E. Remotely triggered earthquakes following moderate main shocks (or why California is not falling into the ocean) // Seismological Research Letters. 2005. V. 76. P. 58–66.

Hough S.E., Kanamori H. Source properties of earthquakes near the Salton Sea triggered by the 16 October 1999 M_w 7.1 Hector Mine, California, earthquake // Bull. Seismol. Soc. America. 2002. V. 92. P. 1281–1289.

Houston H. Influence of depth, focal mechanism, and tectonic setting on the shape and duration of earthquake source time functions // Journal of Geophysical Research. 2001. V. 106 (6). P. 11137–11150.

Hsu Y., Bechor N., Segall P. et al. Rapid afterslip following the 1999 Chi-Chi, Taiwan Earthquake // Geophys. Res. Lett. 2002. V. 29. N. 16, doi: 10.1029/2002GL014967.

Hsu Y.-J., M. Simons, J.-P. Avouac, J. Galetzka, K. Sieh, M. Chlieh, D. Natawidjaja, L. Prawirodirdjo, and Y. Bock, 2006. Frictional afterslip following the 2005 Nias-Simeulue earthquake, Sumatra // Science, 312, p. 1921–1926.

Hua W., Chen Z., Zheng S. Source parameters and scaling relations for reservoir induced seismicity in the longtan reservoir area // Pageoph. 2013. V. 170. P. 767–783.

Hudnut K.W.L., Seeber L., Pacheco J. Cross-fault triggering in the November 1978 Superstition Hill earthquake sequence, southern California // Geophys. Res. Lett. 1989. V. 16. P. 199–202.

Hull J., Thickness displacement relationships for deformation zones // Journal of Structural Geology. 1988. V. 10 (4). P. 431–435. http://dx.doi.org/10.1016/01918141(88)90020X.

Husen S., Wiemer S., Smith R.B. Remotely triggered seismicity in the Yellowstone National Park region by the 2002 M_w 7.9 Denali Fault earthquake, Alaska // Bull. Seismol. Soc. America. 2004. V. 94. P. S317–S331.

Husker A.L., Brodsky E.E. Seismcity in Idaho and Montana triggered by the Denali Fault earthquake: a window into the geologic context for seismic triggering // Bull. Seismol. Soc. America. 2004. V. 94. P. S310–S316.

Husseini M.I., Randall M. Rupture velocity and radiation efficiency // BSSA. 1976. V. 66. P. 117–1187.

Hutton W., C. DeMets, O. Sanchez, G. Suarez, and J. Stock., 2001. Slip kinematics and dynamics during and after the 1995 October 9 M_w = 8.0 Colima-Jalisco earthquake, Mexico, from GPS geodetic constraints // Geophysical Journal International, 146, p. 637–658.

Ide S., Beroza G., Does apparent stress vary with earthquake size? // Geophysical Research Letters. 2001. V. 28. P. 3349–3352.

Ide S., Beroza G.C., Prejean S.G., Ellsworth W.L. Apparent break in earthquake scaling due to path and site effects on deep borehole recordings // Journal of Geophysical Research. 2003. V. 108 (B5). P. 2271. Doi: 10.1029/2001JB001617.

Ide S., Beroza G.C., Shelly D.R., Uchide T. A scaling law for slow earthquakes // Nature. 2007a. V. 447. P. 76–79.

Ide S., Shelly D.R., Beroza G.C. Mechanism of deep low frequency earthquakes: Further evidence that deep non-volcanic tremor is generated by shear slip on the plate interface // Geophysical Research Letters. 2007b. V. 34, L03308. Doi: 10.1029/2006GL028890.

Ide S., Takeo M. Determination of constitutive relations of fault slip based on seismic wave analysis // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 27.379–27.391.

Ide S., Tanaka Y. Controls on plate motion by oscillating tidal stress: evidence from deep tremors in western Japan // Geophys. Res. Lett. 2014. V. 41. P. 3842–3850.

Ide S., Yabe S., Tanaka Y. Earthquake potential revealed by tidal influence on earthquake size–frequency statistics // Nature Geoscience. 2016, doi:10.1038/ngeo2796.

Iio Y. Slow initial phase of the P-wave velocity pulse generated by microearthquakes // Geophys. Res. Lett. 1992. V. 19. P. 477–480.

Iio Y. Observation of the slow initial phase generated by microearthquakes: Implications for earthquake nucleation and propagation // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 15333–15349.

Iio Y. Earthquake Nucleation Process Extreme Environmental Events: Complexity in Forecasting and Early Warning / R.A. Meyers ed. // Springer. 2010. P. 320–337.

Ikari M.J., Marone C., Saffer D.M., Kopf A.J. Slip weakening as a mechanism for slow earthquakes // Nature Geosciences. 2013. V. 6. P. 468–472. Doi: 10.1038/NGEO18198.

Ikari M., Niemeijer A.R., Spiers C.J., Kopf A.J., Saffer D.M. Experimental evidence linking slip instability with seafloor lithology and topography at the Costa Rica convergent margin // Geology. 2013. V.41. N. 8. P. 891–894.

Ito Y., Hino R., Kido M., Fujimoto H., Osada Y., Inazu D., Ohta Y., Iinuma T., Ohzono M., Miura S., Mishina M., Suzuki K., Tsuji T., Ashi J. Episodic slow slip events in the Japan subduction zone before the 2011 Tohoku-Oki earthquake // Tectonophysics. 2013. V. 600. P. 14–26. http://dx.doi.org/10.1016/j.tecto.2012.08.022.

Itaba S., Ando R. A slow slip event triggered by teleseismic surface waves // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38, L21306, doi:10.1029/2011GL049593.

Ito Y., Obara K. Very low frequency earthquakes within accretionary prisms are very low stress-drop earthquakes // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33, L09302.

Ito Y., K. Obara, T. Matsuzawa, and T. Maeda, 2009. Very low frequency earthquakes related to small asperities on the plate boundary interface at the locked to aseismic transition // Journal of Geophysical Research 114, B00A13, doi:10.1029/2008JB006036.

Jahnke G., Igel H., Ben-Zion Y. Three-dimensional calculations of fault zone guided waves in various irregular structures // Geophys. J. Int. 2002. V. 161. P. 416–426.

Janssen C., Wagner F.C., Zang A., Dresen G. Fracture process zone in granite: a microstructural analysis // International Journal of Earth Sciences. 2001. V. 90 (1). P. 46–59.

Jeppson T.N., Bradbury K.K., Evans J.P. Geophysical properties within the San Andreas Fault Zone at the San Andreas Fault Observatory at Depth and their relationships to rock properties and fault zone structure // J. Geophys. Res. 2010. V. 115, B12423, doi: 10.1029/2010JB007563.

Jiang, Y., S. Wdowinski, T. H. Dixon, M. Hackl, M. Protti, and V. Gonzalez, 2012. Slow slip events in Costa Rica detected by continuous GPS observations, 2002–2011 // Geochemistry, Geophysics, Geosystems 13, Q04006, doi:10.1029/2012GC004058.

Johanson I.A., Bürgmann R. Creep and quakes on the northern transition zone of the San Andreas fault from GPS and InSAR data // Geophysical Research Letters. 2005. V. 32 (14), L14306. http://dx.doi.org/10.1029/2005GL023150.

Johnson C.W., Burgmann R., Pollitz F.F. Rare dynamic triggering of remote M ≥ 5.5 earthquakes from global catalog analysis // J. Geophys. Res. Solid Earth. 2015. V. 120, doi:10.1002/2014JB011788.

Johnson P.A., Jia X. Nonlinear dynamics, granular media and dynamic earthquake triggering // Nature. 2005. V. 437. N. 6. P. 871–874.

Johnston M.J.S., Linde A.T. Implications of crustal strain during conventional, slow and silent earthquakes // International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology, Academic, San Diego, Calif. 2002. V. 81A. P. 589–605.

Johnston M.J.S., Borcherdt R.D., Linde A.T., Gladwin M.T. Continuous borehole strain and pore pressure in the near field of the 28 September 2004 M 6.0 Parkfield, California, earthquake: Implications for nucleation, fault response, earthquake prediction, and tremor // Bull. Seismol. Soc. Am. 2006. V. 96, S56–S72, doi: 10.1785/0120050822.

Johnston M.J.S., Hill D.P., Linde A.T., Langbein J., Bilham R. Transient deformation during triggered seismicity from the 28 June 1992 M_w = 7.3 Landers earthquake at Long Valley volcanic caldera, California // Bull. Seismol. Soc. America. 1995. V. 85. P. 787–795.

Johnston M.J.S., Prejean S.G., Hill D.P. Triggered deformation and seismic activity under Mammoth Mountain in Long Valley caldera by the 3 November 2002 M_w 7.9 Denali Fault earthquake // Bull. Seismol. Soc. America. 2004. V. 94. P. S360–S369.

Jordan T.H. Far-field detection of slow precursors to fast seismic ruptures // Geophysical Research Letters. 1991. V. 18. P. 2019–2022.

Kanamori H., Anderson D.L. Theoretical basis of some empirical relations in seismology // Bulletin of the Seismological Society of America. 1975. V. 65. P. 1073–1095.

Kanamori H., Brodsky E.E. The physics of earthquakes // Reports on Progress in Physics. 2004. V. 67. P. 1429–1496.

