

А.Шейдеггер

ОСНОВЫ ГЕОДИНАМИКИ



Adrian E. Scheidegger

Principles of Geodynamics

Third, Completely Revised Edition

With 126 Figures

Springer-Verlag
Berlin Heidelberg New York 1982

А. Шейдеггер

ОСНОВЫ ГЕОДИНАМИКИ

Перевод с английского С.К. Бежановой

Под редакцией д-ра геол.-минер. наук
Л.П. Зоненшайна,
канд. геол.-минер. наук Б. В. Баранова

4973



МОСКВА "НЕДРА" 1987



Шейдеггер А. Е. Основы геодинамики: Пер. с англ.— М.: Недра, 1987. 384 с., ил.— Пер. изд.: ФРГ, 1982.

Рассматривается широкий круг проблем глубинной геодинамики литосферной оболочки планеты. Приводятся общие географические, геологические и геофизические сведения о Земле. Освещается механизм деформаций с применением несложного математического аппарата, оценивается влияние сил вращения Земли на геодинамические эффекты. Излагаются проблемы горообразования с позиции теории тектоники литосферных плит, проблемы некоторых локальных геологических явлений, таких как термальные купола, будинаж и др.

Для научных работников — геологов и геофизиков, а также других специалистов, работающих в области наук о Земле; может быть полезна преподавателям и студентам геологических и геофизических специальностей вузов.

Табл. 10, ил. 126, список лит.— 1680 назв.

Рекомендовано к переводу С. А. Ушаковым, д-ром геол.-минер. наук (Музей землеведения МГУ)

НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ

Адриан Шейдеггер

ОСНОВЫ ГЕОДИНАМИКИ

Редактор издательства М. Д. Мирзоева
Переплет художника Ю. Г. Черепанова
Художественный редактор Г. Н. Юрчевская
Технические редакторы Л. Н. Шиманова, О. А. Колотвина
Корректоры С. В. Зимица, Е. В. Наумова
ИБ № 6671

Сдано в набор 20.10.86. Подписано в печать 19.02.87.
Формат 60×90¹/₁₆. Бумага типографская № 2. Гарнитура Литературная. Печать высокая.
Усл. печ. л. 24,0. Усл. кр.-отт. 24,0. Уч.-изд. л. 27,36. Тираж 2450 экз. Заказ 1355/841—п—2
Цена 4 р. 40 к.

Ордена «Знак Почета» издательство «Недра», 125047, Москва,
пл. Белорусского вокзала, 3.
Ленинградская картографическая фабрика ВСЕГЕИ.

Ш 1904030000—094 80—86
043(01)—87

© by Springer-Verlag 1958, 1963 and 1982
Berlin Heidelberg. Все права сохраняются. Авторизованный перевод с английского издания, опубликованного издательством «Шпрингер», Берлин-Гейдельберг-Нью-Йорк.

© Перевод на русский язык, «Недра», 1986

Предисловие

Геодинамику относят к группе геологических дисциплин, дающих основу для понимания происхождения рельефа Земли, формирование которого рассматривается как результат действия геодинамических сил, зарождающихся в глубине планеты («эндогенные» процессы), и его последующего разрушения геоморфологическими агентами, берущими начало в атмосфере и океане («экзогенные» факторы). Современная точка зрения предполагает одновременное действие геодинамических и геоморфологических процессов («принцип антагонизма»), однако в дидактических целях удобнее выделить в теоретической геологии две дисциплины: основы геодинамики и теоретическую геоморфологию. Настоящий труд по геодинамике составляет первую часть работы автора в области теоретической геологии (вторая часть называется «Теоретическая геоморфология», также изданная «Шпрингер-Верлаг»).

Данная книга является третьим изданием. Хотя название глав и разделов почти совпадает с названиями предыдущего издания, содержание большей частью полностью обновлено. К настоящему времени теория тектоники плит получила должное развитие и сейчас уже более невозможно придерживаться «агностической» точки зрения, учитывающей различные теории орогенеза: доказательства «мобилизма» в эволюции Земли настолько убедительны, что теории «фиксизма» могут представлять интерес лишь в историческом разрезе. Следовательно, должен быть пересмотрен в целом и сам принцип интерпретации наблюдаемых явлений.

Предлагаемая работа представляет собой совокупность мыслей и убеждений автора по данному вопросу. Первые две главы посвящены краткому анализу физических сведений о Земле в объеме, известном на сегодняшний день; в третьей главе рассматриваются основы теории деформаций непрерывной материи, являющиеся краеугольным камнем геодинамики; в остальных главах проводится обзор современных точек зрения на различные аспекты геодинамики, такие, как вращение Земли, планетарные проблемы, теории орогенеза, тектонофизика и ряд других.

Большая часть представленного материала — результат исследований автора в данной области. В частности использованы работы, ранее опубликованные в самых различных журналах (Canadian Journal of Physics, Transactions of the American Geophysical Union, Geofisica Pura e Applicata, Journal of the Alberta Society of Petroleum Geologists, Journal of Geology, Canadian Oil, Gas

Industries, Bulletin of the Geological Society of America, Rivista Italiana di Geofisica e Scienze Affini, Annali di Geofisica, Roma).

Разрешение на публикацию было любезно предоставлено редакторами журналов, за что автор выражает им глубокую признательность. Как всегда, издательство «Шпрингер-Верлаг» продемонстрировало высокий профессиональный уровень и удовлетворило все многочисленные требования автора при издании настоящей книги.

Адриан Е. Шейдеггер

1. Физиографические и геологические сведения о Земле

1.1. Введение

Современная поверхность Земли является результатом антагонистического действия процессов двух видов, вызванных, в свою очередь, эндогенными и экзогенными силами. Эндогенные силы зарождаются внутри твердой Земли, а экзогенные — за ее пределами [1]. Обычно принято считать, что эндогенные процессы «первичны»: они формируют горы, создают высокие плато и движут континенты. Впоследствии образовавшиеся структуры могут быть разрушены под воздействием экзогенных сил, таких, как выветривание, денудация и эрозия, создаваемых ветром, водой и льдами. Таким образом, вероятно, можно было бы говорить о «циклах» в развитии Земли. Однако современная точка зрения скорее склоняется к представлению одновременного действия эндогенных и экзогенных явлений, так как состояние, в котором находится сегодня Земля, обусловлено влиянием двух типов антагонистических сил (принцип антагонизма).

Следовательно, при изучении развития Земли нет необходимости разделять эти два процесса. Однако в дидактических целях имеет смысл рассматривать их отдельно. В частности, здесь может помочь тот факт, что эндогенные процессы ведут к систематизированным (закономерным) явлениям, тогда как в результате экзогенных процессов они случайны. Таким образом, разделение «эндогенных» и «экзогенных» факторов возможно на феноменологической основе. Наука, занимающаяся эндогенными процессами, называется «геодинамикой», а изучение экзогенных явлений относится к предмету «теоретической геоморфологии». Данная книга посвящена вопросам геодинамики. Экзогенные процессы рассмотрены автором в отдельном издании [2].

1.2. Геологическая эволюция Земли

1.2.1. Основные типы пород

Изучение процессов геодинамики следует начать с обзора основных сведений о Земле, полученных в результате полевых исследований. Сбор и классификация таких фактов, т. е. таксономическая часть наук о Земле, в первую очередь входит в сферу геологических наук. Многие поколения геологов приложили немало усилий в исследовании состава пород во всех регионах мира. Для более подробного ознакомления с этими сведениями читатель может об-

ратиться к любому из имеющихся учебников по физической геологии; в настоящем издании мы дадим лишь краткое изложение теоретических основ, связанных с данной темой.

Характер пород является результатом их геологического прошлого. Несмотря на разнообразие типов, породы вполне поддаются детальной классификации. Существует два основных типа пород — осадочные и изверженные.

Среди изверженных пород мы имеем дело с лавами, которые, как принято считать, поступают из глубины Земли в процессе вулканической деятельности. Раньше считалось [3], что другие типы изверженных пород, в частности граниты и гранодиориты, прошли то же развитие, что и лавы, лишь с тем отличием, что процессы остывания у них были гораздо медленнее и происходили на большой глубине. Поэтому массы гранитов, встречающиеся в недрах горных хребтов, имеют название «батолиты» (от греческого βάθος — глубина и λίθος — камень). Согласно современной точке зрения [4], предполагается, что многие батолиты сформировались *in situ* в результате процессов метаморфизма. При образовании батолитов этот процесс был очень сложен, так как включал плавление существующих пород, чтобы придать им черты, свойственные изверженному типу. Образование других метаморфических пород связано с более простыми процессами.

Породы на поверхности Земли подвергаются постоянному разрушению под воздействием ветра и воды. Обломки их переносятся реками в более крупные водоемы, где происходит их отложение. Накопление таких обломков при дальнейшей консолидации дает начало осадочным породам. Сам по себе процесс аккумуляции называется седиментацией. Осадочные породы в соответствии со способом образования являются «слоистыми», или «стратифицированными». Аналогичные типы слоев прослеживаются в различных частях земного шара.

