

МЕХАНИКА

НОВОЕ В ЗАРУБЕННОЙ НАУКЕ

РЕДАКТОРЫ СЕРИИ: А.Ю. ИШЛИНСКИЙ, Г.Г. ЧЕРНЫЙ

28

ДЖ. РАЙС

МЕХАНИКА

ОЧАГА

ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

ИЗДАТЕЛЬСТВО МИР МОСКВА



J. RICE

THE MECHANICS
OF
EARTHQUAKE RUPTURE

IN: PHYSICS OF THE EARTH'S INTERIOR

Proceedings of the International School
of Physics „Enrico Fermi“, Course 78, 1979,
edited by A. M. Dziewonski and E. Boschi,
Italian Physical Society, 1980, pp. 555–649

Amsterdam
North-Holland, 1980

МЕХАНИКА

НОВОЕ В ЗАРУБЕЖНОЙ НАУКЕ

РЕДАКТОРЫ СЕРИИ: А.Ю.ИШЛИНСКИЙ, Г.Г.ЧЕРНЫЙ



ДЖ. РАЙС

МЕХАНИКА ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

Перевод с английского

А. В. КАРАКИНА И Л. И. ЛОБКОВСКОГО

под редакцией

В. Н. НИКОЛАЕВСКОГО

МОСКВА «МИР» 1982

Обзор современных достижений математической теории разрушения в очаге землетрясения, написанный известным американским ученым. Рассмотрены динамика упругих полей в очаге землетрясения, основы механики разрушения в геоматериалах, тектонические процессы, приводящие к землетрясениям.

Для специалистов по механике разрушения и прочности твердых тел, по прогнозу землетрясений, а также для геофизиков, геологов.

Джеймс Райс

МЕХАНИКА ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

Научн. ред. П. Я. Корсоцкая. Мл. науч. ред. Р. И. Пяткина. Художник А. В. Шилов
Художественный редактор В.-И. Шаповалов. Технический редактор Н. И. Манохина
Корректор В. И. Киселева

ИБ № 2737

Сдано в набор 25.08.81. Подписано к печати 02.04.82. Формат 60×90^{1/16}. Бумага типографская № 3. Гарнитура литературная. Печать высокая. Объем 6,75 бум. л. Усл. печ. л. 13,50. Усл. кр-отт. 13,85. Уч.-изд. л. 13,07. Изд. № 1/1541. Тираж 3000 экз. Зак. 1301
Цена 1 р. 80 к.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР», 129820, 1-й Рижский пер., 2.

Ленинградская типография № 2 головное предприятие ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли. 198052, г. Ленинград, Л-52, Измайловский проспект, 29.

Редакция литературы по математическим наукам

ОТ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Землетрясения, когда-то вселявшие в человека мистический ужас, и ныне в эпоху несомненных научных и технологических успехов напоминают о дремлющих силах природы, которые чрезвычайно опасно необдуманно пробуждать и очень важно научиться предугадывать, а в некоторых случаях и контролировать. Не будем здесь описывать катастрофические последствия внезапного действия геологических стихий [1—6], а также усилия, прилагаемые геофизическими службами по оценке сейсмического риска [2, 6, 7]. Книга, предлагаемая вниманию читателя, посвящена формулировке исходных представлений о событиях, происходящих в гипоцентре, или иначе в очаге землетрясения, перед самым его началом и в момент свершения.

Издание книги о землетрясениях в серии «Механика. Но-
вое в зарубежной науке» в издательстве «Мир» не случайно.
Действительно, землетрясение в основном сводится к чисто
механическому процессу разрушения с выделением упругой
энергии, накопленной в горных массивах. Адекватная мате-
матическая формулировка очага землетрясения может быть
найдена только в рамках механики сплошных сред, конкрет-
нее — в механике разрушения твердых тел. Электромагнит-
ные явления являются сопутствующими, хотя и имеют про-
гностическую ценность. Математическая модель механизма
очага в свою очередь открывает широкие возможности при-
менения современной вычислительной техники не только для
распознавания признаков подготовки землетрясения, но и для
исследования вариантов хода будущих событий, а может
быть, и для влияния на них.

В последнее десятилетие большую популярность завоевала теоретическая модель очага землетрясения в виде трещины, растущей в упругой напряженной среде. Трещины в горных массивах действительно фиксируются во многих случаях. При землетрясениях можно видеть их выходы на свободную поверхность, пересечения с подземными выработками и туннелями. Из механики разрушения известна внезапность действия трещин, обусловленная незаметным подрастанием до критического размера и последующим почти мгновенным ростом (со скоростью 2—4 км/с) с излучением упругих волн. Отсюда следует также практический вывод: модель магистральной трещины в упругом теле не может быть использована, по крайней мере непосредственно, в целях прогноза землетрясения.

Исходными данными для построения адекватной математической модели процесса подготовки материала земной коры к землетрясению послужили результаты сейсмической съемки в 60-х годах в местах, где горы Памира и Тянь-Шаня наползают друг на друга, непрерывно генерируя подземные толчки. Вот как писал об этом натурном наблюдении директор Института физики Земли АН СССР академик М. А. Садовский [7]: «Когда на Гармском полигоне в Таджикистане советские геофизики заметили, что землетрясениям предшествуют изменения скоростей распространения упругих волн в области очага землетрясения, американские коллеги отнеслись к этому скептически. Позже, поискав этот эффект в тектонически активных зонах США, они обнаружили его и в конечном счете прониклись верой в этот предвестник». Ученые США правильно оценили значение этого научного наблюдения, увязали его с явлением дилатансии, т. е. увеличением пустотности геоматериалов при сдвиге (термин «дилатансия» и первоначальное открытие явления в водонасыщенных песках принадлежат О. Рейнольдсу — 1885 г.) и, более того, осуществили единую программу [8] лабораторных реологических исследований разрушения горных пород и полевых натурных наблюдений. Некоторые советские ученые участвовали в ней в рамках американо-советского научного сотрудничества, что принесло дополнительные положительные результаты. В це-

лом научные исследования в СССР велись в ином русле. Во главу угла было поставлено [7] создание комплексных опорных станций наблюдения за множеством прогностических предвестников с обработкой поступающей информации на ЭВМ. Последнее проводится в рамках теории распознавания образов с целью выделения из информационной массы достоверных признаков грядущего землетрясения [9]. Ясно, что подобная работа под силу только сети региональных вычислительных центров. Теория распознавания образов привела, в частности, к открытию любопытного явления, природа которого еще не осознана. Оказывается, сильнейшие землетрясения распространяются по земному шару медленными волнами со скоростью $0,15^\circ/\text{год}$ [10].

Что касается теории множественного дилатансионного разрушения горных пород, то она развилаась в СССР прежде всего в связи с проблемой механического действия подземных взрывов [11], поскольку при их осуществлении также наблюдаются характерные черты дилатансии — разрыхление и постепенное разрушение массива горных пород (как в условиях роста кажущейся прочности, так и при ее спаде), сдвиговая интенсификация уплотнения уже имеющихся пор и трещин. Была дана достаточно общая математическая формулировка [12, 13], которая делает теорию вполне применимой во многих случаях квазистатического и динамического деформирования. Лишь в некоторых особых ситуациях высокоскоростных ударов следует дополнительно учитывать эффекты предельной скорости разрушения и скольжения [14].

К настоящему времени накоплен обширный материал, который требует обобщения и осмысливания и в то же время позволяет сделать первые шаги к созданию общей математической теории механизма действия очага землетрясения. Джеймс Райс — активно работающий ученый США, известный своими достижениями в общей механике разрушения твердых тел, в последние годы глубоко заинтересовался проблемой разрушений при землетрясениях. В связи с этим он прочитал лекции в летней школе физиков им. Энрико Ферми (в Италии), которые и составили основу данной книги. Лекции Райса выполняют двойственную функцию. Во-первых, для

читателя-механика Райс дает набор сведений, необходимых для творческого участия в исследовательской работе по проблеме землетрясений в довольно широком ракурсе. Для читателей-геофизиков раскрываются многие тонкости постановки математических задач, причинность известных им закономерностей, и они смогут вполне овладеть мощными методами континуальной механики. Особое значение имеет замечательный результат, полученный Дж. Райсом (совместно с его аспирантом Дж. Рудницки) в теории дилатансии и сводящийся к выявлению процесса локализации [15] деформации геологических материалов в полосы, широко наблюдаемые в природе и, по-видимому, играющие важную роль в очаге землетрясений.

Теперь можно сказать, что все множество признаков подготовляемого землетрясения так или иначе объясняется процессом генерирования и подавления трещинной пустотности в глубинах земной коры, иначе говоря дилатансией. Модель магистральной трещины в упругом массиве оказывается недостаточной как с энергетической, так и реологической точки зрения [16]. В качестве дополнения к лекциям Дж. Райса в книге с согласия автора публикуется аналитический обзор общих результатов лабораторных и натурных наблюдений, проведенных в США, Японии, а также в СССР. Обзор составлен так, чтобы, не повторяя лекции Райса, дать дополнительные сведения и аргументы. Это удалось за счет обсуждения проблемы очага с позиций реологической структуры земной коры, ее изменчивости из-за разных давлений и температур. Оказывается, проблема очага землетрясения тесно связана с другими важными вопросами, как-то: уровень сдвиговых напряжений в земной коре, наличие трещин и циркуляции воды или пара на больших глубинах (что выявлено Кольской скважиной), гидротермальный режим коры, коррозионное разрушение горных пород, природа границы Мохоровичича, тектоника плит и волны в астеносфере и т. д.

Будем надеяться, что публикация данной книги сыграет этапную роль в развитии отечественной геофизической мысли за счет ее обогащения методами и результатами современной континуальной механики.

B. N. Николаевский

ЛИТЕРАТУРА

1. Болт Б. А., Хорн У. Л., Макдональд Г. А., Скотт Р. Ф. Геологические стихии. — М.: Мир, 1978.
2. Стейси Ф. Физика Земли. — М.: Мир, 1972.
3. Рикитаке Т. Предсказание землетрясений. — М.: Мир, 1979.
4. Гупта Х., Растиги Б. Плотины и землетрясения. — М.: Мир, 1979.
5. Гутенберг Б. Физика земных недр. — М.: ИЛ, 1963.
6. Рихтер Ч. Ф. Элементарная сейсмология. — М.: ИЛ, 1963.
7. Садовский М., Полов Е. Цель — точный прогноз. — Газета «Известия» от 20 ноября 1979 г.
8. Byerlye J. A review of rock mechanics studies in the US pertinent to earthquake prediction. — Pure and Appl. Geophys., 1978, v. 116, p. 586—602.
9. Гельфанд И. М., Губерман Ш. А., Жидков М. П., Кейлис-Борок В. И., Раицман Е. Я., Ротвайн И. М. Определение критериев высокой сейсмичности с помощью алгоритмов распознавания. — Вестн. МГУ, 1973, № 5.
10. Губерман Ш. А. *D*-волны и максимальная амплитуда землетрясений. — ДАН СССР, 1981, т. 257, № 6.
11. Родионов В. Н., Адушкин В. В., Костюченко В. Н., Николаевский В. Н., Ромапов В. Н., Цветков В. М. Механический эффект подземного взрыва. — М.: Недра, 1971.
12. Николаевский В. Н. Механические свойства грунтов и теория пластичности. — В кн.: Итоги науки и техники. Механика деформируемого твердого тела, т. 6. — М.: ВИНТИ, 1972.
13. Николаевский В. Н., Лившиц Л. Д., Сизов И. А. Механические свойства горных пород. Деформации и разрушение. — В кн.: Итоги науки и техники. Механика твердого деформируемого тела, т. 11. — М.: ВИНТИ, 1978.
14. Удар, взрыв и разрушение. — М.: Мир, 1981.
15. Райс Дж. Р. Локализация пластической деформации. — В кн.: Теоретическая и прикладная механика Пер. с англ./Под ред. В. Койтера. — М.: Мир, 1979.
16. Николаевский В. Н. Лилатансия и теория очага землетрясения. — Успехи механики, 1980, т. 3, № 1.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изложение механики разрушения в очаге землетрясения удобно разбить на три области, которые составляют основные части данного обзора. Эти части тесно связаны между собой и конкретно представляют собой следующее.

I. Представление полей упругих возмущений, генерируемых разломами. Здесь речь идет о зависимости полей упругих напряжений, генерируемых в данной точке Земли, от положения, ориентации и относительного смещения вдоль разлома. Это главная задача классической сейсмологии. Совершенно очевидно, что выявление этой зависимости позволило пролить свет на вопросы разрушения при землетрясениях. Более важным аспектом этой проблемы является решение обратной задачи, а именно определение положения землетрясений и общей тектонической картины в районе разрушения по данным сейсмологических наблюдений, а если наблюдения достаточно точные и проведены в широком диапазоне частот, то выявление зависящих от времени, а иногда и пространственно разрывных процессов распространения разрушения в Земле. Изящная общая схема для данного представления может быть построена на основе классических методов динамики упругой среды. Однако указанный подход по существу является чисто кинематическим. Он позволяет вычислять поля упругих смещений, генерируемых разрывами смещений вдоль разломов и распределенными неупругими деформациями, или решать ограниченную обратную задачу получения информации об источнике из записей сейсмограмм. Сам метод не связан непосредственно с процессом разрушения в очаге.

II. Основы механики разрушения геоматериалов. Землетрясения возникают из-за катастрофического уменьшения способности материала выдерживать напряжения. Здесь излагаются основные представления о процессе разупрочнения материала, т. е. о процессе разрушения. В частности, это включает в себя использование методов и понятий механики трещин отрыва при сдвиговом разрушении. Представляют инте-

рес также неупругая реакция напряженного горного массива, которая в конечном счете сводится к деформационному разупрочнению, уменьшение прочности на сдвиг при скольжении друг относительно друга частично сцепленных трущихся поверхностей разрыва и временная и скоростная зависимости этих процессов, обусловленные, например, механическими и химическими эффектами фильтрующихся поровых жидкостей. В той степени, в какой деформационные процессы, предшествующие сейсмическому разрушению, приводят к прямым (например, ускоряющаяся ползучесть, форшаки) или к косвенным (изменения порового давления, акустических, электрических и магнитных свойств горных пород) эффектам, очевидно, представляется уместным изучение указанной области в плане прогноза землетрясений.

III. Тектонические процессы, ведущие к неустойчивости в очаге землетрясения. Здесь дается описание самого тектонического процесса нагружения. Это включает в себя вопрос о том, каким путем уже существовавший разлом приводит в настоящий момент к концентрации напряжений, а также вопрос о временной зависимости тех распределений напряжений, которые возникают под влиянием общей тектонической обстановки, например из-за приспособления к уже существовавшим движениям вдоль разлома явлений вязкой релаксации в верхней мантии. Такой подход необходим для понимания механизма передачи сейсмической активности вдоль границ плит, включающего в себя заполнение сейсмических окон и, следовательно, для долгосрочного прогноза землетрясений.

Короче говоря, в ч. III рассматривается нагружение среды, в ч. II — неупругая реакция на это нагружение в зонах разломов и в ч. I — результирующее излучение упругих волн.

Объем каждой главы, естественно, ограничен, и для более полного ознакомления читатель отсылается к обширной библиографии. Некоторые ключевые результаты приведены ниже; многие другие работы цитируются по ходу дела. По теме ч. I, по-видимому, классическим трудом станет выходящая из печати монография Аки и Ричардса [1] по количественной сейсмологии. В ней излагаются методы функций Грина и представление двойной пары сил, а также лучевая теория и связь между сейсмическими спектрами и кинематикой движения вдоль разлома. Аналогичные вопросы рассматриваются также в статьях Барриджа и Кнопова [2], Б. В. Кострова [3] и Даса и Аки [4]. По динамике упругой среды основным пособием является книга Ахенбаха [5].

Что же касается темы ч. II, то основным источником по механике трещин является статья Райса [6]; Фрейнд [7] подвел итог работ по динамике распространения трещин (вопросы

динамики распространения сдвиговых трещин обсуждаются и в книге Аки и Ричардса [1]), а Рудницки [8] недавно опубликовал обзор приложений механики разрушения к процессам, происходящим в земной коре. По другим направлениям тематики ч. II хорошее представление дают два специальных недавно вышедших выпуска журналов, посвященные трудам симпозиума USGS. А именно, выпуск *the Journal of Geophysical Research* [9] посвящен механике разломов и включает в себя теоретические исследования моделей неустойчивости, приводящей к землетрясениям, и связанных с ними предвестников, в том числе обусловленных поровыми жидкостями, а также исследования по динамике распространения разрушения и экспериментальное изучение трения и образования разломов. Последняя тема представляет основной предмет выпуска журнала *Rige and Applied Geophysics* [10], в котором рассматривается трение в скальных породах и прогноз землетрясений и который в основном посвящен экспериментальным аспектам исследования деформаций пород, трения и разрушения. Обзор работ по моделям неустойчивости с упором на квазистатические предвестники дан Райсом [11].

Содержание ч. III в меньшей степени опирается на фундаментальные физические основы, хотя, конечно, существует весьма обширная литература по тектонике плит, которая подводит некоторый базис под геодинамические расчеты. Андерсон [12] рассмотрел примеры использования модели упругой плиты, плавающей на верхнем вязком астеносферном слое, в проблеме миграции сейсмической активности вдоль границ плит и проблеме повторяемости землетрясений во времени. В аналогичной модели, предложенной Будянским и Амазиго [13], а также Таркоттом с соавторами [14], происходит циклическое чередование быстрого высвобождения упругой энергии в разломах коры с постепенными процессами нарастания напряжений вследствие вязкоупругой релаксации на глубине. Обзор натурных наблюдений сейсмических окон и тектонической картины миграции землетрясений содержится в трудах недавно состоявшегося симпозиума USGS [15].

ЧАСТЬ I. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ПОЛЕЙ УПРУГИХ ВОЗМУЩЕНИЙ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ РАЗЛОМАМИ

2. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ, ФУНКЦИЯ ГРИНА И ДВОЙНОЙ ДИПОЛЬ

Уравнения движения среды имеют следующий вид:

$$\partial \sigma_{\alpha\beta} / \partial x_\alpha + f_\beta = \rho \partial^2 u_\beta / \partial t^2, \quad (2.1)$$

где f — массовая сила, u — смещение и σ — тензор напряжений. В случае линейной теории упругости σ связан с тензором деформаций ϵ соотношением

$$\sigma_{\alpha\beta} = C_{\alpha\beta\gamma\delta}\epsilon_{\gamma\delta}, \quad 2\epsilon_{\gamma\delta} = \partial u_\gamma / \partial x_\delta + \partial u_\delta / \partial x_\gamma. \quad (2.2)$$

Упругие модули удовлетворяют условиям $C_{\alpha\beta\gamma\delta} = C_{\beta\alpha\gamma\delta} = C_{\alpha\beta\delta\gamma} = C_{\gamma\delta\alpha\beta}$ (последнее следует из существования упругой энергии). В результате уравнения движения принимают вид

$$\partial (C_{\alpha\beta\gamma\delta} \partial u_\gamma / \partial x_\delta) / \partial x_\alpha + f_\beta = \rho \partial^2 u_\beta / \partial t^2. \quad (2.3)$$

Для изотропного материала имеем

$$C_{\alpha\beta\gamma\delta} = 2G\epsilon_{\alpha\beta} + \Lambda\delta_{\alpha\beta}\epsilon_{\gamma\gamma}, \quad (2.4)$$

где G — модуль сдвига, а $\Lambda + 2G/3$ — объемный модуль.

Если массовые силы $f_\beta(x, t)$ распределены в среде, упругие свойства которой не зависят от времени, то при однородных граничных условиях (нагрузка на земную поверхность равна нулю) решение можно записать в форме

$$u_\nu(x, t) = \int_{-\infty}^t \int_V G_{\nu\beta}(x, x', t - t') f_\beta(x', t') d^3 x' dt', \quad (2.5)$$

где V — объем, занимаемый телом, $G_{\nu\beta}$ — функция Грина, которая по сути дела является решением краевой задачи с однородными граничными условиями для мгновенной единичной силы, приложенной в точке x' , t' и направленной по оси β ; $G_{\nu\beta} = 0$ при $t < t'$. При интерпретации сейсмограмм часто бывает удобно воспользоваться преобразованием Фурье. Если формула

$$\tilde{g}(x, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(x, t) e^{-i\omega t} dt \quad (2.6)$$

определяет преобразование Фурье, то

$$\tilde{u}_v(x, \omega) = \int_V \tilde{G}_{v\beta}(x, x', \omega) \tilde{f}_\beta(x', \omega) d^3x' \quad (2.7)$$

(преобразование Фурье от свертки двух функций равно произведению преобразований Фурье от каждой из этих функций).

Возмущения, генерируемые деформациями материала, можно учесть при помощи распределения «деформаций разгрузки» (например, [1, 16, 17]) $\epsilon^T(x, t)$, таких, что ϵ^T есть деформация, возникающая мгновенно, если тело освободить от напряжений, т. е.

$$\sigma_{\alpha\beta} = C_{\alpha\beta\gamma\delta} (\epsilon_{\gamma\delta} - \epsilon_{\gamma\delta}^T). \quad (2.8)$$

Если это выражение подставить в уравнения движения (2.1) при условии $f = 0$, то это приводит к уравнениям для u в той же самой форме, что и (2.3), с той лишь разницей, что величину f следует заменить «эффективной» массовой силой

$$f_\beta^{\text{eff}} = -\partial (C_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon_{\gamma\delta}^T) / \partial x_\alpha. \quad (2.9)$$

Величина в круглых скобках играет фундаментальную роль в теории сейсмических источников. Определим ее как «тензор плотности сейсмического момента» $m_{\alpha\beta}$, т. е.

$$m_{\alpha\beta}(x, t) = C_{\alpha\beta\gamma\delta}(x) \epsilon_{\gamma\delta}^T(x, t), \quad (2.10)$$

причем тензор «сейсмического момента» $M_{\alpha\beta}$ дается выражением

$$M_{\alpha\beta}(t) = \int_V m_{\alpha\beta}(x, t) d^3x. \quad (2.11)$$

(Понятие тензора сейсмического момента было предложено Б. В. Костровым [3] для некоторого частного случая, к которому, как легко показать, сводятся формулы (2.10), (2.11), когда сейсмический момент порождается смещениями поверхностей разрыва; обобщение на случай распределенных по объему сейсмических источников было сделано Бакусом и Мулкахи [17].)

Подставляя f_β^{eff} из (2.9) в (2.5) и интегрируя по частям (при этом предполагается, что величина ϵ^T обращается в нуль на границах тела), получим поле смещений, порожденное тензором ϵ^T :

$$u_v(x, t) = \int_V \int_{-\infty}^{+\infty} [\partial G_{v\beta}(x, x', t - t') / \partial x'_\alpha] m_{\alpha\beta}(x', t') dt' d^3x'. \quad (2.12)$$

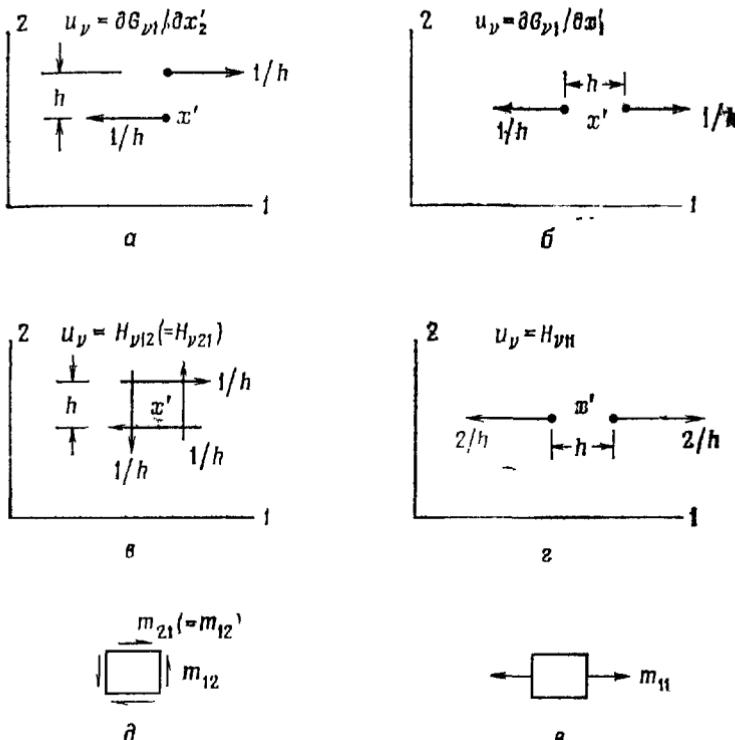


Рис. 1. а, б — мгновенные пары; в, г — двойные пары без момента; д, е — иллюстрация высвобождения внутренних напряжений.

2.1. Двойные диполи

Производная функции Грина $\partial G_{v\beta} / \partial x'_\alpha$, которая появляется в последнем выражении, по сути дела является полем смещений u_v , порожденным мгновенным силовым диполем, или парой сил. Силовой диполь возникает в пределе при $h \rightarrow 0$, если действует пара противоположно направленных импульсов, каждый из которых имеет величину $1/h$; один из импульсов приложен в точке x' вдоль оси β в отрицательном направлении, а другой — в положительном направлении оси β в точке, удаленной от точки x' на расстояние h в направлении оси α . Примеры генерируемых импульсов показаны на рис. 1, а, б. Однако поскольку $C_{\alpha\beta\gamma\delta} = C_{\beta\alpha\gamma\delta}$ (вследствие симметрии тензора напряжений), то тензор $m_{\alpha\beta}$ также симметричен. Следовательно, и силовые диполи фигурируют в интегральных выражениях только в виде симметричной

комбинации типа

$$H_{v\alpha\beta}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t - t') = \partial G_{v\beta}/\partial x'_\alpha + \partial G_{v\alpha}/\partial x'_\beta. \quad (2.13)$$

Воздействие $H_{v\alpha\beta}$ возбуждает упругие волны так же, как и двойной диполь без вращающего момента, поскольку он порожден парой мгновенных силовых диполей описанного выше типа, таких, что их суммарный момент равен нулю. Соответствующие примеры показаны на рис. 1, в, г.

Теперь соотношение (2.12) можно записать в виде

$$u_v(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2} \int_V \int_{-\infty}^t H_{v\alpha\beta}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t - t') m_{\alpha\beta}(\mathbf{x}', t') dt' d^3\mathbf{x}'. \quad (2.14)$$

Эта формула имеет простой смысл, который можно пояснить, пользуясь подходом Эшелби [16] к проблеме деформаций разгрузки. Для каждого момента времени можно ввести систему таких внутренних напряжений, которые приводят к обращению в нуль величины ϵ^T за счет упругих деформаций, т. е. к условию $\epsilon = 0$, если только эти напряжения оказываются единственными. Из (2.8) и (2.10) видно, что эти внутренние напряжения должны в точности равняться $-m_{\alpha\beta}$. Но поскольку причин для появления таких внутренних напряжений нет, то можно считать, что поле смещений генерируется приложенной к телу эффективной системой сил, эквивалентных тем, которые сняты, как это показано на рис. 1, д, е, что поясняет аналогию с реакцией на соответствующий тип двойного диполя.

2.2. Поверхности разрыва смещений

Типичная картина разрушения может быть описана при помощи разрыва смещений $\Delta u(\mathbf{x}, t)$ на поверхности разрыва или на совокупности поверхности разрывов S . Обозначим берега поверхности разрыва соответственно знаками $+$ и $-$, так что $\Delta u = u^+ - u^-$, и пусть единичный вектор \mathbf{n} направлен по нормали к S от $-$ к $+$. Можно считать, что это есть случай, когда толщина слоя деформаций разгрузки, совпадающего с S , в пределе стремится к нулю; ϵ^T должно быть порядка величины Δu , деленной на толщину слоя, и, следовательно, в пределе становится сингулярной дельта-функцией Дирака. В частности, если элементарный объем δV пересекается поверхностью δS , то

$$\int_{\delta V} \epsilon_{\alpha\beta}^T d^3\mathbf{x} = 1/2 (n_\alpha \Delta u_\beta + n_\beta \Delta u_\alpha) \delta S. \quad (2.15)$$

Следовательно, вдоль поверхности S можно записать

$$m_{\alpha\beta}(\mathbf{x}, t) = C_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{x}) e_{\gamma\delta}(\mathbf{x}, t) = C_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{x}) n_\gamma(\mathbf{x}) \Delta u_\delta(\mathbf{x}, t) \delta_D(S), \quad (2.16)$$

где $\delta_D(S)$ — поверхностная дельта-функция Дирака, при помощи которой объемный интеграл по области, пересеченной поверхностью S , сводится к поверхностному интегралу по соответствующей части поверхности S . Так, например, когда зона деформации разгрузки ограничена такими поверхностными разрывами, (2.12) принимает вид

$$u_v(\mathbf{x}, t) = \int_{-\infty}^t \int_S \frac{\partial G_{v\beta}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t - t')}{\partial x_\alpha} C_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{x}') n_\gamma(\mathbf{x}') \Delta u_\delta(\mathbf{x}', t') d^2\mathbf{x}' dt'. \quad (2.17)$$

Однако для простоты и обычно записывается в форме объемного интеграла (2.12) или (2.14), где t может содержать как объемный, так и поверхностный (сингулярный в смысле Дирака) вклады.

Де Хооп [18] предложил альтернативный вывод соотношения (2.17) (он может быть также распространен и на случай объемных источников), который обсуждается Аки и Ричардсоном [1]. При этом дважды применяется принцип взаимности теории упругости (на самом деле эти операции по существу погашают друг друга; как показывают приведенные выше выкладки, результат не опирается на теорему взаимности, а именно на соотношение $C_{\alpha\beta\gamma\delta} = C_{\gamma\delta\alpha\beta}$, и остается в силе, даже если это соотношение не удовлетворяется). При первой операции интеграл свертки типа работы силы, сосредоточенной в точке \mathbf{x} , при смещении на величину $\Delta \mathbf{u}$ на поверхности S связывается со сверткой напряжений, генерируемых сосредоточенной силой, на смещение $\Delta \mathbf{u}$ в точках \mathbf{x}' на поверхности S . При второй операции используется симметрия функции $G_{v\beta}$ относительно точки источника \mathbf{x}' и точки реакции \mathbf{x} , вытекающая из принципа взаимности, для того чтобы заменить точки источников $G_{v\beta}$ вдоль S точкой поля \mathbf{x} .

Приятый здесь метод, базирующийся на результатах работы [17], является простым обобщением аналогии Дюгамеля в теории термоупругости (см., например, [19]), согласно которой деформации, вызванные тепловым расширением, считаются источником эффективных объемных сил, и, как отмечалось, этот метод аналогичен сформулированной Эшеби [16] в статической теории упругости концепции включения, претерпевающего изменения формы, а также различным формулам упругопластического напряженного состояния. Статический вариант формулы (2.17) для однородной среды

вытекает из ранних работ Вольтерра и был широко использован в теории дислокаций в кристаллах (в этом случае Δu — константа, поверхность S плоская, так что указанное выражение может быть сведено к линейному интегралу вдоль границы поверхности S).

Набарро [20] предложил соответствующий динамический вариант формулы (2.17) для движения дислокаций в кристаллах, и в таком виде она впервые была использована в теории землетрясений А. В. Введенской [21], которая показала эквивалентность двойных диполей точечным источникам скольжения; последнее обстоятельство в связи с представлением (2.17) обсуждалось Барриджем и Кноповым [2]. Стекети [22] применил представления статической дислокации для смещений, генерируемых разломом.

2.3. Модель точечного источника; нахождение плоскости разлома

Уравнение (2.14), так же как и (2.7), можно записать как соотношение между преобразованиями Фурье \mathbf{u} и источника поля \mathbf{m} . Когда точка приема расположена довольно далеко от области источника, то при достаточно низких частотах (т. е. когда длины волн большие по сравнению с размерами источника) можно взять любую представительную точку \mathbf{x}' внутри зоны источника и величину $\tilde{H}_{\alpha\beta}$ вынести за пределы интеграла. Это эквивалентно использованию модели точечного источника, а именно:

$$\tilde{u}_v(\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{2} \tilde{H}_{\alpha\beta}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \omega) \tilde{M}_{\alpha\beta}(\omega), \quad (2.18)$$

где $M_{\alpha\beta}(t)$ определяется соотношением (2.11); точнее говоря,

$$M_{\alpha\beta} = \int_S C_{\alpha\beta\gamma\delta} n_\gamma \Delta u_\delta d^2\mathbf{x}' + \int_V C_{\alpha\beta\gamma\delta} e_{\gamma\delta}^T d^3\mathbf{x}', \quad (2.19)$$

где поверхностный и объемный члены выписаны в явном виде.

Обычно разрушение распространяется со скоростью, сравнимой со скоростью упругой волны, поэтому движением в области источника можно пренебречь при больших временах, когда справедливо данное выше представление точечного источника. Следовательно, пикочастотная компонента спектра, фактически измеряемая на удаленных станциях, определяется значением $M_{\alpha\beta}$ в момент завершения процесса разрушения, и часто термин «сейсмический момент» приписывается именно этому длиннопериодному значению. Эта величина является основным результатом обработки удаленных записей низкочастотных сейсмограмм и, конечно, содержит весьма ограниченную информацию о процессе разрушения.

В частном случае, когда среда является изотропной и движение совпадает со смещением Δu вдоль поверхности S (т. е. $n \cdot \Delta u = 0$),

$$M_{\alpha\beta} = \int_S G(n_\alpha \Delta u_\beta + n_\beta \Delta u_\alpha) dS. \quad (2.20)$$

Когда поверхность S плоская, ось x_1 совпадает со средним направлением скольжения (т. е. с направлением интеграла

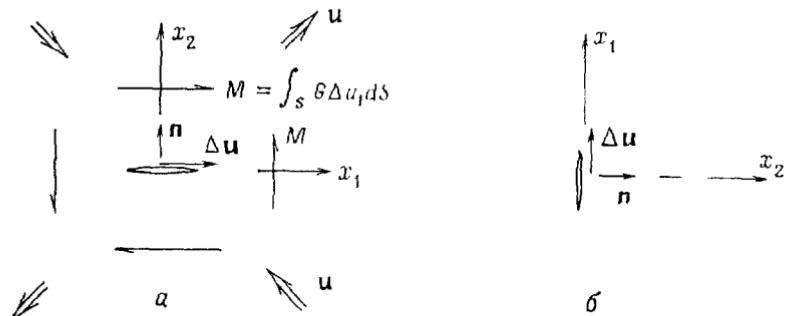


Рис. 2. *а* — отличные от нуля компоненты тензора сейсмического момента ($M_{12} = M_{21} = M$) и картина смещений для модели точечного источника в скользящем разломе; *б* — неразличимые варианты разломов для модели точечного источника.

$\int_S G \Delta u dS$), а ось x_2 — с направлением n , тензор $M_{\alpha\beta}$ имеет по указанным осям следующие компоненты:

$$(M_{\alpha\beta}) = \begin{bmatrix} 0 & M & 0 \\ M & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad M = \int_S G \Delta u_i dS. \quad (2.21)$$

Этот результат проиллюстрирован на рис. 2, *а*, где в терминах полей смещения показаны направления излучения (см. разд. 3).

Так как компоненты тензора $M_{\alpha\beta}$ (в некоторой фиксированной системе координат) могут быть в принципе определены при помощи удаленных сейсмических наблюдений на основе соотношения (2.18), то эти наблюдения достаточны для определения M и двух возможных направлений x_1 и x_2 , хотя, оставаясь в рамках модели точечного источника, невозможно выяснить, какое из этих направлений совпадает с n , а какое — с направлением средней скорости скольжения (ср. рис. 2, *а* и *б*). Этот процесс можно рассматривать либо как определение механизма землетрясения, либо как определение

положения плоскости разлома; обзор по этой теме дан Л. М. Балакиной с соавторами [23] и Хаттри [24].

На практике функция Грина не может быть полностью построена. Вместо этого для ближней зоны используется модель однородной и изотропной среды, а поправки на неоднородности для больших расстояний вводятся при помощи лучевых методов. Последние методы здесь не обсуждаются. Читателю можно рекомендовать работу Стейси [25], в которой содержатся элементы лучевого метода и результаты по временным пробегам для Земли, труды Аки и Ричардса [1] и Ахенбаха [5], в которых рассматриваются основы и пределы применимости лучевого подхода, а также работу Хаттри [24], поскольку все они использовали этот метод для определения положения плоскости разлома по удаленным сейсмологическим наблюдениям.

Канамори [26] собрал сводку значений величины M , определенной по записям примерно 60 крупных землетрясений, и описал эти землетрясения при помощи магнитудной шкалы на основе $\lg M$. (На самом деле Канамори в основу этой шкалы положил энергетический параметр, однако этот параметр непосредственно не измеряется и в конце концов предполагается пропорциональным M .)

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ ОДНОРОДНЫХ И ИЗОТРОПНЫХ ТВЕРДЫХ СРЕД

Для однородных неограниченных тел $G_{v\beta}(x, x', t - t') = G_{v\beta}(x - x', t - t')$, что применимо также и для конечных тел для моментов времени, предшествующих отражению волны от границ тела. Далее, в случае изотропной среды (когда $C_{\alpha\beta\gamma\delta}$ дается уравнением (2.4)) $G_{v\beta}(x, t)$ удовлетворяет уравнению (2.3) в форме Навье

$$(\Lambda + G) \partial^2 G_{v\beta} / \partial x_v \partial x_\alpha + GV^2 G_{v\beta} + \delta_D(t) \delta_D(x) \delta_{v\beta} = \rho \partial^2 G_{v\beta} / \partial t^2, \quad (3.1)$$

где δ_D — дельта-функция Дирака. Полное пространственно-временное преобразование Фурье определяется формулой

$$\tilde{g}(k, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(x, t) \exp(-ik \cdot x - i\omega t) dt d^3x, \quad (3.2)$$

и его применение к уравнению для $G_{v\beta}$ дает такой результат:

$$[\rho(c_s^2 - \omega^2/k^2) k_\alpha k_v + \rho(c_s^2 - \omega^2/k^2) (\delta_{av} k^2 - k_\alpha k_v)] \bar{G}_{v\beta} = \delta_{av}, \quad (3.3)$$

где

$$c_d = \sqrt{(\Lambda + 2G)/\rho}, \quad c_s = \sqrt{G/\rho} \quad (3.4)$$

определяют скорости продольных и поперечных волн. Решение для $\bar{G}_{v\beta}$ можно представить в виде

$$\bar{G}_{v\beta} = \bar{G}_{v\beta}^d + \bar{G}_{v\beta}^s, \quad (3.5)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{G}_{v\beta}^d &= k_v k_\beta / \rho k^2 (c_d^2 k^2 - \omega^2), \\ \bar{G}_{v\beta}^s &= (\delta_{v\beta} k^2 - k_v k_\beta) / \rho k^2 (c_s^2 k^2 - \omega^2). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Если теперь мы вспомним, что $k_v k_\beta \bar{g}$ есть преобразование Фурье от оператора $-\partial^2 g / \partial x_v \partial x_\beta$, то для составляющих $G_{v\beta}^d$ и $G_{v\beta}^s$ полного решения $G_{v\beta}$ соответственно получаем

$$\begin{aligned} G_{v\beta}^d &= -(\partial^2 / \partial x_v \partial x_\beta) h(r, t; c_d), \\ G_{v\beta}^s &= -(\nabla^2 \delta_{v\beta} - \partial^2 / \partial x_v \partial x_\beta) h(r, t; c_s), \end{aligned} \quad (3.7)$$

где $h(r, t; c)$ — функция, преобразование Фурье которой имеет вид

$$\bar{h}(k, \omega; c) = 1/\rho k^2 (c^2 k^2 - \omega^2) \quad (3.8)$$

и которая зависит, как это видно из формы записи, только от модуля r вектора \mathbf{x} .

Используя теорему об обратном преобразовании Фурье и замечая, что $\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} = kr \cos \varphi$, где φ — угол между \mathbf{k} и \mathbf{x} , и что для данного случая элемент «объема» в \mathbf{k} -пространстве записывается в виде

$$d^3 \mathbf{k} = (2\pi k \sin \varphi) (k d\varphi) dk, \quad (3.9)$$

имеем

$$\begin{aligned} h(r, t; c) &= \left(\frac{1}{2\pi} \right)^4 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^\infty \frac{\exp(ikr \cos \varphi + i\omega t)}{\rho k^2 (c^2 k^2 - \omega^2)} (2\pi k^2 \sin \varphi) d\varphi dk d\omega = \\ &= \frac{2}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^\infty \frac{\sin(kr) \exp(i\omega t)}{\rho kr (c^2 k^2 - \omega^2)} dk d\omega = \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2 \rho c r} \int_0^\infty \frac{\sin(kr) \sin(kct)}{k^2} dk = \begin{cases} t/4\pi\rho r, & r > ct \\ 1/4\pi\rho c, & r < ct. \end{cases} \quad (3.10) \end{aligned}$$

На первый взгляд кажется удивительным, что эта функция отлична от нуля (или не является константой) при $r > ct$. Однако величина типа $t/4\pi\rho r$ в выражении (3.10) дает, согласно (3.7), как в $G_{v\beta}^d$, так и в $G_{v\beta}^s$ равные и противоположные направленные смещения, а поскольку $\nabla^2(1/r) = 0$, то в

итоге смещение отсутствует. Таким образом, не нарушая справедливости представлений (3.7), можно переопределить h , вычтя из него указанную величину, так что

$$h(r, t; c) = -\frac{1}{4\pi\rho r}(t - r/c)U(t - r/c), \quad (3.11)$$

где U — единичная ступенчатая функция. Последнее приводит к нужному результату: оба вклада в $G_{v\beta}$ при $r > c_d t$ исчезают раздельно. Фактически же $G_{v\beta}$ также равно нулю при $r < c_s t$, имеет особенности типа дельта-функции при $r = c_s t$ и $r = c_d t$ и плавно меняется с изменением r (только благодаря $G_{v\beta}^d$) в промежутке между этими расходящимися волновыми фронтами.

3.1. Поле смещения, генерируемое очагом

Для описания поля смещений, возбужденных очагом землетрясения, представляют интерес производные функции $G_{v\beta}$ в виде комбинации $H_{v\alpha\beta}$, согласно (2.13), которая определяет реакцию на двойной диполь. Так как для однородной среды $\partial G_{v\beta}/\partial x'_\alpha = -\partial G_{v\beta}/\partial x_\alpha$, то

$$H_{v\alpha\beta} = -\partial G_{v\alpha}/\partial x_\beta - \partial G_{v\beta}/\partial x_\alpha. \quad (3.12)$$

Таким образом, $H_{v\alpha\beta}$ можно разложить на d - и s -компоненты:

$$H_{v\alpha\beta} = H_{v\alpha\beta}^d + H_{v\alpha\beta}^s, \quad (3.13)$$

которые можно определить при помощи (3.7):

$$H_{v\alpha\beta}^d = 2(\partial^3/\partial x_v \partial x_\alpha \partial x_\beta)h(r, t; c_d), \quad (3.14)$$

$$H_{v\alpha\beta}^s = [(\delta_{v\beta}\partial/\partial x_\alpha + \delta_{v\alpha}\partial/\partial x_\beta)\nabla^2 - 2(\partial^3/\partial x_v \partial x_\alpha \partial x_\beta)]h(r, t; c_s).$$

Используя представление (2.14) для $u_v(\mathbf{x}, t)$, результат (3.14) для реакции на двойной диполь и симметрию тензора сейсмического момента, теперь можно вычислить само поле смещений:

$$u_v(\mathbf{x}, t) = u_v^d(\mathbf{x}, t) + u_v^s(\mathbf{x}, t), \quad (3.15)$$

где

$$u_v^d(\mathbf{x}, t) = \partial^3 \mu_{\alpha\beta}(\mathbf{x}, t; c_d)/\partial x_v \partial x_\alpha \partial x_\beta, \quad (3.16)$$

$$\mu_{\alpha\beta}(\mathbf{x}, t; c) = \nabla^2 [\partial \mu_{v\beta}(\mathbf{x}, t; c_s)/\partial x_\beta] - \partial^3 \mu_{\alpha\beta}(\mathbf{x}, t; c_s)/\partial x_v \partial x_\alpha \partial x_\beta$$

и $\mu_{\alpha\beta}(\mathbf{x}, t; c)$ — тензорный набор потенциалов, связанных с соответствующими компонентами тензора плотности момен-

та, определяемый соотношением

$$\mu_{\alpha\beta}(\mathbf{x}, t; c) = \int_V \int_{-\infty}^t h(r, t-t'; c) m_{\alpha\beta}(\mathbf{x}', t') dt' d^3\mathbf{x}', \quad (3.17)$$

где $r = |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$ и h дается формулой (3.11).

Этот результат может быть записан также в терминах преобразований Фурье по времени, так что $\tilde{m}_v(\mathbf{x}, \omega)$ даются формулами (3.15), (3.16) с помощью преобразованных потенциалов $\tilde{\mu}_{\alpha\beta}$, где

$$\tilde{\mu}_{\alpha\beta}(\mathbf{x}, \omega; c) = \int_V \tilde{h}(r, \omega; c) \tilde{m}_{\alpha\beta}(\mathbf{x}', \omega) d^3\mathbf{x}', \quad (3.18)$$

и \tilde{h} — преобразование Фурье от h в (3.11), т. е.

$$\tilde{h}(r, \omega; c) = e^{-i\omega r/c} / 4\pi r \omega^2 r. \quad (3.19)$$

Уравнения (3.15) — (3.19) для поля смещений в несколько иной, но эквивалентной форме приведены в монографии Аки и Ричардса [1] и других источниках.

3.2. Смещения в дальнем поле

Длина волны λ , ассоциированная с компонентой Фурье частоты ω , определяется соотношением $2\pi c/\omega$. Таким образом, экспоненциальный член в (3.19) можно записать в виде $e^{-2\pi i r/\lambda}$, и на расстояниях r , больших по сравнению с λ , этот член меняется много быстрее, чем $1/r$. Следовательно, при вычислении \tilde{m}_v при больших r оператор трехкратного дифференцирования, входящий в (3.16), эффективно действует только лишь на экспоненциальный множитель (3.19), т. е.

$$\frac{\partial^3}{\partial x_v \partial x_\alpha \partial x_\beta} \left[\frac{e^{-i\omega r/c}}{r} \right] = \frac{i\gamma_v \gamma_\alpha \gamma_\beta \omega^3}{rc^3} e^{-i\omega r/c} \left[1 + O\left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right) \right], \quad (3.20)$$

где

$$\gamma_v = \partial r / \partial x_v = (x_v - x'_v) / r \quad (3.21)$$

— компоненты единичного вектора (ориентации), направленного от точки источника к точке приема. Далее, если начало координат поместить где-нибудь в области источника и если r велико по сравнению с размерами источника, то

$$r = (r_0 - \mathbf{y} \cdot \mathbf{x}') [1 + O(\mathbf{y} \cdot \mathbf{x}' / r_0)], \quad (3.22)$$

где $r_0 = |\mathbf{x}_0|$.

Таким образом, уравнения (3.16), (3.18), (3.19) определяют поле смещений на больших расстояниях, т. е. когда r_0

много больше, чем λ и размер источника, и справедливы представления

$$\begin{aligned}\tilde{u}_v^d &= \frac{i\omega}{4\pi\rho c_d^3 r_0} e^{-i\omega r_0/c_d} \gamma_v \gamma_\alpha \gamma_\beta \int_V \tilde{m}_{\alpha\beta}(\mathbf{x}', \omega) e^{i\omega \mathbf{y} \cdot \mathbf{x}'/c_d} d^3 \mathbf{x}', \\ \tilde{u}_v^s &= \frac{i\omega}{4\pi\rho c_s^3 r_0} e^{-i\omega r_0/c_s} \left[\frac{1}{2} (\delta_{v\alpha} \gamma_\beta + \delta_{v\beta} \gamma_\alpha) - \gamma_v \gamma_\alpha \gamma_\beta \right] \times \\ &\quad \times \int_V \tilde{m}_{\alpha\beta}(\mathbf{x}', \omega) e^{i\omega \mathbf{y} \cdot \mathbf{x}'/c_s} d^3 \mathbf{x}',\end{aligned}\quad (3.23)$$

где теперь с соответствующей точностью в приближении дальнего поля справедливо равенство $\gamma = \mathbf{x}/r_0$.

Так как $i\omega \tilde{m}_{\alpha\beta}(\mathbf{x}', \omega)$ — преобразование Фурье от $\dot{m}_{\alpha\beta}(\mathbf{x}', t)$, то соответствующий результат во временном представлении принимает вид

$$\begin{aligned}u_v^d &= \frac{1}{4\pi\rho r_0 c_d^3} \gamma_v \gamma_\alpha \gamma_\beta \int_V \dot{m}_{\alpha\beta}(\mathbf{x}', t - r_0/c_d + \gamma \cdot \mathbf{x}'/c_d) d^3 \mathbf{x}', \\ u_v^s &= \frac{1}{4\pi\rho r_0 c_s^3} \left[\frac{1}{2} (\delta_{v\alpha} \gamma_\beta + \delta_{v\beta} \gamma_\alpha) - \gamma_v \gamma_\alpha \gamma_\beta \right] \times \\ &\quad \times \int_V \dot{m}_{\alpha\beta}(\mathbf{x}', t - r_0/c_s + \gamma \cdot \mathbf{x}'/c_s) d^3 \mathbf{x}'.\end{aligned}\quad (3.24)$$

Анализируя угловую зависимость здесь и в (3.23), замечаем, что u^d направлено вдоль γ , а u^s — перпендикулярно γ . Времена запаздывания в (3.24), связанные с экспоненциальными членами в (3.23), представляют собой обусловленные распространением d - и s -волн времена отставания сигналов в точке приема от соответствующих движений в области источника.

В случае сдвигового разлома (когда единственными отличными от нуля компонентами $m_{\alpha\beta}$ являются $m_{12} = m_{21}$) максимальная величина членов ориентации (т. е. членов, вынесенных за знак интегралов и зависящих от γ) оказывается одинаковой как для d -, так и для s -полей. Следовательно, величина отношения d - и s -компонент и для дальнего поля по существу есть отношение $c_s^3/c_d^3 \approx 0,19$ (при условии, что $\Lambda = G$, т. е. коэффициент Пуассона $\nu = 0,25$), так что поздние вступления s -волн по амплитуде смещения примерно в пять раз больше.

Поле точечного источника было приведено в п. 2.3. Оно соответствует рассмотрению достаточно низких частот ω , так что экспоненты в интегралах (3.23) можно приближенно заменить единицей (т. е. соответствующие длины волн λ много

больше размеров источника) или, что то же самое, в (3.24) можно пренебречь запаздываниями по времени $\gamma \cdot x'/c$ между различными точками в области источника. Таким образом, в этом пределе интегралы (3.23), (3.24) являются простым определением тензора момента, например

$$\tilde{u}_v^d = \frac{e^{-i\omega r_0/c_d}}{4\pi\rho c_d^3 r_0} \gamma_v \gamma_\alpha \gamma_\beta [\dot{M}_{\alpha\beta}(\omega)], \quad (3.25)$$

$$u_v^d = \frac{1}{4\pi\rho c_d^3 r_0} \gamma_v \gamma_\alpha \gamma_\beta \dot{M}_{\alpha\beta}(t - r_0/c_d). \quad (3.26)$$

Так как короткопериодное движение в очаге землетрясения можно рассматривать по существу завершившимся для периодов, связанных с рассматриваемым низкочастотным диапазоном (медленное, асеймическое скольжение или неупругая деформация могут продолжаться в течение много больших периодов времени), то величина $\dot{M}_{\alpha\beta}(\omega)$, по существу, должна быть преобразованием Фурье от константы $M_{\alpha\beta}(t_r)$, где t_r — время завершения сейсмического разрушения. Следовательно,

$$\tilde{M}_{\alpha\beta}(\omega) \approx M_{\alpha\beta}(t_r)/i\omega \quad (3.27)$$

в диапазоне частот, для которого вышеприведенная формула справедлива. Это означает, что амплитуда спектра Фурье и при низких частотах постоянна (т. е. не зависит от ω), а также то, что она целиком характеризуется положением источника и его тензором момента $M_{\alpha\beta}(t_r)$ к моменту завершения процесса в очаге.

Если рассмотреть разлом скольжения (рис. 2) с тензором момента согласно формуле (2.21), то радиальная компонента смещения $u = \gamma \cdot u$ (в которую вклад дает только компонента u^d) имеет вид

$$u = \frac{\dot{M}(t - r_0/c_d)}{2\pi\rho c_d^3 r_0} \gamma_1 \gamma_2.$$

Это выражение дает нам картину смещения, иллюстрированную на рис. 2, а. Смещение равно нулю на нодальных плоскостях $x_1 = 0$, $x_2 = 0$ и принимает экстремальные (положительные или отрицательные) значения на биссектрисах каждого квадранта. Именно это угловое распределение, уточненное путем внесения поправок на рассеяние лучей из-за неоднородностей, приводит к решениям, определяющим плоскость разлома, которые обсуждались в разд. 2.3.

4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СДВИГОВОГО РАЗРУШЕНИЯ

Как было показано, низкочастотная часть сейсмического спектра выполаживается и его амплитуда становится равной сейсмическому моменту, соответствующему времени, когда разрушение закончилось. Детальная информация о процессе распространения разрыва и о величине зоны разрушения содержится только в высокочастотной части спектра, и именно это обсуждается здесь опять-таки в приближении дальнего поля. Для простоты совместим плоскость разлома с плоскостью $x_2=0$ при задании сдвигового смещения $\Delta u(x_1, x_3, t)$ только в направлении x_1 , как показано на рис. 2, а. (В ортогональном направлении x_3 , вообще говоря, могут происходить в крайнем случае второстепенные проскальзывания, связанные с разрушением при граничных условиях типа тормозящего трения, в частности в процессе остановки, разрушения.) В рассмотренном случае тензор плотности момента имеет форму

$$m_{\alpha\beta} = (\delta_{\alpha 1}\delta_{\beta 2} + \delta_{\beta 1}\delta_{\alpha 2}) G \Delta u \delta_D(S), \quad (4.1)$$

а интеграл, включающий $\dot{m}_{\alpha\beta}$, в выражении (3.24) в представлении дальнего поля принимает вид

$$\int_V \dot{m}_{\alpha\beta}(\mathbf{x}', t - r_0/c + \gamma \cdot \mathbf{x}'/c) d^3 \mathbf{x}' = \\ = G (\delta_{\alpha 1}\delta_{\beta 2} + \delta_{\beta 1}\delta_{\alpha 2}) \Omega(\mathbf{y}, t - r_0/c), \quad (4.2)$$

где

$$\Omega(\mathbf{y}, t) = \int_S \Delta \tilde{u} [x_1, x_3, t + (\gamma_1 x_1 + \gamma_3 x_3)/c] dx_1 dx_3. \quad (4.3)$$

При заданной ориентации γ в точке приема зависимость сигнала смещения от времени, таким образом, описывается полностью функцией Ω , подсчитываемой для $c = c_d$ и для $c = c_s$. Данное определение функции Ω отличается от определения Аки и Ричардса [1], которые проанализировали различные формы ее вычисления, тем, что время t сдвинуто на время пробега r_0/c от начала координат в области источника.

Преобразованная функция, определяющая спектральные характеристики u , имеет вид

$$\tilde{\Omega}(\mathbf{y}, \omega) = \int_S \Delta \tilde{u}(x_1, x_3, \omega) e^{i\omega(x_1 y_1 + x_3 y_3)/c} dx_1 dx_3, \quad (4.4)$$

где $\Delta \tilde{u} = i\omega \Delta \tilde{u}(x_1, x_3, \omega)$. Эта функция представляет собой полное пространственно-временное преобразование Фурье функции $\Delta \tilde{u}$ для волновых чисел $k_1 = -\gamma_1 \omega/c$, $k_3 = -\gamma_3 \omega/c$. Поскольку величины k_i и ω связаны таким образом, а y_i должны лежать в пределах между -1 и $+1$, то наблюдения в

приближении дальнего поля (скажем, в диапазоне ориентации γ) в принципе недостаточны для полного определения Δu . Другими словами, пространственное распределение вдоль плоскости разлома данной частотной компоненты Δu разрешимо только в диапазоне волновых чисел, меньших по модулю, чем ω/c ; информация о более коротких длинах волн на большие расстояния не передается и, очевидно, ограничивается движениями вблизи области источника. Хорошим способом описания общей картины излучения является изображение в пространстве k_1, k_3, ω контурной поверхности $|\tilde{\Omega}(k_1, k_3, \omega)|$, где $\tilde{\Omega}$ — полное пространственно-временное преобразование Фурье величины $\Delta u(x_1, x_3, t) \delta_D(S)$. Тогда $|\tilde{\Omega}(\gamma, \omega)|$ можно рассматривать как функцию от ω на контурных уровнях $|\tilde{\Omega}(k_1, k_3, \omega)|$, которые прослеживаются вдоль луча $k_1 = -\gamma_1 \omega/c, k_3 = -\gamma_3 \omega/c$. Дас и Аки [4] дали несколько двумерных примеров этой процедуры в плоскости k_1, ω , что соответствует приемным станциям, расположенным в плоскости $x_3 = 0$, проходящей через область источника.

4.1. Свойства спектра землетрясения

Разумно ожидать, что в процессе разрушения выполняется неравенство $\Delta u \geq 0$ (скольжение в обратном направлении предотвращается трением), откуда следует, что $\Omega(\gamma, t) \geq 0$ и, следовательно, модуль $\tilde{\Omega}(\gamma, \omega)$, т. е. $|\tilde{\Omega}(\gamma, \omega)|$, принимает наибольшее значение при $\omega = 0$. Это максимальное значение равно как раз M/G , где M — сейсмический момент к концу разрушения. Характеристики спектра при высоких частотах зависят от деталей процесса распространения разрушения, т. е. от способа, каким фронт разрушения распространяется во времени по поверхности S , от характера временной зависимости Δu в точке, находящейся внутри области разрушения (который различен, например, для модели трещины и дислокационной модели), от того, движется ли фронт разрушения непрерывно или перепрыгивает через барьерные области, где невозможно скольжение [4], а также от деталей распространения назад по разлому завершающего процесса остановки.

Имеется большое количество работ, посвященных изучению спектральной структуры в связи с этими факторами, и в настоящее время указанная область интенсивно развивается. Ниже приводится только краткий обзор.

На рис. 3 схематически показан амплитудный спектр $\tilde{\Omega}(\gamma, \omega)$. Этот рисунок приведен для того, чтобы проиллюстрировать основные особенности, предсказываемые теоретическими моделями разлома. Наиболее удивительной

особенностью являются осцилляции амплитуды на фоне общего уменьшения уровня $\lg |\tilde{\Omega}|$ при высоких частотах (в некоторых моделях эти колебания проявляются только как мелкая рябь на кривой затухания).

Некоторый свет на происхождение указанной структуры проливает исследование простейшего варианта дислокационной модели разлома по Хаскеллу [27], хотя эта модель в некоторых отношениях, конечно, неудовлетворительна. Согласно

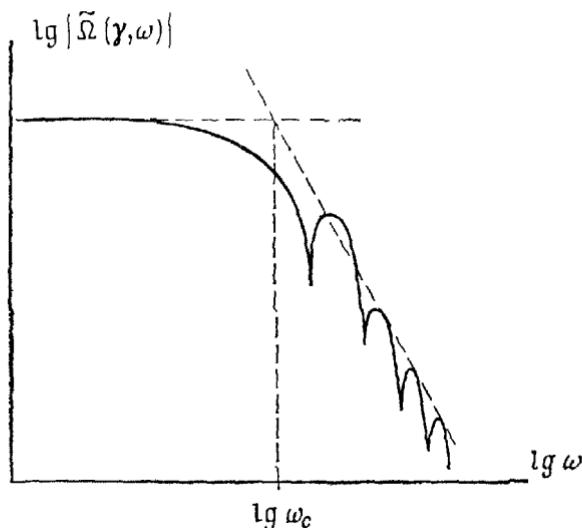


Рис. 3. Схематическая иллюстрация амплитуды сейсмического спектра; ω_c — «угловая частота».

этой модели, S задается в виде прямоугольника длины L (в направлении x_1) и ширины W (в направлении x_3), см. рис. 4, а. Разрыв распространяется с постоянной скоростью v в направлении x_1 (рис. 4, б) от одного конца разлома к другому как линия сосредоточенных дислокаций, так что во всей области дислокаций достигается фиксированный скачок смещений $\Delta u = D$. Иначе говоря,

$$\Delta u(x_1, x_3, t) = DU(t - t_0 - x_1/v), \quad (4.5)$$

где U — единичная ступенчатая функция, t_0 — момент времени, в который возмущение этого типа проходит точку $x_1 = 0$ (если $x_1 = 0$ лежит на разломе). Следовательно,

$$\Delta \ddot{u}(x_1, x_3, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} D\delta_D(t - t_0 - x_1/v) e^{-i\omega t} dt = De^{-i\omega(t_0 + x_1/v)}, \quad (4.6)$$

и если центр разлома лежит в точке $x_1 = a, x_3 = b$,

$$\tilde{\Omega}(\gamma, \omega) = \int_{a-L/2}^{a+L/2} \int_{b-W/2}^{b+W/2} D e^{-i\omega(t_0+x_1/v)} e^{i\omega(\gamma_1 x_1 + \gamma_3 x_3)/c} dx_3 dx_1 = \\ = DW L e^{-i\omega\varphi} \frac{\sin(\pi\omega/\omega_1) \sin(\pi\omega/\omega_3)}{(\pi^2\omega^2/\omega_1\omega_3)}, \quad (4.7)$$

где

$$2\pi/\omega_1 = (L/v - \gamma_1 L/c), \quad 2\pi/\omega_3 = \gamma_3 W/c, \quad (4.8)$$

$$\varphi = t_0 + a/v - (\gamma_1 a + \gamma_3 b)/c.$$

Хотя модель дает сильно упрощенное описание очага, это достаточно для обсуждения следующих особенностей поведения амплитудного спектра $\tilde{\Omega}$.

(i) При низких частотах $|\tilde{\Omega}|$ пропорциональна величине DWL , которая, как и ожидалось, в точности равна моменту M , деленному на модуль сдвига G .

(ii) При высоких частотах $|\tilde{\Omega}|$ осциллирует и для данной

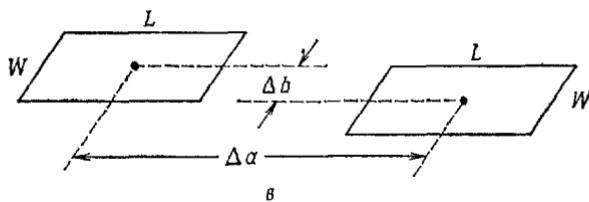
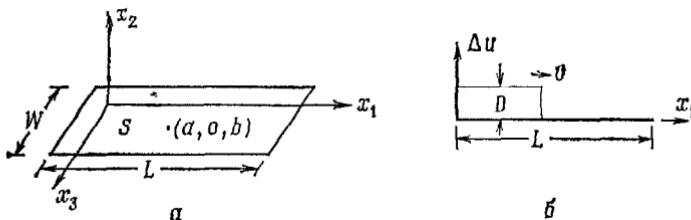


Рис. 4. а, б — распространение сосредоточенной дислокации со смещением D в процессе скольжения и однородной скоростью вдоль прямоугольного разлома; в — смежные участки разлома, разделенные областью, где скольжение отсутствует.

модели обращается в нуль в точках $\omega = \pm\omega_1, \pm 2\omega_1, \dots, \pm\omega_3, \pm 2\omega_3, \dots$, в то время как максимальное значение амплитуды затухает как отрицательная степень ω , в данном случае как ω^{-2} в общей ситуации и как ω^{-1} при $\gamma_3 = 0$ (затухание зависит в какой-то степени от выбора модели).

(iii) На осцилляции влияет распространение разрыва, но они имеют место даже в том случае, если смещения в очаге возникают одновременно по всей плоскости S (что соответствует значению $v = \infty$ в предыдущей формуле). Это происходит из-за того, что сигнал, принятый на записывающей станции, излучается из всего очага в целом, а разности фаз, возникающие за счет различных времен пробега, могут приводить к интерференционному усилению и ослаблению сигналов.

(iv) Свойства спектра определяются характером распространения разрыва (см., например, работы Бен-Менахема [28], Аки и Ричардса [1]); так как в точке приема γ_1 положительна, то ω_1 , согласно (4.8), больше, чем для станции с отрицательной γ_1 , а следовательно, и колебания $|\tilde{\Omega}|$, согласно (4.7), возникают позднее и более широко растянуты вдоль оси ω . Этот эффект наиболее ярко выражен вблизи значений $\gamma_1 = \pm 1$, особенно для s -волн, так как скорость их распространения обычно составляет, по-видимому, большую часть от c_s и соответствующие различия в ω_1 являются большими.

(v) Фазовый фактор φ в (4.8) не влияет на $|\tilde{\Omega}|$ для простого разрыва. Однако, если рассматривать процесс разрушения, протекающий в пространстве разрывно, скажем по двум прямоугольным площадкам, имеющим одинаковую форму и ориентацию (рис. 4, б), и для простоты считать скорость распространения постоянной, так что формула (4.5) для $\Delta\zeta$ справедлива в пределах каждой площадки (на второй площадке разрушение начинается только тогда, когда ее достигает возмущение скорости v), то $\tilde{\Omega}$ дается суммой двух членов типа (4.7). Эти члены различаются только тем, что фаза φ каждого из них зависит от положения центра соответствующего прямоугольника. Следовательно, легко вычислить

$$\tilde{\Omega} = 2DWLe^{-i\omega\varphi} \cos \left[\pi\omega \left(\frac{\Delta a}{L\omega_1} - \frac{\Delta b}{W\omega_3} \right) \right] \frac{\sin(\pi\omega/\omega_1) \sin(\pi\omega/\omega_3)}{\pi^2\omega^2/\omega_1\omega_3}, \quad (4.9)$$

где $\bar{\varphi}$ — среднее по двум прямоугольным площадкам значение φ , определяемое формулой (4.8), и Δa , Δb — разности координат центров прямоугольников (рис. 4, б). Отсюда вытекает, вероятно, очевидный результат, который состоит в том, что осциллирующая структура спектра усиливается дискретными (многофокусными) разрывами. Это обстоятельство обсуждается ниже и было подчеркнуто в недавней работе Даса и Аки [4].

В настоящее время модель сосредоточенных дислокаций типа описанного формулой (4.5) и рис. 4, б вызывает возра-

жения по некоторым пунктам. В самом деле, любая «дислокационная» модель, в которой Δu описывается без учета соответствующих сбросов напряжений на поверхности разрыва (которые в принципе должны быть связаны определяющими законами с Δu), дает по существу неполное описание разрушения. Однако в рассматриваемой модели, как минимум должно быть задано конечное «время нарастания» (и это фактически было учтено в работе Хаскелла [27]) для того, чтобы достигнуть конечного смещения D и сделать возможным точечное инициирование разрушения и его распространение в двух направлениях по разлому. Как отметил Сэвидж [29] в своем обзоре ранних дислокационных моделей, «сглаженные» особенности делают затухание спектра более быстрым при высоких частотах, что является эффектом временной зависимости $D(t)$, хотя билатеральное разрушение само по себе не влияет на скорость затухания.

Характерной чертой этих ранних исследований является концепция «угловой частоты» Брюна [30] (см. также обзор Сэвиджа [29]). Это иллюстрируется на рис. 3, где для определения угловой частоты ω_c высокочастотная асимптотика экстраполирована к низкочастотному уровню спектра. Величина ω_c есть параметр, существенно зависящий от выбора модели (а для данной модели частное значение ω_c будет зависеть от ориентации γ в приемнике и типа волны). Тем не менее для моделей простого разлома, в которых предполагается, что скорость распространения разрушения по изолированной непрерывной глубоко погруженной поверхности разрыва является постоянной (не зависящей от величины разлома), из анализа размерностей следует, что величина ω_c должна быть обратно пропорциональной размеру области разрушения:

Этот тип корреляции используется довольно широко. В недавнем обзоре Брюна и др. [31] приведены оценки величины ω_c по излучению s -волн, согласующиеся с результатами ряда авторов для распространения разрушения со скоростью $v = 0,9c_s$ (близкой к рэлеевской скорости; см. ч. II) по круговой области радиуса r . Большая часть результатов относится к дислокационным моделям, хотя в обзор включена и недавняя работа Мадариаги [32] по трещиноподобной модели с фиксированным сбросом напряжений за фронтом разрушения. Брюн и др. получили

$$\omega_c/2\pi \approx (c_s/3r)(1 \pm 0,5), \quad (4.10)$$

где разброс $\pm 0,5$ обусловлен различиями моделей и расположения приемных станций. Эти авторы пользуются параметрами, эквивалентными параметру r для разломов, выходящих на поверхность, и для прямоугольных погруженных разломов,

а также приводят сводки результатов по вычисленным модельным и наблюденным спектрам. Последние, вообще говоря, являются более «зазубренными». Разумеется, величина ω_c также может быть связана с доминирующим периодом временного сигнала разрушения.