Kanamori H., Given J.W. Use of long-period surface waves for rapid estimation of earthquake source parameters // Phys. Earth Planet. Interiors. 1981. V. 27. P. 8–31.

Kanamori H., Hauksson E. A slow earthquake in the Santa Maria Basin, California // Bulletin of the Seismological Society of America. 1992. V. 82. P. 2087–2096.

Kanamori H., Hauksson E., Hutton L.K., Jones L.M. Determination of earthquake energy release and ML using TERRAscope// Bull. Seismol. Soc. Am., 1993. 83, p. 330–346.

Kanamori H., Mori J., Hauksson E., Heaton T.H., Hutton L.K., Jones L.M. Determination of earthquake energy release and ML using TERRAscope // Bulletin of the Seismological Society of America. 1993. V. 83. P. 330–346.

Kanamori H., Rivera L. Energy Partitioning During an Earthquake // Earthquakes: Radiated energy and the physics of faulting / Ed. Rachel Abercrombie et al. // AGU. 2006. P. 3–13.

Kanamori H., Stewart G.S. Mode of strain release along Gibbs fracture zone, Mid-Atlantic ridge // Phys. Earth and Plan. Interiors. 1976. V. 11 (4). P. 312–332.

Kaneko Y., Ampuero J.-P., Lapusta N. Spectral-element simulations of long-term fault slip: Effect of low-rigidity layers on earthquake-cycle dynamics // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. B10313, doi:10.1029/2011JB008395.

Kato T. Crustal movements in the Tohoku district, Japan, during the period 1900–1975, and their tectonic implications // Tectonophysics. 1979. V. 60. P. 141–167.

Kawasaki I., Asai Y., Tamura Y. Space-time distribution of interpolate moment release including slow earthquakes and the seismo-geodetic coupling in the Sanriku-oki region along the Japan trench // Tectonophysics. 2001. V. 330. P. 267–283.

Kawasaki I., Y. Asai, Y. Tamura, T. Sagiya, N. Mikami, Y. Okada, M. Sakata, and M. Kasahara, 1995. The 1992 Sanriku-Oki, Japan, ultra-slow earthquake // Journal of Physics of the Earth, 43, p. 105–116.

Keilis-Borok V.I. On the estimation of the displacement in an Earthquake Source and Source Dimensions // Annals of Geophysics. 1959. V. 12. P. 205–214.

Kendall K. and Tabor D. An ultrasonic study of the area of contact between stationary and sliding surfaces // Proc. R. Soc.Lond. 1971. V. A.323. P. 321.

Keulen N., Heilbronner R., Stuenitz H., Boullier A.M., Ito H. Grain size distributions of fault rocks: a comparison between experimentally and naturally deformed granitites // Journal of Structural Geology. 2007. V. 29. P. 1282–1300.

Kessler J., Hunt J. Dissolved and colloidal contaminant transport in a partially clogged fracture // Water resources research. 1994. V. 30. N. 4. P. 1195–1206.

Kikuchi M., Ishida M. Source retrieval for deep local earthquakes with broadband records // Bull. Seism. Soc. Am. 1993. V. 83. P. 1855–1870.

Kilb D., Gomberg J., Bodin P. Aftershock triggering by complete Coulomb stress changes // J. Geophys. Res. 2002. V. 107, B4, doi:10.1029/2001JB000202.

King C.-Y., Asuma S., Igarashi G., Ohno M., Saito H., Wakita H. Earthquake-related water-level changes at closely clustered wells in Tono, central Japan // J. Geophys. Res., 1999. V. 104. N. B6. P. 13073–13082.

King G.C.P., Stein R.S., Lin J. Static stress changes and the triggering of earthquakes // Bull. Seismol. Soc. America. 1994. V. 84. P. 935–953.

King G.C.P., Cocco M. Fault interactions by elastic stress changes: new clues from earthquake sequences // Advances in Geophysics. 2001. V. 44. P. 1–38.

Kirkpatrick J.D., Rowe C.D., White J.C. and Brodsky E.E. Silica gel formation during fault slip // Evidence from the rock record GEOLOGY, September. 2013. V. 41, N. 9. P. 1015–1018.

Klein F.W. Earthquake swarms and the semidiurnal solid earth tide // Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society. 1976. V. 45. P. 245–295.

Kolyukhin D., Torabi A. Statistical analysis of the relationships between faults attributes // J. Geophys.Res. 2012. V. 117, B05406, doi: 10.1029/2011JB008880.

Kostoglodov V., S.K. Singh, J.A. Santiago, S.I. Franco, K.M. Larson, A.R. Lowry, and R. Bilham, 2003. A large silent earthquake in the Guerrero seismic gap, Mexico // Geophysical Research Letters, 30, 1807. doi:10.1029/2003GL017219.

Kostrov B.V., Das S. On the Elastic Contact Modeling of Faults With Variable Stiffness // Geophysical Monograph: Earthquake Source Mechanics. Published by the American Geophysical Union, NY. 1986. V. 37. P. 65–71.

Kovach R.L. Source mechanisms for Wilmington oil field, California, subsidence earthquakes // Bull. Seism. Soc. Am. 1974. V. 64. P. 699–711.

Krantz R.W. Multiple fault sets and three-dimensional strain: theory and application // J. Struct. Geol. 1988. V. 10. P. 225–237.

Kurlenya M.V., Oparin V.N. Problems of nonlinear geomechanics // Part 1. Journal of Mining Science. 1999. V. 35 (3). P. 216–230. http://dx.doi.org/10.1007/BF02550237.

Kwiatek G., Plenkers K., Dresen G. and JAGUARS Research Group. Source parameters of picoseismicity recorded at Mponeng deep gold mine, South Africa: implications for scaling relations // Bulletin of the Seismological Society of America. 2011. V. 101 (6). P. 2592–2608.

La Bonte A.L., Brown K.M., Fialko Y. Hydrologic detection and finite element modeling of a slow slip event in the Costa Rica prism toe // Journal of Geophysical Research. 2009. V. 114, B00A02, doi:10.1029/2008JB005806.

Lachenbruch A., Sass J. Heat flow and energetics of the San Andreas fault zone // J. Geophys. Res. 1980. V. 85. P. 6185–6222.

Lachenbruch A., Sass J. The stress heat-flow paradox and thermal results from Cajon Pass // Geophys. Res. Lett. 1988. V. 15. P. 981–984.

Langbein J., Burford R., Slater L. Variations in fault slip and strain accumulation at Parkfield, California: Initial results using two-color geodimetric measurements, 1984–1988 // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 2533–2552.

Lapusta N., Rice J.R. Low-heat and low-stress fault operation in earthquake models of statically strong but dynamically weak faults. EOS Trans // AGU. 2003a. V. 84 (46) Fall Meet. Suppl., Abstract S51B-02.

Lapusta N., Rice J.R. Nucleation and early seismic propagation of small and large events in a crustal earthquake model // J. Geophys. Res. 2003b. V. 108, doi: 10.1029/2001JB000793.

Larson K.M., Kostoglodov V., Miyazaki S., Santiago J.A.S. The 2006 aseismic slow slip event in Guerrero, Mexico: New results from GPS // Geophysical Research Letters. 2007. V. 34, L13309. doi: 10.1029/2007GL029912.

Larson K. M., A. R. Lowry, V. Kostoglodov, W. Hutton, O. Sánchez, K. Hudnut, and G. Suárez, 2004. Crustal deformation measurements in Guerrero, Mexico // Journal of Geophysical Research 109, B04409, doi:10.1029/2003JB002843.

Lay T., ed. Seismological Grand Challenges in Understanding Earth's Dynamic Systems // Report to the National Science Foundation. IRIS Consortium, 2009. 76 p.

Leonard M. Earthquake Fault Scaling: Self-Consistent Relating of Rupture Length, Width, Average Displacement, and Moment Release // Bulletin of the Seismological Society of America. 2010. V. 100. P. 1971–1988.

Li Y.G., Aki K., Vidale J.E., Xu F. Shallow structure of Landers fault zone from explosion–generated trapped waves // JGR. 1999. V. 104. N. 9. P. 20257–20275.

Li Y.G. Chen P., Cochran E.S., Vidale J.E., Burdette T. Seismic Evidence for Rock Damage and Healing on the San Andreas Fault Associated with the 2004 M6 Parkfield Earthquake // Bulletin of the Seismological Society of America. 2006. V. 96 (4B). P. 349–363.

Li Y. G., Leary P.C. Fault zone seismic trapped waves // Bull. Seism.Soc. Am. 1990. V. 80. P. 1245–1271.

Li Y.-G., Leary P., Aki K., Malin P. Seismic trapped modes in the Oroville and San Andreas fault zones // Science. 1990. V. 249. P. 763–766.

Li Y.G., Vidale J.E. Healing of the shallow fault zone from 1994–1998 after the M7.5 Landers, California, earthquake // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. P. 2999–3002.

Li Y.G., Vidale J.E., Aki K., Fei X. Depth dependent structure of the Landers fault zone from trapped waves generated by aftershocks // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. N. B3. P. 6237–6254, doi: 10.1029/1999JB900449.