Таким образом мы подошли к циклу эволюции пород. Постепенно осадочные породы становятся метаморфическими и приобретают характер изверженных пород. Затем начинаются процессы разрушения, отложения обломков и в конечном итоге образуются новые осадочные породы.

1.2.2. Масштабы геологических явлений

Геологические явления, происходящие на Земле, изменяются во времени и пространстве в широком масштабе.

Говоря о пространственном масштабе, обратимся к классификации Кэри [5], составленной в зависимости от масштаба явлений, диапазон которых колеблется от глобальных величин до размеров атома. В классификации Кэри (табл. 1) обычное разделение геологии на «структурную», «глобальную тектонику» и т. д. получило более точное обоснование; представленная терминология является основополагающей при геодинамических исследованиях.

Пространственная шкала геологических явлений. По Кэри [5]

Порядок	Характерное распространение	Общепринятая терминология
I	10^4 — 10^1 км	Континентальные и глобальные структуры. «Глобальная тектоника»
II	10^4 — 10^1 м	Структуры, представленные на региональных картах. «Структурная геология»
III	10^1 — 10^{-2} м	Структуры, просматриваемые в полевых обнажениях. «Второстепенные структуры»
IV	10^{-2} — 10^{-5} м	Структуры, распознаваемые под микроскопом. «Петротектоника»
V	10^{-5} — 10^{-8} м	Атомные структуры и структуры кристаллической решетки

Временная шкала геологических явлений имеет свою разработанную терминологию. Тот факт, что осадочные породы были сформированы в результате отложения обломков, дает прекрасную возможность датировать их по крайней мере относительно друг друга. В процесс отложения неизбежно вовлекаются живые и умершие организмы, которые затем сохраняются в виде ископаемых. Таким образом, выявление ископаемых остатков позволяет не только определить возраст пласта, но также дает общую картину эволюции жизни на Земле. Терминология, выражающая этот процесс, первоначально была полностью субъективной. Серии пластов получили название по наименованию типовых местонахождений. Так, юрская система названа по горам Юра в Швейцарии, пермская — по городу Пермь в СССР. Путем анализа стадий развития ископаемых остатков, содержащихся в этих слоях, была получена типовая последовательность, в которой отлагались породы. Геологические «эпохи» стали объединять в «периоды», а те, в свою очередь, в «эры». Недостаток этого метода датирования состоит в том, что он охватывает лишь время, для которого по сей день сохранились следы жизни. Таким образом традиционная геохронологическая шкала начинается с эпохи, которой соответствуют самые древние из найденных ископаемых. В табл. 2 отражена общепринятая последовательность геологических эр, периодов, эпох и указан абсолютный возраст, определяемый методом радиоактивного датирования (см. раздел 2.5.3).

1.2.3. Палеоклиматические данные

По результатам геологических исследований различных осадочных слоев становится ясно, что многие части земного шара подвергались значительным климатическим изменениям [6]. Так, хорошо известно, что в плейстоцене большие территории Европы и Северной Америки были покрыты льдами, поэтому обычно выделяется

Общепринятая геохронологическая шкала (модифицирована по Лонгвэллу*,
возраст по Ван Эйзингу**)

Эра	Период	Эпоха	Абсолютный возраст (млн. лет)
Кайнозойская	Четвертичный	Современный плейстоцен	1,8
	Третичный	Плиоцен Миоцен Олигоцен Эоцен Палеоцен	65
Мезозойская	Меловой	Верхний Нижний	141
	Юрский	Верхний Средний Нижний	195
	Триасовый	Верхний Средний Нижний	230
Палеозойская	Пермский	Западотехасский Огайоский Гваделупский Леонардский Вулфкемпский	280
	Каменноугольный	Пенсильванский Миссисипский	345
	Девонский		395
	Силурийский		435
	Ордовикский		500
	Кембрийский	Верхний Средний Нижний	570

Докембрий

* Лонгвэлл К. Р. Геохронология 2 (9); 13 (1958);

** Ван Эйзинг Ф. Геохронологическая таблица. Амстердам: Эльзевир, 1975.

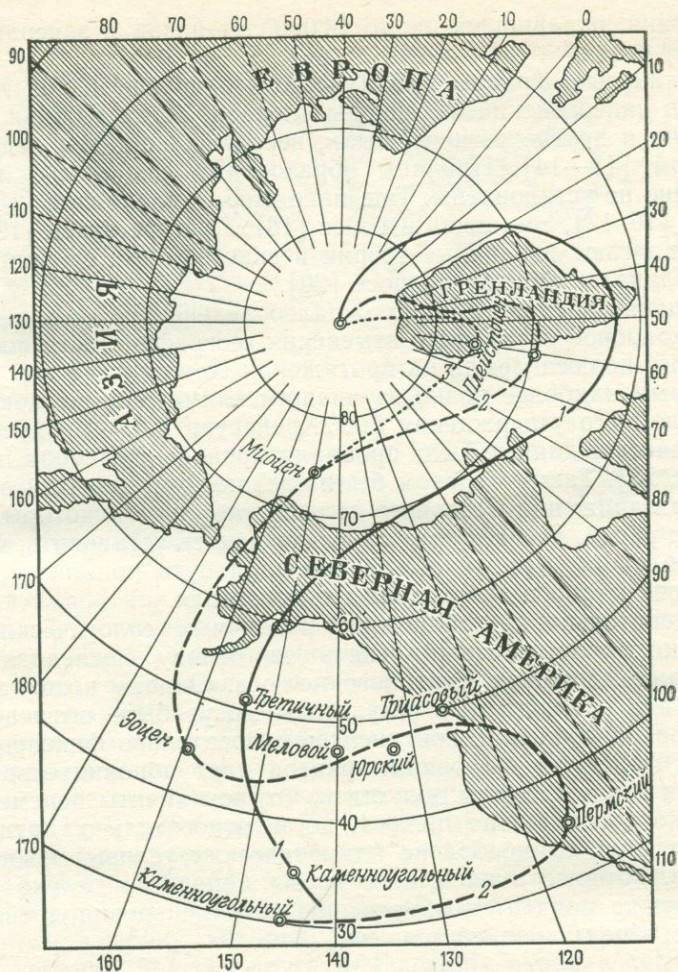


Рис. 1. Траектория движения Северного полюса по данным палеоклиматических исследований.

1 — по Крейхгауэру [21], 2 — по Кёппену и Вегенеру [22], 3 — по Кёппену [23]

«плейстоценовый ледниковый период». Определить этот ледниковый период позволяют многочисленные стратиграфические данные [7], а также результаты исследований глубоководных кернов [8, 9]. Принято считать, что самый последний ледниковый период (плейстоценовый) состоял из трех фаз [10]. Первая фаза включала климатические процессы, которые привели к ледниковому максимуму (30 000—18 000 лет назад), вторая фаза характеризовалась как «климатическое равновесие» во время ледникового максимума (около 18 000 лет назад), третья фаза представляла собой конец

оледенения, начавшийся около 14 000 лет назад и завершившийся 5000 лет назад.

Ледниковые периоды имели место и в другие эпохи. Наиболее известен палеозойский ледниковый период, когда Южная Африка, Бразилия и другие регионы были, вероятно, покрыты ледниковым покровом [11—14]. Причины образования ледниковых периодов еще точно не установлены. Так, например, Миланкович [15], Юинг и Донн [16, 17], Эмильяни и Гейсс [18], Лунгерсгаузен [19] и другие предлагают различные теории и гипотезы. Автор книги также останавливался на этом вопросе [20].

Собрание воедино данных о палеооледенениях наталкивает на правдоподобное объяснение изменения географического положения Северного полюса Земли на протяжении ее геологической истории.

Первым наиболее полно изучившим климатические доказательства подобного утверждения был Крейгауэр [21]. Позднее палеоклиматические данные были проанализированы Кёппеном и Вегенером [22, 23]. Таким образом были сделаны три попытки восстановить пути движения Северного полюса, результаты которых приводятся на рис. 1. Во всех трех случаях удалось установить, что с каменноугольного периода полюс проделал путь приблизительно от Гавайских островов до настоящего положения.

Следовательно, для объяснения различных геологических и климатических явлений можно взять за основу последовательную траекторию движения Северного полюса. Однако необходимо заметить, что наблюдаемые результаты могут быть объяснены и с точки зрения движения континентов относительно фиксированного полюса. Подобное толкование фактов дает дополнительную свободу, так как мы можем допустить, что континенты перемещаются не только относительно полюса, но и относительно друг друга. В самом деле, единообразие климатических условий южных континентов, которые в настоящее время находятся далеко друг от друга, лучше поддается объяснению с точки зрения дрейфа континентов, а не миграцией полюсов.