Важно отметить, что корреляция между ω_c и r основывается на простых моделях для непрерывно распространяющегося разрыва с единственным характерным размером. Нет гарантии того, что полученная таким путем оценка r по наблюденному спектру будет давать хорошую точность определения действительного размера очага. Действительно, поскольку в природе может иметь место и дискретное распространение разрыва, нельзя ожидать, что характерные временные особенности излученного импульса могут быть непосредственно сопоставлены с размером очага. Кроме того, из простого примера, связанного с уравнением (4.9), и результата, который будет обсуждаться в следующем разделе, следует, что спектр может быть модифицирован на ранней стадии затухания, когда применение на практике процедуры угловой частоты [31], по-видимому, может существенно повлиять на полученный результат.

4.2. Модели трещин; непрерывное и скачкообразное распространение разрушения

Недавно опубликованные работы по проблеме связи распространения разрушения с сейсмическими спектрами (см., например, [4, 32—35]) были основаны на моделях трещин, в которых смещение $\Delta u(x_1, x_3, t)$ рассчитывалось таким образом, чтобы на поверхности разрушения в процессе скольжения поддерживался постоянный сброс сдвиговых напряжений, и это обстоятельство исключало обратное скольжение. В некоторых случаях скорость v распространения разрушения задавалась [32—34] (обычно как $0,9c_s$ для того, чтобы моделировать рэлеевскую скорость); в других случаях [4, 35] (см. также работы [7, 36, 37]) она рассчитывалась на основании некоторого критерия разрушения, как это обсуждается в ч. II.

Модель Мадариаги [32, 33], в которой круговое сдвиговое разрушение распространяется с постоянной скоростью v до конечного радиуса r и затем останавливается, иллюстрируется на рис. 5, а, а схематическое изображение соответствующего временного импульса $\Omega(\gamma, t)$ на приемной станции, расположенной в плоскости $x_3 = 0$ (плоскость, определенная нормалью к плоскости разлома и направлением скольжения), показано на рис. 5, б; поскольку отношение γ/c для d -и

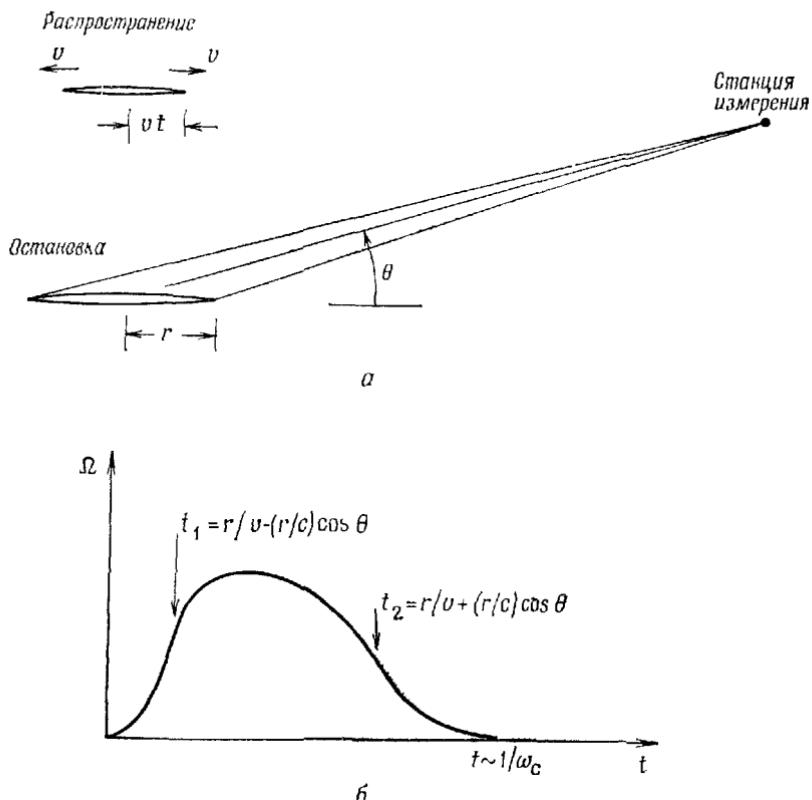


Рис. 5. Трещиноподобное круговое разрушение, распространяющееся со скоростью v и останавливающееся при радиусе r ; времена t_1 , t_2 отмечают наступление фаз остановок: t_1 — от ближайшей вершины трещины, t_2 — от удаленной вершины.

s -волна разное, то форма $\Omega(\gamma, t)$ в этих двух случаях также должна несколько различаться. Распространение разрушения прекращается при $t = r/v$, и это соответствует на приемной станции моменту

$$t_1 = r/v - \gamma_1 r/c = r/v - (r/c) \cos \theta, \quad (4.11)$$

где поправка $\gamma_1 r/c$ возникает из-за того, что предельная координата остановившейся вершины расположена ближе к станции (напомним, что время распространения от центра разлома вычитается из времени t). При $t < t_1$ сигнал Ω уско-
ренно возрастает, но при $t = t_1$ имеет место точка перегиба, а затем начинает поступать информация о том, что распро-

странение разрушения прекратилось. Позднее, при $t = t_2$, где

$$t_2 = r/v + \gamma_1 r/c = r/v + (r/c) \cos \theta, \quad (4.12)$$

информация о том, что противоположная вершина трещины остановилась, достигает станции, создавая вторую точку пе-региба, после которой сигнал стремится к нулю в какой-то степени уже более медленно. Он не спадает до нуля сразу, как в дислокационных моделях, так как информация о том, что распространение разрушения прекратилось, должна быть передана обратно от вершины трещины к ее центру, с тем чтобы прекратить скольжение. Эти эффекты при $t = t_1, t_2$, из-вестные как «фазы остановок», определяют характерную време-ннюю продолжительность импульса. (У фактических сигна-лов осциллирующий характер выражен еще более явно, чем это показано на рис. 5, б, из-за дисперсии различных источни-ков, границ в земной структуре и взаимодействия сигнала с записывающим устройством.) Мадариага нашел, что ширина импульса меняется обратно пропорционально угловой частоте соответствующего спектра, причем коэффициент пропорцио-нальности почти не зависит от положения записывающей станции.

Временя зависимость Δu в численном решении Мада-риаги [32] хорошо согласуется с решением Б. В. Кострова [38] для автомодельного роста трещины

$$\Delta u = (\beta \Delta \sigma / G) \sqrt{v^2 t^2 - \rho^2} \quad (4.13)$$

вплоть до наступления фаз остановок, где ρ — расстояние от центра разлома, $\Delta \sigma$ — сброс напряжений, β — зависящий от скорости коэффициент, который меняется (при коэффициенте Пуассона, равном $v = 1/4$) от 1,09 при $v = 0$ до 0,89 при $v = c_R$ (c_R — рэлеевская скорость). Значение Ω , соответству-ющее движению без ограничения («фаза старта»), имеет вид [33]

$$\Omega(v, t) = 2\pi\beta \Delta \sigma v^3 t^2 / [1 - v^2 (\gamma_1^2 + \gamma_3^2)/c^2]^2, \quad (4.14)$$

что является причиной существования начального параболи-ческого нарастания, показанного на рис. 5, б. Функция $\tilde{\Omega}(v, \omega)$, описывающая соответствующий вклад фазы старта в спектр, дается указанным выражением с заменой t^2 на $2/(i\omega)^3$.

Тем не менее затухание $\Omega(v, \omega)$ при высоких частотах оп-ределяется фазами остановок, а Мадаринга [33] разработал эту асимптотику с помощью методов лучевой теории, которая справедлива в пределе при высоких частотах. Он обнаружил, что сингулярная особенность скорости скольжения $\Delta \dot{u}$ в вер-шине трещины является источником высокочастотного излу-

чения и что там, где скачок обусловлен внезапной остановкой трещины, он становится источником превалирующего высокочастотного вклада. Используя общее решение Фрейнда [39] о распространении трещины с переменной скоростью в случае, когда скорость внезапно уменьшается до нуля, для построения полей вблизи вершины, возникающих сразу после остановки, а также используя лучевые методы, основанные на результирующем круговом распределении источников вдоль фронта трещины, Мадариага [33] показал, что эта модель соответствует затуханию $\tilde{\Omega}(\gamma, \omega)$ как ω^{-2} , что согласуется с его же численными расчетами [32].

Однако существуют аргументы в пользу того, что разрушение не всегда распространяется непрерывно вдоль поверхности одного разлома. Это имеет важные следствия для высокочастотной структуры спектра и формы временных импульсов, а также для практической оценки сбросов напряжений (разд. 4.3) по угловой частоте или для других оценок номинальной площади разрушения. Дас и Аки [4] ссылаются на примеры, в которых по сейсмологическим записям предлагаются многофокусные землетрясения, и приводят геологические свидетельства в пользу того, что поверхности разрыва трассируемого разлома не являются сплошными (в некоторых, но, вероятно, не во всех случаях это может быть следствием особых свойств материала вблизи поверхности). Они пришли к выводу, что часто землетрясения распространяются дискретно, оставляя участки «барьеров» между участками сдвигового разрушения, причем эти барьеры иногда остаются ненарушенными, а иногда в конце концов разрушаются на поздней стадии процесса землетрясения.

Мадариага [40] ссылается на дополнительные доказательства дискретного характера процесса распространения разрушения, а Мак-Гарр и др. [41], расчистив свежеобразовавшийся (предположительно) разлом вблизи открытых горных выработок, показали, что сдвиговое разрушение в этом случае действительно имеет перерывы в масштабе нескольких метров. Участки сдвигового разрушения образуют уступообразную картину из коротких трещин, вероятно обусловленных разрушением в результате местных растягивающих усилий на концах сдвиговых зон, соединяющих одну зону с другой. (Крупномасштабные поверхностные разрывы, отмеченные Дасом и Аки [4], являются типичными разрывами, соответствующими много большему масштабу: от 10 до 20 км.)

Природа сдвигового разрушения еще не выяснена в такой степени, чтобы можно было предсказать его особенности на основе фундаментальных принципов и включить в модель распространения разрушения. Наиболее приемлемым оказался

эвристический подход Даса и Аки [4, 35], которые ввели понятие барьеров в конечно-разностную схему для процесса распространения сдвигового разрушения. Их барьеры состоят из участков вдоль предполагаемой поверхности разрушения, которые требуют необычно высокого среднего напряжения для того, чтобы по ним началось скольжение (последнее по предположению происходит при фиксированном уровнеброса напряжений). Дас и Аки привели примеры движения по поверхности разлома через крепкие барьеры, которые остаются ненарушенными, и примеры более слабых барьеров, которые в конце концов разрушаются.

Мадариага [40] привел аналогичные трехмерные расчеты, в которых не принимается критерий разрушений, но предполагается, что разрушение распространяется через разделенные компланарные участки разлома, как это показано на рис. 4, в при $\Delta b = 0$, таким образом, что при этом сохраняется постояннымброс напряжений. Как Дас и Аки [4], так и Мадариага [40] представили результаты, связанные с расчетом амплитудного спектра для дальнего поля. Как и в более простой модели дискретного разрушения, которая уже обсуждалась выше (рис. 4, в и уравнение (4.9)) и которая предвосхитила эти результаты, основной эффект заключается в том, что усиливаются высокочастотные колебания, особенно первый пик, а соответствующая временная функция $\Omega(\psi, t)$ обнаруживает двухпиковую структуру, отвечающую разделенным во времени дискретным фокальным плоскостям. Мадариага [40] обнаружил аналогичные черты и у сигнала от протяженных непрерывных разломов, если на центральном участке задатьброс напряжений равным нулю.

4.3. Сбросы напряжений, связанные со сдвиговым разрушением

В литературе приводится много оценок для сбросов напряжений (см., например, Канамори [26]). Важно понять, каким способом получены эти числа и какова при этом степень неопределенности. Возможно, их следовало бы рассматривать как номинальные сбросы напряжений, поскольку в сложных процессах образования разломов, которые как раз и рассматриваются, они не имеют простой связи с реальными сбросами напряжений на поверхностях сдвигового разрушения и иногда их сильно занижают.

Развивая тему разд. 2, заметим, что напряжения изменяются относительно состояния тела перед разрушением. Другими словами, если σ^0 — начальные напряжения в теле (зависящие, вообще говоря, от положения), то «напряже-

ния», связанные с полем смещений u , суть $\sigma - \sigma^0$, где σ — реальные локальные напряжения. Следовательно, сброс напряжений $\Delta\sigma$ определяется как $\sigma^0 - \sigma$ и, в частности, $\Delta\sigma_{21} = \sigma_{21}^0 - \sigma_{21}$ и $\Delta\sigma_{23} = \sigma_{23}^0 - \sigma_{23}$ являются компонентами (сдвигового) сброса напряжений вдоль поверхности разлома $x_2 = 0$, как это показано на рис. 2, а и 4. Решение статической теории упругости для скачка смещения вдоль глубоко погруженного сдвигового разлома в виде круга радиуса r , на котором выдерживается постоянный сброс напряжений (см., например, В. И. Кейлис-Борок [42]), имеет вид

$$\Delta u = [8(1-v)\Delta\sigma/(2-v)\pi G] \sqrt{r^2 - \rho^2} \quad (4.15)$$

в случае изотропного материала. Направление скольжения совпадает с направлением сброса сдвиговых напряжений, что также подтверждается автомодельным динамическим решением Б. В. Кострова [38]. (Это решение и соответствующие результаты для плоских сдвиговых эллиптических трещин могут быть получены как частный случай результатов Эшелби [16] для эллипсоидальных полостей.) Следовательно, длиннопериодный сейсмический момент погруженного кругового разрыва с постоянным сбросом напряжений имеет вид

$$M = \int_S G \Delta u dS = [16(1-v)/3(2-v)] \Delta\sigma r^3 = \\ = (16/7) \Delta\sigma r^3 \text{ при } v = 0,25. \quad (4.16)$$

Таким образом, если эффективный радиус r можно определить или по угловой частоте, оцениваемой по (4.10), или используя размер зоны афтершоков, следующих за крупными землетрясениями (записывая ее площадь S как πr^2), или из информации, основанной на разломах, выходящих на поверхность, и связанной с движением грунта, тогда знание M (или среднего значения Δu из поверхностных наблюдений) позволяет вычислить номинальное значение $\Delta\sigma$. Согласно Канамори [26], эти номинальные сбросы напряжений значительно варьируются (от 10 до 100 бар, причем значительная часть данных приходится на диапазон от 20 до 60 бар), но это распределение значений в указанных пределах мало зависит от мощности землетрясения.

Диапазон мощностей оказывается весьма загадочным. Результаты лабораторных экспериментов по трению обычно трактуются (см. ч. II) как резко завышенные по сравнению с требуемыми, хотя недавние эксперименты Дитриха [43], в которых неустойчивость прерывистого скольжения (*stick-slip*) была ограничена частью плоскости разлома и не распространялась до границ образца, показывают, что это

несоответствие может быть меньше, чем считалось раньше. Конечно, в случае свежего сдвигового разрушения пород непосредственно на поверхности разрыва следует ожидать много большие сбросы напряжений [41].

Мак-Гарр и др. [41], измерив непосредственно величину скольжения вдоль сдвиговых участков разлома, который они раскопали и для которого они оценили размер r , используя сейсмический момент предполагаемого события, оценили, согласно (4.16), сброс напряжений примерно в 700 бар (что совпадает с данными лабораторных исследований, в которых измерялся сброс усилий первоначально целого куска породы

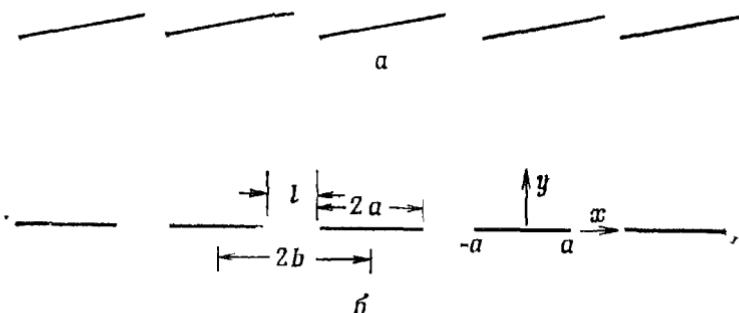


Рис. 6. а — эшелонированная система разломов; б — периодическая система коллинеарных плоскодеформированных сдвиговых трещин с однородно распределенным сбросом напряжений.

при аналогичном давлении обжима). Напротив, общепринятая процедура угловой частоты приводит к много большему значению r , которое при данном M сильно занижает наблюдаемую величину скольжения и приводит, согласно (4.16), к выводу, что сбросы напряжений лежат в диапазоне от 5 до 50 бар.

Дополнительно укажем, что Дас и Аки [4] и Мадариага [40], опираясь на свои решения для дискретного распространения разрушения, приняли, что реальный локальный сброс напряжений для данного M может быть значительно больше его номинального значения, основанного на истинной площади разрушения. Это происходит потому, что при заданном сбросе напряжений на совокупности поверхностей S величина $\int \Delta u \, dS$ для несвязанных между собой поверхностей меньше, чем для одной непрерывной поверхности той же самой площади.

Оценить этот эффект можно на основании следующей двумерной модели, составленной из длинного ряда уступообразных сдвиговых разломов, на каждом из которых поддерживается постоянный сброс напряжений $\Delta\sigma$. Эта система пока-

зана на рис. 6, а и аппроксимирована на рис. 6, б периодической системой коллинеарных в плоскости деформации трещин, центры которых смешены на $2b$, а размер каждой из них равен $2a$. Выделение энергии деформации тела, приходящееся на единицу толщины и на одну трещину, имеет вид

$$\Delta U = \frac{1}{2} \Delta\sigma \int_{-a}^{+a} \Delta u \, dx. \quad (4.17)$$

Его можно также представить в виде интеграла от скорости высвобождения энергии \mathcal{G} , где

$$\mathcal{G} = [(1 - v)/2G] K^2 \quad (4.18)$$

и K — коэффициент интенсивности напряжений (см., например, [6]):

$$K = \Delta\sigma \sqrt{2b \operatorname{tg}(\pi a/2b)} \quad (4.19)$$

для периодической системы. (См. работу Райса [6], а также ч. II, где даны определения используемых терминов.) Поскольку у трещины две вершины, то

$$\Delta U = 2 \int_0^a \mathcal{G} da = \frac{4(1-v)(\Delta\sigma)^2 b^2}{\pi G} \ln \left[\frac{1}{\sin(\pi l/4b)} \right], \quad (4.20)$$

где $l = 2b - 2a$ — величина промежутка (рис. 6, б). Таким образом, момент, приходящийся на единицу толщины основного слоя для системы из n трещин, равен

$$M = n \int_{-a}^{+a} G \Delta u \, dx = \frac{8n(1-v)\Delta\sigma b^2}{\pi} \ln \left[\frac{1}{\sin(\pi l/4b)} \right]. \quad (4.21)$$

Это выражение справедливо асимптотически для больших n , но, конечно, завышает значения M для малых n , особенно для очень малых относительных промежутков l/b . Для одной изолированной трещины, полудлина которой равна nb и для которой поддерживается постоянным номинальный сброс напряжений $\Delta\sigma_{\text{ном}}$, аналогичный расчет дает

$$M = \pi n^2 (1 - v) \Delta\sigma_{\text{ном}} b^2. \quad (4.22)$$

Следовательно, для данного момента отношение реального сброса напряжений $\Delta\sigma$ для дискретной системы к номинальному значению для непрерывной поверхности разлома той же самой суммарной длины равно

$$\Delta\sigma/\Delta\sigma_{\text{ном}} = \pi^2 n/8 \{ \ln [1/\sin(\pi l/4b)] \} \quad (4.23)$$

при достаточно больших n ; другими словами, правая часть является нижним пределом этого отношения. Оно равно $1,28n$ для $l/2b = 0,25$, $0,67n$ для $l/2b = 0,1$ и $0,30n$ для $l/2b = 0,01$; кроме того, оно не очень сильно зависит от размера промежутка, и если в качестве его представительного значения взять $0,5n$ (это означает, что «большие» n должны быть значительно больше 2), то для разрушения, представляющего собой эшелон или систему, в которые входит от 10 до 20 трещин, реальные сбросы напряжений должны быть по крайней мере в 5—10 раз больше номинального сброса, полученного при помощи обычной процедуры. Расчет предполагает, что промежутки остаются упругими. Отдельные зоны неупругих деформаций у вершин отдельных трещин приводят к эффекту, который по существу эквивалентен уменьшению $l/2b$. Так как результат не очень чувствителен к $l/2b$, приведенный выше расчет, кажется, должен оставаться верным в той степени, в которой промежутки остаются ненарушенными (по наблюдениям Мак-Гарра и др. [41], они пересекаются вторичными трещинами).

Мадариага [40] сделал другие приближенные оценки $\Delta\sigma/\Delta\sigma_{\text{ном}}$ и, кроме того, дал изящную формулу, связывающую M с $\Delta\sigma$ общей системы поверхностей разрушения. Этот результат основывается на теореме взаимности теории упругости. Если Δu_α , $\Delta\sigma_\alpha$ — реальные величины скольжения и сброса усилий ($\Delta\sigma_\alpha = n_\beta \Delta\sigma_{\beta\alpha}$, где $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ — тензор сброса напряжений) на поверхности или на совокупности поверхностей S в упругом теле и если Δu_a^* , $\Delta\sigma_a^*$ — любой другой набор величин скольжения и связанных сбросов усилий, то

$$\int_S \Delta\sigma_a^* \Delta u_a dS = \int_S \Delta\sigma_a \Delta u_a^* dS. \quad (4.24)$$

Поскольку движение связано со скольжением, то нормальной компонентой $\Delta\sigma_\alpha$ можно пренебречь и рассматривать $\Delta\sigma_\alpha$ как α -компоненту сброса вектора сдвигового усилия вдоль S .

Пусть теперь величины со звездочкой являются решением краевой задачи для «трещины», у которой сброс сдвиговых напряжений на каждом элементе поверхности S совпадает с некоторым постоянным сбросом $\Delta\Sigma_{\alpha\beta}^*$. Последний можно интерпретировать как однородный тензор напряжений (с необходимостью $\Delta\Sigma_a^* = \Delta\Sigma_{\beta a}^*$), действующих в ненарушенном теле. В этом случае

$$\Delta\sigma_a^* = n_\beta \Delta\Sigma_{\beta a}^* - n_a (n_\gamma \Delta\Sigma_{\gamma\delta}^* n_\delta), \quad (4.25)$$

и смещения при скольжении можно записать в виде

$$\Delta u_a^* = E_{a,\beta\gamma} \Delta\Sigma_{\beta\gamma}^*/2G, \quad (4.26)$$

где, в силу симметрии $\Delta\Sigma_{\alpha\beta}^*$, мы положили $E_{\alpha,\beta\gamma}=E_{\alpha,\gamma\beta}$. Таким образом, $E_{\alpha,11}$ — поле скольжения для задачи о трещине, у которой сброс сдвигового напряжения генерируется величиной $\Delta\Sigma_{11}=2G$, а все другие $\Delta\Sigma_{\alpha\beta}=0$; $E_{\alpha,12}(=E_{\alpha,21})$ — поле скольжения для задачи о трещине со сбросом напряжений, генерируемым величиной $\Delta\Sigma_{12}=\Delta\Sigma_{21}=G$, а все другие $\Delta\Sigma_{\alpha\beta}=0$. Следовательно, (4.24) принимает вид

$$\begin{aligned}\Delta\Sigma_{\alpha\beta} \int_S n_\beta \Delta u_\alpha dS &= \frac{1}{2} \Delta\Sigma_{\alpha\beta} \int_S (n_\beta \Delta u_\alpha + n_\alpha \Delta u_\beta) dS = \\ &= \frac{1}{2G} \Sigma_{\alpha\beta} \int_S \Delta\sigma_v E_{v,\alpha\beta} dS, \quad (4.27)\end{aligned}$$

и, вспоминая определение тензора момента, имеем

$$M_{\alpha\beta} = \int_S \Delta\sigma_v E_{v,\alpha\beta} dS, \quad (4.28)$$

что является некоторым обобщением результата, полученного Мадариагой [40]. В тех случаях, когда решение задачи о трещине с однородным сбросом напряжений известно, все сводится к простому расчету $M_{\alpha\beta}$ для произвольного неоднородного распределения сброса напряжений.

При аналогичном применении теоремы взаимности смещения скольжения для $*$ -решения предпочитают выбирать совпадающими с направленной вдоль скольжения компонентой постоянного вектора b_α :

$$\Delta u_\alpha^* = b_\alpha - n_\alpha b_\beta n_\beta. \quad (4.29)$$

Следовательно, если результатирующие сбросы сдвиговых усилий записываются в виде

$$\Delta\sigma_\alpha^* = t_{\alpha,\beta} b_\beta, \quad (4.30)$$

где, например, $t_{\alpha,1}$ — поле сдвиговых усилий, связанных с $b_1=1$, $b_2=b_3=0$, то теорема взаимности определяет средние сбросы сдвигового усилия реального поля в виде

$$\int_S \Delta\sigma_v dS = \int_S t_{\alpha,v} \Delta u_\alpha dS. \quad (4.31)$$

ЧАСТЬ II. ОСНОВЫ МЕХАНИКИ РАЗРУШЕНИЯ ГЕОМАТЕРИАЛОВ

5. ЭЛЕМЕНТЫ МЕХАНИКИ УПРУГИХ ТРЕЩИН

Существуют серьезные свидетельства в пользу того, что большая часть неупругих деформаций коры, связанных с землетрясениями, как в квазистатических процессах до наступления неустойчивости, так и в самой динамике разрушения имеет место в форме скольжения вдоль узких поверхностей разлома. Следовательно, механика сдвиговых трещин занимает центральное место в теории разрушения в очаге землетрясения. Поэтому ниже кратко освещаются основы механики упругих трещин. Изложение большей частью следует работам [6, 7, 44]. Имеется ряд современных руководств по механике трещин (где внимание сосредоточено на разрушении отрывом). Особенно рекомендуются книги Лона и Уилшоу [45] о процессах разрушения в хрупких средах и Буи [46] по математической теории трещин.

При помощи модели упругой трещины можно понять схему, согласно которой среда за пределами трещины остается идеально упругой и имеет место резкий сброс напряжения σ на плоскости трещины по мере того, как продвигается зона разрушения (рис. 7), т. е. обычно до нуля для трещин отрыва или до существенно постоянного или медленно меняющегося значения напряжения трения σ^f для сдвиговых трещин. Это обязательно ведет к сингулярностям напряжений и деформаций в упругой области у вершины трещины (рис. 7) и к тому, что реальный приток энергии к зоне неупругого разрушения вблизи самой вершины предоставляется высвобождающейся энергией \mathcal{E} (на единицу площади вновь образовавшейся поверхности трещины) по мере того, как сингулярная точка поля движется через среду. Более детальные модели процесса разрушения, особенно модели, существенно связанные со «скольжением с разупрочнением», которые особенно уместны в тех случаях, когда зона ослабления усилий не ограничивается непосредственной окрестностью вершины трещины, рассматриваются в разд. 6.

Однако именно предшествующее возникновению ярко выраженных макротрещин неупругое деформирование (т. е. не-

прерывные поля неупругих деформаций, деформационное разупрочнение, системы взаимодействующих трещин) может быть достаточно важным для понимания возникновения неустойчивостей при землетрясении, равно как и возможных изменений объемных свойств (скоростей сейсмических волн, коэффициентов электропроводности и диффузии жидкости), которые могут привести к предвестниковым сигналам. Некоторые аспекты теории разрушения в связи с этими процессами

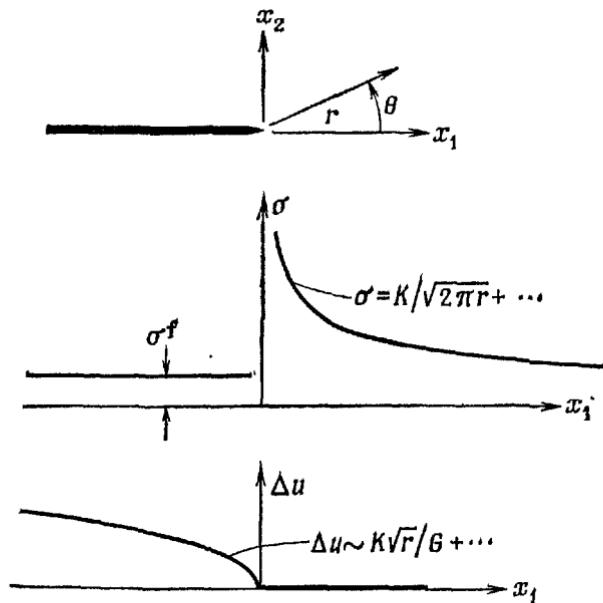


Рис. 7. Модель упругой трещины сдвига.

обсуждаются в разд. 7, а в разд. 8 исследуется общая группа моделей разрушения в связи с инфильтрацией поровых жидкостей (например, подземных вод), взаимодействующих с деформируемым массивом горных пород.

5.1. Поля напряжений у вершины трещины (статические условия); коэффициенты интенсивности напряжений

Так как деформации очень сильно концентрируются у вершины трещины, в то время как деформация ϵ_{zz} обязательно остается малой (относительно ориентации трещины, показанной на рис. 7), то достаточно установить структуру поля вблизи вершины стационарных (или медленно движущихся) трещин при помощи сингулярных решений статического

варианта уравнений (2.3), в которых u_1 , u_2 , u_3 являются функциями только x_1 и x_2 . Другими словами, это поле сводится к полу плоских деформаций (для u_1 , u_2) и к антиплоской деформации (для u_3). В этом случае уравнения (2.3) при изотропном тензоре упругих модулей (2.4) сводятся к уравнению

$$(\Lambda + G) \left[\frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial x_2}, 0 \right] \left[\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right] + \\ + G \left[\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} \right] [u_1, u_2, u_3] = 0. \quad (5.1)$$

Поскольку u_3 — плоская гармоническая функция, то ее можно представить как мнимую часть аналитической функции, скажем $\omega(\xi)/G$, от $\xi = x_1 + ix_2$, а u_1 и u_2 также могут быть представлены при помощи аналитических функций (см., например, Н. И. Мусхелишвили [47]). В результате представление полей смещений и напряжений имеет вид

$$2G(u_1 + iu_2) = (3 - 4v)\varphi(\xi) - \xi\overline{\varphi'(\xi)} - \overline{\psi(\xi)}, \quad (5.2)$$

$$2Gi u_3 = \omega(\xi) - \overline{\omega(\xi)}, \quad (5.3)$$

$$\sigma_{11} + \sigma_{22} = 2\overline{\varphi'(\xi)} + 2\varphi'(\xi), \quad (5.4)$$

$$\sigma_{22} - \sigma_{11} + 2i\sigma_{12} = 2\xi\overline{\varphi''(\xi)} + 2\psi'(\xi), \quad (5.5)$$

$$\sigma_{32} + i\sigma_{31} = \omega'(\xi), \quad (5.6)$$

где $\varphi(\xi)$, $\psi(\xi)$ и $\omega(\xi)$ — аналитические функции; чертой сверху обозначена комплексно-сопряженная величина, а штрих означает дифференцирование.

Следуя методу Райса [6], основанному на теории аналитических функций, можно показать, что единственным сингулярным решением этих уравнений, согласующимся с требованием ограниченности усилий на поверхностях трещины и определяющим конечные смещения, является решение

$$\begin{aligned} \varphi'(\xi) &= (K_I - iK_{II})/(2\pi\xi)^{1/2}, \\ \psi'(\xi) &= (K_I + 3iK_{II})/4(2\pi\xi)^{1/2}, \\ \omega'(\xi) &= K_{III}/(2\pi\xi)^{1/2}, \end{aligned} \quad (5.7)$$

где K_I , K_{II} , K_{III} — величины, соответствующие стандартным определениям Ирвина [48] коэффициентов интенсивности напряжений [49]. Факт существования сингулярного поля напряжений, который подразумевается в (5.7), был впервые установлен Уильямсом [50], который предположил, что в полярной системе координат (рис. 7) напряжения имеют вид $\sigma_{\alpha\beta} = r^{1+\lambda}\delta_{\alpha\beta}(\theta, \lambda)$, а также определил собственные значения

λ так, чтобы результирующее решение удовлетворяло на поверхности трещины граничным условиям отсутствия усилий (полагая $\lambda = -\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}, 1$ и т. д.). Соответствующие усилия $(\sigma_{2a})_{\theta=0}$ на плоскости, лежащей впереди трещины, и скачки смещения $\Delta u_\alpha \equiv (u_\alpha)_{\theta=\pi} - (u_\alpha)_{\theta=-\pi}$ представлены сингулярными членами

$$[\sigma_{22}, \sigma_{21}, \sigma_{23}]_{\theta=0} = [K_I, K_{II}, K_{III}] / \sqrt{2\pi r}, \quad (5.8)$$

$$[\Delta u_2, \Delta u_1, \Delta u_3] = [K_I, K_{II}, K_{III}/(1-v)] 4(1-v) \sqrt{r/2\pi}/G. \quad (5.9)$$

Эти особенности показаны на рис. 7. Очевидно, мода I соответствует раскрытию поверхности трещины путем отрыва, мода II — сдвиговому скольжению в плоскости трещины, а мода III — антиплоскому сдвиговому скольжению.

Полное угловое распределение величин $\sigma_{\alpha\beta}$ и u_y , соответствующее сингулярности $r^{-\frac{1}{2}}$ и полученное подстановкой (5.7) в (5.2) — (5.6), приводилось во многих источниках (например, уравнения (78) — (83) работы [6], а также работы [45, 46, 48—50]). Полное поле напряжений в окрестности вершины состоит из суммы этого сингулярного поля, однородного поля $\sigma_{\alpha\beta}^f$ (где $\sigma_{2\beta}^f$ — усилия, передаваемые поперек поверхности трещины у ее вершины), а также других членов, которые обращаются в нуль в вершине и имеют порядки $\sqrt{r}, r, r\sqrt{r}, r^2$ и т. д.

Рассмотрим следующие задачи об изолированных трещинах в плоскости $x_2 = 0$ в телах, которые нагружены таким образом, что если бы трещин не было, то через плоскости трещин передавались бы однородные усилия σ_{2a}^0 , в то время как наличие трещин приводит к тому, что передаются уменьшенные, но неоднородные усилия σ_{2a}^f (возможно, равные нулю); $\Delta\sigma_a = \sigma_{2a}^0 - \sigma_{2a}^f$ — компоненты сброса напряжения. Для бесконечно длинной (в направлении x_3) «туннельной» трещины, края которой находятся в точках $x_1 = \pm a$ (например, трещины, показанной на рис. 6, б при $b/a \rightarrow \infty$), имеем

$$[\Delta u_1, \Delta u_2, (1-v)\Delta u_3] = 2(1-v)[\Delta\sigma_1, \Delta\sigma_2, \Delta\sigma_3] \sqrt{a^2 - x_1^2}/G. \quad (5.10)$$

Сравнивая с уравнениями (5.9) и полагая $r = a - x_1$, получаем

$$[K_I, K_{II}, K_{III}] = [\Delta\sigma_2, \Delta\sigma_1, \Delta\sigma_3] \sqrt{\pi a}. \quad (5.11)$$

Аналогично для круговой трещины радиуса a имеем

$$\Delta u_a = 8(1-v)[\Delta\sigma_a - v\delta_{2a}\Delta\sigma_2/2] \sqrt{a^2 - \rho^2}/(2-v)\pi G, \quad (5.12)$$

где ρ — расстояние от центра трещины, и

$$[K_1, K_{II}, K_{III}] =$$

$$= [(2 - \nu) \Delta \sigma_2 / 2, \gamma_1 \Delta \sigma_1 + \gamma_3 \Delta \sigma_3, \gamma_1 \Delta \sigma_3 - \gamma_3 \Delta \sigma_1] 4 \sqrt{\pi a} / (2 - \nu) \pi, \quad (5.13)$$

где γ_1, γ_3 — компоненты единичного вектора, направленного от центра трещины к рассматриваемой точке на ее периферии. Представленные выше решения можно получить, опираясь на работу Эшлби [16], хотя все они были даны ранее в обзорных работах, см., например, [49], где сведены в таблицу многие известные решения для трещин (см. также Тада и др. [51]).

5.2. Представление трещин при помощи непрерывно распределенных дислокаций

Двумерные (плоская деформация и антиплоская деформация) задачи о трещинах могут также изучаться при помощи дислокаций, непрерывно распределенных по поверхностям трещин (см., например, Билби и Эшлби [44]). Если дискретный вектор дислокаций Бюргерса b_α поместить в начало координат плоскости x_1, x_2 , то результирующие напряжения должны затухать как $1/r$ (это вытекает из соображений размерности). Следовательно, если искать решения уравнений (5.2)–(5.6), задавая φ, ψ и ω равными произведению констант на $\ln \xi$, причем константы подбираются так, чтобы не возникали результирующие силы и чтобы скачки u_α были совместны с данным вектором b_α , то получим (например, Райс [6, уравнения (111), (70)])

$$[\varphi(\xi), \psi(\xi), \omega(\xi)] =$$

$$= [b_1 + i b_2, -b_1 + i b_2, 2i(1 - \nu) b_3] G(\ln \xi) / 4\pi i (1 - \nu); \quad (5.14)$$

и, кроме того, если $\ln \xi$ есть ветвь, разрезанная вдоль отрицательной оси x_1 , то это выражение является решением с распределенным скачком смещений

$$\Delta u_\alpha(x_1) = b_\alpha U(-x_1), \quad (5.15)$$

где U — единичная ступенчатая функция. Результирующие напряжения $\sigma_{2\alpha}$ на оси x_1 имеют вид

$$[\sigma_{21}, \sigma_{22}, \sigma_{23}] = [b_1, b_2, (1 - \nu) b_3] G / 2\pi (1 - \nu) x_1. \quad (5.16)$$

Теперь рассмотрим общее распределение скачка $\Delta u_\alpha(x_1)$. Пусть $\sigma_{\alpha\beta}^0$ — поле напряжений, существовавших до введения разрыва (в этом случае указанные выше напряжения соот-

ветствуют разности $\sigma_{\alpha\beta} - \sigma_{\alpha\beta}^0$). Тогда усилия $\sigma_{2\alpha}$ на оси x_1 определяются суперпозицией вида

$$\sigma_{2\alpha}(x_1, 0) = \sigma_{2\alpha}^0(x_1, 0) - \frac{G}{2\pi(1-\nu)} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\Delta u_\alpha(x'_1)/dx'_1}{x_1 - x'_1} dx'_1 \quad (5.17)$$

при $\alpha = 1$ или 2 ; для антиплюского состояния ($\alpha = 3$) величину $1 - \nu$ следует опустить. Интеграл в (5.17) понимается в смысле главного значения по Коши, и $-d\Delta u_\alpha(x'_1)/dx'_1$ является плотностью непрерывно распределенных дислокаций (т. е. $b_\alpha \rightarrow$ плотность $\times dx'_1$). Следовательно, если окончательно усилие $\sigma_{2\alpha}^f$ определяется как некоторая функция x_1 вдоль участка L оси x_1 , соответствующего трещине или группе трещин, то это выражение становится сингулярным интегральным уравнением (индексы α опускаем)

$$\Delta\sigma(x_1) = \frac{G}{2\pi(1-\nu)} \int_L \frac{d\Delta u(x'_1)/dx'_1}{x_1 - x'_1} dx'_1, \quad x_1 \text{ на } L, \quad (5.18)$$

для величины $d\Delta u/dx_1$, где $\Delta\sigma = \sigma^0 - \sigma^f$ — сброс напряжений. Такие уравнения имеют единственное решение при условии, что заданы n условий типа

$$\int_{L_k} [d\Delta u(x'_1)/dx'_1] dx'_1 = -(D)_k \quad (5.19)$$

(L_1, L_2, \dots, L_n — система n трещин, $(D)_k$ — суммарная дислокация, заключенная внутри L_k). Эти условия можно заменить, например, условием отсутствия сингулярности в одной вершине трещины, причем соответствующие $(D)_k$ определяются в процессе решения. Эта процедура подробно обсуждается Н. И. Мухелишвили [47].

Для одной трещины, лежащей между точками $-a$ и $+a$, решение имеет вид (например, [6, 44, 47])

$$\frac{d\Delta u(x)}{dx} = -\frac{2(1-\nu)}{\pi G \sqrt{a^2 - x^2}} \int_{-a}^{+a} \frac{\sqrt{a^2 - s^2} \Delta\sigma(s)}{x - s} ds = \frac{D}{\pi \sqrt{a^2 - x^2}}; \quad (5.20)$$

сравнивая его вблизи $x = \pm a$ с выражениями, определяемыми формулой (5.9), получаем выражение для коэффициентов интенсивности напряжений у вершин $\pm a$ трещины

$$K = \frac{1}{\sqrt{\pi a}} \int_{-a}^{+a} \sqrt{\frac{a \pm x}{a \mp x}} \Delta\sigma(x) dx \pm \frac{GD}{2(1-\nu)\sqrt{\pi a}}. \quad (5.21)$$

Последние два результата справедливы для мод I и II, тогда как для моды III величину $1 - \nu$ следует опустить. В случае

однородного сброса напряжения члены в (5.20), (5.21), содержащие интегралы от $\Delta\sigma$, приводят к точно таким же результатам для Δu и K , как и те, которые следуют из (5.10), (5.11), что и требуется.

Интегральные уравнения типа (5.18) широко используются при анализе трещин отрыва [44, 52], особенно в связи с моделями, учитывающими зону сцепления, а также в теории дислокаций в кристаллах с целью промоделировать эффект «накопления» большого числа дислокаций в плоскости скольжения [53].

Для трещин, которые находятся на конечном и близком расстоянии от границ, указанная методика модифицируется при помощи замены $1/(x_1 - x'_1)$ в (5.18) на $1/(x_1 - x'_1) + h(x_1, x'_1)$, где h — регулярная внутри тела функция, которая появляется в процессе решения для дискретной дислокации в точке x'_1 в конечном теле. Полученное в результате интегральное уравнение должно затем решаться, вообще говоря, численно. Эта методика была впервые применена к модели разломов в земле Дмовской и Б. В. Костровым [54], которые рассмотрели случай плоскодеформированного сброса со скольжением по падению вблизи поверхности полупространства (см. также работу Барнетта и Фрейнда [55]). Они определили h методами теории аналитических функций на основе соотношений (5.2), (5.4), (5.5), примененных в двух случаях: в случае заданного сброса сдвигового напряжения и в случае, когда сдвиговое напряжение связано (в процессе изменения деформаций) с нормальным напряжением на разломе законом трения Кулона.

Новые приложения, основанные на численных решениях сингулярных интегральных уравнений для моделей разупрочнения в процессе скольжения по разлому (см. разд. 6), были даны в работах [56—59]. Интегральное уравнение, аналогичное (5.18), было выведено и численно решено для изолированных трехмерных плоских трещин с однородным и неоднородным сбросами напряжений Уивером [60], который использовал статический вариант представления (2.12), (2.14). Будянский и Райс [61] недавно обобщили это решение на случай трехмерных трещин, находящихся под действием динамической нагрузки.

5.3. Скорость высвобождения энергии; J -интеграл

Скорость высвобождения энергии $\dot{\mathcal{E}}$ определяется следующим образом: если фронт трещины, как это показано на рис. 7, продвинулся на бесконечно малое расстояние δl , то $\dot{\mathcal{E}}\delta l$ есть приращение работы, совершенной внешней нагруз-

кой, которое слагается из суммы изменения упругой энергии тела и работы против сил σ^f , которые препятствуют движению поверхностей трещины (все расчеты приводятся на единицу толщины в направлении x_3). Следовательно, с математической точки зрения \mathcal{G} есть скорость (отнесенная к площади трещины) потери энергии в особой точке, а физически эта величина представляет собой поток энергии, необходимый для процесса «разрушения» в вершине, т. е. поток энергии на разрушение. Как заметил Ирвин [48], эту величину можно вычислить как отрицательную работу движущихся сосредоточенных напряжений σ_{2a} из (5.8) при перемещении на расстояние δl , причем смещение поверхностей Δu_a определяется формулой (5.9), где r отсчитывается от нового положения вершины трещины (в пределе $\delta l \rightarrow 0$ вклад дают только сингулярные члены). Так как среда моделируется линейно-упругим телом, то

$$\mathcal{G} = \lim_{\delta l \rightarrow 0} \frac{1}{2\sigma_l} \int_0^{\delta l} \sigma_{2a}(r, 0) \Delta u_a(\delta l - r) dr = \frac{1-\nu}{2G} (K_I^2 + K_{II}^2) + \frac{1}{2G} K_{III}^2. \quad (5.22)$$

Важно заметить, что это выражение для \mathcal{G} соответствует компланарному продвижению трещины или продвижению с непрерывным поворотом плоскости, касательной к поверхности трещины. Такая ситуация не всегда наблюдается (л. 5.4).

Для трещин с двумерными полями деформаций близким по смыслу к \mathcal{G} понятием является J -интеграл, который не зависит от пути интегрирования [6, 62]. Рассмотрим сначала случай, когда поверхности трещины свободны от усилий. Тогда J определяется на контурах Γ типа, показанного на рис. 8, a, следующим образом:

$$J = \oint_{\Gamma} (W n_1 - n_a \sigma_{ab} \partial u_b / \partial x_1) ds. \quad (5.23)$$

Здесь n — внешняя нормаль к Γ , ds — элемент длины дуги вдоль него и $W = W(\varepsilon)$ — плотность упругой энергии:

$$W(\varepsilon) = \int_0^{\varepsilon} \sigma_{ab}(\varepsilon) d\varepsilon_{ab}. \quad (5.24)$$

В случае линейной упругости $W = 1/2 \sigma_{ab} \varepsilon_{ab}$, но свойства J в равной степени справедливы и для нелинейно-упругих сред (и, как заметил Эшельби [63], для упругих сред, подверженных конечным деформациям, при условии соответствующей трактовки членов, входящих в J). Райс [6, 62] показал, что J -интеграл не зависит от пути Γ , и решил ряд прикладных

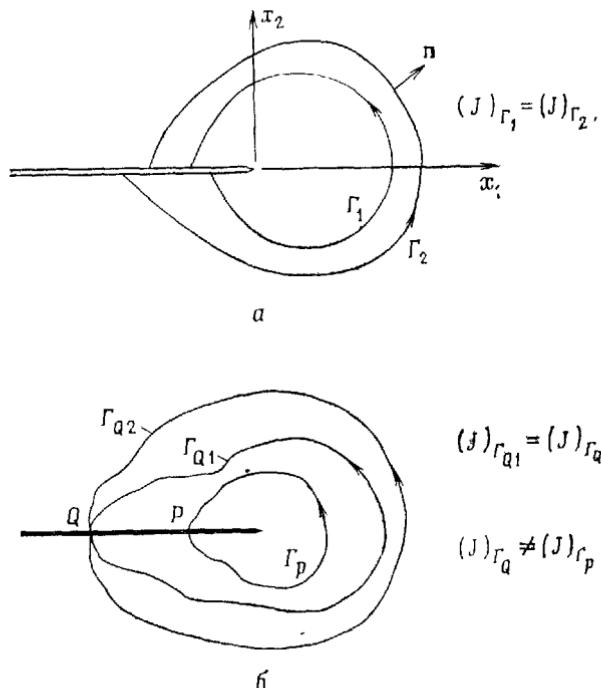


Рис. 8. Пути интегрирования для J -интеграла; *а* — поверхности трещины свободны от усилий; *б* — к поверхностям трещины приложены усилия.

задач, для которых J вычисляется на удаленных контурах и, следовательно, оказывается связанным с параметрами нелинейных зон в вершинах трещины. Одна из этих задач послужила основой для моделей скольжения с разупрочнением (разд. 6). Райс также показал, что J -интеграл равен скорости высвобождения энергии в упругой трещине, так что в случае линейной упругости J равно \mathcal{G} , определяемому соотношением (5.22). Этот результат независимо был получен Г. П. Чепановым [64] и Аткинсоном и Эшелби [65], которые также показали, что величину \mathcal{G} можно представить в виде предела интегралов по контурам Γ , стягиваемым к вершине трещины, и в этом пределе он сводится к J .

Когда на поверхностях трещины поддерживаются усилия, как это должно быть в случае сейсмоопасных разломов, J -интеграл следует интерпретировать способом, продемонстрированным Палмером и Райсом [66]. Как показано на рис. 8, б, J не зависит от пути интегрирования для всех контуров, которые начинаются и кончаются в одной и той же точке, например контуров Γ_{q1} и Γ_{q2} , но он различается для контуров,

имеющих разные начальные точки, например контура Γ_P . Замкнутый контур можно получить в виде контура Γ_Q , верхнего берега поверхности трещины до точки P , контура Γ_P в направлении, противоположном показанному, и нижнего берега поверхности трещины до точки Q . Интеграл от подынтегрального выражения (5.23) по такому замкнутому контуру равен нулю и, следовательно,

$$J_Q - J_P + \int_Q^P \sigma_{2a}(x_1, 0) [\partial \Delta u_a(x_1)/\partial x_1] dx_1 = 0. \quad (5.25)$$

Если теперь Γ_P стягивается к вершине, то $J_P = \mathcal{G}$ (т. е. скорости высвобождения энергии, связанной с сингулярностью в вершине трещины) и, следовательно,

вершина

$$\mathcal{G} = J_Q + \int_Q^P \sigma_{2a}(x_1, 0) [\partial \Delta u_a(x_1)/\partial x_1] dx_1. \quad (5.26)$$

Таким образом, величина, стоящая в правой части, не зависит от координат Q , и для модели упругой трещины, представленной на рис. 7, согласно которой усилия σ_{2a} имеют вдоль поверхностей трещины постоянное значение σ_{2a}^f , это выражение принимает вид

$$\mathcal{G} = J_Q - \sigma_{2a}^f (\Delta u_a)_Q. \quad (5.27)$$

Палмер и Райс [66] дали несколько приложений последнего соотношения для расчета величины \mathcal{G} сдвиговых трещин, одно из которых было использовано Рудницки [8] для оценки величины \mathcal{G} для Калифорнийского землетрясения 1857 г. (п. 5.4), а также для того, чтобы непосредственно показать, что правая часть является притоком энергии к вершине трещины.

5.4. Процессы трещинообразования и энергия разрушения

Когда хрупкое твердое тело, имеющее трещину, нагружено в соответствии с модой I, трещина имеет тенденцию расти прямо вперед, как показано на рис. 9, a. Быстро бегущие трещины, соответствующие моде I, обнаруживают внезапную бифуркацию [45], которая, по-видимому, вызвана изменением углового распределения напряжений вблизи трещины по мере того, как скорость ее увеличивается (п. 5.5). Например, Иоффе [67] показала, что кольцевое напряжение $\sigma_{\theta\theta}$ достигает максимума при $\theta \approx \pm 60^\circ$, а не при $\theta = 0^\circ$, если скорость распространения трещины становится равной $0,5 c_s$. Кроме того,

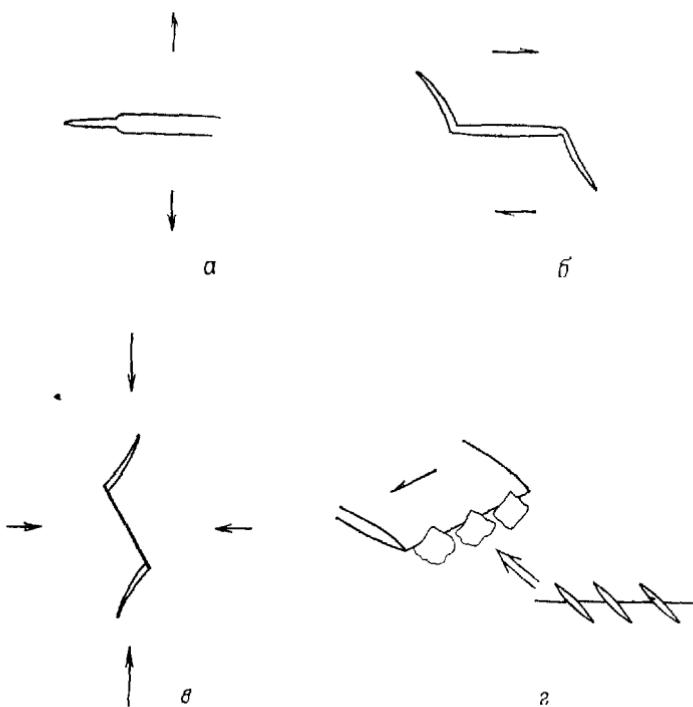


Рис. 9. Пути движения трещины в хрупких телах; *а* — мода нагружения I; *б* — мода нагружения II; *в* — локальные трещины отрыва у вершин трещины с фрикционным скольжением; *г* — мода нагружения III.

Коттрелл и Райс [68] недавно показали, что даже для квазистатического роста трещины прямой путь будет неустойчивым в том смысле, что любое малое отклонение касательной плоскости к поверхности трещины от прямого направления увеличивается по мере роста трещины всякий раз, когда несинггулярная часть напряжения σ_{II}^f в вершине трещины становится положительной.

Испытание трещин в условиях комбинации мод, несомненно, приводит к неплоскому росту. Например, рис. 9, б иллюстрирует рост хрупкой трещины моды II, и, как наблюдали Эрдоган и Си [69], трещина начинает распространяться при угле, близком к максимуму $\sigma_{\theta\theta}$ (при $\theta \approx -70^\circ$) в условиях моды II. Затем она развивается по криволинейному участку, который отвечает, по-видимому, условиям чистой моды I, доминирующей вблизи вершины трещины [68].

На рис. 9, в показано образование трещины при локальном растяжении у вершины закрытой трещины в образце,

подверженном действию сжимающей нагрузки, когда скольжению поверхностей трещины препятствует трение [70]. Начальные условия в вершинах закрытой трещины в этом случае соответствуют моде II, и, следовательно, начальные особенности распространения аналогичны картине, представленной на рис. 9, б. Представляется, что этот механизм на уровне микротрещин масштаба зерен является, по-видимому, центральным для макроскопических неупругих (и дилагансионных) деформаций хрупких пород в испытаниях на сжатие, например при «трехосных» испытаниях [71, 72].

Наконец, на рис. 9, г показано образование трещин в хрупком теле у вершины трещины моды III [45, 73]. Изображенная здесь картина отражает тот факт, что напряжения чистого сдвига впереди трещины моды III имеет максимум главных растягивающих напряжений при угле 45° , отсчитываемом от плоскости трещины. Паланисвами и Кнаусс [73], а также Коттрелл и Райс [68] поды托жили результаты по анализу напряженного состояния на случай неплоских трещин.

В приложении к землетрясениям следует учесть, что крупномасштабные сжимающие напряжения будут приводить к образованию локальных трещин отрыва, иллюстрируемых на рис. 9, б, в. Однако эти рисунки предполагают, что микромасштабное трещинообразование, входящее в макроскопический процесс образования сдвигового разлома, будет сложным и с ним будет связана гораздо большая энергия разрушения, чем в случае простой трещины отрыва. Это, по-видимому, согласуется с прямыми наблюдениями структуры разлома МакГарра и др. [41], с оценками энергии разрушения в разломах земной коры [8, 74, 75] и с оценками энергии сдвигового разрушения по лабораторным данным, приведенным в разд. 6.

Для роста трещины моды I классический критерий разрушения Гриффита [76] состоит в приравнивании величины \mathcal{G} и энергии 2γ образования единицы площади новых поверхностей. Здесь γ — поверхностная энергия, т. е. половина обратимой работы разделения атомных плоскостей. Рудницки [8] и Аткинсон [77] обобщили данные по отрывному разрушению пород. Обычно критическое значение K_I лежит в диапазоне от 0,5 до 2,0 МН/м^{3/2} для хрупких пород. При $\nu = 0,25$ и $G = 30$ ГПа (1 ГПа = 10^9 Н/м² = 10 кбар), что соответствует граниту, для \mathcal{G} получается значение в диапазоне от 3 до 50 Дж/м². Для сравнения укажем, что величина 2γ оценивается в диапазоне от 1 до 2 Дж/м², и можно думать, что это расхождение вызвано формированием микротрещин в стороне от главной плоскости трещины, а также, возможно, локальной пластичностью.

Оценки энергии разрушения для скольжения, распространяющегося вдоль разлома, охватывают достаточно широкий диапазон, но и сами методы, которыми результаты были получены, подвержены значительным ошибкам. С помощью методов, обсуждаемых в п. 5.5, Хуссейни и др. [74] оценили энергию разрушения ($\mathcal{G}/2$ в их обозначениях), связанные с остановкой разрушения при землетрясении. Они разделили эффекты скольжения, сопровождаемого трением (от 1 до $10^4 \text{ Дж}/\text{м}^2$), и свежего разрушения (от 10 до $10^6 \text{ Дж}/\text{м}^2$). Последний диапазон, кажется, согласуется со значениями \mathcal{G} , оцененными в разд. 6 (от 10^4 до $10^5 \text{ Дж}/\text{м}^2$) по лабораторным данным о разрушении пород при высоких напряжениях обжима. Верхняя граница диапазона Хуссейни и др. ($10^6 \text{ Дж}/\text{м}^2$), возможно, отражает сложную картину распространения разрушения в макромасштабе, аналогичную картине на микроскопическом уровне, в которой предполагается справедливой концепция барьеров или модель дискретного разрушения Даса и Аки [4].

Рудницки [8] использовал уравнение (5.27), произведя расчет правой части в приближении дальнего поля приемом, подобным методу Палмера и Райса [66], для оценки \mathcal{G} в начале разрушения в сцепментированном конце длинного асейсмически растущего разлома с вертикальным сбросом. Он оценил величину \mathcal{G} по осредненным характеристикам движений плит и временам повторяемости больших землетрясений и получил для нее оценку порядка $4 \cdot 10^6 \text{ Дж}/\text{м}^2$ для Калифорнийского землетрясения 1857 г. Рудницки предполагал, что эффективное значение \mathcal{G} в процессе распространения разрушения может быть много меньше этого начального значения.

Следует ожидать, что энергии сдвигового разрушения, ассоциированные с криповым распространением процесса скольжения вдоль асейсмических участков разломов, должны быть значительно меньше, чем для свежего разрушения пород. Такое квазистатическое распространение разрушения исследовалось Кингом, Нейсоном и Точером [78], и остановка разлома, прошедшая внутри их инструментальной системы наблюдений, сопровождалась распределенными побочными проскальзываниями, что очень похоже на картину, предсказанную уравнением (5.10). Райс и Саймонс [75] использовали этот результат для того, чтобы оценить сброс напряжения (0,38 бар), и получили, что величина \mathcal{G} в момент остановки равна $2,6 \cdot 10^2 \text{ Дж}/\text{м}^2$. Эта оценка, вероятно, намного точнее оценок по полевым данным, но нельзя ожидать, что результат окажется представительным для сейсмического разрушения. Тем не менее он попадает в широкий диапазон, который Хуссейни и др. [74] установили для скольжения с трением.

При наличии коррозионно-агрессивных сред, например воды или влажного воздуха, в нагруженных породах проявляется временная зависимость роста коррозионных трещин [79]. Обзор аналогичного поведения стекол и технических керамик на феноменологическом уровне сделан в работах [45, 80], а модификация критерия Гриффитса на случай упруго-хрупкого роста трещины при наличии поверхности активных веществ обсуждалась Райсом [81]. Этот действующий на микроскопическом уровне зависящий от времени процесс трещинообразования может привести к хрупкой ползучести пород [82]. Райс [11] рассмотрел результирующий спад прочности и временную зависимость, проявляющуюся при трехосных испытаниях, в рамках механизма трещинообразования, представленного на рис. 9, в. Такие же процессы на микроскопическом уровне могут привести в результате к аналогичному зависящему от времени, но первоначально квазистатическому процессу распространения макроскопических сдвиговых разрушений. Однако соответствующих доступных данных, по-видимому, нет.

5.5. Динамика упругих полей у вершины трещины при быстром распространении разрушений

Для изучения структуры упругих динамических полей вблизи вершины трещины, аналогичных полям, описанным уравнениями (5.7)–(5.9) в квазистатическом случае, заметим, что правая часть (5.1) в этом случае имеет вид $\rho \partial^2 / \partial t^2 [u_1, u_2, u_3]$. С целью анализа структуры сингулярности в вершине трещины, движущейся со скоростью v , представим это выражение в виде $\rho v^2 \partial^2 / \partial x_1^2 [u_1, u_2, u_3]$. Действительно, разность между $\partial^2 / \partial t^2$ и $v^2 \partial^2 / \partial x_1^2$ включает в себя только члены с более низким порядком дифференцирования по пространственным переменным, которые не вносят никакого вклада в интенсивность сингулярности. Заметим также, что эта замена является точной всюду (т. е. не только асимптотически) для бегущего «стационарного состояния» в задаче о движении трещины в постановке Иоффе [67] и Крэггса [83], когда v — константа, а поле зависит только от $x_1 = vt$ и x_2 .

Форма поля вблизи вершины в этом случае может быть получена из частных решений Крэггса [83], а Райс [6] для моды I провел анализ, аналогичный разложению по собственным функциям Уильямса [50]. Общий анализ для всех трех мод был дан впоследствии Костровым и Никитиным [84] и излагается ниже. Они заметили, что определяющие уравнения

(5.1) с правой частью, данной выше, имеют вид (с $u_\beta = u_\beta^d + u_\beta^s$)

$$\begin{aligned} a_d^2 \partial^2 u_\beta^d / \partial x_1^2 + \partial^2 u_\beta^d / \partial x_2^2 &= 0, \quad \beta = 1, 2, \\ a_s^2 \partial^2 u_\beta^s / \partial x_1^2 + \partial^2 u_\beta^s / \partial x_2^2 &= 0, \quad \beta = 1, 2, 3, . \end{aligned} \quad (5.28)$$

где $\partial u_1^d / \partial x_2 - \partial u_2^d / \partial x_1 = \partial u_1^s / \partial x_1 + \partial u_2^s / \partial x_2 = 0$, $u_3^d = 0$ и

$$a_d^2 = 1 - v^2/c_d^2, \quad a_s^2 = 1 - v^2/c_s^2. \quad (5.29)$$

Эти уравнения имеют дозвуковые решения в форме

$$\begin{aligned} u_\beta^d &= \operatorname{Re}[U_\beta^d(\zeta_d)], \quad \text{здесь} \quad U_2^d = i a_d U_1^d, \\ u_\beta^s &= \operatorname{Re}[U_\beta^s(\zeta_s)], \quad \text{здесь} \quad a_s U_2^s = i U_1^s, \end{aligned} \quad (5.30)$$

где U_β^d , U_β^s — аналитические функции от

$$\zeta_d = x_1 + i a_d x_2, \quad \zeta_s = x_1 + i a_s x_2 \quad (5.31)$$

и Re означает действительную часть. Б. В. Костров и Л. В. Никитин [84] показали, что сингулярные решения, сохраняющие поверхности трещин свободными от напряжений, даются следующими выражениями (обозначения для коэффициентов интенсивности напряжений соответствуют п. 5.1):

$$\begin{aligned} -G[(1 + a_s^2)U_1^d(\xi) + 2U_1^s(\xi)] &= K_I \xi^{1/2} / 2\sqrt{2\pi}, \\ (iG/a_s)[2a_s a_d U_1^d(\xi) + (1 + a_s^2)U_1^s(\xi)] &= K_{II} \xi^{1/2} / 2\sqrt{2\pi}, \\ iG a_s U_3^s(\xi) &= K_{III} \xi^{1/2} / 2\sqrt{2\pi}, \end{aligned} \quad (5.32)$$

и $U_2^d(\xi)$, $U_2^s(\xi)$ определяются при помощи (5.30). Здесь K_I , K_{II} , K_{III} , которые, вообще говоря, зависят от времени, выбираются таким образом, чтобы усилия на линии, лежащей впереди трещины, имели тот же самый вид, как и в (5.8), а именно

$$[\sigma_{22}, \sigma_{21}, \sigma_{23}]_{\theta=0} = [K_I, K_{II}, K_{III}] / \sqrt{2\pi r}. \quad (5.33)$$

В результате скачки смещений вдоль трещины имеют вид (ср. с уравнением (5.9))

$$[\Delta u_2, \Delta u_1, \Delta u_3] = [f_I K_I, f_{II} K_{II}, f_{III} K_{III} / (1 - v)] 4(1 - v) \sqrt{r/2\pi} / G, \quad (5.34)$$

где монотонно возрастающие функции скорости f_I , f_{II} , f_{III} , нормированные так, что $f(0) = 1$, даются выражениями

$$f_I = a_d v^2 / (1 - v) R c_s^2, \quad f_{II} = a_s v^2 / (1 - v) R c_s^2, \quad f_{III} = 1/a_s, \quad (5.35)$$

где функция

$$R = 4a_s a_d - (1 + a_s^2)^2 \quad (5.36)$$

при малых v ведет себя как $2v^2(1/c_s^2 - 1/c_d^2) = v^2/(1 - \nu)c_s^2$ и обращается в нуль, когда скорость равна рэлеевской скорости c_R . Следовательно, f_1 и $f_{II} \rightarrow \infty$ при $v \rightarrow c_R$, $f_{III} \rightarrow \infty$ при $v \rightarrow c_s$.

Полное угловое распределение напряжений для моды I дано Райсом [6]. Он показал, что в добавление к сдвигу максимума $\sigma_{\theta\theta}$ в сторону от плоскости трещины, наблюдавшемуся Иоффе [67] (см. также работу Эрдогана [85]), отношение σ_{11}/σ_{22} для области, расположенной впереди трещины, увеличивается непрерывно от единицы при $v = 0$ до бесконечности при рэлеевском значении скорости. Оба эти наблюдения, по-видимому, согласуются с обширным микроразрушением в направлениях, не совпадающих с плоскостью трещины при быстрых скоростях трещины.

В самом деле, это увеличение интенсивности напряжения в стороне от плоскости трещины, по-видимому, является общей чертой для полей напряжений вблизи вершин быстро движущихся трещин. Например, Эрдоган [85] построил график сдвигового напряжения $\sigma_{\theta\theta}$ в вершине трещины моды III и заметил, что максимум сдвигается в сторону от плоскости трещины при $v \approx 0,6 c_s$. Кроме того, Б. В. Костров [86] изучал отношение σ_{11} при $\theta = -90^\circ$ к σ_{21} при $\theta = 0$ (при том же самом значении r) для поля у вершины трещины моды II и показал, что это отношение быстро возрастает до бесконечности при приближении скорости к ее рэлеевскому значению. Из наблюдений Б. В. Кострова следует, что вблизи рэлеевской скорости локальные растягивающие напряжения вблизи вершин сдвиговых разрывов в очагах землетрясения могут стать достаточно большими для того, чтобы превысить поле окружающих сжимающих напряжений и привести к обширному локальному образованию трещин отрыва, составляющих большие углы с плоскостью разрушения (количественную оценку см. в разд. 6). Таким образом, появляется возможность того, что быстро распространяющиеся сдвиговые разрывы в очаге землетрясения самодестабилизируются вблизи предельной скорости, останавливаются или переходят к скачкообразному распространению, что обусловлено разрушением в объеме в стороне от плоскости главного разрыва, причем это разрушение много больше, чем для сдвиговых трещин, изучаемых экспериментально в хрупких телах (рис. 9). Это может быть важным фактором, ведущим к появлению дискретных, разбитых на отдельные участки поверхностей разрушения, указанных Мак-Гарром и др. [41] и Дасом и Аки [4], а также к некоторым необычно большим значениям энергии разрушения, полученным Хуссейни и др. [74]. Это может быть также связано с наблюдениями Линдха и др. [94], из

которых следует, что форшоки, предшествующие трем калифорнийским землетрясениям, которые они изучали, имеют ориентации плоскости разлома, отличающиеся на $5-10^\circ$ от ориентации, приписываемой главному толчку. Каждый форшок мог бы представлять самоостанавливающуюся сдвиговую трещину вместе с системой трещин, подобной той, которая представлена на рис. 6 и которая образовалась до окончательного разрушения.