Li Y.G., Vidale J.E., Cochran *E.S.* Low-velocity damaged structure of the San Andreas Fault at Parkfield from fault zone trapped waves // Geophysical Research Letters. 2004. V. 31, L12S06, doi:1 0.1029/2003GL019044.

Lienkaemper J.J., Galehouse J.S., Simpson R.W. Creep response of the Hayward Fault to stress changes caused by the Loma Prieta earthquake // Science. 1997. V. 276. P. 2014–2016, doi: 10.1126/science.276.5321.2014.

Lin J.W. An empirical correlation between the occurrence of earthquakes and typhoons in Taiwan: a statistical multivariate approach // Natural Hazards. 2013. V. 65. Issue 1. P. 605–634.

Lin C.H. The possible observation of slow slip events priori the occurrence of the 1999 Chi-Chi earthquake // Terr. Atm. Ocean. Sci. 2012. V. 23. N. 2. P. 145–159. Doi: 10.3319/TAO. 2011.09.23.01(T).

Lin W., Conin M., Moore J.C., Chester F.M., Nakamura Y., Mori J.J., Anderson L., Brodsky E.E., Eguchi N. et al. Stress State in the Largest Displacement Area of the 2011 Tohoku-Oki Earthquake // Science. 2013. V. 339. P. 687–690.

Lin A., Maruyama T., Kobayashi K. Tectonic implications of damage zone-related fault-fracture networks revealed in drill core through the Nojima Fault, Japan // Tectonophysics. 2007. V. 443. P. 161–173.

Linde A.T., Gladwin M.T., Johnston M.J.S., Gwyther R.L., Bilham R.G. A slow earthquake sequence on the San Andreas fault // Nature. 1996. V. 383. P. 65–68, doi: 10.1038/383065a0.

Linde A.T., Sacks I.S., Johnston M.J.S., Hill D.P., Billham R.G. Increased pressure from rising bubbles as a mechanism for remotely triggered seismicity // Nature. 1994. V. 371. P. 408–410.

Litchfield N.J., Van Dissen R, Sutherland R. et al. A model of active faulting in New Zealand: fault parameter descriptions // GNS Science Report. 2013. P. 2012–2019.

Little C. M7 slow release earthquake under Wellington. Earthquake-GeoNet. 2013. Available from: Info.geonet.org.nz/display/quake/2013/05/27/

Liu C., Huang M.-W., Tsai Y.-B. Water level fluctuations induced by ground motion of local and teleseismic earthquakes at two wells in Hualien, Eastern Taiwan // TAO. 2006. V. 17. N. 2. P. 371–389.

Liu C-C., Linde A.T., Sacks I.S. Slow earthquakes triggered by typhoons // Nature. 2009. V. 459. P. 833–836.

Liu C.H., Nagel S.R., Schecter D.A., Coppersmith S.N., Majumdar S., Narayan O., Witten T.A. Force fluctuations in bead packs // Science. 1995. V. 269. P. 513–515.

Liu Y., Rice J. Aseismic slip transients emerge spontaneously in three-dimensional rate and state modeling of subduction earthquake sequences // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. B08307.

Liu Y., Rice J. R. Spontaneous and triggered aseismic deformation transients in a subduction fault model // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. B09404.

Lockner D.A., Beeler N.M. Premonitory slip and tidal triggering of earthquakes // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 20,133–20,151.

Lockner D.A., Tanaka H., Ito H., Ikeda R., Omura K., Naka H. Geometry of the Nojima Fault at Nojima-Hirabayashi, Japan – I. A simple damage structure inferred from Borehole Core Permeability // Pure and Applied Geophysics. 2009. V. 166. P. 1649–1667.

Lomax A., Michelini A. M_{wpd}: A duration-amplitude procedure for rapid determination of earthquake magnitude and tsunamigenic potential from P waveforms // Geophys. J. Int. 2009. V. 176. P. 200–214.

Ma K.F., Brodsky E.E., Mori J., Ji C., Song T.R. A., Kanamori H. Evidence for fault lubrication during the 1999 Chi-Chi, Taiwan, earthquake (M_w 7.6) // Geophysical Research Letters. 2003. V. 30. P. 1244, doi: 10.1029/2002GL015380.

Ma K.F., Tanaka H., Song S.R., Wang C.Y., Hung J.H., Tsai Y.B., Mori J., Song Y.F., Yeh E.C., Soh W., Sone H., Kuo L.W., Wu H.Y. Slip zone and energetics of a large earthquake from the Taiwan Chelungpu-fault Drilling Project // Nature. 2006. V. 444. P. 473–476.

Madariaga R. Dynamics of an expanding circular fault // BSSA. 1976. V. 66. P. 639–666.

Madariaga R. Earthquake scaling laws. In: R.A. Meyers (Ed.), Extreme Environmental Events: Complexity in Forecasting and Early Warning // Springer. 2010. V. 1. P. 364–382.

Maeda T., and K. Obara, 2009. Spatiotemporal distribution of seismic energy radiation from low-frequency tremor in western Shikoku, Japan // Journal of Geophysical Research, 114, B00A09, doi:10.1029/2008JB006043.

Mai P.M., Beroza G. Source scaling properties from finite-fault rupture models // Bulletin of the Seismological Society of America. 2000. V. 90. P. 604–615.

Mair K., Frye K.M., Marone C. Influence of grain characteristics on the friction of granular shear zones // Journal of Geophysical Research. 2002. V. 107 (10). P. 2219.

Mallman E.P., Zoback M.D. Testing Coulomb stress-transfer models with seismicity rates for the Landers and Kobe earthquakes // Seismol. Res. Lett. 2003. V. 75. P. 285.

Manighetti I., Campillo M., Bouley S., Cotton F. Earthquake scaling, fault segmentation and structural maturity // Earth and Planetary Science Letters. 2007. V. 253 (3–4). P. 429–438. http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2006.11.004.

Manga M., Brodsky E.E. Seismic triggering of eruptions in the far field: volcanoes and geysers // Ann. Rev. Earth Planet. Sci. 2005. V. 34. P. 263–291.

Manga M., Wang C.-Y. Earthquake hydrology // Treatise on Geophysics. 2007. V. 2. P. 293–320.

Martin A., Clain J., Buguin A., Brochard-Wyart F. Wetting transitions at soft, sliding interfaces // Phys. Rev. E. 2002. V. 65, 031605.

Marone C. Laboratory derived friction laws and their application to seismic faulting // Ann. Rev. Earth Planet. Sci. 1998. V. 26. P. 643–696.

Marone C., Kilgore B. Scaling of the critical slip distance for seismic faulting with shear strain in fault zones // Nature. 1993. V. 362. P. 618–621, doi: 10.1038/362618a0.

Marone C., Scholz C.H., Bilham R. On the mechanics of earthquake afterslip // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 8441–8452.

Marone C., Vidale J.E., Ellsworth W.L. Fault healing inferred from time dependent variations in source properties of repeating earthquakes // Geophysical Research Letters. 1995. V. 22. P. 3095–3098.

Marsan D. Triggering of seismicity at short timescales following Californian earthquakes // J. Geophys. Res. 2003. V. 108, B5. Doi: 108:10.1029/2002JB001946.

Martin A., Clain J., Buguin A., Brochard-Wyart F. Wetting transitions at soft, sliding interfaces // Physical Review E. 2002. V. 65, 031605.

Matsubara M., Y. Yagi, and K. Obara, 2005. Plate boundary slip associated with the 2003 Off-Tokachi earthquake based on small repeating earthquakes // Geophysical Research Letters, 32, L08316, doi:10.1029/2004GL022310.

Matsumoto N. Regression analysis for anomalous changes of ground water level due to earthquakes // Geophys. Res. Lett. 1992. V. 19. P. 1192–1196.

Matsumoto N. Possible Mechanisms of CoseismicChanges in Groundwater Level – Recent Examples // Proceedings of 2-nd Taiwan-Japan International Workshop on Hydrological and Geochemical Research for Earthquake Prediction. 2003, https://www.gsj.jp/data/openfile/no0403/Presentations/109_N.Matsumoto.pdf.

Matsumoto N., Kitagawa G., Roeloffs E.A. Hydrological response to earthquakes in the Haibara well, central Japan – I. Groundwater level changes revealed using state space decomposition

of atmospheric pressure, rainfall and tidal responses // Geophys. J. Int. 2003a. V. 155. P. 885–899.

Matsumoto N, Roeloffs E.A. Hydrological response to earthquakes in the Haibara well, central Japan - II. Possible mechanism inferred from time-varying hydraulic properties // Geophys. J. Int. 2003b. V. 155. P. 899–913.

Matthews M.V., Reasenberg P.A.. Statistical methods for investigating quiescence and other temporal seismicity patterns // Pure and Applied Geophysics. 1988. V. 126. P. 357–372.

Mayeda K., Gok R., Walter W.R., Hofstetter A. Evidence for non-constant energy/moment scaling from coda derived source spectra // Geophysical Research Letters. 2005. V. 32, L10306, doi: 10.1029/2005GL022405.

Mayeda K., Walter W.R. Moment, energy, stress drop, and source spectra of western United States earthquakes from regional coda envelopes // Journal of Geophysical Research. 1996. V. 101. P. 11195–11208.