1.3. География континентов и океанов

1.3.1. Распределение в масштабах земного шара

При общем взгляде на земной шар можно увидеть, что его большая часть покрыта голубым пространством воды. Очевиден тот факт, что суша занимает менее одной трети поверхности Земли. Участки суши образуют огромные пространства, которые называются континентами. По-видимому, почти все континенты противоположны океанам и, грубо говоря, располагаются на углах тетраэдра (рис. 2). Кроме того, все континенты по форме напоминают треугольник, соприкасаясь друг с другом на севере и заостряясь к югу.

Естественно возникает вопрос, являются ли вышеупомянутые особенности выражением какой-то закономерности. В частности,

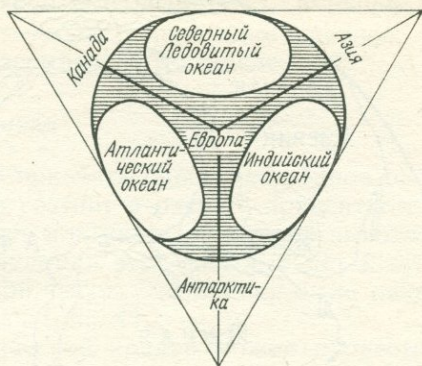


Рис. 2. Тетраэдное распределение океанов и континентов (Тихий океан расположен на скрытой стороне). По Холмсу [24]

можно считать, что антиподальность континентов и океанов имеет фундаментальное значение. Однако Эвисон и Уятл [25] показали, что если взять несколько районов, составляющих $\frac{1}{3}$ поверхности сферы, и затем разместить эти районы произвольно на сфере, то наиболее вероятно, что они не будут антиподальны друг другу (т. е. они будут антиподальны районам, не закрытым ими).

Особый интерес представляет наблюдение, свидетельствующее о том, что континенты на земной поверхности могут быть подогнаны один к другому, наподобие составной картинки-загадки. Состыковка западного побережья Африки с восточным побережьем Южной Америки совершенно очевидны, но и другие континенты с теми или иными успехом можно подогнуть друг к другу. Это было замечено еще в 1911 г. Бейкером [28], который показал расположение континентов, представленное на рис. 3. Однако впоследствии были сделаны попытки [29—31] соединить континенты в две группы, названные Лавразией и Гондваной. Лавразия включала Европу, Азию и Северную Америку, которые даже в настоящее время не очень широко удалены друг от друга; в Гондвану входили соединенные вместе все южные континенты. Геометрическая обоснованность такой подгонки была проверена Кэри [32] и впоследствии подтверждена Буллардом [33]. В конечном итоге Ле Пишон [34] усовершенствовал ее, доказав, что для более точного совпадения должны быть взяты изобаты 2000—3000 м, а не линия берега или «континентального склона».

Допустив группировку континентов в два больших блока, легко перейти к предположению, что они были первоначально сформированы в такие блоки и затем последовательно «раскололись» и «разошлись» до их современного положения. Динамические возможности этих процессов будут рассмотрены позднее, а сейчас лишь обратим внимание на физиографическое доказательство подобного утверждения, возникающее при подгонке контуров континентов. Кроме этого показателя было собрано большое количество геологических данных [35, 36] с целью найти особенности, общие для

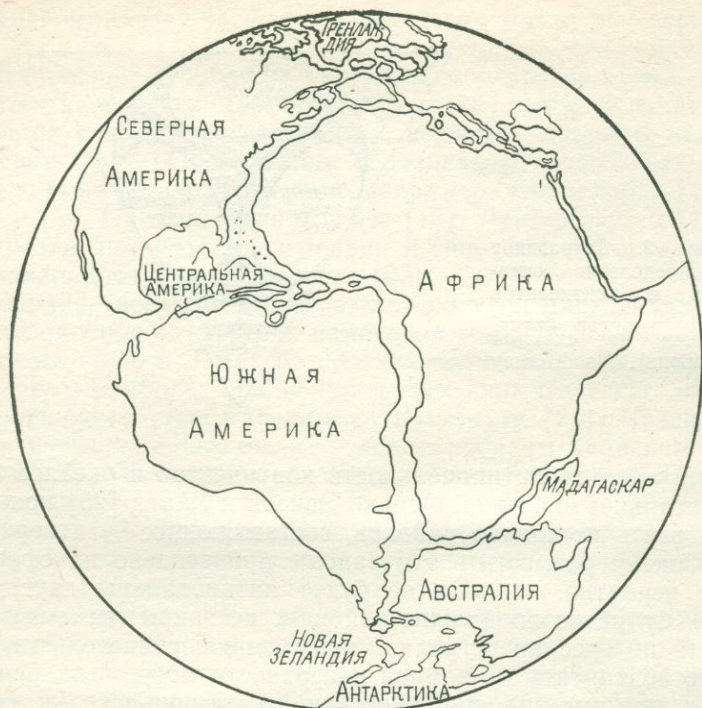


Рис. 3. Совмещение континентов по Бейкеру [26]. По Дю Тойту [27]

различных континентов, которые могли бы указать, имело ли место и когда отделение континентов от двух первоначальных блоков. В пользу гипотезы дрейфа континентов можно привести следующие соображения.

1. Орогеническая активность на континентах южного полушария была локализована в поясе, который прослеживается через всю Гондвану в виде геосинклинали «Самфрау».

2. Оледенение в каменноугольном и пермском периодах, по-видимому, распространялось из точки, соответствующей положению южного полюса, которое для той эпохи вывел Кёппен (см. раздел 2.3). Оно покрывало части южных континентов таким образом, что дает возможность предполагать их близкое расположение друг к другу в тот период.

3. Палеобиологические данные, по-видимому, указывают на то, что континенты южного полушария, даже в сравнительно не столь отдаленные времена, были связаны сухопутными мостами. Иначе было бы сложно объяснить одновременное распространение, например, сумчатых в Южной Америке и Австралии, а также семейств Scorpionidae [37] и Fusulinacean Foraminiferidae [38].

Приведенные утверждения полностью основываются на геологических данных. Палеомагнитные результаты в общем и целом также подтверждают гипотезу континентального дрейфа. Большая часть этих данных будет рассмотрена в разделе 2.7.2.

1.3.2. Гипсометрическая кривая

Информативный способ показать пространственное распределение континентов и океанов состоит в расчете процентного отношения поверхности Земли выше или ниже некоторого высотного уровня. Посредством дифференциации этот способ ведет к статистическому распределению кривой высот. Эта кривая была названа гипсометрической кривой Земли (рис. 4).

С помощью гипсометрической кривой можно провести некоторый статистический анализ. Из данных рис. 4 ясно, что распределение высот имеет два максимума в соответствии со значением уровней континентов и дна океанов. Однако более точный расчет данных Йокшем [40] показал, что гипсометрическая кривая является суммой не двух, а трех первичных распределений. Составляющие имеют логарифмически нормальное распределение, которое определяется уравнением:

$$w(x) = \frac{1}{s(x-a)} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{[\log \text{nat}(x-a) - m]^2}{2s^2}\right\}. \quad (1.3.2-1)$$

Здесь a называется точкой схода распределения. Вместо использования параметров m и s часто удобно применять «медиану» M , определяемую как

$$\int_a^M w(x) dx = 0,5 \quad (1.3.2-2)$$

с «нормальным отклонением» S , указывающим интервал x вокруг медианы, которая содержит 90 % всей площади под кривой распределения.

Пользуясь вышеприведенными обозначениями, Йокш показал, что гипсометрическую кривую можно представить следующим образом (длина дана в км): а) путем логнормального распределения массы 61/100 с $a = -7,5$, $M = -4,5$ и $S = 3,7$; б) путем логнормального распределения массы 23/100 с $a = -0,5$, $M = 0,2$, $S = 1,2$; в) путем логнормального распределения массы 16/100 с $a = -7,5$, $M = 0,5$ и $S = 3,5$.

Состоящая из трех частей кривая позволяет предполагать,

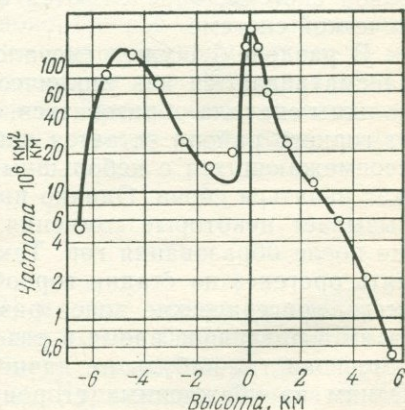


Рис. 4. Гипсометрическая кривая. По Коссина [39]

что каждый уровень был создан в результате каких-то самостоятельных процессов одинакового характера.

1.3.3. Сравнение континентов и океанов

Из некоторых ранее приведенных высказываний очевидно, что между континентами и океанами существует принципиальное геологическое различие [41]. Один лишь факт огромной глубины, общей для всех океанических бассейнов, указывает на то, что континентальные и океанические области не подобны. Естественно, что континентальные «структуры» могут продолжаться и в прибрежные зоны в виде «шельфа», но переход от континентальных структур к океаническим резко выражен быстрым погружением дна.