Как показали Б. В. Костров и Л. В. Никитин [84] (см. также [7, 39, 65]), скорость высвобождения энергии \mathcal{G} можно вычислить при помощи J -интеграла согласно уравнению (5.23), где W заменяется выражением $W + \frac{1}{2} \rho v^2 (\partial u_\alpha / \partial x_1) (\partial u_\alpha / \partial x_1)$ и Γ стягивается к вершине. (Для стационарных задач этот интеграл не зависит от пути Γ и, следовательно, $J = \mathcal{G}$ для всех контуров.) В результате имеем

$$\mathcal{G} = \frac{1-v}{2G} (f_I K_I^2 + f_{II} K_{II}^2) + \frac{1}{2G} f_{III} K_{III}^2, \quad (5.37)$$

где f_I, f_{II}, f_{III} определяются по формулам (5.35).

При заданных коэффициентах интенсивности напряжений решения известны только для ограниченного числа динамических задач о трещинах. Для трещин, которые возникают с нулевой длины и распространяются с постоянной скоростью v [38, 88, 89], K пропорционально $\Delta\sigma \sqrt{vt}$ и стремится к нулю по мере того, как достигается предельная скорость, соответствующая рассматриваемой моде, причем так, что fK (т. е. коэффициент интенсивности, определяющий величину Δu) остается конечным. Тогда из (5.37) ясно, что $\mathcal{G} \rightarrow 0$ для предельной скорости. Это означает, что по мере того, как трещина растет и $\Delta\sigma \sqrt{a}$ становится большим, v будет приближаться к предельному значению скорости до тех пор, пока не вмешаются вторичные процессы, связанные с большими напряжениями вне плоскости разрушения, вызывая, возможно, последовательное возобновление разрушения и ускорение снова к предельной скорости.

Важный класс решений, полученных Б. В. Костровым [90] и Эшелби [91] для моды III, Фрейндом [92] для моды I и Фоссумом и Фрейндом [93] для моды II, относится к задачам о кратковременном неоднородном распространении трещины в первоначально статически нагруженной области; эти решения справедливы до подхода волн, отраженных от другого конца трещины, и до моментов, когда скажется влияние границ. В таких случаях K имеет вид

$$K = k(v) K_0(a), \quad (5.38)$$

что соответствует продвижению трещины на расстояние a и мгновенной скорости $v = \dot{a}$. Здесь $k(v)$ — функция, которая спадает от единицы при $v = 0$ до нуля при предельной скорости, а $K_0(a)$ — коэффициент интенсивности напряжений, который соответствует вершине полубесконечной статически равновесной трещины, продвинувшейся на расстояние a в то же самое начальное поле напряжений. Например, для моды III

$$k(v) = (1 - v/c_s)^{1/2}. \quad (5.39)$$

Эти результаты позволяют применять уравнения кратковременного движения трещин, если, например, требуемая энергия разрушения \mathcal{G} , согласно (5.37), оказывается функцией координат вдоль пути разрушения, а возможно, и функцией скорости v . Указанный метод можно обобщить на случай падения волн напряжений на трещины [39]. Из формы уравнений (5.38) и (5.37) следует, что вершина упругой трещины не обладает «инерцией» в том смысле, что скачкообразное изменение необходимой величины \mathcal{G} вдоль пути разрушения означает и скачок в значении скорости v . Следовательно, распространение трещины может быть мгновенно приостановлено при помощи достаточно большого увеличения \mathcal{G} или при падении волны разгрузки достаточно большой амплитуды!

Хуссейни и др. [74] применили эти соображения к процессу остановки разрушения в очаге землетрясения (см. также дискуссию по этому поводу Аки и Ричардса [1]) и в результате получили оценки энергии разрушения при землетрясениях, что уже обсуждалось в п. 5.4. Они исследовали два варианта механизма остановки в рамках простой модели, согласно которой разлом считается полубесконечной трещиной моды III, появившейся внезапно и начинающей распространяться с момента $t = 0$ под действием сброса напряжений, распределенного только назад в конечной части трещины (что моделирует конечный разлом).

Первый механизм предполагает однородный сброс напряжений для процесса распространения трещины, и считается, что требуемая энергия разрушения непрерывно или внезапно возрастает вдоль пути разрушения. Второй механизм, который авторы [74] называют механизмом сейсмических окон, подразумевает, что энергия разрушения является однородной, но область значительного сброса напряжений конечна, т. е. $\Delta\sigma$ падает до нуля на некотором конечном участке пути распространения. Эта модель является сильной идеализацией, и анализ сейсмических окон предполагает, что сейсмический момент и осредненный по площади сброс напряжений связаны точно такой же зависимостью, как и в случае однородного

сброса для кругового разлома (уравнение (4.16)), что не соответствует истине даже для кругового разлома (п. 4.3). Далее, площадь разрушения вычисляется при помощи метода угловой частоты. Следовательно, имеют место существенные неопределенности в оценке энергий разрушения и следует принимать во внимание только весьма грубые оценки порядка этой величины. Далее следует иметь в виду, что разломы, подвергающиеся действию сильно неоднородных сосредоточенных напряжений, могут иметь отрицательные сбросы напряжений для части зон разрушения, которые находятся за пределами эпицентральной области высоких напряжений. Такие разрушения в конце концов прекратятся даже в случае нулевой энергии разрушения, как это имеет место в модели остановки распространения сдвиговой трещины по Барриджу и Холидею [93].

Подводя итоги, следует заметить, что функции $f(v)$ из (5.35) играют фундаментальную роль в задачах о стационарном движении трещины, которые рассматривались Иоффе [67] и Крэггсом [83]. В частности, структура решения, представленного уравнениями (5.28)–(5.34), означает, что если дискретная дислокация с вектором Бюргерса b_α движется с постоянной скоростью v в направлении оси x_1 и в рассматриваемый момент времени находится в начале координатной системы x_1, x_2 , то напряжения $\sigma_{2\alpha}$ вдоль оси x_1 имеют вид (ср. с уравнением (5.16))

$$[\sigma_{21}, \sigma_{22}, \sigma_{23}] = [b_1/f_{II}, b_2/f_I, (1-v)b_3/f_{III}] G/2\pi(1-v)x_1. \quad (5.40)$$

Таким образом, для стационарной задачи о трещине фиксированной длины $2a$, движущейся с постоянной скоростью v (расступающейся в точке $x_1 = a$ и заканчивающейся в точке $x_1 = -a$), применимо уравнение (5.20) для Δu , если в нем $\Delta\sigma$ заменить на $f\Delta\sigma$, где f относится к частной рассматриваемой моде. Кроме того, для K справедливо уравнение (5.21), если D заменить в нем на D/f . Эти результаты используются (в случае $a \rightarrow \infty$) в п. 6.3 для асимптотического анализа динамики роста трещины с малой зоной скольжения с разупрочнением.

6. МОДЕЛИ НЕСТОЙЧИВОСТИ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ СКОЛЬЖЕНИЯ С РАЗУПРОЧНЕНИЕМ

Для рассмотрения движения по разлому в случаях, когда зона спада прочности не ограничивается непосредственной окрестностью вершины трещины, а также в целях интерпретации энергии разрушения \mathcal{E} в рамках механики упругих трещин ниже обсуждаются модели скольжения с разупрочнением, иллюстрируемые на рис. 10. Показан случай моды II, и, со-

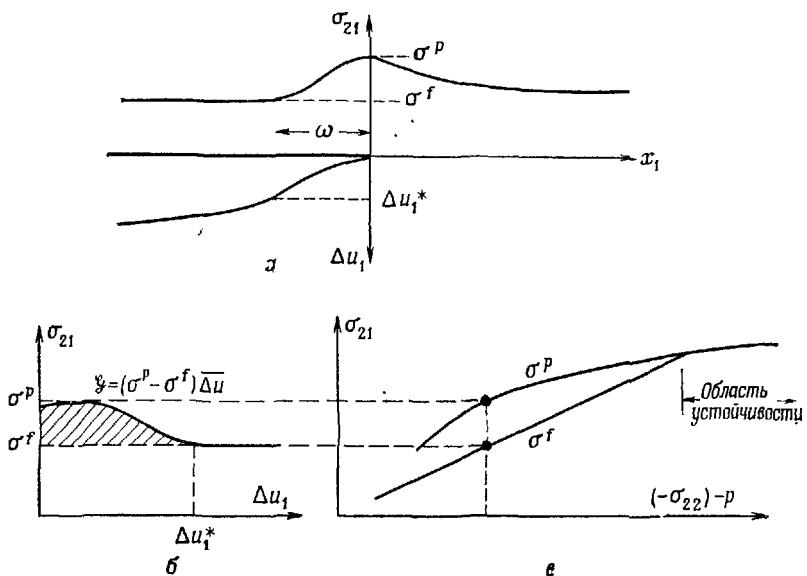


Рис. 10. Модели разупрочнения при скольжении; *а* — разлом и распределение сдвиговых напряжений σ_{21} и смещение скольжения Δu_1 ; *б* — зависимость сдвигового напряжения от скольжения: заштрихованная площадь соответствует энергии разрушения \mathcal{E} ; *в* — зависимость максимальной силы σ^P и остаточной силы трения σ^f от эффективного нормального напряжения.

гласно рис. 10, б, предполагается, что прочность σ_{21} среды, сопротивляющейся скольжению, меняется с величиной скольжения Δu_1 . В простейшем случае моделируется состояние, в котором отклик не чувствителен к скорости, и σ_{21} достигает максимального значения прочности σ^P (соответствующего началу скольжения для свежего разрушения, но, возможно, предшествующего скольжению при низких уровнях напряжений в уже существовавших разломах) и спадает до постоянного уровня остаточного трения σ^f , когда Δu_1 превышает величину Δu_1^* . Это более детализированная модель сброса от статического состояния до трения скольжения, которое в классических исследованиях по трению часто считается происходящим скачкообразно. Соответствующие распределения σ_{21} и Δu_1 показаны на рис. 10, а. Так как прочность материала конечна, то сингулярности отсутствуют, и у вершины трещины скорее имеет место непрерывное распределение напряжений. Символом ω обозначен размер зоны разупрочнения в процессе скольжения, т. е. зоны, в которой $0 < \Delta u_1 < \Delta u_1^*$ и $\sigma_{21} > \sigma^f$.

Такие модели скольжения с разупрочнением являются общением на сдвиговые разломы моделей трещин отрыва с «зоной сцепления», введенных Г. И. Баренблаттом [95] для описания молекулярного сцепления при хрупком разрушении и Дагдейлом [96] и Билби и др. [52] для приближенного представления эффектов пластического течения в пластичных материалах. Уиллис [97] при помощи прямых расчетов, основанных на линейной теории упругости, и Райс [6, 62] на основе J -интеграла показали, что эти модели приводят к критерию разрушения, эквивалентному критерию, основанному на критическом значении \mathcal{J} в механике упругих трещин, когда зона сцепления мала по сравнению с общим размером трещины. Они также показали, что критическое значение \mathcal{J} равно площади под кривой зависимости напряжений сцепления σ_{22} от смещения раскрытия Δu_2 . (С другой стороны, эффекты существенно отличаются от предсказаний механики разрушения упругой среды, когда приложенные напряжения сравнимы с напряжениями сцепления [6, 52]. Ида [98] заметил, что те же самые результаты справедливы и для сдвиговых трещин, у которых сдвиговые напряжения σ_{21} спадают до нуля с возрастанием скольжения Δu_1 , а Палмер и Райс [66] дали более общую интерпретацию сдвигового разрушения, что иллюстрируется на рис. 10 (см. также [11, 99]).)

Как показывает сопоставление рис. 10, б и в, параметры σ^p и σ^f не являются постоянными, а зависят от действующих в разломе сжимающих напряжений ($-\sigma_{22}$ или, когда имеется поровое давление жидкости (см. разд. 8) от «эффективного» сжимающего напряжения $-\sigma_{22} - p$). Форма изменений σ^p и σ^f в зависимости от сжимающих напряжений принимается из экспериментов по скольжению в разломах (см., например, работы Бартона [100] и Руммеля и др. [72]). При высоких сжимающих напряжениях, а также, возможно, при очень низких напряжениях процесс скольжения является устойчивым и не ведет (потенциально) к сбросам в прочности, генерирующими землетрясения и связанным с прерывистым скольжением. Увеличение сжимающих напряжений соответствует, вообще говоря, увеличению глубины земной коры и увеличению температуры; последняя имеет также тенденцию стабилизировать скольжение при высоких давлениях [101].

Палмер и Райс [66] применили уравнение (5.25) для $J_Q - J_P$ (соответствующее контурам на рис. 8, б) к анализу модели, представленной на рис. 10. Рассмотрим случай скольжения при чистой mode II (анализ идентичен анализу чистой моды III), так что индекс α в (5.25) может быть опущен; $\sigma_{21}(x_1, 0)$ заменяется на $\sigma(x_1)$, $\Delta u_1(x_1)$ — на $\Delta u(x_1)$. Так как в вершине отсутствует сингулярность, то $J_P = 0$, когда контур

Γ_P стягивается к вершине, и, следовательно,

$$J_Q + \int_Q^{\text{вершина}} \sigma(x_1) [\partial \Delta u(x_1)/\partial x_1] dx_1 = 0. \quad (6.1)$$

В предположении, что сжимающие напряжения $-\sigma_{22}$ (или $-\sigma_{22} - p$) однородны по всему разлому и скольжение неизбежно, σ является функцией только Δu , как это показано на рис. 10, б. Если концевая область ω ограничена конечным отрезком разлома, как показано на рис. 10, а, а точка Q лежит вне концевой области, то

$$\begin{aligned} & \int_Q^{\text{вершина}} \sigma [\partial \Delta u / \partial x_1] dx_1 = -\sigma^f(\Delta u)_Q + \\ & + \int_Q^{\text{вершина}} \{\sigma - \sigma^f\} [\partial \Delta u / \partial x_1] dx_1 = \\ & = -\sigma^f(\Delta u)_Q + \int_{\Delta u^*}^0 \{\sigma[\Delta u] - \sigma^f\} d(\Delta u), \end{aligned} \quad (6.2)$$

где символом $\sigma[\Delta u]$ обозначено соотношение, представленное на рис. 10, б, для процесса скольжения с разупрочнением. Таким образом, из (6.1) вытекает следующее условие для начальной фазы распространения разлома [66]:

$$J_Q - \sigma^f(\Delta u)_Q = \int_0^{\Delta u^*} \{\sigma[\Delta u] - \sigma^f\} d(\Delta u). \quad (6.3)$$

Правая часть этого выражения соответствует заштрихованной площади на рис. 10, б; левая часть не зависит от положения точки Q (поскольку она лежит за пределами концевой области) и от контура Γ_Q для J -интеграла. Палмер и Райс [66] предложили несколько оценок левой части и вывели отсюда критерий начала распространения сдвиговой трещины для поверхности скольжения в глинистых грунтах.

Следуя их работе, рассмотрим предельный случай, при котором можно сравнить модель скольжения с разупрочнением и модели упругих трещин. Этот случай имеет место, когда зона разупрочнения ω мала по сравнению с общим размером трещины. В этом случае может быть использована формулировка пограничного слоя по Райсу [6, 62] для мелкомасштабной текучести, причем поверхности скольжения считаются полубесконечными, тело — бесконечным, а поле напряжений на больших расстояниях определяется характерной

сингулярностью упругого поля

$$\sigma_{\alpha\beta} \rightarrow (K/\sqrt{r}) f_{\alpha\beta}(0) \quad \text{при} \quad r \rightarrow \infty, \quad (6.4)$$

где K — коэффициент интенсивности напряжений в аналогичной задаче для упругой трещины, если $\sigma_{21} = \sigma^f$, всюду вдоль поверхности трещины. Точка Q и контур Γ_Q могут быть выбраны произвольно. Удаляя их на бесконечность и замечая, что возмущения поля напряжений вблизи вершины, обусловленные зоной сцепления, затухают достаточно быстро, так что они в пределе не вносят вклада в величины J_Q или $(\Delta u)_Q$, видим, что $J_Q - \sigma^f(\Delta u)_Q$ дается тем же самым выражением, что и в модели упругой трещины (для всех значений Q , лежащих за пределом зоны разупрочнения). Из уравнения (5.26) следует, что это выражение в точности равно \mathcal{G} , и, следовательно, критическое значение \mathcal{G} в рамках механики упругой трещины для модели разупрочнения при скольжении дается выражением [66]

$$\mathcal{G} = \int_0^{\Delta u^*} \{\sigma[\Delta u] - \sigma^f\} d(\Delta u), \quad (6.5)$$

что показано заштрихованной площадью на рис. 10, б. Следовательно, \mathcal{G} представляет собой превышение действительной работы в процессе разрушения над работой при скольжении против остаточных сил трения σ^f . Удобно определить характеристическое скольжение $\overline{\Delta u}$ при разрушении в виде

$$(\sigma^p - \sigma^f) \overline{\Delta u} = \int_0^{\Delta u^*} \{\sigma[\Delta u] - \sigma^f\} d(\Delta u), \quad (6.6)$$

так что $\mathcal{G} = (\sigma^p - \sigma^f) \overline{\Delta u}$.

Продолжая тот же самый анализ в приближении пограничного слоя, можно также оценить размер концевой области ω , хотя важно понимать, что такая оценка является только приблизительной и, вообще говоря, несколько заниженной по сравнению с реальной в случае, когда размер трещины не слишком велик по сравнению с размером ω . Для данных целей Δu определяется суммой выражения (5.9) и члена, обусловленного превышением σ над σ^f внутри зоны сцепления. Последний член вычисляется с помощью (5.20), если начертить координат поместить в правую вершину трещины, затем устремить $a \rightarrow \infty$ и заменить Δu на $-(\sigma - \sigma^f)$, поскольку из принципа суперпозиции следует, что Δu отсчитывается относи-

тельно σ^f . Следовательно,

$$\frac{d \Delta u(x_1)}{dx_1} = -\frac{2(1-v)K}{G\sqrt{-2\pi x_1}} + \frac{2(1-v)}{\pi G \sqrt{-x_1}} \int_{-\omega}^0 \frac{\sqrt{-x'_1} [\sigma(x'_1) - \sigma^f]}{x_1 - x'_1} dx'_1. \quad (6.7)$$

Так как в вершине трещины сингулярности нет, то K и распределение напряжений должны быть связаны выражением

$$K = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{-\omega}^0 \frac{[\sigma(x'_1) - \sigma^f]}{\sqrt{-x'_1}} dx'_1, \quad (6.8)$$

и, таким образом, (6.7) принимает вид

$$\frac{d \Delta u(x_1)}{dx_1} = \frac{2(1-v)\sqrt{-x_1}}{\pi G} \int_{-\omega}^0 \frac{\sigma(x'_1) - \sigma^f}{\sqrt{-x'_1}(x_1 - x'_1)} dx'_1. \quad (6.9)$$

Полная процедура решения состоит в том, чтобы решить последнее уравнение как нелинейное интегральное уравнение (поскольку $\sigma(x_1)$ и $\Delta u(x_1)$ связаны так, как показано на рис. 10, б) и, используя (6.8), определить K , соответствующее началу роста; это значение K таково, что $(1-v)K^2/2G (= \mathcal{G})$ обязательно удовлетворяет (6.5). Детальные выкладки могут быть проведены без численных методов только тогда, когда $\sigma - \sigma^f$ постоянна везде, за исключением точки критического скольжения ($= \bar{\Delta}u$), как это показано на рис. 11 пунктирной линией. Обозначая в этом случае размер концевой области через ω_1 , из уравнения (6.8) необходимо получаем

$$\omega_1 = \pi K^2 / 8(\sigma^p - \sigma^f)^2, \quad (6.10)$$

которое с учетом (6.5), (6.6) и соотношения, связывающего \mathcal{G} и K , можно записать в виде

$$\omega_1 = [\pi/4(1-v)] \bar{\Delta}u [G/(\sigma^p - \sigma^f)]. \quad (6.11)$$

Палмер и Райс [66] использовали обратную процедуру решения в другом случае, когда σ предполагается линейной по x_1 в пределах концевой зоны (сплошная линия на рис. 11), и в этом случае уравнения (6.8), (6.5), (6.6) дают размер концевой зоны

$$\omega_0 = [9\pi/16(1-v)] \bar{\Delta}u [G/(\sigma^p - \sigma^f)], \quad (6.12)$$

которая в $9/4$ раза превышает оценку (6.11). Соответствующая функциональная зависимость σ от Δu получается из (6.9) и представлена сплошной линией на рис. 11; параметр Δu^* оказывается равным $9\bar{\Delta}u/4$. Последний результат для ω_0 , вероятно, более реален и будет использован для дальнейших оценок. Все полученные здесь уравнения применимы также и

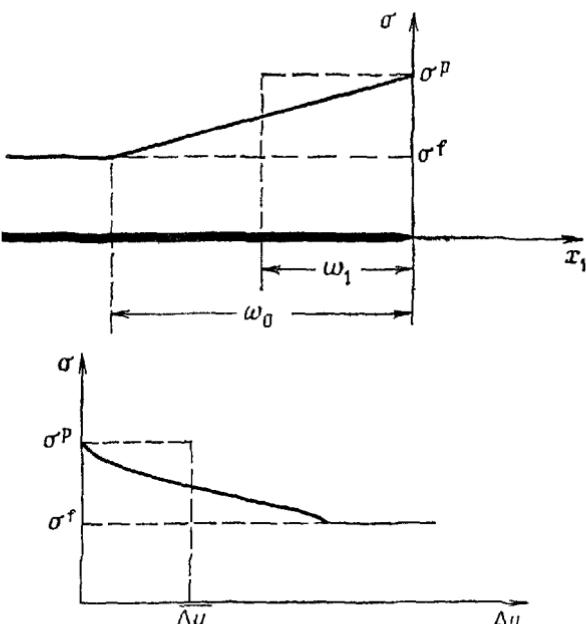


Рис. 11. Две зависимости сдвигового напряжения от скольжения с одинаковыми значениями сбросовых усилий и \mathcal{F} (или Δu) и соответствующие распределения сдвиговых напряжений в зоне разупрочнения (в случае, когда зона разупрочнения меньше размера всего разлома).

для моделей скольжения моды III с разупрочнением, если опустить величину $1 - v$, например, в уравнениях (6.7), (6.9), (6.11), (6.12).

6.1. Модели крупномасштабной неустойчивости

Стюарт [57], а также Стюарт и Мавко [59] получили численные решения для моделей разупрочнения при скольжении, соответствующие рассекающим кору разломам сбросового типа (скольжение моды III). В этих случаях концевая зона занимает значительные расстояния и модель упругой трещины уже не может быть использована. Они определили скорость смещения коры на некотором расстоянии от разлома и предположили, что препятствующие сдвиговые напряжения имеют форму

$$\sigma - \sigma^f = S \exp[-(\Delta u)^2/a^2] \exp[-(z - z_0)^2/b^2] \quad (6.13)$$

и в начале данного процесса нагружения напряжения всюду равны σ_f . Здесь z — глубина в коре, а S , a , z_0 , b принимаются постоянными. Таким образом, $\sigma^p - \sigma^f$ и эффективная энергия

разрушения \mathcal{S} меняются пропорционально $\exp [-(z - z_0)^2/b^2]$; величина z_0 может быть отождествлена с глубиной, на которой уровни напряжений сжатия в разломе соответствуют максимальной разнице между σ^p и σ^f на рис. 10, в, и b — мера распространения хрупкой зоны в земной коре. Функциональная зависимость σ от Δz и z (или от напряжений сжатия), однако, выбрана ими скорее произвольно, нежели в соответствии с экспериментальными результатами.

Стюарт и Мавко обнаружили, что во всех случаях модель предсказывает обширное устойчивое скольжение по разлому. Иногда оно заканчивается неустойчивостью (землетрясением), которое предваряется быстро ускоряющимся, но все еще квазистатическим скольжением. Иногда весь разлом в целом может скользить до достижения уровня остаточного трения, без возникновения неустойчивости. Условия неустойчивости не определяются полностью из частных численных результатов, которые они сообщали, но важным параметром является величина $(G/z_0)/(S/a)$, интерпретируемая как отношение жесткости упругой плиты G/z_0 к жесткости разупрочнения при скольжении S/a . Малые значения этого параметра ведут к неустойчивости; большие значения — к полностью асейсмическому приспособлению разлома к наложенному движению плиты.

Стюарт [58] недавно предложил аналогичный анализ скольжения моды II вдоль взброса, погружающегося под углом 30° , имея в виду моделирование предсейсмического скольжения перед землетрясением в Сан-Фернандо в 1971 г. Он использовал выражение (6.13), где z измеряется вдоль погружения по разлому, а z_0 — точка максимального сопротивления — была взята равной 15 км. Таким образом, он смог воспроизвести некоторые особенности наблюдаемого поднятия поверхности и миграцию положения максимумов поднятия за 7-летний период до наступления неустойчивости. Модель предполагает, что поднятие обусловлено глубинной миграцией скольжения в направлении точки максимальной прочности по мере того, как разупрочнение при скольжении в разломе происходит на больших глубинах, а неустойчивость возникает, когда зона больших скольжений достигает места максимальной прочности.

6.2. Некоторые оценки параметров разрушения в модели скольжения с разупрочнением

На рис. 12 показаны результаты экспериментов Руммеля и др. [72] с распиленным под углом 54° образцом гранита с полированными поверхностями распила, который нагружался

до достижения неустойчивости в трехосной установке при всестороннем давлении 0,47 ГПа (4,7 кбар). Хотя относительные смещения по распиленной поверхности происходили в неустойчивом режиме прерывистого скольжения, специальное устройство с высокоскоростной записывающей лентой позволило получить соотношение между разностью напряжений $\sigma_1 - \sigma_3$ и укорочением образца ΔL , которое приведено на рис. 12, б. Исходя из указанных на рис. 12, в формул и выделяя из величины полного укорочения образца ту ее часть ΔL_s , которая обусловлена скольжением (рис. 12, б), можно получить соответствующее соотношение между касательными напряжениями и смещением на плоскости разреза, как показано на рис. 12, г.

В первом столбце табл. 1 указаны результирующие значения величин \mathcal{G} , $\sigma^p - \sigma^f$, Δu и размер ω_0 концевой зоны трещины. Последняя величина могла бы соответствовать результатам эксперимента, если бы полученное соотношение между

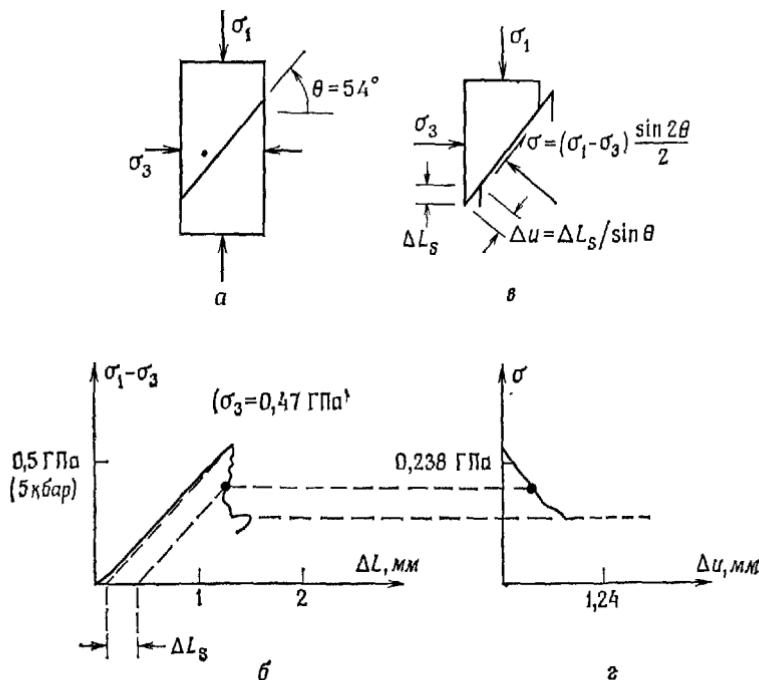


Рис. 12. а, б — напряжения по Руммелю и др. [72] в зависимости от укорочения образца трапеци для случая прерывистого скольжения на отполированной поверхности распила в трехосных экспериментах; в, г — процедура вывода зависимости сдвигового напряжения от скольжения. Результаты см. в первом столбце табл. 1.

σ и Δu было применимо в окрестности вершины длинного разлома. Однако эксперименты проводились с образцом, диаметр которого равнялся 2 см (примерно 5% от величины ω_0), так что скольжение происходило по существу одновременно по всей поверхности разреза, а не по локальной зоне, связанной с вершиной трещины, как это проиллюстрировано на рис. 10, а. Еще одно различие между скольжением в лабораторных условиях и натурным крупномасштабным скольжением состоит

Таблица 1

Энергия сдвигового разрушения гранита, вычисленная при помощи зависимостей σ от Δu , полученных в трехосных испытаниях Руммеля и др. [72]

	Отподиорованный распил	Сплошные образцы		
σ_3 , ГПа	0,470	0,300	0,157	0,055
\mathcal{G} , Дж/м ²	$4,5 \cdot 10^4$	$7,3 \cdot 10^4$	$7,1 \cdot 10^4$	$4,7 \cdot 10^4$
$\sigma^p - \sigma^f$, ГПа	0,131	0,147	0,142	0,107
Δu , мм	0,34	0,49	0,50	0,44
ω_0 , м ⁻¹	0,36	0,48	0,50	0,58

¹⁾ Величина, полученная из уравнения (6.12) при $\gamma=0,25$, $G=30$ ГПа; 0,1 ГПа = 1 кбар.

в том, что в эксперименте сжимающие напряжения на поверхности разлома уменьшаются в процессе скольжения. Из рис. 10, в можно заключить, что в случае скольжения по большому разлому происходит увеличение сброса напряжений (прочности) $\sigma^p - \sigma^f$ и соответственно величины \mathcal{G} . Это обстоятельство может явиться важным фактором при выяснении различий между лабораторными данными о падении напряжений при скольжении и вычисленными по сейсмическим характеристикам величинами сброса напряжений в очаге землетрясения.

На рис. 13, а показаны результаты экспериментов Руммеля и др. [72] по разрушению первоначально неповрежденных гранитных образцов при различных обжимающих давлениях, выполненных на жесткой самоконтролируемой трехосной установке. Деформация концентрируется в зоне разлома (с углом $\theta \approx 54^\circ$) при достижении предельной нагрузки, но эффективная жесткость установки такова, что нарушение разрывается устойчиво в этих экспериментах. Результирующее соотношение между σ и Δu для поверхности разлома вычисляется аналогично предыдущему (рис. 12) и показано на рис. 13, б. Полученные параметры разрыва приведены в последних трех столбцах табл. 1.

Найденные оценки параметра \mathcal{F} лежат в интервале от 10^4 до 10^5 Дж/м² и попадают в нижнюю часть интервала $10^4 \div 10^6$ Дж/м², полученного Хуссейни и др. (разд. 5.4, 5.5) на моменты остановки землетрясения, включающие свежее трещинообразование. Следует заметить, что параметры разрыва предварительно распиленного образца с отполированными поверхностями распила при обжимающем давлении 0,47 ГПа

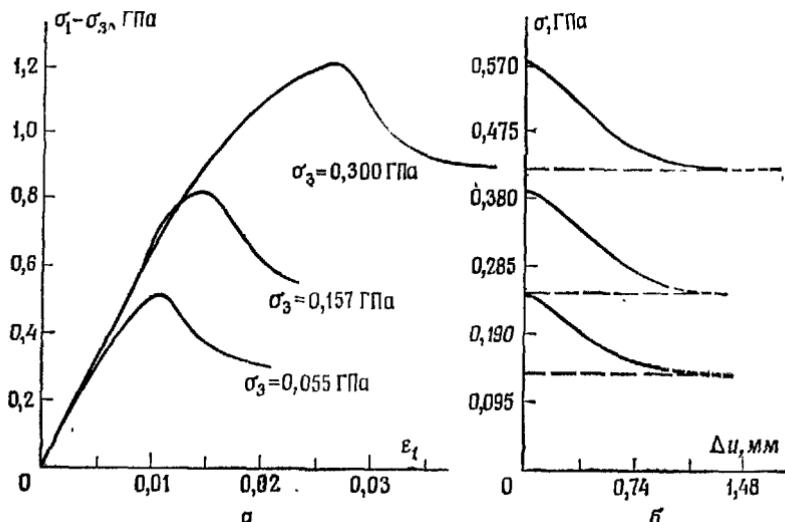


Рис. 13. а — результаты Руммеля и др. [72] для автоматически регулируемых трехосных испытаний по разрушению монолитных образцов гранита, сдвиговое разрушение требует максимальной нагрузки при $\theta \approx 54^\circ$; б — зависимости сдвигового напряжения на поверхности разрушения от скольжения, которые предполагаются такими же, как и на предыдущем рисунке. Результаты см. в табл. I.

близки к соответствующим параметрам монолитного образца при давлении 0,055 ГПа, и, следовательно, можно ожидать, что в обоих случаях ситуация напоминает реакцию трещины на концентрацию напряжений, если длина трещины намного больше размера ее концевой зоны ϕ_0 . Однако соотношение между σ и Δu различно для случаев распиленного и монолитного образцов (что видно из сравнения рис. 12, г и 13, б). Это различие проявляется в том, что в распиленном образце намного быстрее падает прочность при скольжении. Указанная особенность, по-видимому, является определяющей в реакции небольших образцов на нагрузки, когда распиленный образец проявляет свойства прерывистого скольжения, в то время как монолитный образец разрушается в устойчивом режиме.

Характерная величина смещения Δ_i при скольжении по зоне разупрочнения, приведенная в табл. 1, близка к значению 0,5 мм, которое, надо полагать, примерно совпадает с размером зерна. Однако из обзора данных, выполненного Райсом [11], следует, что этот параметр может изменяться в очень широких пределах в различных случаях, причем также подвержена изменениям длина ϕ_0 концевой зоны трещины, где происходит падение прочности. Изменения длины ϕ_0 обусловливают в последующем изменения спада прочности, как это следует из соотношения (6.12).

Дитрих [43] недавно опубликовал результаты по уменьшению прочности образцов при скольжении для поверхностей гранодиорита, отшлифованных абразивами № 60, 240 или 600. Результатом этих экспериментов было возникновение на поверхности образцов гранодиорита системы царапин и полос размером в 6, 0,7 и 0,5 мкм соответственно. Характерные смещения Δ_i при скольжении по зонам разупрочнения (взятые как половина смещения d_c) изменяются в пределах от 5 до 12 мкм, от 2,5 до 7,5 мкм и от 0,5 до 1,5 мкм соответственно. Эти величины намного меньше, чем значение 0,34 мм, приведенное в табл. 1, которое было получено в опытах Руммеля и др. [72] над распиленными и отполированными образцами. Однако эксперименты Руммеля и др. выполнялись при давлении обжатия порядка 5 кбар, и скольжению предшествовали значительные неупругие дилатационные деформации образца, в то время как эксперименты Дитриха [43] проводились при значительно меньших давлениях (около 60 бар).

Важный, но менее определенный вопрос заключается в применении полученных в лабораторных условиях результатов к природным объектам. Бартон [100] изучал в этой связи проблему скольжения пород по поверхности контакта и показал, что величина трения пород зависит от шероховатости намного больших масштабов, чем это обсуждалось выше. По результатам Коулсона [102] при скольжении грубо зернистых гранитов смещение Δ_i было порядка 2—3 мм. Однако при изучении модельных материалов с различной степенью шероховатости Бартон [103] показал, что величина смещения при скольжении, необходимая для достижения прочности (и, вероятно, величины непрерывных смещений, при которых достигается скольжение с остаточным трением), растет примерно как размер области контакта, вплоть до площади контакта, которая по предположению достаточна для данной поверхности трения в том смысле, что включает в себя всю совокупность случайным образом распределенных шероховатостей. Он также показал [100, 103], что в рассмотренном

диапазон предел прочности уменьшается с уменьшением области контакта.

Трудно сказать что-либо определенное по поводу приложения этих результатов к возникающим в природе сейсмическим разрывам. Возможно, что шероховатость поверхностей природных разломов, масштабы которых намного больше размеров лабораторных образцов, приводят к большим величинам смещений Δu , ассоциированных со средним спадом прочности, не слишком превышающем номинальные сбросы напряжений при землетрясениях. Любые конкретные значения величин просто-напросто вымышленны, однако смещение $\Delta u \approx \approx 0,1$ м и падение прочности $\sigma^0 - \sigma^f \approx 100$ бар вполне могут соответствовать энергии разрыва 10^6 Дж/м² и размеру концевой зоны, где происходит падение прочности, $\omega_0 \approx 1$ км. Вероятно, что локальные неоднородности в пределах зоны такого размера, рассматриваемые как остаточные нарушения, обусловленные предыдущими землетрясениями, могли бы привести к большим, но локализованным падениям прочности, соответствующим небольшим землетрясениям с очагами, захватывающими только часть зоны ω_0 , аналогично микроскопической неустойчивости, проявляемой в форме акустической эмиссии в процессе устойчивого скольжения образцов в лабораторных условиях.

6.3. Некоторые динамические аспекты моделей скольжения с разупрочнением и развития прерывистых разрывов

Тенденция к скачкообразному разрыву при больших скоростях движения трещины была отмечена в п. 5.5. Здесь изучаются возможности применения моделей скольжения с разупрочнением к данному явлению. Как было отмечено в заключение п. 5.5, решение задачи о динамическом стационарном состоянии трещины имеет тот же вид, что и для статической задачи, если заменить $\Delta\sigma$ на $f(v)\Delta\sigma$. Модель стационарного состояния пригодна для описания распределения скольжения в пределах зоны скольжения с разупрочнением, которая занимает небольшую часть от всего разрыва, распространяющегося с постоянной скоростью на расстояния, превышающие в несколько раз размер зоны разупрочнения. Таким образом, если K есть динамический коэффициент интенсивности напряжений для соответствующей модели упругой трещины с постоянным напряжением трения на поверхности трещины, то уравнения (6.7) и (6.9) для модели скольжения с разупрочнением будут справедливы, если Δu заменить на $\Delta u/f(v)$, в то время как уравнения (6.5) и (6.8) применимы при условии,

что динамическое выражение (5.37) для \mathcal{G} используется в первом из них. Этих наблюдений достаточно, чтобы показать, что если решение для квазистатической модели зоны скольжения с разупрочнением записывается в виде

$$\sigma(x_1) - \sigma^f = F(x_1/\omega_0), \quad \Delta u(x_1) = \omega_0 H(x_1/\omega_0), \quad (6.14)$$

где ω_0 — размер концевой зоны при $v = 0^+$, оцениваемый приблизительно по (6.12), тогда решение, описывающее ту же самую связь для скольжения с разупрочнением в динамическом случае, имеет вид

$$\sigma(x_1) - \sigma^f = F(x_1/\omega), \quad \Delta u(x_1) = f(v) \omega H(x_1/\omega), \quad (6.15)$$

где размер (уменьшенный) зоны спада прочности есть

$$\omega = \omega_0/f(v). \quad (6.16)$$

По мере того как увеличивается размер трещины, а значение \mathcal{G} , оцененное из статической теории, заметно превышает энергию разрыва, скорость v приближается к своей предельной величине, при которой $f(v) \rightarrow \infty$ ($K \rightarrow 0$). Следовательно, размер зоны спада прочности уменьшается, и так как равенство $\Delta u = \Delta u^* \approx 9\Delta u/4$ (предполагаемое не зависящим от v) должно достигаться при $x_1 = -\omega$, то деформации ε_{11} увеличиваются вдоль поверхности в зоне скольжения (мода II) с разупрочнением. Средние значения этих деформаций равны $\pm 1/2\Delta u^*/\omega$ на верхней и нижней поверхностях зоны скольжения с разупрочнением, так что среднее изменение растягивающих напряжений $\Delta\sigma_{11}$ вдоль растянутой стороны зоны скольжения (мода II) с разупрочнением есть

$$\langle \Delta\sigma_{11} \rangle = \frac{2G}{1-v} \langle \varepsilon_{11} \rangle = \frac{2G}{1-v} \frac{\Delta u^*}{2\omega} = \frac{4}{\pi} f_{II}(v) (\sigma^p - \sigma^f), \quad (6.17)$$

причем были использованы уравнения (6.12), (6.16). Таким образом, $\langle \Delta\sigma_{11} \rangle$ становится (формально) бесконечным при достижении предельной скорости $v = c_R$.

Очевидно, если $\langle \sigma_{11} \rangle$ становится настолько большим, что превышает начальное сжимающее напряжение — σ_{11}^0 , действующее до введения разреза, то можно ожидать локального отрывного разрушения, и, кроме того, конфигурация сдвиговой трещины может стать так же неустойчивой, как это имеется место для сдвиговых трещин в хрупких телах (рис. 9). Однако еще до того, как подобные условия будут достигнуты, касательные напряжения, действующие в плоскостях, образующих искаженные углы с плоскостью разрыва, могут значительно превысить напряжения на главной плоскости разрыва (например, $\Delta\sigma_{11}/2$ есть приращение касательных напряжений

в плоскости, наклоненной под углом 45°). Это может вызвать внезапные изменения направления распространения разрыва, зависящие от относительной сдвиговой прочности в плоскости разрыва и окружающем материале. Поскольку сдвиговая прочность хрупких геологических материалов сильно зависит от нормальных сжимающих напряжений, то этот эффект еще более усугубляется одновременным уменьшением сжимающего напряжения — σ_{11} . Эти соображения заслуживают более детального анализа в связи с распределением полных напряжений в окрестности зоны разрыва и с прочностью пород на сдвиг и на отрыв.

Указанные эффекты для трещин моды II становятся резко выражеными только вблизи c_R . Например, если $v = 0,25$, $f_{II}(v) < 2,5$ для $v < 0,85c_s$ ($0,925c_R$), в то время как $f_{II}(v) = 6,4$ при $v = 0,9c_s$ ($0,98c_R$) и $f_{II}(v) = 12,1$ при $v = 0,91c_s$ ($0,99c_R$). Последние две цифры соответствуют случаям, когда величина $\langle\sigma_{11}\rangle$ в 8 и 15 раз больше $\sigma^p - \sigma^f$.

Аналогичные эффекты существуют и в случае зоны скольжения моды III, для которой

$$\langle\Delta\sigma_{13}\rangle = 2G\langle\Delta\varepsilon_{13}\rangle = G \frac{\Delta u^*}{2\omega} = \frac{2}{\pi} f_{III}(v)(\sigma^p - \sigma^f), \quad (6.18)$$

так что изменения касательных напряжений в плоскостях, составляющих угол 90° с плоскостью разрыва, становятся очень большими, когда v стремится к c_s .

Другой тип скачкообразного разрушения для моделей скольжения с разупрочнением был продемонстрирован Эндрюсом [36] и в дальнейшем проанализирован Барриджеем и др. [37]. Этот тип распространения разрыва приложим к трещинам моды II, и оказалось, что при скоростях, близких к c_R , касательные напряжения вдоль оси x_1 на некотором расстоянии перед зоной скольжения с разупрочнением превышают σ^p . Это было интерпретировано как возможность существования двух несвязанных зон скольжения в узком диапазоне скоростей. Предполагается, что эти зоны могут объединяться при неустановившемся движении и в конце концов приводить к установившемуся распространению разрушения со скоростями, превышающими примерно $1,5c_s$. Будет ли в действительности наблюдаться такое явление или же на процесс большое влияние будут оказывать дальние эффекты, обсужденные ранее, остается открытым вопросом. В дальнейшем было бы целесообразно вновь исследовать поле полных напряжений в окрестности трещины, так как критические по напряжениям условия вполне могут достигаться в точках, удаленных от концевой зоны, причем скорее вне главной плоскости разрыва, чем на ней.

6.4. Определяющие законы для зависящего от времени скольжения с трением

Исследования Дитриха [43, 104, 105] показали резко выраженную временную зависимость прочности при трении гладких поверхностей горных пород. Его первые эксперименты [104] продемонстрировали, что коэффициент статического трения μ возрастает с увеличением продолжительности контакта поверхностей; этот эффект чувствителен к нормальным напряжениям (в исследованной области от 20 до 480 бар) и описывается, согласно [105], приближенной формулой

$$\mu \approx \mu_0 + A \lg(1 + Bt), \quad (6.19)$$

где t — время контакта, $\mu_0 \approx 0,6 \div 0,8$; $A \approx 0,01 \div 0,02$ и $B \approx 1 \div 2 \text{ с}^{-1}$ для поверхностей песчаника, гранита, кварца и граувакка. Дитрих объяснил полученные им результаты за счет возрастания со временем шероховатости на площадке контакта и предположил, что такая временная зависимость тесно связана с наличием влаги [105]. Доказательство подобной временной интенсификации трения было получено Тейфелем и Логаном [106], которые использовали для оценки размера контактов термические краски, изменяющие цвет при нагревании в процессе скольжения.

В более поздних экспериментах, в которых измерялся коэффициент μ при установившемся скольжении, было найдено, что внезапное увеличение скорости скольжения вызывает спад коэффициента трения μ в зависимости от смещения скольжения на расстояние d_c порядка $1 \div 25 \text{ мкм}$ (в зависимости от способа приготовления поверхностей [43, 105]), прежде чем устанавливается стационарная скорость скольжения. Дитрих интерпретировал величину d_c как характерный масштаб скольжения, необходимый для установления новой системы шероховатых контактов. Следовательно, предполагая, что $d_c/\dot{\delta}$ (где $\dot{\delta}$ — скорость скольжения) есть средняя продолжительность жизни шероховатого контакта, он предложил считать, что величина коэффициента μ для установившегося скольжения уменьшается как функция скорости $\dot{\delta}$, которая получается из выражения (6.19) заменой t на $d_c/\dot{\delta}$:

$$\mu \approx \mu_0 + A \lg(1 + Bd_c/\dot{\delta}). \quad (6.20)$$

Это уравнение удовлетворительно описывает результаты Дитриха [105] для гранита Уэстерли в диапазоне изменения скорости $\dot{\delta}$ от 10^{-4} до 10^{-1} мм/с . Дитрих также показал, что наличие или отсутствие неустойчивого прерывистого скольжения, следующего за изменениями скоростей, может быть объ-

ясно пугем сравнения величины спада прочности, деленной на d_c , с жесткостью нагружающей машины.

Дитрих [43] и Руина [107] пытались развить определяющие законы для общего случая скольжения и, в частности, для анализа неустойчивости в моделях скольжения с разупрочнением. Руина [107] предложил считать, что μ может иметь следующую общую форму записи (сохраняя возможность учета эффекта нормальных напряжений):

$$\mu = \bar{\mu}(0) + \eta(\dot{\delta}). \quad (6.21)$$

Здесь θ — переменная, которая характеризует состояние поверхности. Ее удобно определять как среднее время жизни контактирующей шероховатости, так что $\bar{\mu}(0)$ дается формулой (6.19) с заменой t на θ . Функция $\eta(\dot{\delta})$ описывает сопутствующий вязкостный эффект, $d\eta/d\dot{\delta} > 0$. Его существование подтверждается экспериментами Дитриха [43] на гранодиоритах, в которых выявилось увеличение сопротивления трения, следующее за изменением приложенной скорости скольжения, прежде чем скольжение с разупрочнением приводит к падению сопротивления до уровня, соответствующего новому значению приложенной скорости. Этот эффект был менее выражен в опытах с гранитом Уэстерли [105], которые привели к зависимости (6.20). Изменение скорости $\dot{\delta}$ в 10 раз, по-видимому, приводит к соответствующему изменению коэффициента трения μ примерно на 0,01 для гранодиорита, так что $\eta(\dot{\delta})$ является медленно меняющейся функцией, возможно логарифмической функцией от $\dot{\delta}$. Тем не менее ее включение влияет на устойчивость процесса трения [107]. Дитрих [43] учел влияние скорости $\dot{\delta}$, используя запись $\mu = \mu(\theta)\dot{h}(\dot{\delta})$.

Вывод определяющих законов завершается установлением эволюционного уравнения для θ , которое должно сводиться к $\dot{\theta} = 1$ при $\dot{\delta} = 0$. Простейший вид такого уравнения, рассмотренный Руиной [107], есть

$$\dot{\theta} = 1 - \theta \dot{\delta}/d_c, \quad (6.22)$$

и это уравнение сводится к соотношению Дитриха $\theta = d_c/\dot{\delta}$ при установившемся скольжении (т. е. $\dot{\delta}$ — константа и $\dot{\theta} = 0$). Для иллюстрации предположим, что скорость скольжения внезапно увеличилась от $\dot{\delta}_1$ до $\dot{\delta}_2$ в момент времени $t = 0$, а до увеличения скорости преобладало установившееся скольжение ($\theta_1 = d_c/\dot{\delta}_1$). Тогда интегрирование уравнения (6.22) приводит к соотношению

$$\theta = \theta_2 + (\theta_1 - \theta_2) \exp(-\dot{\delta}_2 t/d_c), \quad (6.23)$$

где $\delta = \dot{\delta}_2 t$, $\theta_2 = d_c / \dot{\delta}_2$ и, таким образом,

$$\mu - \mu_1 = A \lg [(1 + B\theta) / (1 + B\theta_1)] + \eta(\dot{\delta}_2) - \eta(\dot{\delta}_1). \quad (6.24)$$

Члены, включающие η , описывают мгновенное увеличение сопротивления при $\delta = 0^+$, в то время как логарифмический член описывает постепенное разупрочнение при скольжении с изменением параметра δ в соответствии с (6.23).

Некоторые приложения аналогичной определяющей теории к предсказанию особенностей распространения скольжения в моделях разломов были даны Дитрихом [43], хотя полного понимания этого процесса достигнуть не удалось. Кроме того, характерные смещения d_c при скольжении с разупрочнением намного меньше ожидаемого для естественных разломов, хотя сама модель и соответствующие эксперименты с образцами горных пород, размеры которых достаточно велики, чтобы включать весь процесс скольжения, могут служить хорошим аналогом реальных процессов, происходящих в полевых условиях. Действительно, существенная особенность гладких поверхностей горных пород состоит в том, что зона спада прочности (которую можно сопоставить с величиной Δu или d_c для такого спада прочности) достаточно мала, чтобы эффекты скольжения под давлением могли изучаться в лабораторных условиях [43].

Другие процессы могут также привести к временной зависимости в определяющих законах для скольжения с разупрочнением. Например, Бартон [100] наблюдал, что скольжение с трением негладких поверхностей горных пород приводит к деформированию прилегающих частей материала, и установил взаимосвязь между шероховатостью и прочностью ненарушенных образцов пород. Таким образом, в той степени, в какой эта прочность обусловливается влагой, сопровождающей развитию микротрециноватости во времени [79, 82], соответствующие временные эффекты будут отражены в соотношении между σ и Δu . Могут возникать дополнительные эффекты вследствие ползучести и обратного возрастания во времени прочности мелко раздробленного материала между бортами.

Наконец, Раттер и Мэннпрайс [108] предположили, что результаты их релаксационных экспериментов, устанавливающие соотношение между напряжением и скоростью скольжения по разломам песчаника Теннесси при малых нагрузках могут быть объяснены процессом растворения под давлением. Их анализ механизма движения использует соображения о существовании жидких пленок вдоль разломов и учитывает, что материал, растворяемый в жидкости в точках высокого химического потенциала, т. е. в точках контактирующей

шероховатости, переносится затем ионной диффузией в пленке и переотлагается. Они предположили, что указанный механизм может привести к скоростям скольжения порядка нескольких мм/год под действием касательных напряжений около 100 бар при температуре 300 °C (соответствующей примерно 10 км глубины), хотя эта оценка основана на ряде параметров, которые известны неточно.

7. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПРИ НЕУПРУГОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ ГОРНЫХ МАССИВОВ

В этом разделе дается обзор некоторых результатов анализа неустойчивости горных массивов, в которых непрерывно распределены неупругие деформации (в противоположность скольжениям по крупномасштабным разломам). Первый круг вопросов касается локализации сдвиговых деформаций, которые в конце концов развиваются в разломы; второй круг вопросов относится к проблеме наступления неустойчивости при деформировании массива горных пород, содержащего включение материала, который деформируется в режиме разупрочнения. В обеих темах используются определяющие законы для неупругих деформаций горных пород. Эти законы не могут быть сформулированы в точном общем виде, однако в настоящем обзоре описывается простая математическая модель Рудницки и Райса [109], включающая в себя эффекты трения и дилатансии при деформировании хрупких горных пород. Эта модель не учитывает эффектов скоростей деформаций. Чтобы мотивировать такой подход, рассмотрим элемент материала, подверженный касательному напряжению τ и гидростатическому напряжению (давлению) σ , положительному при сжатии. Приращения сдвиговых и объемных деформаций записываются в виде

$$d\gamma = d\tau/G + d^p\gamma, \quad d\varepsilon = -d\sigma/K + d^p\varepsilon, \quad (7.1)$$

где $d^p\gamma$, $d^p\varepsilon$ — неупругие или «пластические» приращения деформаций, которые исчезают, если рассматриваемые приращения напряжений вызывают только упругую реакцию; G и K — мгновенные сдвиговый и объемный модули упругости. Так как неупругие деформации происходят главным образом из-за трения и сопутствующего роста микротрециноватости (см., например, рис. 9, θ), причем инициируются касательными напряжениями и подавляются гидростатическим давлением, то приращения неупругих деформаций записываются в виде

$$d^p\gamma = (d\tau - \mu d\sigma)/h, \quad d^p\varepsilon = \beta(d\tau - \mu d\sigma)/h. \quad (7.2)$$

Здесь h — модуль неупругих касательных деформаций. Условие $h > 0$ соответствует деформационному упрочнению, а $h < 0$ — деформационному разупрочнению; μ — коэффициент трения; β — коэффициент дилатансии (а именно, $d^p\epsilon = \beta d^p\gamma$).

Рудницки и Райс [109] обобщили эти соотношения на случай произвольного деформированного состояния, принимая, что неупругая дилатансия изотропна, $\sigma = -\sigma_{\alpha\alpha}/3$; величина τ может быть идентифицирована со вторым инвариантом девиатора напряжений, а компоненты приращений девиатора неупругих деформаций пропорциональны соответствующим компонентам девиатора напряжений. Следовательно, считая деформации малыми, так что $\epsilon_{\alpha\beta}$ определяется формулой (2.2), и пренебрегая различием между обычновенными и яумановыми скоростями изменения напряжений, имеем

$$\dot{\epsilon}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2G} \dot{\sigma}'_{\alpha\beta} + \frac{1}{9K} \delta_{\alpha\beta} \dot{\sigma}'_{\gamma\gamma} + \\ + \frac{1}{h} \left[\frac{\sigma'_{\alpha\beta}}{2\tau} + \frac{\beta}{3} \delta_{\alpha\beta} \right] \left[\frac{\sigma'_{\alpha\beta}}{2\tau} + \frac{\mu}{3} \delta_{\alpha\beta} \right] \delta_{\gamma\delta}, \quad (7.3)$$

где

$$\sigma'_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\beta} - 1/3 \delta_{\alpha\beta} \sigma_{\gamma\gamma}, \quad \tau = \sqrt{1/2 \sigma'_{\alpha\beta} \sigma'_{\alpha\beta}}. \quad (7.4)$$

Оценки параметров μ и β , сделанные путем сопоставления модели с результатами трехосных испытаний для пород в хрупком диапазоне (см. [71]), дают [109, 110] значения $\beta = 0,2 \div 0,4$ (обычно возрастающие при неупругом деформировании до прочностного пика, но уменьшающиеся с ростом окружающего давления) и значения $\mu = 0,4 \div 0,9$.

7.1. Теория сдвиговой локализации деформаций

Возможно, что процессы, которые приводят к возникновению макроскопического разлома, могут быть поняты только с привлечением представлений о некоторых значительных первоначальных неоднородностях в свойствах среды, которые локально концентрируют деформации в зонах, пересекающих в конце концов большие области материала подобно трещинам. Их функция аналогична той роли, которую играют гриффитсовские трещины в разрушении при растяжении идеального в других отношениях твердого тела. Альтернативный подход, который может рассматриваться как установление верхнего предела устойчивости по отношению к образованию разлома, состоит в поиске условий, при которых однородное (или гладкоменяющееся) поле деформаций становится неустойчивым в том смысле, что возникает возможность бифуркации непрерывного деформирования в локализованные «полосы сдвига».

Указанный подход рассматривается ниже. Он был развит в работах Хилла [111], Томаса [113] и Манделя [112] для упругопластических определяющих соотношений, не учитывающих эффект скорости деформирования. Недавно Райс [114] сделал обзор этих результатов и рассмотрел более широкий круг математических моделей; Рудницки и Райс [109] установили условия локализации для математической модели

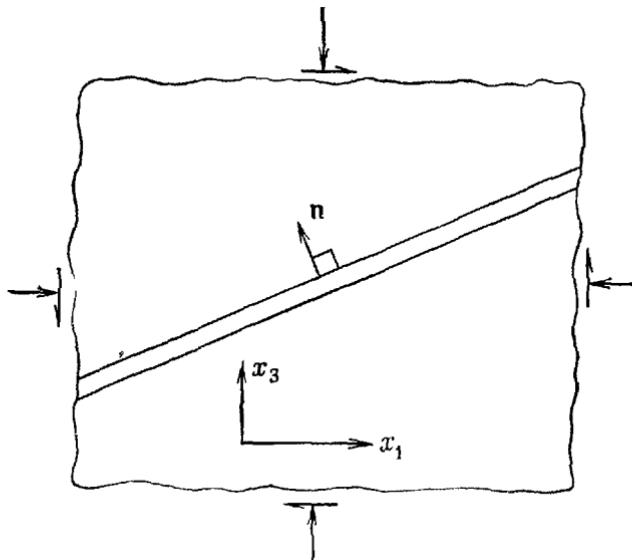


Рис. 14. Анализ бифуркации однородной деформации в локализованную сдвиговую полосу.

(7.1)–(7.4) и для ее несколько усовершенствованного варианта, который будет кратко рассмотрен ниже.

В соответствии с рис. 14 рассмотрим однородно деформированное и равномерно нагруженное твердое тело и предположим, что приращения напряжений и градиент деформаций связаны определяющим законом вида

$$\dot{\sigma}_{\alpha\beta} = L_{\alpha\beta\gamma\delta} \partial \dot{u}_\gamma / \partial x_\delta. \quad (7.5)$$

Инкрементальные модули L могут относиться к различным ветвям нагружения, например упругой разгрузке или же непрерывному упругопластическому деформированию. Будем искать условия, при которых непрерывные приращения деформаций могут оказаться неединственными и проявлять локальную бифуркацию в форме сдвиговых полос, так что $\dot{\sigma}_{\alpha\beta}$ и $\partial \dot{u}_\gamma / \partial x_\delta$ различны в зависимости от положения относительно нормали к зарождающейся сдвиговой полосе. Если верхним

индексом 0 обозначено непрерывное однородное поле вне полосы, то бифуркация имеет место, когда [109, 114] кинематическое условие

$$\partial \dot{u}_\gamma / \partial x_\delta = (\partial \dot{u}_\gamma / \partial x_\delta)^0 + g_\gamma n_\delta \quad (7.6)$$

и условие непрерывности напряжений

$$n_a \dot{\sigma}_{a\beta} = n_a \dot{\sigma}_{a\beta}^0 \quad (7.7)$$

могут быть удовлетворены одновременно при ненулевом векторе \mathbf{g} градиента скоростей неоднородного поля. Предполагая, что один и тот же тензор \mathbf{L} мгновенных модулей применим и внутри, и вне полосы при зарождении бифуркации¹⁾, получаем, что условия (7.6) и (7.7) эквивалентны требованию, чтобы уравнение

$$(n_a L_{\alpha\beta\gamma\delta} n_\delta) g_\gamma = 0 \quad (7.8)$$

имело ненулевое решение для \mathbf{g} . Это возможно, если достигается такое деформированное состояние, при котором имеет место уравнение

$$\det(n_a L_{\alpha\beta\gamma\delta} n_\delta) = 0. \quad (7.9)$$

Оно определяет критическое состояние, достигаемое на плоскости с нормалью \mathbf{n} ; критическое условие затем оптимизируется среди всех ориентаций \mathbf{n} при помощи процедуры, описанной в [109, 114] и позволяющей определить критическое деформированное состояние и плоскость зарождающейся локализации.

Рудницки и Райс [109] применили эту процедуру к определяющему закону (7.3) и показали, что в широком диапазоне изменения параметров μ , β критическое направление \mathbf{n} таково, что лежит в плоскости наибольших и наименьших главных напряжений и что соответствующее значение модуля пластического упрочнения h при бифуркации равно

$$h = \frac{1+v}{9(1-v)} (\mu - \beta)^2 G - \frac{1+v}{2} \left(2P + \frac{\mu - \beta}{3} \right)^2 G, \quad (7.10)$$

где v — текущий упругий параметр Пуассона, а

$$P = \sigma'_2 / 2\tau + \beta / 3 \quad (7.11)$$

есть нормированная величина промежуточного главного значения скорости пластической деформации, соответствующая текущему напряженному состоянию; σ'_2 — промежуточное главное напряжение девиатора.

¹⁾ Рудницки и Райс [115] показали, что таким образом определяемое состояние бифуркации будет обычно предшествовать и служить нижним пределом для диапазона бифуркаций, связанных с упругой разгрузкой вне полосы.

Уравнение (7.10) не полностью подходит для описания бифуркации (например, оно предсказывает нереально большие отрицательные значения h для случая осесимметричного сжатия, т. е. для «трехосных» испытаний [109]) из-за неадекватности определяющего закона, на котором оно основано. Однако это уравнение показывает важные тенденции, которые отражаются в результатах, полученных для более детальных определяющих законов [109, 114, 116].

Во-первых, значение h при локализации сильно меняется в зависимости от характера деформационного состояния, предшествующего локализации, что отражено в зависимости от параметра P . Например, если $P = 0$, т. е. пластическое состояние соответствует плоской деформации (которая может быть достаточно типичной в геологической ситуации при возникновении разломов типов сдвига и надвига), критическое значение h положительно (если $\mu \neq \beta$) и дается формулой

$$h = [(1 + \nu)^2 / 18(1 - \nu)](\mu - \beta)^2 G. \quad (7.12)$$

С другой стороны, весьма различные деформационные состояния, такие, как осесимметричное сжатие или растяжение [$P = (1 \pm \beta/\sqrt{3})/2\sqrt{3}$], намного сильнее сопротивляются локализации, и предсказываемое для них значение h оказывается обычно отрицательным (деформационное разупрочнение). Наиболее трудноподдающееся локализации состояние достигается при небольшом отклонении от состояния плоской деформации и соответствует значению $P = -(\mu - \beta)/6$; соответствующее критическое значение h больше значения для плоской деформации в $2/(1 + \nu)$ раз.

Во-вторых, тенденция к локализации усиливается при больших значениях трения в фрикционной части пластической прочности. Это отражается в роли коэффициента трения μ в (7.12). Разница между μ и β соответствует отклонению от «нормального закона текучести» [109], и, как было установлено, такие отклонения способствуют локализации в ряде других исследованных случаях [114, 116].

Как отмечали Рудницки и Райс [109], предсказания локализации, особенно для деформационных состояний, достаточно сильно отличающихся от плоской деформации, очень чувствительны к жесткости реакции определяющих соотношений на резкие изменения направления пути нагружения. Они показали, что при «пластичности» скальных пород, возникающей в процессе скольжения с трением, как это показано на рис. 9, в, на поверхности текучести в пространстве напряжений σ для мгновенного напряженного состояния должна появляться угловая точка. Они предположили далее, что этот эффект может быть смоделирован просто-напросто путем при-

бавления члена

$$\frac{1}{2h_1} \left(\dot{\sigma}'_{\alpha\beta} - \frac{\sigma'_{\alpha\beta}\sigma'_{\gamma\delta}}{2\tau^2} \dot{\sigma}_{\gamma\delta} \right)$$

к правой части (7.3). Этот член обращается в нуль, когда $\dot{\sigma}'$ имеет направление σ' , и в этом случае применимы исходные определяющие соотношения, а h_1 является «угловым» модулем. Можно ожидать, что величина h_1 будет по порядку величины сравнима с G и намного больше величины $|h|$ для хрупких пород.

Включение в рассмотрение угловых точек приводит к тому, что предсказываемое критическое состояние оказывается намного ближе к состоянию без упрочнения ($h = 0$), хотя такие состояния, как плоская деформация, остаются более податливыми к локализации, чем осесимметричное сжатие, при котором все еще предсказываются некоторые отрицательные значения h . Некоторые указания на небольшие отрицательные значения h при локализации в трехосном испытании были получены [117, 118], например, в опытах на жесткой машине нагружения (где не возникает неустойчивости из-за взаимодействия с машиной сразу же после наступления разупрочнения). В этих опытах исследуемое состояние пород также было очень чувствительно к несовершенствам материала или системы нагружения. Например, условия для касательных напряжений на поверхности сдавливающих плит при трехосном нагружении вызывают локальную концентрацию деформаций, которая ближе к плоской деформации, чем к состоянию осесимметричного сжатия на внешних краях у торцов образца. Таким образом, условия для торцевой нагрузки могут привести к локализации деформаций в этих зонах раньше, чем наступят бифуркационные условия для состояния однородного осесимметричного сжатия.

Для значений $\mu = 0,6$ и $\beta = 0,3$, которые считаются типичными для гранитов в хрупком диапазоне, Рудники и Райс [109] показали, что для широкого интервала значений модуля h_1 (от $0,1G$ до $1,0G$) в угловой точке предсказанный угол θ (соответствующий обозначению рис. 12, a) для локализации при осесимметричном нагружении изменяется от 55 до $54,6^\circ$. Это значение, например, довольно близко к величине $\theta \approx 54^\circ$, которая была получена Руммелем и др. [72] в их опытах с образцами монолитного гранита (см. рис. 13, a).

7.2. Структура сдвиговых зон

Поводом для изучения локализации сдвиговых зон является то, что оно может привести к пониманию структуры тектонических сдвиговых зон. Прямые наблюдения таких зон

в поле и лабораторных условиях [119, 120], основанные на выраженных сдвигах Риделя в глинистых образцах, а также изучение искусственно созданных зон раздробленного материала в разломах между поверхностями породы в трехосных установках [121] и различных зернистых материалов в сдвигово-кольцевых установках [122], показывают сложную последовательность локализаций, возникающую перед тем, как начинает формироваться ярко выраженный макроскопический разлом. С этой точки зрения бифуркации локализаций должны, по-видимому, соответствовать первым наблюдаемым локализациям (сдвиги Риделя [119]) и не обязательно будут

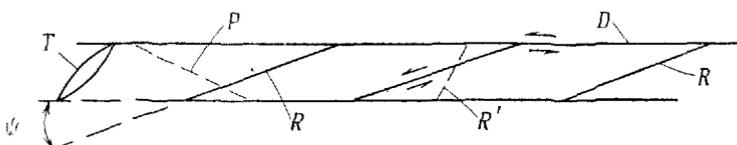


Рис. 15. Локализованные сдвиговые структуры в крупномасштабном разломе, в котором имеют место окончательные смещения вдоль D [119]. Сдвиговые полосы Риделя R образуются на ранней стадии разрушения; иногда наблюдаются сопряженные полосы Риделя R' и надвиги P , так же как и при низком давлении — трещины отрыва T .

совпадать с окончательным направлением макроскопического разлома.

Рисунок 15 основан на идеализации Скемптона [119] полевых и лабораторных наблюдений. При наложенных деформациях, которые в конце концов реализуются в перемещениях вдоль поверхности D , первой наблюдаемой особенностью является эшелонированная система сдвигов Риделя R , часто сопровождаемых менее значительными сопряженными сдвигами Риделя R' . Надвиги P иногда наблюдаются на более поздних стадиях сдвигового процесса, и разрывные трещины T могут формироваться, если давление обжима мало.

Важный вывод состоит в том, что результирующие сдвиговые смещения D , которые приспособливаются к большим наложенным извне движениям, сопровождаются достаточно сложной системой предварительных нарушений. Байерли и др. [121] обнаружили ранние деформационные образования, аналогичные сдвигам Риделя R , в своих экспериментах по моделированию зоны раздробления в разломе, при котором результирующее движение происходило вдоль границы D между раздробленным и монолитным материалами. Они получили величину угла $\phi \approx 20^\circ$ для сдвигов R . В опытах Скемп-

тона значения углов колебались в диапазоне от 10 до 30°, но, вероятно, изменялись из-за продолжающегося деформирования.

Скемптон связывает R - и R' -сдвиги с линиями разрыва Рэнкина в теории разрушения Кулона — Мора, для которой $\psi = \phi/2$ (в предположении, что девиаторные напряжения соответствуют чистому сдвигу относительно поверхности D во время формирования нарушения), а 90° — ϕ есть угол между линиями R и R' , где ϕ — угол внутреннего трения. С другой стороны, указанные нарушения могут рассматриваться как пример локализационной неустойчивости, исследованной Рудницки и Райсом (п. 7.1), и их оценки величины угла ψ при $\mu = 0,6$ колеблются приблизительно от 9° (для $\beta = 0$, т. е. в отсутствие дилатансии) до 18° (для $\beta = 0,6$) и слабо зависят (скажем, на ±1°) от изменений углового модуля h_1 в исследуемом диапазоне величин. Обе оценки угла ψ предполагают, что девиаторные напряжения соответствуют чистому сдвигу, а это вряд ли точно выполняется в экспериментах с раздробленным материалом в зоне разлома.