McCaffrey R., Wallace L.M., Beavan J. Slow slip and frictional transition at low temperature at the Hikurangi subduction zone // Nature Geoscience. 2008. V. 1. P. 316–320.

McFarland F., Lienkaemper J., Caskey S.J. Data from theodolite measurements of creep rates on San Francisco Bay region faults, California; 1979–2009. 2009 / USGS Open file report 09-1119.

McGuire J., Boettcher M., Jordan T. Foreshock sequences and short-term earthquake predictability on East Pacific Rise transform faults // Nature. 2005. V. 3377–9/3/2005.

McKenzie D.P., Brune J.N. Melting on fault planes during large earthquakes // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1972. V. 29. P. 65–78.

Melbourne T.I., W.M. Szeliga, M.M. Miller, and V.M. Santillan, 2005. Extent and duration of the 2003 Cascadia slow earthquake // Geophysical Research Letters, 32, L04301, doi:10.1029/2004GL021790.

Melbourne T.I., Webb F.H., Stock J.M., Reigber C. Rapid postseismic transients in subduction zones from continuous GPS // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. N. B10. P. 2241, doi: 10.1029/2001JB000555.

Melosh H.J. Acoustic fluidization: A new geologic process? // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P. 7513–7520.

Melosh H.J. Dynamical weakening of faults by acoustic fluidization // Nature. 1996. V. 379. P. 601–606.

Miller M.M., Melbourne T., Johnson D.J., Sumner W.Q. Periodic slow earthquakes from the Cascadia subduction zone // Science. 2002. V. 295. P. 2423.

Mitchell T.M., Faulkner D.R. The nature and origin of off-fault damage surrounding strike-slip fault zones with a wide range of displacements: A field study from the Atacama fault system, northern Chile // Journal of Structural Geology. 2009. V. 31. P. 802–816.

Miyazaki S., J.J. McGuire, and P. Segall, 2003. A transient subduction zone slip episode in southwest Japan observed by the nationwide GPS array // Journal of Geophysical Research, 108(B2), doi:10.1029/2001JB000456.

Miyazaki S., P. Segall, J.J. McGuire, T. Kato, and Y. Hatanaka, 2006. Spatial and temporal evolution of stress and slip rate during the 2000 Tokai slow earthquake // Journal of Geophysical Research, 111, B03409, doi:10.1029/2004JB003426.

Miyazawa M., Brodsky E.E. Deep low-frequency tremor that correlates with passing surface waves // J. Geophys. Res. 2008. V. 113, B01307, doi:10.1029/2006JB004890.

Miyazawa M. Propagation of an earthquake triggering front from the 2011 Tohoku-Oki earthquake // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38, L23307, doi:10.1029/2011GL049795.

Mizuno T., Nishigami K. Deep structure of the Nojima Fault, southwest Japan, estimated from borehole observations of fault-zone trapped waves // Tectonophysics. 2006. V. 417 (3-4). P. 231–247.

McGarr A. Some comparisons between mining-induced and laboratory earthquakes // Pure Appl. Geophys. 1994. V. 142. P. 467–489, doi 10.1007/BF00876051.

Montgomery-Brown E.K., P. Segall, and A. Miklius, 2009. Kilauea slow slip events: Identification, source inversions, and relation to seismicity // Journal of Geophysical Research, 114, B00A03, doi: 10.1029/2008JB006074.

Moran S.C., Power J.A., Stihler S.D., Sanchez J.J., Caplan-Auerbach J. Earthquake Triggering at Alaskan Volcanoes Following the 3 November 2002 Denali Fault Earthquake // Bulletin of the Seismological Society of America. 2004. V. 94. P. S300–S309.

Morgan J. Numerical simulations of granular shear zones using the distinct element method / J. Morgan, M. Boettcher // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. N. B2. P. 2703–2719.

Mori J., Abercrombie R. E., Kanamori H. Stress drops and radiated energies of aftershocks of the 1994 Northridge, California, earthquake // J. Geophys. Res. 2003. V. 1 08. NB11. P. 2545, doi:10.1029/2001JB000474.

Morrow C., et al. (1992), Frictional strength and the effective pressure law of montmorillonite and ilite clays, in Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks, edited by B. Evans and T.F. Wong // Academic Press, 1992. P. 69–88.

Mouslopoulou V., Hristopulos D.T. Patterns of tectonic fault interactions captured through geostatistical analysis of micro earthquakes // J. Geophys. Res. 2011 V. 116, B07305, doi: 10.1029/2010JB007804.

Muhuri S.K., Dewers T.A., Scott Jr. T.E. Interseismic fault strengthening and earthquake-slip instability: Friction or cohesion? // Geology. 2003. V. 31 (10). P. 881–884.

Muraoka H., Kamata H. Displacement distribution along minor fault traces // J. Struct. Geol. 1983. V. 5. P. 483–495.

Murata A., Takelmura K., Miyata T., Lin A. Quaternary vertical offset and average slip rate of the Nojima Fault on Awaji Island, Japan // The Island Arc. 2001. V. 10. P. 360–367.

Murray J.R., Segall P. Spatiotemporal evolution of a transient slip event on the San Andreas fault near Parkfield, California // Journal of Geophysical Research. 2005. V. 110, B09407. Doi: 1.0.1029/2005JB003651.

Nadeau R.M., Foxall W., McEvilly T.V., Clustering and periodic recurrence of microeartqhuakes on the San Andreas fault at Parkfield, California // Science. 1995. V. 267. P. 503–507.

Nadeau R.M., Johnson L.R. Seismological studies at Parkfield VI: Moment release rates and estimates of source parameters for small repeating earthquake // Bulletin of the Seismological Society of America. 1998. V. 88, P. 790–814.

Nadeau R., McEvilly T.V. Fault slip rates at depth from recurrence intervals of repeating microearthquakes // Science. 1999. V. 285. P. 718–721, doi: 10.1126/science.285.5428.718.

Nagai R., Kikuchi M., Yamanaka Y. Comparative study on the source processes of recurrent large earthquakes in Sanriku-oki region: The 1968 Tokachi-oki earthquake and the 1994 Sanriku-oki earthquake (in Japanese with English abstract) // Zisin. 2001. V. 54. P. 267–280.

Nakagawa Y., S. Harada, I. Kawasaki, and T. Sagiya, 2000. A preliminary report on February, 1999, silent earthquake off Boso Peninsula, central Japan, as revealed by GEONET: Abstracts of the Joint Meeting for Earth and Planetary Science, Da-009.

Nakamura Y., Muto J., Nagahama H., Shimizu I., Miura T., Arakawa I. Amorphization of quartz by friction: Implication to silica gel lubrication of fault surfaces // Geophysical Research Letters. 2012. V. 39, L21303, doi: 10.1029 /2012GL053228.

Nava F.A., Glowacka E. Fault-slip triggering, healing and viscoelastic afterworking in sediments in the Mexicali-Imperial Valley // Pure Appl. Geophys. 1999. V. 156. P. 615–629.

Nettles M., Ekstrom G. Long-period source characteristics of the 1975 Kalapana, Hawaii, earthquake // Bulletin of the Seismological Society of America. 2004. V. 94. P. 422–429.

Noda H. Frictional constitutive law at intermediate slip rates accounting for flash heating and thermally activated slip process // J. Geophys. Res. 2008. V. 113, B09302, doi: 10.1029/2007JB005406.

Noda H., Lapusta N. Three-dimensional earthquake sequence simulations with evolving temperature and pore pressure due to shear heating: Effect of heterogeneous hydraulic diffusivity // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. B12314, doi: 10.1029/2010JB007780.

Noda H., Lapusta N., Rice J.R. Earthquake sequence calculations with dynamic weakening mechanisms // Multiscale and Multiphysics Processes in Geomechanics / R.I. Borja (Ed.). 2011 // SSGG. P. 149–152.

Obara K. Phenomenology of deep slow earthquake family in southwest Japan: spatiotemporal characteristics and segmentation // Journal of Geophysical Research. 2010. V. 115, B00A25, doi: 10.1029/2008JB006048.

Obara K., Ito Y. Very low frequency earthquakes excited by the 2004 off the Kii Peninsula earthquakes: A dynamic deformation process in the large accretionary prism // Earth Planets Space. 2005. V. 57. P. 321–326.

Obara K., Hirose H. Non-volcanic deep lowfrequency tremors accompanying slow slips in the southwest Japan subduction zone // Tectonophysics. 2006. V. 417. P. 33–51.

Obara K., Hirose H., Yamamizu F., Kasahara K. Episodic slow slip events accompanied by non-volcanic tremors in southwest Japan subduction zone // Geophysical Research Letters. 2004. V. 31, L23602. doi: 10.1029/2004GL020848.

Ohnaka M. A physical scaling relation between the size of an earthquake and its nucleation zone size // Pure Appl. Geophys. 2000. V. 157. P. 2259–2282.

Ohnaka M. A constitutive scaling law and a unified comprehension for frictional slip failure, shear fracture of intact rock, and earthquake rupture // J. Geophys. Res. 2003. V. 108 (B2). P. 2080, doi: 10.1029/2000JB000123,

Ohta K., Ide S. Precise hypocenter distribution of deep low-frequency earthquakes and its relationship to the local geometry of the subducting plate in the Nankai subduction zone, Japan // Journal of Geophysical Research. 2011. V. 116, B01308. Doi: 10.1029/2010JB007857.