Обоснованное сравнение континентов и океанов может иметь место лишь после анализа различных геологических и геофизических аспектов этих двух областей.

1.4. Физиография континентальных областей

1.4.1. Общие черты

Обращаясь прежде всего к континентальным областям, мы сразу же замечаем, что наибольшие выдающиеся неровности без сомнения являются горными хребтами. Следует принять во внимание, что такими же структурами, как горные хребты континентов, являются островные цепи в море; последние есть не что иное как вершины подводных горных цепей.

При более детальном изучении гор мы наблюдаем, что они не разбросаны на поверхности Земли в хаотическом беспорядке, а как раз наоборот: группируются в горные хребты, горные хребты, в свою очередь, образуют цепи, а цепи, по-видимому, составляют мировые системы. Серии гор, которые относятся к одной и той же мировой системе, определяются как принадлежащие к одной орогенической системе.

В разделе 1.1 уже отмечалось, что эндогенные процессы часто рассматриваются как циклические, причем идея такова, что горы должны сначала образоваться, а затем эродироваться [42]; в итоге от горного района остается щит, состоящий из скалистых холмов, перемежающихся с небольшими западинами, а затем процесс может начаться снова. Однако принцип антагонизма (см. раздел 1.1) вызывает некоторые сомнения, так как эрозия начинается сразу же после образования гор. Таким образом, вряд ли можно разделить орогенез на стадии горообразования и денудации. Вероятнее всего, орогенические пояса разрастаются на края, будучи активными в различное время в различных частях земного шара до тех пор, пока где-нибудь не начнет активизироваться новая система. Одним из убежденных сторонников такой периодичности и синхронности орогенической активности был Умбгрове [43, 44]. Однако еще более крайней точки зрения придерживался Штилле [45,

46], который считал, что короткие повсеместные фазы синхронного орогенезиса должны чередоваться с длительными периодами спокойствия. Подобная концепция, вероятно, достаточно уязвима [47], поскольку довольно сложно установить точное соответствие во времени орогенических движений в отдаленных на большие расстояния регионах земного шара. Можно, видимо, считать, что орогенические события все же приурочены к активным периодам, чередующимся с периодами относительно меньшей активности. В этом случае возможно также выделить индивидуальные орогенические периоды, часто неточно называемые «циклами».

По всей вероятности, со времен палеозоя имели место по крайней мере два орогенических цикла. Первый из них, обозначаемый как «аппалачско-каледоно-герцинский», датируется концом палеозойского периода, второй, называемый «альпийско-гималайско-циркумтихоокеанским» циклом, начался в конце мезозоя и продолжается по сей день. Иногда палеозойский цикл разделяют на два самостоятельных цикла, однако, учитывая поставленные цели, его удобнее рассматривать как один.

4973

Неизвестно, сколько было орогенических циклов до начала традиционно определяемых геологических эр. Однако можно с определенностью утверждать, что за последние 2 млрд. лет имело место много таких циклов, хотя обычно принято говорить о восьми наиболее значительных. В более раннее время орогенез был многообразнее, нежели после 2000 млн. лет (см. раздел 5.3). Обоснование причин для установления перечисленных циклов будет приведено в разделе 2.5. В любом случае имеет смысл допустить, что с начала орогенеза современного типа 2 млрд. лет назад произошло около 10 орогенических циклов.

Развитие горной системы в орогеническом цикле связано с последовательностью проявления различных «орогенических фаз» [45—55]. В начале цикла возникает геосинклиналь [56, 57], обычно располагающаяся на континентальной окраине [58]. Это свидетельствует о том, что в земной коре должен образоваться прогиб, где затем появится орогенический пояс. Прогиб должен заполниться осадками, которые в конце концов под действием какого-то механизма поднимутся вверх с образованием гор. Представление о геосинклинали — чисто гипотетическое, однако оно полезно, поскольку свидетельствует, что в горных поясах мощность осадков должна быть огромной.

1.4.2. Горные хребты

Удивительной особенностью [59] многих горных хребтов и цепочек островов на нашей планете является их более или менее дугообразная форма [60—62]. Наиболее выдающиеся примеры — Филиппинские, Японские, Алеутские, Курильские острова и о-ва Рюкю. Подобные структуры столь же часто встречаются и в других частях земного шара. Явно выражена изогнутая структура

Ирана и Гималаев, дугообразный характер отличает горы тихоокеанского побережья Канады, США и Мексики.

Математический анализ [59] показывает, что современные дуги почти приближаются к форме окружностей; вполне возможно определить их центры, которые располагаются вдоль двух дуг большого круга. Действительно, мезозойско-кайнозойские орогенические системы образуют два больших пояса, из которых один опоясывает Тихий океан, а другой проходит через Альпийскую и Гималайскую системы до Океании (рис. 5). Проследить эти пояса очень легко. Они почти вплотную следуют вдоль двух больших окружностей, пересекаясь под прямым углом. Можно предположить, что палеозойские горы образовывали сходную систему, но обнаружить ее из-за последующей эрозии и молодой орогенической активности не очень легко. Тем не менее Вильсону [63] удалось установить их следы в Северной Америке.

Таким образом, основная орогеническая активность Земли концентрируется в каждый отрезок времени в узком поясе. Орогенические пояса образуют мировые системы. Молодые пояса почти полностью совпадают с двумя большими окружностями; подобная модель является общей для всех орогенических систем; однако следует отметить, что для более древних поясов доказательство подобного утверждения связано с определенными сложностями.

Данные о том, что горные хребты вытянуты в мировые системы, является одним из фактов, который привел к развитию так называемой тектоники плит, или новой глобальной тектоники. Эта концепция исходит из того, что литосфера разделена на некоторое количество плит (рис. 6). Часть окраин плит характеризуется развитием горных хребтов; другие окраины заняты структурами, которые будут описаны позже. Последовательно обращаясь к вопросам, касающимся физиографических, геологических и геофизических характеристик, мы тем самым будем приводить все больше аргументов в пользу тектоники плит.

Еще одна интересная особенность горных хребтов связана со значительным сокращением земной коры, наблюдаемым в прилегающих к ним районах. Сокращение земной коры горных хребтов подтверждается их повсеместной «покровной» структурой. Большие части осадочных разрезов надвинуты на более молодые отложения. В пределах надвиговых покровов разрез может либо иметь нормальное залегание, либо быть перевернутым.

Величина сокращения коры может быть подсчитана простым измерением пластов в большой горной системе. Если допустить, что в обычном поперечном сечении горного хребта длина пласта (который имеет форму изогнутой линии) равна длине сечения перед складкообразованием, т. е. когда он был плоским, то можно определить степень сокращения. Конечно, здесь подразумевается, что изменению подвергается лишь форма пластов, а никак не структура всего района. По имеющимся данным, величина сокращения коры, рассчитанная подобным образом, для Аппалачей равна от 50 до 80 км, для Скалистых гор Канады — от 40 до 100 км и

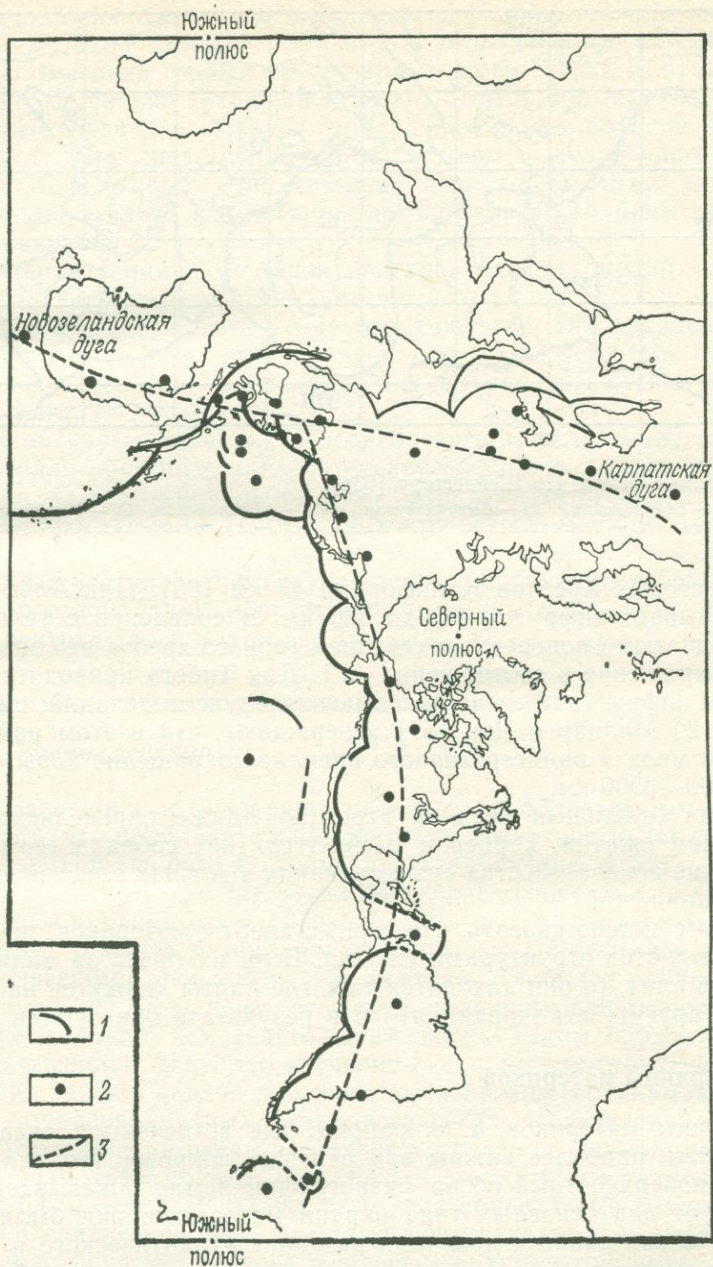


Рис. 5. Горные и островные дуги современной орогенной системы. По Вильсону [63]

1 — горные и островные дуги; 2 — центры дуг; 3 — дуги большого круга, проведенные через центры. Косая Меркаторская проекция с полюсом $35,5^\circ$ с. ш., 2° в. д.