Указанные наблюдения, по-видимому, имеют отношение к землетрясениям в трех главных аспектах. Во-первых, отличие ориентаций фокальных плоскостей форшоков (полученных сейсмологическими методами [94]) от направления главного разлома (идентифицируемого по плоскости афтершоков) может служить примером формирования особенностей, аналогичных сдвигам Риделя, а также может использоваться для предсказания надвигающегося разрыва¹⁾. Во-вторых, тенденция полей напряжений, связанных с быстро распространяющимися разрывами, к предпочтительным ориентациям вне плоскости разлома была отмечена в п. 5.5 и 6.3. Если зоны природных разломов в глубине Земли имеют сложную структуру, аналогичную изображенной на рис. 15, то этого было бы вполне достаточно, чтобы широкое распределение поверхностей ослабления вызвало как раз тот тип скачкообразного распространения разрыва, который задается полями напряжений. В-третьих, каждая индивидуальная особенность сдвиговой зоны (рис. 15) может соответствовать своему типу скольжения и проявлять присущие ей уровни прочности материала, сопоставимые с лабораторными экспериментами по скольжению вдоль разломов горных пород. Однако соотношения, связывающие σ и Δu для эффективного скольжения

¹⁾ При этом остается открытым вопрос, почему первоначальные сдвиговые нарушения не распространяются на большие расстояния, а скорее формируют эшелонированную систему.

с разупрочнением в тектоническом масштабе, вероятно, должны быть идентифицированы с глобальным поведением сложной системы в сдвиговой зоне разлома конечной толщины.

7.3. Модель деформационно-разупрочняющегося включения для неустойчивости, приводящей к землетрясениям

Рудницки [110] развел модель для анализа неустойчивости, приводящей к землетрясениям, согласно которой ограниченный объем скальной породы предполагается нагруженным до режима неупругого деформирования и в конце концов до режима деформационного разупрочнения, в то время как окружающий массив остается упругим и подвергается на дальних расстояниях постоянно возрастающему нагружению. Для простоты анализа он рассмотрел неупругую зону в форме эллипсоидального включения при однородно распределенных локальных состояниях внутри включения. В этом случае из общих решений Эшельби [16] вытекает, что независимо от реологических соотношений между напряжениями и деформациями для материала включения, напряжения и деформации σ^{inc} , ϵ^{inc} однородны внутри включения и связаны с дальним полем напряжений и деформаций σ^∞ , ϵ^∞ уравнением

$$\epsilon_{\alpha\beta}^{inc} - \epsilon_{\alpha\beta}^\infty = Q_{\alpha\beta\gamma\delta} (\sigma_{\gamma\delta}^\infty - \sigma_{\gamma\delta}^{inc}). \quad (7.13)$$

Здесь Q — постоянный тензор, зависящий только от ориентации и отношений главных осей эллипса и упругих констант среды внутри него. Компоненты тензора Q найдены для некоторых случаев Рудницки [110], хотя его результаты для узких включений были несколько видоизменены и уточнены в работах [11, 123]. Таким образом, поскольку ϵ^∞ — известная функция σ^∞ (здесь имеются в виду линейные соотношения для упругого тела) и предполагается, что существует некоторый определяющий закон, например (7.3), связывающий между собой ϵ^{inc} и σ^{inc} , то уравнение (7.13) позволяет вычислять напряженно-деформированное состояние внутри включения в функции от σ^∞ . Это можно сделать по крайней мере в случае, когда включение состоит из деформационно-упрочняющегося материала или же представляет собой слабо деформационно-разупрочняющийся материал. Однако если включение доводится до весьма разупрочненного состояния, то можно показать, что $\dot{\epsilon}^{inc} \rightarrow \infty$ при фиксированной величине $\dot{\sigma}^\infty$, и тем самым статического решения больше не существует. Это соответствует скорости разупрочнения включения, которая ниже скорости, определяемой эффективной жесткостью упруго-разгружающегося материала вне включения. Такая ситуация считается началом неустойчивости, приводящей к землетряссе

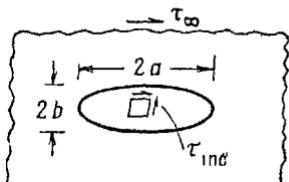
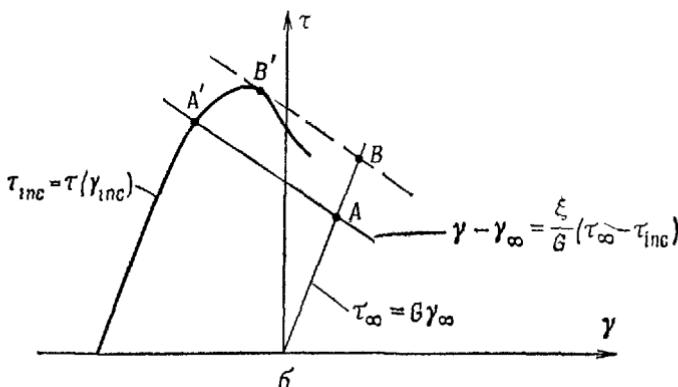
*a*

Рис. 16. Описание неустойчивости деформации, ослабленной эллипсоидальным вклюением, находящимся в поле напряжений, которому на бесконечности соответствует сдвиг. Смещение начало координат в соотношении напряжение — деформация для включения означает, что включение представляет собой сейсмическое окно. Неустойчивость имеет место в точке B' .

нию. Для случая, показанного на рис. 16, *a*, приложенные вдали напряжения являются чисто сдвиговыми напряжениями τ_∞ относительно главных осей эллипсоида, а $\gamma_\infty (= \tau_\infty / G)$ представляет сдвиговую деформацию дальнего поля. Если τ_{inc} и γ_{inc} — соответствующие величины внутри включения, то уравнение (7.13) сводится к виду

$$\gamma_{inc} - \gamma_\infty = (\xi/G)(\tau_\infty - \tau_{inc}), \quad (7.14)$$

где

$$\xi = 2(4 - 5\nu)/(7 - 5\nu) \quad (7.15)$$

для сферического включения и

$$\xi = 4(1 - \nu)/\pi(2 - \nu)b \quad (7.16)$$

для узкого ($b \ll a$) эллипсоида вращения

Рис. 16, б иллюстрирует интерпретацию модели и графическую процедуру ее решения по Райсу [11]. Кривая зависимостей между напряжением и деформацией для включений смещена от начала координат. Это позволяет изобразить на модели зону сейсмического покоя, которая не приспособилась так же хорошо, как и окружающий массив, к глобальным тектоническим движениям и поэтому претерпевает высокие напряжения. Если рассмотреть уровень напряжений τ_∞ дальнего поля и связанных с ними деформаций γ_∞ , соответствующих точке A на рис. 16, б, то из уравнения (7.14) следует, что точка, отвечающая состоянию t_{inc} , γ_{inc} внутри включения, должна лежать на линии, проведенной через точку A с наклоном $-G/\xi$. Это определяет состояние включения в точке A' , как показано на диаграмме. Аналогичная процедура определяет историю изменения состояния включения по мере роста напряжения τ_∞ , пока, наконец, не будет достигнуто состояние, изображаемое точками B , B' , за пределами которого уже не существует статического решения, что означает наступление сейсмической неустойчивости.

Геометрия приведенной диаграммы показывает, что если тектоническое напряжение τ_∞ дальнего поля увеличивается с постоянной скоростью $\dot{\tau}_\infty$, то скорость деформации внутри включения будет возрастать со временем, стремясь к бесконечности, $\gamma_{inc} \rightarrow \infty$, при приближении к точке, соответствующей состоянию неустойчивости.

Рассмотренная модель предполагает однородное состояние среды внутри включения, что, конечно, является сильной идеализацией. Однако она иллюстрирует простым способом взаимодействие зоны неупругого деформационного разупрочнения и окружающей среды, а также показывает роль упругой жесткости материала вне включения (G/ξ в данном случае), диктующей условия неустойчивости системы.

8. МЕХАНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ФИЛЬТРАЦИИ ПОРОВОЙ ЖИДКОСТИ

В этом разделе рассматривается возможность того, что в местах коровых землетрясений в горных массивах фильтруются подземные воды. Результирующее механическое взаимодействие породы и поровой жидкости предполагается фактором, контролирующим временной ход перераспределения напряжений сразу после образования разлома, определяя таким образом временной масштаб афтершоков [124, 125]. Кроме того, указанное взаимодействие частично стабилизирует процесс разрушения, что проявляется либо в форме медленного распространения сдвиговой трещины [11, 75, 99], либо в виде

деформирования, приводящего к неустойчивости области деформационного разупрочнения или зоны разлома [11, 123, 126, 127]. Эта стабилизация такова, что разрушаемая система не становится динамически неустойчивой при достижении критических условий, выведенных из моделей, не учитывающих эффекты поровой жидкости. Вместо временной зависимости, по крайней мере на начальном этапе в пределах разрушаемых зон, будут развиваться квазистатические процессы деформирования, которые в некоторых случаях создают возможность полностью асейсмического завершения разрушения, а в других случаях приводят к ускоряющемуся процессу деформирования типа ползучести, завершаемой сейсмической неустойчивостью в течение временного масштаба, контролируемого движением жидкости, скоростью тектонического нагружения и определяющими законами области разрушения.

Эти эффекты можно разделить на две группы. К первой группе относятся те явления, которые можно объяснить на основе взаимодействия поровых жидкостей и упругих деформаций вмещающих пород согласно Био [128]. Эффекты второй группы объясняются неупругим дилатационным деформированием. Поэтому следующий раздел посвящен обзору теории Био, описывающей упругие тела, насыщенные поровой жидкостью. Обзор завершается описанием различных приложений этой теории к моделям разрушения. Затем дается формулировка определяющих законов, включающих неупругую дилатацию, после чего обсуждаются некоторые приложения.

8.1. Теория Био взаимодействия деформационно-диффузионных процессов в насыщенных жидкостью упругих телах

Основополагающая теория насыщенных жидкостью упругих тел была построена в серии статей Био [128, 129], ее обзор недавно сделан Райсом и Клири [99]. Здесь мы рассмотрим линейную квазистатическую теорию, считая среду изотропной и однородной. В дополнение к фундаментальным переменным состояния — напряжениям и деформациям — вводится поровое давление p и содержание массы жидкости в единице объема t . Поровое давление определяется как давление в воображаемом жидким резервуаре, в точности уравновешивающее элемент среды, с которым этот резервуар связан либо путем отдачи, либо путем получения жидкости по системе каналов. Плотность жидкости ρ определяется локально как массовая плотность жидкости в уравновешивающем резервуаре; так что $\rho = \rho(p)$, т. е. зависимостью от температуры пренебрегают. Напряжение определяется как мера

полных сил, приходящихся на единицу площади элемента; т. е. здесь нет необходимости различать часть напряжений, воспринимаемых твердым скелетом, и другую часть, приходящуюся на жидкость. Деформация определяется относительно смещения твердых частиц вмещающей фазы. Напряжения, деформации и давление будут интерпретироваться как отклонения от некоторого исходного равновесного состояния, а потому объемные силы не будут учитываться.

Вводится следующая терминология: «дренажное» деформирование относится к случаю, когда изменения состояния происходят при постоянном поровом давлении p ; «недренажное» деформирование имеет место при постоянстве содержания жидкости m . Очевидно, реакция среды будет более жесткой при недренажном деформировании, чем при дренажном.

Соотношения между напряжениями и деформациями имеют вид

$$\sigma_{\alpha\beta} = (K - 2G/3) \delta_{\alpha\beta} \epsilon_{yy} + 2Ge_{\alpha\beta} - \xi p \delta_{\alpha\beta}, \quad (8.1)$$

где K — упругий объемный модуль для дренажных условий, G — сдвиговый модуль, ξ — новая материальная константа. Ее можно записать как $\xi = 1 - K/K'_s$, где K'_s — очередная новая константа, которую можно в некоторых простых случаях [99, 130, 131] идентифицировать как объемный модуль K_s твердого тела. Эти случаи характеризуются тем, что поровое пространство среды является непрерывным и заполненным жидкостью, сама жидкость химически инертна, а все точки твердого скелета реагируют на изотропное нагружение изотропным расширением при том же самом модуле K_s .

Для недренажного деформирования соотношение между напряжениями и деформациями должно иметь вид

$$\sigma_{\alpha\beta} = (K_u - 2G/3) \delta_{\alpha\beta} \epsilon_{yy} + 2Ge_{\alpha\beta}, \quad (8.2)$$

где K_u — недренажный объемный модуль. Этого уравнения вместе с (8.1) достаточно, чтобы получить следующее соотношение при недренажных условиях:

$$p = -(K_u - K) \epsilon_{yy}/\xi. \quad (8.3)$$

Однако из термодинамики вытекает [128, 129], что выражение $\sigma_{\alpha\beta} d\epsilon_{\alpha\beta} + pd(m/\rho)$ должно быть полным дифференциалом, откуда в свою очередь следует

$$dm(\epsilon, p)/d\epsilon_{\alpha\beta} = -\rho \partial \sigma_{\alpha\beta}(\epsilon, p)/\partial p = \rho \xi \delta_{\alpha\beta}. \quad (8.4)$$

Это соотношение с учетом того факта, что на m не влияют изменения величины ϵ_{yy} , а p определяется выражением (8.3), приводит к условию

$$m = m_0 + \rho \xi [\epsilon_{yy} + \xi p/(K_u - K)]. \quad (8.5)$$

Здесь m_0 — значение m в исходном равновесном состоянии, и в пределах линейной теории ρ в последнем выражении может рассматриваться как константа, равная своему значению в равновесном состоянии.

Последнее определяющее соотношение представляет собой линейное диффузионное уравнение Дарси для движения поровой жидкости

$$q_\alpha = -\rho \kappa \partial p / \partial x_\alpha, \quad (8.6)$$

где q_α — массовый поток жидкости через единичную площадку, ориентированную в направлении α , и κ — коэффициент проницаемости, иногда записываемый как k/μ , где μ — вязкость жидкости и k имеет размерность квадрата длины. В этом выражении плотность ρ снова может считаться константой в линейной теории.

Уравнения (8.1), (8.5), (8.6) представляют собой полную систему определяющих законов, в которые вводятся три новые константы материала: ζ , K_u и κ . Для замыкания системы уравнений к трем определяющим соотношениям необходимо присоединить уравнение (2.2), связывающее σ с перемещениями u , уравнение равновесия

$$\partial \sigma_{\alpha\beta} / \partial x_\alpha = 0 \quad (8.7)$$

и уравнение неразрывности для жидкости

$$\partial q_\alpha / \partial x_\alpha + \partial m / \partial t = 0. \quad (8.8)$$

Уравнение равновесия с учетом (8.1) приводит к соотношению

$$(K + G/3) \partial (\partial u_\beta / \partial x_\alpha) / \partial x_\alpha + G \nabla^2 u_\alpha - \zeta \partial p / \partial x_\alpha = 0, \quad (8.9)$$

а из уравнения сохранения массы с учетом (8.5), (8.6) следует

$$(c \nabla^2 - \partial / \partial t) [\zeta p + (K_u - K) \partial u_\beta / \partial x_\beta] = 0, \quad (8.10)$$

где в данном случае c обозначает коэффициент пьезопроводности, который выражается в виде

$$c = \kappa (K_u - K) (K + 4G/3) / \zeta^2 (K_u + 4G/3). \quad (8.11)$$

Заметим, что члены уравнения (8.10), заключенные в квадратные скобки, пропорциональны m — m_0 , и, следовательно, эта величина (которая в общем случае не сводится к p) удовлетворяет однородному уравнению Фика.

Уравнения (8.9), (8.10) являются основными в теории, однако иногда бывает удобно при обсуждении решений вместо величин ζ и K_u использовать другие параметры. В частности, Райс и Клири [99] использовали недренажный коэффициент

Пуассона v_u и недренажный коэффициент при поровом давлении B (определенный как $p = -B\sigma_{yy}/3$ для случая недренажных напряжений), и затабулировали экспериментальные значения этих величин. В общем случае $v \leq v_u \leq 1/2$ (где v — дренажный коэффициент Пуассона) и $0 \leq B \leq 1$; верхние пределы достигаются в случае полностью насыщенной среды с эффективно несжимаемой жидкостью и твердым скелетом, нижние пределы характерны для сильно сжимаемой поровой жидкости. Соотношения между этими константами записываются в виде

$$B = (K_u - K)/\zeta K_u, \quad (8.12)$$

$$v_u = \frac{3v + \zeta B(1 - 2v)}{3 - \zeta B(1 - 2v)}. \quad (8.13)$$

В дальнейшем Райс и Клири [99] выразили B через K , пористость (m/ρ для исходного состояния), объемные модули для жидкости K_f , K'_s и добавочный модуль K''_s , который, как и K'_s , сводится к K_s в частных случаях, обсужденных выше. Следовательно, в этих случаях дополнительные константы ζ , K_u (или v_u , B) можно вычислить непосредственно из измеренных значений дренажных упругих констант K и G , пористости и объемных модулей K_f и K_s для жидкости и твердой фазы.

Параметрами, управляющими величиной эффектов, обсужденных в п. 8.2—8.4, являются коэффициенты Пуассона v и v_u (и, в частности, разность между ними), в то время как временные масштабы этих эффектов определяются параметром c . В табл. 2 даны значения v и v_u , затабулированные Райсом и Клири [99] для сплошных пород, полностью насыщенных жидкостью, и данные Райса и Рудницки [123], основанные на теоретических расчетах О'Коннелла и Будянского [132] для твердого тела с коэффициентом Пуассона, равным 0,25, содержащего в единице объема N узких трещинообразных насыщенных жидкостью и сообщающихся пор радиуса r .

В общем случае коэффициент Пуассона, определяющий распространение волны напряжений, находится в интервале между v и v_u , иногда достигая значения v_u . Исследования О'Коннелла и Будянского [132] данных по скоростям распространения волн показывают, что параметр Nr^3 изменялся в пределах от 0,1 до 0,3 в окрестности очага землетрясения Сан-Фернандо в 1971 г. Последние три столбца табл. 2 содержат различные отношения дренажных и недренажных жесткостей пород, которые встречаются в приложениях. Последние две колонки относятся к выражениям величины ζ , данной формулой (7.16) для осесимметричного узкого эллипсоидального включения и формулой (7.15) для сферического

включения; причем ξ вычислялось через параметр v , а ξ_u — через v_u .

Значения коэффициента пьезопроводности c для ненарушенных пород, насыщенных водой, равны $7 \cdot 10^{-6}$ и $2,2 \times 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ для двух образцов гранита и $5,3 \cdot 10^{-4}$ и $1,6 \text{ м}^2/\text{с}$

Таблица 2

Значения коэффициентов Пуассона v и v_u для дренажных и недренажных условий и соответствующие им различные отношения модулей жесткости образцов

	v	v_u	$\frac{1-v}{1-v_u}$	ξ/ξ_u для осесимметричного сплюснутого эллипсоида	ξ/ξ_u для сферы
Ненарушенный образец породы [99]					
Чаркоульский гранит	0,27	0,30	1,04		
Гранит Уэстерли	0,25	0,34	1,14		
Рурский песчаник	0,12	0,31	1,28		
Песчаник Берса	0,20	0,33	1,19		
Глинистый грунт	0,12	0,50	1,76		
Nr^3 [123, 132]					
0	0,25	0,25	1,00	1,00	1,00
0,1	0,21	0,28	1,11	1,06	1,07
0,2	0,17	0,32	1,22	1,12	1,15
0,3	0,12	0,36	1,37	1,20	1,25
0,4	0,08	0,41	1,56	1,29	1,39

Для сплошных образцов результаты взяты из таблицы Райса и Клири [99]. Данные для образцов, зависящих от параметров плотности Nr^3 , заимствованы из таблицы Райса и Рудницки [123], полученной при помощи расчетов, основанных на самосогласованной модели О'Коннелла и Будянского [132] для твердых тел с коэффициентом Пуассона, равным 0,25, содержащих N трещиноподобных пор радиуса r на единицу объема.

для двух образцов песчаника табл. 2 [99]. Однако движение поровой жидкости сквозь породы в полевых условиях, по-видимому, определяется в первую очередь крупномасштабными сочленениями структур и разломами. Действительно, различные полевые наблюдения в сейсмоактивных районах, собранные Андерсоном и Уиткомбом [133], дают значение величины c порядка $1 \text{ м}^2/\text{с}$, хотя измерения, основанные на исследовании реакции среды в окрестности разлома Сан-Андреас, выполненные Ковачем и др. [134], приводят к диапазону изменения этой величины от 0,01 до $0,1 \text{ м}^2/\text{с}$. Как правило,

результаты исследования эффектов поровой жидкости в моделях разрушения приводятся для значений $c = 0,1$ и $1,0 \text{ м}^2/\text{с}$ [11, 123].

Можно ожидать, что параметр c и разность между дренажными и недренажными модулями уменьшаются с глубиной из-за увеличения давления обжатия.

8.2. Поле напряжений, связанное с дислокацией; афтершоковые процессы

Букер [125] построил решение уравнений Био в случае плоских деформаций, вызванных внезапно возникающей единичной дислокацией, соответствующей скольжению моды II при условии несжимаемости среды ($v_u = 0,5$). Райс и Клири [99] обобщили это решение на случай произвольного v_u . Если дислокация, описываемая вектором Бюргерса b_1 , вводится в точке x'_1 , лежащей на оси x_1 в момент времени t' , т. е. перемещение при скольжении имеет вид

$$\Delta u_1(x_1) = b_1 U(x'_1 - x_1) U(t - t'), \quad (8.14)$$

то результирующее касательное напряжение $\sigma_{21}(x_1, x_2, t)$ вдоль оси ($x_2 = 0$) выражается [99] в виде

$$\sigma_{21}(x_1, 0, t) = \frac{G b_1 U(t - t')}{2\pi(1 - v_u)(x_1 - x'_1)} F[(x_1 - x'_1)^2 / 4c(t - t')], \quad (8.15)$$

где

$$F(\lambda) = 1 - \left[1 - \frac{1 - v_u}{1 - v} \right] \frac{1 - e^{-\lambda}}{\lambda}. \quad (8.16)$$

На небольших интервалах времени после введения дислокации функция $F = 1$, в то время как при рассмотрении длинных промежутков времени $F = (1 - v_u)/(1 - v)$, откуда вытекает, что решение, описывающее такой процесс, должно использовать дренажные упругие модули.

Значение такого решения для описания афтершоковых процессов было выявлено Нуrom и Букером [124] и Букером [125]. Например, предположим, что на некотором интервале на оси x_1 внезапно возникает и поддерживается скольжение моды II, которое сопровождается сбросом напряжений $\Delta\sigma (= \sigma_{21}^0 - \sigma_{21}^f)$, причем впоследствии смещение скольжения остается фиксированным во времени. Так как скольжение может рассматриваться в рамках представления о распределенных дислокациях, величина сброса напряжений $\Delta\sigma (= \sigma_{21}^0 - \sigma_{21})$ постепенно уменьшается со временем примерно в $(1 - v_u)/(1 - v)$ раз в пределах области скольжения, но увеличивается вне этой области. Это означает, что полное каса-

тельное напряжение σ_{21} увеличивается со временем внутри области скольжения и уменьшается вне этой области. Последняя зона скорее соответствует картине афтершоковой активности, охватывающей область скольжения, чем (также вероятной) внешней, более нагруженной области. Она развивается во временных масштабах, контролируемым процессом диффузии жидкости в пористой среде.

Величина $(1 - v_u)/(1 - v)$ длиннопериодной части уменьшения сброса напряжений обратно пропорциональна величине, заслуженной в 3-й столбец табл. 2. Эти цифры показывают, что уменьшения на 10—30% весьма типичны. С другой стороны, если область разрушения моделируется в виде круговой сдвиговой трещины, то длиннопериодное уменьшение величины напряжения будет обратно пропорционально величине, заслуженной в 4-м столбце, приводя к уменьшению на 5—15%. В любом случае изменения напряжений, вызывающие афтершоковую активность, представляются важными. Конечно, сами афтершоки изменяют распределение скольжения. Если сброс напряжений на разломе остается постоянным во времени, то полученные цифры означают, что после реализации главного разрыва, моделируемого в виде круговой сдвиговой трещины, возможно еще последующее скольжение на относительную величину 5—20% либо в асеймическом режиме, либо с проявлением афтершоков.

Временной масштаб процесса перераспределения напряжений можно определить путем рассмотрения мгновенного распределения перемещения скольжения (уравнение (5.10))

$$\Delta u_1 = 2(1 - v_u)(\Delta\sigma)_{t=0+} \sqrt{a^2 - x_1^2}/G \quad (8.17)$$

для плоской сдвиговой трещины длины $2a$ и моды II, создающей однородный сброс напряжений $(\Delta\sigma)_{t=0+}$ сразу после разрыва. В целях приближенного вычисления временной зависимости сброса напряжения $\Delta\sigma$ в центре разрыва ($x_1 = 0$) распределение смещений может быть представлено двумя противоположно ориентированными единичными дислокациями, расположенными в точках $x_1 = \pm 2a/\pi$ правой ($0 < x_1 < a$) и левой ($-a < x_1 < 0$) частей непрерывного распределения дислокаций плотности $-d\Delta u_1/dx_1$. Следовательно,

$$\Delta\sigma \approx (\Delta\sigma)_{t=0+} F(a^2/\pi^2 ct). \quad (8.18)$$

Этот результат изображен на рис. 17 в виде зависимости от ct/a^2 безразмерной величины

$$[(\Delta\sigma)_{t=0+} - \Delta\sigma]/[(\Delta\sigma)_{t=0+} - (\Delta\sigma)_{t=\infty}].$$

Уменьшение величины $\Delta\sigma$ происходит быстро в самом начале, и характерное время афтершоковой активности может быть определено как $a^2/14c$, что соответствует половине величины полного уменьшения. Однако этот эффект продолжается в течение длинных периодов времени, причем безразмерная величина напряжения на рис. 17 медленно приближается к единице как $1 - a^2/2\pi^2 ct$ при больших временах. Если в качестве примера взять длину разрыва $2a$ равной 4 км и считать,

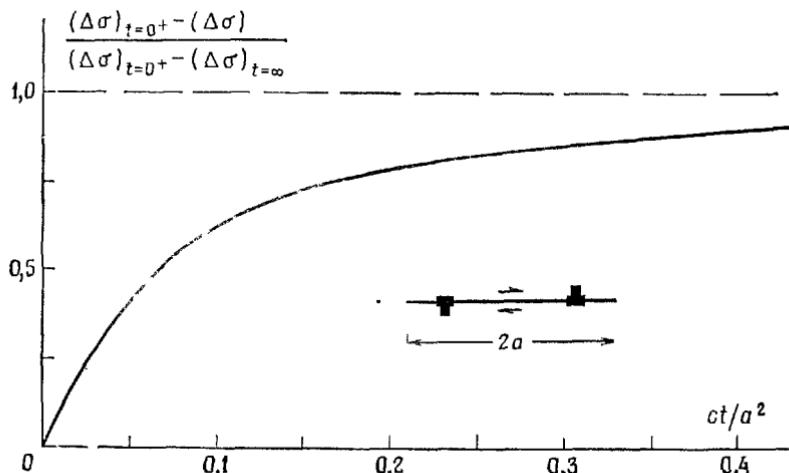


Рис. 17. Зависимость от времени сброса напряжений $\Delta\sigma$ в центре внезапно возникшего сдвигового разлома, где поддерживается постоянный сброс напряжений $(\Delta\sigma)_{t=0+}$ в твердом теле, в котором фильтруется жидкость. Рост во времени общего сдвигового напряжения σ_{21} , действующего в области скольжения, может изменить временной масштаб афтершоковых процессов.

что c лежит в интервале от 0,1 до 1 м²/с, как это предполагалось выше, то характерное время процесса попадает в интервал от 3,5 до 35 дней, хотя форма кривой на рис. 17 предполагает развитие непрерывных эффектов в течение периодов, в несколько раз больших.

8.3. Фильтрационная стабилизация квазистатического распространения сдвиговых трещин

Сложная природа уравнений Био не позволяет получить решения, описывающие реалистические модели трещин, в которых скольжение зарождается в локальной небольшой зоне и затем расширяется (на первом этапе квазистатически) вдоль разлома. Однако простейшая задача о трещине, решенная

Райсом и Саймонсом [75], предполагает существенный эффект стабилизации сдвиговых трещин поровой жидкостью. Они рассмотрели полубесконечную трещину моды II, движущуюся квазистатически с постоянной скоростью v под действием сброса напряжений $\Delta\sigma$, который действует только на расстоянии l за вершиной трещины, где область падения напряжений движется также с постоянной скоростью v . Такая схема моделирует движение трещины конечной длины, сравнимой с l , для которой скольжение прекращается в хвостовом конце трещины.

Пренебрегая вначале влиянием зоны спада прочности в окрестности вершины трещины, Райс и Саймонс показали, что вблизи вершины трещины поле напряжений и деформаций обладает сингулярностью типа величины, обратно пропорциональной корню квадратному из расстояния до вершины трещины, т. е. это поле было точно таким же, как в случае обычного упругого тела с коэффициентом Пуассона, соответствующим дренажной величине v . Кроме того, оказалось, что поровое давление исчезает на вершине трещины. Райс и Саймонс [75] показали, что коэффициент интенсивности напряжений K такого сингулярного поля дается формулой

$$K = K_{\text{ном}} h(vl/c), \quad (8.19)$$

где

$$K_{\text{ном}} = \Delta\sigma \sqrt{8l/\pi} \quad (8.20)$$

— номинальный коэффициент интенсивности, т. е. тот коэффициент, который получается в результате такого же нагружения обычного упругого тела; $h(vl/c)$ — монотонно убывающая функция своего аргумента (определенная интегралом в уравнении (41) статьи [75]), равная единице при $vl/c = 0$ и стремящаяся к $(1 - v_u)/(1 - v)$ при $vl/c \rightarrow \infty$. Этот высокоскоростной предел величины $h(vl/c)$ опять-таки обратно пропорционален отношению жесткостей, указанному в 3-м столбце табл. 2. Для данной модели трещины критерий начала роста трещины имеет вид

$$(1 - v) K^2 / 2G = \mathcal{G}_{\text{ср}}, \quad (8.21)$$

где $\mathcal{G}_{\text{ср}}$ — критическая скорость высвобождения энергии, и, как следует из (8.19), номинальное значение скорости высвобождения энергии, необходимое для движения трещины со скоростью v , есть

$$\mathcal{G}_{\text{ном}} = (1 - v) K_{\text{ном}}^2 / 2G = 4(1 - v) (\Delta\sigma)^2 l / \pi G = \mathcal{G}_{\text{ср}} / [h(vl/c)]^2. \quad (8.22)$$

Следовательно, согласно данной модели, $\mathcal{G}_{\text{ном}} = \mathcal{G}_{\text{ср}}$ при $v = 0^+$, но величина $\mathcal{G}_{\text{ном}}$ должна увеличиваться для того, чтобы продвигать разлом с возрастающей скоростью, и

$$\mathcal{G}_{\text{ном}} \rightarrow [(1 - v)/(1 - v_u)]^2 \mathcal{G}_{\text{ср}} \quad \text{при} \quad vl/c \rightarrow \infty. \quad (8.23)$$

Судя по величинам, затабулированным в табл. 2, это представляет существенный эффект со значениями коэффициента $\mathcal{G}_{\text{ср}}$, колеблющимися в пределах от 1,23 до 1,88 при измене-

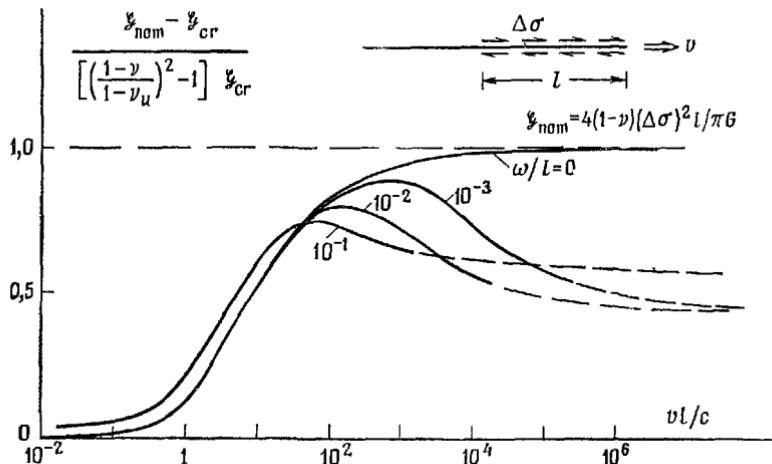


Рис. 18. Номинальная скорость высвобождения энергии $\mathcal{G}_{\text{ном}}$, требуемая для движения сдвиговой трещины моды II со скоростью v в насыщенной жидкостью упругой среде; $\mathcal{G}_{\text{ср}}$ — действительная энергия разрушения; ω — размер зоны скольжения с разупрочнением; $\omega = 0$ соответствует сингулярной модели трещины.

ний величины Nr^3 от 0,1 до 0,3. Результат показан в безразмерной форме как кривая, отмеченная символом $\omega/l = 0$ на рис. 18. (Эта кривая нанесена для значения $(1 - v)/(1 - v_u) = 1,33$, но, изображенная в безразмерной форме, она не слишком чувствительна к выбору численных значений.)

Однако рассмотренный случай сингулярной модели трещины приводит к результатам, которые становятся нереалистичными с физической точки зрения при высоких скоростях (когда масштаб депрессии c/v , связанный с сингулярностью дренажной упругой среды, стремится к нулю); этот случай обсуждался Райсом [135] как один из нескольких примеров, когда баланс энергии в критерии разрушения для сингулярной модели трещины приводит к парадоксальным результатам. Более реалистическая оценка эффекта описывается моделью скольжения с разупрочнением, рассмотренной Райсом

и Саймонсон [75], с учетом постоянного сопротивления в области концевой зоны ω (как показано пунктирной линией на рис. 11). Результаты даны для нескольких значений параметра ω/l ; как видно из рис. 18, этот эффект приводит к появлению пика величины $\mathcal{F}_{\text{пом}}$, необходимого для движения разлома, и грубо говоря, этот пик возникает, когда скорость достаточно велика, чтобы характерный размер депрессии c/v стал сравнимым с ω .

Результаты, изображенные на рис. 18, показывают реальную роль поровой жидкости в стабилизации сдвигового разрыва, которая проявляется в том, что величина $\mathcal{F}_{\text{пом}}$ должна непрерывно увеличиваться, по крайней мере до достижения пика на кривых, чтобы обеспечить движение разлома с увеличивающейся скоростью. Как обнаружили Райс и Саймонс [75], стабилизирующий эффект может быть критическим фактором, обеспечивающим существование процессов медленного распространения скольжения вдоль разломов (временная зависимость сопротивления трения также может быть включена в рассмотрение). Например, Кинг и др. [78] и Нейсон и Уиртмен [136] сообщили, что ползучесть, развивающаяся в разломе Сан-Андреас в центральной части Калифорнии, приводит к скоростям распространения возмущения в интервале от 1 до 10 км/день (иногда быстрее), а длина активной части разрыва изменяется в пределах от 0,1 до 10 км. Так как, по-видимому, между скоростью и длиной разрыва существует обратно пропорциональная зависимость, то наблюдаемые процессы в разломе Сан-Андреас могут соответствовать значениям v/l , изменяющимся приблизительно в пределах от 1 до 10 км²/день. Следовательно, для значений c , предполагаемых выше, эти процессы соответствуют области изменения величины $v/l/c$ между 10 и 10^2 при $c = 1 \text{ м}^2/\text{с}$ и области между 10^2 и 10^3 при $c = 0,1 \text{ м}^2/\text{с}$. Эти диапазоны изменения $v/l/c$ совпадают в общих чертах с тем участком оси переменной $v/l/c$ на рис. 18, для которого эффекты поровой жидкости в стабилизации разрывов должны играть существенную роль, хотя область меньших значений c распространяется за пределы максимума на кривых рис. 18 для модели скольжения с разупрочнением.

Эти результаты предполагают, что крупномасштабные процессы скольжения (см. [57–59]), например, обладают некоторой запредельной устойчивостью за счет наличия поровых жидкостей и что при этом существует возможность умеренного возрастания эффективной энергии разрушения $\mathcal{F}_{\text{пом}}$, по крайней мере вплоть до уровня, соответствующего пику на кривых рис. 18. Это обстоятельство может играть важную роль при возникновении менее резкой неустойчивости, чем

та, которая ожидается при отсутствии эффектов поровой жидкости, а также служить причиной короткопериодных сейсмических предвестников, сопровождающих процесс ускорения ползучести в разломе, приводящий к неустойчивости.

8.4. Эффекты соотношения жесткостей зоны деформационного разупрочнения и окружающего массива

Аналогичные эффекты стабилизации, связанные с поровой жидкостью, предсказаны для модели деформационно разупрочняющегося включения, описанной в разд. 7.3. Как показано на рис. 16, включение становится неустойчивым в точке B' , когда наклон реологической кривой напряжение — деформация для слабого включения уменьшается до величины, равной наклону кривой упругой разгрузки окружающей среды, т. е. G/ξ , где ξ — функция от коэффициента Пуассона окружающего массива и формы включения (уравнения (7.15), (7.16)). При медленных тектонических нагрузлениях вмещающая среда, по предположению, деформируется в дренажном режиме. Однако, когда достигается точка неустойчивости B' , соответствующая дренажному значению ξ , включение не может стать динамически неустойчивым, так как окружающий массив реагирует на быстрые деформации в недренажном режиме и, следовательно, с большим коэффициентом жесткости G/ξ_u , где ξ_u — значение ξ , соответствующее v_u . (Следовательно, отношение недренажной жесткости к дренажной равно величине ξ/ξ_u , которая затащирована в последних двух столбцах табл. 2.) Вместо этого начинает развиваться процесс самоподдерживаемой ползучести в точке B' , который, как можно полагать, в общем случае будет ускоренно приводить к сейсмической неустойчивости, когда наклон реологической кривой включения уменьшится до величины G/ξ_u , однако при некоторых условиях ползучесть может привести к асейсмическому распространению разрыва.

Этот процесс был проанализирован в приближенной форме Райсом [11] и Райсом и Рудницки [123]. Их работа основана на решении, полученном Райсом и др. [127] для нестационарного деформирования насыщенной жидкостью пористой среды, содержащей высокопроницаемое сферическое включение. В условиях сдвигового нагружения и бездилатантного сдвига во включении результирующее возмущение порового давления становится равным нулю внутри включения, однако фильтрационные потоки, которые устанавливаются в окружающей включение среде, содействуют переходу от недренажного режима деформирования к дренажному. Райс и др. [127] показали, что включение при этих условиях де-

формируется однородно, и обобщенное соотношение Эшелби (7.14) имеет вид

$$\gamma_{\text{inc}}(t) - \gamma_{\infty}(t) = \gamma_{\text{inc}}(0) - \gamma_{\infty}(0) + \\ + \frac{1}{G} \int_0^t \{\xi_u + (\xi - \xi_u) f[c(t-t')/a^2]\} [\dot{\tau}_{\infty}(t') - \dot{\tau}_{\text{inc}}(t')] dt', \quad (8.24)$$

где $t = 0$ — момент времени, при котором система находится в равновесии под действием полностью дренажных условий; $f(ct/a^2)$ — функция, которая по определению изменяется (увеличивается) от 0 до 1 с течением времени по аналогии с функцией, изображенной на рис. 17.

Райс и Рудницки [123] получили результаты по деформированию вплоть до неустойчивости деформационно разупрочняющегося включения в предположении, что соотношение между напряжениями и деформациями вблизи предела прочности ($\tau_{\text{inc}} = \tau_p$, $\gamma_{\text{inc}} = \gamma_p$) имеет вид

$$\tau_{\text{inc}} = \tau_p - G(\gamma_{\text{inc}} - \gamma_p)^2/2\lambda, \quad (8.25)$$

где 2λ (которое они взяли равным 0,005, что приблизительно соответствует данным рис. 13) есть характерная ширина пластины максимальной прочности. Они привели результаты для развивающегося во времени деформирования включения в предположении о постоянной скорости тектонических напряжений $\dot{\tau}_{\infty}$ и определили время предвестника t_{pr} как время, в течение которого развивается самоподдерживаемая ускоряющаяся ползучесть от точки B' на рис. 16 до завершающей сейсмической неустойчивости. Для значений $\dot{\tau}_{\infty} = 1$ бар/год, $c = 0,1 \text{ м}^2/\text{с}$ и $\xi/\xi_u = 1,10$ (которые представляются физически разумными, если исходить из табл. 2) Райс и Рудницки нашли, что t_{pr} равно 37 дням для сферического включения радиуса 1 км, 83 дням для радиуса 3 км и 122 дням для радиуса 5 км. Эти значения времени уменьшаются в $1/2$ раза для $c = 1 \text{ м}^2/\text{с}$. Аналогичные оценки t_{pr} для очень уплощенной формы включения в виде эллипсоида вращения с отношением осей 18 : 1 обычно дают значения, уменьшенные в $1/10$ — $1/15$ раза по отношению к значениям для сферического включения. Рост отношения недренажного коэффициента жесткости к дренажному увеличивает, например, период t_{pr} в 3 раза при $\xi/\xi_u = 1,25$. Хотя эти оценки величины t_{pr} изменяются в довольно широких пределах в зависимости от принятых предположений, они, как правило, соответствуют по порядку величины наблюдаемым временным периодам сейсмических предвестников, связанных с образованием разрывов соответствующего масштаба [137, 138].

8.5. Неупругое дилатационное деформирование насыщенных жидкостью твердых тел

Неупругая дилатансия является характерной особенностью деформирования хрупких тел, наблюдаемой в лабораторных условиях при нагрузках вблизи предела прочности образцов [71, 72], а также при сдвиге находящихся в контакте поверхностей горных пород [100]. В обычновенных малопористых породах дилатансия есть следствие процесса раскрытия трещин. Эффекты такого рода, распределенные вдоль областей вблизи разломов, обсуждались в литературе в связи с возможностью их отождествления с источниками сейсмических предвестников в виде изменения различных свойств среды [137—141].

Здесь мы рассмотрим дилатансию насыщенных жидкостью пород и сразу же заметим, что это явление дает возможность другого объяснения стабилизации распространения разрыва, поскольку прочность хрупких пород на начальном этапе большей частью определяется трением и сопротивление за счет трения увеличивается благодаря перетоку поровой жидкости, которому способствует дилатационное деформирование. Этот эффект был впервые обсужден Рейнольдсом [142] в связи с зернистыми материалами. Указанный подход является основным при интерпретации механического поведения грунтов и был продемонстрирован для малопористых насыщенных пород Брэйсом и Мартином [143].

При упругом поведении из уравнения (8.1) следует, что деформация определяется выражением $\sigma_{\alpha\beta} + \zeta r \delta_{\alpha\beta}$, где $0 < \zeta < 1$. Однако обычно принимают, что приращения неупругих деформаций определяются «эффективными», по Терцаги [144], напряжениями $\sigma_{\alpha\beta} + r \delta_{\alpha\beta}$. Райс [145] показал, что такой подход должен применяться, когда неупругость возникает благодаря скольжению с трением по изолированным шероховатым контактам и (или) благодаря росту острых трещин в полностью насыщенной породе. При таких обстоятельствах неупругое изменение $d^p v$ пористости $v (=m/\rho)$ равно неупругой дилатационной деформации. Таким образом, предполагая выполненные обсужденные ранее условия, при которых модули K'_s , K''_s сводятся к объемному модулю K_s для твердого тела, Райс [11] показал, что определяющие соотношения, записанные в (7.1), (7.2), обобщаются на случай насыщенной среды следующим образом:

$$\begin{aligned} dv = d\tau/G + d^p v, \quad d\epsilon = -[d\sigma - (1 - K/K_s) dp]/K + d^p \epsilon, \\ d^p v = [d\tau - \mu(d\sigma - dp)]/h, \quad d^p \epsilon = \beta[d\tau - \mu(d\sigma - dp)]/h. \end{aligned} \quad (8.26)$$

Далее, так же как и в упругом случае, к уравнениям (8.26) необходимо присоединить определяющее соотношение для массы жидкой фазы, которое имеет вид

$$dm/\rho = v \frac{dp}{K_f} - (1 - K/K_s)(d\sigma - dp)/K - v \frac{dp}{K_s} + d^p e. \quad (8.27)$$

Эти уравнения показывают, что для дренажного деформирования (ρ постоянно) при постоянном σ

$$(d\tau/d\gamma)_{dr} = h/[1 + h/G], \quad (8.28)$$

в то время как для недренажного деформирования (m постоянно) при постоянном σ

$$(d\tau/d\gamma)_{undr} = (h + \mu\beta K')/[1 + (h + \mu\beta K')/G], \quad (8.29)$$

где

$$1/K' = 1/K + v/K_f - (1 + v)/K_s. \quad (8.30)$$

Уравнение (8.29) иллюстрирует эффект дилатансонного упрочнения; пластический модуль h для дренажного поведения увеличивается до значения эффективного модуля $h + \mu\beta K'$ для недренажного поведения. Соответствующая скорость развития разрежения в поровой жидкости есть

$$(dp/d\tau)_{undr} = -\beta K'/(h + \mu\beta K'). \quad (8.31)$$

Увеличение касательного сопротивления, которое можно получить этим путем, потенциально велико, так как модуль K' бывает обычно порядка меньшего из значений K или K_f/v . Однако такое увеличение сопротивления ограничивается следующими факторами:

(i) По мере достижения большой степени разрежения в порах увеличивается эффективное сжатие $\sigma - p$, и это обычно приводит к подавлению дилатансии, а при $\beta \rightarrow 0$ эффект исчезает.

(ii) Эффекты разрежения могут достигать такого уровня, что полное поровое давление (первоначальное давление в массиве минус добавка, связанная с разрежением) уменьшается настолько значительно, что происходит фазовый переход и жидкость превращается в пар или растворенные вещества выходят из раствора как газы. В этом случае $K_f \rightarrow 0$. Это означает $K' \rightarrow 0$, что снова ограничивает сопротивление.

(iii) Пластические определяющие модули, соответствующие условиям дренажа, могут значительно уменьшаться при непрерывном деформировании, так что дренажное поведение удовлетворяет условиям локализации неустойчивости, обсужденным в разд. 7.1. Райс [146] показал, что, несмотря на тот факт, что $h + \mu\beta K'$ может быть большим и положительным в таком состоянии, дилатансонное упрочнение тем не

менее становится неустойчивым в том смысле, что любое малое неоднородное возмущение порового давления экспоненциально растет во времени. Отсюда вытекает, что локализационная неустойчивость будет иметь место без дренажа с таким же успехом, как и в условиях дренажа,

Эффекты дилатансии в моделях скольжения с разупрочнением вдоль разлома были показаны на рис. 10. В частности, если скольжение в процессе спада прочности сопровождается дилатационным разрыхлением в течение слишком короткого времени, чтобы наступило полное сглаживание эффекта разрежения порового давления благодаря фильтрации, то эффективное сжимающее напряжение ($-\sigma_{22}$) — p на рис. 10, *a* будет увеличиваться, при этом будут увеличиваться касательное сопротивление и эффективная энергия разрушения.

Оценки влияния дилатансии на распространение сдвиговой трещины с дилатирующей концевой зоной были выполнены Райсом [11] (они основаны на более раннем исследовании [147] аналогичных явлений в глинистых грунтах), а для модели деформирования среды с деформационно разупрочняющимся включением — Райсом и Рудницки [123]. К сожалению, эти вычисления основаны на многих параметрах, реальные значения которых в полевых условиях слишком неопределены. Однако использование этих вычислений даже при минимальных коэффициентах дилатансии, полученных в лабораторных исследованиях [71, 100], показывает сильное влияние дилатансии на стабилизацию процесса разрушения. Эти эффекты входят в класс аналогичных эффектов, связанных с упругим поведением тел и описываемых уравнениями Био, что обсуждалось в п. 8.3 и 8.4.

8.6. Дилатационные эффекты при скольжении с разупрочнением в процессе роста сдвиговой трещины

Чтобы исследовать дилатационный эффект при скольжении по разлому, рассмотрим вначале бесконечный разлом, расположенный в плоскости $x_2 = 0$, и предположим, что имеет место однородное сдвиговое скольжение под действием постоянных сжимающих напряжений ($-\sigma_{22}$). В этом случае $u = u(x_2, t)$, и уравнения (8.9), (8.10) приводят к соотношению

$$c\partial^2 p/\partial x_2^2 = \partial p/\partial t. \quad (8.32)$$

Пусть $H(t)$ — дилатационное раскрытие в разломе. Это раскрытие должно быть скомпенсировано потоком жидкости, так

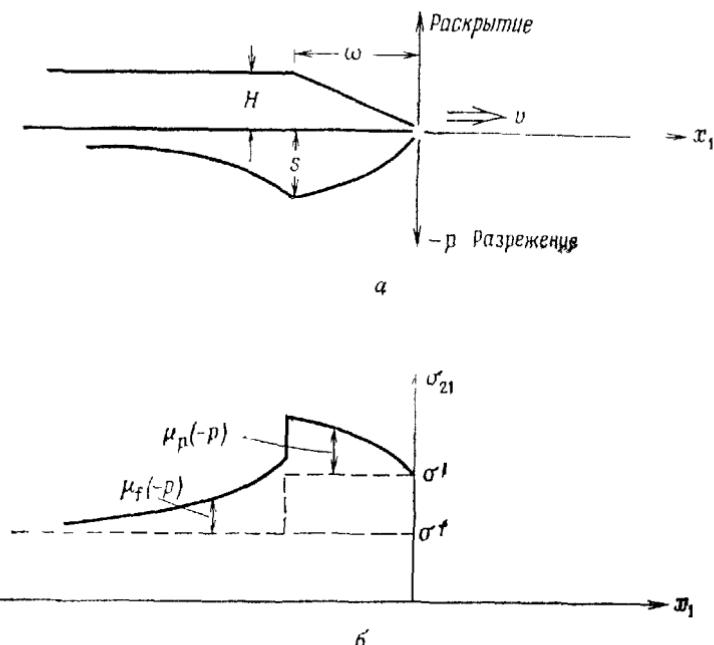


Рис. 19. Эффект дилатантного раскрытия в процессе скольжения по разлому; а — максимальное разрежение s возникает в поровой жидкости; б — напряжение сопротивления скольжения обусловлено величиной $\mu (-p)$, где μ — коэффициент трения.

что граничное условие на плоскости $x_2 = 0$ есть

$$\frac{1}{\rho} [q_2(0^-, t) - q_2(0^+, t)] = \kappa \left[\frac{\partial p}{\partial x_2}(0^+, t) - \frac{\partial p}{\partial x_2}(0^-, t) \right] = \dot{H}(t). \quad (8.33)$$

Решение уравнения фильтрации (8.32) прямо следует из данных граничных условий, и нетрудно найти, что величина разрежения порового давления, возникающего в плоскости разлома, есть

$$-p(0, t) = \frac{c}{2\kappa} \int_{-\infty}^t \frac{\dot{H}(t') dt'}{\sqrt{\pi c(t-t')}}. \quad (8.34)$$

Теперь рассмотрим квазистатическое распространение сдвиговой трещины с постоянной скоростью v (рис. 19, a) и предположим, что дилатационное раскрытие происходит со скоростью Hv/ω внутри зоны скольжения с разупрочнением, так что полное дилатационное раскрытие H реализуется при $x_1 = -\omega$ и затем остается неизменным. Результирующее

распределение порового давления в плоскости разлома можно приближенно оценить по соотношению (8.34); тогда получаем

$$-p = s [U(-\omega_1) \sqrt{-x_1/\omega} - U(-x_1 - \omega) \sqrt{-(x_1 + \omega)/\omega}], \quad (8.35)$$

где U — единичная ступенчатая функция и

$$s = (cH/\kappa\omega) \sqrt{v\omega/\pi c} \quad (8.36)$$

— максимальное разрежение (рис. 19, а). Это распределение могло бы иметь менее резко выраженный максимум, если бы сам разлом представлял собой сильно размытую линию. Эффект разрежения состоит в увеличении касательного сопротивления σ_{21} на величину $\mu(-p)$, где μ — коэффициент трения (т. е. наклон кривых на рис. 10, в, где напряжение трения показано как функция от $-\sigma_{22} - p$), а это означает, что напряжения, требуемые для движения трещины, возрастают.

Райс [11, 147] дал приближенную оценку этого эффекта путем идеализации распределения напряжений в зоне скольжения с разупрочнением в отсутствие разрежения, как показано пунктирной линией на рис. 19, б. Полное касательное сопротивление показано сплошной линией, и коэффициент трения обозначен символом μ_p внутри зоны максимальной прочности и μ_f вне этой зоны. При анализе этой проблемы Райс фактически заменил $\sigma^p - \sigma^f$ на $2/3(\sigma^p - \sigma^f)$ и Δu на $3/2\Delta u$, чтобы сохранить ту же величину энергии разрушения \mathcal{G} при отсутствии подсоса жидкости и сделать размер концевой зоны трещины ω согласующимся с более реалистической его оценкой ω_0 по (6.12) в данном случае. Окружающая среда считалась обычным упругим телом, так что дополнительная стабилизация, вытекающая из уравнения Био (п. 8.3), здесь не учитывалась. Предполагая, что длина всей трещины велика по сравнению с размером ее концевой зоны ω , он нашел

$$\omega = \omega_0 [\sqrt{1 + \beta^2} - \beta]^2, \quad (8.37)$$

где

$$\beta = 3s [\mu_p (1 - \ln 2) - \mu_f \ln 2]/8 (\sigma^p - \sigma^f).$$

Выражение (8.37) представляет собой неявное уравнение, так как β зависит (через s) от ω . Результатирующая скорость вы свобождения энергии \mathcal{G} , требуемая для продвижения разлома с заданной скоростью v (полученной из соответствующего уравнения (22) для K работы [147], а также уравнения (38) работы [11]), выражается в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{G} \approx & (\sigma^p - \sigma^f) \overline{\Delta u} [\sqrt{1 + \beta^2} - \beta]^2 \times \\ & \times \left[1 + \frac{3s}{4(\sigma^p - \sigma^f)} (\mu_p + \mu_f \ln \sqrt{4l/e\omega}) \right]^2, \end{aligned} \quad (8.38)$$

где e — основание натурального логарифма и l — полная длина, на которую распространялась трещина. Для случая неоднородного ускоряющегося распространения представляется разумным выбрать l как длину, на которую распространялся разлом со скоростями, сравнимыми с текущей скоростью. К счастью, зависимость от l не очень сильная.

Этот результат значительно упрощается при $\mu_p = 0,44\mu_f$, что означает $\beta = 0$ и $\omega = \omega_0$. В этом случае, используя уравнения (8.36) и (6.12) с $v = 0,25$, выражение для \mathcal{G} можно переписать в форме

$$\mathcal{G} = (\sigma^p - \sigma^f) \overline{\Delta u} [1 + (\mu_f/\pi) (c/\kappa G) (H/\overline{\Delta u}) \sqrt{v\omega_0/\pi c} \ln(1,9 \sqrt{l/\omega_0})]^2. \quad (8.39)$$

При обсуждении членов, заключенных в квадратные скобки, замечаем, что $H/\overline{\Delta u}$ есть коэффициент дилатансии. Бартон [100] трактует $dH/d(\Delta u)$ при максимуме прочности неотполированных поверхностей горных пород как тангенс дилатационного угла d_n и предполагает, что

$$d_n \approx 10^\circ \lg [(\sigma_1 - \sigma_3)/\sigma_n], \quad (8.40)$$

где σ_n — эффективное нормальное напряжение на разломе и $\sigma_1 - \sigma_3$ — прочность на разрушение при сжатии сплошных образцов контактирующих сред при таком же окружающем напряжении, как в эксперименте со скольжением вдоль разлома. Он предположил, что значения d_n от 1° до 3° будут сохраняться при переходе от скольжения с падением прочности к устойчивому режиму скольжения (правый участок рис. 10, с). Таким образом, если $H/\overline{\Delta u}$ идентифицируется как $1/2 \tan d_n$, то значения $H/\overline{\Delta u}$, равные по крайней мере $0,008 \div 0,026$, вполне вероятны, и это, по-видимому, в 2 или 3 раза больше соответствующих величин при скольжении с большим спадом прочности. Рассмотрим далее следующий численный пример: $H/\overline{\Delta u} = 0,04$ (т. е. $d_n = 4,6^\circ$). Отношение $c/\kappa G$ не зависит от проницаемости и может быть выражено [99] в виде

$$c/\kappa G = 2B^2(1 + v_n)^2(1 - v)/9(1 - v_u)(v_u - v), \quad (8.41)$$

где типичные значения B для малопористых пород [99] составляют от 0,5 до 0,9. Величина B может быть больше в полевых условиях, чем для монолитных образцов пород, благодаря различного рода сочленениям и разломам и имеет максимум, равный 1; здесь использовано значение $B = 0,8$. Выбирая величины v , v_u для $Nr^3 = 0,2$ из табл. 2 в качестве представительных, получим $c/\kappa G = 2,0$.

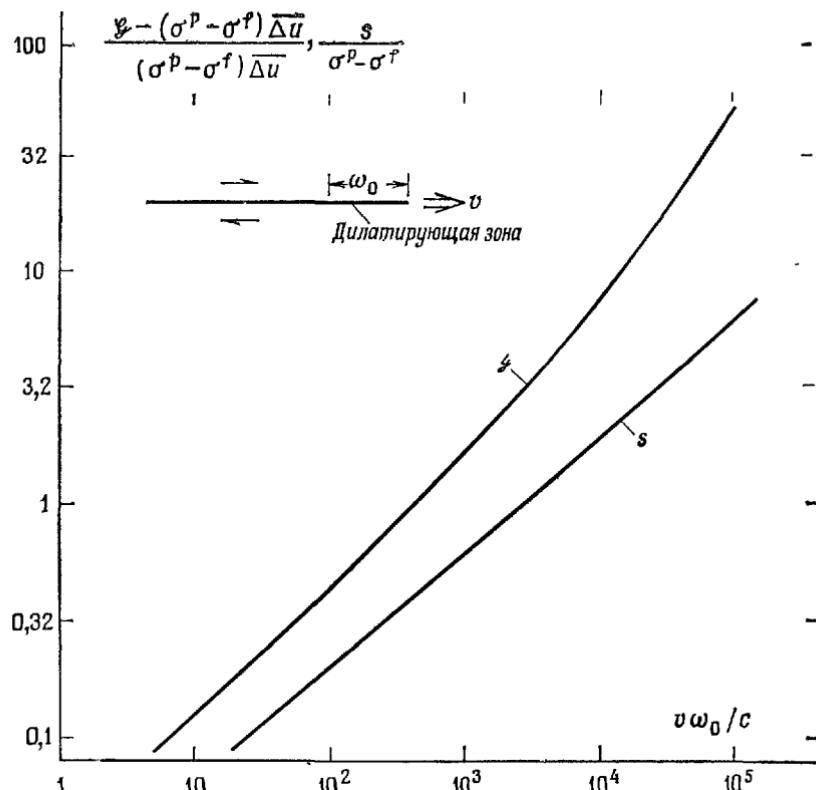


Рис. 20. Энергия разрушения G и максимальное давление разрежения s , необходимые для установившегося распространения сдвиговой трещины благодаря дилатационному упрочнению. При вычислениях принимались значения дилатантного раскрытия $H = 0,04 \Delta u$, длины разрыва $l = 50\omega_0$, коэффициента трения $\mu_f = 0,6$.

Логарифмический член в уравнении (8.39) берется равным 2,6, что соответствует $l = 50\omega_0$ (например, при длине разрыва 5 км размер концевой зоны 100 м). Увеличение или уменьшение в 10 раз величины l/ω_0 приводит к изменению логарифмического члена с 2,6 до 3,7 или до 1,4 соответственно. Следовательно, для рассматриваемого случая с коэффициентом трения $\mu_f = 0,6$ имеем

$$G \approx (\sigma^p - \sigma^f) \Delta u [1 + 0,02 \sqrt{v\omega_0/c}]^2, \quad (8.42)$$

и соответствующее значение максимума разрежения порового давления s есть

$$s = (4/3\pi) (c/\kappa G) (H/\Delta u) (\sigma^p - \sigma^f) \sqrt{v\omega_0/\pi c} \approx 0,02 (\sigma^p - \sigma^f) \sqrt{v\omega_0/c}. \quad (8.43)$$

Полученные зависимости нанесены в виде кривых на рис. 20. Ясно, что вполне возможно очень большое увеличение \mathcal{F} . Зависящий от размера зоны спада прочности ω_0 (оценка которого допускает черезсур широкие пределы, см. п. 6.2) средний интервал на скоростной шкале на рис. 20 (скажем, от 10^2 до 10^4) может соответствовать медленному криповому росту или быстрому распространению трещины, возможно на ранней стадии динамического развития разрыва. Например, если $\omega_0 = 1$ км (наибольшая оценка в п. 6.2), средний интервал на скоростной шкале соответствует величинам от $v = 4$ до 400 км/день. Эта оценка была связана с падением прочности 100 бар (и величиной энергии разрушения 10^6 Дж/м²), так что порядок разрежения порового давления меняется от 20 до 200 бар. Однако если $\omega_0 = 1$ м, то средний интервал скоростной шкалы составляет от 3 до 300 км/мин.

8.7. Дилатансионная упрочняющая стабилизация деформационно-разупрочняющегося разрыва в модели деформирования среды с включением

Исследование дилатансионных эффектов было выполнено Райсом и Рудницки [123], которые применили определяющие уравнения (8.26), (8.27) к модели деформационно-разупрочняющегося включения (рис. 16). Этот анализ дополнил исследование, основанное на упругих эффектах Био при деформировании окружающей среды, которому был посвящен п. 8.4. Включение задавалось сферической формы и по предположению поддерживалось в однородном состоянии, за исключением меняющегося (из-за дилатансионной деформации) давления p . Поток жидкости внутрь включения, необходимый для ослабления непрерывно создаваемого разрежения порового давления, был вычислен в соответствии с решением для произвольно распределенного давления на стенке сферической полости, окруженной упругой насыщенной жидкостью средой [99, 127].

Как и прежде, неустойчивость не может развиться внезапно, при достижении состояния B' на рис. 16, поскольку быстрые деформации включения происходят в недренажном режиме, и, следовательно, они будут более жесткими, чем деформации (дренажные), соответствующие диаграмме напряжение — деформация. Следовательно, при достижении точки B' система переходит в фазу самоускоряющейся ползучести.

Райс и Рудницки моделировали эти процессы, предполагая, что *in situ* дренажное соотношение между напряжениями и деформациями при сдвиге имеет форму, описываемую уравнением (8.25) вблизи максимума, и нашли решение для

изменяющихся во времени деформаций и порового давления внутри включения, вызванных приложенными вдали и возрастающими с постоянной скоростью напряжениями. В исследуемой области изменения параметров было найдено, что избыточное давление разрежения в несколько десятков бар создается только в самом конце предшествующего разрушению периода (который, как и прежде, определяется как интервал времени между состоянием B' и окончательной сейсмической неустойчивостью).

Предполагая скорость тектонического нагружения равной $\dot{\tau}_{\infty} = 1$ бар/год, коэффициент трения $\mu = 0,6$, коэффициент дилатансии $\beta = 0,3$, ширину зоны экстремума кривой напряжение — деформация $2\lambda = 0,005$, сжимаемость жидкости $K_f = 22$ кбар и начальную пористость $v = 0,01$, Райс и Рудницки вычислили время предвестника разрушения $t_{pr} = 55, 230$ и 410 дней при $c = 1 \text{ м}^2/\text{с}$ и радиусах зоны включения $a = 1, 3$ и 5 км соответственно. При $c = 0,1 \text{ м}^2/\text{с}$ соответствующие временные периоды имеют следующие значения: $t_{pr} = 240, 840$ и 1420 дней. Кроме того, уменьшение коэффициента β приводит к примерно пропорциональному уменьшению времени t_{pr} , в то время как для уменьшения периода t_{pr} в два раза требуется уменьшение сжимаемости в 10 раз. Уплощенная форма деформационно-разупрочняющейся зоны, по-видимому, будет отвечать меньшему времени предвестника t_{pr} , как это было установлено для модели в п. 8.4, однако точные оценки t_{pr} для этого случая не были получены.

В противоположность широко распространенным концепциям дилатансионно-диффузионных процессов масштаб времени t_{pr} не будет пропорциональным величине a^2/c . Это связано с тем, что на масштаб времени влияет не только диффузия. Кроме диффузии важную роль играет, в частности, скорость тектонического нагружения, так как она определяет, как далеко находится система от дренажного равновесия, когда наступает стадия самоускоряющейся ползучести. Полученные результаты также не подтверждают концепцию, согласно которой дилатансия должна быть обязательно связана со значительными изменениями скоростей упругих волн в среде, и обратно, отсутствие аномалий в скоростях распространения упругих волн означает отсутствие дилатансии.

Такие эффекты изменения скоростей могут наблюдаться [139], однако, как уже отмечалось, действующее разрежение поровой жидкости, по-видимому, обычно мало, даже если такой механизм окажется способным создать длиннопериодные предвестниковые эффекты для ускоряющейся ползучести. Значительные аномалии скоростей могут возникать, только если разрежение порового давления окажется достаточно

большим, чтобы вызвать в жидкости фазовый переход в парообразное состояние или освободить растворенные в жидкости газы в больших областях горных пород. Рассматриваемая модель предполагает, что такая ситуация может возникнуть только на самой последней стадии предвестника, хотя, возможно, это явление может возникать локально при сильно неоднородных деформациях, которые не учитываются в простой модели однородно деформируемого включения. Возможно, что более прямые доказательства крупномасштабных дилатационных эффектов могут быть найдены при исследовании свойств переноса в среде, например при изучении электро-кинетических эффектов [148, 149], которые очень чувствительны к дилатационному раскрытию трещин, но при этом не требуют обязательной инфильтрации жидкой фазы.

ЧАСТЬ III. ТЕКТОНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ПРИВОДЯЩИЕ К НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ОЧАГЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

9. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ И ВРЕМЕННАЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ СЕЙСМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ И ВЯЗКОЕ СЦЕПЛЕНИЕ МЕЖДУ ЛИТОСФЕРОЙ И АСТЕНОСФЕРОЙ

Рассмотренные в ч. II модели механической неустойчивости среды, приводящей к землетрясениям, носят локальный характер. Во всех этих моделях в той или иной форме предполагается, что фокальная область окружена упругой средой, находящейся под действием однородного поля тектонических напряжений, которые возрастают с некоторой постоянной скоростью, приводя в конце концов к возникновению неустойчивости. Механическая неустойчивость может развиваться на фоне стационарного скольжения по разлому (п. 6.1) или неупругого деформирования (п. 7.3) среды в фокальной области в результате изменения во времени силы трения скольжения (п. 6.4) и (или) механического взаимодействия кристаллических пород с поровой жидкостью (разд. 8). Локальные модели очага землетрясения составляют основу для описания относительно кратковременных предвестников землетрясений в окрестности фокальной зоны. Однако для понимания более длительных и крупномасштабных процессов полезно несколько подробнее рассмотреть сами тектонические поля напряжений. Тектонические напряжения, безусловно, связаны с крупномасштабными движениями литосферных плит, которым сопутствуют некоторые комбинации устойчивого скольжения и скачкообразных хрупких разрушений, т. е. землетрясений вдоль границ плит или сейсмических поясов.

Здесь мы рассмотрим временную и пространственную зависимость напряженного состояния земной коры, обусловленную взаимодействием существенно упругой литосфера с подстилающей астеносферой, которая при длительном воздействии напряжений ведет себя подобно вязкой жидкости. Такое взаимодействие литосферы и астеносферы, по-видимому, дает ключ к пониманию времен повторяемости катастрофических землетрясений, равно как и передачи сейсмической активности вдоль сейсмических поясов, а также нарастания во времени напряжений, приводящих к разрушению в асейсмичных зонах, которые не «приспособились» аналогично сосед-

ним по сейсмическому поясу областям к данному направлению движения плит.