Ohta Y., Freymueller J.T., Hreinsdóttir S., Suito H. A large slow slip event and the depth of the seismogenic zone in the south central Alaska subduction zone // Earth and Planetary Science Letters. 2006. V. 247 (1–2). P. 108–116, http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2006.05.013.

Omori F. On the aftershocks of earthquakes // J. Coll. Sci. Imp. Univ. Tokyo. 1984. V. 7. P. 111–120.

Oppenheimer D.H.P., Reasenberg A., Simpson R.W.. Fault plane solutions for the 1984 Morgan Hill, California earthquake sequence: Evidence for the state of stress on the Calaveras fault // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. P. 9007–9026.

Outerbridge K.C., T.H. Dixon, S.Y. Schwartz, J.I. Walter, M. Protti, V. Gonzalez, J. Biggs, M. Thorwart, and W. Rabbel, 2010. A tremor and slip event on the Cocos-Caribbean subduction zone as measured by a global positioning system (GPS) and seismic network on the Nicoya Peninsula, Costa Rica // Journal of Geophysical Research, 115, B10408, doi:10.1029/2009JB006845.

Oye V., Bungum H., Roth M. Source parameters and scaling relations for mining-related seismicity within the Pyhäsalmi ore mine, Finland // Bulletin of the Seismological Society of America. 2005. V. 95 (3). P. 1011–1026.

Ozawa S., S. Miyazaki, Y. Hatanaka, T. Imakiire, M. Kaidzu, and M. Murakami, 2003. Characteristic silent earthquakes in the eastern part of the Boso Peninsula, central Japan. Geophysical Research Letters, 30(6), 1283. doi:10.1029/2002GL016665.

Ozawa S., H. Suito, T. Imakiire, and M. Murakmi, 2007. Spatiotemporal evolution of aseismic interplate slip between 1996 and 1998 and between 2002 and 2004, in Bungo channel, southwest Japan // Journal of Geophysical Research, 112, B05409, doi:10.1029/2006JB004643.

Ozawa S., H. Yarai, T. Imakiire, and M. Tobita, 2013. Spatial and temporal evolution of the long-term slow slip in the Bungo Channel, Japan // Earth, Planets and Space, 65(2), p. 67–73.

Pankow K.L., Arabasz W.J., Pechmann J.C., Nava S.J. Triggered seismicity in Utah from the 3 November 2002 Denali Fault earthquake // Bull. Seismol. Soc. America. 2004. V. 94. P. A81S332-S347.

Papageorgiou A.S., Aki K. A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong ground motion, part II, Applications of the model // Bull. Seismol. Soc. Am. 1983. V. 73. P. 953–978.

Papazachos B.C., Scordilis E.M., Panagiotopoulos D.G., Papazachos C.B. and Karakaisis G.F. Global relations between seismic fault parameters and moment magnitude of earthquakes // Bulletin of the Geological Society of Greece. 2004. V. XXXVI. P. 1482–1489.

Parsons T. Significance of stress transfer in time-dependent earthquake probability calculations // J. Geophys. Res. 2005. V. 110, doi:10.1029/2004JB003190.

Parsons T., Velasco A.A. On near-source earthquake triggering // J. Geophys. Res., 2009, 114, B10307, doi:10.1029/2008JB006277.

Peacock D.C.P., Sanderson D.J. Displacement and segment linkage and relay ramps in normal fault zones // J. Struct. Geol. 1991. V. 13. P. 721–733.

Peng Z., Gomberg J. An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slow-slip phenomena // Nature geosciences. 2010. V. 3. P. 599–607, doi: 10.1038/ngeo940.

Peng Z., Hill D.P., Shelly D.R., Aiken C. Remotely triggered microearthquakes and tremor in central California following the 2010 M_w 8.8 Chile earthquake // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37, L24312, doi:10.1029/2010GL045462.

Peng P.J., Vidale, J.E. et al. Systematic variations in recurrence interval and moment of repeating aftershocks // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. P. 15301–15305.

Perfettini H., Ampuero J.-P. Dynamics of a velocity strengthening fault region: Implications for slow earthquakes and postseismic slip // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. B09411.

Perfettini H.J., Schmittbuhl J., Cochard A. Shear and normal load perturbations on a two-dimensional continuous fault: 2. dynamic triggering // J. Geophys. Res. 2003. V. 108, doi:10.1029/2002JB001805.

Peterson C., Christensen D. Possible relationship between non-volcanic tremor and the 1998–2001 slow-slip event, south central Alaska // Journal of Geophysical Research. 2009. V. 114, B06302. doi: 10.1029/2008JB006096.

Plourde A.P., Bostock M.G., Audet P., Thomas A.M. Low-frequency earthquakes at the southern Cascadia margin // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. P. 4849–4855, doi: 10.1002/2015GL064363.

Poirier J.P. Creep of crystals // Cambridge University Press, Cambridge, 1985.

Pollitz F.F. Gravitational viscoelastic postseismic relaxation on a layered spherical Earth // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 17921–17941.

Pollitz F.F., Burgmann R., Stein R.S., Sevilgen V. The profound reach of the M 8.6 11 April 2012 Indian Ocean earthquake: Short-term global triggering followed by a longer-term global shadow // Bull. Seismol. Soc. Am. 2014. V. 104 (2). P. 972–984, doi:10.1785/0120130078.

Pollitz F.F., Sacks I.S. Stress triggering of the 1999 Hector Mine earthquake by transient deformation following the 1992 Landers earthquake // Bull. Seismol. Soc. America. 2002. V. 92. P. 1487–1496.

Pollitz F.F., Stein R.S., Sevilgen V., Burgmann R. The 11 April 2012 east Indian Ocean earthquake triggered large aftershocks worldwide // Nature. 2012. V. 490 (7419). P. 250–253.

Prejean S.G., Hill D.P., Brodsky E.E., Hough S.E., Johnston M.J.S., Malone S.D., Oppenheimer D.H., Pitt A.M., Richards-Dinger K.B. Remotely Triggered Seismicity on the United States West Coast following the M_w 7.9 Denali Fault Earthquake // Bull. Seismol. Soc. America. 2004. V. 94. P. S348–S359.

Psakhie S.G., Ruzhich V.V., Shilko E.V., Popov V.L., Astafurov S.V. A new way to manage displacements in zones of active faults // Tribology International. 2007. V. 40. P. 995–1003.

Pyrak-Nolte L.J. The seismic response of fractures and the interrelations among fracture properties // Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 1996. V. 33. P. 787–802, doi: 10.1016/S0148-9062(96)00022-8.

Radiguet M., F. Cotton, M. Vergnolle, M. Campillo, A. Walpersdorf, N. Cotte, and V. Kostoglodov. Slow slip events and strain accumulation in the Guerrero gap, Mexico // Journal of Geophysical Research 2012. 117, B04305, doi:10.1029/2011JB008801.

Radiguet M., Perfettini H., Cotte N., Gualandi A., Valette B., Kostoglodov V., Lhomme T., Walpersdorf A., Cabra Cano E., Campillo M. Triggering of the 2014 M_w 7.3 Papanoa earthquake by a slow slip event in Guerrero, Mexico // Nature Geoscience. 2016. V. 9. P. 829–833.

Reasenberg P.A., Simpson R.W. Response of regional seismicity to the static stress change produced by the Loma Prieta earthquake // Science. 1992. V. 255. P. 168790.

Reid H.F. The Mechanics of the Earthquake // The California Earthquake of April 18, 1906; Report of the State Investigation Commission, V. 2. Carnegie Inst., Washington, D.C. 1910. P. 16–28.

Reinen L.A., et al. The Frictional Behavior of Serpentinite – Implications for Aseismic Creep on Shallow Crustal Faults // Geophys. Res. Lett. 1991. V. 18. P. 1921–1924.

Reyners M., Bannister S. Earthquakes triggered by slow slip at the plate interface in the Hikurangi subduction zone, New Zealand // Geophys. Res. Lett. 2007 V. 34, L14305, doi: 10.1029/2007GL030511.

Rempel A.W., Rice J.R. Thermal pressurization and onset of melting in fault zone // J. Geophys. Res. 2006. V. 111, B09314, doi: 10.1029/2006JB004314.

Rice J.R. Fault stress states, pore pressure distributions, and the weakness of the San Andreas fault // Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks / edited by B. Evans and T.-F. Wong, 1992. P. 475–504.

Rice J.R. Spatio-temporal complexity of slip on a fault // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 9885–9907, doi: 10.1029/93JB00191.

Rice J.R. Heating and weakening of faults during earthquake slip // J. Geophys. Res. 2006. V. 111 (B5), B05311, doi: 10.1029/ 2005JB004006.

Richards P.G., Exstroem G. Earthquake activity associated with underground nuclear explosions. In: Earthquakes induced by underground nuclear explosions // NATO ASI Series, 2. Environment. V. 4, Springer, 1995. P. 21–34.

Roeloffs A.E. Persistnet water level changes in a well near Parkfield, California, due to local and distant earthquakes // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 869–889.

Roeloffs E.A. Evidence for aseismic deformation rate changes prior to earthquakes // Annual Review of Earth and Planetary Sciences. 2006. V. 34. P. 591–627.