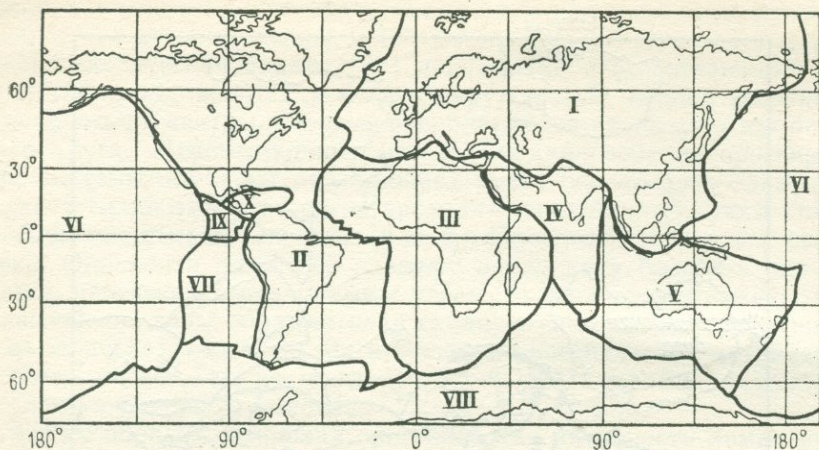


Рис. 6. Плиты Земли. По Шейдеггеру [63а].

Плиты: I — Евразийская, II — Американская, III — Африканская, IV — Индийская, V — Австралийская, VI — Тихоокеанская, VII — Наска, VIII — Антарктическая, IX — Кокос, X — Карибская

для Береговых Хребтов Калифорнии 17 км [65]. Для Альп Гейм [66] называет цифру от 240 до 320 км. В сравнении с условным (нескладчатым) поперечным сечением горного хребта эти значения дают сокращение в соотношении 4 : 1. Для Тибета приводятся еще большие цифры (на основе палеомагнитных исследований; см. раздел 2.7.2) Молнар и Чэн [67] утверждают, что в этом районе с позднего мела и раннетретичного времени сокращение коры составило 2500—3500 км.

Форма отдельных вершин, вероятно, также определяется напряжением сжатия. Гербер и Шейдеггер [68] собрали геоморфологические доказательства существования в Альпах геофизического поля напряжений.

В итоге можно сказать, что горные хребты материков, по-видимому, являются структурами сжатия. Если их брать за индикаторы краев плит, то они находятся там, где плиты движутся навстречу друг другу («сталкиваются») и в результате образуются горы.

1.4.3. Окраины материков

Окраины материков, т. е. районы, где встречаются океаны и континенты, наиболее важны при решении вопросов геодинамики.

Уже поверхностный обзор физиографии Земли показывает, что существует два основных типа окраин материков; они были распознаны очень давно и получили название атлантического и тихоокеанского типов.

На окраинах атлантического типа континентальные платформы не имеют расчлененного рельефа, их структуры просто продолжают на определенное расстояние в море до резкого перегиба дна, называемого «континентальным склоном». Последний вниз постоян-

но выполаживается, пока не сливается с абиссальной равниной. Окраины тихоокеанского типа имеют гораздо более расчлененный рельеф. Высокий горный хребет примыкает к морю. Континентальный шельф сильно сокращен и может быстро обрываться в глубоководные желоба, к которым приурочены самые большие глубины на Земле. Непосредственно перед обрывом в желоб часто наблюдаются повышенная вулканическая активность. Далее в сторону океана дно желоба поднимается до нормальной глубины абиссальной равнины.

Интерпретация двух типов континентальных окраин состоит в том, что тихоокеанский тип активный, а атлантический — пассивный. На окраинах тихоокеанского типа две литосферные плиты движутся навстречу друг к другу (сталкиваются). На окраинах атлантического типа континенты просто раздвигаются и там нет краев плит.

На активных окраинах тихоокеанского типа очевидно происходит бурная орогеническая деятельность. Можно думать, что образование желоба — начальная фаза развития геосинклинали. По мере заполнения желоба может формироваться мощный осадочный чехол, столь характерный для орогенических поясов. И в конце концов, когда наступает орогенез, к прежним континентам добавляется новая порция. Таким образом мы приходим к идее «разрастания континентов» (рост кратонов) [69—72].

1.5. Физиография океанических областей

1.5.1. Общие сведения

Обратившись к описанию океанических областей, мы должны заметить, что приблизительно две трети поверхности Земли занято океаном. Однако все регионы, представляющие собой континентальные шельфы или же те, которые расположены между континентами и окраинными островными дугами (включая их передовые впадины), принято рассматривать в их связи с континентальными орогеническими процессами. Но даже исключив эти районы из общей площади, мы увидим, что более половины поверхности Земли есть не что иное как «настоящий» океан. Таким образом, совершенно очевиден факт, что изучение океанических структур — чрезвычайно важная задача для решения вопросов геодинамики.

В ходе современных океанологических исследований выяснилось, что глубокий океан не является просто бездонной пучиной, а имеет различный рельеф. К основным структурным элементам, которые были открыты на дне, относятся абиссальные равнины, срединно-океанические хребты, малые формы, такие, как гайоты, срединно-океанические острова и шлейфы архипелагов, крупные зоны разломов.

Рассмотрим ниже различные структуры океана, обращая особое внимание на характеристики, которые способствуют пониманию геодинамических процессов.

1.5.2. Абиссальные равнины

Абиссальные равнины принято считать наиболее спокойными областями океана. Обычно они имеют холмистый рельеф с превышением в среднем около 300 м (в частности в Тихом океане), но многие участки являются плоскими. Обнаружено, что почти все ровные участки концентрируются вокруг островов или подводных гор и имеют форму шлейфов, обрамляющих архипелаги [73, 74]. Видимо, эти шлейфы состоят из вулканических пород мощностью несколько километров. Первоначальный холмистый рельеф был погребен под такими породами, в результате чего образовался выравненный рельеф. По подсчетам Минарда [73], общий объем материала, содержащегося в шлейфах по обрамлению архипелагов Тихого океана, равен 4×10^6 км³.

Средняя глубина погружения абиссальных равнин составляет 5—6 км. Раньше считалось [75], что существует различие между абиссальными равнинами Атлантического и Тихого океанов. Однако поскольку рельеф абиссальных равнин имеет холмистый характер, утверждение об их «спокойности» вызывает сомнения.

Абиссальные равнины покрыты осадками. Характер и состав этих осадков [76—84] были подвергнуты тщательнейшему исследованию. Оказалось, скорости пелагического осадконакопления чрезвычайно низки и имеют порядок 2 мм в тысячу лет [85]. В настоящее время мощность осадочного чехла равна примерно 0,5 км, из чего можно сделать вывод о молодости океанического дна. Действительно, самые древние породы, обнаруженные на дне океана, относятся к меловому периоду*.

1.5.3. Срединно-океанические хребты

Наиболее важной формой рельефа дна океанов являются срединно-океанические хребты. Они представляют собой огромные горные цепи, возвышающиеся над абиссальными равнинами, достигая иногда поверхности моря (в виде островов). Еще в 1956 г. Юнг и Хизен [86] выдвинули предположение, что срединно-океанические хребты образуют (за некоторым исключением) единую систему, опоясывающую весь земной шар. Впоследствии эта гипотеза была подтверждена. На рис. 7 представлена установленная в настоящее время картина мировой системы хребтов.

Хребты почти повсеместно протягиваются вблизи срединных линий океанических бассейнов. Поскольку океанические хребты, подобно горным цепям, образуют мировую систему, их также можно рассматривать как границы литосферных плит (см. рис. 6).

Наиболее изучен Срединно-Атлантический хребт [91—93], который достигает в ширину 2000 км (в среднем 1500 км) и может быть представлен в виде обширного свода с различным рельефом.