Некоторые аспекты такого вязкоупругого взаимодействия были учтены в моделях, предложенных Будянским и Амазиго [13] для проблемы периодической повторяемости катастрофических землетрясений. Они исследовали модель сбросового скольжения по продольному разлому бесконечной длины, который рассекает по вертикали литосферу от поверхности Земли, причем все смещения вдоль направления сброса одинаковы, как будто длина разлома на поверхности бесконечна, а образующийся уступ однороден (т. е. рассматривалась двумерная модель трещины моды III). Будянский и Амазиго пре-небрегали сцеплением литосферы с астеносферой и вместо этого приближенно моделировали эффекты ползучести, считая, что кора ведет себя подобно однородному линейному вязкоупругому телу Максвелла (последовательное соединение упругого и вязкого элементов). Более реалистической является трактовка взаимодействия, согласно которой упругая плиза при заданных граничных условиях в скоростях сцеплена с подстилающим ее вязкоупругим субстратом. Эта модель развивалась далее Сэвиджем и Прескоттом [150] для распределенной модели разлома, а также в работах [14, 151] моделями трещины с заданным сбросом напряжений.

Как впервые отмечено в простой модели Будянского и Амазиго [13], этот класс моделей обладает реакцией типа предельного цикла колебаний, состоящего из бесконечно повторяющейся последовательности сейсмических сбросов напряжений при быстром скольжении по разлому, которое приводит к перераспределению напряжений вниз к астеносфере, вызывая там быструю ползучесть материала. Последняя постепенно поглощает скольжение в зоне разлома и при непрерывном движении плит вновь нагружает разлом, после чего цикл повторяется снова. Кроме того, сопоставление моделей с фактическими данными о скоростях движения плит, сбросах напряжения и временах повторяемости землетрясений, а также с наблюдениями за поверхностными постсейсмическими деформациями позволяет приблизительно оценить реологические параметры астеносферы.

Например, Нур и Мавко в работе [152] обобщили решение Рыбицкого [153] для распределения дислокаций в слоистой упругой среде на случай вязкоупругой реологии и предсказали характер постсейсмических деформаций, возникающих благодаря вязкоупругому сцеплению с однородной максвелловской астеносферой. Сопоставление теоретических результатов с поверхностными деформациями, наблюдавшимися после землетрясения 1946 г. в Нанкайдо, позволило

оценить вязкость η астеносферы в $5 \cdot 10^{18}$ Па·с ($5 \cdot 10^{19}$ Пз), а время релаксации $\tau = \eta/G$ — примерно в 5 лет. Эта оценка вязкости находится в диапазоне величин $4 \cdot 10^{18} \div 6 \cdot 10^{20}$ Па·с ($4 \cdot 10^{19} \div 6 \cdot 10^{21}$ Пз), полученных Мак-Коннеллом [154] по данным о поднятии Фенноскандии, однако оказывается несколько ниже последних оценок вязкости астеносферы $4 \cdot 10^{19}$ Па·с ($4 \cdot 10^{20}$ Пз) по данным Кэтлеса [155] и Стейси [25] и также по весьма приближенным оценкам Стейси [25], основанным на энергетическом балансе движения плит под океанической [$3 \cdot 10^{19}$ Па·с ($3 \cdot 10^{20}$ Пз)] и континентальной [$5 \cdot 10^{20}$ Па·с ($5 \cdot 10^{20}$ Пз)] корой. Однако, как было отмечено в несколько ином контексте Рудницки [8], если действительная реология астеносферы нелинейно-вязкая [25, 156], то линейно-вязкая модель при несколько уменьшенной эффективной вязкости может приблизенно описывать реакцию астеносферы на большие изменения напряжений, вызываемые катастрофическими землетрясениями.

Согласно только что отмеченным моделям циклов землетрясений, учитываются вариации во времени уровней напряжений в коре, однако пренебрегается их пространственной неоднородностью. Фактически изучение землетрясений вдоль больших участков сейсмоактивных поясов приводит к заключению, что, возможно, существует вполне определенная и закономерная картина пространственного распределения областей накопления и разгрузки напряжений, так что нарастание напряжений в одном сегменте данного сейсмического пояса происходит не независимо, а сильно связано с меняющейся во времени передачей напряжений от соседних сегментов, в которых произошли разрывы. Этот вывод, по-видимому, особенно справедлив для наблюдаемой последовательности сильных землетрясений (с магнитудой 7 и более), изученной для северо-запада Циркумтихоокеанского пояса Федотовым [157] и Моги [158, 159], а для северной части Анатолийского разлома в Турции — Рихтером [160], Моги [159] и Амбрасейсом [161]. Последовательные крупные разрывы, простирающиеся на расстояния порядка 200 км вдоль земной поверхности, стремятся упираться друг в друга, а не перекрывать друг друга; например, из наблюдений Моги [158] следует, что Циркумтихоокеанский пояс покрыт практически непрерывно зонами афтершоков от сильных мелкофокусных землетрясений без заметного перекрытия соседних областей афтершоков.

Хотя соответствие сейсмологических данных простой модели распространения напряжений по литосфере далеко от совершенства, все же наблюдения показывают, что фронт «спускового» механизма сильных землетрясений вдоль сейсмических поясов распространяется со скоростью порядка

50—100 км/год (в пренебрежении скачкообразными бросками в ходе самих индивидуальных землетрясений) для северной части Анатолийской зоны и 150—270 км/год для Циркумтихоокеанского пояса [159].

Сэвидж [162] высказал гипотезу о существовании распространяющейся криповской волны напряжений, которая играет роль спускового механизма для главных разрывов вдоль северо-восточной окраины Тихого океана. Кроме того, Шольц [163] в своем анализе различных наблюдений перед землетрясением 1975 г. в Хайчэне получил убедительные доказательства распространения «фронта деформаций» шириной (в терминах «сейсмической активности») порядка 100—300 км, который прошел расстояние приблизительно в 1000 км через Северо-Восточную часть Китая со скоростью около 110 км/год.

Наиболее ярким проявлением процесса распространения фронта напряжений и деформаций являются последовательности крупных разрывов в земной коре, в то время как сейсмическая активность меньшей амплитуды, по-видимому, развивается более хаотическим путем [159]. Таким образом, проясняется картина строения границ литосферных плит или сейсмических поясов Земли, которые оказываются разбитыми на отдельные крупные сегменты рассекающими кору разломами в результате процесса, аналогичного процессу распространения трещин. Другими словами, приспособливание границ литосферы к заданному относительному движению плит, по-видимому, происходит в пространстве не случайным образом, а посредством наращивания напряжений до достижения неустойчивости и последующей разгрузки. Вернее, интенсификация напряжений диктуется, по-видимому, крупномасштабными процессами скольжения смежных сегментов сейсмического пояса, которые, хотя и приводят к локальному снижению напряжений в данном месте, тем не менее передают напряжения, а следовательно, и новые порции сейсмической активности к соседним сегментам.

Наиболее вероятным фактором, определяющим временной масштаб этих процессов, является, несомненно, вязкое сцепление между литосферой и астеносферой. Простая модель Эльзассера [164] в виде полубесконечной упругой плиты, лежащей на вязком слое, показывает, что равномерный сброс напряжений вдоль границы плиты создаст деформационные волны разгрузки напряжений, которые распространяются по плите, подчиняясь диффузионным закономерностям. Этот процесс, как отмечали Ботт и Дин [165] и Андерсон [12], может послужить механизмом, посредством которого изменения напряжений, а следовательно, и сейсмическая активность передаются вдоль границ плит.

Рассмотрим для примера разрыв протяженного, но конечного сегмента коры в результате сильного землетрясения. Внезапный сброс напряжений вдоль разлома вызывает волны напряжений как в верхних слоях астеносферы, так и в секторах, прилегающих к границам плиты. Но по мере релаксации астеносферы во времени большая часть возмущения напряжений смещается в сторону соседних сегментов границы плиты, что приводит к увеличению скорости тектонического нагружения этих сегментов, делая их вероятными местами для последующих крупных разрывов.

Этот процесс достаточно сложен для описания в математических терминах. Приближенная математическая постановка этого процесса, приводимая в разд. 10, основана на обобщении модели Эльзассера, которое недавно было использовано Ленером и др. [166] для анализа зависящих от времени тектонических нагрузжений коры после крупных разрывов или ассоциированных с распространением в литосфере деформационных фронтов, обсуждаемых в работах Сэвиджа [162] и Шольца [163].

Рассматриваемая модель имеет отношение также к описанию процесса тектонического нагружения асейсмичных зон, соседствующих с крупными разрывами вдоль активных сейсмических поясов. Такие зоны являются объектами пристального внимания исследователей в связи с их повышенной сейсмоопасностью [15]. Эти зоны, вероятнее всего, могут быть нагружены до высоких уровней напряжений во время разрыва соседних сегментов сейсмического пояса, и процесс релаксации астеносферы будет вызывать в асейсмичных зонах повышенную скорость нарастания напряжений по сравнению со средними скоростями тектонического нагружения.

10. ОБОБЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЬЗАССЕРА И ПРОЦЕСС НАГРУЖЕНИЯ, СВЯЗАННЫЙ С КРУПНЫМИ РАЗРЫВАМИ

Рассмотрим упругую литосферную плиту постоянной толщины H , которая лежит на вязкоупругой астеносфере; x_1, x_2 — координаты плоскости верхней поверхности плиты. Введем средние по поперечному сечению плиты напряжения по формуле

$$\sigma_{\alpha\beta}(x_1, x_2) = \frac{1}{H} \int_{-H}^0 \sigma_{\alpha\beta}(x_1, x_2, x_3) dx_3. \quad (10.1)$$

Тогда трехмерные уравнения равновесия в терминах осредненных напряжений сводятся к следующим:

$$\frac{\partial \sigma_{\alpha\beta}}{\partial x_\alpha} = \tau_\beta / H, \quad \alpha, \beta = 1, 2, \quad (10.2)$$

где $\tau_\beta = \sigma_{3\beta}(x_1, x_2, -H)$ — касательные напряжения, действующие на нижней границе плиты в направлении, противоположном ориентации координаты β . Обозначим через $u_\alpha(x_1, x_2)$, $\alpha = 1, 2$, соответствующие осредненные по поперечному сечению плиты перемещения в плоскости (x_1, x_2) . В этом случае «двумерные» соотношения между осредненными напряжениями и градиентами осредненных перемещений можно записать в форме

$$\sigma_{\alpha\beta} = G \{ \delta u_\alpha / \delta x_\beta + \delta u_\beta / \delta x_\alpha + [2\nu / (1 - \nu)] \delta_{\alpha\beta} \delta u_y / \delta x_y \}. \quad (10.3)$$

Это уравнение следует из обычных трехмерных соотношений, связывающих напряжения и деформации для изотропного тела, в предположении, что изменения осредненных по толщине напряжений σ_{33} в процессе деформирования пренебрежимо малы. Это предположение справедливо при возмущениях в литосфере с длиной волны, сравнимой или превышающей толщину плиты H . Что касается возмущений с очень короткими длинами волн (например, связанными с трещинами или дислокациями внутри плит), то сравнение решений для состояний плоских напряжений и плоской деформации (пределный случай отсутствия поперечных деформаций) показывает, что ошибки в вычислении осредненных полей обычно оказываются малыми и имеют порядок $\nu^2 \approx 10\%$.

В модели Эльзассера [164] (сформулированной для одно- или двумерных полей смещений) принимается, что

$$\tau_\alpha = \eta \dot{u}_\alpha / h, \quad (10.4)$$

где h — толщина астеносферы, η — ее средняя вязкость. Указанное допущение основано на широко распространенном представлении об астеносфере [25, 155] как о канале толщиной порядка H с резко пониженной вязкостью по сравнению с литосферой и подстилающей мантией. Другими словами, в модели Эльзассера множитель η/h считается параметром эффективного сцепления между мантией и литосферой, хотя этот параметр должен зависеть от длины волны преобладающего возмущения. Мелош [156] вместо уравнения (10.4) принимает соотношение с нелинейной зависимостью по вязкости, однако в рассматриваемых здесь вопросах и приложениях нелинейностью пренебрегается.

Слабость модели Эльзассера заключается в том, что на очень быстрые нагрузки астеносфера реагирует скорее как упругое тело, и необходимая поправка может быть просто введена, если использовать максвелловскую реологическую схему вязкоупругого тела

$$\dot{\tau}_\alpha b/G + \tau_\alpha h/\eta = \dot{u}_\alpha. \quad (10.5)$$

В этом случае величина $\tau_a = Gu_\alpha/b$ означает сопротивление астеносфера при мгновенном смещении u_α . Это выражение менее подходящее, чем соответствующее выражение для вязкой компоненты сопротивления. Ленер и др. [166] показали, что при выборе величины $b \approx (\pi/4)^2 H$ рассматриваемая модель плиты приводит к тем же соотношениям между равномерным по толщине литосфере сбросом напряжений $\Delta\sigma$ и мгновенным смещением Δu , которые устанавливаются для случая трещины моды III, расположенной в однородном упругом полупространстве с модулем упругости G . (Однако мгновенные смещения все же слишком быстро ослабляются в направлении, перпендикулярном разлому.)

Комбинируя уравнения (10.2), (10.3), (10.5), получим, что осредненные по толщине плиты смещения описываются уравнением

$$(\alpha + \beta \partial/\partial t) \{ \partial^2 u_y / \partial x_\rho \partial x_\rho + [(1 + \nu)/(1 - \nu)] \partial^2 u_\rho / \partial x_\rho \partial x_y \} = \partial u_y / \partial t, \quad \nu, \rho = 1, 2, \quad (10.6)$$

где

$$\alpha = hHG/\eta, \quad \beta = bH. \quad (10.7)$$

Параметр α есть коэффициент диффузии. Выбирая $h = 100$ км [25, 155], $G = 5.5 \cdot 10^{10}$ Па ($5.5 \cdot 10^{11}$ дин/см²) в качестве среднего модуля сдвига для литосферы [25], $H = 90$ км в качестве средней толщины земной литосферы (включая океаническую и континентальную части) [25] и используя диапазон значений вязкости η от $5 \cdot 10^{18}$ Па·с ($5 \cdot 10^{19}$ Пз) [152] до $4 \cdot 10^{19}$ Па·с ($4 \cdot 10^{20}$ Пз) [155], получим

$$\alpha \approx 3 \cdot 10^3 \div 3 \cdot 10^2 \text{ км}^2/\text{год}. \quad (10.8)$$

Выбирая, как было указано выше, параметр $b \approx (\pi/4)^2 H$, получим

$$\sqrt{\beta} \approx 70 \text{ км}, \quad (10.9)$$

причем характерное время релаксации для модели Максвелла будет

$$\beta/\alpha \approx 1.5 \div 15 \text{ лет}. \quad (10.10)$$

Для интервалов времени, намного превышающих это время релаксации, максвелловская модель вязкоупругой астеносферы может быть заменена чисто вязкой моделью Эльзассера.

10.1. Отклик на внезапный сброс напряжений и скольжения вдоль сегментов по границе плит

Рассмотрим очень протяженный участок границы плиты, совпадающей с осью x_1 , и предположим, что сброс происходит равномерно вдоль этой границы, так что $u = u(x_2, t)$.

Уравнения для компонент u_1 , u_2 в этом случае разделяются:

$$(\alpha + \beta \partial / \partial t) (\partial^2 / \partial x_2^2) [u_1, 2u_2 / (1 - v)] = (\partial / \partial t) [u_1, u_2]. \quad (10.11)$$

Если скольжение по разлому имеет характер сброса, то только u_1 не равна нулю и связана с разностью напряжений¹⁾ соотношением

$$\sigma_{21} - \sigma_{21}^0 = G \partial u_1 / \partial x_2. \quad (10.12)$$

Для скольжения по разлому типа надвига, который рассматривается как нормальный разрыв смещения Δu_2 , возникший внутри плосконапряженной плиты, единственная ненулевая компонента перемещения u_2 выражается через сброс напряжений $\Delta \sigma_{22}$ следующим образом:

$$\sigma_{22} - \sigma_{22}^0 = [2G/(1 - v)] \partial u_2 / \partial x_2. \quad (10.13)$$

Уравнения (10.11)–(10.13) могут быть решены при помощи преобразования Лапласа. Это было проделано для случая скольжения по разлому. Соответствующее решение для скольжения надвигового типа может быть построено простой заменой переменных. Пусть

$$\hat{u}_1(x_2, s) = \int_0^\infty u_1(x_2, t) e^{-st} dt. \quad (10.14)$$

Тогда, если $\Delta \hat{u}_1(s)$ — преобразование Лапласа от смещения скольжения по разлому, то для $x_2 > 0$ получим соотношения

$$\begin{aligned} \hat{u}_1(x_2, s) &= [\Delta \hat{u}_1(s)/2] \exp[-\lambda(s)x_2], \\ \hat{\sigma}_{21}(x_2, s) - \hat{\sigma}_{21}^0(x_2, s) &= -\lambda(s) G [\Delta \hat{u}_1(s)/2] \exp[-\lambda(s)x_2], \end{aligned} \quad (10.15)$$

где

$$\lambda(s) = \sqrt{s/(\alpha + \beta s)}. \quad (10.16)$$

Таким образом, сброс напряжений $\Delta \sigma_1(t) = \sigma_{21}^0(0, t) - \sigma_{21}(0, t)$ связан с подвижкой $\Delta u_1(t)$ уравнением

$$\Delta \hat{\sigma}_1(s) = G \lambda(s) \Delta \hat{u}_1(s)/2. \quad (10.17)$$

Представляют интерес следующие случаи:

(i) Если на границе плиты задается ступенчатая функция скольжения $\Delta u_1 U(t)$, где Δu_1 — постоянная величина, а в дальнейшем скольжения на границе нет, то стандартная

¹⁾ Имеется в виду отклонение напряжений от невозмущенного поля $\sigma^0(x_2, t)$, которое возникло в плите до образования разрыва в результате тектонических процессов.

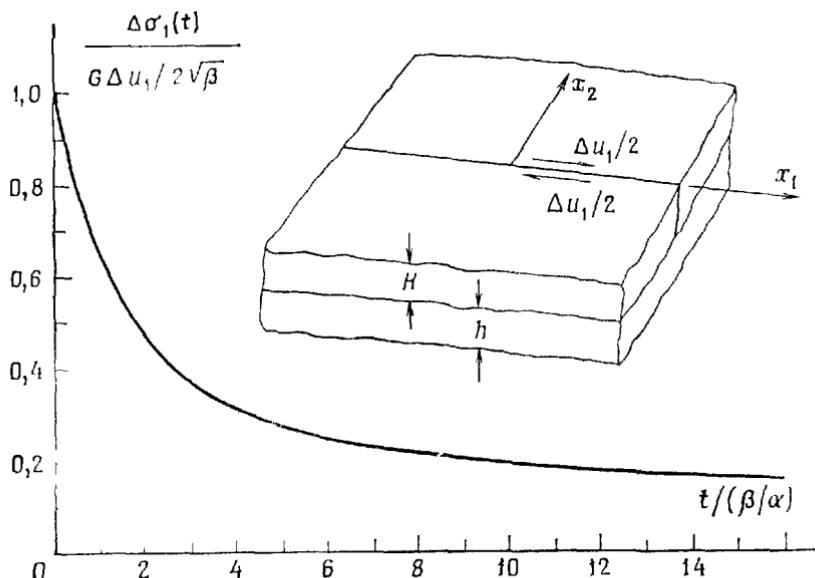


Рис. 21. Осредненный по толщине сброс касательных напряжений $\Delta\sigma_1(t)$, связанный с внезапным средним по толщине смещением Δu_1 , которое имеет место в момент времени $t = 0$ и поддерживается фиксированным в последующее время на бесконечно протяженной границе продольного разлома; $\sqrt{\beta} \approx \pi H/4 \approx 70$ км, β/α (максвеллово время релаксации) равно примерно 1,5 года для $\eta = 5 \cdot 10^{18}$ Па·с и равно 15 годам для $\eta = 5 \cdot 10^{19}$ Па·с.

процедура обратного преобразования Лапласа показывает, что величина сброса напряжений определяется уравнением

$$\Delta\sigma_1(t) = [G \Delta u_1 / 2 \sqrt{\beta}] \exp(-at/2\beta) I_0(at/2\beta), \quad (10.18)$$

где $I_0(\dots)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка и $I_0(0) = 1$. Для больших промежутков времени (т.е. при $t \gg \beta/\alpha \approx 1,5 \div 15$ лет, уравнение (10.10)) это выражение сводится к соотношению

$$\Delta\sigma_1(t) = G \Delta u_1 / 2 \sqrt{\pi at}, \quad (10.19)$$

которое будет справедливым для любых интервалов времени в рамках простой модели Эльзассера (т. е. для $\beta = 0$). Решение, которое дается выражением (10.18), изображено на рис. 21, где ось времени нормирована максвелловским временем релаксации.

Перемещение точек внутри плиты $u_1(x_2, t)$ дается сложным интегралом, но для больших промежутков времени этот

интеграл сводится к выражению

$$u_1(x_2, t) = (\Delta u_1/2) \operatorname{erfc}[x_2/2\sqrt{at}], \quad (10.20)$$

которое показывает, что скольжение распространяется внутрь плиты подобно диффузионной волне. Среднее расстояние x_2 , на которое проникает возмущение (соответствующее $\operatorname{erfc}[x_2/2\sqrt{at}] = 0,5$), примерно равно $2\sqrt{at}$, а область, в которой сконцентрированы основные деформации, имеет ширину примерно $3\sqrt{at}$ с центром в указанной координате x_2 . Таким образом, если, например, использовать нижнюю оценку вязкости, то расстояние x_2 , на которое проникает волна напряжений, примерно равно 70 км для $t = 0,5$ года, 100 км для 1 года, 170 км для 3 лет, 320 км для 10 лет и 1000 км для 100 лет, причем расстояние x_2 уменьшается в три раза при верхней оценке вязкости. Эти цифры иллюстрируют процесс перераспределения напряжений, вызванного сильным землетрясением, по литосфере и коре. Для границ надвигового типа уравнение (10.11) показывает, что α следует заменить на $2\alpha/(1 - v)$, так что расстояние, на которое распространялось возмущение x_2 , в этом случае увеличивается примерно в 1,6 раз в любой заданный момент времени.

Величина сброса напряжений на границе плиты $\Delta\sigma_1(t)$ уменьшается до нуля для больших интервалов времени, так как астеносфера в конце концов релаксирует полностью и оказывается неспособной поддерживать сбросы напряжений. Это является недостатком модели бесконечно протяженного разлома. Действительный сброс напряжений, соответствующий большим интервалам времени, должен отождествляться с разностью напряжений $\Delta\sigma_1$ в плите, которая не связана с основанием литосферы и соответствует той же величине скольжения. Поскольку реальные длины разрывов литосферы при сильных землетрясениях редко превышают несколько толщин плиты H , то величина остаточных напряжений $\Delta\sigma_1$, соответствующих большим интервалам времени, должна быть того же порядка, но несколько меньше, чем первоначальный сброс напряжений. С другой стороны, для цепочки последовательных сильных землетрясений за относительно короткий промежуток времени по сравнению с временем повторяемости землетрясений модель бесконечного разлома оказывается применимой лишь в первом приближении.

Несмотря на указанные недостатки, решение все-таки иллюстрирует эффекты сцепления литосферы с астеносферой, в результате чего напряжения, сброшенные на границе плиты во время землетрясения, восстанавливаются по мере развития процесса релаксации. Другими словами, напряжение σ_2

растет во времени с самого начала несколько быстрее, чем убывает сброс напряжения $\Delta\sigma_1$. Этот эффект аналогичен эффекту поровой жидкости, обсужденному в п. 8.1, хотя, как правило, с большим масштабом времени (аналогично определенное характерное время для этого процесса примерно равно $1,8\beta/\alpha \approx 2,7 \div 27$ лет) и, может быть, важным фактором, вызывающим афтершоки, следующие за сильным землетрясением.

(ii) Дополнительная задача, которая исследовалась Эльзассером [164] и Боттом и Дином [165], формулируется для случая постоянства сбрасываемых на границе напряжений $\Delta\sigma_1$. В этом случае решение, полученное обратным преобразованием Лапласа выражения (10.17), относительно скольжения на границе плиты имеет вид

$$\Delta u_1(t) = [2\Delta\sigma_1 \sqrt{\beta/G}] \exp(-at/2\beta) \times \\ \times [(1 + at/\beta) I_0(at/2\beta) + (at/\beta) I_1(at/2\beta)], \quad (10.21)$$

где $I_1(z) = dI_0(z)/dz$. Для больших интервалов времени это выражение сводится к соотношению

$$\Delta u_1(t) = (4\Delta\sigma_1/G) \sqrt{at/\pi}, \quad (10.22)$$

которое совпадает с решением Эльзассера [164]; оно применимо для любых промежутков времени, если $\beta = 0$. Соответствующее длиннопериодное решение для процесса распространения возмущения напряжений вдоль плиты записывается в форме

$$\sigma_{21}^0 - \sigma_{21} = \Delta\sigma_1 \operatorname{erfc}(x_2/2\sqrt{at}). \quad (10.23)$$

Оно отражает ту же самую эволюцию во времени возмущения, которая обсуждалась ранее.

Это решение нереалистично в том смысле, что допускает наличие скольжения на границе плит в течение всей временной последовательности. Однако если увеличение прочности, следующее за разрывом, происходит не быстрее характерных времен, определяемых решением, то некоторое приложенное постсейсмическое скольжение на границе плит в действительности может иметь место. При дальнейшей разработке данной проблемы необходимо описать временную зависимость процесса восстановления прочности после разрыва с большими подробностями, чем это возможно в настоящее время.

10.2. Модель распространения деформационного фронта

Ленер и др. [166] применили обобщенную модель Эльзассера к анализу процесса распространения деформационных фронтов через кору и литосферу. Они показали, что опреде-

ляющие уравнения (10.6) в случае сбросового скольжения можно заменить более простым уравнением расщепленной модели

$$(\alpha + \beta \partial / \partial t) [(1 + \nu)^2 \partial^2 u_1 / \partial x_1^2 + \partial^2 u_1 / \partial x_2^2] = \partial u_1 / \partial t \quad (10.24)$$

для u_1 , которая связана с разностью напряжений соотношением (10.12). Они показали, что решения данного уравнения близко воспроизводят решения уравнения (10.6), которые связывают произвольные распределения величины $\Delta u_1(x_1, t)$ вдоль границы плиты с соответствующими распределениями сброса напряжений $\Delta \sigma_1(x_1, t)$. Указанное соответствие выполняется точно в пределе коротковолновых и длинноволновых возмущений, а также во всех случаях, для которых основание плиты прорелаксировало ($\tau_\alpha = 0$). Модельное уравнение с аналогичными особенностями для случая границ надвигового типа имеет вид [166]

$$\begin{aligned} (\alpha + \beta \partial / \partial t) \{ & [(1 + \nu)^2 (1 - \nu)/2] \partial^2 u_2 / \partial x_1^2 + \\ & + [2/(1 - \nu)] \partial^2 u_2 / \partial x_2^2 \} = \partial u_2 / \partial t, \end{aligned} \quad (10.25)$$

где смещения u_2 связаны с разностью напряжений $\sigma_{22} - \sigma_{22}^0$ соотношением (10.13).

Ленер и др. [166] моделируют процесс распространения деформационных фронтов сбросового скольжения путем определения решения уравнения (10.24) в форме установившегося движения $u_1 = u_1(x_1 - vt, x_2)$, соответствующего равномерному движению дислокаций и трещин при заданных сбросах напряжений. Эта работа предназначена для проверки гипотезы о том, что вязкое сцепление между литосферой и астеносферой может контролировать характер распределения во времени и пространстве цепочки последовательных сильных землетрясений и деформаций коры, обсуждавшихся в разд. 9. Полученные подробные решения оказываются достаточно сложными. Здесь эти результаты излагаются только для случая зоны длиной l , которая движется равномерно вдоль границы плиты, моделируя распространение прерывистого скольжения, и поддерживает постоянный уровень средних сбрасываемых напряжений $\Delta\sigma$. Для простоты анализа задача формулируется так же, как и в случае, обсужденном в п. 8.3, т. е. предполагается, что постоянная разность напряжений $\Delta\sigma$ действует только на отрезке длиной l в окрестности вершины равномерно движущейся полубесконечной трещины моды II (см. вставку на рис. 22).

Мера концентрации напряжений в окрестности вершины распространяющейся зоны определяется на основе модели трещины моды II коэффициентом интенсивности, который

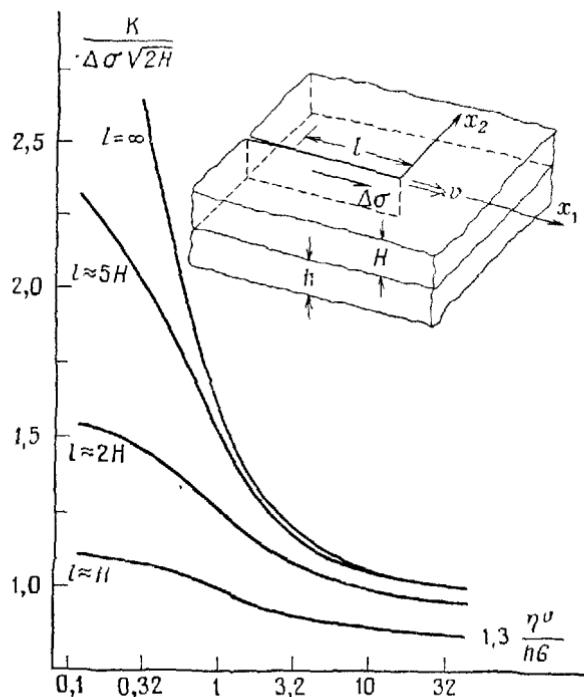


Рис. 22. Концентрация напряжений, измеренная как осредненный по толщине коэффициент интенсивности напряжений K , на переднем крае распространяющегося через кору деформационного фронта, моделируемого однородным сбросом напряжений $\Delta\sigma$ в зоне длины l .

находится путем решения уравнения (10.24) при стационарных граничных условиях и имеет вид [166]

$$K = \Delta\sigma \sqrt{2/a(v)} \operatorname{erf} [\sqrt{a(v)l}], \quad (10.26)$$

где $a(v)$ — функция скорости, задаваемая формулой

$$2a(v) = \sqrt{(a/\beta v)^2 + 4/\beta(1+v)^2} - a/\beta v. \quad (10.27)$$

В пределе $v \rightarrow 0$ имеем $a(v) \rightarrow 0$, и основание литосферы полностью прорелаксировало. В этом случае решение для K сводится к выражению

$$K = \Delta\sigma \sqrt{8l/\pi}, \quad (10.28)$$

которое является известным решением для аналогичного нагрузления упругой плиты с закрепленными нижними поверхностями. В противоположном пределе $v \rightarrow \infty$ основание плизы не релаксирует и реакция среды происходит чисто упру-

гим путем; в этом пределе $a(v) \rightarrow 1/(1+v)\sqrt{\beta}$ и

$$K = \Delta\sigma \sqrt{2(1+v)\sqrt{\beta}} \operatorname{erf}[\sqrt{l/(1+v)}\sqrt{\beta}]. \quad (10.29)$$

Заметим, что, когда длина l зоны сброса напряжений велика по сравнению с $(1+v)\sqrt{\beta} (\approx H)$, величина K становится не зависящей от l и дается формулой $K \approx \Delta\sigma \sqrt{2H}$. Для сравнения отметим, что величина K , определяемая формулой (10.28), соответствующей полной релаксации, не имеет предела, когда l увеличивается.

На рис. 22 нанесены значения полного решения для K как функции v по формуле (10.26) при различных значениях длины зоны деформаций. Величина v выбирается равной 0,25, и в целях простоты выражение $(1+v)\sqrt{\beta} \approx (1+v)\pi H/4$ заменяется на H , а уравнение (10.7) для α используется так, что параметр $2v\sqrt{\beta}/(1+v)\alpha$ записывается в виде $1,3\eta v/hG$. Как и ожидалось, концентрация напряжений уменьшается с ростом v , поскольку основание плиты имеет меньше времени на релаксацию при больших скоростях. Если значения безразмерного параметра скорости превосходят число 30, величина K составляет примерно не более 1% от предельной величины (10.29) при полном отсутствии релаксации, в то время как эта же величина значительно растет (что наиболее заметно для весьма больших длин разрушения) при уменьшении параметра скорости.

Из полученных результатов следует, что изменение параметра скорости, скажем, от 1 до 30 может соответствовать скоростям распространения разрывов, обсужденным в разд. 9. Это находится в хорошем согласии с наблюдаемыми диапазонами скоростей от 50 до 100 км/год для Анатолийского разлома, 110 км/год для Северо-Восточного Китая и 150 \div 270 км/год для Циркумтихоокеанского пояса. Используя, как и ранее, среднее значение модуля сдвига для коры $G = 5,5 \cdot 10^{10}$ Па и $h = 100$ км, а также выбирая значение вязкости $\eta = 5 \cdot 10^{18}$ Па·с по работе [152], получим, что наблюдаемая скорость миграции сейсмической активности в земной коре отвечает значениям безразмерного параметра скорости $1,3\eta v/hG$ на рис. 22 от 2 до 11, что попадает в ожидаемый диапазон. Указанное соответствие несколько ухудшается, но все же остается достаточно убедительным, если использовать полученное Кэтлесом [155] большее значение вязкости $4 \cdot 10^{19}$ Па·с, в этом случае наблюдаемые скорости миграции землетрясений в земной коре соответствуют значениям параметра скорости, лежащим между 16 и 85. Для модели разлома надвигового гипса соответствующие вариации K происходят в том же интервале изменения безразмерного скоростного

параметра, но увеличенном в $2/(1-v) \approx 8/3$ раз. Следовательно, интервал изменения безразмерного параметра от 1 до 30 для модели сбросового скольжения эквивалентен диапазону изменения от 3 до 80 в случае надвигового разлома, и все значения величин, полученные выше для наблюдаемых скоростей миграции сейсмической активности, попадают в этот диапазон.

Изложенные результаты подтверждают концепцию, согласно которой сцепление между упругой литосферой и вязкоупругой астеносферой является основным процессом, управляющим продвижением разрывов, вызывающих сильные землетрясения вдоль границ плит. Эти результаты также приводят к выводу, что значения вязкостей порядка $(1 \div 2) \cdot 10^{19}$ Па·с подходят для описания сейсмических процессов. Как отмечалось ранее, эффективная вязкость, связанная с реакцией среды на сильные землетрясения, может быть меньше значений вязкости, которые характеризуют процессы в астеносфере при более низких напряжениях, что, по-видимому, вызвано нелинейностью действительной реологии астеносферы.

10.3. Нагружение сегментов границ плит, соединяющих очаги сильных землетрясений

Для простоты обсуждения будем считать, что зависящая от времени концентрация напряжений на сегментах границы плит, соединяющих разрывы крупных землетрясений, изменяется через осредненный по толщине литосферы коэффициент интенсивности напряжений K в предположении о равномерном характере распределения вдоль разрыва длины l осредненного сброса напряжений. Ленер и др. [166] проанализировали временную зависимость такого нагружения путем построения соответствующих решений уравнения (10.24). Значения коэффициента интенсивности напряжений сразу после возникновения разрыва даются формулой (10.29), которая соответствует чисто упругой нерелаксируемой реакции астеносферы. Определение длиннопериодного временного предела, соответствующего полной релаксации астеносферы, представляет собой трудную задачу, которая должна решаться в связи с некоторой моделью, приводящей в конце процесса постсейсмических скольжений к фиксированному скачку смещений Δu и для последующих моментов времени. Однако верхняя граница значений интенсивности напряжений при релаксации, которая соответствует поддержанию сброса напряжений на данном уровне (и, следовательно, продолжению процесса постсейсмического скольжения), дается выражением (10.28).

Отношение верхнего предела интенсивности напряжений K при полной релаксации к нерелаксированному значению непосредственно после разрыва приблизительно равно 1,34 при $l = H$, 1,67 при $l = 2H$ и 2,51 при $l = 5H$. Реально развивающийся во времени переход от непрорелаксированного состояния к предслу полной релаксации, конечно, зависит от процессов реакции вязкой астеносферы, описываемых уравнениями (10.6), (10.24), (10.25).

Изложенные результаты приводят к заключению, что процессы вязкого сцепления должны изучаться и далее, поскольку они составляют основу определения временной зависимости наращивания напряжений в областях, связывающих зоны сильных землетрясений. Аналогичные концепции должны быть полезны для анализа наращивания напряжений в пределах асейсмичных зон вдоль сейсмоактивных поясов.

11. БЛАГОДАРНОСТИ

Подготовка данного обзора была поддержана Геофизической программой Национального научного фонда и Программой уменьшения сейсмической опасности Геологического общества Соединенных Штатов (USGS). Я благодарен П. Г. Ричардсу (Ламонтская обсерватория) за предоставление необходимых для настоящего обзора разделов рукописи его книги, подготовленной к печати совместно с Аки [1], и Дж. Рудницки (Университет шт. Иллинойс) за предоставление копии препринта его обзора по проблеме разрушения [8]. Я также благодарен Р. Дмовской (Польская академия наук) за обсуждение упругодинамического спектра землетрясений, Л. Фрейнду (Брауновский университет) за обсуждение динамики полей напряжений в окрестности вершины трещины, Ф. Ленеру и В. Ли (Брауновский университет) за совместное исследование проблемы миграции сейсмической активности вдоль границ плит, А. Руине (Брауновский университет) и Дж. Х. Дитриху (USGS) за обсуждение определяющих соотношений скольжения с трением. Дополнительно я выражают благодарность С. Мансино (Брауновский университет) за тщательную подготовку машинописного текста настоящего обзора.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Aki K, Richards P G Quantitative Seismology, W. H Freeman, San Francisco, 1980
- 2 Burridge R, Knopoff L — Bull Seis Soc Amer, 1964, v 54, p 1875
- 3 Коетров Б В — Изв АН СССР, Физика Земли, 1974, № 1
- 4 Das S, Aki K — J Geophys Res, 1977, v 82, p 5658
- 5 Achenbach J D Wave Propagation in Elastic Solids — Amsterdam North-Holland, 1973
- 6 Rice J R Fracture, An Advanced Treatise (ed H Liebowitz) — New York Academic Press, 1968, v 2, p 191 [Разрушение, т 2 — М Мир, 1975]
- 7 Freund L B — J Geophys Res, 1979, v 84, p 2199
- 8 Rudnicki J W Annual Review of Earth and Planetary Science (ed F A Donath), Annual Reviews Inc, 1980, v 8, p 489
- 9 Hanks T C, Kanamori H (special issue assoc editors) — J Geophys Res, 1979, v 84, No B5
- 10 Byerlee J D, Wyss M (special issue editors) — Pure Appl Geophys, 1978, v 116, No 4/5
- 11 Rice J R — Gerl Beitr Geophys, 1979, v 88, p 91
- 12 Anderson D L — Science 1975, v 187, p 1077
- 13 Budiansky B, Aranizo J C — J Geophys Res, 1976, v 81, p 4897
- 14 Turcotte D L, Clancy R T, Spence D A, Kulhawy F H — J Geophys Res, 1979, v 84, p 2273
- 15 Evernden J (ed) — USGS Open File Report 78-943 (U S Geological Survey, Menlo Park Calif, 1978)
- 16 Эшлеби Дж Континуальная теория дислокаций — М Мир, 1963
- 17 Backus G, Mulcahy M — Geophys J, 1976, v 46, p 341, 1976, v 47, p 301*
- 18 DeHoop A T Doctoral Thesis (Delft University of Technology, Delft, 1958)
- 19 Тимошенко С П Гудьбер Дж Теория упругости — М Наука, 1979
- 20 Nabarro F R N — Philos Mag, 1951, v 42, p 313
- 21 Введенская А В — Изв АН СССР, серия геофиз, 1956, № 3.
- 22 Steketee J A — Can J Phys, 1958, v 36, p 1168
- 23 Balakina L M, Saverensky E F Vvedenskaya A V Physics and Chemistry of the Earth (ed I H Ahrens et al) — Pergamon, 1961, v 4, p 211
- 24 Khattri K — Earth Sci Rev 1973 v 9, No 1, p 19
- 25 Stacey F D Physics of the Earth, 2nd edition — New York Wiley, 1977 [Пер 1 го изд — М, Мир, 1972]
- 26 Kanamori H — J Geophys Res 1977, v 82, p 2981.
- 27 Haskell N — Bull Seism Soc Amer, 1964, v 54, p 1811, 1966, v. 56, p 25
- 28 Ben Menahem A — Bull Seism Soc Amer, 1961, v 51, p 401
- 29 Savage J C — J Geophys Res, 1972 v 77, p 3788
- 30 Brune J N, — J Geophys Res, 1970, v. 75, p 4997, 1971, v 76, p 5002

31. Brune J. N., Archuleta R. J., Hartzell S. — *J. Geophys. Res.*, 1979, v. 84, p. 2262.
32. Madariaga R. — *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 1976, v. 66, p. 639.
33. Madariaga R. — *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 1977, v. 51, p. 625.
34. Richards P. G. — *Int. J. Solids and Structures*, 1973, v. 9, p. 843; *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 1976, v. 66, p. 1.
35. Das S., Aki K. — *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 1977, v. 50, p. 643.
36. Andrews D. J. — *J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, p. 5679.
37. Burridge R., Conn G., Freund L. B. — *J. Geophys. Res.*, 1979, v. 84, p. 2110.
38. Костров Б. В. — *ПММ*, 1964, т. 8.
39. Freund L. B. *Mechanics Today* (ed. S. Nemat-Nasser). — New York: Pergamon, 1976, v. 3, p. 55; см. также: *The Mechanics of Fracture* (ed F. Erdogan). — New York: ASME, 1976 (Appl. Mech. Div.), v. 19, p. 105.
40. Madariaga R. — *J. Geophys. Res.*, 1979, v. 84, p. 2243.
41. McGarr A., Spottiswoode S. M., Gay N. C., Ortlepp W. D. — *J. Geophys. Res.*, 1979, v. 84, p. 2251.
42. Keilis-Borok V. I. — *Ann. Geofis.*, 1959, v. 12, p. 205.
43. Dieterich J. H. — *J. Geophys. Res.*, 1979, v. 84, p. 2161 and 2169.
44. Билби Б., Эшлеби Дж. *Дислокации и теория разрушения*. — В кн.: *Разрушение*, т. 1, Микроскопические и макроскопические основы механики разрушения. — М.: Мир, 1973.
45. Lawn B. R., Wilshaw T. R. *Fracture of Brittle Solids*. — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1975.
46. Bui H. D. *Mechanique de la Rupture Fragile*. — Paris: Masson, 1978.
47. Мусхелишвили Н. И. *Некоторые основные задачи математической теории упругости. Основные уравнения. Плоская теория упругости. Кручение и изгиб*. — М.: Наука, 1966.
48. Irwin G. R. *Structural Mechanics* (eds. J. N. Goodier and N. J. Hoff). — New York: Pergamon, 1960, p. 557.
49. Paris P. C., Sih G. C. *Fracture Toughness Testing and Its Applications*. — Philadelphia: ASTM, 1965, Spec. Tech. Publ. 381, p. 30.
50. Williams M. L. — *J. Appl. Mech.* 1957, v. 28, p. 78.
51. Tada H., Paris P. C., Irwin G. R. *The Stress Analysis of Cracks Handbook*. — Hellertown, Penna.: Del Research Corp., 1973.
52. Bilby B. A., Coitrell A. H., Swinden K. H. — *Proc. Roy. Soc. London*, 1963, v. A272, p. 304.
53. Weertman J., Weertman J. R. *Elementary Dislocation Theory*. — New York: Macmillan, 1964.
54. Dmowska R., Kostrov B. V. — *Arch. Mech. Stos.*, 1973, v. 25, p. 421.
55. Barnett D. M., Freund L. B. — *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 1976, v. 66, p. 667.
56. Cleary M. P. — *Int. J. Num. Meth. Engr.*, 1976, v. 10, p. 679.
57. Stuart W. D. — *J. Geophys. Res.*, 1979, v. 84, p. 1063.
58. Stuart W. D. — *Science*, 1979, v. 203, p. 907.
59. Stuart W. D., Mayko G. M. — *J. Geophys. Res.*, 1979, v. 84, p. 2153.
60. Weaver J. — *Int. J. Solids and Structures*, 1979, v. 13, p. 321.
61. Budiansky B., Rice J. R. — *Wave Motion*, 1979, v. 1, p. 187.
62. Rice J. R. — *J. Appl. Mech.*, 1968, v. 35, p. 379. [Имеется перевод: *Прикладная механика*. — М.: Мир, 1968, № 4, с. 340.]
63. Eshelby J. D. *Inelastic Behavior of Solids* (ed. M. F. Kanninen et al.). — New York: McGraw-Hill, 1970, p. 77.
64. Cherepanov G. P. *Int. J. Solids and Struct.*, 1968, v. 4, p. 811.
65. Atkinson C., Eshelby J. D. — *Int. J. Fracture Mech.*, 1968, v. 4, p. 3.
66. Palmer A. C., Rice J. R. — *Proc. Roy. Soc. London*, 1973, v. A332, p. 527. [Сб. *Механика*, 1974, № 6 (148), с. 104.]

- 67 Yoffe F H — Philos Mag 1951 v 42 p 739
 68 Cottrell B, Rice J R — Int J Fracture (будет опубликовано)
 69 Erdogan F Sih G C — ASME J Basic Engr, 1963, v 85, p 519
 70 Brace W Г Bombolakis E G — J Geophys Res, 1963 v 68, p 3709
 71 Brace W F Paulding B W Scholz C H — J Geophys Res 1966 v 71, p 3939
 72 Rummel Г, Alheid H J, Frohn C — Gerl Beitr Geophys, 1979, v 88
 73 Palaniswamy K Knauss W G — Mechanics Today (ed S Nemat Nasser) — Oxford Pergamon, 1978 v 4 p 87
 74 Hussein M I Javanovich D B Randall M J, Freund L B — Geophys J R Astron Soc 1975, v 43 p 367
 75 Rice J R, Simons D A — J Geophys Res 1976 v 81 p 5322
 76 Griffith A A — Philos Trans Roy Soc London 1920 v A221, p 163
 77 Atkinson B K — Int J Rock Mech Min Sci Geomech Abstr, 1979, v 16, p 49
 78 King C Y, Nason R D, Tocher D — Philos Trans Roy Soc, London, 1973, v A274, p 355
 79 Atkinson B K — Pure Appl Geophys, 1979, v 117, p 1011
 80 Wachtmann J B, Jr — J Amer Ceram Soc 1974, v 57, p 509
 81 Rice J R — J Mech and Phys Solids, 1978, v 26, p 61
 82 Scholz C H — J Geophys Res, 1972, v 77, p 2104
 83 Craggs J W — J Mech and Phys Solids, 1960, v 8 p 66
 84 Kostrov B V, Nikitin L V — Arch Mech Stoc, 1970, v 22, p 750
 85 Эрдоган Ф Теория распространения трещин — В ли Разрушение т 2 Математические основы теории разрушения — М Мир 1975
 86 Kostrov B V Orally reported results — Bad Honnef, Germany 1978
 87 Lindh A, Fuis G, Mantis C — Science 1978 v 201, p 56
 88 Broberg K B — Arkiv Fysik 1960, v 18 p 159
 89 Burridge R, Willis J R — Proc Cambridge Philos Soc, 1969, v 66, p 443
 90 Костров Б В — ПММ, 1966, т 30, вып 6
 91 Eshelby J D — J Mech and Phys Solids, 1969 v 17, p 177
 92 Freund L B — J Mech and Phys Solids 1972 v 20, p 141
 93 Fossum A F, Freund L B — J Geophys Res, 1975 v 80, p 3343
 94 Burridge R et al R Astron Soc, 1971, v 25 p 261
 95 Барсблатт Г И — ИИМТФ 1961 № 4
 96 Dugdale D S — J Mech and Phys Solids 1960, v 8, p 100
 97 Willis J R — J Mech and Phys Solids 1967, v 15 p 151
 98 Ida Y — J Geophys Res, 1972, v 77, p 3796
 99 Rice J R, Cleary M P — Rev Geophys Space Phys, 1976, v 14, p 227
 100 Barton N — Int J Rock Mech Min Sci Geomech Abstr, 1976, v 13, p 255, см также Engr Geology, 1973 v 7, p 287
 101 Brace W Г — Tectonophys, 1972 v 14 p 189
 102 Coulson I H — Proceedings 13th 1971 U S Symposium on Rock Mechanics (ed E J Cording) — Urbana Univ of Illinois 1972, p 77
 103 Barton N — Int J Rock Mech Min Sci 1972, v 9 p 579
 104 Dieterich J H — J Geophys Res 1972 v 77 p 3690
 105 Dieterich J H — Pure Appl Geophys, 1978, v 116, p 790
 106 Teufel L W Logan J M — Pure Appl Geophys 1978, v 116, p 840
 107 Ruina A L Ph D Thesis Res, Brown Univ, 1979
 108 Rutter E H, Mainprice D H — Pure Appl Geophys, 1978, v 116, p 634 см также Gerl Beitr Geophys, 1979, v 88
 109 Rudnicki J W Rice J R — J Mech and Phys Solids, 1975, v 23, p 371
 110 Rudnicki J W — J Geophys Res, 1977 v 82, p 844
 111 Hill R — J Mech and Phys Solids, 1962, v 10 p 1

- 112 Mandel J *Rheology and Soil Mechanics* (ed P Sireys et al) — Pergamon 1964
- 113 Thomas T Y *Plastic Flow and Fracture in Solids* — New York Academic Press 1961
- 114 Rice J R *Theoretical and Applied Mechanics* (ed W T Koiter) — Amsterdam North Holland, 1976, v 1, p 207 [Имеется перевод Райс Дж Р — В кн *Теоретическая и прикладная механика* Под ред В Койтера — М Мир, 1979]
- 115 Rice J R, Rudnicki J W — *Int J Solids and Structures*, 1980 v 16, p 597
- 116 Needlemann A, Rice J R — *Mechanics of Sheet Metal Forming* (ed D P Koistinen and N M Wang) — New York Plenum Press 1978
- 117 Wawersik W R, Fairhurst C — *Int J Rock Mech Min Sci*, 1970 v 7, p 561
- 118 Wawersik W R, Brace W F — *Rock Mech*, 1971, v 3, p 61
- 119 Skempton A W *Proceedings 1st Congress, International Society for Rock Mechanics* — Lisbon 1966, v 1, p 329
- 120 Morgenstern N B, Ichalenko J S — *Geotechnique*, 1967, v 17, p 309.
- 121 Byerlee J, Myachkin V, Summers R, Voevoda O — *Tectonophysics*, 1978, v 44, p 161
- 122 Mandl G, DeJong J N J, Maltha A — *Rock Mech*, 1977, v 9 p 95
- 123 Rice J R, Rudnicki J W — *J Geophys Res*, 1979, v 84, p 2177
- 124 Nur A, Booker J R — *Science*, 1972, v 175, p 885
- 125 Booker J R — *J Geophys Res*, 1974, v 79, p 2037
- 126 Garg S K, Brownell D H, Pritchett J W, Jr — *J Geophys Res*, 1977, v 82, p 855
- 127 Rice J R, Rudnicki J W, Simons D A — *Int J Solids and Structures*, 1978, v 14, p 289
- 128 Biot M A — *J Appl Phys*, 1941, v 12, p 155, см также *J Appl. Phys*, 1955, v. 26, p 182
- 129 Biot M A — *J Geophys Res*, 1973 v 78, p 4924
- 130 Nur N, Byerlee J D — *J Geophys Res*, 1971, v 76, p 6414
- 131 Garg S K, Nur A — *J Geophys Res*, 1973, v 78, p 5911
- 132 O'Connell R J, Budiansky B — *J Geophys Res*, 1974, v 79, p 5412.
- 133 Anderson D L, Whitcomb J H — *J Geophys Res* 1975 v 80, p 1497.
- 134 Koyach R L, Nur A, Wesson R L, Robinson R — *Geology*, 1975, v 3, p 437
- 135 Rice J R *Proc 8th U S National Congress of Applied Mechanics* (ed R E Kelly), Western Periodicals, Hollywood, Calif, 1979
- 136 Nason R, Weertman J — *J Geophys Res*, 1973, v 78, p 7745
- 137 Scholz C H, Sykes L R, Aggarwal Y P — *Science*, 1973, v 181, p 803
- 138 Whitcomb J H Garmany J D, Anderson D L — *Science*, 1973, v 180, p 632
- 139 Nur A — *Bull Seism Soc Amer*, 1972, v 78, p 1217
- 140 Myachkin V I, Sobolev G A, Dolbilkina N A, Morozov V N, Preobrazensky V B — *Tectonophysics*, 1972, v 14 p 287
- 141 Мячкін В І, Костров Б В, Соболев Г А, Шаміна О Г Лабораторные и теоретические исследования процессов подготовки землея сенний — *Ізв АН ССР Фізика Землі*, 1974 № 10
- 142 Reynolds O — *Philos Mag*, 1885, см также *Papers on Mechanical and Physical Subjects by O Reynolds* — New York Cambridge Univ Press, 1901, v 2, p 203
- 143 Brace W F, Martin R J — *Int J Rock Mech Min Sci*, 1968 v 5, p 415
- 144 Terzaghi K — *Sitzungsber Akad Wiss Wien Math — Naturwiss Kl*, Abt 2A, 1923, v 132, p 105.

- 145 Rice J R Advances in Civil Engineering Through Engineering Mechanics — New York ASCE 1977, p. 295
- 146 Rice J R — J Geophys Res, 1975, v. 80, p. 1531
- 147 Rice J R Plasticity and Soil Mechanics (ed A C Palmer) — Cambridge Univ Engineering Dept Cambridge, England, 1973, p. 263
- 148 Mizutani H, Ishido T, Yokobura T, Ohnisi S — Geophys Res Letters, 1976, v. 3, p. 365
- 149 Dmowska R — Geophys Surveys, 1977, v. 8, p. 157
- 150 Savage J C, Prescott W H — J Geophys Res, 1978, v. 83, p. 3369
151. Spence D A, Turcotte D L — Proc Roy Soc London, 1979, v. A365, p. 121
- 152 Nur A, Mavko G — Science, 1974, v. 183, p. 204
- 153 Rybicki K — Bull. Seism Soc Amer, 1971, v. 61, p. 79
- 154 McConnell R K — J Geophys Res, 1968, v. 73, p. 7089
- 155 Cathles L M The Viscosity of the Earth's Mantle — Princeton Princeton Univ Press, 1975
- 156 Melosh H J — J Geophys Res, 1976, v. 81, p. 5621
- 157 Федотов С А — Тр Ин-та физики Земли, 1965, т. 36, с. 66
- 158 Mogi K — J Phys Earth, 1968, v. 16, p. 30
- 159 Mogi K — Bull Earthquake Res Inst 1968, v. 46 p. 53
- 160 Richter C F Elementary Seismology — San Francisco W H Freeman and Co, 1958 [Рихтер Ч Ф Элементарная сейсмология — М. ИЛ, 1963]
- 161 Ambraseys N N — Tectonophys, 1970, v. 9, p. 143
- 162 Savage J C — J Geophys Res, 1971, v. 76, p. 1954
- 163 Scholz C H — Nature, 1977 v. 267, p. 121
- 164 Elsasser W H — J Geophys Res, 1971, v. 74 p. 4744
- 165 Bott M H P, Dean D S — Nature 1973 v. 243 p. 339
- 166 Lehner F. K., Li V C, Rice J R — J Geophys Res, 1981, v. 86, p. 6155.

ОБЗОР: ЗЕМНАЯ КОРА, ДИЛАТАНСИЯ И ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

B. N. Николаевский

Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта, АН СССР, Москва

Напряжения в земной коре, обусловленные гравитацией и тектоническими силами, приводят к движениям и деформациям, а в некоторых случаях — к разрывным нарушениям с внезапным высвобождением упругой энергии горных массивов. Выход на свободную поверхность Земли генерируемых этим событием волн называется землетрясением в узком значении этого слова. Проблема прогноза землетрясения, а именно его места, времени и интенсивности, включает в себя фактически также вопросы о силах, приводящих в движение земную кору, о процессах, ведущих к разрывам, о генерации сейсмических волн, их распространении и взаимодействии с поверхностью грунта и сооружениями. Эти вопросы решаются путем постановки и обработки геологических и геофизических наблюдений на основе представлений о развитии процесса землетрясения. Тем самым многое зависит от правильности исходных концепций, прежде всего о динамике разрушения земной коры, включая подготовку разрушения во времени. Подготовка разрушения содержит элементы, имеющие прогностическую ценность, а потому ее теория имеет первостепенное значение. Разрушение составляет проблему механики деформируемых твердых тел. Успех в выработке правильной схематизации процессов в очаге землетрясения тесно связан с применением методов современной континуальной механики.

Составление аналитического обзора обширнейшей литературы, имеющейся по проблеме очага землетрясений, зависит от исходной посылки рассуждений, причем она естественно меняется по мере углубления исследовательских работ. Так, Б. В. Костров [47] составил свой обзор проблемы, исходя от математической теории роста трещин в упругохрупких телах. Райс [255] сопоставляет результаты решений для индивидуальной трещины и для системы трещин, частично моделирующих одновременное разрушение целого объема тела,

которое именуют дилатационным разрушением, а затем переходит к использованию упругопластической дилатационной математической модели. Обширная библиография обсуждается с позиций накопления фактического материала в обзоре Е. В. Каруса и О. Л. Кузнецова [39].

В предлагаемом обзоре в основу положена классификация опытных данных о разрушении горных пород по характерным типам в зависимости от давления p и температуры T . Эти результаты сопоставляются с видами скольжений по готовым разломам. Обсуждается эффект жесткости машины нагружения. Указана роль влаги, появление которой приводит к резкому падению прочности. Перенос влажного пара тем самым объясняет хрупко-коррозионную ползучесть горных пород. Сопоставляются квазистатические и динамические механические параметры горных пород. Сравнение pT -условий разрушения с разрезом земной коры дает новую интерпретацию как границ внутри коры, так и ее нижней границы (Мохоровичича). Оказывается, что под континентами и океанами ниже Мохо породы находятся в истинно-пластическом состоянии, тогда как непосредственно над границей Мохоровичича — в псевдопластическом (микротрециноватом). Дано объяснение различий мощностей континентальной и океанической коры. Выше границы Мохо в силу наличия трещин возможна фильтрация воды, а истинно-пластическое состояние трактуется как водонепроницаемое. Это вносит существенные корректировки в дискуссии по проблеме фазовых переходов на границе Мохоровичича. Исключением являются районы молодых складчатых гор, где между границей Мохоровичича и зоной трещиноватости находится пластический прослой коры. Четвертым характерным районом является зона субдукции океанических плит, пятым — рифтовые зоны. Обсуждаются характер и распределение разломов в земной коре. Региональные особенности очагов землетрясений тем самым объясняются особенностями строения земной коры.

Энергетические оценки, а также данные о величинах напряжений в земной коре показывают недостаточность традиционной модели очага как трещины в идеально-упругом теле. Вблизи ее вершины, а при скольжении вдоль готового разлома — в его бортах может быть превзойден предел упругости горного массива, что приводит к появлению дилатационно-разрушаемых объемов. Последние фиксируются как зоны пониженных сейсмоскоростей, отождествляются с областью очагов форшоков и являются главным источником информации о подготовке землетрясений. Зона афтершоков отождествляется с областью упругой разгрузки. Для введения собственного времени подготовки разрушения в очаге рекомен-

дуется вводить волну переноса влаги (водного пара) в трещиноватой породе, что снимает ряд трудностей модели волны порового давления (диффузионно-дилатансионной теории развития очага землетрясения). Прерывистое скольжение в разломах объясняется бифуркацией процесса скольжения вдоль разлома и дилатансионного разрушения его бортов.

Рассматриваются критерии разрушения твердых неидеально-упругих тел. Указана связь их формулировки с термодинамическим вариационным принципом наименьшей диссипации энергии. Найдены инвариантные контурные интегралы 1-го и 2-го рода для зон у вершины растущей трещины.

Обсуждаются многочисленные факты, свидетельствующие в пользу модели очага как разлома в упругопластической дилатирующей среде. Показано, что все выявленные к настоящему времени предвестники землетрясения связаны с дилатансионными эффектами. Накопленные данные полевых наблюдений и лабораторных изучений реологии горных пород составляют надежный фундамент для построений конкретных математических моделей развития процесса в очаге землетрясений и окружающих массивах. Это открывает путь к широкому использованию современной вычислительной техники для указанной проблемы когитиуальной механики.

1. РЕОЛОГИЯ МАТЕРИАЛОВ ЗЕМНОЙ КОРЫ

Данные механических испытаний скальных горных пород [19, 78, 246] могут быть схематически представлены в виде диаграммы (рис. 1). В ее верхней части на плоскости «кастельное напряжение τ — среднее давление p » показана граница упругих состояний горной породы, за которой начинается процесс внутреннего предразрушения (появление микротрещин или же размножение дислокаций внутри отдельных минералов). Само понятие об упругих состояниях, разумеется, в какой-то степени условно. На самом деле им сопутствуют также малые допредельные неупругие деформации, чаще всего связанные с закрытием имевшихся ранее трещин и пор или же появившиеся из-за отдельных внутренних микронеоднородностей. Поэтому предел упругости считается достигнутым, когда неупругие деформации становятся сравнимыми или пре-восходят упругие. За пределом упругости, который составляет от одной трети до половины предела прочности образца, при умеренно высоких давлениях в скальной породе возникают большие дилатансионные деформации. Термин «дилатансия» был введен еще О. Рейнольдсом [252] в 1885 г. как характеристика особого поведения гранулированной среды при ее необратимой переупаковке. В горных породах ее характерные

черты (касательные усилия приводят к необратимым объемным деформациям) обусловлены неупругими изменениями объема системы внутренних трещин. Современный этап экспериментальных исследований подобных состояний горных пород был начат работой В. Брейса и др. [156], хотя известны и некоторые более ранние публикации. Факт появления микротрещин сразу за пределом упругости зафиксирован во многих работах (см. обзор [78]) и является общепризнанным. Трещины отличаются от дислокационного типа дефектов наличием не только скачка касательных к их поверхности смещений, но и нормальных. Это приводит к чисто кинематическому эффекту — увеличению трещинной пустотности.

Ориентация дилатансионных (микро) трещин и тип разрушения образца породы зависят от давления p и температуры T . При весьма малых боковых давлениях возникающие микротрещины и макротрещины разрушения параллельны на-

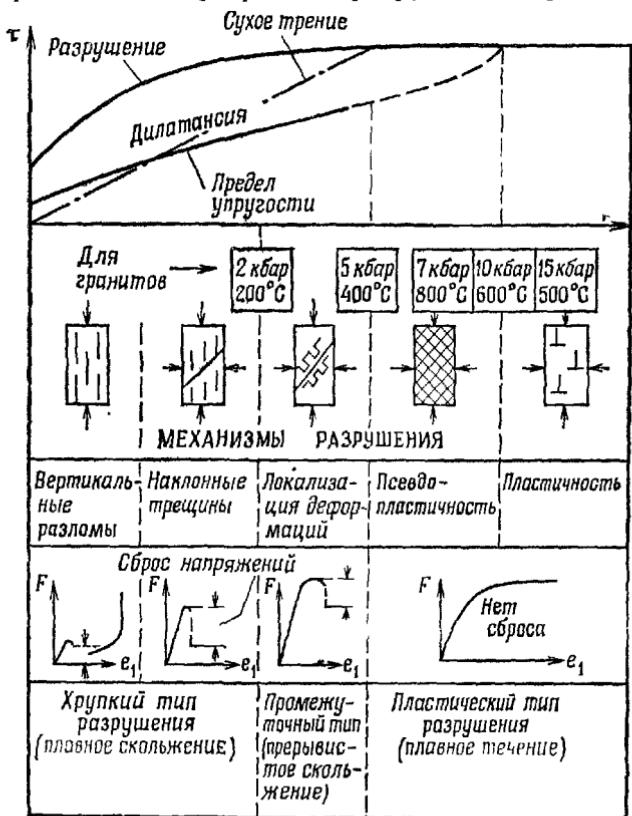


Рис. 1.

правлению главной сжимающей нагрузки. При больших боковых обжимающих давлениях макротрецина наклонна. Переходное давление зависит от условий шероховатости штампа. Разрушение происходит хрупким образом — на испытательной машине (при мягком нагружении) наблюдается резкий сброс напряжения. При жестком нагружении удается искусственно избежать удара и добиться фиксации ниспадающей ветви кривой «усилие F — деформация e_1 ».

Если же в образце создать предварительный разрез, то под нагрузкой произойдет быстрое скольжение (сброс) по закону сухого трения. В этом диапазоне давлений и температур сухое трение между бортами разреза меньше прочности сплошного материала породы.

При давлениях и температурах выше 2 кбар и 200 °С — данные для гранита и габбро [78, 246] — в образцах создается разветвленная система мелких трещин, постепенно концентрирующихся в полосы локализации деформаций, развитие которых завершается созданием в их плоскости магистральной трещины. При наличии предварительного разреза скольжение оказывается прерывистым (stick-slip) и сопровождается разрушением материала бортов трещины: сухое трение имеет порядок прочности материала. При разрушении испытательная машина ощущает сброс напряжений (удар), но не до нуля, а до значения, соответствующего остаточной прочности (растянутого материала).

Этот диапазон ограничивается сверху давлением в 5 кбар при температуре 400 °С [78, 246]. При более высоких значениях p , T создание магистральных трещин разрушения оказывается вообще невозможным — сухое трение на порядок превосходит прочность сплошного материала. Возможность такой ситуации была отмечена еще Орованом [242] в 1960 г. в связи с проблемой природы очагов землетрясений на весьма больших глубинах. Экспериментально (при комнатных температурах) Байерли [166] и Моги [227] фиксировали эту границу как переход к разрушению без сброса напряжений путем плавного неограниченного течения. Указанная граница соответствует точке пересечения прямой $\tau = \alpha p$, соответствующей закону сухого трения, и паспорта прочности (поверхности разрушения) первоначально сплошного образца. Однако это течение псевдопластическое, поскольку его микромеханизмом служит размножение сети мелких трещин. Иначе его называют катахластическим течением.

Наконец, эксперименты Туллиса и Юнда [289] с сухим гранитом показали, что переход от микротрециноватости внутри зерен к неупругости, обусловленной дислокационным механизмом, происходит при температурах 600 °С и слабо чувствителен

к давлениям. Что касается трещин межзеренных, то на них влияют и давление, и температура. При p порядка 10 кбар, T порядка 600°C (или 15 кбар, 500°C или 6 кбар, 700°C) эти трещины не возникают — деформации образца в целом идут за счет дислокаций (и изолированных микротрещин внутри отдельных зерен). Сама смена элементарных механизмов деформирования говорит о переходе при указанных давлениях и температурах от хрупко-дилатационных состояний (конкретно — от псевдопластических) к истинно-пластическому. Сводки данных для мрамора, известняка, клинопироксита опубликованы в работе [206].

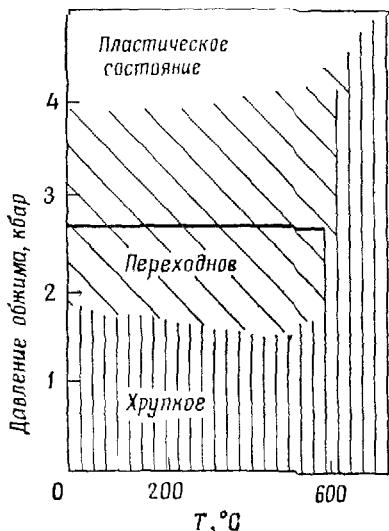


Рис. 2.

Количественные измерения паспортов прочности (поверхности разрушения горных пород) и предела упругости (поверхности начала дилатансии) зафиксированы во многих работах (см. обзоры [19, 78, 246] для комнатных температур, а также [190] для габбро до 400°C и [200] для гранитов до 700°C). При повышении

T характерно падение прочности,

уменьшение эффективных упругих модулей и хода дилатационных кривых (зависимости объемной деформации e от p, t) при $T \geq 500^{\circ}\text{C}$ из-за термоактивации внутреннего разрушения [181]. В габбро объемные деформации возрастают на порядок (при $T = 400^{\circ}\text{C}$). Указанные данные говорят о том, что сдвиговые усилия, необходимые для начала дилатансии, при $T \geq 500^{\circ}\text{C}$ снижаются примерно в 2 раза.

Приведем здесь также экспериментальные данные [249] по переходу из хрупкого состояния в пластическое серпентинита (рис. 2). Видно, что этот переход до 500°C не зависит от температуры и происходит при давлениях несколько более 2 кбар.