Romanowicz B., Ruff L.J. On moment-length scaling of large strike slip earthquakes and the strength of faults // Geophysical Research Letters. 2002. V. 29 (12). P. 1604. Doi: 10.1029/2001GL014479.

Rubinstein S.M., Cohen, G., Fineberg J. Detachment fronts and the onset of dynamic friction // Nature. 2004. V. 430. P. 1005–1009.

Rubinstein S.M., Cohen, G., Fineberg J. Dynamics of precursors to frictional sliding // Physical Review Letters. 2007. V. 98. N. 22. P. 226103.

Rubinstein J.L., Gomberg J., Vidale J.E., Wech A.G., Kao H., Creager K.C., and Rogers G. Seismic wave triggering of nonvolcanic tremor, episodic tremor and slip, and earthquakes on Vancouver Island // J. Geophys. Res. 2009. V. 114, B00A01, doi:10.1029/2008JB005875.

Rubinstein J.L., La Rocca M., Vidale J.E., Creager K.C., Wech A.G. Tidal modulation of nonvolcanic tremor // Science. 2008. V. 319. P. 186–189.

Ruegg J.C., Olcay M., Armijo R. et al. Preseismic transient and long term postseismic afterslip associated with the 2001 South Peru earthquake // Geophys. J. Int. 2002. V. 151. N. 2. P. 310–318.

Ruina A.L. Slip instability and state variable friction laws // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. P. 10359–10370.

Rydelek P., Sacks I. Migration of large earthquakes along the San Jacinto fault; stress diffusion from the 1857 Fort Tejon earthquake // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. P. 3079–3082.

Rymer M.J., Boatwright J., Seekins L.C. et al. Triggered surface slips in the Salton Trough associated with the 1999 Hector Mine, California earthquake // Bulletin Seismol. Soc. America. 2002. V. 92. N. 4. P. 1300–1317.

Sacks I.S., Suyehiro S., Linde A.T., Snoke J.A. Slow earthquakes and stress redistribution // Nature. 1978. V. 275. P. 599–602.

Saito T., Ujiie K., Tsutsumi A., Shibazaki B. Geological and frictional aspects of very-low-frequency earthquakes in an accretionary prism // Geophysical Research Letters. 2013. V. 40 (4). P. 703–708.

Sagiya T., 2004. Interplate Coupling in the Kanto District, Central Japan, and the Boso Peninsula Silent Earthquake in May 1996 // Pure and Applied Geophysics, 161, p. 2327–2342.

Sagy A., Brodsky E.E. Geometric and rheological asperities in an exposed fault zone // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. B02301, doi: 10.1029/2008JB005701.

Sammis C., King G., Biegel R. The kinematics of gouge deformation // Pure and Applied Geophysics. 1987. V. 125. Issue 5. P. 777–812.

Sato T., K. Imanishi, N. Kato, and T. Sagiya, 2004. Detection of a slow slip event from small signal in GPS data // Geophysical Research Letters, 31, L05606, doi: 10.1029/2004GL019514.

Savage H.M., Brodsky E.E. Collateral damage: Evolution with displacement of fracture distribution and secondary fault strands in fault damage zones // J. Geophys. Res. 2011. V. 116, B03405, doi: 10.1029/2010JB007665.

Savage J.C., Svarc J.L., Yu S.B. Postseismic relaxation and aftershocks // Journal of Geophysical Research. 2007b. V. 112, B06406.

Savage J.C., Yu S.B. Postearthquake relaxation and aftershock accumulation linearly related after the 2003 M 6.5 Chengkung, Taiwan, and the 2004 M 6.0 Parkfield, California, earthquakes // Bulletin of the Seismological Society of America. 2007a. V. 97. P. 1632–1645.

Schaff D.P., Beroza G.C. Coseismic and postseismic velocity changes measured by repeating earthquakes // J. Geophys. Res. 2004. V. 109, B10302, doi: 10.1029/2004 JB003011.

Schmidt D., 2006. The 2005 Cascadia ETS event inferred from PBO tensor strainmeters and GPS // Eos, Transactions, American Geophysical Union 87(52), Fall Meeting Supplies: Abstract T41A-1545.

Schmidt D.A., Gao H. Source parameters and time-dependent slip distribution of slow slip events on the Cascadia subduction zone from 1998 to 2008 // Journal of Geophysical Research. 2010. V. 115, B00A18. doi: 10.1029/2008JB006045.

Scholz C.H. Scaling laws for large earthquakes: consequences for physical models // Bulletin of the Seismological Society of America. 1982. V. 72. P. 1–14.

Scholz C.H. The critical slip distance for seismic faulting // Nature. 1988. V. 336. P. 761–763.

Scholz CH. Paradigms or Small Change In Earthquake Mechanics // Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks A Festschrift in Honor of W.F. Brace. B. Evans, T. Wang (eds) // ACADEMIC PRESS LIMITED. 1992. P. 505–517.

Scholz C.H. A reappraisal of large earthquake scaling // BSSA. 1994a. V. 84. P. 215–218.

Scholz C.H. Reply to comments on "A reappraisal of large earthquake scaling" // Bulletin of the Seismological Society of America. 1994b. V. 84. P. 1677–1678.

Scholz C.H. Earthquakes and friction laws // Nature. 1998. V. 391. P. 37–42.

Scholz C.H. The mechanics of earthquakes and faulting: Cambridge // Cambridge University Press, 2002. 496 p.

Scholz C.H. The Strength of the San Andreas Fault: A Critical Analysis // Earthquakes: radiated energy and the physics of faulting / Abercrombie R., McGarr A., Di Toro G., Kanamori H. (eds): Geophysical monograph, // AGU. 2006. P. 301–313.

Scholz C.H., Molnar P., Johnson, T. Detailed studies of frictional sliding of granite and implications for the earthquake mechanism // J. Geophys. Res.1972. V. 77. P. 6392–6406.

Schwartz S.Y., Rokosky J.M. Slow slip events and seismic tremor at circum-pacific subduction zones // Reviews of Geophysics. 2007. V. 45, RG3004, doi: 10.1029/2006RG000208

Schulz S.E., Evans J.P. Mesoscopic structure of the Punchbowl Fault, Southern California and the geologic and geophysical structure of active strike-slip faults // Journal of Structural Geology. 2000. V. 22. P. 913–930.

Scott D.R., Marone C.J., Sammis C.G. The apparent friction of granular fault gouge in sheared layers // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 7231–7246.

Segall P., Desmarais E.K., Shelly D., Miklius A., Cervelli P. Earthquakes triggered by silent slip events on Kilauea Volcano, Hawaii // Nature. 2006. V. 442. P. 71–74, doi: 10.1038/nature04938.

Segall P., Pollard D.D. Mechanics of discontinuous faults // J. Geophys. Res. 1980. V. 85 (8). P. 4337–4350.

Segall P., Rubin A., Rice J.R., Schmitt S. Dilatancy stabilization vs thermal pressurization as a mechanism for controlling slow vs fast slip // Eos, Transactions, American Geophysical Union. 2008. V. 89 (53), Fall Meeting Supply: Abstract U32A-06.

Sekine S., Hirose H., Obara K. Short-term slow slip events correlated with non-volcanic tremor episodes in southwest Japan // Journal of Geophysical Research. 2010. V. 115, doi: 10.1029/2008JB006059.

Seminsky K.Zh. Specialized mapping of crustal fault zones. Part 1: Basic theoretical concept and principles // Geodynamics & Tectonophysics. 2014. V. 5, Issue 2. P. 445–467. http://dx.doi.org/10.5800/GT-2014-5-2-0136

Sgrigna V., Malvezzi V. Preseismic creep strains revealed by ground tilt measurements in central Italy on the occasion of the 1997 Umbria-Marche Apennines Earthquake Sequence // Pure appl. geophys. 2003. V. 160. P. 1493–1515.

Shelly D.R., G.C. Beroza, and S. Ide, 2007. Complex evolution of transient slip derived from precise tremor locations in western Shikoku, Japan // Geochemistry, Geophysics, Geosystems 8, Q10014. doi: 10.1029/2007GC001640.

Sherman S.I. Genetic sources and tectonophysical regularities of divisibility of the lithosphere into blocks of various ranks at different stages of its formation: tectonophysical analysis // Geodynamics & Tectonophysics. 2015. V. 6. N. 3. P. 387–408, doi: 10.5800/GT-2015-6-3-0187.

Shibazaki B., Iio Y. On the physical mechanism of silent slip events along the deeper part of the seismogenic zone // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 39. N. 9. P. 1489, doi: 10.1029/2003GL017047.

Shibazaki B., *Matsu'ura M.* Transition process from nucleation to high-speed rupture propagation: Scaling from stick-slip experiments to natural earthquakes // Geophys. J. Int. 1998. V. 132. P. 14–30.

Shibazaki B., Shimamoto T. Modelling of short-interval silent slip events in deeper subduction interfaces considering the frictional properties at the unstable–stable transition regime // Geophys. J. Int. 2007. V. 171. N. 1. P. 191–205.

Shoenberg M. Elastic behavior across linear slip interfaces // J. Acous. Soc. Amer. 1980. V. 68. P. 1516–1521.