* Самыми древними осадками океанов, по данным глубоководного бурения, являются позднеюрские.— *Прим. ред.*

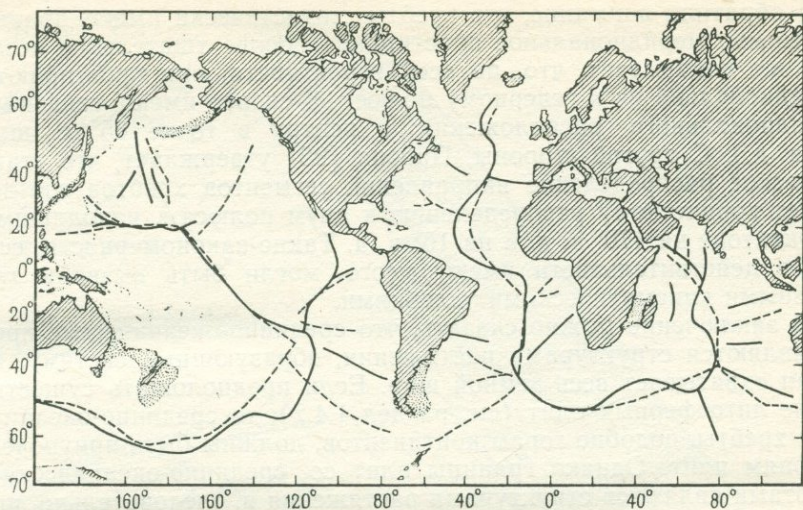


Рис. 7. Распределение мировой системы срединно-океанических хребтов (сплошные линии); пунктирными линиями обозначены медианы океанических бассейнов. По Менарду [88]

В Тихом океане также встречаются остатки ископаемых океанических хребтов [51].

Интересной особенностью срединно-океанических хребтов является наличие на гребне явно выраженного рифта [94], ширина которого составляет приблизительно 100 км. На рис. 8 представлен характерный профиль Срединно-Атлантического хребта. «Рифтообразный» внешний вид гребня срединно-океанических хребтов указывает на то, что вдоль границы плит, к которой они приурочены, происходит раздвижение гипотетических литосферных плит. Тем самым можно прийти к понятию «плито-тектонического цикла». Плиты «создаются» в рифтах, отодвигаются в сторону от них и субдуцируют в противоположных краях плит. Что касается предпочтительной ориентировки срединно-океанических хребтов, то было предложено несколько закономерностей. Так, Лутц и Фоленд

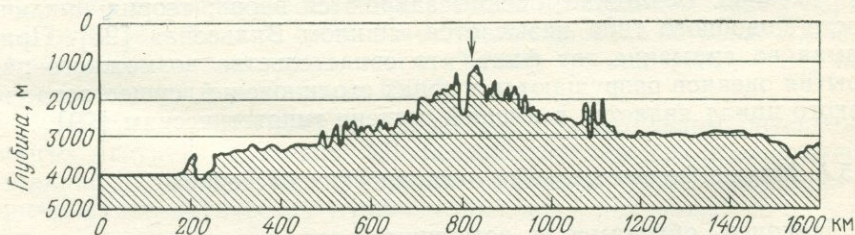


Рис. 8. Характерный профиль Срединно-Атлантического хребта. По Элмендорфу и Хизену [93]

[95] обратили внимание, что хребты статистически имеют преимущественно меридиональное простирание (более тщательное исследование показывает, что, по всей вероятности, они простираются меридионально не к северному полюсу, а скорее имеют тенденцию меридионального расположения к центру в точке 65° с. ш. и 40° з. д.). С другой стороны, Павони [96] утверждает, что статистическое распределение направлений сегментов хребтов соответствует коническому распределению к двум полюсам, находящимся на экваторе на 170° з. д. и на 10° в. д. Такие закономерности, если они в действительности имеют место, могли быть вызваны глобальными кинематическими условиями.

В заключение можно сказать, что срединно-океанические хребты являются структурами растяжения, образующими систему, которая охватывает весь земной шар. Если предположить существование литосферных плит (см. раздел 1.4.2), то срединно-океанические хребты, подобно горам континентов, должны быть приурочены к краям плит. Однако границы плит со срединно-океаническими хребтами являются структурами растяжения и, следовательно, противостоят границам столкновения континентов. Эта точка зрения полностью подтверждается палеомагнитными исследованиями (см. раздел 2.7.2); подробные доказательства теории «тектонических плит» будут приведены в разделе 6.1.2.

Далее следует отметить, что структуры рифтового типа иногда наблюдаются и на суше. Самыми известными являются Африканские рифтовые долины и Рейнский грабен. Было постулировано утверждение, что эти структуры фактически связаны с системами срединно-океанических хребтов. Вполне вероятно, что в этих местах, совершенно так же, как в рифтовых зонах, происходит раздвижение литосферных плит, и когда-нибудь здесь образуется океан.

Замечено, что преимущественная ориентировка континентальных рифтов является меридиональной [97]; поскольку подобное же наблюдение было сделано и относительно океанических хребтов, то можно вести речь об аналогичном происхождении этих двух явлений.

Таким образом, в срединно-океанических хребтах и, вероятно, в континентальных рифтах в настоящее время происходит раскрытие океанов. Возможно, океаны закроются вновь; теория цикличности подобного типа называется «циклом Вильсона» [98]. Принимая во внимание тот факт, что свидетельства возможного закрытия океанов разрушаются в зонах столкновений, существование такого цикла является в высшей степени гипотетическим [99].

1.5.4. Малые формы рельефа океанических бассейнов

Наконец, обратимся к оставшимся океаническим структурам, перечисленным в разделе 1.5.1. Эти структуры представляют собой небольшие неровности дна, которые могут встречаться в пределах океанов. Одни из них — это подводные горы различных форм и

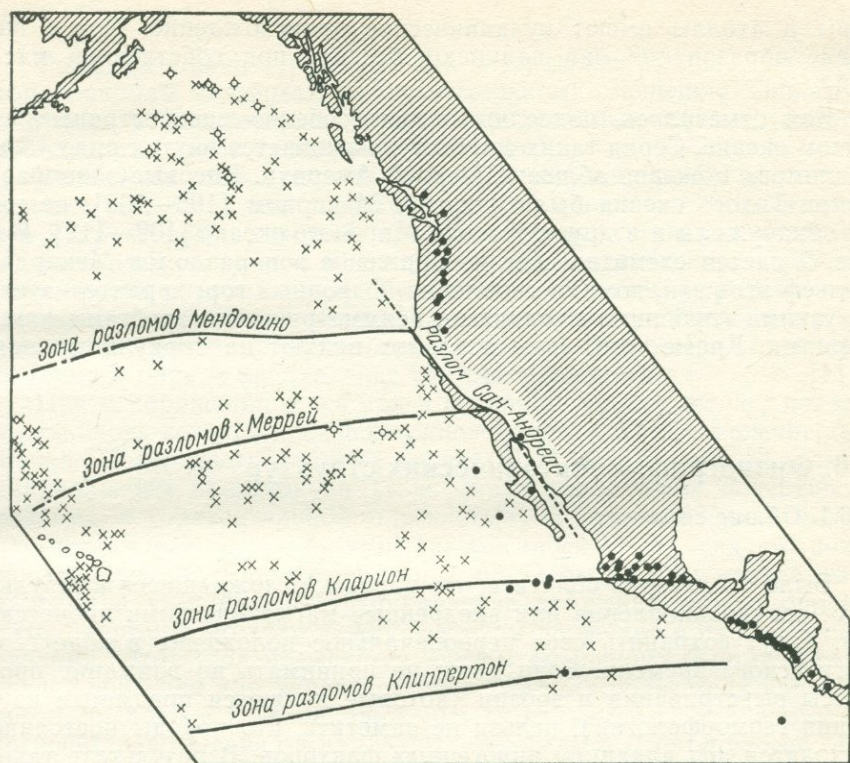


Рис. 9. Зоны разломов у Тихоокеанского побережья Северной Америки. По Менарду [113]

размеров, обнаруженные во многих бассейнах. Если они достигают поверхности моря, то на них растут коралловые атоллы [100]. Некоторые подводные горы — плосковершинные; в таком случае они называются гайтами. Плоские вершины, по-видимому, указывают на то, что когда-то подводные горы достигали уровня водной поверхности, а действие волн нивелировало их вершины. Таким образом, они представляют собой затопленные древние острова. Их особенно много в некоторых частях Тихого океана [101—103], несколько меньше в Атлантике [104].

Упомянутые наблюдения говорят об относительном опускании многих структур в океане. Коралловые атоллы свидетельствуют, очевидно, о том же: при опускании подводной горы и при благоприятных климатических условиях рост кораллов может компенсировать опускание. С помощью данных, полученные при бурении скважины на атолле Бикини, Кюнел [105] подсчитал, что скорость опускания (до ледникового периода) составляет немногим меньше 5 мм за 100 лет. Таким образом, следует считать, что подводные

горы и атоллы имеют вулканическое происхождение. Сразу же после образования они начинают оседать под собственной массой*.