В чистом виде явление дилатансии сводится к кинематической взаимосвязи объемных и сдвиговых деформаций. Этот эффект в обычных металлах проявляется после приложения многократных циклических нагрузок из-за внутренних трещин и пустот и называется «разрыхлением металла» [137]. В гор-

ных породах дилатансия связана либо с переукладкой зерен (блоков) породы, что приводит к разрыхлению (дилатансии в узком смысле слова) или к уплотнению материала, либо с внутренним трещинообразованием. Указанная переукладка вполне возможна при больших сдвигах, а при реальном трещинном разрушении характерно появление пустот и в трещинах отрыва, и в трещинах сдвига из-за щероховатостей поверхности разрушения. Возможно также появление пустот, характерное для системы трещин сдвига [111]. Сильная неоднородность по жесткости минеральных зерен и цементирующих веществ также может приводить к появлению пустот и сопутствующих микроповоротов элементарных частиц (зерен, блоков) среды. Анализ подобных более тонких эффектов требует привлечения аппарата асимметричной континуальной механики [204, 235, 261].

Для описания процесса неупругого деформирования горных пород или, точнее, внутреннего разрушения образцов, а в масштабах земной коры — горного массива можно воспользоваться двумя способами. Первый состоит в изучении возникновения и роста трещин. Он позволяет найти критериальные условия начала роста трещин, рассчитать процесс стационарного и в принципе нестационарного роста, а при правильной постановке найти параметры излучаемых волн. Несравненно сложнее оказывается вопрос о взаимодействии трещин. Возникающая при этом ситуация напоминает известные положения в механике сплошных сред, когда, как, например, в теории турбулентности, в силу неединственности и неопределенности граничных и начальных условий для элементарных взаимодействий, приходится менять масштаб описания и выбирать в качестве дифференциального объем среды, содержащий внутри себя и трещины и поры, считая его сплошным и изыскивая из опытов новые феноменологические определяющие законы. В этом состоит второй путь исследования разрушения горной породы.

В этом втором варианте построения теории разрушения естественно использовать феноменологические приемы теории пластичности. Иначе говоря, будем пользоваться концепцией существования семейства поверхностей нагружения (текущести) в пространстве напряжений τ, p :

$$\Phi_{\tau}(\tau, p, \alpha, \chi) \equiv \tau - \alpha(\chi)p - Y = 0, \quad (1.1)$$

где τ — касательное напряжение, p — давление, вводя, вообще говоря, неассоциированный закон течения [66—69]

$$de_{ij}^o = -(h + p)\delta_{ij}d\xi + (\sigma_{ij} + p\delta_{ij})d\lambda, \quad h = aY, \quad (1.2)$$

где $\alpha(\chi)$ — коэффициент внутреннего трения, Y — сцепление, σ_{ij} — напряжение, χ — параметр упрочнения, de_{ij}^p — приращение пластических деформаций, $d\xi$, $d\lambda$ — приращения функций ξ , λ . Конечно, никакой истинно-пластической текучести горной породы при хрупком внутреннем разрушении нет; перемещения поверхности текучести соответствуют изменениям системы внутренних трещин. Так, кажущееся упрочнение (иначе «ложный наклеп») состоит в том, что для дальнейшего роста внутренних трещин («постепенного разрушения») оказывается нужным более высокий уровень напряжений. Разупрочнение (ослабление) горной породы происходит после достижения предела прочности образца (поверхности разрушения), когда для продолжения разрушения (конечного об разца) достаточен более низкий уровень усилия. Последний процесс неустойчив, и если не удается соответствующим образом снижать нагрузки, то деформирование будет происходить не непрерывно, а скачкообразно. При этом должен иметь место процесс излучения волны. Таким образом, теория дилатационной пластичности, равно как и теория роста отдельных трещин, приводит к некоторому критическому состоянию, после которого изменения напряженного состояния массива приобретают лавинный характер.

Условие дилатансии формулируется как кинематическое ограничение для неупругих приращений объема de^p и сдвига $d\gamma^p$:

$$\Phi_e(de^p, d\gamma^p; \Lambda; \chi) = de^p - \Lambda |d\gamma^p| = 0, \quad (1.3)$$

а конкретно задается как условие пропорциональности [66—69]. Здесь $\Lambda = \Lambda(\chi)$ — скорость дилатансии,

$$de^p = de_{11}^p + de_{22}^p + de_{33}^p,$$

$$d\gamma^p = (1/\sqrt{2}) \{(de_{11}^p - de_{22}^p)^2 + \dots + 6de_{12}^p de_{12}^p + \dots\}^{1/2}.$$

Условия (1.1) и (1.3) нужны для замыкания системы уравнений, поскольку функции ξ , λ в реологическом законе (1.2) играют роль дополнительных искомых переменных. Полные деформации e_{ij} являются суммой пластической e_{ij}^p и упругой e_{ij}^e составляющих. Последняя определяется обычным законом Гука

$$e_{ij}^e = Q_{ijkl} \sigma_{kl}, \quad Q_{ijkl} = \frac{1+v}{E} \delta_{ik} \delta_{jl} - \frac{v}{E} \delta_{ij} \delta_{kl}, \quad (1.4)$$

где E — модуль Юнга, v — коэффициент Пуассона. Нетрудно видеть, что сформулированная таким образом упругопластическая дилатационная модель при $\alpha = \Lambda \equiv 0$ переходит в классическую модель пластичности (металлов) Прандтля — Рейесса. Условие пластической несжимаемости $de^p \equiv 0$, ха-

рактерное для металлов (если исключить эффект их усталостного разрыхления [137]), носит такой же кинематический характер, как и дилатансионное условие (1.3).

В экспериментах независимо измеряют мгновенные поверхности текучести (1.2) и кривые дилатансионного деформирования в форме $e^p = e^p(p, \tau)$, $\gamma^p = \gamma^p(p, \tau)$. Последнее представление соответствует деформационной упругопластической теории, к которой при простых путях нагружения [69] сводится данная выше более общая инкрементальная формулировка. Из измерений следует, что, например, для гранита α меняется от 0,5 до 1,0, а Λ — от 0,2 до 0,5 соответственно. Про-

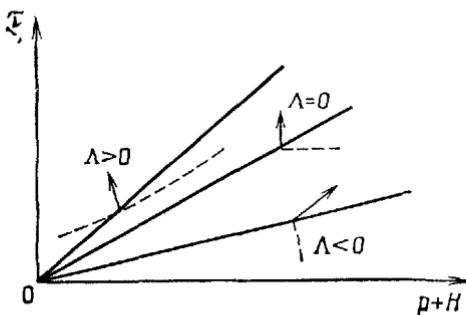


Рис. 3.

цессу закрытия системы трещин в геоматериале соответствуют отрицательные значения Λ . Существенно, что $\alpha > |\Lambda|$.

Соотношение (1.2) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} de_{ij}^p = (\partial\Psi/\partial\sigma_{ij}) dt, \quad \Psi(\sigma_{ij}) = \tau^2 - \alpha\Lambda(p + h)^2 = \\ = \tau_0(p_0 + h)(\alpha - \Lambda), \quad (1.5) \\ p = -\frac{1}{3}(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}), \quad \tau = (\sqrt{3}/2)\{(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + \dots \\ \dots + 6\sigma_{12}\sigma_{12} + \dots\}^{1/2}, \end{aligned}$$

где Ψ определяет на плоскости τ, p кривую (пунктир на рис. 3), к которой ортогонален вектор приращений необратимой деформации (с компонентами $d\gamma^p, de^p$) в точках τ_0, p_0 ее пересечения с поверхностью текучести $\Phi_\tau = 0$. Иными словами, эта кривая играет роль пластической эквипотенциали (в определенном смысле фиктивной — она не соответствует в общем случае фиксированному значению параметра упрочнения χ). Действительно, эквипотенциал при $\Lambda < 0$ имеет вид дуги эллипса, при $\Lambda > 0$ — гиперболы, при $\Lambda = 0$ — отрезка прямой и не совпадает с поверхностью текучести, если $\alpha \neq 0$. Только при ассоциированном законе течения, когда $\alpha = \Lambda$,

гиперболы вырождаются в прямые линии, совпадающие с поверхностями текучести — прямыми Мора — Кулона. Однако до тех пор, пока не выявлены геоматериалы, для которых условие $\alpha = \Lambda \neq 0$ справедливо, к ассоциированному течению следует относиться как к наиболее простому теоретическому варианту неупругого деформирования материалов с сухим трением.

Сухое кулоново трение оказывается вполне адекватным процессу внутреннего хрупкого разрушения, и это косвенно отражает то положение, что наибольшая часть работы затрачивается именно на преодоление сил сухого трения. Диссипация, обусловленная сухим трением, оказывается пропорциональной разности $\alpha - \Lambda$, т. е. в условиях ассоциированного течения она оказалась бы равной нулю. Постулат Друккера, из которого следует модель ассоциированного течения, оказывается неприменимым для тел с внутренним сухим трением [236].

Теория дилатансионной пластичности в приложении к пористым и изначально трещиноватым горным породам обладает рядом особенностей. Дело в том, что в таких средах из-за концентрации напряжений пластические напряжения появляются локально, в отдельных точках образца, обеспечивая затекание пор [69, 76] и закрытие трещин. Соответствующий процесс носит название допредельной пластичности. Он описывается (в первом приближении) теми же уравнениями (1.1)–(1.3), но с использованием замкнутых поверхностей текучести. Существенно выяснить, выполняется ли при этом ассоциированный закон течения. Поскольку при этом соответствующие сдвиговые пластические деформации на порядок меньше [69], чем при выполнении предельного условия (Мора — Кулона), для их описания могут потребоваться упругопластические модели, учитывающие зависимость $d\sigma_{ij}^p$ от приращений напряжений $d\sigma_{ii}$, а также с наличием угловых точек на поверхностях текучести [78, 236]. Попытка дать единное описание обоих типов пластичности привела к моделям типа Cam-clay [69] и их модификациям [69, 78], в том числе соответствующим скальным породам.

Рядом экспериментаторов был отмечен тот факт, что при долговременных выдерживаниях образцов горных пород под нагрузкой дилатансионные деформации растут во времени. Эффект был назван хрупко-дилатансионной ползучестью горных пород [210, 255]. Ползучесть, как обычно, разделяется на первичную, вторичную (установившуюся) и третичную. Последняя развивается после достижения некоторого критического уровня ускоренно и приводит к хрупкому разрушению образца [211]. Исдавно Шпетцлер (с соавторами) визуально

обнаружил (по деформациям тонкой медной оболочки деформируемого образца), что на этапе вторичной ползучести дилатационные трещины развиваются равномерно по образцу, а при третичной ползучести происходит их локализация в узкие полосы.

Поскольку хрупкие тела с проявлениями сухого трения считаются лишенными вязкостных свойств, как лишена их и сформулированная выше упругопластическая дилатационная модель, то наблюдаемый эффект приписывается диффузии влаги в системе трещин. Действительно, как показывают лабораторные опыты, добавки влаги резко снижают поверхностную гриффитсову энергию стекол [255, 300], а также горных пород [134, 138, 179]. В результате резко спадают и прочностные показатели образцов горных пород, например песчаника — в 2 раза. Указанные коррозионные трещины характеризуются медленным развитием. Имеются зависимости критического коэффициента интенсивности напряжений трещины от скорости для андезита и базальта [300]. Известны попытки построения теории хрупкой коррозионной ползучести, использующие идеи термоактивации элементарных актов [175].

Полевые изучения в зонах локализации деформаций дают прямые свидетельства о различии неупругих деформаций (микротрещин) в зависимости от количества влаги [205]. Малое количество влаги ($H_2O + CO_2 \leqslant 1\%$) резко сокращает интенсивность диффузионного переноса в земной коре, и реакции, сопровождающие деформации, идут изохимически. Если же влагоперенос реализуется, то реакции в земной коре связаны с перераспределением минерального вещества и сопровождаются растворением под давлением. Коррозионные трещины образуются при низких температурах (в гранитах — при $T \leqslant 400^{\circ}C$), когда не преобладает внутриструктуральная пластичность. Перед коррозионными трещинами можно обнаружить локализацию продуктов реакции, причем размеры зерен уменьшаются на порядок и резко растет проницаемость.

Отметим также, что имеет место при некоторых условиях и обратный процесс — затекание пустот и трещин из-за медленной твердотельной диффузии вещества к зонам повышенной концентрации напряжений и растворению под давлением [274]. Наличие влаги (3—6% по весу) в образцах (гранита) резко снижает эффект прерывистого скольжения, усиливает зависимость прочности от скорости, вместо магистральных трещин сдвига отмечается сложная картина микротрещин, причем последние более ориентированы параллельно направлению сжатия (а не полосам локализации, как в сухих

образцах), сами полосы более широкие [132]. Изменений точек перехода по давлениям и температурам от катастических состояний к истинной пластичности не было отмечено, а спад прочности был умеренный (до 30%). Характерно, однако, что примерно при 500°C во влажных образцах гранита отмечаются следы плавления. Это согласуется с более ранними результатами работы [60] о начале плавления (граница солидуса) влажного гранита при $570\text{--}600^{\circ}\text{C}$ и давлениях 5—15 кбар. Экспериментальные данные для диабаза опубликованы в работе [212].

При весьма высоких температурах имеет место эффект гидролитического разупрочнения. Он связан с распадом водосодержащих минералов, что приводит к возвратному охрупчиванию. Наиболее ярко этот эффект проявляется у серпентинитов, граница хрупко-дилатационных состояний которых идет примерно вдоль изобары в 2 кбар [249] и не зависит от температуры. Однако при $T \geqslant 500^{\circ}\text{C}$ минералы серпентинита выделяют воду и граница хрупких состояний круто растет с давлением (см. разную штриховку на рис. 2). При этом отмечается резкое уменьшение сопротивления на сдвиг, фиксируемое как переход от прочно-хрупкого к слабо-хрупкому.

Некоторое количество влаги может находиться в растворенном виде в горной породе, и она проявляет себя следующим образом [288]. При температуре 900°C сдвиговая прочность гранита больше при обжимающем давлении в 5 кбар, чем при 15 кбар. Другими словами, в этих условиях не только произошел переход к истинно-пластическому состоянию [72] (прочность не возрастает с давлением), но наоборот — прочность спадает. Этот эффект объясняют [288] изменением растворимости воды в кристаллической решетке минералов. Сравнение с данными [60] показывает, что он может быть связан и с проявлениями плавления. Так или иначе, рассматриваемый эффект [288] улавливает определенные подробности перехода горных пород в условиях высоких температур (900°C) в состояние высоковязких жидкостей. Некоторые данные о деформациях частично расплавленного гранита как двухфазной системы содержатся в докладе [247].

Сведения о ползучести горных пород в условиях чрезвычайно высоких температур и давлений, не связанный с размножением трещин, можно найти в обзорах [78, 193, 287]. Укажем, что вязкость материалов верхней мантии составляет 10^{19} Пз. В частности, было указано, что изменения скоростей деформирования в диапазоне $10^{-7} \div 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ [193], а более грубо — до 10^3 с^{-1} [78] мало влияют на прочность и пластичность горных пород.

2. ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОБ ОЧАГЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

Динамическое воздействие очага землетрясения на внешнюю (упругую) среду моделируется математической системой мгновенно приложенных точечных сил. Известны две простейшие модели (рис. 4). Это — диполь (пара сил) с моментом [168, 232] и двойная пара сил без момента [15, 198]. Подобные модели [42] соответствуют характеристикам вступления сейсмических волн и, в частности, отличию волн землетрясений от волн, излучаемых подземным взрывом. В первом случае вступления продольных волн, фиксируемые на сейсмостанциях, разделяются нодальными плоскостями на квадран-



Рис. 4.

ты сжатия и растяжения (рис. 5); во втором — наблюдается сжатие от расширяющегося сферического источника.

Для нахождения модели очага на этапах подготовки землетрясения нужно выявить и физическую природу очага, приводящую к появлению указанных пар сил. Исторически первой была модель упругой отдачи Рейда [251], согласно которой в очаге происходит изгиб горного массива с последующим разрывом в точке максимального прогиба. На рис. 6 дана соответствующая иллюстрация: D — место разрушения; F_1 , F_2 — тектонические силы до разрушения; F'_1 , F'_2 — после разрушения [148]. Основная упругая энергия уходит на генерацию поперечной волны. Сопутствующие продольные волны (разного знака) обусловлены сжатием одних слоев и растяжением других при изгибе (как в балке под нагрузкой) перед касательным разрывом. Это обстоятельство проясняется лабораторным экспериментом [91], в ходе которого при ударном срезе пластины, прикрепленной к поверхности образца горной породы, были зафиксированы продольные волны растяжения и сжатия. Отмечалось также и обратное явление — возбуждение поперечных волн при подземном взрыве. Этой проблеме, также связанный с физикой разрушения в очаге землетрясения, посвящена значительная литература. Принято объяснять этот эффект либо отражениями от прослоев в массиве, либо высвобождением тектонической энергии массивов

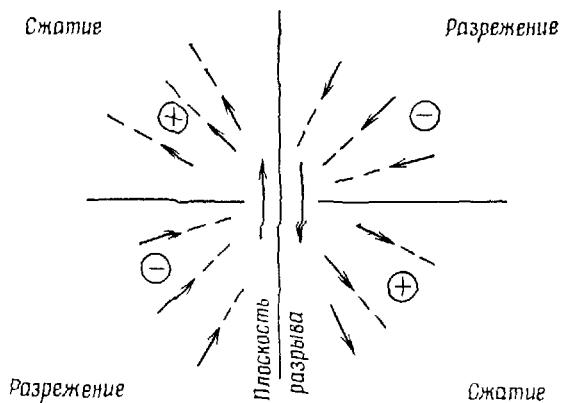


Рис. 5.

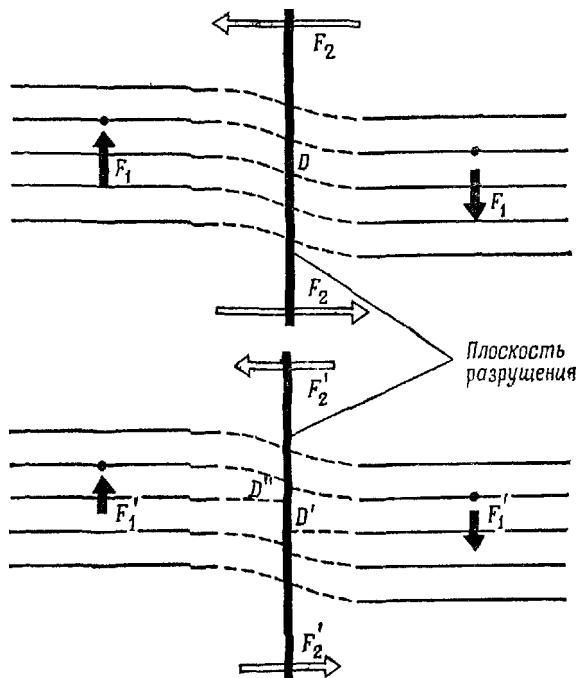


Рис. 6.

при взрывах. Лабораторные эксперименты [282, 285] по взрыву в предварительно напряженной пластинке подтвердили вторую точку зрения. Был проведен соответствующий числовой расчет [135]. Анализ данных полевых наблюдений [286], кроме того, показал, что подземный взрыв приводит к развитию и порождению новых трещин той же ориентации, что и существовавшие ранее тектонические разломы.

Итак, упругая энергия при землетрясении выделяется из некоторого предварительно напряженного объема. Беньоф [141] предложил модель излучающего объема, причем брал в качестве последнего область афтершоков, т. е. область распределения источников ударов, следующих за главным ударом — собственно землетрясением. Близкой была также модель распределенных разрывов по Ю. В. Ризниченко [90]. Таким образом, была намечена объемная модель очага землетрясения, подготовка которого к разрушению могла быть зафиксирована при помощи сейсмических волн или же другими методами. Поскольку, однако, твердые тела при обычных лабораторных испытаниях разрушаются вдоль магистральных трещин и после землетрясения на поверхности Земли фиксируются новые индивидуальные разломы, идея об объемном характере очага была дезавуирована, а если она и использовалась, то для сведения параметров излучающего объема к некоторой эквивалентной трещине разрушения [64, 219].

Очаг землетрясения как возникающая отдельная трещина обсуждается во многих публикациях. Постановка общей задачи довольно подробно рассмотрена Б. В. Костровым [47] в предположении, что всюду вне трещины среда остается в упругом состоянии, но ее решение не было осуществлено по двум причинам — отсутствовали экспериментальные измерения зависимости критического коэффициента концентрации напряжения K_c от скорости роста трещины, а задача в полной постановке требовала большой затраты машинного времени [47]. На сегодня известны конкретные решения, как аналитические, так и численные, при несравненно более частных предпосылках. Так изучались волны, излучаемые однородно-напряженной упругой средой при мгновенном создании в ней разреза конечной длины [87, 119, 131, 218, 259]. При этом специфика излучения воли, связанная с формулировкой критерия разрушения в динамически неравновесных условиях и, в частности, со спадом K_c на некотором интервале роста трещины [47], выпадает из анализа.

Изучение динамики трещин в твердых телах вместе с тем привело к важным качественным результатам. Так, было получено, что имеется теоретический предел скорости роста трещин в условиях, когда нет какого-либо механизма подкачки

энергии непосредственно в вершину трещины [127]. Для трещин отрыва и продольного сдвига (мода I и II) таким пределом является скорость волны Рэлея [127], а для трещины антиплоского сдвига (мода III) — скорость поперечных волн. Аналогичный теоретический предел существует и для сдвигового скольжения по существующему разрезу в условиях действия сил сухого трения, он также равен скорости волны Рэлея [160].

Ранее было дано подробное обсуждение как существования предельной скорости разрушения, так и таких последствий этого эффекта, как кажущееся отличие динамической прочности от статической [71, 75, 76], динамических упругих модулей от статических [76]. Здесь остановимся лишь на одном аспекте этого вопроса. В лабораторных условиях [203] скорость скольжения по готовому разрезу (в образцах дунита) менялась от 1 км/с до скорости волны поперечного сдвига (4,6 км/с). Вместе с тем в работе Ю. И. Васильева [13], а вслед за ней — в работах О. Г. Шаминой с соавторами [123] при моделировании «вспарывания тектонического разлома» были зафиксированы скорости роста трещины, большие скорости поперечной волны. Уже отмечалось, что такие результаты могут объясняться самой системой фиксации сигнала [134]. Если обратиться к постановке этих опытов, то можно увидеть, что скольжение вызывалось ударом по одной из прижатых друг к другу половин блока. Возбуждаемая при этом продольная волна (ср. с упомянутым выше опытом [91] по сколу пластинки) идет со скоростью c_p , что и вызывает каким-то образом движение фронта больших скольжений со скоростью, большей чем скорость поперечной волны. Скорость роста трещины, большая c_p , была получена в теоретической работе Эндрюса [136], который использовал модель конечной зоны сцепления в вершине трещины. Этот результат, равно как и критерий разрушения, рекомендованный в работе [136], критически отмечался Рудницки [259].

В развитие [136] была рассмотрена задача о росте трещины с заданием конечной зоны сцепления и под воздействием точечной разрывающей силы (мода II), приложенной к бортам трещины на заданном расстоянии от ее вершины [165]. Оказалось, что в этих условиях возможны скорости трещины $l < c_R$ и $c_s < l < c_p$, тогда как диапазон скоростей $c_R < l < c_s$ оказался недостижимым для устойчивого роста трещины. Что касается аргументации [123] о возможности движения дислокаций со сверхзвуковой скоростью, то вновь следует помнить, что подобные эффекты могут быть обусловлены только генерацией дислокаций фронтом продольной

волны, а скорость c_p является верхним пределом скорости их распространения [183], см. также [12].

В одной из теоретических работ [201] специально вводился коэффициент эффективности излучения сейсмической волны, зависящий от отношения мгновенной скорости разлома и предельной скорости, равной скорости волны Рэлея. Хотя для ряда экспериментов со взрывными трещинами подтверждается соответствие скорости предельной волне Рэлея, тем не менее во многих случаях зафиксирована предельная скорость трещин, меньшая скорости волны Рэлея. Возможное объяснение состоит в том, что подобная предельная скорость определяется ветвлением трещины [76, 127]. В этой связи выводы теории динамических трещин также чрезвычайно полезны. Оказывается, что трещина сдвига при высоком давлении не может распространяться строго прямолинейно [127], дислокация также проявляет тенденцию к повороту при скорости $\sim 0,6c_p$ [12], т. е. имеет предельную скорость. Известны многочисленные экспериментальные данные, представляющие соответствующие фактические сведения для конкретных материалов [71, 76, 78].

В момент ветвления (поворота) происходит остановка трещины, при которой в области впереди трещины, по-видимому, неравномерно возникают более мелкие разрывы, излучающие слабые акустические сигналы. Этот факт был зафиксирован при помощи оптических методов в экспериментах В. И. Кулакова, см. [76]. Соответствующую часть сейсмического сигнала при землетрясении называют [218] фазами остановки (stopping phases). Об остановках трещин и их поворотах говорят и характер сейсмических сигналов, излучаемых при землетрясении. Так, типичные пульсирующие формы смещений объясняются наличием барьеров, разделяющих цепочку дискретных разрывов [131]. Смещения на фронте волны разных знаков интерпретируются [11] как результат поворотов трещины разрушения. Многочисленные лабораторные эксперименты свидетельствуют о наличии облака мелких трещин впереди распространяющегося магистрального разрыва (см., например, [108, 273]).

Данные о сейсмическом сигнале могут быть также использованы для энергетических оценок процесса в очаге землетрясений. Исходным значением служит полная энергия \mathcal{E}_c волн, вычисляемая вне гипоцентральной области землетрясения (на расстоянии в 100 км от очага), где потери на диссипацию незначительны. Она связана с магнитудой M землетрясения известной формулой Гутенберга — Рихтера:

$$aM = \lg(\mathcal{E}_c/\mathcal{E}_0), \quad a = 1,5, \quad \mathcal{E}_0 = 2,5 \cdot 10^{11} \text{ Эрг.} \quad (2.1)$$

В соответствии с принятymi представлениями (и хрупко-упругими моделями очага) энергия \mathcal{E}_c равна полной энергии \mathcal{E} , отданной при разгрузке некоторой предварительно напряженной области, поскольку гриффитсова энергия, идущая собственно на создание новых поверхностей разломов, оказывается пренебрежимо малой величиной [259]. Согласно Буллену [164], сценить линейный масштаб области разгрузки R_c возможно в предположении, что порода вначале была нагружена вплоть до предела прочности σ_s , т. е.

$$R_c = (\mathcal{E}_c G / \sigma_s^2)^{1/3}, \quad (2.2)$$

где G — модуль сдвига горной породы; характерные значения $\sigma_s = 1$ кбар $= 10^9$ дин/см², $G = 0,4 \cdot 10^3$ кбар $= 0,4 \cdot 10^{12}$ дин/см². Если $\mathcal{E}_c = 2 \cdot 10^{20}$ Эрг, что эквивалентно энергии в 5 кт взрывчатки или землетрясению магнитуды $M = 6$, то $R_c \approx 400$ м. Согласно современным представлениям [93], камуфлистный подземный взрыв мощностью в 5 кт ТНТ (например, в каменной соли) дает примерно такой же радиус дробления $R_g \approx 200$ м. Сопоставимость R_g и R_c свидетельствует о том, что значительная часть объема разгружающейся породы может оказаться разрушенной, и на этот процесс уходит значительная часть полной энергии \mathcal{E} , причем $\mathcal{E}_c = \eta \mathcal{E}$, где η — коэффициент излучения сейсмических волн, или иначе сейсмический к. п. д.

Обычно учет диссиляции в модели очага в виде индивидуальной трещины сводится к введению силы сухого трения между бортами трещины [47, 170]. Оказывается [47], что даже при введении сухого трения справедливы следующие оценки. Сброс $\Delta\sigma$ определяется из формулы

$$\Delta\sigma = \left(\frac{G K_c}{\pi l_0} \right)^{1/2} = \frac{\text{const}}{l_0^{1/2}} \quad (2.3)$$

в предположении, что K_c горных пород — постоянная величина, а прочность определяется масштабом трещин. При лабораторном испытании прочности σ_s трещины имеют масштаб зерна $l_* \sim 0,1$ см, а в природе $l_0 \sim 0,1 - 100$ км $= 10^4 - 10^7$ см. Отсюда следует оценка

$$\Delta\sigma = \sigma_s \sqrt{l_* / l_0} \sim 1000 \text{ атм} \cdot 10^{-3} \sim 1 \text{ атм}, \quad (2.4)$$

которая соответствует хрупко-упругим моделям очага землетрясения.

Однако оценка (2.4) допускает слишком большой произвол в выборе длины трещины l_0 в очаге. Следует помнить, что масштаб должен соответствовать начальный трещине, т. е. быть по крайней мере на 2 порядка меньше длины разлома l

после землетрясения. Поэтому более оправданно пользоваться данными о сейсмическом моменте [130]. Соответствующие вычисления С. Я. Коган и А. М. Поликарпова [44] дают порядок 1 атм как наименший: $\Delta\sigma$ растет с глубиной очага до 100 атм, т. е.

$$\Delta\sigma \sim 1 - 100 \text{ атм.} \quad (2.5)$$

Поскольку сейсмический момент вычисляется по амплитудам сейсмических волн, сброс напряжений $\Delta\sigma$ можно рассматривать как оценку амплитуд этих волн при выходе из зоны диссипации в упругую зону. С другой стороны, измерения волн разгрузки [208, 269] при хрупком разрушении твердых тел показывают, что их амплитуды имеют порядок прочности разрушающего тела. С учетом остаточной прочности σ_R массива амплитуда излучаемых волн пропорциональна разности $\sigma_s - \sigma_R$. Поскольку энергия упругих волн пропорциональна квадрату амплитуды, то отсюда получаем оценку коэффициента

$$\eta = \frac{\mathcal{E}_c}{\mathcal{E}} \sim \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma_s - \sigma_R} \right)^2 \sim 10^{-6} - 10^{-2}, \quad (2.6)$$

если принять, что $\Delta\sigma \sim (1 \div 100)$ атм и $(\sigma_s - \sigma_R) \sim (100 \div 1000)$ атм. Согласно данным по горным ударам, сейсмические к. п. д. имеют еще меньший порядок: $\eta \sim 10^{-4}$. Оценки работы \mathcal{E}_c , совершающейся при землетрясении против сил гравитации (подъем массива, фиксируемый геодезическими методами), также дают, согласно [158, 262], величину $\mathcal{E}_c \sim (10^2 \div 10^3)\mathcal{E}_c$, превосходящую на порядки сейсмическую энергию. Если интерпретировать \mathcal{E}_c как меру накопления упругой энергии перед землетрясением, то это вновь подтверждает оценку (2.6). Значения $\eta = (0,2 \div 3)\%$ указывались также в работе Мак-Гарра и др. [222].

Выберем верхнюю грань оценки (2.6), т. е. примем, что коэффициент η при землетрясении имеет тот же порядок, что и при взрыве: $\eta \sim 0,01$. Тогда подстановка $\mathcal{E} = 100\mathcal{E}_c$ в формулу (2.2) позволяет оценить истинный масштаб R области выделения упругой энергии [74].

Сводка характерных значений приведена в табл. 1 для разных магнитуд и энергий землетрясений. Там же приведены линейные масштабы A зоны афтершоков и θ продолжительности предвестника (см. ниже). Из таблицы видно, что при наибольшей энергии землетрясений масштаб области выделения упругой энергии имеет порядок 100 км. Это как раз среднее расстояние L между вертикальными разломами на поверхности коры для континентальных сейсмоактивных областей [82, 96, 98]. Поэтому можно думать, что расстояния между этими разломами и максимальная энергия землетрясений

взаимосвязаны. Масштаб в 100 км соответствует также представлениям [92], что при исключительно разрушительных землетрясениях с максимальной энергией происходит разгрузка целых литосферных блоков. На рис. 7 приведены общенные зависимости [82] между магнитудой M и длиной максимальной трещины l и максимальным масштабом L зоны разрывов, выявляющие особенности отдельных регионов (1, 2, 3, 4).

Таблица 1

Землетрясение	Умеренно сильное	Сильное	Катастрофическое
M (баллы)	5	7	9
(эрг)	10^{19}	10^{22}	10^{25}
\mathcal{E}_c (ТНТ)	1 кт	1 Мт	10^3 Мт
R_c (км)	0,1	1	10
(эрг)	10^{21}	10^{24}	10^{27}
\mathcal{E} (ТНТ)	100 кт	100 Мт	10^5 Мт
R (км)	1	10	100
L (км)	10	30	100
θ (сутки)	100	1000	—

2 — Средняя Азия, 3 — Калифорния, Невада, 4 — зона Сан-Андреас), но подтверждающие указанные порядки величин.

Оценка (2.6) использует представления, что в горных массивах возможны концентрации напряжений, достигающие величины σ_s . Подобные порядки величин использовались в ряде работ по геодинамике [3, 21, 194]. При расчетах движения континентальных плит (дрейфа континентов [16, 117]) оказывается, что граничные напряжения, прикладываемые со стороны астеносферы, в силу относительно малой вязкости последней при наблюдаемых скоростях движения имеют порядок не более 10 бар [194, 223]. В то же время в контактах плит достигаются значения нескольких кбар [194]. О дифференциальных напряжениях в земной коре порядка 1—3 кбар можно судить по данным о двойниковании в минералах [291], о плотностях дислокаций [207], о характерной микроструктуре горных пород [172]. Данные о рекристаллизации [224, 225] показывают, что в разломах достигаются напряжения до

3 кбар, тогда как в ксенолитах, выносимых с глубин 50 \div 100 км, всего в 10² бар [225]. Последнее, впрочем, может соответствовать образованию ксенолитов в пустотах, когда значительная часть нагрузки воспринимается матрицей окружающей породы. Меррелл [230] указывал верный предел фиксируемых напряжений в земной коре в 1,6 кбар, соответствующий плавлению псевдотахилита в разломах. Напряжения $\sigma \sim 1$ кбар были получены при моделировании [51] процесса субдукции океанической плиты с учетом законов подобия. Следует подчеркнуть, что замена традиционного порядка

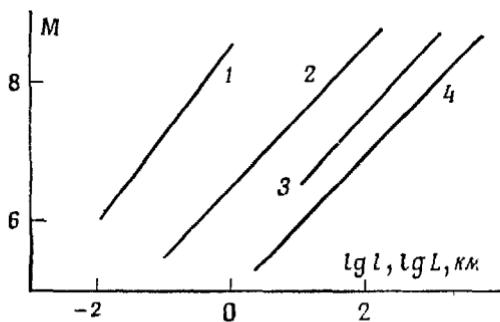


Рис. 7.

напряжений в земной коре в 100 бар на 1 кбар имеет фундаментальное значение для геодинамики, поскольку эта величина используется при подборе реологических моделей и во многих расчетах геологических процессов [29, 118].

Предлагаемое оценкой (2.6) увеличение полной энергии землетрясения на два порядка по сравнению с энергией сейсмических волн соответствует представлению об интенсивной диссипации механической энергии (как и при подземном взрыве [93]) главным образом за счет создания множества трещин, распределенных по объему, и сухого трения между их бортами. Область такого объемного разрушения возникает впереди магистральной трещины (разлома) в силу концентрации напряжений как на этапе подготовки землетрясения, т. е. перед неравновесным ростом разлома, так и в моменты его остановки. Подобная область неупругих деформаций может перемещаться вместе с вершиной трещины на этапах ее уставновившегося роста, оставляя за собой след из разрушенного материала. Этот след под действием тектонических сил будет сжиматься в узкую полосу вблизи бортов разлома. При фиксированной сети наблюдений при этом может иметь место кажущееся восстановление сейсмоскоростной аномалии.

Фактические наблюдения за развитием трещины горного удара в глубоких шахтах [222] выявили вблизи разлома наличие субпараллельных полос сдвига, включающих дробление сплошного материала и сети разделяющихся и ветвящихся трещин. Авторы указанной работы оценили к. п. д. η горного удара следующим образом:

$$\eta = \Delta\sigma/(2\sigma) = 3,6 \cdot 10^{-3} \div 3,6 \cdot 10^{-2}, \quad (2.7)$$

что по существу совпадает с оценкой (2.6). Здесь $\Delta\sigma$ — сброс напряжений при ударе ($5 \div 50$ бар), а σ — напряжение в массиве ($400 \div 700$ бар) по измерениям горного давления. Их вывод таков: почти вся энергия, высвобождаемая при землетрясении, расходуется на создание зоны дробленой породы вдоль разлома (так называемой гаук-зоны). Эти зоны иногда наблюдаются спорадически, не при всех режимах роста разлома. Хорошо развитая брекчия разлома (насыщенная грунтовыми водами) была отмечена и при землетрясении Китайцу (1930 г.) в Японии, где разлом пересек строящийся туннель [227].

Энергетическая несостоятельность модели очага в виде простой трещины следует из сопоставления сброса напряжений в 100 бар (с учетом сухого трения) с геодезическими данными о смещениях свободной поверхности Земли [259]. Если же, наоборот, задаться сбросом при землетрясении в 100 бар и заметно усилить эффект сухого трения, то энергия сейсмических зон (при неизменных прочих параметрах) оказывается на порядок меньше, чем по формуле Гутерберга — Рихтера [305]. Использование такого порядка $\Delta\sigma$ привело к противоречию при сопоставлении расчетной зоны упругой разгрузки с данными о зоне афтершоков для Паркфилдского землетрясения 1966 г. [131].

Численный расчет задачи о динамическом росте трещины, между бортами которой действовали значительные силы сухого трения, выполненный Черри [170], показал, что необходимо вводить зону пластической диссиляции в сплошном материале вокруг всей трещины. Возможность достижения напряжениями предела прочности сплошного материала в бортах разреза следует из решения Броберга [160] о динамике скольжения. Если сопоставить такие представления с данными о прерывистом скольжении [154, 177, 238], то последнее восьма просто объясняется [73] попарменным быстрым «гладким» скольжением-сбросом (I этап) и остановками с последующим постепенным разрушением борта разреза (II этап) (см. рис. 8) Эта точка зрения на прерывистое скольжение подтверждается данными рис. 1 (p, T -условия для прерывистого скольжения совпадают с условиями для локализа-

ции деформаций в полосы сдвига и соответствуют диапазону, в котором силы сухого трения имеют порядок прочности породы). Таким образом, прерывистое скольжение вдоль готового разлома также должно приводить к возникновению зон разрушения в объеме. Пластификация (добавки серпентинита) предотвращает прерывистое скольжение (рис. 8) за счет генерации пластического течения в бортах разреза.

Если обратиться к реологическим данным по горным породам (рис. 1), то можно выделить диапазон давлений и температур, при которых разрушение в объеме обладает дилатационными свойствами. Ясно, что в разных районах земного шара соответствующие термодинамические условия достигаются на разных глубинах и сильно зависят от тектонической обстановки. Для этих условий вполне применима та же математическая модель упругопластического дилатационного деформирования, что и при расчетах подземного взрыва [66, 81, 93].

Применительно к задачам об очаге землетрясений особо важен результат теории дилатансии, полученный Райсом и Рудницким [260], о тенденции полей неупругих деформаций в дилатирующем материале к локализации в полосы сдвига. Оказывается [69], что при дилатансии невозможно существование только тангенциального разрыва поля скоростей смещения вдоль плоскости скольжения; ему обязательно будет сопутствовать скачок нормальных компонент скорости. Поэтому моделировать плоскость скольжения можно только слоем конечной толщины, внутри которого материал будет неупруго деформироваться вплоть до достижения критического состояния — объемно-несжимаемого при остаточной прочности.

Райс и Рудницкий предложили [260] искать ориентацию таких слоев (локализации деформаций), как полосы с неоднозначным распределением напряжений и скоростей. Возможность подобных бифуркаций решения есть математическое

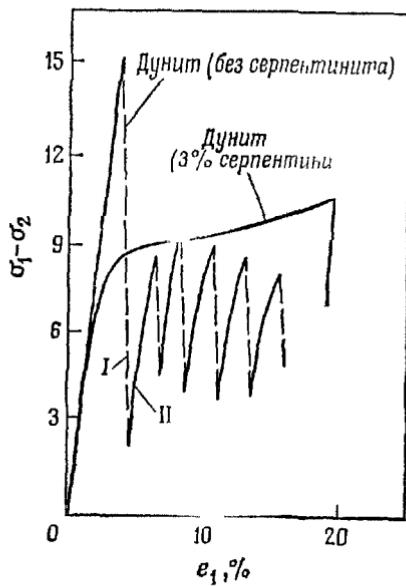


Рис. 8.

следствие нелинейных реологических пластических связей, причем в силу неассоциированности закона течения локализация имеет место не только в условиях ослабления, но и упрочнения среды. Райс и Руднишки [260] воспользовались деформационной теорией упругопластической дилатансии, к которой сводится теория дилатационного пластического течения (1.1)–(1.3) в условиях простого нагружения. Этот аспект их работы, равно как и предельный переход к жесткопластической схеме, вызвал дискуссию (см. [256]). Для теории очага землетрясения весьма важен вывод, что при локализации деформаций в полосы материал вне полос может разгружаться (упруго), а это соответствует экспериментальному факту о закрытии микротрещин в образце в период формирования трещины разрушения внутри полосы локализации.

Возникновение системы полос скольжения наблюдалось в экспериментах с песком в работах [83, 88, 94] в лабораторных условиях, причем было отмечено наличие характерного линейного интервала между ними. Полосы сдвига являются объектом пристального изучения и в натурных условиях [112, 169, 250] в горных массивах. В рамках модели дилатационно-пластического течения [66–69] эффект локализации обсуждался Л. В. Никитиным и Е. Н. Рыжаком [62, 63], причем особо анализировалось влияние граничных условий (стеснения).

Обсуждались эффекты анизотропии, осесимметричных и плоских состояний, а на их основе — данные трехосных испытаний горных пород [258] и песка [293]. Рост полосы локализации в ее собственной плоскости, т. е. ее распространение, связан с сопутствующим изменением внутреннего трения [245]. Ориентация полос зависит от ориентации осей и соотношения величин главных напряжений. Развитие указанных полос может завершаться созданием в них магистральных трещин, что в лабораторных испытаниях означает разрушение образца. Фиксирование соответствующей критической комбинации дает участок поверхности разрушения (рис. 1), который может не входить в семейство поверхностей текучести. Понятно, что рост среднего давления подавляет эффект локализации деформаций в полосы (критический модуль пластичности при этом растет — см. [260]).

Математическая упругопластическая модель дилатансии [66, 78, 81] была развита применительно к расчетам подземного взрыва [1, 93], хотя применяется и для квазистатического нагружения [22, 69]. Впервые разрыхление в динамике взрывного движения было выявлено в лабораторных экспериментах с песком [1, 31], когда построение зависимости (интеграла) $v(t) = C(t)r^{-n}$ — скорости частиц v от эйлеровой координаты

r — привело не к ожидаемому значению $n = 2$ (см. [1]), а к $n = 1,5 \div 1,8$. С объяснения этого результата дилатационным эффектом и доказательства существования кинематического интеграла для $v(t)$ при $\Lambda = \text{const}$ началось развитие модели (1.1) — (1.3). Указанным значениям и соответствует скорость дилатации $\Lambda = 0,18 \div 0,09$; значению $n = 1,4$ при взрыве в хрупко-разрушающем [104, 105] материале $\Lambda = 0,21$.

Было показано, что дилатансия нужным образом увеличивает радиус эффективного сейсмического излучателя [79, 93].

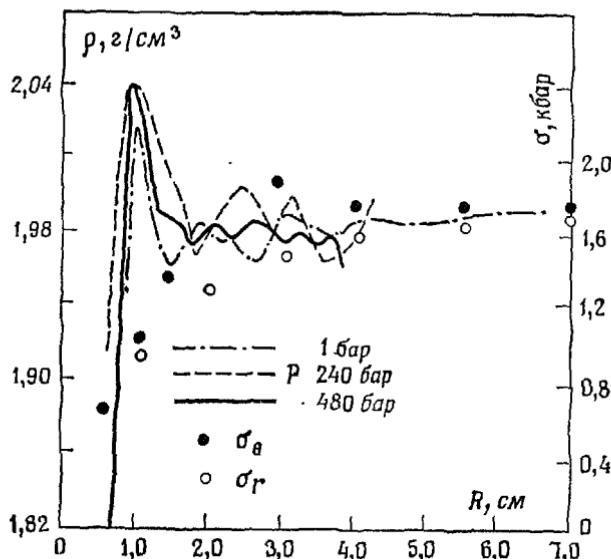


Рис. 9.

при камуфлетном взрыве, при слабом влиянии на радиус полости и интенсифицирует максимум остаточных напряжений [79]. Нетривиальным оказался вопрос о соотношениях на фронте ударной волны [81] в силу неголономности уравнений состояния упругопластической дилатационной модели, а также о возможности непрерывной структуры ударной волны [7]. Был найден второй кинематический интеграл (для плотности частиц) при камуфлетном взрыве [26].

Прямыми экспериментальными доказательством дилатационного поведения горных пород также является кольцо уплотнения вокруг полости при взрыве в искусственном пористом хрупком материале [8, 9]. Дело в том, что ударная волна приводит к сжатию пор, и если бы не было дилатационного разрыхления, эпюра остаточных уплотнений практически

повторяла бы закон затухания максимальной амплитуды волны напряжений. Дилатансия вначале ($\Lambda < 0$) несколько интенсифицирует это сжатие ($n > 2$), а затем после достижения критического состояния (степень $n < 2$ фиксировалась в опытах [1, 31] после прохождения максимума давления) приводит к разуплотнению ($\Lambda > 0$). Этот опытный результат [8, 9] был подтвержден публикацией [263] о лабораторном взрыве в блоке песчаника (см. рис. 9), где приведены экспериментальные эпюры остаточной плотности при разных литостатических давлениях p , а точки соответствуют расчетным остаточным напряжениям.

Что касается развития дилатационных деформаций во времени, то следует упомянуть запаздывание объемных деформаций уплотнения [95] по сравнению с максимумом сжимающих динамических напряжений. Этот эффект может объясняться как самим проявлением дилатансии (из-за сдвига максимумы уплотнения и давления не совпадают), так и наличием предельной скорости разрушения и скольжения, которая приводит к появлению характерной «псевдовязкости» разрушения [76], а в некоторых случаях — к постоянству скорости фронтов разрушения [71, 75] и неупругих деформаций [76]. Сообщалось [30], что введение подобных скоростных эффектов в нужную сторону поправляет расчетные данные о длительности излучаемого взрывом сейсмического сигнала. Ясно, что при развитии процесса в очаге землетрясения со скоростями, близкими к взрывным, т. е. в момент землетрясения, для дилатирующих объемов также будут характерны проявления эффекта предельной скорости скольжения и разрушения.

8. ТРЕЩИНОВАТОСТЬ И ПЛАСТИЧНОСТЬ ЗЕМНОЙ КОРЫ

Общепринято считать, что земная кора представлена горными породами в твердом состоянии, тогда как в мантии проявляются эффекты их текучести. Эти представления в случае их правильности должны согласовываться с данными о механическом поведении горных пород под действием нагрузок и температуры.

Сопоставим [72] данные рис. 1 с сейсмоскоростным разрезом (эпюра 1) нормальной континентальной коры (рис. 10). Давление 10 кбар и температура 600 °C, при которых происходит подавление хрупко-дилатационных трещин в гранитах и переход к истинно-пластическому состоянию, соответствуют в глубине в 35 км (см., например, монографию Ботта [151]). Но эта глубина и есть нижняя граница земной коры, откры-

тая Мохоровичичем в 1911 г. по отражению сейсмических волн во время землетрясения в Скопле. Таким образом, рис. 1 свидетельствует о том, что выше границы Мохоровичича породы находятся в хрупком, трещиноватом состоянии (при реакциях на нагружение со скоростью лабораторных испытаний, тогда как при крайне медленных нагрузках горные породы ползут). Ниже границы Мохо, как иногда сокра-

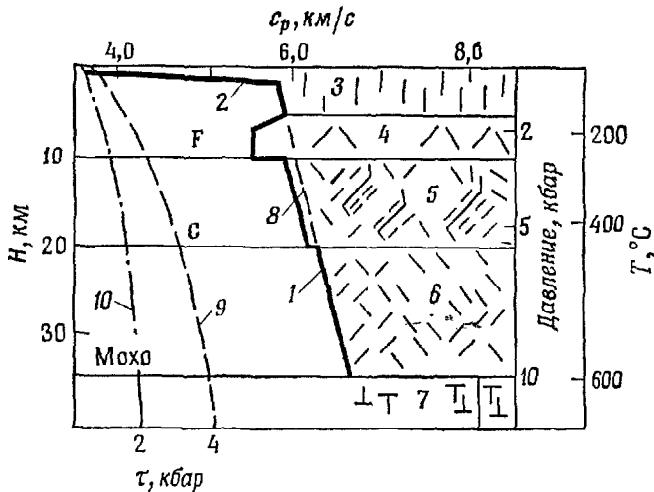


Рис. 10.

щенно именуется эта граница, породы литосферы (гранит) деформируются пластически (состояние 7, рис. 10).

Границы внутри земной коры, также фиксируемые по отражениям сейсмических волн (рис. 10), вполне могут соответствовать последовательным сменам хрупко-дилатационных состояний. Так, граница Конрада (символ С), иногда интерпретируемая как переход от вышележащей гранитной толщи к нижерасположенной габбро-базальтовой [3, 23] и иногда вообще отрицаемая [151], соответствует давлению в 5—6 кбар и температуре в 400 °С. А это как раз граница перехода (рис. 10) от псевдопластического (катахластического) состояния 6 к состоянию 5, характеризуемому прерывистым скольжением, локализацией дилатационных деформаций (мелкой трещиноватости) в полосы разрушения, развитие которых завершается возникновением наклонных (к главной действующей нагрузке) трещин.

Граница Форша (символ F) соответствует давлению в 2 кбар и температуре в 200 °С. Следовательно, волноводу, выделяемому на рис. 10, соответствует возникновение состояния

4, т. е. наклонные трещины (срезы) и максимальная роль сухого трения при разрушениях.

Выше волновода (состояние 3) трещины вертикальны — они параллельны направлению максимального сжатия, что соответствует наблюдаемым выходам разломов коры на свободную поверхность. Ориентация систем вертикальных разломов в плоскости свободной поверхности зависит от распределения напряжений в приповерхностном слое коры [196]. Дилатационные трещины появляются локально, вблизи разломов. На рис. 10 указаны граница 2 осадочного слоя и эпюра 8 скоростей в сплошном граните.

Расположение границ рис. 10 получается при относительно «грубой» классической интерпретации данных построений сейсморазреза. Также «грубой» и осредненной является классификация механических состояний рис. 1 [73]. Для интерпретации более уточненных сейсморазрезов земной коры следует вводить в анализ смены хрупких и пластических пород с учетом вариаций их составов. Впрочем, из данных гравиметрии следует [50], что границу Конрада нельзя интерпретировать только как переход «гранит → базальт», а следует вводить эффекты существенных и градиентально-постепенных изменений плотности. Только в этом случае удается увязывать данные сейсмики и гравиметрии.

Изменения плотности, несовместимые с простым ее нарастанием за счет гидростатического давления и температур [151], обусловлены раскрытием трещин, что возможно, если касательные напряжения достигают кривой начала дилатансии. На рис. 10 приведена пунктиром кривая 9 начала дилатансии (предела упругости) для сплошного образца гранита без снижающих поправок на температуру. Будем учитывать температурный эффект (кривая 10), снижая указанные данные в 2 раза [190, 200]. Возможны ли такие сдвиговые усилия в земной коре?

Обратимся сначала к элементарным оценкам бокового горного давления по теории упругости [174]. При коэффициенте Пуассона $\nu = 0,25 \div 0,30$ на глубине в 6 км дифференциальное напряжение будет составлять 1 кбар, т. е. сдвиговое усилие $\tau \sim 0,5$ кбар. Иначе говоря, в земной коре на глубинах до 10 км под действием собственного веса пород развиваются сдвиговые напряжения порядка их предела упругости. Как раз эта возможность ранее считалась нереалистичной, поскольку по достижении предела прочности порода не может нести нагрузки или хотя бы потому, что сейсмические волны всюду в земной коре распространяются по законам теории упругости. На самом деле фронт сейсмических волн и в пластической области распространяется как упругая волна, ко-

нечно, со скоростью, определяемой локальными динамическими модулями, соответствующими ветвям разгрузки статических диаграмм. Фронт волны «чувствует» трещиноватость среды, но не вносит в нее своих даже малых изменений. Последние запаздывают и могут происходить лишь внутри волны. Если бы на какой-то глубине был достигнут предел прочности породы, то это означает, что более высокий уровень напряжений на этой глубине невозможен, а сама порода переходит в разрушенное (трещиноватое) состояние. Соответствующие верхние оценки дифференциальных напряжений в земной коре связаны, таким образом, с лабораторными данными о разрушении горных пород [155, 220].

Измерения в глубоких скважинах и шахтах подтверждают нужный порядок цифр. Так, данные для Исландии [191] непосредственно соответствуют упругим оценкам [174]. Ныне известны и обобщения [55, 146, 238], которые показывают, что боковые горные давления могут даже превосходить вертикальные до 3 раз, но могут быть и меньше вертикальных. Первое особенно характерно [55, 238] для Фенноскандинавского щита, поднимающегося в современную геологическую эпоху (после конца ледникового периода). Измерения [221] для больших глубин дают для сдвигового усилия $\tau = 0,5(\sigma_{11} - \sigma_{22})$ нужный порядок для раскрытия дилатационных трещин. Действительно, данные по глубокой скважине на Кольском полуострове выявляют зону повышенной трещиноватости на глубинах от 3,5 до 7 км [113], которая может совпадать с волноводом вблизи границы Форша. В публикации о Кольской скважине в газетной печати («Известия» от 15. XI. 1979) сообщалось, что породы на глубинах границы Конрада (10 км) представлены трещиноватым гранитом, причем отмечена интенсивная деятельность геотермальных вод. Тем не менее для объяснения резкого скачка скоростей волн (до 1,5 км/с) на границе Мохоровичича следует учитывать и иные факторы.

Моги [227] отметил, что в силу снижения поверхностной энергии горных пород при контакте с водой максимальные глубины охрупчивания геоматериалов соответствуют глубинам, на которых еще имеются гидратные соединения. Видоизменяя эту мысль, будем считать, что вода играет активную роль на тех глубинах, где могут быть трещины. Тогда граница Мохоровичича является предельной глубиной действия водяного пара (как транспортного агента для физико-химических превращений) — находящаяся ниже пластическая порода водонепроницаема. Обратимся с этих позиций к гипотезам о природе границы Мохоровичича.

Гипотеза о фазовом переходе «базальт, габбро → эклогит», обеспечивающем нужный скачок скоростей [18, 106, 151], была выдвинута Ловерингом [216], который исходил из близости химических составов ахондритовых каменных метеоритов и эклогитов и из представления, что эти метеориты должны представлять материал первоначальной поверхности Земли. Гипотеза об эклогитовой верхней мантии соответствует данным о радиоактивной генерации тепла в коре [283]

и составу горных пород в кимберлитовых трубках [107]. Были найдены даже камни, непосредственно свидетельствующие об этом фазовом переходе (половина которых представлена габбро, а другая — эклогитом [53]).

Ито и Кеннеди построили соответствующую фазовую диаграмму для системы «эклогит — базальт», которая была использована во многих руководствах [3, 37, 53, 110]. Однако Грин и Рингвуд [24], получили иной результат. Согласно фазовой диаграмме Грина — Рингвуда, в отсутствие воды при температурах и давлениях, характерных

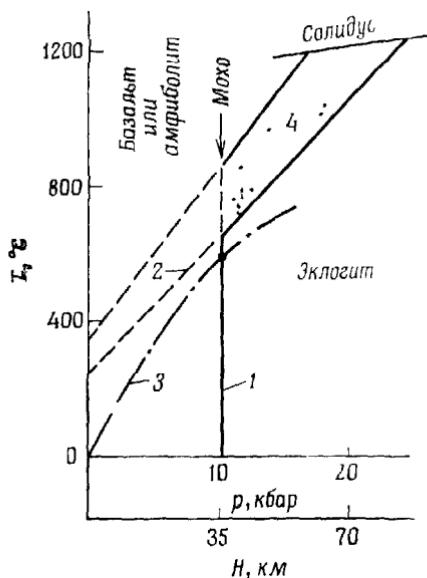


Рис. 11.

терных для всей коры, стабильным является эклогит, а не базальт, тогда как в природе кора представлена базальтами. Это противоречие послужило причиной, почему многие авторы, и в частности Ботт [151], стали отвергать эклогитовую гипотезу в пользу предположения о перидотитовом составе пород верхней мантии. Условия закрытия трещин на границе Мохоровичича и обращения в нуль проницаемости позволяют преодолеть указанную трудность эклогитовой гипотезы. Истинная пластичность делает верхнюю мантию «сухой», указанный фазовый переход становится возможным, причем без промежуточной фазы гранатового гранулита.

На рис. 11 даны постулируемая граница 1 устойчивости эклогита (наличие воды), граница 2 — при отсутствии воды, 3 — геотермический градиент, 4 — промежуточная фаза гранатового гранулита, точка обозначает p, T -условия на Мохо.

Нижняя часть коры при заметном давлении водяного пара будет представлена амфиболитом [72, 129]. Отметим в этой связи, что на некоторых разрезах коры между Мохо и С вводится еще одна промежуточная граница. О циркуляции воды внутри коры тем самым говорят не только данные об очаге землетрясений, но и о природе перехода на границе Мохоровичича.

В книге С. М. Григорьева [23] именно циркуляцией воды в коре объяснялся вынос кремнезема из базальтового слоя (ниже С) в гранитный (выше С). Изменение масштаба трещиноватости на границе Конрада поэтому может быть взаимосвязано с фильтрационными характеристиками земной коры (переход от мелкогрециноватой среды к среде с «двойной» трещиноватой пористостью). С другой стороны, термодинамические данные на континентальной границе Мохоровичича соответствуют условиям начала плавления влажного гранита [60, 132]. Ботт отмечает, что в отсутствие воды вместо базальтов могут образовываться некоторые модификации гранитов [151]. Таким образом, проблема петрологии выше и ниже Мохо оказывается тесно связанной с еще нерешенной проблемой происхождения гранитов — «кожи» континентов Земли. Следует подчеркнуть, что в работе [72] были сняты основные возражения [24, 129, 151] против эклогитовой гипотезы. Имеются соображения в пользу перидотитового состава верхней мантии и под континентами [110, 143, 185]. Проблема роли эклогитов в геодинамике тесно связана с их большим удельным весом и непрерывно подвергается обсуждению [3, 129, 133, 217].

В случае океанической коры подстилающий ее материал представлен перидотитом, который на 70% состоит из оливина, и возможна (см., например, Ботт [151]) химическая реакция Хесса «оливин + вода → серпентинит», которая может идти только там, где породы проницаются (т. е. выше Мохо). Почему же толщина океанической коры намного меньше, чем толщина континентальной?

Известное объяснение связано с тем, что реакция идет при $T < 500^{\circ}\text{C}$. Тогда граница Мохоровичича могла быть изотермой в 500°C . Однако это не так: температура на границе Мохо под океанами меняется в интервале от 150 до 500°C , причем последняя цифра справедлива вблизи рифтовых зон. Тем не менее мощность океанической коры удивительно постоянна и составляет 7 км. Обратимся в этой связи к данным рис. 2, которые свидетельствуют о том, что серпентинит перестает быть хрупким (а потому трещиноватым) при давлении в 1,8 кбар в диапазоне $0 \leqslant T \leqslant 500^{\circ}\text{C}$. Если учесть, что нагрузка воды океана составляет 0,5 кбар, то переход серпентинита в

пластическое водонепроницаемое состояние должен произойти на глубине в 4 км.

Данные Друри [178] по электросопротивлению океанической коры показывают, что трещины идут как раз до глубины 4 км, тогда как кора составляет 7 км. Другими словами, переходный слой (третий слой коры [151]) серпентизированных пород, генерируемый реакцией Хесса, эффективно препятствующий ее протеканию на больших глубинах и соответствующий критической изотерме в 500 °С, составляет 3 км. На его дне, т. е. на Мохо, давление оценивается в 2,7 кбар (жирная линия на рис. 2). Только вблизи рифтовых зон из-за высоких температур эта водоизоляция исчезает. Механизм действия рифтовых зон разбирается в работе [38]. Укажем также на данные изучения изотропного состава офиолитов Грегори и Тейлора, отмеченные в [241] и говорящие о том, что в океанической коре вода циркулирует всюду до границы Мохо. Это полностью соответствует представлениям [72].

Общие соображения о «хрупкости» верхнего слоя коры и «пластичности» нижнего высказывались в ряде работ, например [124, 139, 152, 238], но не было количественной конкретизации, определяемой схемой на рис. 1, и следующей из нее корреляции с границами земной коры. В регионах молодых складчатых гор сейсмоактивная (трещиноватая) зона простирается до глубины в $15 \div 20$ км, граница Мохоровичича фиксируется на глубинах в $50 \div 70$ км, а между ними — пластическая зона коры. Подобная ситуация объясняется повышенным геотермическим градиентом в корнях гор. В самом деле, глубинам в 20 км соответствуют давления в 6 кбар и температуры порядка 700 °С. Этим значениям p , T соответствуют устойчивые и в то же время пластические состояния гранитных массивов. На рис. 12 даны 1 — предельная глубина хрупко-дилатационного состояния (наличие воды) для коры в зоне молодых складчатых гор, 2 — пластическое состояние коры, 3 — два предполагаемых варианта геотермического градиента, 4, 5 — два соответственных варианта (точки) границы Мохоровичича, 6 — промежуточная фаза гранатового гранулита, 7 — ее верхняя граница в коре.

Для примера укажем, что максимум очагов землетрясений в Гарме [52] приходится на глубину 5—10 км, причем здесь отмечаются сильные вариации эффективных упругих модулей, оцениваемых по сейсмоскоростям. В районе Ташкента очаги приурочены к глубинам 6—8 км, причем породы, представляющие разрез коры, разрушаются хрупко, с появлением дилатационного дробления при росте обжимающего давления [6, 19]. В Калифорнии исчезновение сейсмичности происходит ниже 15 км. В работе [215] этот факт, а также характерное

изменение эпюор сейсмоскоростей отождествлялись с появлением габбро. Согласно концепции об уровнях трещиноватости земной коры [72], на указанной глубине происходит переход к истинно-пластическому состоянию (см. также [289]). Здесь следует упомянуть также о том, что в зонах геотермальной активности максимум поглощения и сейсмической активности попадает в интервал глубин от 12 до 20 км [299]. Можно объяснить этот эффект повышенной трещиноватостью

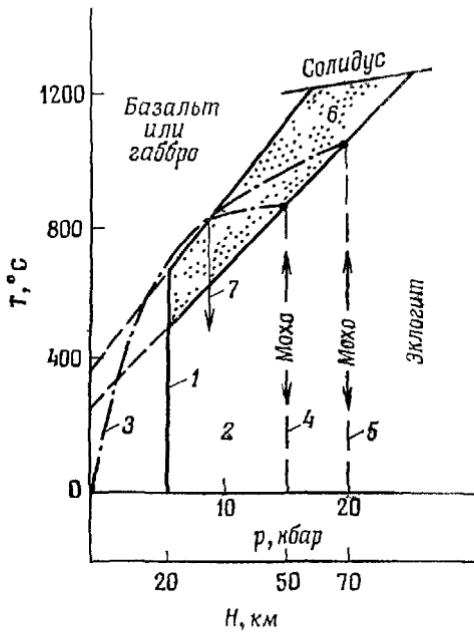


Рис. 12.

и наличием вод. Далее, по изотопному составу гранитов установлено [241], что в зоне разлома Сан-Андреас (по крайней мере до глубины 8—10 км) имеет место циркуляция подземных вод. Эти данные также соответствуют концепции [72]. Более того, они опровергают (см. также [266]) известную аргументацию Брюна и др. [162] против оценок напряжений в коре в 10^3 бар, поскольку они должны были бы привести к аномально высокому разогреву в разломе Сан-Андреас. Ясно, что именно конвекция воды (или водяного пара) может уносить тепло и запрещать тепловую аномалию.

Граница Мохоровичича будет определяться пересечением кривой геотермического градиента и границей устойчивости эклогита в отсутствие воды. Этой точке соответствуют глубины в 50—70 км (давление 15—20 кбар и температура 800—

1000 °C). Между базальтом и эклогитом в этом случае должен быть слой гранатового гранулита. На рис. 13 приведен иллюстративный пример, соответствующий Центральным Альпам [195]. Сопоставление карт (для Кавказа) глубин гипоцентров сильных землетрясений и границы Мохоровичча показывает, что очаги находятся на глубинах 5—15 км, если Мохо имеет порядок 50 км. Если же граница Мохо идет выше, то и очаги имеют большие глубины. Это вновь подтверждает наличие пластического, а следовательно, и менее сей-

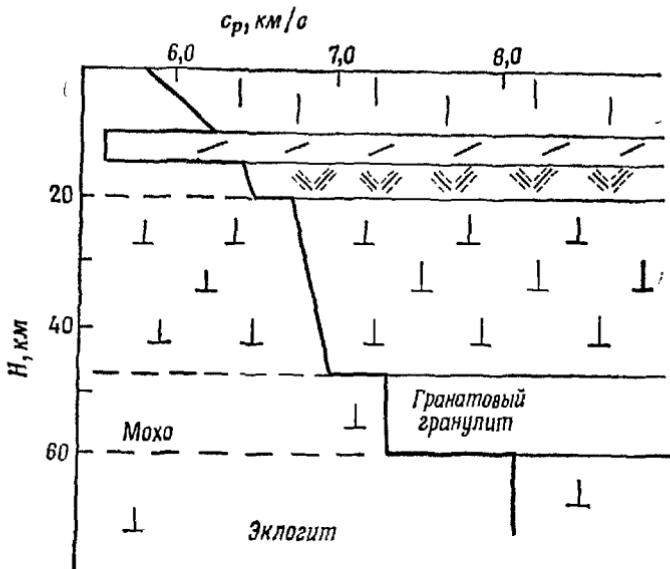


Рис. 13.

смического слоя в зонах глубокого залегания границы Мохоровичча. Соответствие глубин Мохо и температурных полей ярко выражено в районах геотермальной активности [147].

Высокие температуры при меньших давлениях в этих регионах соответствуют условиям [60, 72, 132] плавления гранита выше границы Мохо, что приводит к вулканической деятельности и появлению очагов вулканических землетрясений. Последние трактуются как следствия «формирования трещины в земной коре, по которой магма поднимается к поверхности» [32], причем характерны рои землетрясений (т. е. множества толчков без выделения главного удара). Внезапное обрушение магматической полости, однако, также может служить причиной вулканического землетрясения [281], а характерное вулканическое «дрожание» связано с процессами

«кипения» в ней [116]. Сама вулканическая деятельность может быть обусловлена восходящими струями с глубин в 200—400 км [187] в мантии, прожигающими земную кору в горячих точках планеты вдоль вулканических дуг [161, 229].

В зонах субдукции (погружения) океанических плит под островные дуги [118, 266, 270] или же субдукции континентальных плит [145] очаги приурочены к полосам скольжения, образующимся в местах изгиба плит [51, 270]. К полосам скольжения в островной дуге, выполняющей роль упора, приурочены очаги цунамигенных землетрясений [51]. Поведение плит вполне удивительно описывается реологической моделью упругопластического материала [51]. Совпадение полос скольжения и сейсмически активных зон подтверждает тот факт, что неупругим (пластическим) макродеформациям на этих глубинах соответствуют дилатационные (микромасштабные) трещины.

К зонам субдукции относятся очаги самых глубоких (до 700 км) землетрясений. Анализ показывает [118], что глубинные очаги располагаются в некоторых плоскостях погружающихся в мантию перидотитовых плит, причем характерно наличие асейсмических зон («окон»). Было высказано соображение [231], что эти очаги обусловлены возвратным охрупчиванием геоматериалов из-за распада водосодержащих минералов при высоких температурах. Тогда становится понятным и приуроченность внутриплитовых очагов к определенной плоскости. Дело в том, что по данным [129] изотермы до некоторой глубины в погружающейся плите имеют вид плоскостей, а сейсмоактивная плоскость должна совпадать с изотермой высокотемпературного охрупчивания (500—600 °C). Наличие предельной глубины для таких очагов связывалось [228] с наличием некоторой пороговой температуры. Последняя может объясняться переходом к истинно-пластическому состоянию, согласно рис. 1, но возможно и иное соображение: изотерма высокотемпературного охрупчивания на глубине 150—200 км перестает быть параллельной погружающейся плите и уходит в окружающую астеносферу.

Дальнейший рост температуры с глубиной в мантии переводит породы из пластического состояния в состояние высоко-температурной ползучести [54, 193].