Sibson R.H. Interactions between temperature and pore fluid pressure during an earthquake faulting and a mechanism for partial or total stress relief // Nature. 1973. V. 243. P. 66–68.

Sibson R. H. Fault rocks and fault mechanisms // Jl. Geol. Soc. London. 1977. 133, p. 191–213.

Sibson R.H. Brecciating processes in fault zones // Pure and Applied Geophysics. 1986. V. 124. P. 159–175.

Sibson R.H. Thickness of the Seismic Slip Zone // Bulletin of the Seismological Society of America. 2003. V. 93 (3). P. 1169–1178.

Sibson R.H., The scope of earthquake geology. Geology of the Earthquake Source: A Volume in Honour of Rick Sibson / Fagereng, A., Toy, V.G. & Rowland, J.V. (eds) // Geological Society, London, Special Publications. 2011. V. 359. P. 319–331.

Sibson R.H., McMoore J., Rankin R.H., 1975. Seismic pumping – hydrothermal fluid transport mechanism // Journal of Geological Society, 131 (6), p. 653–659. http://dx.doi.org/10.1144/gsjgs.131.6.0653.

Sil S., Freymueller J.T. Well water level changes in Fairbanks, Alaska, due to the great Sumatra-Andaman earthquake // Earth Planets Space. 2006. V. 58. P. 181–184.

Singh S.K., Pacheco J., Ordaz M., Kostoglodov V. Source Time Function and Duration of Mexican Earthquakes // Bulletin of the Seismological Society of America. 2000. V. 90 (2). P. 468–482.

Singh S.K., Ordaz M. Seismic energy release in Mexican subduction zone earthquakes // BSSA. 1994. V. 84. P. 1533–1550.

Smith S.W., Wyss M. Displacement on the San Andreas fault subsequent to the 1966 Parkfield earthquake // Bull. Seismol. Soc. Am. 1968. V. 58. P. 1955–1973.

Shipton Z.K. and Cowie P.A. Damage zone and slip-surface evolution over μm to km scales in high-porosity Navajo sandstone, Utah // Journal of Structural Geology. 2001. V. 23 (12). P. 1825–1844.

Spudich P., Cranswick E. Direct observation of rupture propagation during the 1979 Imperial Valley earthquake using a short-baseline accelerometer array // Bull. Seismol. Soc. Am. 1984. V. 74. P. 2083–2114.

Spudich P., Steck L.K., Hellweg M., Fletcher J.B., Baker L.M. Transient stresses at Parkfield, California, produced by the M 7.4 Landers earthquake of June 28, 1992: observations from the UPSAR dense seismograph array // J Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 675–690.

Stefanov Y., Bakeev R.A. Deformation and fracture structures in strike-slip faulting engineering // Fracture Mechanics. 2014. V. 129. P. 102–111.

Stein R.S. The role of stress transfer in earthquake occurrence // Nature. 1999. V. 402. P. 605–609.

Stein R.S., Lisowski M. The 1979 Homestead Valley earthquake sequence, California: control of aftershocks and postseismic deformation // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. P. 6477–6490.

Steinbrugge K.V., Zacher E.G. Fault creep and property damage // Bulletin of the Seismological Society of America. 1960. V. 50 (3). P. 389–396.

Stork A. L., Ito H., Source Parameter Scaling for Small Earthquakes Observed at the Western Nagano 800-m-Deep Borehole, Central Japan // BSSA. 2004. V. 94 (5). P. 1781–1794.

Subarya C., M. Chlieh, L. Prawirodirdjo, J.-P. Avouac, Y. Bock, K. Sieh, A.J. Meltzner, D.H. Natawidjaja, and R. McCaffrey (2006). Plate-boundary deformation associated with the great Sumatra-Andaman earthquake // Nature, 440, p. 46–51.

Sylvester A.G. Investigation of nearfield postseismic slip following the M_w 7.3 Landers earthquake sequence of 28 June 1992, California // Geophys. Res. Lett. 1993. V. 20. P. 1079–82.

Szeliga W., T. Melbourne, M. Miller, and V. Santillian (2004). Southern Cascadia episodic slow earthquakes // Geophysical Research Letters 31, L16602, doi: 10.1029/2004GL020824.

Tadokoro K., Ando M. Evidence for rapid fault healing derived from temporal changes in S wave splitting // Geophysical Research Letters. 2002. V. 29 (4). P. 6-1–6-4.

Tanaka H., Fujimoto K., Ohtani T., Ito H. Structural and chemical characterization of shear zones in the freshly activated Nojima fault, Awaji Island, southwest Japan // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. N. B5. P. 8789–8810.

Tanaka S., Ohtake M., Sato H. Tidal triggering of earthquakes in Japan related to the regional tectonic stress Earth // Planets and Space. 2004. V. 56. P. 511–515.

Tang C., Peng Z., Chao K., Chen C., Lin C. Detecting low-frequency earthquakes within non-volcanic tremor in southern Taiwan triggered by the 2005 M_w 8.6 Nias earthquake // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37, L16307, doi: 10.1029/2010GL043918.

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. V. 47. N. 1. P. 199–212.

Tenthorey E., Cox S.F., Todd H.F. Evolution of strength recovery and permeability during fluid-rock reaction in experimental fault zones // Earth and Planetary Science Letters. 2003. V. 206. P. 161–172.

Tinti E., Cocco M., Fukuyama E., Piatanesi A. Dependence of slip weakening distance (Dc) on final slip during dynamic rupture of earthquakes // Geophysical Journal International. 2009. V. 177. Issue 3. P. 1205–1220.

Tchalenko J.S. Similarities between shear zones of different magnitudes // Bull. Geol. Soc. Am. 1970. V. 81. P. 1625–1640.

Thomas A.M., Beroza G.C., Shelly D.R. Constraints on the source parameters of low-frequency earthquakes on the San Andreas Fault // Geophys. Res. Lett. 2016. V. 43. P. 1464–1471, doi: 10.1002/2015GL067173.

Thurber C., H. Zhang, F. Waldhauser, J.L. Hardebeck, A. Michael, and D. Eberhart-Phillips. Three-dimensional compressional wavespeed model, earthquake relocations, and focal mechanisms for the Parkfield, California, region // Bulletin of the Seismological Society of America. 2006. V. 96. P. 38–49.

Tocher D. Creep rate and related measurements at Vineyard, California // Bulletin of the Seismological Society of America. 1960. V. 50 (3). P. 396–405.

Toda S., Stein R.S. Toggling of seismicity by the 1997 Kagoshima earthquake couplet: A demonstration of time-dependent stress transfer // J. Geophys. Res. 2003. V. 108, doi:10.1029/2003JB002527.

Toda S., Stein R.S., Reasonberg P.A., Dieterich J.H., Yoshida A. Stress transferred by the 1995 M_w = 6.9 Kobe, Japan, shock: Effect on aftershocks and future earthquake probabilities // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 24543–24565.

Tolstoy M., Vernon F.L., Orcutt J.A., Wyatt F.K. Breathing of the seafloor: tidal correlations of seismcity at Axial volcano // Geology. 2002. V. 30. P. 503–506.

Tsuboi C. Investigation of deformation of the crust by precise geodetic means // Japan J. Astron. Geophys. 1933. V. 10. P. 93–248.

Turcotte D.L. Micro and macroscopic models of rock fracture / D.L. Turcotte, W.I. Newman, R. Shcerbakov // GJI. 2003. V. 152. P. 718–728.

Turuntaev S.B. Melchaeva O.Yu. Non-linear analysis of seismic regime response to electromagnetic powerful source actions // Proc. of the European Centre for Geodynamics and Seismology. Luxembourg. 2010. V. 30. P. 48–56.

Uchida N., Iinuma T., Nadeau R., Bürgmann R., Hino R. Periodic slow slip triggers megathrust zone earthquakes in northeastern Japan // Science. 2016. V. 351 (6272). P. 488-492, doi: 10.1126/science.aad3108].

Uchida N., Matsuzawa T. Pre- and postseismic slow slip surrounding the 2011 Tohoku-oki earthquake rupture // Earth and Planetary Science Letters. 2013. V. 374. P. 81–91. http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2013.05.021.

Ueda H., M. Ohtake, and H. Sato (2001). Afterslip of the plate interface following the 1978 Miyagi–Oki, Japan, earthquake, as revealed from geodetic measurement data // Tectonophysics 338(1), 45–57.

Ujiie K., Tanaka H., Saito T., et al. Low coseismic shear stress on the Tohoku-Oki megathrust determined from laboratory experiments // Science. 2013. V. 342 (6163). P. 1211–1214.

Ujiie K., Tsutsumi A. High velocity frictional properties of clay-rich fault gouge in a megasplay fault zone, Nankai subduction zone // Geoph. Res. Lett. 2010. V. 37. P. L24310.

Umeda Y. High-amplitude seismic waves radiated from the bright spot of an earthquake // Tectonophysics. 1990. V. 175. P. 81–92.

Urbancic T.I., Young R.P. Space-time variations in source parameters of mining-induced seismic events with $M < 0$ // Bulletin of the Seismological Society of America. 1993. V. 83. P. 378–397.