Как отмечалось, подводные горы особенно распространены в Тихом океане. Серия таких гор сосредоточивается внутри ряда «зон разломов» в океане вблизи Северной Америки. Впервые зоны разломов Тихого океана были открыты Менардом [106—108], позже их обнаружили и в других частях Мирового океана [109—112]. На рис. 9 дается схематическое изображение зон разломов Менарда. Рельеф этих зон, помимо скопления подводных гор, характеризуется узкими глубокими впадинами, асимметричными хребтами и эскарпами. Кроме того, зоны разломов влияют на циркуляцию вод [114].

1.6. Физиография тектонических структур

1.6.1. Общие сведения

Было бы неверно полагать, что породы, отложившиеся в результате осадконакопления или внедренные магматическими процессами, будут сохранять свое первоначальное положение в ходе геологического времени. Если даже не принимать во внимание процессы выветривания и эрозии (которые являются предметом изучения геоморфологии), нельзя не заметить, что породы постоянно находятся под влиянием эндогенных факторов. В результате такого воздействия возникают тектонические структуры.

К наиболее распространенным тектоническим структурам относятся разломы: под действием эндогенного напряжения в сплошности пород образуются разрывы. Малые разломы называются трещинами — они представляют собой «расколы», которые заметны на поверхности любой породы или обнажении пластов. Структурная ориентировка долин также может быть результатом тектонических процессов. Несмотря на то что углубление долин идет явно за счет экзогенных сил (эрозии), они будут преимущественно действовать в зависимости от тектонических факторов.

Если тектонические напряжения не достигают предела прочности пород, то скорее имеет место непрерывная, чем прерывистая, деформация. Непрерывная деформация больших масштабов ведет к образованию складок. В микромасштабе деформируются лишь отдельные составные элементы породы (такие, как галька или зерна кристаллов), что является предметом изучения петротектоники.

* Опускание подводных гор происходит главным образом из-за погружения океанической литосферной плиты по мере ее отодвигания от срединно-океанического хребта; это погружение пропорционально корню квадратному возраста литосферы.— *Прим. ред.*

1.6.2. Разломы

Разломы можно определить как поверхности раскола, вдоль которых породы подвергаются относительному смещению. Они группируются в параллельные или субпараллельные системы, охватывающие, как правило, широкие площади.

Физически разлом обычно определяется, во-первых, местоположением на земной поверхности (широтой и долготой) и во-вторых, его «характером», который, в свою очередь, устанавливается по: а) плоскости разлома и б) направлению относительного движения двух бортов разлома [115]. Таким образом, чтобы определить характеристики разлома, необходимо обычно располагать тремя параметрами, два из которых определяют местоположение плоскости разлома и один — направление вектора движения.

При изображении разломов в основном фиксируют: а) поверхность, вдоль которой произошла дислокация, и б) направление движения. Поверхность разлома может быть определена, например, направлением простирания (т. е. линия пересечения поверхности разлома с горизонтальной плоскостью) и падения (угол между плоскостью разлома и горизонтальной плоскостью), как это показано на рис. 10. Как альтернатива могут быть даны направление падения и угол падения. Направление движения можно определить, например, по углу между вектором движения и простиранием разлома. Этот угол называется «углом смещения». Кроме того, в случае введения для характеристики разлома более трех параметров направление вектора движения может выражаться азимутом (относительно севера) и наклоном к горизонту. Другой способ обозначения вектора движения состоит в указании простирания и падения или направления падения и угла падения плоскости, перпендикулярной вектору движения. Такая плоскость обычно называется «дополнительной плоскостью» разлома.

Эти и другие термины были предложены рядом геологов [116, 117]. Если угол смещения (т. е. угол между простиранием и вектором движения) меньше 45° , то разлом принято называть сдвигом. Сдвиг может классифицироваться как правосторонний или

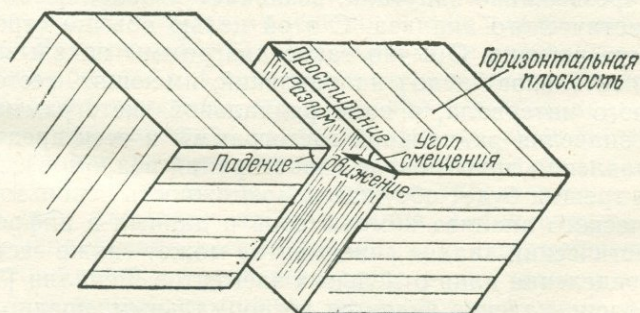


Рис. 10. Разлом

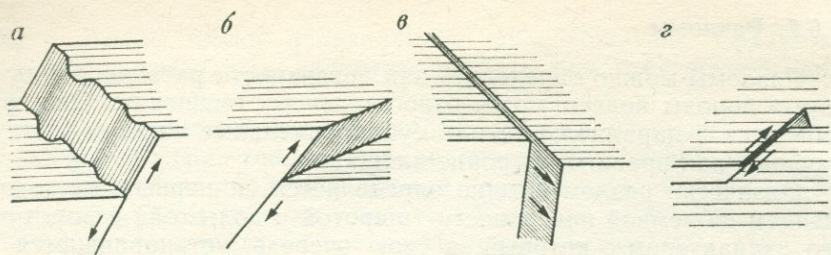


Рис. 11. Четыре типа идеализированных разломов.
 а — сброс; б — взброс; в — сдвиг; г — трансформный разлом

левосторонний. Представим, что мы находимся на одной стороне разлома и наблюдаем за противоположной. Если она движется вправо, то разлом считается правосторонним, если же влево, то левосторонним. Когда угол смещения больше 45° , то различают два типа разлома: сброс — при движении бока вниз и взброс или надвиг — если всякий бок смещается вверх. Особым видом сдвига является трансформный разлом, который имеет свойства, всегда ассоциирующиеся с раскрытием впадины вдоль смещения [118]. Смещение отрезков срединно-океанических хребтов происходит вдоль таких трансформных разломов; впадина соответствует рифту на вершине хребта. Рис. 11 служит хорошей иллюстрацией геологической концепции разломообразования.

Глубинные разломы иногда не заметны на поверхности Земли, но их присутствие можно распознать по геоморфологическим структурам. Такие структуры Хоббс [119] назвал линеаментами, определив их как «существенные линии в рельефе, которые открывают скрытое строение пород основания». Позже были даны другие определения термина «линеамент», но затем постановили применять единственно терминологию Хоббса [120], которой автор придерживается и в настоящем издании. Разломы (и линеаменты) часто соединяются в системы и легко поддаются картированию при аэрофото- и космосъемке [121]. Правда, в этом случае можно определить лишь простирание той или иной структуры. Так как часто картина чрезвычайно запутана, возникает необходимость проведения статистического анализа. С этой целью обычно строят «розудиagramму» региона. Обычно такие диаграммы показывают число (или относительное число) направлений, имеющих место в пределах данного интервала, в виде радиальной гистограммы. Максимальные значения радиальной гистограммы и есть предпочтительные направления линеаментов (простираций разломов). Далее при описании трещин будет обсуждена возможность использования для статистического анализа компьютеров и данных в цифровом виде.

Статистический анализ линеаментов может также вестись с учетом распределения длин отдельных элементов. Реналли [122] показал, что распределение является логнормальным, предполагающим образование разрывов, причастным к случайным процессам, подчиняющимся закону пропорционального воздействия.

Наиболее трудно объяснить образование крупных надвигов. Так, например, большие пластины различных литологических комплексов могут быть надвинуты одна на другую, обычно со стратиграфическим разрывом в несколько километров. Контакт здесь резкий, как будто обрезанный ножом, и как правило, выражен не более чем обычная плоскость напластования. Феноменология структур подобного типа была изучена Гритенером [123], который доказал существование

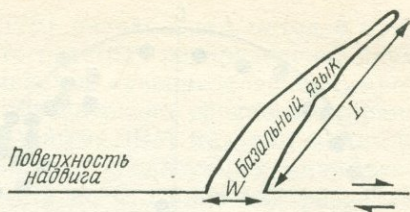


Рис. 12. Схематическое изображение базальной языкообразной структуры. Обычно изменяется в пределах $5 < \text{ширина } (W) < 100 \text{ см}$; $1 < \text{длина } (L) < 30 \text{ м}$. По Гритенеру [123]

четырёх характерных видов. К первому виду относится уже упомянутый резкий контакт, второй вид выделяется по наличию базальных язычков (схематически показаны на рис. 12), третий вид характеризуется эпизодическим появлением небольших будин (физиографическое описание будина см. в разделе 1.7.2) и четвёртый распознаётся по боковым надвигам. Теории, объясняющей происхождение этих структур, пока не существует. Имеются указания на то, что тип надвига, обсуждаемый выше, встречается и в настоящее время. Так, Шёфер исследовал обнажения вдоль шоссе в Аппалачах и показал, что с течением времени величина субгоризонтального смещения шпуров постоянно увеличивается. Из этого следует, что надвигообразование должно происходить непрерывно.