Трещины в земной коре залечиваются из-за медленной ползучести и релаксации напряжений, но этому процессу все время противодействует динамика тектонических сил. Другими словами, тектонические силы поддерживают масштаб трещиноватости, причем неравновесное трещинообразование обуславливает землетрясения.

Можно выделить три типа землетрясений в коре: с образованием макроразрыва без предварительных микротрецчин (относительно большие касательные усилия и малые давления); трещинообразование с выделением магистрального разрыва (промежуточный случай); рой землетрясений — трещинообразование без магистрального разрыва (относительно малые касательные усилия и большие давления). В промежуточном случае происходит локализация деформаций (и их носителей — малых трещин) в полосы разрушения. Эти представления о типах разрушений даны на рис. 1 (тогда как Моги [227] связывал три типа землетрясений с неоднородностью массива или поля напряжений). В настоящее время начаты интенсивные и широкие сопоставления спектров сейсмических волн в зависимости от магнитуды землетрясения, глубин его очага и особенностей его механизма (см., например, [86, 114]). Эти исследования могут раскрыть дополнительные закономерности.

Предельному случаю роя соответствуют вулканические землетрясения, протекающие в условиях повышенных температур, когда породы, по-видимому, деформируются в режиме катахластического течения путем множественного трещинообразования. Наоборот, на свободную поверхность земной коры выходят отдельные макроразломы при характерной корреляции с магнитудой землетрясений: Ориентация полос локализации деформации, трещин и разломов земной коры определяется углом внутреннего трения, скоростью дилатансии геоматериала, а также величинами и направлениями главных напряжений. Что же определяет линейный масштаб (ширину интервалов) между разломами?

Обратимся к экспериментальным данным. В опытах [88] была получена система полос локализации при плоском сдвиге с углом наклона к направлению сдвига в 22° , причем при их повторении с уменьшением в 2,5 раза линейного масштаба (опыты В. Г. Григорьева, МИФИ) число полос (четыре) не изменилось, т. е. интервал между полосами также уменьшился в нужной пропорции. Только при замене квадратной в плоскости сдвига камеры на прямоугольную число полос уменьшилось до 1—2, а угол наклона уменьшился до 15° . Эти результаты согласуются как с данными Роско [94], так и с результатами опытов Мерцера и Фрейнда [226]. Последние изучали вертикальные разломы в слое цементной пыли, генерируемые сдвигом его основания. Оказалось, что интервал L между разломами пропорционален мощности слоя H : $L \approx \approx 0,25H + 0,3$ (см). Разломы появлялись при некотором критическом значении сдвига (мало зависящем от H), развивались в глубину (вплоть до основания), а затем появлялась

система в горизонтальных трещин, нарезающих межразломные полосы на блоки. Если интерпретировать эти данные для литосферных плит, то густота крупномасштабных разломов действительно должна коррелироваться с глубиной их проникания в литосферу или вернее с глубиной плоскости эффективного приложения сдвиговых усилий (иметь порядок мощности самой литосферы или превосходить ее).

По данным С. И. Шермана [124] для Байкальской рифтовой зоны глубина проникания разлома H , оцениваемая по глубинам сейсмоактивности, связана с его длиной l корреляционной зависимостью $H = 1,04l - 0,7$ (км), а для интервала L между разломами дается связь $L = 0,29l + 1,24$ (км). Из этих двух соотношений получаем $L = 0,28H + 3,70$ (км), что дает весьма близкий к экспериментальным данным [226] коэффициент пропорциональности. Если для континентальной коры (рис. 10) характерны интервалы между гигантскими разломами в 100 км, то для океанической коры максимальные блоки имеют масштаб 10—15 км [43]. Сопоставление с толщинами земной коры (соответственно 50 и 7 км) вновь подтверждает общую закономерность — величины блоков, а следовательно, и максимальной энергии землетрясений в конечном итоге определяются линейным масштабом земной коры.

Естественно, что свойства геоматериалов сказываются на значениях фигурирующих констант, но, по-видимому, прочность основных материалов земной коры не меняет свой порядок, что и позволяет пользоваться некоторыми универсальными соотношениями, в частности соотношением между магнитудой и объемом породы, выделяющей энергию землетрясения, и даже включать в рассмотрение временные эффекты. Подобные свойства иногда называются масштабно-инвариантными [158].

В тех случаях, когда удается выделить геологическими методами или при помощи глубинного сейсмозондирования блочную структуру сейсмоактивных зон, оказывается [28, 29, 36], что очаги землетрясений приурочены к разломам, но находятся преимущественно в блоке с более высокими сейсмоскоростями (менее трещиноватом, более плотном). Для таких ситуаций (как и для разлома Сан-Андреас) может больше подходить модель скольжения вдоль имеющегося разлома. Если давления в массиве весьма велики (рис. 1), то вполне вероятно так называемое прерывистое скольжение с разрушением в бортах. Поэтому очаги сдвигаются от плоскости разлома внутрь блока. Разрушаемый материал бортов (с добавками привносимых веществ) образует в разломе дробленый прослой (*gouge zone*). Были предприняты исследования дила-

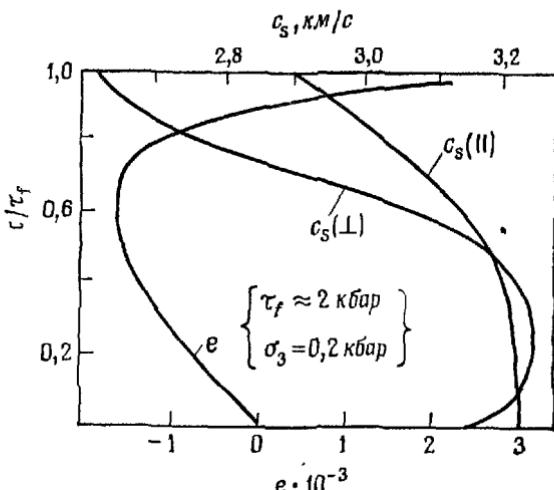


Рис. 14.

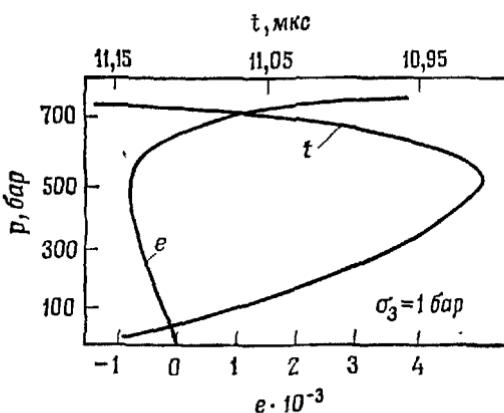


Рис. 15.

тансии подобного слоя (см., например, [301]). Здесь следует все же иметь в виду, что сыпучий материал под высоким давлением может не разрыхляться — сдвиг вызовет интенсификацию уплотнения с сопутствующим дроблением частиц [69].

Отмеченная [72] корреляция границ сейсмического разреза земной коры и смены (рис. 1) типов разрушений горных пород требует также необходимого количественного соответствия сейсмоскоростей в природных условиях и акустических скоростей в трещиноватых образцах. Наличие трещин (пор) действительно влияет как на скорости волн в горных породах,

так и на другие их физические параметры [167]. Отметим в этой связи как ранние работы Уолша, определявшего влияние трещин на упругие модули породы [294—296], так и некоторые более поздние исследования, например [240]. Естественно, что в дилатирующих образцах горной породы рост системы внутренних трещин должен приводить к спаду акустических скоростей. Так, на рис. 14 приведена характерная кризисная объемной деформации $e = \Delta V/V_0$ для гранита и поперечных волн c_s перпендикулярно (\perp) и параллельно (\parallel) главному сжимающему напряжению [149] при боковом обжатии $\sigma_2 = \sigma_3 = 20$ МПа (τ — сдвиговое усилие, τ_f — его значение при потере сплошности образца). Закрытие первоначальных пустот приводит к росту c_s , но затем в ходе разрушения скорости c_s спадают. На рис. 15 приведены данные времени t прохождения волны сжатия через дилатирующий образец [142]. Более тонкое исследование с использованием голографических методов показало [273], что зона максимальных неупругих деформаций и спада мигрирует в дилатирующем образце в ходе его деформирования. Известно, что и глобально в сейсмоактивных областях скорости волн несколько меньше, чем в спокойных областях.

Поскольку гранит (базальт или габбро) на границе Мохо переходит в эклогит, то для обсуждения состояний пород в верхней мантии следует привлекать данные о механике разрушений эклогитов (перидотитов) при больших давлениях и температурах. Наблюдаемый иногда [96] спад сейсмоскоростей ниже границы Мохо может соответствовать либо смене состава пород, либо возникновению трещиноватости эклогита (опубликованы данные об изменениях скоростей c_p и c_s в ходе деформирования эклогитов, но, к сожалению, не в условиях высоких температур [18]). Появление трещин вблизи границ фазового равновесия может приводить к особым неустойчивым ситуациям, которые при больших скоростях протекания перехода и приращений объема также могут приводить к землетрясениям.

4. ДИЛАТАНСИЯ И ПРОГНОЗ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

В 1960-х г. советские ученые А. М. Кондратенко, И. Л. Нересов [46] и А. Н. Семенов [102] на основе специальных полевых работ в сейсмоактивном районе Гарма четко установили сейсмоскоростную аномалию: отношение скоростей распространения c_p/c_s продольных и поперечных волн в очаговой зоне за несколько месяцев до землетрясения уменьшается, претерпевает минимум и восстанавливается непосредственно перед главным сейсмическим толчком. Контрольный анализ

данных по землетрясению в районе Голубого горного озера, шт. Нью-Йорк, в 1971 г. привел к аналогичному выводу. Вслед за этим в 1972—1973 гг. трое ученых, работающих в разных научных учреждениях США, Нур [237], Шольц с сотрудниками [268] и Уиткомб с сотрудниками [302] поставили в соответствие сейсмоскоростную аномалию явлению дилатансии. Таким образом, было впервые выявлено, что фактические наблюдения изменений механических свойств пород земной коры в очаговой зоне соответствуют экспериментальным лабораторным данным о дилатационном эффекте, характеризующем поведение образцов реальных горных пород под нагрузкой. Разумеется, нужно, чтобы усилия и реальный сброс напряжений имели порядки кбар, а не 1—100 бар; в противном случае никаких дилатационных проявлений в массиве не будет, как правильно заметил Байерли [167].

Чтобы понять действительное значение открытия и осознания природных дилатационных эффектов, следует указать, что выдвигавшиеся ранее гипотетические модели трещины [47] в идеально-упругом теле для очага на небольших глубинах или же дислокационные модели [15], а также идеи о неустойчивости ползучего течения [244] и модели объемных fazовых переходов [292] для больших глубин не были подкреплены натурными данными о предвестниках землетрясения, а потому не могли использоваться как рабочая модель для прогноза землетрясения.

В 1965 г. Франк [182] отметил, что эффект дилатансии может приводить к механической неустойчивости, характерной для очага землетрясения. Это предположение Франка было подвергнуто острой (и несправедливой) критике Орованом [243], но в том же, 1966 г., Брейс с сотрудниками [156] выявил экспериментально, что неупругие изменения системы трещин, определяющие деформации скальных пород при напряжениях выше предела упругости, носят черты, характерные для дилатирующего материала. Трещины отличаются от дефектов дислокационного типа наличием не только скачка касательных к их поверхности смещений, но и скачка нормальных. Это приводит в кинематическом смысле к увеличению трещинной пустотности породы, а следовательно, и к спаду скоростей как продольных, так и поперечных волн. Закономерности их изменений, однако, неодинаковы, а потому отношения этих скоростей меняются сильнее. Погашение сейсмоскоростной аномалии перед главным ударом Нур, Шольц и Уиткомб объясняли эффектом заполнения очаговой зоны водой. Соответственно их модель именуется фильтрационно-дилатационной. Появление в очаге воды приводит к увеличению c_p (скорость c_s остается практически неизменной), сни-

жает эффективное давление на матрицу, т. е. уменьшает прочность горной породы, а также уменьшает трещиностойкость горной породы за счет изменения поверхностной энергии твердого тела. В результате происходит ускорение роста трещин, приводящее собственно к землетрясению.

Дилатансационная модель очага землетрясения вызвала энтузиазм у одних исследователей и возражения у других. Возражения таковы. Литостатическое давление запрещает развитие дилатансационных трещин и проявления сухого трения. Маловероятно существование в земной коре такого соотношения между главными напряжениями, которое соответствует дилатансии. Трещины в земной коре на несколько порядков превосходят микротрещины в образцах, а потому дилатансионные трещины в очаге должны быть весьма большими, а очаг — намного больше наблюдаемого. Масштабы зоны дилатансионно подготавливаемого геоматериала (очага) намного меньше оценок, соответствующих энергии предстоящего землетрясения. Скорости нагружения в лабораторных условиях не соответствуют натурным. Восстановление отношения c_p/c_s перед главным ударом наблюдается в природе, но отсутствует в лабораторных экспериментах. Аномалия c_p/c_s не наблюдалась в ряде полевых опытов. Невероятным является наличие воды на глубинах очагов землетрясения. Порядки сброса напряжений в очаге при землетрясении соответствуют моделированию земной коры упругим телом.

В связи с этим некоторые авторы для описания того же дилатансионного поведения горных пород стали привлекать методы теории трещин. Так как коллективное взаимодействие трещин не поддается расчету во всей полноте, в этом направлении пока удалось либо предложить чисто качественные модели (например, модель лавинно-неустойчивого трещинообразования [59]), либо построить решения для частных случаев взаимодействия трещин. Поскольку в обоих подходах объект изучения один и тот же, то казалось бы, что различие этих теорий чисто терминологическое. Однако это не так. Как и в классической теории пластичности, распавшейся на две ветви — теорию дислокаций и феноменологическую пластичность, — в данном случае также имеется две возможности: либо изучить элементарный акт неупругого деформирования хрупкой породы (рост трещины) или взаимодействие этих актов, что необходимо для изучения механизма излучения сейсмической волны, либо пользоваться упругопластической дилатансионной феноменологией (находя замыкающие связи из реологического эксперимента), и это нужно для исследования подготовки геоматериала к разрушению как раз в том

объеме, который и фиксируется техническими средствами, имеющимися для изучения недр.

Как же возникает дилатирующий объем в будущем очаге землетрясения?

Согласно сформулированным в разд. 4 представлениям, верхняя часть литосферы (выше границы Мохоровичча) состоит из мозаики хрупкожестких блоков, а нижняя — из тех же горных пород в пластическом состоянии. Поэтому движение континентальных плит может приводить к кинематическим несогласиям выше границы Мохо, которые и разрешаются землетрясениями. Возникающие при этом концентрации напряжений вблизи уже существующих разломов вполне могут достигать предела упругости, а потому появляются зоны пластически деформируемого материала. Если по p, T -условиям это — истинное пластическое состояние, то скорости сейсмических волн в них не изменятся. Если же пластичность дилатационная, то указанные зоны выявляются по сейсмоскоростной аномалии.

В ходе подрастания разлома пластическая зона, находящаяся вблизи его вершины, перемещается по массиву, что в неподвижной системе наблюдений будет восприниматься как временное изменение поля сейсмоскоростной аномалии [52, 103]. «Блуждания» очага землетрясения, конкретно гипоцентров форшоков, обсуждались в литературе [52, 103, 186], причем это явление связывалось с процессом переориентации главных напряжений. Впрочем, неупругие деформации (микротрециноватость) могут развиваться во времени и при неподвижном дилатационном включении. Такая возможность была отмечена Стюартом [279], предложившим модель инородного, более слабого включения. Материал в таком включении переходит в дилатационное состояние памятного раньше, чем весь массив в целом, причем моменту землетрясения становится в соответствие ситуация механической неустойчивости, когда деформации во включении начинают расти при спаде напряжений.

Облако микротреций впереди развивающейся магистральной трещины наблюдалось во многих работах. Укажем здесь члены опыта [4, 108, 272] на пирофиллите — относительно пластичной горной породе, для прохождения полного цикла (всех типов) хрупкого разрушения, в которой при комнатной температуре нужны невысокие уровни давления (до 1 кбар). Указанное облако (эшелон) микротреций есть зона дилатирующего объема. Специальные лабораторные опыты [108, 122] на модельных материалах (парафин, алейбастер) показали, что это облако может фиксироваться по отраженным и преломленным волнам подобно любому инород-

ному включению (температурный режим не варьировался). Имеются крупномасштабные геологические подтверждения веера трещин у вершины разлома, причем отмечена принципиальная возможность их описания при помощи упругопластической континуальной модели [49].

Что касается восстановления сейсмоскоростей, то оно было получено на образцах пирофиллита для обеих скоростей c_p и c_s , а потому для отношения c_p/c_s она не была столь ярко выражена. Отрицательный результат лабораторных опытов с прочными породами [142] объясняется тем, что сравнительно малые образцы к моменту восстановления аномалии исчерпывали свою прочность. Если же растет обжимающее давление, то растет и бухта сейсмоскоростной аномалии [4]. Отмечается, что с давлением разрастается зона разрушения, а в период восстановления величин c_p , c_s трещинные пустоты перестраиваются в «цепочки», наклоненные (под углом 30°—45°) к оси главного сжимающего напряжения [108, 272]. При двухосном сжатии образцов сейсмоаномалия (и изменения электропотенциала) проявляется еще резче [271].

Трещины в облаке на порядок меньше магистрального разлома, и даже линейный масштаб облака меньше длины разлома. Поэтому масштаб фиксируемой зоны дилатансии (сейсмоскоростной аномалии) в натурных условиях (в частности, на Гармском полигоне) меньше реальных размеров очага (трещины), а тем более области упругой разгрузки. Это соображение является ответом на дискуссию о несоответствии дилатирующего очага энергии последующего землетрясения. Каждому специалисту по континуальной механике становится теперь очевидной простейшая математическая модель очага землетрясения — трещина в упругом теле с пластической зоной у вершины. При этом материал в пластической зоне считается сплошным, а его мелкая трещиноватость учитывается пластическими дилатационными (объемными) деформациями. Ясно также, что большие разломы в очаге не являются «дилатационными» — они должны рассматриваться индивидуально. Пластическая (но не дилатирующая) зона, развивающаяся вблизи вершины трещины в силу концентрации напряжений, рассматривалась приближенно [126] как область источника сейсмического излучения (она считалась заполненной излучающими диполями).

В простейшей фильтрационно-дилатационной схеме развития очага землетрясения [237, 238] восстановление сейсмоскоростной аномалии объяснялось механическим заполнением трещинных пустот водой. Вместе с тем в опытах [272] указанный эффект наблюдался на сухих образцах, а также для обеих скоростей c_p , c_s . Однако эффект может быть обусловлен

лен локализацией дилатационных деформаций (их элементарных носителей — микротрещин) в узкие полосы и сопутствующей упругой разгрузкой в окружающем объеме. Узкие полосы сохранившейся аномалии скоростей не могут компенсировать восстановления скоростей во всем объеме. Вопрос о разгрузке вне полосы локализации обсуждался в работе [256]. Неоднородность полей напряжений при их временной зависимости вблизи очага приводит к фиксации уменьшений напряжений в отдельных зонах (разгрузки) даже при продолжающемся суммарном нагружении массива (см. рис. 16 [280]).

На рис. 17 приведены характерные бухтообразные графики сейсмоскоростной аномалии перед землетрясением, а также ряд других прогностических признаков подготовки главного толчка. На рис. 18 приведены также характерная длительность предвестника θ , магнитуда землетрясения M и масштаб L зоны афтершоков [159, 268], причем добавлены данные о горных ударах по работам [159]. Все эти объективные прогностические данные (см. также монографию Рики-таке [257]) имеют физически объяснимую внутреннюю связь с развитием дилатационной зоны в очаге землетрясения.

Увеличение содержания радона (и других газов) в грунтовых водах вблизи очага землетрясений было использовано для целей прогноза в работах [39, 167, 257]. Специальными опытами было установлено, что количество выделившегося радона пропорционально площади появившихся свежих трещин в горной породе [171]. В силу этого обстоятельства, а также поскольку раскрытие трещин облегчает транспорт газов (а закрытие замедляет) через толщу пород, становится понятным «бухта» радонового предвестника. Особо следует отметить, что при разрушении горной породы выделяется также гелий [167].

При образовании системы трещин меняется электросопротивление горной породы, причем весьма существенны эффекты наличия воды. Резкое убывание электросопротивления дилатирующего насыщенного гранита было выявлено в работе Брейса и Оранджа [157]. В последующих работах было установлено, что аналогичным образом проявляют себя горные породы при насыщении их водой и паром, тогда как при дилатансии сухих образцов электропроводность возрастает [167]. Последнее объясняется облегчением миграции ионов имеющейся влаги из-за возникновения сети трещин. При дилатансии отмечаются изменения магнитных полей [167]. В ходе внутреннего разрушения измеряются электрические сигналы в виде импульсов электромагнитного излучения [167, 209].

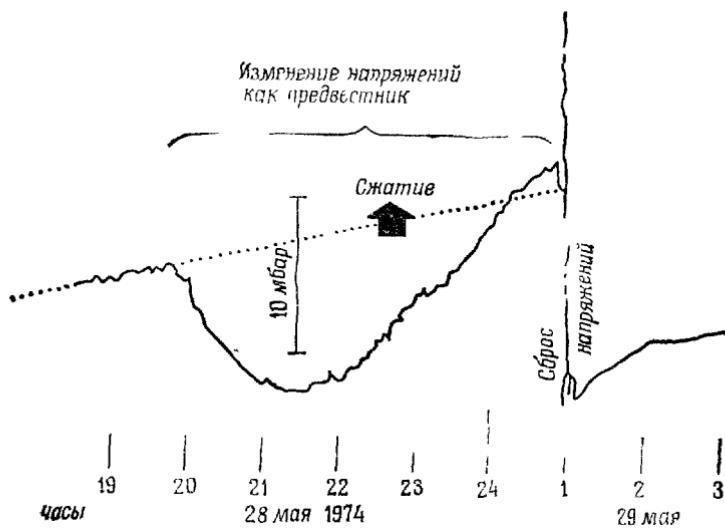


Рис. 16.

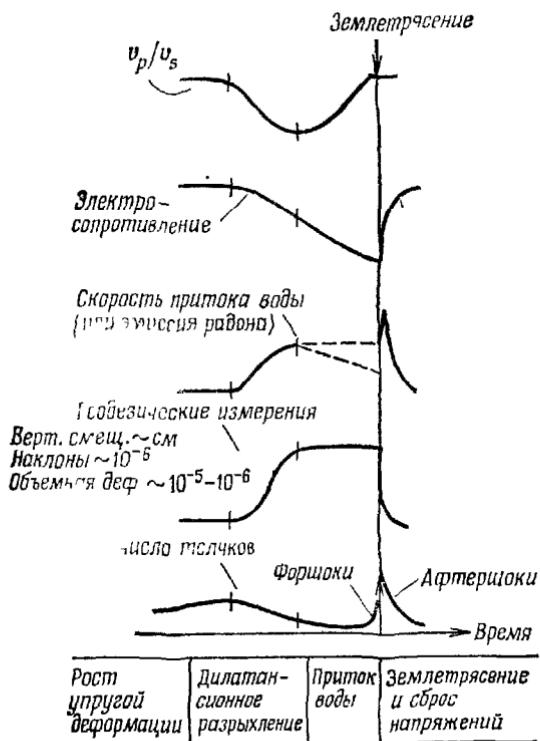


Рис. 17.

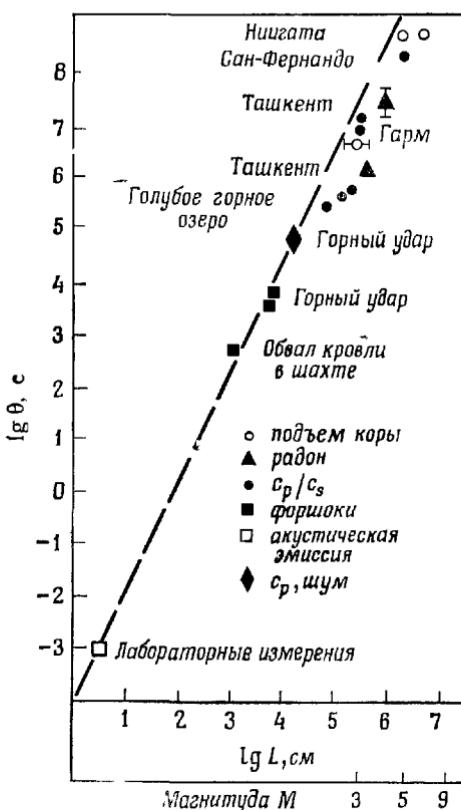


Рис. 18.

Весьма подробное лабораторное изучение электрических явлений в ходе разрушения скальных пород (гранитов) и керамических материалов [199] привело к выводу о корреляции сеймосигналов (акустической эмиссии) и электронно-ионного излучения, обусловленного наличием поверхностных токов на бортах грешин. Было выявлено сильное влияние влаги, особенно на миграцию ионов, приводящую к дополнительному электросигналу после разрушения. В темной лаборатории эмиссия была даже зафиксирована как вспышки света (огни землетрясений [176]), которые могут быть связаны с особым воздействием на живой мир при землетрясении [199]. Изменения электрических полей массива в ходе его нагружения также обусловлены миграцией адсорбированной влаги и ионов вдоль дилатансионных мелких трещин [199]. Имеются многочисленные данные полевых наблюдений об из-

менениях электропроводности [167, 257], электропотенциала, магнитных полей [35] и даже электромагнитных бурь, сопутствующих землетрясениям [99].

В работе Н. А. Долбилкиной и В. И. Мячкина [25] указывались примеры отсутствия сейсмоскоростной аномалии, в частности при использовании волн от взрывов, а не от землетрясений. Подобные негативные результаты могут иметь и объективные причины (блуждание очага, высокие pT -условия, запрещающие дилатансию пород, наличие волноводов, азимутальная анизотропия дилатационных эффектов). На рис. 17 представлены также данные о форшоках — сейсмических толчках, предваряющих главный удар (землетрясение), — и последующих афтершоках. Источником каждого из них служит неравновесная трещина, меньшая по масштабу, чем трещина главного разрушения. Таким образом, форшоки и афтершоки свидетельствуют о возникновении дилатационных трещин, а область источников должна свидетельствовать о нахождении зон дилатационного состояния геоматериала. В статье Моги [227] указывалось, что при Паркфилдском землетрясении афтершоки ушли из узкой зоны вдоль разлома, а при землетрясении Танго (Япония, 1927 г.) зона афтершоков была очень обширной.

Разница в зонах излучения форшоков и афтершоков выявляется из данных Брейди и Лейтона [159] о горном ударе, которые можно интерпретировать следующим образом. Вблизи разлома (горной выработки) в силу концентрации напряжений формируется зона дилатанси, заполненная источниками форшоков. Затем в силу локализации в ней деформаций число форшоков спадает (перед главным ударом). Неравновесный рост главной трещины приводит к землетрясению, при котором в массиве происходит разгрузка. В области разгрузки возникают трещины, которые служат источниками для афтершоков. Можно думать, что вступления сигналов от форшоков и афтершоков должны быть разные (первые инициировались нагружением, вторые — разгрузкой).

Излучение звука в ходе подготовки горного удара было объектом пристального внимания многих инженеров [84, 85, 89, 159]. Отмечалась корреляция некоторых излучений звука с приливными напряжениями Земли, со взрывами [85] и т. д. В лабораторных опытах явление излучения звука (акустическая эмиссия) в ходе внутреннего разрушения исследовалось весьма часто [20, 167, 213, 276]. Здесь следует отметить совпадение экспоненциального роста акустической эмиссии с началом дилатанси [213] и дальнейшую корреляцию сигналов с этапами дилатационного процесса. В дилатационной области перестает проявляться эффект Кайзера, т. е. наличие

порога напряжений, нужного для акустической эмиссии и равного максимальному напряжению, приложенному в предыдущем цикле.

Для возможности соответствия роя землетрясений катастрофическому течению важно изучить акустическую эмиссию при повышенных температурах [276]. В настоящее время большое значение придается локализации источников эмиссии, особенно при наличии магистральной трещины.

При землетрясениях удается определить скорость роста зоны афтершоков. Моти [227] приводит такие цифры: $30 \div 100 \text{ км/день}$, тогда как при подземном ядерном взрыве

Таблица 2

Параметры	k	m	β
Шольц с сотрудниками	2 мдарси	0,1%	$3,2 \cdot 10^{-5} \text{ атм}^{-1}$
Нужно	1 дарси	1%	10^{-3} атм^{-1}

Бенхем [192] скорость фронта афтершоков составляла от 30 км за 10 дней до 60 км за 30 дней, т. е. 2—3 км/день $\sim 200 \text{ см/мин}$. Нур [238] считал, что движение фронта обусловлено волной порового давления в системе трещин. Как известно [77], повышение порового давления P приводит к уменьшению эффективного напряжения σ_{ij}^f при постоянном горном давлении $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^f - P\delta_{ij}$, т. е. происходит фактическое снижение прочности горной породы. Таким образом, этот механический принцип (Терцаги) приводит к явлению «подсоса» воды в зону новой трещиной пустотности и спада прочности (далее разрушению) при заполнении пор. Укажем на разработки такого подхода [237, 238, 255]. Для коэффициента пьезопроводности справедлива оценка [77]: $\kappa \sim L^2/\theta$, а фронт афтершоков определяется изменением давления в 30%.

Серьезным аргументом в пользу модели фильтрационного переноса воды в очаге землетрясения служат параметры зависимости продолжительности θ предвестников от L — характерного масштаба зоны очагов афтершоков (ударов, следующих за главным ударом). Оказывается (см. рис. 18), что $\kappa\theta = L^2$, где $\kappa = 6 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, т. е. имеет место характерная для неустановившейся фильтрации связь, а коэффициент пропорциональности совпадает по величине с пьезопроводностью трещиноватых сред. Шольц с сотрудниками [268] выбрал расшифровку параметра $\kappa = k/(\mu t\beta)$, приведенную в табл. 2

и соответствующую проницаемости k и пористости m сплошного гранита, сжимаемости β и вязкости μ воды. Следует брать, однако, проницаемость, пористость и эффективную сжимаемость трещиноватого массива. Нужные цифры (см. табл. 2) также соответствуют приведенному значению κ .

Указывалось, что миграция гипоцентров ряда землетрясений Маусиро [238] связана с подъемом воды. В связи с изучением законов переноса воды в очагах землетрясений были предприняты обширные измерения проницаемости гранита, гранитного гравия и песка в ходе дилатационного деформирования [307, 308]. Характерно, что дилатационное разуплотнение лишь снижает темп падения проницаемости среды, но не приводит к ее восстановлению. Последнее объясняется дроблением частиц, сопутствующим дилатации и приводящим к необратимому уменьшению проницаемости.

Можно отметить, что продолжительность θ предвестников и масштаб L зоны афтершоков зависят от магнитуды землетрясения, но амплитуда аномалий при разных магнитудах оказывается примерно одинаковой. Это свидетельствует о том, что с ростом магнитуды растет объем подготовки землетрясения, но параметры дилатирующего материала, определяемые прочностью горной породы, меняются относительно слабо.

Методами геодезии иногда фиксируется подъем свободной поверхности земли [97] и (уровня моря [303]) в местах очага землетрясения. Оценки показывают [150], что такие подъемы также соответствуют дилатационным изменениям объема готовящегося к разрушению геоматериала. Шольц [265] указал, что обратная осадка свободной поверхности после землетрясения имеет скорость, характерную для теории консолидации насыщенных сред ($\kappa \sim 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$), и не может быть объяснена ползучестью горных пород. Интервал значений $10^3 \leq \kappa \leq 10^4$ отмечался и в обзоре Рудницки [259].

Вернемся к оценке скорости движения фронта афтершоков. Умеренные значения в 200 см/мин также могут вполне соответствовать истинной скорости конвективного переноса влаги в волне газа, фильтрующегося в системе трещин. Скорости порядка 100 см/мин наблюдались в трещиновато-пористых заполненных водой коллекторах, а большие — в трещинах, в лабораторных условиях [109]. Конвективному переносу сопутствует фильтрационно-конвективное перемешивание [65], но коэффициенты фильтрационно-конвективной диффузии имеют порядок всего $10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$ для воды и 10^{-1} для газов [10, 65]. Впрочем, они резко растут со скоростью фильтрации.

Это высказываемое здесь соображение снимает ряд трудностей механической схемы заполнения пор водой. В самом деле, оказывается возможной восстановление скорости c_p (за счет закрытия трещин вне полос локализации) и становится несбоязательным наличие на больших глубинах воды в капельном виде. Как отмечалось выше, изменение влажности выше 1% ведет к коррозионному растрескиванию скальных пород, тем более интенсивному, чем выше температура массива. Вообще высокие температуры в силу неоднородности минерального состава геоматериала сами приводят к внутреннему растрескиванию [181, 200] геоматериалов, интенсифицирующему дилатансию.

Имеется еще одна характерная скорость, определяемая диффузией тектонического возмущения. Изменения тектонической обстановки могут передаваться к границе литосферы и астеносферы и распространяться в виде контактных волн Эльзассера [180]. Оценки для землетрясений Курильской островной дуги [6] приводят к характерному значению $\kappa_s = H_1 H_2 E / \mu \sim 10^7 \text{ см}^2/\text{с}$, т. е. к коэффициенту пьезопроводности, на три порядка большему, чем дают оценки по рис. 18. Здесь H_1 , H_2 — толщины литосферы и астеносферы, E — модуль Юнга литосферы, μ — вязкость астеносферы. Развитие зоны очагов афтершоков со скоростью до 100 км/день (землетрясение Токати-оки 1968 г. [227]) не может быть объяснено волной порового давления. Подобная скорость может обеспечиваться установившимся ростом трещин (без излучения волн) в комбинации с их остановками; тогда афтершоки соответствуют сейсмическим сигналам типа стопфазы. Иначе говоря, распространение афтершоков может развиваться с помощью механизма прерывистого скольжения (см. также [177, 238]).

В связи с проблемой распространения фронта афтершоков (см. доклад Моги [227]) следует также упомянуть теорию генерирования вторичных разломов сейсмоволной от главного толчка, а также объяснения, связанные с эффектом вязкоупругой релаксации массива. Амплитуды афтершоков затухают по логарифмическому закону с расстоянием от очага главного удара [238]. Афтершоки сопутствуют обычно мелкофокусным землетрясениям. Для глубин очага более 100 км афтершоки редки, а это находится в соответствии с представлением об истинно пластической (не дилатансионной) реологии в зоне разгрузки на таких глубинах. Частота ударов N связана с магнитудой M простой зависимостью: $\ln N = a - bM$, которая, очевидно, является отражением закона распределения трещин. Чем больше трещина, тем больше M , по тем большая площадь при ее возникновении разгружается, а

потому реже сами события трещинообразования. При таких рассуждениях фактически используются соображения об одинаковой суммарной скорости поступления энергии в земную кору [29, 92], а также о постоянстве возможного накопления упругой энергии в единице объема геоматериала.

Воздействие тектонических сил захватывает большие объемы породы. В результате трещинообразования предвестники землетрясения (слабые проявления дилатансии) отмечаются на больших расстояниях от будущего очага землетрясения. На рис. 16 приведены любопытные показания гидравлического датчика напряжения в горном массиве перед землетрясением, полученные Суолфсом [280]. Видны предварительный спад и восстановление напряжения, что может объясняться раскрытием трещины, в которую был вставлен датчик, т. е. разгрузкой массива, а затем его нагружением. Таким изменениям пустотности, интенсивность которых затухает с расстоянием от эпицентра, должны обязательно соответствовать изменения режима грунтовых вод, качественное описание которых дано во многих публикациях [57, 100, 257].

Здесь следует отметить, что в асейсмических районах уровень грунтовых вод четко следует за твердо-приливными¹¹⁾ волнами Земли [275], если устраниТЬ помехи, связанные сколебаниями атмосферного давления. В сейсмоактивных районах удается зафиксировать изменения дебитов работающих скважин, сопутствующие как приливам, так и подготовке землетрясения [101]. Иными словами, напорный пласт работает как большой гидравлический датчик. Изменения уровней грунтовых вод в зонах различной ориентации к очагу могут быть разных знаков [57].

Были зафиксированы конкретные скорости (1 см/с) прохождения соответствующих длиннопериодных волн через насыщенные пласти [48], причем указывалось, что они генерируются дилатансионно-расширяющимся очагом землетрясения. Обратно, изменения водного режима сейсмоактивного района строительства крупных водохранилищ [257] или же вторжение контурных вод в газовую залежь, как, например, в Газли, могут приводить к землетрясениям. Известно чисто механическое объяснение, соответствующее упомянутой выше фильтрационно-дилатансионной теории и развитое [197, 248] в связи с наблюдениями за сейсмоударами в массиве, генерированными сбросом сточных вод в глубокую скважину в Денвере. При этом высказывалась идея о возможности контроля за землетрясениями путем нужного регулирования порового давления. И. С. Томашевская [115] указывает, что при

¹¹⁾ Дилатансия, вообще говоря, может влиять на эти волны [140]

насыщении дилатирующих образцов водой число акустических импульсов больше, но они слабее.

Конкретное математическое исследование процесса в дилатирующем включении при наличии фильтрации жидкости было предпринято Райсом и Рудницким [256]. Они исходили из решения задачи о включении в упругую среду в форме Эшельби:

$$\tau_\infty - \tau_i = (\xi/G)(\gamma_i - \gamma_\infty),$$

где τ_∞ , γ_∞ — нарастающие по линейному закону сдвиговое усилие и деформации массива, τ_i , γ_i — те же параметры

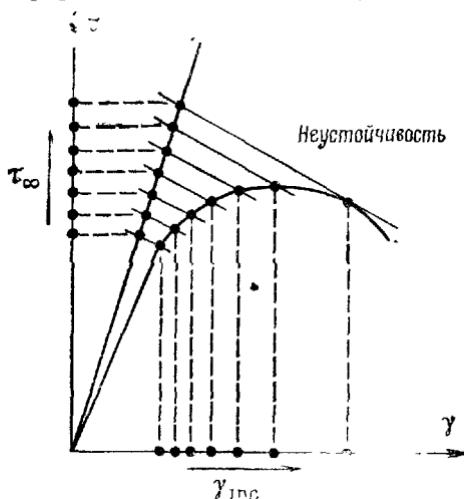


Рис. 19

включения, G — модуль сдвига, ξ — коэффициент формы включения. Поскольку в дилатирующем включении связь между τ_i и γ_i претерпевает максимум, возникновение неустойчивости (и перехода к локализации деформаций в полосы) определяется точкой касания одной из семейства линий Эшельби к кривой $\tau_i = f(\gamma_i)$. Наличие воды приводит либо к поро-упругой релаксации параметров окружающего массива, либо к изменениям порового давления P , а следовательно, и прочностных параметров — в силу зависимости прочности дилатирующего включения от эффективных давлений Терцаги. Момент достижения неустойчивости оказывается зависящим от фильтрационного перераспределения давления. Были выполнены оценки времени задержки землетрясения (при выборе в качестве зоны фильтрации объема очагов афтершоков). Следует подчеркнуть, что сама идея о возникновении «убегаю-

щей» неустойчивости (*runaway instability*) по существу соответствует разрушению с хрупким сбросом напряжения при трехосных испытаниях, когда именно несоответствие жесткостей образца и машины «мягкого» нагружения [78] генерирует удар во всей системе.

Возможным прогностическим признаком землетрясения является коэффициент затухания Q^{-1} сейсмических волн в зонах дилатационной подготовки гсоматериала к разрушению. Было показано, что эффект допредельного (локального) сухого трения вполне может приводить [67, 80] к известному аномальному закону затухания сейсмических волн в земной коре (пропорциональности коэффициента затухания первой степени частоты волны). При этом только учет дилатансии обеспечивает такой же закон затухания и для поперечных волн, а поперечные колебания должны генерироваться дополнительные продольные волны именно в силу дилатансии. Экспериментальное подтверждение этого результата можно найти в работе [17]. Вместе с тем следует проанализировать и другую возможность — связь затухания волны в сухих породах с запаздыванием скольжения, а следовательно, и сухого трения. Дело в том [76], что в областях пластического состояния фронт сейсмических волн распространяется как упругое возмущение (характерные модули оцениваются по кривым разгрузки в статических испытаниях [278]), а не со скоростью слабой пластической волны. Переход от упругих к пластическим скоростям (примерно в максимуме волны) будет приводить к дополнительному затуханию. Наличие влаги в дилатационной зоне будет интенсифицировать затухание волн как из-за классического вязкого трения по теории Френкеля — Био (см. [77]), так из-за фазовых переходов [284, 297] или же высвобождения влаги из адсорбционных пленок [173, 284].

Дилатационные зоны могут появляться не только в вершине трещины, но и в бортах готового разлома, если вдоль последнего происходит прерывистое скольжение. Согласно представлениям [72, 73], прерывистое скольжение есть попеременное разрушение борта (на этапах роста усилия) и неустановившегося скольжения вдоль разлома (на этапах сброса усилия). Подобная ситуация возможна, если прочность борта близка к сопротивлению скольжения сухим трением. Эта точка зрения по существу согласуется с представлениями, что прерывистое скольжение обусловлено шероховатостью (обдирианием неровностей) вдоль бортов [177, 238]. В результате разлом самопроизвольно генерирует дробленый прослой (гоук-зону). Дилатационные и иные свойства образующегося прослоя также были подвергнуты широкому изучению (см., например, [301]). Было показано, в частности, что

поровое давление стабилизует прёрывистое скольжение [277]. При этом скольжении имеет место акустическая эмиссия нарастающей интенсивности в моменты остановок (разрушения борта) и постоянной в моменты скольжения (сдирание шероховатостей). Акустическая эмиссия имеет место и в условиях высоких температур [184, 276].

5. РОСТ ТРЕЩИН В НЕУПРУГИХ СРЕДАХ

Согласно вышеизложенному, наиболее адекватной математической моделью очага землетрясения служит трещина (разлом) в полупространстве, неупругая часть деформаций которого обладает дилатансионными свойствами. Развитие дилатационных деформаций на этапах подготовки землетрясения происходит с характерной скоростью, связанной с возможным переносом влаги, а в момент землетрясения при неустановившемся росте разлома — с наличием предельных скоростей динамического разрушения.

Сформулируем некоторые основные представления, соответствующие процессу роста трещины в сплошном неупрятом материале. В ходе деформирования твердого тела имеющиеся в нем пустоты (поры, щели) могут видоизменяться двумя способами. Если деформирование происходит без разрушения, то на поверхности пустоты остаются одни и те же частицы и для них выполняется условие $v_n = w_n$, где v_n — нормальная компонента скорости движения частицы материала, w_n — скорость поверхности. Если же в какой-либо точке O поверхности пустоты $v_n = w_n = l_n \neq 0$, то это — точка разрушения. Величина l_n есть нормальная компонента скорости (роста) трещины относительно материала среды. Это — особая точка, и через нее из среды может происходить уход энергии, а также массы, импульса и энтропии из тела [233]. Классический критерий Гриффитса хрупкого разрушения упругого тела использует только условие расхода энергии в точке разрушения. Формулировка условия для расхода (или поступления) массы вещества может потребоваться, если разрушению сопутствует, например, химическая реакция, а независимые условия для импульса — при сверхзвуковых условиях разрушения.

Рассмотрим подробнее критерий квазистатического существенно неупругого твердого тела. Для системы «тело — трещина — воздействие» можно составить баланс энергий:

$$P\dot{\Delta} + Q = \dot{\mathcal{E}},$$

где P — внешнее воздействие, Δ — соответствующее перемещение, Q — приток тепла, \mathcal{E} — внутренняя энергия тела. Точка означает дифференцирование по времени.

Уравнение роста энтропии S имеет вид

$$T\dot{S} = T\Pi + Q,$$

где T — температура, Π — скорость производства энтропии.

Исключение приотока тепла Q позволяет выразить Π как разницу мощности работы внешних сил и скорости изменения свободной энергии тела $\Phi = \mathcal{E} - TS$. В изотермическом случае ($T = T_0$) результат особо прост:

$$T_0\Pi = P\dot{\Delta} + T_0\dot{S} - \dot{\mathcal{E}} = P\dot{\Delta} - \Phi. \quad (5.1)$$

Другое определение величины Π связано с введением рассеяния Ψ механической энергии в теле. Вариационный принцип наименьшего рассеяния энергии [27] требует, чтобы

$$\delta(\Pi - \Psi) = 0, \quad (5.2)$$

причем варьирование будем производить по силам P и длине трещины l .

Учет энергий, затрачиваемых на образование поверхностей разрушения, проводится следующим образом. В свободной энергии Φ выделяется [253] поверхностная гриффитсовская энергия $2\gamma_0 l$, т. е.

$$\Phi = \Phi(l, P) = W(l, P) + 2\gamma_0 l, \quad (5.3)$$

где $\gamma_0 = \gamma_0(T_0, a)$, a — линейный масштаб (толщина) поверхностной зоны материала; W — упругая энергия тела с разрезом длины l , вычисляемая по удельной объемной [70] энергии U , причем

$$\partial\Phi/\partial P = \partial W/\partial P = \Delta^e, \quad \partial W/\partial l = -G,$$

где G — сила Ирвина. Здесь Δ^e — упругая часть полного смещения $\Delta = \Delta^e + \Delta^p$, а W задается функцией сил P .

Рассеяние Ψ будем задавать следующим образом:

$$T_0\Psi = \Lambda(P, l) + 2\gamma_* l + 2 \int_0^l \zeta dl, \quad (5.4)$$

где Λ — диссипация в теле с разрезом, вычисляемая по удельной объемной [70] диссипации D_v ; $2\gamma_* l$ — скорость диссипации механической энергии, обусловленная скоростью роста трещины l , но не зависящая от ее длины; ζ — специфическая диссипация энергии в единице длины поверхностного слоя. Условие автономности роста трещины состоит в том, что величины γ_0 , γ_* , ζ не зависят от P .

Подстановка выражений (5.1), (5.3) и (5.4) в уравнение (5.2) приводит к такому результату:

$$\delta \left(\Lambda + \frac{\partial W}{\partial t} \right) - \dot{\Lambda} \delta P = -2\delta \int_0^l \xi dl - 2\delta (\gamma l). \quad (5.5)$$

Далее будем считать, что вариации $\delta(\gamma l) = 0$, т. е. $\gamma = \gamma_0 + \gamma_*$ не зависит от длины l .

Вариационное уравнение (5.5) распадается на два независимых соотношения — первое из них определяет неупругую часть скорости смещения:

$$\partial \Lambda / \partial P = \dot{\Lambda} - \partial \dot{W} / \partial P = \dot{\Lambda} - \dot{\Lambda}^e = \dot{\Lambda}^p,$$

а второе дает критерий

$$N \equiv -\frac{\partial}{\partial l} \left(\Lambda + \frac{\partial W}{\partial t} \right) \equiv -\frac{\partial \Lambda}{\partial l} + l \frac{\partial G}{\partial l} = 2\xi \quad (5.6)$$

роста трещины в неупругом теле. Здесь

$$\xi = \frac{\partial}{\partial l} \int_0^l \xi dl,$$

причем требуется, чтобы величина ξ не зависела от длины трещины l , но она может быть функцией скорости роста трещины l . Величина 2ξ — сосредоточенная диссипация механической энергии, приходящаяся на единицу приращения длины поверхностного слоя. Для вязкой диссипации она оценивается так:

$$\xi = \frac{[\mu]}{a} \left(\frac{a}{\theta} \right)^2 \chi \left(\frac{l\theta}{a} \right) = \frac{[\mu]}{\mu} \frac{\gamma E}{\mu} \chi \left(\frac{l\mu}{\gamma} \right), \quad \theta = \frac{\mu}{E}, \quad a = \frac{\gamma}{E}. \quad (5.7)$$

Здесь θ — время релаксации, μ — вязкость, E — модуль Юнга и $\gamma = \gamma_0 + \gamma_*$ — энергия на разрушение материала.

Известно, что рост трещины в материале сопровождается перестройкой внутренней структуры вблизи поверхности разрушения. На эту перестройку затрачивается энергия, причем введение величины γ_* (помимо γ_0) означает учет вязкой диссипации, имеющей место при этой перестройке. Естественно также полагать, что полоска материала с перестроенной структурой диссирирует механическую энергию при неупругом деформировании иначе, чем до перестройки. Для вязкой диссипации этим объясняется появление поверхностной вязкости μ_s , отличной от объемной $\mu_v = \mu$, $[\mu] = \mu_s - \mu_v$. Трещина растет, если сумма изменений диссипации и скорости

убывания потенциальной энергии тела достигает критического уровня, обусловленного правой частью равенства (5.6).

Для ползучих (вязкоупругих) сред принято [40] вводить функцию $T_0\psi$, такую, что

$$\dot{e}_{ij} = T_0 \frac{\partial \psi}{\partial \sigma_{ij}}, \quad T_0\psi = 2D_v + \frac{\partial U}{\partial t}.$$

Таким образом, функция $T_0\psi$, называемая дополнительной мощностью деформации, выполняет для скоростей деформации \dot{e}_{ij} роль потенциала, которую играет упругая энергия U для деформаций упругого тела. Интеграл по объему V тела

$$T_0 \int_V \psi dV = \Lambda + \frac{\partial W}{\partial t}, \quad W = \int_V U dV$$

есть дополнительная мощность деформации тела $T_0\psi$, которая включает в себя в качестве параметра длину трещины l . Для функции $T_0\psi$ известен [40] вариационный принцип стационарности, вполне аналогичный принципу (5.2), а вывод критерия (5.6) фактически использует прием нахождения «лишнего» неизвестного l .

В соответствии с рекомендациями [40] будем определять начальное условие $l = l_0$ при $t = 0$ для дифференциального уравнения (5.6) относительно длины трещины из решения упругой задачи о теле с разрезом.

Укажем также простые случаи. Если $\Lambda = \xi \equiv 0$, то критерий (5.6) принимает вид $\partial/\partial l(\partial W/\partial t) = 0$ и приводит к критерию разрушения упругого тела

$$G = -\partial W/\partial l = 2\gamma, \quad (5.8)$$

где гриффитсовская энергия 2γ появляется как константа интегрирования. Если, наоборот, $W \equiv 0$, то получаем критерий разрушения вязкого тела

$$-\partial\Lambda/\partial l = 2\xi, \quad (5.9)$$

причем оценка (5.7) дает результат [41]: $\xi = \eta l$ при $\lim([\mu]E/\mu) = \eta = \text{const}$, $E \rightarrow \infty$, $\chi \sim l$, и результат [70]: $\xi = \zeta l^2$ при $\lim([\mu]/a) = \lim([\mu]E/\gamma) = \zeta = \text{const}$, $E \rightarrow \infty$, $\chi \sim l^2$.

Рассмотрим рост трещины в вязкоупругой плоскости (материал Максвелла), растягиваемой усилиями P . Воспользуемся обычными представлениями для удельной диссипации и упругой энергии:

$$D = P^2/(2\mu), \quad U = P^2/(2E). \quad (5.10)$$

Так как избыточные значения упругой энергии и скорости диссипации тела пропорциональны площади концентрации

напряжений, т. е. l^2 , то

$$\Lambda = B_1 l^2 P_2 / (2\mu) + C_1, \quad W = -B_2 l^2 P^2 / (2E) + C_2, \quad (5.11)$$

где B_1, B_2 — некоторые числовые коэффициенты, а постоянные C_1, C_2 не зависят от длины трещин.

Подстановка оценки (5.11) в условие роста трещины (2.6) при $\gamma = \text{const}$ приводит к дифференциальному уравнению

$$2\xi - B_1 l (P^2/\mu) + B_2 l (P^2/E) = 0. \quad (5.12)$$

Если скорость роста трещины l не влияет на поверхностную диссипацию: $\chi = \chi_0 = \text{const}$ в представлении (2.7), то $\xi = \text{const}$ и решение уравнения (5.12) имеет экспоненциальный вид

$$l - l_* = (l_0 - l_*) \exp \left(\frac{B_1}{B_2} \frac{E}{\mu} t \right), \quad l_* = \frac{\xi \mu}{C_1 P^2} \left(= \frac{\chi_0}{C_1} \frac{\gamma E}{P^2} \frac{[\mu]}{\mu} \right). \quad (5.13)$$

Трещина в вязкоупругом теле растет, если ее начальная длина l_0 больше порогового значения l_* , при котором изменение диссипации в теле на единицу длины трещины достигает уровня поверхностной диссипации. Если $l_0 < l_*$, то длина трещины убывает. При $l > l_*$ оказывается возможным рост трещины за счет высвобождения упругой энергии. С другой стороны, если длина l_0 больше l_* , но меньше критического гриффитсовского значения длины l_G , определяемого из уравнения

$$G(l_G) \equiv B_2 (P^2 l_G / E) = 2\gamma, \quad (5.14)$$

то решение (5.13) описывает подрастание трещины до значения l_G . Если же $l_0 = l_G$, то из уравнения (5.12) можно определить конечную стартовую скорость роста трещины:

$$l(0) = \frac{2E}{B_2 P^2} \left(\frac{\xi \mu}{\gamma E} - \frac{B_1}{B_2} \right) \frac{\gamma}{\mu} = \frac{2E^2}{B_2 P^2} \left(\frac{[\mu]}{\mu} \chi_0 - \frac{B_1}{B_2} \right) \frac{a}{6}. \quad (5.15)$$

Второй частный случай: $\xi = \zeta l^2$, $\zeta = [\mu]/a = \text{const}$. Тогда уравнение (5.12) принимает вид

$$\frac{d(l/a)}{-1 + \{1 + C_3(l/a)\}^{1/2}} = C_4 dt, \quad C_3 = 8 \frac{B_1}{B_2} \frac{E^2}{P^2} \frac{[\mu]}{\mu},$$

$$C_4 = \frac{B_2}{4} \frac{P^2}{E [\mu]}, \quad (5.16)$$

а его решение таково:

$$(-1 + \sqrt{1 + C_3(l/a)} + \ln(-1 + \sqrt{1 + C_3(l/a)})) = \\ = 0,5 C_3 C_4 t + \text{const.} \quad (5.17)$$

Наконец, при $\xi = \eta l$ из (5.12) следует решение

$$l = l_0 \exp \left(\frac{B_1}{B_2} \frac{P^2}{P^2 - 2\eta E} \frac{E}{\mu} t \right). \quad (5.18)$$

Уравнение (5.12) дает условие применимости расчета разрыва по вязкой модели, а именно трещина должна быть намного длиннее своего приращения за время релаксации: $l \ll l_0$. При постоянстве поверхностной диссипации такая тре-

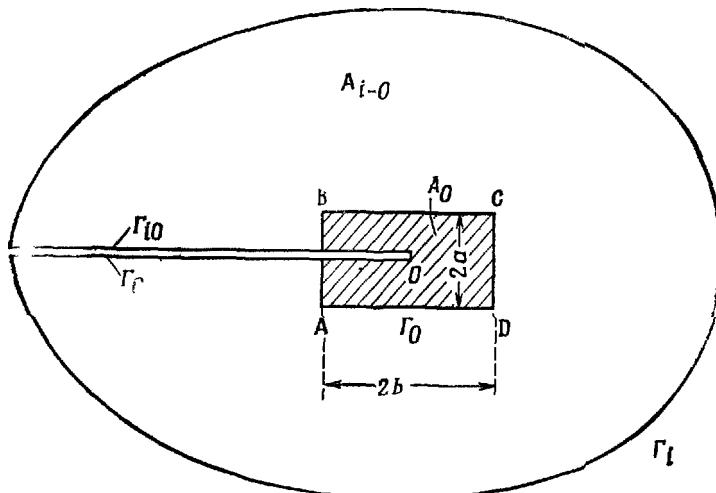


Рис. 20.

щина равновесно растет только при спаде растягивающего усилия согласно (5.13). При зависимости поверхностной диссипации от скорости l трещина в вязкой плоскости равновесно растет и при фиксированном разрушающем усилии [70].

Рассмотрим теперь условия разрушения для движущейся трещины. Для контура $\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_{t=0} + \Gamma_l + \Gamma_{t=0}$, охватывающего (рис. 20) область $A_{t=0}$, можно составить баланс полной энергии следующего вида:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_{A_{t=0}} \left(\epsilon + \frac{1}{2} \rho v_k v_k \right) dA = \\ & = \int_{\Gamma} \left\{ \left(\epsilon + \frac{\rho v_k v_k}{2} \right) (w_I - v_I) + \sigma_{kj} v_k + q_j \right\} n_j d\Gamma + \int_{A_{t=0}} Q dA, \end{aligned} \quad (5.19)$$

где $n_j d\Gamma$ — ориентированный по внешней нормали n_j элемент длины контура. Произведение $\sigma_{kj} n_j d\Gamma$ означает удельное

усилие на элементе $d\Gamma$, q_i — вектор потока тепла, Q — объемные источники тепла.

Предположим, что на края трещины $\Gamma_{\text{о}}$ и $\Gamma_{\text{i-o}}$ не оказывается силового, массового и теплового воздействий: $\sigma_{kj}n_j d\Gamma = 0$, $(w_i - v_i)n_j d\Gamma = 0$, $q_j n_j d\Gamma = 0$. При учете изменения знака нормали на контуре Γ_{o} баланс сводится к разнице $\Gamma_{\text{i-o}}$ контурных интегралов Γ_i и Γ_{o} :

$$\int_{\Gamma_{\text{i-o}}} \left\{ \left(\varepsilon + \frac{\rho v_k v_k}{2} \right) (w_i - v_i) + \sigma_{ki} v_k + q_i \right\} n_i d\Gamma = \\ = \frac{\partial}{\partial t} \int_{A_{\text{i-o}}} \left(\varepsilon + \frac{\rho v_k v_k}{2} \right) dA - \int_{A_{\text{i-o}}} Q dA.$$

Для движущейся области $A_{\text{i-o}}$, в которой поле $\varepsilon + 0,5\rho v_k v_k$ стационарно, а источники Q отсутствуют, контурный интеграл

$$\int_{\Gamma_i} \left\{ \left(\varepsilon + \frac{\rho v_k v_k}{2} \right) (w_i - v_i) + \sigma_{ki} v_k + q_i \right\} n_i d\Gamma = \\ = \int_{\Gamma_{\text{o}}} \{ \dots \} n_i d\Gamma = \text{const} \quad (5.20)$$

оказывается инвариантом.

С другой стороны, контур Γ_{o} является уже односвязным, если считать, что точка разрушения O принадлежит телу. Если в области A_{o} поле $\varepsilon + 0,5\rho v_k v_k$ стационарно и также $Q = 0$ (что для граничной точки O тела означает отсутствие ухода через нее энергии из тела), то контурный интеграл (5.20) по Γ_{o} будет равен нулю, а потому и для любого контура Γ_i , ограничивающего область стационарности, имеем

$$\int_{\Gamma_i} \left\{ \left(\varepsilon + \frac{\rho v_k v_k}{2} \right) (w_i - v_i) + \sigma_{ki} v_k + q_i \right\} n_i d\Gamma = 0. \quad (5.21)$$

Это соответствует известному положению, что приток полной энергии в любую замкнутую область тела, в которой происходит стационарный процесс и нет непосредственных внешних воздействий, должен быть равен нулю (независимо от выбора реологической модели тела и связанного с этим выбором появлением сингулярностей). Затраты работы, идущие собственно на разрушение тела, приводят к появлению дополнительных потоков тепла и к специфическим изменениям внутренней энергии, транспортируемым со скоростью самих частиц.

В теории разрушения удельную внутреннюю энергию произвольной частицы ε , как правило, отождествляют с удельной внутренней энергией ε_v . Будем, однако, учитывать различие между ними. Тогда балансовое равенство (5.21) представляется в виде

$$\int_{\Gamma_i} \left\{ \left(\varepsilon_v + \frac{\rho v_k v_k}{2} \right) (w_i - v_i) + \sigma_{kj} v_k + q_j \right\} n_j d\Gamma = \\ = \int_{\Gamma_i} (\varepsilon_v - \varepsilon) (w_i - v_i) n_j d\Gamma \equiv \dot{\mathcal{E}}_i. \quad (5.22)$$

Отсюда при традиционном использовании функции ε_v баланс притока полной энергии к вершине стационарно растущей трещины оказывается отличным от нуля за счет ненулевой разности [233] в правой части (5.22) на тех участках контуров Γ_i , где выходят частицы, претерпевшие переход «объем \rightarrow поверхность». Рассмотрим контур Γ_0 , взяв в качестве последнего $\square ABCD$ (см. рис. 20). В пренебрежении потоками через границы BC и AD правой части выражения (5.22) имеем следующее равенство [233]:

$$\dot{\mathcal{E}}_0 = \int_{\Gamma_0} (\varepsilon_v - \varepsilon) (w_i - v_i) n_i d\Gamma = \int_{AB} (\varepsilon_s - \varepsilon_v) (w_1 - v_1) dx_2.$$

Здесь было использовано, что через границу CD поступают частицы с внутренней энергией $\varepsilon = \varepsilon_v$, а выходят — с изменившейся $\varepsilon = \varepsilon_s$ через границу AB (где $n_i = -1$). Введем скорость $\dot{l} = w_1 - v_1$ роста трещины относительно материала тела. Если существует конечный предел

$$\lim_{a \rightarrow 0} \int_{-a}^a (\varepsilon_s - \varepsilon_v) (w_1 - v_1) dx_2 = \lim_{a \rightarrow 0} 2[\varepsilon] a \dot{l} = 2\gamma_0 \dot{l} = \dot{\mathcal{E}}_0, \quad (5.23)$$

то он соответствует скорости затраты работы на образование новой поверхности. Поверхностная энергия γ_0 является функцией параметров состояния поверхности фазы (Гиббса), т. е. тепловое и химическое состояние определяет величину γ_0 . Для учета этого обстоятельства следует вводить в рассмотрение химические потенциалы компонент, из которых состоит материал у бортов трещины. В частности, эффект охрупчивания горных пород из-за добавок некоторых химически активных жидкостей [179, 253] связан с резким убыванием поверхностной энергии γ_0 из-за адсорбции частиц этих жидкостей (влаги) на образующейся поверхности разрушения. Возможны даже отрицательные значения [253]. Значениям $\gamma_0 < 0$

соответствует условие $\varepsilon_v > \varepsilon_s$, т. е. объемная энергия больше поверхности, а $\dot{\mathcal{E}}_o$ становится источником энергии. Предположение, что сток $\dot{\mathcal{E}}_o = \dot{\mathcal{E}}_s$, сводит (5.22) к окончательному инвариантному виду (неравенство стоков позволило бы учесть разгрузку поверхностных слоев).

Составим баланс притока тепла с использованием энтропии s

$$\int_{\Gamma_{t=0}} \left\{ s(w_I - v_I) + \frac{q_I}{T} \right\} n_I d\Gamma = - \frac{\partial}{\partial t} \int_{A_{t=0}} s dA - \int_{A_{t=0}} \frac{Q}{T} dA - R_{t=0}, \quad (5.24)$$

где $R_{t=0}$ — рассеяние в области $A_{t=0}$:

$$R_{t=0} = \int_{A_{t=0}} \left\{ \sigma_{kj} \dot{e}_{kj}^p - q_I \frac{\partial T}{\partial x_I} \right\} \frac{dA}{T}. \quad (5.25)$$

Отсюда даже в условиях стационарности полей в $A_{t=0}$ и отсутствия объемных тепловых воздействий ($Q = 0$) контурные интегралы для потоков энтропии не являются инвариантами: рассеяние $R_{t=0}$ зависит от области $A_{t=0}$.

Частный случай $R_{t=0} = 0$ соответствует адиабатическому или изотермическому состоянию ($q_I \sim T, \dot{e}_{kj}^p = 0$) в области $A_{t=0}$ упругого ($e_{kj}^p = 0$) или почти упругого ($\dot{e}_{kj}^p = 0$ вне Γ_o) тела. При этом

$$\begin{aligned} \int_{\Gamma_t} \left\{ s(w_I - v_I) + \frac{q_I}{T} \right\} n_I d\Gamma &= \\ &= \int_{\Gamma_o} \left\{ s(w_I - v_I) + \frac{q_I}{T} \right\} n_I d\Gamma = \text{const.} \end{aligned} \quad (5.26)$$

Для подсчета значения постоянной обратим внимание, что интеграл по Γ_o для стационарных полей в A_o равен

$$\int_{\Gamma_o} \left\{ s(w_I - v_I) + \frac{q_I}{T} \right\} n_I d\Gamma = -R_o. \quad (5.27)$$

Введем теперь удельную энтропию s_v частицы в объеме тела

$$\begin{aligned} ds_v &= dU_v + T ds_v, \quad dU_v = \sigma_{kj} de_{kj}^p, \\ T ds_v &= -q_{j,I} dt + \sigma_{kj} d\theta_{kj}^p. \end{aligned} \quad (5.28)$$

Тогда интегралы (5.26), (5.27) можно представить в виде

$$\int_{\Gamma_O} \left\{ s_v (w_I - v_I) + \frac{q_I}{T} \right\} n_I d\Gamma = -R_O + \int_{\Gamma_O} (s_v - s) (w_I - v_I) n_I d\Gamma, \quad (5.29)$$

а оценка для $\square ABCD$ дает

$$\int_{\Gamma_O} (s_v - s) (w_I - v_I) n_I d\Gamma = 2 \lim [s] a \dot{l}; \quad [s] = s_s - s_v.$$

Для изотермического случая ($T = T_0$) имеем

$$T_0 \int_{\Gamma_O} \{s_v (w_I - v_I) + q_I\} n_I d\Gamma = \int_{\Gamma_O} (\epsilon_v - U_v) (w_I - v_I) n_I d\Gamma = \\ = -T_0 R_O + 2(\gamma_0 - \gamma_T) \dot{l}, \quad \gamma_0 - \gamma_T = \lim_{a \rightarrow 0} [s] a T_0, \quad (5.30)$$

причем удобно использовать понятие диссипации D_O в точке разрушения

$$T_0 R_O = \int_{A_O} \sigma_{kI} \dot{e}_{kI}^p dA = D_O. \quad (5.31)$$

Из соотношений (5.30), (5.31) для изотермического случая окончательно получаем

$$\int_{\Gamma_O} \left\{ \left(U_v + \frac{\rho v_k v_k}{2} \right) (w_I - v_I) + \sigma_{kI} v_k \right\} n_I d\Gamma = D_O + 2\gamma_T \dot{l}, \quad T = T_0. \quad (5.32)$$

Обратимся теперь к адиабатическому случаю, когда $q_I = 0$. При этом дифференциальные соотношения (5.28) приводят к выражению

$$d\epsilon_v - dU_v = \sigma_{kI} d e_{kI}^p, \quad (5.33)$$

т. е. разница приращений внутренней энергии и упругого потенциала равна диссипации механической энергии в частице. Интегральный аналог для контура Γ_O должен еще учитывать количество тепла, производимого при гриффитсовом разрушении:

$$\int_{\Gamma_O} (U_v - U_p) (w_I - v_I) n_I d\Gamma = -D_O + 2(\gamma_0 - \gamma_q) \dot{l}, \quad q_I = 0. \quad (5.34)$$

Из интегральных соотношений (5.22), (5.23) и (5.34) получаем

$$\int_{\Gamma_O} \left\{ \left(U_v + \frac{\rho v_k v_k}{2} \right) (w_I - v_I) + \sigma_{kI} v_k \right\} n_I d\Gamma = D_O + 2\gamma_q \dot{l}, \quad q_I = 0.$$

Условие адиабатичности выполняется в тех случаях, когда $\varepsilon l \ll q_l \sim \lambda T_{ij}$, где λ — коэффициент теплопроводности материала, т. е. для быстрых в тепловом отношении трещин. При изотермических условиях $T \equiv 0$, но $q_l \neq 0$ (хотя они и не входят в баланс (5.22)) — кондуктивное перераспределение температур относительно вершины трещины происходит намного быстрее, чем перенос тепла конвективно, вместе с частицами материала.

Таким образом, при использовании упругого потенциала U_v баланс полной энергии (5.22) для изотермических и адиабатических случаев принимает следующий вид:

$$\int_{\Gamma_I} \left\{ \left(U_v + \frac{\rho v_k v_k}{2} \right) (w_I - v_I) + \sigma_{kj} v_k \right\} n_j d\Gamma = D_O + 2\gamma l, \quad \gamma = \gamma_T, \gamma_q. \quad (5.36)$$

Правая часть (5.36) равна постоянной, если диссипация в вершине не меняется в процессе роста трещин. Это означает условие автономности области A_O .

Использованное для вывода (5.26) условие $R_{i=0} = 0$, $R_O \neq 0$ соответствует почти упругим телам, или иначе локализации диссипации в вершине трещины.