Van der Elst N.J., Brodsky E.E. Connecting near-field and far-field earthquake triggering to dynamic strain // J. Geophys. Res. 2010. V.115, B07311, doi: 10.1029/2009JB006681.

Velasco A.A., Hernandez S., Parsons T., Pankow K. Global ubiquity of dynamic earthquake triggering // Nat. Geosci. 2008. V. 1 (6). P. 375–379, doi: 10.1038/ngeo204.

Venkataraman A., Kanamori H. Observational constraints on the fracture energy of subduction zone earthquakes // J. Geophys. Res. 2004. V. 109, B05. P. 302, doi: 10.1029/2003JB002549.

Vergnolle M., Walpersdorf A., Kostoglodov V., Tregoning P., Santiago J.A., Cotte N., Franco S.I. Slow slip events in Mexico revised from the processing of 11 year GPS observations // Journal of Geophysical Research. 2010. V. 115, B08403, doi: 10.1029/2009JB006852.

Vermilye J.M., Scholz C.H. The process zone: A microstructural view of fault growth // J. Geophys. Res.-Solid Earth. 1998. V. 103. P. 12223–12237.

Vidale J.E., Houston H. Slow slip: A new kind of earthquake // Physics Today. 2012. V. 1. P. 38–43.

Vidale J.E., Li Y.G. Damage to the shallow Landers fault from the nearby Hector Mine earthquake // Nature. 2003. V 421. P. 524–526.

Villemin T., Angelier J., Sunwoo C. Fractal distribution of fault length and offsets: Implications of brittle deformation evaluation – the Lorraine Coal Basin. In: Fractals in the Earth Sciences / edited by Barton, C. & LaPointe, P. // Plenum Press, New York. 1995. P. 205–226.

Waldhauser F., Ellsworth W. L., Schaff, D.P. Cole A. Streaks, multiplets, and holes: High-resolution spatio-temporal behavior of Parkfield seismicity // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31, L18608, doi: 10.1029/2004GL020649.

Waldhauser F., Richards P.G. Reference Events for Regional Seismic Phases at IMS Stations in China // BSSA. 2004. V. 94. N. 6. P. 2265–2279.

Waldhauser F., Schaff D.P. Large-scale relocation of two decades of Northern California seismicity using cross-correlation and double-difference methods // Journal of Geophysical Research. 2008. V. 113, B08311, doi: 10.1029/2007JB005479.

Wallace L.M., and J. Beavan, 2006. A large slow slip event on the central Hikurangi subduction interface beneath the Manawatu region, North Island, New Zealand // Geophysical Research Letters, 33, L11301, doi: 10.1029/2006GL026009.

Wallace L.M., Beavan J. Diverse slow slip behavior at the Hikurangi subduction margin, New Zealand. // Journal of Geophysical Research. 2010. V. 115, B12402, doi: 10.1029/2010JB007717.

Walsh J.J., Nicol A., Childs C. An alternative model for the growth of faults // Journal of Structural Geology. 2002. V. 24 (11). P. 1669–1675.

Walsh J.J., Watterson J. Distribution of cumulative displacement and of seismic slip on a single normal fault surface // J. Struct. Geol. 1987. V .9. P. 1039–1046.

Walter J.I., Svetlizky I., Fineberg J., Brodsky E.E., Tulaczyk S., Barcheck C.G., Carter S.P. Rupture speed dependence on initial stress profiles: Insights from glacier and laboratory stick-slip // Earth and Planetary Science Letters. 2015. V. 411. P. 112–120.

Walsh J.J., Watterson J. Analysis of the relationship between displacements and dimensions of faults // Journal of Structural Geology. 1988. V. 10 (3). P. 239–247.

Wang W.H., Chen C.H. Static stress transferred by the 1999 Chi-Chi, Taiwan, earthquake; effects on the stability of the surrounding fault systems and aftershock triggering with a 3D fault-slip model // Bull. Seismol. Soc. Am. Vol. 2001. V. 91. P. 1041–1052.

Watterson. J. Fault dimensions, displacements and growth // Pure & Appl. Geophys. 1986. V. 124. P. 366–373.

Wei M., Sandwell D., Fialko Y. A silent M_w 4.7 slip event of October 2006 on the Superstition Hills fault, southern California // Journal of Geophysical Research. 2009. V. 114, B07402.

Wei S., Avouac J.-P., Hudnut K.W., Donnellan A., Parker J.W., Graves R.W., Helmberger D., Fielding E., Liu Z., Cappa F., Eneva M. The 2012 Brawley swarm triggered by injection-induced aseismic slip // Earth and Planetary Science Letters, 2015. V. 422. P. 115–122.

Wei M., Kaneko Y., Liu Y., McGuire J.J. Episodic fault creep events in California controlled by shallow frictional heterogeneity // Nature geosciences. 2013. V. 6. P. 566–570. DOI: 10.1038/NGEO1835.

Wei M., J.J. McGuire, and E. Richardson (2012). A slow slip event in the south central Alaska subduction zone and related seismicity anomaly // Geophysical Research Letters, 39, L15309, doi: 10.1029/2012GL052351.

Wells D.L., Coppersmith K.J. New empirical relationships among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement // Bulletin of the Seismological Society of America. 1994. V. 84 (4). P. 974–1002.

Wibberley C., Shimamoto T. Internal Structure and permeability of major strike-slip fault: the median tectonic line in Mie prefecture, southwest Japan // J. of Structural Geology. 2003. V. 25. P. 59–78.

Wibberley C.A.J., Yielding G., Di Toro G. Geological Society, London, Special Publications, 2008. V. 299. P. 5-33, doi: 10.1144/SP299.2.

Wiemer S., Wyss M. Minimum magnitude of completeness in earthquake catalogs: examples from Alaska, the western United States, and Japan // Bull. Seismol. Soc. America. 2000. V. 90. P. 859–869.

Wiens D.A., Anandakrishnan S., Winberry J.P., King M.A. Simultaneous teleseismic and geodetic observations of the stick-slip motion of an Antartic ice stream // Nature. 2008. V. 453. P. 770–774.

Wesnousky S.G. The Gutenberg-Richter or characteristic earthquake distribution, which is it? // Bull. Seismol. Soc. Am. 1994. V. 84. P. 1940–1959.

Wyatt F.K., Agnew D.C., Gladwin M. Continuous measurements of crustal deformation for the 1992 Landers earthquake sequence // Bull. Seismol. Soc. Am. 1994.V. 84. N. 3. P. 768–779.

Yagi Y., Kikuchi M. Partitioning between seismogenic and aseismic slip as highlighted from slow slip events in Japan // Geoph. Res. Lett. 2003. V. 30 (2). P. 1087.

Yamada T., Mori J.J., Ide S., Abercrombie R.E., Kawakata H., Nakatani M., Iio Y., Ogasawara H. Stress drops and radiated seismic energies of microearthquakes in a South African gold mine // Journal of Geophysical Research. 2007. V. 112, B03305, doi: 10.1029/2006JB004553.

Yang Z., Deng Z., Zhao Y., Zhu P. Preliminary study on coseismic step-like changes of water-level in the Dazhai well, Simao city, Yunnan Province // Acta Seismologica Sinica. 2005. V. 18. N. 5. P. 611–617.

Zeng Y. Viscoelastic stress-triggering of the 1999 Hector Mine earthquake by the 1992 Landers earthquake // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. P. 3007–3010.

Zigone D., Rivet D., Radiguet M., Campillo M., Voisin C., Cotte N., Walpersdorf A., Shapiro N.M., Cougoulat G., Roux P. Triggering of tremors and slow slip event in Guerrero, Mexico, by the 2010 M_w 8.8 Maule, Chile, earthquake // J. Geophys. Res. 2012. V. 117, B09304, doi: 10.1029/2012JB009160.

Zoback M.D., Hickman S., Ellsworth W.L. In situ fault zone observations from SAFOD, EarthScope. Onsite Newsletter, winter, 2008. (Available at http://www.earthscope.org/es_doc/onsite/onsite_ winter08.pdf).

Zoback M., Hickman S., Ellsworth W. Scientific drilling into the San Andreas fault zone // Eos. Transactions American Geophysical Union. 2010 V. 91 (22). P. 197–199.

Zoback M.D., Zoback M.L. State of stress in the Earth's lithosphere In International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology, Part A / Eds Lee W.H.K., Kanamori H., Jennings P.C., Kisslinger C. // Academic Press, Amsterdam, 2002. P. 559–568.

Научное издание

Г.Г. Кочарян

ГЕОМЕХАНИКА РАЗЛОМОВ

Редактор

Компьютерная верстка *М.В. Старшовой*

ООО «Издательство ГЕОС»
119017, Москва, Пыжевский пер., 7, к. 332
Тел./факс: (495) 959-35-16, 8-926-222-30-91
email: geos-books@yandex.ru
www.geos-books.ru

ООО ИПК «Панорама»
Подписано к печати 00.00.2016
Формат $70\times100^{1}/_{16}$. Бумага офсетная
Гарнитура Times New Roman. Печать офсетная. Уч.-изд. л. 00.
Тираж 000 экз.

Отпечатано в полном соответствии с представленным электронным оригинал-макетом в ОАО «Альянс “Югполиграфиздат”»,
ООО ИПК «Панорама»
400001, г. Волгоград, ул. КИМ, 6