Первое слагаемое правой части (5.36) допускает [233] простую оценку:

$$D_O = 2 \int_{A_O} D dA = 2 \langle D \rangle_O A_O, \quad (5.37)$$

где $\langle D \rangle_O$ — среднее значение удельной диссипации D в A_O . Определяющими параметрами для D_O могут служить скорость роста трещины i , линейный масштаб $\sqrt{A_O}$ области A_O , а также реологические коэффициенты. Если считать, что гриффитсовский процесс хрупкого разрушения, имеющий характерный линейный масштаб порядка $\gamma E \ll \sqrt{A_O}$, полностью поддается процессом диссипации (здесь E — модуль Юнга), то справедлива оценка

$$\dot{e}_{kj}^p \sim i/\sqrt{A_O}, \quad \sqrt{A_O} \sim a.$$

Если в вершине трещины локализовано пластическое течение (частица Ирвина — Орована), то D — однородная функция первого порядка по скорости деформирования, т. е.

$$\langle D \rangle_O \sim \sqrt{\dot{e}_{kj}^p \dot{e}_{kj}^p} \sim i/\sqrt{A_O},$$

а потому интеграл (5.37) сводится к выражению

$$\int_{A_O} \sigma_{kj} \dot{e}_{kj}^p dA = 2C_5 \sqrt{A_O} i = 2\gamma_* l, \quad (5.38)$$

причем размерности γ и γ_* совпадают. Коэффициент γ_* обычно считается пропорциональным пределу текучести Y материала.

Если в вершине трещины локализовано вязкое течение [233], то D — однородная функция второго порядка по скорости деформации, т. е.

$$\langle D \rangle_O \sim \dot{\epsilon}_{k,l}^p \dot{\epsilon}_{k,l}^p \sim l^2 / \sqrt{A_O},$$

а потому диссипативный интеграл (4.2) сводится к следующему выражению:

$$D_O = \langle D \rangle_O A_O = \eta l^2, \quad (5.39)$$

где коэффициент сопротивляемости η пропорционален динамической вязкости течения. В рассматриваемом случае A_O не меняется с ростом трещины l , но масштаб $\sqrt{A_O}$ прямо пропорционален скорости роста трещины $\sqrt{A_O} \sim l \mu / E$.

Однако из общего выражения для коэффициента сопротивляемости

$$\dot{\eta} = \mu f \left(\frac{E \sqrt{A_O}}{\gamma}, \frac{\sqrt{A_O} E}{l \mu}, \frac{\gamma}{\mu} \right) = \mu f \left(\frac{l \mu}{\gamma}, \frac{\gamma}{E} \right) \quad (5.40)$$

следует, что η будет функцией скорости l только в условиях корреляции хрупкого разрушения и сопутствующей вязкой диссипации. Если же такой корреляции нет ($\sqrt{A_O} \gg \gamma / E$), то γ не является определяющим параметром и динамическая сопротивляемость η в условиях локальной стационарности и автономности разрушения выполняет роль константы материала.

Покажем теперь, что интеграл (5.36) и есть известный в теории разрушения J -интеграл. Действительно, в подвижной системе координат x_1, x_2 в силу стационарности и условия $w_1 \gg v_1, w_1 = l, w_2 = 0$ имеем

$$\partial / \partial t = -l (\partial / \partial x_1), \quad v_i = -l (\partial u_i / \partial x_1),$$

где u_i — смещение. Тогда контурный интеграл (5.36) принимает вид [70]

$$J = \int_{\Gamma_O} \left\{ \left(U_v + \frac{\rho v_k v_k}{2} \right) dx_2 - \sigma_{k,l} u_{k,l} n_l d\Gamma \right\} = \frac{D_O}{l} + 2\gamma \quad (5.41)$$

для изогермического и адиабатического случаев.

Для нахождения инвариантного контурного интеграла, справедливого для случая стационарности диссипации вокруг вершины трещины, следует рассмотреть продифференциро-

ванное по времени уравнение локального притока тепла:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{\partial \epsilon}{\partial t} - \sigma_{kl} \frac{\partial e_{kl}}{\partial t} + \frac{\partial q_l}{\partial x_l} \right\} = 0, \quad \mathcal{L} = 0. \quad (5.42)$$

Перейдем к подвижной системе координат t^0 и x_l^0 по правилу

$$t = t^0, \quad x_k = x_k^0 + l_k t^0,$$

$$\partial/\partial t^0 = \partial/\partial t + l_k \delta_{kl} \partial/\partial x_l, \quad \partial/\partial x_k^0 = \partial/\partial x_k.$$

Тогда в предположении о стационарности полей в подвижной системе координат имеем

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t} \right) = l_n \delta_{nl} \frac{\partial}{\partial x_l} \left(l_k \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} \right),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\sigma_{kl} \frac{\partial e_{kl}}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x_l} (\sigma_{kl} v_k) = \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_n} \left(\sigma_{ll} \frac{\partial u_l}{\partial x_n} \right) l_n l_k,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial q_l}{\partial x_l} \right) = - \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\frac{\partial q_l}{\partial x_k} \right) l_k,$$

где нули опущены, δ_{nl} — единичный тензор. Уравнение (5.42) принимает тогда вид

$$l_n \delta_{nl} \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial x_l \partial x_k} - l_n \frac{\partial^2}{\partial x_l \partial x_k} \left(\sigma_{ll} \frac{\partial u_l}{\partial x_n} \right) = \frac{\partial^2 q_l}{\partial x_l \partial x_k}.$$

Его интегрирование по области $A_{i=0}$ приводит к контурному интегралу второго рода, предложенному в работе [121]:

$$\int_{\Gamma_i} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(l_n \delta_{nl} \epsilon - \sigma_{ll} \frac{\partial u_l}{\partial x_n} l_n - q_l \right) n_l d\Gamma =$$

$$= \int_{\Gamma_0} \frac{\partial}{\partial x_k} (\dots) n_l d\Gamma = \text{const.}$$

Поскольку в области A_0 (внутри контура Γ_0 , непосредственно охватывающего вершину трещины) также справедливо уравнение $\mathcal{L} = 0$, то при обычных ограничениях на бортах разреза (отсутствие потоков) интеграл (5.43) по контуру Γ_0 равен нулю, а следовательно, и постоянная в его правой части равна нулю.

Если ввести удельную внутреннюю энергию ϵ_v , то интеграл (5.43) примет следующий вид:

$$I_k = \int_{\Gamma_i} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(l_n \delta_{nl} \epsilon - \sigma_{ll} \frac{\partial u_l}{\partial x_n} l_n - q_l \right) n_l d\Gamma =$$

$$= \int_{\Gamma_0} l_n \delta_{nl} \frac{\partial}{\partial x_k} (\epsilon_v - \epsilon) n_l d\Gamma. \quad (5.44)$$

Рассмотрим далее продифференцированное по времени уравнение производства энтропии:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(T \frac{\partial s}{\partial t} \right) = - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial q_I}{\partial x_I} \right) + \frac{\partial}{\partial t} (\sigma_{kI} \dot{e}_{kI}^p). \quad (5.45)$$

В подвижной системе координат в области $A_{t=0}$ стационарного и изотермического ($T = T_0$) состояния имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(T \frac{\partial s}{\partial t} \right) &= T_0 \dot{l}_n \dot{l}_k \frac{\partial^2 s}{\partial x_I \partial x_m} \delta_{nI} \delta_{km}, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\sigma_{kI} \dot{e}_{kI}^p) &= 2 \frac{\partial D}{\partial t} = - 2 \dot{l}_I \delta_{kI} \frac{\partial D}{\partial x_I}. \end{aligned}$$

Тогда интегрирование уравнения (5.45) по области $A_{t=0}$ приводит к следующему инвариантному интегралу:

$$\int_{\Gamma_i} \frac{\partial}{\partial x_k} (T_0 \dot{l}_n \delta_{nI} s - q_I) n_I d\Gamma + 2 D \delta_{kI} n_I d\Gamma = 2 \frac{\partial v_*}{\partial l_k} \dot{l}_k, \quad (5.46)$$

причем в правой части стоит производная от сингулярной диссипации (внутри Γ_0), включаемая в интегральный аналог дифференциального соотношения (5.45). Введение объемных удельных функций s_v и D_v сводит контурный интеграл (5.46) к следующему виду:

$$\begin{aligned} F_k &= \int_{\Gamma_i} \frac{\partial}{\partial x_k} (T_0 \dot{l}_n \delta_{nI} s_v - q_I) n_I d\Gamma + 2 D_v \delta_{kI} n_I d\Gamma = \\ &= \int_{\Gamma_0} T_0 \dot{l}_n \frac{\partial}{\partial x_k} (s_v - s) \delta_{nI} n_I d\Gamma + 2 \int_{\Gamma_0} (D_v - D) \delta_{kI} n_I d\Gamma + 2 \frac{\partial v_*}{\partial l_k} \dot{l}_k. \end{aligned} \quad (5.47)$$

Наконец, разность интегралов (5.46) и (5.47) приводит к результирующему контурному интегралу вокруг вершины трещины в вязкоупругом теле:

$$\begin{aligned} N_k &= F_k - I_k = \\ &= \int_{\Gamma_i} \left(2 D \delta_{kI} - \frac{\partial U}{\partial x_k} \delta_{kI} \dot{l}_n - \sigma_{mI} \frac{\partial v_m}{\partial x_k} \right) n_I d\Gamma = F_k^0 - I_k^0 = N_k^0, \end{aligned} \quad (5.48)$$

или иначе

$$N_k = \int_{\Gamma_i} \left(2 D + \frac{\partial U}{\partial t} \right) n_k d\Gamma - \sigma_{mI} \frac{\partial v_m}{\partial x_k} n_I d\Gamma = N_k^0, \quad (5.49)$$

где k — индекс оси, вдоль которой растет трещина, а нижний индекс v объемной фазы опущен. Константа N_k^0 оценивается

путем рассмотрения потоков через контур Γ_O :

$$N_k^0 = \lim_{a \rightarrow 0} \int_{-a}^a \left\{ 2[D] + \frac{\partial}{\partial t} [f_0] \right\} dx_2 + \frac{\partial \gamma_*}{\partial t} = 2\xi + 2 \frac{\partial \gamma}{\partial t}, \quad (5.50)$$

где $[D] = D_s - D_v$ — скачок диссипации, $U = e - T_0 s = f_0$, $[f_0] = f_s - f_v$ — скачок изотермического свободного потенциала (упругой энергии U) на поверхности разрушения, $\lim_{a \rightarrow 0} [f_0] a = \gamma_0$.

Если принять далее, что поле скоростей смещений можно разложить [41] на упругую и вязкую составляющие: $v_m = v_m^e + v_m^p$, то контурный интеграл (5.49) представляется в виде двух слагаемых:

$$N_k = -(\partial \Lambda / \partial l_k) + i_k (\partial G / \partial l_k) = N_k^0, \quad (5.51)$$

вычисляемых отдельно:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Lambda}{\partial l_k} &= - \int_{\Gamma_i} 2 D n_k d\Gamma - \sigma_{mI} \frac{\partial v_m^p}{\partial x_k} n_I d\Gamma, \\ i_k \frac{\partial G}{\partial l_k} &= \int_{\Gamma_i} \frac{\partial U}{\partial t} n_k d\Gamma - \sigma_{mI} \frac{\partial v_m^e}{\partial x_k} n_I d\Gamma. \end{aligned}$$

Для прямолинейно распространяющейся трещины можно опустить индекс k . Тогда контурный интеграл (5.51) приводит к следующему критерию разрушения:

$$N = -(\partial \Lambda / \partial l - i \partial G / \partial l) = 2\xi + 2(\partial \gamma / \partial a)\dot{a}, \quad (5.52)$$

что совпадает с результатом (5.6) при неизменном линейном масштабе: $a = \text{const}$.

Возвращаясь теперь к примеру о растяжении вязкоупругой плоскости (5.11), заметим, что величины Λ , G можно определить из решения задачи в напряжениях [41]:

$$\frac{\partial \Lambda}{\partial l} = -(\kappa + 1)^{-1} \frac{K^2}{8\mu}, \quad G = -\frac{\partial W}{\partial l} = (\kappa + 1)^{-1} \frac{K^2}{4E} (1 + v), \quad (5.53)$$

где $E/(2 + 2v)$ — модуль сдвига, K — коэффициент интенсивности напряжений ($\kappa = 3 - 4v$ для плоской деформации, $\kappa = (3 - v)/(1 + v)$ для плоского напряженного состояния, v — коэффициент Пуассона). Использование выражений (5.53) превращает условие (5.51) в дифференциальное уравнение

$$\frac{K^2}{\mu} - i \frac{2(1+v)}{E} \frac{\partial K^2}{\partial l} = 16(1+\kappa) \left(\xi + \frac{\partial \gamma}{\partial a} \dot{a} \right). \quad (5.54)$$

Корни этого уравнения определяют критические (разрушающие) значения $K = K_c$. При $\gamma = \text{const}$ и вязком подрастании трещины $K_c \sim \xi^{1/2}$, т. е. K_c постоянно при $\xi = \text{const}$, пропорционально скорости l при $\xi \sim l^2$ и пропорционально $l^{1/2}$ при $\xi \sim l$.

При растяжении линейной вязкоупругой полости с трещиной $K = P \sqrt{\pi(l/2)}$, и уравнение (5.12) при $\gamma = \text{const}$ принимает вид

$$2\xi - \frac{\pi^2 P^2}{16(1+\nu)\mu} l + \frac{\pi P^2 (1+\nu)}{8(1+\nu)E} l = 0. \quad (5.55)$$

Сравнение (5.11) и (5.55) показывает, что

$$B_1 = (\pi/16)(1+\nu)^{-1}, \quad B_2 = (\pi/8)(1+\nu)^{-1}(1+\nu).$$

Обычно трещиноватость конкретных материалов характеризуется данными для критического коэффициента интенсивности напряжений K_c . Эти величины либо оказываются кон-

Таблица 3

Материал	K_c^I	Материал	K_c^I
Уголь	0,27	Ангидрит	$0,62 \div 0,89$
Алевролит	0,53	Мергель	$0,71 \div 0,89$
Песчаник	$0,36 \div 1,42$	Метасоматит	$1,24 \div 1,42$
Гранит	0,567	Базальт	$0,62 \div 1,60$
Плавленый кварц	0,640	Диорит	$0,89 \div 1,77$
Нефтеносные сланцы	$0,55 \div 0,93$	Габбродиабаз	$1,50 \div 1,77$
Сухой алевролит	0,73	Порфирит	$1,24 \div 1,77$
Насыщенный алевролит	0,74	Долерит	$1,60 \div 2,13$
Доломит	0,71	Амфиболит	$1,60 \div 1,95$
Мрамор	$0,36 \div 1,06$	Базальт порфировый	$2,04 \div 2,49$
Известняк	$0,36 \div 1,24$	Оргстекло	$0,89 \div 1,42$

стантами материала, что соответствует истинно хрупкому разрушению по Гриффитсу или же пластической диссиляции в вершине трещины, либо они оказываются функциями скорости. Последнее говорит о вязком характере разрушения.

Данные для $K_c = \text{const}$ при разрушении на отрыв, т. е. для $K_c^I (\text{МПа} \cdot \text{м}^{1/2})$ для ряда горных пород, приведены в табл. 3. Поскольку это величины одного порядка, резкое различие прочности пород определяется количеством и размерами трещин.

Критические коэффициенты интенсивности при разрушении на плоский сдвиг K_c^{II} и на разрыв K_c^{III} (антиплоское разрушение) являются иными, независимыми характеристиками материалов. Так, для мелкозернистого песчаника $K_c^I = 1,47 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$, тогда как $K_c^{II} = 4,75 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$ [2], т. е. в три раза больше.

Динамические значения этих параметров отличаются от указанных квазистатических. Так, для песчаника $K_c^I = 4,8 \div 9,15 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$ и для оргстекла $K_c^I = 1,24 \div 3,11 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$ (против $0,89 \div 1,42 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$), т. е. значительно выше статических. Широкий диапазон значений связан с зависимостью K_c от скорости роста трещин.

Весьма любопытный эффект, характерный для горных пород, выявлен на примере известняка [264]. Оказалось, что K_c^I меняется примерно линейно с ростом давления p после того, как будет превзойден некоторый порог значений:

$$K_c^I = 0,93 \text{ МН} \cdot \text{м}^{-3/2}, \quad p \leq 20 \text{ МПа};$$

$$K_c^I = 0,93 + 0,07p, \quad p \geq 20 \text{ МПа}.$$

Этот эффект связан с появлением дилатационной пластической зоны вблизи вершины трещины и обусловлен зависимостью предела текучести от давления, что характерно для горных пород.

ЛИТЕРАТУРА

- Адушкин В. В., Костюченко В. Н., Николаевский В. Н., Цветков В. М. Механика подземного взрыва — В кн. Итоги науки и техники Механика деформируемого твердого тела, т. 7 — М: ВИНИТИ, 1973
- Алексеев А. Д., Ревва В. Н. Экспериментальные исследования вязкости скольжения хрупких тел — Физ хим мех материалов, 1980, т. 16, № 2, с. 105—106
- Артишков Е. В. Геодинамика — М: 1979
- Бабичев О. Б., Стаховская З. И., Соболев Г. А., Колыцов А. В. О влиянии давления на процессы подготовки и предвестники разрушения горной породы — Изв АН СССР, Физика Земли, 1981, № 1
- Бакиев Музaffer X., Томашевская И. С., Бакиев Мелис X. Свойства пород Ташкентского сейсмоактивного региона в процессе деформирования и разрушения при высоких давлениях — Физические свойства горных пород и минералов при высоких давлениях и температурах — М: Наука, 1977
- Бараев Б. В., Лобковский Л. И. Мелкофокусная сейсмичность в тылу Курильской островной дуги и ее связь с зоной Заварицкого-Беньофа. — ДАН СССР, 1980, т. 255, № 1.

- 7 Башуров В. В., Скоркин Н. А. Задача о поршне в пластической среде с разрыхлением — ПМТФ, 1974, № 5
- 8 Бовт А. И., Конеков К. С., Мусинов В. И., Николаевский В. Н., Шурыгин Е. А. Изменения фильтрационных свойств насыщенного коллектора при камуфлетном взрыве — ПМТФ, 1981, № 5
- 9 Бовт А. И., Мясников К. В., Николаевский В. Н., Шурыгин Е. А. Камуфлетный взрыв в пористой среде (лабораторный эксперимент) — ПМТФ, 1981, № 6
- 10 Бузинов С. Н., Пешкин М. А. О коэффициенте дисперсии при вытеснении из пористой среды газа газом — ПМТФ, 1975, № 4
- 11 Быковцев А. С., Черепанов Г. П. О моделировании очага землетрясения — ПММ 1980, т. 44, вып. 3
- 12 Быковцев А. С., Черепанов Г. П. О предельной скорости прямолинейного распространения сдвигового дислокационного разрыва — ДАИ УзССР, 1980 № 3
- 13 Васильев Ю. И. Моделирование сейсмического шва — Изв. АН СССР, Физика Земли, 1965, № 3
- 14 Вахрамеев Ю. С., Демьяновский С. В. Расширение газовой полости в разрыхляемой среде сухим трением — ФТПРПИ, 1974, № 1
- 15 Введенская А. В. Исследование напряжений и разрывов в очагах землетрясений при помощи теории дислокаций — М. Наука, 1969
- 16 Вегенер А. Происхождение материков и океанов — Современные проблемы естествознания, 1925, кн. 24 Госиздат
- 17 Вербицкий Т. З., Бойко Б. Д. Исследование генерации продольной волны поперечной, распространяющейся в пористой среде — Докл. АН УССР, сер. А, 1977, 3
- 18 Воларович М. П., Лутц Б. Г., Киреенкова С. М., Сафаров И. Б. Упругие характеристики мантийных эклогитов при давлениях до 25 кбар — Изв. АН СССР, Физика Земли, 1981, № 1
- 19 Воларович М. П., Гомашевская И. С., Будников В. А. Механика горных пород при высоких давлениях — М. Наука, 1979
- 20 Воронина И. Ю., Епифанов В. П. Акустические исследования структурных изменений гранита при осевом сжатии — Акуст. журнал, 1980, т. 26, № 3
- 21 Гзовский М. В. Современные возможности оценки тектонических напряжений в земной коре — В кн. Тектонофизические и механические свойства горных пород — М. Наука 1971
- 22 Гольдин А. Л., Прокопович В. С. Определение несущей способности сооружений с использованием неассоциированного закона течения грунтов — Изв. ВНИИГ им. Б. Е. Веденеева, 1980, т. 137, с. 3—7
- 23 Григорьев С. М. Роль воды в образовании земной коры — М. Недра 1971
- 24 Грин Д. Х., Рингвуд А. Э. и др. Петрология верхней мантии — М.: Мир, 1968
- 25 Долбилина Н. А., Мячкун В. И. Результаты и проблемы изучения временных вариаций параметров сейсмических волн — В сб. Сейсмическое просвечивание очаговых зон в прогнозе землетрясений и геодинамике — М. Наука, 1979
- 26 Дуин С. З., Сироткин В. К. Расширение газовой полости в хрупкой породе с учетом дилатансионных свойств грунта — ПМТФ, 1977, № 4
- 27 Дъярмати И. Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы — М. Мир, 1974
- 28 Егоркина Г. В., Краснопевцева Г. В., Щукин Ю. К. Геофизическая характеристика очаговых зон — В сб. Физические процессы в очагах землетрясений — М. Наука, 1980
- 29 Жарков В. Н., Трубицын В. П. Физика планетарных недр. — М.: Наука, 1980

- 30 Замышляев Ю. В., Евтерев Л. С., Кривошеев С. Г. Об уравнении состояния горных пород при взрывных нагрузках — ДАН СССР, 1980, т. 251, № 1.
- 31 Зельманов И. Л., Колков О. С., Тихомиров А. М., Шацукевич А. Ф. Движение песчаного грунта при камуфлетном взрыве — Физика горения и взрыва, 1968, т. 4, № 1.
- 32 Зобин В. М. Динамика очага вулканических землетрясений — М.: Наука, 1979.
- 33 Зоненшайн Л. П., Савостин Л. А. Введение в геодинамику — М.: Недра, 1979.
- 34 Зорин А. Н. Колесников В. Г. и др. Механика и физика динамических явлений в шахтах — Киев: Наукова дума, 1979.
- 35 Зубков С. И., Мигунов Н. И. О времени возникновения электромагнитных предвестников землетрясений. — Геомагнетизм и аэрономия, 1975, т. 15, № 6.
- 36 Ибрагимов Р. Н. Сейсмогенные зоны Среднего Тянь-Шаня — Ташкент: ФАН, 1978.
- 37 Иодер Х. Образование базальтовой магмы — М.: Мир, 1979.
- 38 Каракин А. В., Лобковский Л. И. Модель образования коры в рифтовых зонах — Изв. АН СССР, Физика Земли, 1981, № 2.
- 39 Кафус Е. В., Кузнецов О. Л. Прогноз землетрясений — В кн.: Итоги науки и техники. Физика Земли, т. 6 — М.: ВИИПТИ, 1980.
- 40 Качанов Л. М. Некоторые вопросы теории ползучести — Л. — М.: ГИТТЛ, 1949.
- 41 Качанов Л. М. Основы механики разрушения — М.: Наука, 1974.
- 42 Кейлис-Борок В. И. Исследование источников, приближенно эквивалентных очагам землетрясений — Тр. Геофиз. Ин-та АН СССР, 1959, № 9(136).
43. Коган Л. И., Маловицкий Я. П. О дискретности отражающих границ океанической земной коры. — ДАН СССР, 1981, т. 256, № 2.
44. Коган С. Я., Поликарпов А. М. О динамических параметрах сейсмического очага — Изв. АН СССР, Физика Земли, 1977, № 12.
45. Колков О. С., Куликов В. И., Тихомиров А. М., Шацукевич А. Ф. Влияние статического давления на движение песчаного грунта при взрыве. — ПМТФ, 1969, № 3.
46. Кондратенко А. М., Нерссесов И. Л. Некоторые результаты изучения изменений скоростей продольных и поперечных волн в очаговой зоне. — Тр. ИФЗ, 1962, № 25(192).
47. Костров Б. В. Механика очага текtonического землетрясения — М.: Наука, 1975.
48. Косыгин Ю. А., Сергеев К. Ф., Сапрыгин С. М., Василенко Н. Ф. Взаимодействие литосферных блоков на Центрально-Сахалинском разломе 7—13 апреля 1979 г. — ДАН СССР, 1980, т. 254, № 3.
49. Косыгин Ю. А., Юшмаров В. В., Маслов Л. А. О формировании и локализации концентрических комплексов (кольцевых структур) в связи с развитием разломов — ДАН СССР, 1980, т. 255, № 6.
50. Красовский С. С. Гравитационное моделирование градиентно-слоистых структур — Изв. АН СССР, Физика Земли, 1979, № 6.
51. Лобковский Л. И., Сорохтин О. Г., Шеменда А. И. Моделирование деформаций островных дуг, приводящих к образованию тектонических террас и возникновению цунамигенных землетрясений — ДАН СССР, 1980, т. 255, № 1.
52. Лукк А. А., Нерссесов М. А. Природа временных вариаций скоростей упругих волн в земной коре Гармского района. — Изв. АН СССР, Физика Земли, 1978, № 6.
53. Лутц Б. Г. Петрология глубинных зон континентальной коры и верхней мантии. — М.: Наука, 1974.

54. Магницкий В А, Жарков В Н Природа слоев пониженных скоростей сейсмических волн в верхней мантии Земли — В сб. Верхняя мантия № 7 — М: Наука, 1970
55. Марков Г А О распространении горизонтальных тектонических напряжений вблизи поверхности в зонах поднятия земной коры — Изв. геологии, 1980 № 1
56. Мигунов Н И О распространении продольных упругих волн в группах с электрокинетическими свойствами — Изв. АН СССР, Физика Земли, 1981, № 3
57. Монахов Ф И Механизм формирования гидрогеодинамического предвестника землетрясений — ДАН СССР, 1980, т. 251, № 4
58. Михалюк Л В Горные породы при неравномерных динамических нагрузках — Киев: Наукова думка, 1980
59. Мячкян В И Процессы подготовки землетрясений — М: Наука, 1978
60. Наседкин В В, Марков В К, Рябицын Ю Н Система гранит — волна при высоких давлениях — В сб. Экспериментальные исследования в области глубинного петрогенеза — М: АН СССР, 1976
61. Нерссов И Л Копничев Ю Ф, Медведева Е В Особенности высокочастотного излучения сильных землетрясений с различными механизмами очагов — ДАН СССР, 1979, т. 244, № 4
62. Никитин Л В, Рыжак Е И Разрушение горной породы с внутренним трением и дилатансией — ДАН СССР, 1976, т. 230, № 5
63. Никитин Л В, Рыжак Е И Закономерности разрушения горной породы с внутренним трением и дилатансией — Изв. АН СССР, Физика Земли, 1977, № 5
64. Никитин Л В, Юнга С Л Методы теоретического определения тектонических деформаций и напряжений в сейсмоактивных областях — Изв. АН СССР, Физика Земли, 1977, № 11
65. Николаевский В И Коинектигивная диффузия в пористых средах — ПММ, 1959, т. 23, вып. 6
66. Николаевский В Н О связях объемных и сдвиговых пластических деформаций и об ударных волнах в мягких грунтах — АН СССР, 1967, т. 177, № 3
67. Николаевский В Н Монохроматические волны в упругой среде с локальным проявлением сухого трения — Июльский журнал МТТ, 1968, № 4
68. Николаевский В Н Определяющие уравнения пластического деформирования сыпучей среды — ПММ, 1971, т. 35, вып. 6
69. Николаевский В Н Механические свойства грунтов и теория пластичности — В кн. Итоги науки и техники Механика деформируемого твердого тела, т. 6 — М: ВИНИТИ, 1972
70. Николаевский В Н Гермодинамика роста трещин. Разрушение упругих, почти упругих и вязких тел — Изв. АН СССР, МТТ, 1979, № 4
71. Николаевский В Н Предельная скорость фронта разрушения и динамические перегрузки хрупких материалов — Июл. Проблемы механики, М, Препринт № 123, 1979
72. Николаевский В Н Граница Мохоровичича как предельная глубина хрупко-дилатационного состояния горных пород — АН СССР, 1979, т. 249, № 4
73. Николаевский В Н Дилатансия и теория очага землетрясения — Успехи механики, 1980 т 3 № 1
74. Николаевский В Н Энергия землетрясений и область разгрузки при учете коэффициента излучения сейсмических волн — ДАН УзССР, 1980, № 1
75. Николаевский В Н О динамике фронтов разрушения в хрупких телах — Изв. АН СССР МТТ, № 5 1980
76. Николаевский В Н Динамическая прочность и скорость разрушения. — В сб.: Удар, взрыв и разрушение. — М: Мир, 1981.

- 77 Николаевский В Н, Басниев К С, Горбунов А Т, Зотов Г А Механика насыщенных пористых сред — М Недра, 1970
- 78 Николаевский В Н, Лившиц Л Д, Сизов И А Механические свойства горных пород Деформации и разрушение — В ки Итоги науки и техники Механика деформируемого твердого тела, т 11 — М ВИНИТИ, 1978
- 79 Николаевский В Н, Потяничев А Н, Сумин Е В, Якубович Н Г Дилатационные эффекты при подземном камуфлетном взрыве Численное исследование — ДАН СССР, 1980, т 250, № 1
- 80 Николаевский В Н, Ротсбург Л Б О нелинейном характере затухания сейсмических волн — В сб Проблемы механики твердого деформированного тела — Л Судостроение, 1970
- 81 Николаевский В Н, Сырников Н М, Шефтер Г М Динамика упруго пластических дилатирующих сред — В сб Успехи механики деформируемых сред — М Наука, 1975
- 82 Никонов А А Голоценовые и современные движения земной коры — М Наука 1977
- 83 Паркер Т Д, Мак Доуэлл А Н Экспериментальное изучение солено-купольной тектоники — В сб Вопросы экспериментальной тектоники — М ИЛ, 1957
- 84 Петухов И М Горные удары на угольных шахтах — М Недра, 1972
- 85 Петухов И М, Смирнов В А и др Геофизические исследования горных ударов — М Недра 1975
- 86 Раутян Т Г, Халтурин В И, Закиров М С Изучение условий в очаговых зонах по сейсмическойkode — В сб Физические процессы в очагах землетрясений — М Наука, 1980
- 87 Рахматуллин Х А, Мардонов Б, Ибраимов О, Турдиев М Об одной механической модели землетрясения — Изв АН УзССР, сер техн, 1976, № 5
- 88 Ревуженко А Ф, Стажевский С Б, Шемякин Е И О механизме деформирования материала при больших сдвигах — ФТПРПИ, 1974, № 3
- 89 Ривкин И Д, Запольский В П, Богданов П А Звукометрический метод наблюдения проявлений горного давления — М Металлургиздат, 1956
- 90 Ризинченко Ю В О сейсмическом течении горных масс — В сб Ди намика земной коры — М Наука, 1965
- 91 Ромашов А Н, Евменов В Ф Характер волновой картины при создании в среде сдвиговой деформации на ограниченном участке плоскости — Физ горения и взрыва, 1975 т 11, № 2
- 92 Родионов В Н Диссиликатные структуры в геомеханике — Успехи механики, 1979 т 2, № 4
- 93 Родионов В Н, Адушин В В, Костюченко В Н, Николаевский В Н, Ромашов А Н Цветков В М Механический эффект под земного взрыва — М Недра, 1971
- 94 Роско К Влияние деформаций в механике грунтов — В сб Механика, № 3(127), 1968 с 91—145
- 95 Рыков Г В Влияние скорости деформирования на сжимаемость и сдвиг песчаных и глинистых грунтов при кратковременных нагрузках — ПМТФ 1969, № 3
- 96 Рябой В З Структура верхней мантии территории СССР по сейсмическим данным — М Недра, 1979
- 97 Саваренский Е Ф, Нерсесов И Л О предвестниках землетрясений — Вулканология и сейсмология, 1980, № 1
- 98 Садовский М А Естественная кусковатость горной породы — ДАН СССР, 1979, т 247, № 4

- 99 Садовский М А, Соболев Г А, Мигунов Н. И Изменения естественного излучения радиоволн при сильном землетрясении в Карпатах — ДАН СССР, 1979, т 244, № 2
- 100 Сапрый С. М Механизм формирования гидрогеодинамического предвестника землетрясений — Вулканология и сейсмология, 1980, № 2
- 101 Сардаров С С (мл), Осокин В Д Экспериментальные исследования приливных колебаний дебита термальных источников — Изв АН СССР, Физика Земли, 1980, № 3
- 102 Семенов А Н Изменение отношения времени пробега продольных и поперечных волн перед сильным землетрясением — Изв. АН СССР, Физика Земли, 1969, № 12
- 103 Сидорин А Я. Зависимость времени проявления предвестников землетрясений от эпицентрального расстояния. — ДАН СССР, 1979, т 245, № 4
- 104 Сизов И А, Спивак А А, Цветков В М Поведение среды в зоне разрушения при взрыве заряда ВВ — Физ горения и взрыва, 1974, № 3.
- 105 Спивак А А, Цветков В М. О взрыве в твердой среде типа горной породы. — ФТПРИ, 1973, № 5.
- 106 Соболев С В Модели нижней части земной коры на континентах с учетом фазового перехода габбро-эклогит — В сб : Проблемы петрологии земной коры и верхней мантии — Новосибирск Наука, 1978
- 107 Соболев В С, Соболев Н В Новые доказательства погружения на большие глубины эклогитизированных пород земной коры — ДАН СССР, 1980, т 250, № 3
- 108 Соболев Г А Изучение образования и предвестников разрыва сдвигового типа в лабораторных условиях. — Geod und Geophys Veröff, 1979, R 3, № 43
- 109 Соколовский Э В Применение радиоактивных изотопов для контроля за разработкой нефтяных месторождений — М : Недра, 1968
- 110 Сорохтин О Г Глобальная эволюция Земли — М : Наука, 1974
111. Ставрогин А Н, Протосея А, Г Пластичность горных пород — М : Недра, 1979
- 112 Стоянов С. С. Механизм формирования разрывных зон. — М : Недра, 1977.
- 113 Турчанинов И А, Медведев Р. З, Губерман Д. М, Вутин Р Б Кузнецов Ю И. Оценка напряженного состояния массива пород по результатам измерений на больших глубинах — В сб : Напряженно-деформированное состояние и устойчивость скальных склонов и бортов карьеров, Матер 6 й Всесоюзной конференции по механике горных пород. — Фрунзе, 1979.
- 114 Тейтельбаум Ю М, Пономарев В С. Вариации активности слабых коровых землетрясений с различной глубиной очагов — Физика Земли, 1979, № 12
- 115 Томашевская И С Изменение различных физических параметров в процессе деформации и разрушения образцов горных пород — В сб : Физика очага землетрясения — М : Наука, 1975
116. Трубников Б А, Слезин Ю Б, Самойленко Б И, Сторчес А В. К теории глубинного вулканического дрожания — ДАН СССР, 1981, т 256, № 6
- 117 Уeda С Новый взгляд на Землю — М : Мир, 1980
- 118 Ушаков С. А, Галушкин Ю И Литосфера Земли (по геофизическим данным). — В кн : Итоги науки и техники Физика Земли, т 3, 1978, т 4, 1979 М : ВИНИТИ
- 119 Флитман Л М Волны, вызванные мгновенным разрывом **сплошности** упругой среды — ПММ, 1963, т 27, вып 4.

- 120 Френкель Я И К теории сейсмических и сейсмоэлектрических явлений во влажной почве — Изв АН СССР, сер геогр и геофиз, 1944, т 8, № 4
- 121 Черепанов Г П Инвариантные Г-интегралы и некоторые их приложения в механике — ПММ, 1977, т 41, вып 3
- 122 Шамина О Г Метод сейсмического просвечивания в лабораторных исследованиях физики очага — Geod und Geophys Veroff, 1979, R 3, № 43, 136—158
- 123 Шамина О Г, Павлов А А, Стрижков С А Моделирование сдвиговой подвижки по готовому разлому с трением — Сб · Исследования по физике землетрясений — М · Наука, 1976
- 124 Шерман С И Физические закономерности развития разломов земной коры — Новосибирск · Наука, 1977
- 125 Штенгелев Е С Характер режима подземных и поверхностных вод во время некоторых сильнейших землетрясений — ДАН СССР, 1981, т 256, № 1
- 126 Щеглов В И Определение параметров сдвигового источника сейсмических излучений — ФТПРПИ, 1978, № 5
- 127 Эрдоган Ф Теория распространения трещий — В сб · Разрушение, т 2 — М · Мир, 1975
- 128 Aggarwal Y. P Sykes L R, Ambruster J, Shar M L Premonitory changes in seismic velocities and prediction of earthquakes — Nature, 1973, No 241, p 101.
- 129 Ahrens T J, Schubert G Gabbro-eclogite reaction rate and its geochemical significance — Revs Geophys Space Phys, 1975, v. 13, No 2
- 130 Aki K Recent results on the mechanism of earthquakes with applications for prediction and control programm — Tectonophysics, 1972, v 14, No 3/4
- 131 API K Evaluation of quantitative models of earthquakes — In Fracture mechanics (Burridge R, ed) — Proc SIAM-AMS, v 12, Amer. Math Soc, Providence, R J, 1978, p 43—58
- 132 Alm O Influence of water on the strength and deformation properties of granitic aplite at high pressures and temperatures — Bull Mineral, 1979, v 102, p 115—123
- 133 Anderson D L The upper mantle transition region eclogite? — Geophys Res Letters 1979 v 6 No 6
- 134 Anderson O L, Crew P S Stress corrosion theory or crack propagation with application to geophysics — Revs Geophys Space Phys, 1977, v 15, p 77—104
- 135 Andrews D J A numerical study of tectonic stress release by underground explosions — Bull Seism Soc Amer, 1973, v 63, № 4
- 136 Andrews D J Rupture propagation with finite stress in antiplane strain — J Geophys Res, 1976, v 81, No 20
- 137 Arutyunyan R A, Markov K Z Loosening and fracture of plastic solids — Letts Appl Engng Sci, 1977, v 5, No 3
- 138 Atkinson B K, Swain M V Fracture mechanics studies of slow and fast cracking in rocks and minerals — Natur Environ Res Couns Publ Ser, 1978 № 11
- 139 Barton N The shear strength of rock and rock joints — Int J Rock Mech Min Sci Geomech Abstr 1976, v 13, p 255—279
- 140 Beaumont U, Berger J Earthquake prediction modification of the Earth tide tilts and strain by dilatancy — Geoph J Roy Astr Soc, 1974, v 39, p 111—121
- 141 Benoff H Earthquakes and rock creep I Creep characteristics of rocks and the origin of aftershocks — Bull Seism Soc Amer, 1951, v 41, No 1

- 142 Benzing W M Bonner B P Schock R N Ultrasonic travel times in a granodiorite under uniaxial compression — UCRL-51477, Lawrence Livermore La Nov, 1973
- 143 Berckheimer H Direct evidence for composition of the lower crust and the Moho — Tectonophysics 1969, v 8, p 97—105
- 144 Berckheimer H Auer F, Drisler J High-temperature anelasticity and elasticity of mantle peridotite — Phys Earth Interior, 1979, v. 20, p 48—59, Discussion, 1980, v 23, p 233
- 145 Bird P Initiation of intercontinental subduction in the Himalaya. — J Geophys Res, 1978, v 83, No B10
- 146 Blackwood R L An influence of crustal rheology from stress observations — Proc. 4th Int Congress Rock Mech, Montreux, 1979, v. 1, Rotterdam 1979 p 37—44
- 147 Bodri L Geothermal model of the Earth's crust in the Pannonia basin — Tectonophysics, 1981, v 72, No 1-2
- 148 Bolt B A Nuclear explosions and earthquakes, San Francisco Freeman & Co, 1976
- 149 Bonner B P Shear wave birefringence in dilating granite. — Geophys Res Lett, 1974, v 1, No 5
- 150 Booker J R Dilatancy and crustal uplift — Pure and Appl. Geophys, 1975, v 113, p 119—125
- 151 Ботт М Внутреннее строение Земли — М. Мир, 1974
- 152 Bott M H P Formation of sedimentary basins of graben type by extension of continental crust — Tectonophysics, 1976, v. 36, p 77—91
- 153 Boucher G, Ryace A, Jones A R Earthquakes associated with underground nuclear explosions — J' Geophys Res, 1969, v 74, No 15
- 154 Brace W F Laboratory studies of stick-slip and their application to earthquakes — Tectonophysics 1972, v 14, No 3-4
- 155 Brace W F, Kohlstedt D L Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments — J Geophys Res, 1980, v 85, No. B11
- 156 Brace W F Paulding B W Scholz C H Dilatancy in the fracture of crystalline rocks — J Geophys Res, 1966, v 71, p 3939.
- 157 Brace W F, Orange A S Electrical resistivity changes in saturated rocks under stress — Science 1966, v 153, p 1525—1526
- 158 Brady B T Theory of earthquakes — Pure and Appl Geophys, 1974, v 112 p 701—725
- 159 Brady B T, Leighton F W Seismicity anomaly prior to a moderate rock burst a case study — Int J Rock Mech Sci and Geomech Abstr, 1977 v 14, p 127—132
- 160 Broberg K B On transient sliding motion — Geophys J. Roy Astr. Soc 1978 v 52 p 397—432
- 161 Broberg K B The inter-relationship solid mechanics — Earth sciences — Mechanics of Deformation and Fracture Proc Int Conf, Lulea 1978, Oxford 1979 p 3—28
- 162 Brune J N Heney T L Roy R F Heat flow, stress and rate of slip along the San Andreas fault, California — J Geophys Res, 1969, v 74 p 3821—3827
- 163 Bufe Ch G Pilliuke J H, Wesson R L Premonitory vertical migration of microearthquakes in Central California — evidence of dilating biasing⁵ — Geophys Res Letters 1974, v 1 No 5
- 164 Булгак К Введение в теоретическую сейсмологию — М. Мир 1966
- 165 Burridge R, Conn G, Freund L B The stability of a rapid mode II shear with finite cohesive traction — J Geophys Res, 1979, v 85 No B5
- 166 Byerlee J D Brittle — ductile transition in rocks — J Geophys Res, 1968, v 73, p. 4741.

- 167 Byerlee J A review of rock mechanics studies in the US pertinent to earthquake prediction — Pure and Appl Geophys, 1978, v 116, p 586—602
- 168 Byerly P Nature of faulting as deduced from seismograms — In: Crust of the Earth — Baltimore 1955
- 169 Casey M Mechanics of shear zones in isotropic dilatant materials — J Struct Geology, 1980, v 2, No 1/2
- 170 Cherry J T Calculations of near field earthquake ground motion — SSS R-73-1759, Systems Sci and Software, La Jolla, Ca, 1973
- 171 Chiang J H, Moore W S, Talwani P Laboratory studies of the relationship between surface area and radon release in Henderson gneiss — Trans Amer Geoph Union, 1977, v 58 p 434
- 172 Christie J M, Ord A Flow stress from microstructures of mylonites example and current assessment — J Geophys Res, 1980, v 85, No B11
- 173 Clark V A, Tittmann B R, Spencer T W Effect of volatiles on attenuation (Q^{-1}) and velocity in sedimentary rocks — J Geophys Res, 1980, v 85, No B10
- 174 Collette B J Normal state of stress in the lithosphere — Pure and Appl Geophys, 1976, v 114, p 285—286
- 175 Cruden D M A theory of brittle creep in rock under uniaxial compression — J Geophys Res, 1970, v 75, No 17
- 176 Derr J S Earthquake lights a review of observations and present theories — Bull Seism Soc Amer, 1973, v 63, No 6
- 177 Dietrich J H Earthquake mechanism and modelling — Ann Revs Earth Planet Sci, 1974, v 2, p 275—301
- 178 Drury M J Electrical resistivity models of the oceanic crust based on laboratory measurement on basalt and gabbros — Geophys J Roy Astr Soc, 1979, v 56, No 2
- 179 Dunning J D, Lewis W L, Dunn D E Chemomechanical weakening in presence of surfactants — J Geophys Res, 1980, v 85, No B10
- 180 Elsasser W H Convection and stress propagation in the upper mantle Application Modern Phys to the Earth and Planetary Interior (Runcorn S K, ed) — New York Wiley, 1969, p 223—246
- 181 Engler R, Muller H J Elastische eigenschaften kluftiger Gesteine unter einaxialer Belastung — Gerlands Betr Geophys, Leipzig, 89, No 3/4, 1980, S 217—222
- 182 Frank F C On dilatancy in relation to seismic sources — Revs of Geophys, 1965 v 3, No 4
- 183 Gilman J J Physical nature of plastic flow and fracture — In Plasticity (E H Lee, P S Symonds, eds), Pergamon 1960 [Имеется нее вод: Механика — М ИЛ, № 5(75), 1962, с 99]
- 184 Goetze C, Brace W F Laboratory observations of high temperature rheology of rocks — Tectonophysics, 1972, v 13, No 1-4
- 185 Green D H, Ringwood A R The stability fields of aluminous pyroxene peridotite and garnet peridotite and their relevancy in upper mantle structure — Earth and Planet Sci Lett, 1969, v 3, No 2
- 186 Gupta I N Premonitory changes in t_s/t_p due to anisotropy and migration of hypocenters — Bull Seism Soc Amer, 1975 v 65 No 5
- 187 Hadley D M, Stuart G S, Ebel J E Yellowstone seismic evidence for a chemical mantle plume — Science, 1976, v 193, No 425^a
- 188 Hadley K V_p/V_s anomalies in dilating rock samples — Pure and Appl Geophys, 1975, v 113, p 1—23
- 189 Hadley K Azimuthal variation of dilatancy — J Geophys Res, 1975, v 80, No 35
- 190 Hadley K Dilatancy in rock at elevated temperature — Trans Amer Geophys. Union, 1975, v 56, p 1060.

- 191 Haimson B C, Voight B Crustal stress in Iceland — Pure and Appl Geophys 1977, v 115 No 12
- 192 Hamilton R M Healy J H Aftershocks of the Benham nuclear explosion — Bull Seism Soc Amer 1969, v 59 No 6
- 193 Handin J, Carter N Rheological properties of rocks at high temperatures — Proc 4th Int Congr Rock Mech, Montreux, 1979, v 3 Rotterdam 1980, p 97—106
- 194 Hanks T C Earthquake stress drops ambient tectonic stresses and stresses that drive plate motions — Pure and Appl Geophys, 1977, v 115, No 1-2
- 195 Харт П (ред) Земная кора и верхняяmantия — М Мир 1972
- 196 Hast N The state of stress in the upper part of the Earth crust — Tectonophysics 1969, v 8 No 2
- 197 Healy J H Rubey W W, Griggs D T, Raleigh C B The Denver earthquakes — Science 1968 v 161, p 1301
- 198 Honda H Earthquakes mechanism and seismic waves — J Phys Earth, 1962 v 10 No 2
- 199 Hoenig S A Itani F S Observation of prefracture phenomena in rock and ceramic materials — Proc 4th Congr Rock Mech, Montreux, 1979, v 2, Rotterdam, 1979
- 200 Houpet R Homand Etinne F Influence de la temperature sur la comportement mechaniques des roches — Proc 4th Int Congr Rock Mech, Montreux, 1979, v 1, Rotterdam 1979 p 177—180
- 201 Hussein M I Randall M J Rupture velocity and radiation efficiency — Bull Seism Soc Amer, 1976, v 66 No 4
- 202 Ito K, Kennedy G C An experimental study of the basalt—garnet granulite—eclogite transition — In The Structure and Phys Properties Earth's Crust (Heacock J G, ed) Geoph Mono Ser, v 14, Amer Geoph Union, Washington 1971
- 203 Johnson T L, Scholtz C H Dynamic properties of stick slip friction of rock — J Geophys Res 1976 v 81 No 5
- 204 Kanatani K I A micropolar continuum theory for the flow of granular materials — Int J Engng Sci, 1979 v 17, No 4
- 205 Kerrich R Allison I, Barnett R L, Moss S, Starkey J Microstructural and chemical transformations accompanying deformation of granite in a shear zone at Mieville, Switzerland, with implications for stress corrosion cracking and superplastic flow — Contrib Mineral Petrol, 1980 v 73, p 221—242
- 206 Kirby S H Tectonic stresses in the lithosphere constraints provided by the experimental deformation of rocks — J Geophys Res 1980, v 85 No B11
- 207 Kohlstedt D L, Weathers M S Deformation-induced microstructures, paleopiezometers and differential stresses in deeply eroded faulted zones — J Geophys Res, 1980 v 85, No B11
- 208 Kolsky H The stress pulses propagated as a results of the rapid growth of brittle fracture — Engng Fracture Mech 1973 v 5, p 513—522
- 209 Kovalev O G Litov Yu N Emanovskii Yu I Kinetics of damage accumulation of rock salt during creep — Letts Appl Engng Sci, 1981 v 19 p 451—454
- 210 Kranz R L Crack growth and development during creep of Barre granite — Int J Rock Mech Min Sci Geomech Abstr, 1979 v 16, p 23—35
- 211 Kranz R L, Scholz C H Critical divatant volume of rocks at the onset of tertiary creep — J Geophys Res, 1977 v 82 No 30
- 212 Kronenberg A K Shelton G L Deformation microstructures in experimentally deformed Maryland diabase — J Struct Geology, 1980 v 2, No 3

213. Kurita K., Fujii N. Stress memory of crystalline rocks in acoustic emission. — *Geophys. Res. Lett.*, 1979, v. 6, No. 1.
214. Law R. D., Rutter E. K. Influence of interstitial water on the brittle failure of Pennant sandstone. — *Natur. Environ. Res. Couns. Publ. Ser.*, 1978, No. 11.
215. Lin W., Wang C. Y. *P*-wave velocities in rock at high pressure and temperature and the constitution of the central California crust. — *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 1980, v. 61, p. 379—400.
216. Lovering J. F. The nature of Mohorovicic discontinuity. — *Trans. Amer. Geophys. Union*, 1958, v. 39, No. 5.
217. Liu L. G. The mineralogy of an eclogitic Earth mantle. — *Phys. Earth. Planet. Inter.*, 1980, v. 23, No. 4.
218. Madariaga R. Seismic radiation from earthquake models based on fracture mechanics. — In: *Fracture mechanics* (Burridge R., ed.), SIAM-AMS Proc., 1979, v. 12, Amer. Math. Soc., Providence, p. 59—77.
219. Madariaga R. On the relation between seismic moment and stress drop in the presence of stress and strength heterogeneity. — *J. Geophys. Res.*, 1979, v. 84, No. B5, p. 2243—2250.
220. McGarr A. Some constraints on level of shear stress in the crust from observations and theory. — *J. Geophys. Res.*, 1980, v. 85, No. B11.
221. McGarr A., Gay N. C. State of stress in the Earth's crust. — *Ann. Revs. Earth Planet. Sci.*, 1978, v. 6, p. 405—436.
222. McGarr A., Spottiswoode S. M., Gay N. C. Observations relevant to seismic driving stress, stress drop and efficiency. — *J. Geophys. Res.*, 1979, v. 84, No. B5, p. 2251—2261.
223. Melosh J. Shear stress on the base of a lithosphere plate. — *Pure and Appl. Geophys.*, 1977, v. 115, No. 1-2, p. 429—439.
224. Mercier J. C. C. Magnitude of the continental lithospheric stresses inferred from rheomorphic petrology. — *J. Geophys. Res.*, 1980, v. 85, No. B11.
225. Mercier J. C. C., Anderson D. A., Carter N. L. Stress in the lithosphere: inference from steady state flow of rocks. — *Pure and Appl. Geophys.*, 1977, v. 115, No. 1-2.
226. Merzer A. M., Freund R. Equal spacing of strike-slip faults. — *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 1976, v. 45, p. 177—188.
227. Mogi K. Earthquakes as fracture in the Earth. — *Adv. Rock Mech.*, 1974, v. 1, part A, Wash. D. C., p. 559—568.
228. Molnar P., Freedman D., Shih J. S. Lengths of intermediate and deep seismic zones and temperatures in downgoing slabs of lithosphere. — *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 1979, v. 56, No. 1.
229. Morgan W. J. Convection plumes and plate motions. — *Bull. Amer. Assoc. Petrol. Geol.*, 1972, v. 56, p. 203—213.
230. Murrell S. A. F. Rheology of the lithosphere—experimental indications. — *Tectonophysics*, 1976, v. 36, No. 1-3.
231. Murrell S. A. F., Ismail I. A. H. The effect of decomposition of hydrous minerals on the mechanical properties of rocks at high pressures and temperatures. — *Tectonophysics*, 1976, v. 31, No. 3/4.
232. Nakano H. Notes on the nature of the forces which gave rise to the earthquakes motions. — *Seism. Bull. Centr. Meteorol. Obs., Japan*, N 1, 1923.
233. Nikolaevskii V. N. On certain general formulation of the fracture criterion in solids. — *Arch. Mech. Stos.*, 1976, v. 28, No. 2.
234. Nikolaevskii V. N. Waves in rocks—effects of fluid saturation and dilatancy. — In: *Energy and mineral resource recovery*, Amer. Nucl. Soc. Topical Meeting, Conf. 770440, Techn. Inf. Center, US Depart. Energy, April 1977.

- 235 Nikolaevskii V N, Afanasiieff E F On some examples of media with microstructure of continuous particles — Int J Solids and Structures, 1969, v 5, p 671—678
- 236 Nikolaevskii V N, Rice J R Current topics on the non elastic deformation of geological materials — High pressure Sci and Technol, Ple num, 1979 v 2
- 237 Nur A Dilatancy pore fluids and premonitory variations of t_s/t_p travel times — Bull Seism Soc Amer 1972 v 62 No 5
- 238 Nur A Tectonophysics the study of relations between deformation and forces in the Earth — Adv Rock Mech, 1974, v 1, part A
- 239 Nur A, Booker J R Aftershocks caused by pore fluid flow — Science, 1975, v 175, No 885
- 240 O'Connel R J, Budiansky B Viscoelastic properties of fluid-saturated cracked solids — J Geophys Res, 1977, v 82, No 36
- 241 O'Niel J R, Hanks T C Geochemical evidence for water-rock interaction along the San Andreas and Garlock Faults of California — J Geophys Res, 1980, v 85, No B11
- 242 Orowan E The mechanism of seismic faulting — Mem Geol Soc Amer, 1960, v 79, p 232
- 243 Orowan E Dilatancy and the seismic focal mechanism — Revs Geophys, 1966, v 4, No 3
- 244 Orowan E Seismic damping and creep in the mantle — Geophys J Roy Astr Soc, 1967, v 14, p 191—218
- 245 Palmer A C, Rice J R The growth of slip surface in the progressive failure of overconsolidated clay — Proc Roy Soc London, 1973, v A332, p 527—48 [Имеется перевод В сб Механика, 1974, № 6(148), с 104]
- 246 Paterson M S Experimental rock deformation The brittle field — Springer Berlin — Heidelberg — New York, 1978
- 247 Paterson M S, Van der Vooren I The deformation of granular masses with particular references to partially melted granite — Mech Deform and Fract, Proc Int Conf, Lulea 1978 Oxford, 1979
- 248 Raleigh C B, Healy J B Bredehoeft J D Experiment in earthquake control at Rangley, Colorado — Science, 1976, v 191, p 1230—1237
- 249 Raleigh C B, Paterson M S Experimental deformation of serpentinite and its tectonic implications — J Geophys Res, 1965 v 70, No 16
- 250 Ramsay J G Shear zone geometry a review — J Struct Geology, 1980, v 2, No 1/2
- 251 Reid H F The California earthquake of April 18 1906 v 2 The mechanics of earthquake The Carnegie Inst, Wash 1910
- 252 Reynolds O On the dilatancy of media composed of rigid particles in contact — Philos Mag, 1885, ser 5, v 20, No 127
- 253 Rice J R Thermodynamics of the quasi static growth of Griffith cracks — J Mech and Phys Solids 1978, v 26, No 2
- 254 Rice J R The mechanics of quasi static crack growth — Proc 8th US Nat Congr Appl Mech, 1978 Western Period 1979
- 255 Rice J R Theory of precursory processes in the inception of earthquake rupture — Gerlands Beitr Geophysik Leipzig 1979, v 88 No 2
- 256 Rice J R, Rudnicki J W A note on some features of the theory of localization of deformation — Int J Solids and Structures 1980, v 16
- 257 Рикитаке Т Предсказание землетрясений — М Мир 1979
- 258 Rudnicki J W The inception of faulting in a rock mass with a weakened zone — J Geophys Res 1977, v 82 No 5
- 259 Rudnicki J W Fracture mechanics applied to the Earth's crust — Ann Revs Earth Planet Sci 1980 v 8, p 489—525
- 260 Rudnicki J W, Rice J B Condition for localization of deformation in pressure sensitive dilatant materials — J Mech Phys Sol, 1975, v 23, No 6.

261. Sakai A. A model of fault gouge with dissipative rotational interaction. — Bull. Disast. Prav., Kyoto Univ., 1979, v. 29, p. 1, No. 259.
262. Savage J. C., Walsh J. B. Gravitational energy and faulting. — Bull. Seism. Soc. Amer., 1978, v. 68, No. 6.
263. Schock R. N., Hanson H. E., Swift R. P., Walton O. R. In situ fracture related to energy and resource recovery. — High-pressure Sci. Technol., Proc. 7th Int. AIRAPT Conf., Le Creusot, 1979, v. 2, Oxford, 1980.
264. Schmidt R. A., Huddle C. W. Effects of confining pressure on fracture toughness of Indiana limestone. — Int. J. Rock Mech., Min. Sci. and Geotech. Abstr., 1977, v. 14, p. 289—293.
265. Scholz C. H. Post-earthquake dilatancy recovery. — Geology, Nov. 1974.
266. Scholz C. H. Shear heating and state of stress on faults. — J. Geophys. Res., 1980, v. 85, No. B11.
267. Scholz C. H., Kranz R. Notes on dilatancy recovery. — J. Geophys. Res., 1974, v. 79, No. 14.
268. Scholz C. H., Sykes L. R., Aggarwal Y. P. Earthquakes prediction: a physical basis. — Science, 1973, v. 181, No. 4102.
269. Schockley D. R., Petersen C. F., Curren D. R., Rosenberg J. T. Failure of rock under high rate tensile loads. — New horizons in rock mechanics. Proc. 14-th Symp. Rock Mech., Amer. Soc. Civil Engng., 1973.
270. Smith A. T., Toksoz M. N. Stress distribution beneath island arcs. — Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 1972, v. 29, p. 289—318.
271. Sobolev G. A. The study of precursors of failure under biaxial compression. — Pure and Appl. Geophys., 1975, v. 113, p. 45—49.
272. Sondergeld C. H., Geitling I. C., Spetzler H. A., Sobolev G. A. Velocity changes associated with generalized triaxial deformation of pyrophyllite. — Pure and Appl. Geophys., 1980, v. 118, p. 975—989.
273. Spetzler H., Martin R. J. Correlation of strain and velocity during dilatancy. — Nature, 1974, v. 252, Nov. 1.
274. Sprunt E. S., Nur A. Destruction of porosity through pressure solution. — Geophysics, 1977, v. 42, No. 4.
275. Sterling A., Smets R. Study of earth tides, earthquakes and terrestrial spectroscopy by analysis of the level fluctuations in a borehole at Heibaart, Belgium. — Geoph. J. Roy. Soc., Astr. Soc., 1971, v. 23, p. 225.
276. Stesky R. M. Acoustic emission during high-temperature frictional sliding. — Pure and Appl. Geophys., 1975, v. 113, p. 31—43.
277. Stesky R. M. Rock friction—effect of confining pressure, temperature and pore pressure. — Pure and Appl. Geophys., 1978, v. 116, p. 690.
278. Stoll R. D., Ebbedo I. A. Unloading effects in the dynamic response of granular soil. — Experimental Mech., 1966, v. 6, No. 10.
279. Stuart W. D. Diffusionless dilatancy model for earthquake processes. — Geophys. Res. Letts., 1974, v. 1, No. 6.
280. Swolfs H. S. A stress-monitoring system for earthquake prediction. — TR 76-55, Terra Tek, Salt Lake City, Nov., 1976.
281. Takagi S. The earthquakes which are not produced by occurrence of fault. — Rap. Meteorol. and Geophys., 1974, v. 25, No. 2.
282. Thomson K. C., Ahrens T. J., Toksoz M. N. Dynamic photoelastic studies of P and S wave propagation in prestressed media. — Geophysics, 1969, v. 34, No. 5.
283. Tilton G. R., Reed G. W. Radioactive heat production in eclogite and some ultramafic rocks. — In: Earth Sci. and Meteorites (Geiss J., Goldberg E. D., eds.). — North-Holland, 1963, p. 1—43.
284. Tittmann B. R., Clark V. A., Richardson J. M., Spencer T. W. Possible mechanism for seismic attenuation in rocks containing small amounts of volatiles. — J. Geophys. Res., 1980, v. 85, No. B10.
285. Toksoz M. N., Thomson K. C., Ahrens T. J. Generalization of seismic waves by explosions in prestressed media. — Bull. Seism. Soc. Amer., 1971, v. 61, No. 6.

286. Toksoz M N, Kehler N H Tectonic strain release by underground nuclear explosions and its effect on seismic discrimination — *Geophys. J. Roy Astr Soc*, 1972, v 31, p. 141—161.
- 287 Tullis J. A. High temperature deformation of rock and minerals — *Rev Geophys Space Phys*, 1979, v 17, No 6
- 288 Tullis J, Shelton G. L, Yund R. A Pressure dependence of rock strength implications for hydrolytic weakening — *Bull. Mineral*, 1979, v. 102, p. 110—114.
- 289 Tullis J, Yund R. A. Experimental deformation of dry Westerly granite — *J Geophys Res*, 1977, v 82, No 36
- 290 Tullis J, Yund R. A Hydrolytic weakening of experimentally deformed Westerly granite and Hale albite rock — *J Str. Geol*, 1980, v. 2, No. 4.
291. Tullis T. E The use of mechanical twinning in minerals as a measure of shear stress magnitudes — *J Geophys Res*, 1980, v 85, No B11.
- 292 Vaisnys J. R., Pilbeam C C Deep-earthquake initiation by phase transformations — *J. Geophys Res*, 1976, v 81, No 5
- 293 Vardoulakis I., Goldscheider M, Gudehus G. Formation of shear bands in sand bodies as a bifurcation problem.— *Int. J Num Analyt Methods in Geomech*, 1978, v. 2, p 99—128
- 294 Walsh J. B The effect of cracks on uniaxial elastic compression of rocks. — *J. Geophys. Res*, 1965, v. 70, No. 2.
- 295 Walsh J. B. The effect of cracks in rock on Poisson's ratio. — *J. Geophys Res.*, 1965, v 70, No. 2
- 296 Walsh J. B The effect of cracks on compressibility of rock — *J Geophys Res*, 1965, v. 70, No 2.
- 297 Walsh J. B. Attenuation in partially melted materials — *J. Geophys Res.*, 1968, v. 73, No 6.
- 298 Walsh J. B, Brace W. F. Elasticity of rocks a review of some recent theoretical studies — *Felsmech. und Ingeniergeol*, 1966, v. 4, No 4
299. Ward R W, Young C Y. Mapping seismic attenuation within geothermal systems using teleseisms with application to the Geyser-Clear Lake region — *J Geophys Res*, 1980, v 85, No B10
- 300 Waza T, Kurita K., Mizutani H. The effect of water on subcritical crack growth in silicate rocks — *Tectonophysics*, 1980, v 67, p 25—34
301. Weeks J, Byerlee J Preliminary investigation of volume changes in crushed granite preceding stick-slip failure — *Geophys Res Lett*, 1978, v 5, No 10
- 302 Whitcomb J H, Garmany J D, Anderson D L Earthquake prediction variation of seismic velocities before the San Ferrando earthquakes — *Science*, 1973 v. 180, p. 632—635.
- 303 Wyss M Mean sea level before and after some great strike-slip earthquakes — *Pure and Appl. Geophys*, 1975, v. 113, p. 107—118
- 304 Wyss M. The appearance rate of premonitory uplift.— *Bull Seism Soc Amer*, 1977, v 67, No 4.
- 305 Yamashita T Energy balance of fault motions and radiated seismic energy and seismic efficiency of shallow earthquakes — *J Phys. Earth*, 1979, v 27 p 171—187
- 306 Yamashita T Aftershock occurrence to viscoelastic stress recovery and an estimate of the tectonic stress field near the San Andreas fault systems — *Bull Seism Soc Amer*, 1979, v 69, No 3.
- 307 Zoback M D., Byerlee J D Effect of high-pressure deformation on permeability of Ottawa sand — *Bull. Amer Assoc. Petrol. Geologists*, 1976, v 60, No 9
- 308 Zoback M D, Byerlee J D A note on the deformational behavior and permeability of crushed granite — *Int. J Rock Mech Min. Sci. Geomech Abstr*, 1976, v. 13, p 291—294.

ОГЛАВЛЕНИЕ

От редактора перевода	5
1. Введение	10
ЧАСТЬ I. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ПОЛЕЙ УПРУГИХ ВОЗМУЩЕНИЙ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ РАЗЛОМАМИ	
2. Общая теория, функция Грина и двойной диполь	13
2.1. Двойные диполи	15
2.2. Поверхности разрыва смещений	16
2.3. Модель точечного источника; нахождение плоскости разлома	18
3. Результаты для однородных и изотропных твердых сред	20
3.1. Поле смещения, генерируемое очагом	22
3.2. Смещения в дальнем поле	23
4. Распространение сдвигового разрушения	26
4.1. Свойства спектра землетрясения	27
4.2. Модели трещин; непрерывное и скачкообразное распространение разрушения	32
4.3. Сбросы напряжений, связанные со сдвиговым разрушением	36
ЧАСТЬ II. ОСНОВЫ МЕХАНИКИ РАЗРУШЕНИЯ ГЕОМАТЕРИАЛОВ	
5. Элементы механики упругих трещин	42
5.1. Поля напряжений у вершины трещины (статические условия); коэффициент интенсивности напряжений	43
5.2. Представление трещин при помощи непрерывно распределенных дислокаций	46
5.3. Скорость высвобождения энергии; J -интеграл	48
5.4. Процессы трещинообразования и энергия разрушения	51
5.5. Динамика упругих полей у вершины трещины при быстром распространении разрушений	55
6. Модели неустойчивости для процессов скольжения с разупрочнением	60
6.1. Модели крупномасштабной неустойчивости	66
6.2. Некоторые оценки параметров разрушения в модели скольжения с разупрочнением	67
6.3. Некоторые динамические аспекты моделей скольжения с разупрочнением и развития прерывистых разрывов	75
6.4. Определяющие законы для зависящего от времени скольжения с тренисм	75
7. Неустойчивость при неупругом деформировании горных массивов	78

7.1. Теория сдвиговой локализации деформаций	79
7.2 Структура сдвиговых зон	83
7.3 Модель деформационно-разупрочняющегося включения для неустойчивости, приводящей к землетрясениям	86
8. Механические эффекты фильтрации поровой жидкости	88
8.1. Теория Бюо взаимодействия деформационно-диффузионных процессов в насыщенных жидкостью упругих телах	89
8.2. Поле напряжений связанное с дислокацией, афтершоковые процессы	94
8.3. Фильтрационная стабилизация квазистатического распространения сдвиговых трещин	96
8.4. Эффекты соотношения жесткостей зоны деформационного разупрочнения и окружающего массива	100
8.5. Неупругое дилатансионное деформирование насыщенных жидкостью твердых тел	102
8.6. Дилатансионные эффекты при скольжении с разупрочнением в процессе роста сдвиговой трещины	104
8.7. Дилатансионная упрочняющая стабилизация деформационно-разупрочняющегося разрыва в модели деформирования среды с включением	109
ЧАСТЬ III. ТЕКТОНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ПРИВОДЯЩИЕ К НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ОЧАГЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ	
9. Пространственная и временная последовательности сейсмической активности и вязкое сцепление между литосферой и астеносферой	112
10. Обобщенная модель Эльзассера и процесс нагружения, связанный с крупными разрывами	116
10.1. Отклик на внезапный сброс напряжений и скольжения вдоль сегментов по границе плит	118
10.2. Модель распространения деформационного фронта	122
10.3. Нагружение сегментов границ плит, соединяющих очаги сильных землетрясений	126
11. Благодарности	127
ЛИТЕРАТУРА	128
ОБЗОР ЗЕМНОЙ КОРЫ, ДИЛАТАНСИИ И ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ	133
1. Реология материалов земной коры	135
2. Общие представления об очаге землетрясения	145
3. Трещиноватость и пластичность земной коры	158
4. Дилатансия и прогноз землетрясений	171
5. Рост трещин в неупругих средах	186
Литература	202