1.6.3. Трещины

Небольшие разломы, т. е. расколы пород, называются трещинами (joint). Трещины встречаются во всех обнажениях, образуя в целом сложную картину. Несмотря на то что скальная стенка может быть изрезана множеством трещин, часто выделяются три системы, образующие поверхности основной «ячейки» породы. Совершенно очевидно, что для выделения блока породы необходимо наличие трех разрывов. Такой блок называется «основным трещинным параллелепипедом». Очень часто как таковой он виден в обнажении. Следует заметить, что даже при сложной картине, как правило, не составляет труда различить три основные системы трещин. Обычно одно из трех основных направлений (называемое «ложным») геологи связывают с каким-то литологическим фактором, таким, как плоскости напластования, сланцеватость и т. д. Другие два направления рассматриваются, как тектонические.

Стандартная оценка измерений ориентировки трещин проводится посредством нанесения полюса поверхности каждой трещины, изученной в обнажении, на единичную сферу в равновеликой проекции Ламберта (рис. 13) [125].

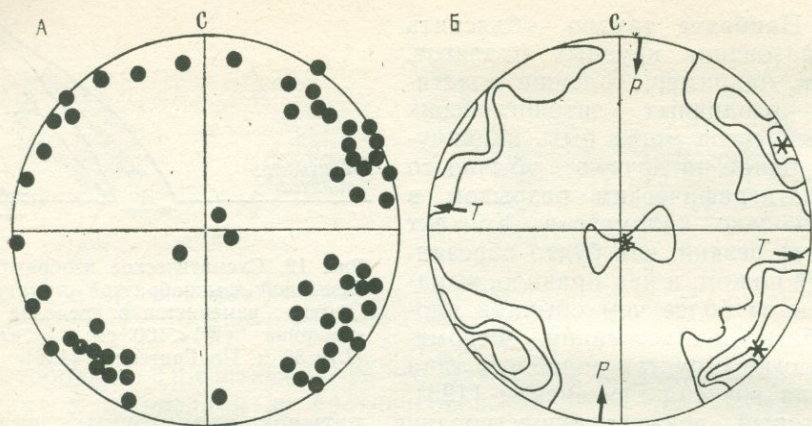


Рис. 13. Полюса (А) и линии плотности (Б) трещин в обнажении близ Мариа Лангежд, Богемский массив (Австрия).

Звездочки — зоны максимальной плотности; Р и Т — направления максимального и минимального сжатия, представляющие собой биссектрисы предпочтительных ориентировок трещин (см. раздел 2.4.5)

Частоту встречаемости трещин той или иной ориентировки принято выражать в процентах от общего числа направлений трещин, определенных в пределах 1% поверхности нижней половины единой сферы. Затем вычерчиваются изолинии равной плотности в виде поля численных плотностей и определяются максимумы. Эти максимумы соответствуют полюсам преобладающих ориентировок трещин (см. рис. 13). Подобные расчеты можно производить и с помощью ЭВМ, которая способна по заданной программе составлять таблицы значений плотности и автоматически строить их изолинии.

Совершенно очевидно, что описанная стандартная процедура является параметростатистической, так как не позволяет сделать никаких выводов относительно распределения трещин, которое можно ожидать, учитывая их ориентировку. Следовательно, получаемые величины есть всего лишь максимумы над произвольно зафиксированным сечением, которые выбираются как показатели «преобладающих» ориентировок трещин. На этой стадии не делается попытки вывести «среднее значение» или определить «предпочтительную» ориентировку трещин. Сечение просто поднимается до тех пор, пока серии максимумов не становятся явными.

Использование метода непараметрической статистики препятствует получению средних значений или наилучшего приближения определению предпочтительной ориентировки трещин, а также препятствуют выявлению доверительных интервалов, поскольку последние всегда имеют отношение к некоему теоретическому распределению. Следовательно, наиболее желательно найти параметрический показатель для теоретических распределений от которых, как это можно предполагать, зависят ориентировки трещин. Для

этих целей Кохлбек и Шейдеггер [126] разработали метод с применением ЭВМ. С использованием этого метода распределение двух статистических вероятных (так называемое «распределение Димрота — Ватсона») типа $\exp(k \cos^2 \nu)$ относительно среднего направления приближается к имеющимся данным. ЭВМ методом минимизации функций определяет два наиболее согласуемых направления. Эта компьютерная процедура есть не что иное как развитие старого способа, основанного на вычерчивании плотностных диаграмм направлений трещин в какой-либо проекции сферы с определением максимумов плотности.

Вышеописанный способ определения «предпочтительной» ориентировки трещин был проведен во всем мире. В целом найдены следующие феноменологические особенности [127]:

1. В единичном обнажении обычно обнаруживаются три системы трещин, которые, как правило, очень четко определены: одна почти горизонтальная (угол падения до 40°) и соответствует какому-то литологическому фактору, две другие субвертикальны и почти перпендикулярны друг другу (угол пересечения $80-90^\circ$).

2. На поверхности свежих обнажений видно, что нелитологические трещины, по-видимому, пересекают трещины более древних систем. Были предприняты попытки связать поверхностные трещины с «тектонической» системой координат A, B, C , обновленной тектонической деформацией (см. раздел 1.6.5). Однако таким образом обычно не удается установить какой-либо согласованности, указывающей на тот факт, что трещины не испытывали деформации, а образовались совсем недавно. Поэтому эти трещины интерпретируются как тектонические.

3. В обнажениях, расположенных рядом (в пределах нескольких километров), как правило, имеются одни и те же предпочтительные ориентировки трещин, которые совпадают друг с другом.

4. В обнажениях в пределах одного региона (радиусом $10-20$ км) обычно выявляется какая-то общая предпочтительная ориентировка тектонических трещин. Однако в каждом конкретном обнажении наблюдаются «аномальные» ориентировки тектонических трещин с отклонением до 30° от доминирующих ориентировок региона. Распространение аномальных обнажений закономерно согласовано.

5. Таким образом, повернутые трещины могут «выйти» как вторичные слабые максимумы на диаграмме трещиноватости региона. Такая диаграмма имеет следующие особенности: один литологический максимум, два крупных максимума соответствующих двум ортогональным ориентировкам и два других, но более слабых суборто-гональных максимума, соответствующих тектоническим трещинам аномальных обнажений.

6. Хорошо развитая региональная система трещин в целом может быть объяснена с точки зрения глобальной тектоники плит. Подобная обусловленность будет рассмотрена в связи с обсуждением поля тектонических напряжений в разделе 2.4.5.

1.6.4. Распределение долин в плане

При беглом взгляде на гидрографическую карту любого района, как правило, возникает впечатление, что простираание долин имеет закономерный характер. В соответствии с «принципом антогонизма» (раздел 1.1) можно полагать, что это закономерное распределение является результатом воздействия тектонических факторов. Предположение о геотектонической предопределенности простираания долин противоречит гипотезе, утверждающей зависимость долин лишь от экзогенных факторов (т. е. от действия воды, льда и ветра). В настоящее время этот вопрос все еще остается спорным, хотя следует сказать, что доказательств, свидетельствующих в пользу некоего геотектонического контроля за ориентировкой долин становится все больше. Как известно, главной особенностью экзогенных факторов является их случайный характер (раздел 1.1) [128]. Следовательно долины, образованные исключительно эрозией, должны быть случайно ориентированы. Результаты статистического анализа направлений долин свидетельствуют, однако, об их закономерном простираании. К тому же большие скорости вертикальных перемещений (см. раздел 1.7.6) горных районов дают основание предполагать очень молодое происхождение поверхностных структур. Трудно поверить, что существующая в настоящее время речная сеть определяется какой-то древней дренажной системой.

Утверждение, что ориентировка долин подчиняется тектоническим структурам нельзя считать оригинальным. Например, еще Фриболд [129] обнаружил соответствие между ориентировками трещин и долин в районе горы Брокен в ГДР. Такая же взаимосвязь отмечалась между направлением долин (и фиордов) и системой разломов в Норвегии [130, 131]. Гербер и Шейдеггер [132] коррелировали простираание долин в Альпах и систему тектонического напряжения, а Поттер [133] пытался доказать геотектоническое происхождение направлений большинства крупных рек мира [133].

Естественно, нельзя полагать, что долины представляют собой просто «трещины» на поверхности земли; скорее всего преимущественная ориентация речных звеньев есть результат влияния тектонических факторов [134, 135]. Случайная экзогенная часть накладывается на закономерную тектоническую, и для проведения точного анализа, с тем чтобы разделить случайные и закономерные эффекты, следует применять статистические методы исследования. Чтобы получить количественную оценку простираания долин, их необходимо «спрямлять», представляя на графике в виде углов [136]. Возможно, метод этот несколько «груб», но он, по крайней мере, объективен и не зависит от квалификации исследователя. В ином случае совпадение «ломаной линии» [137], которой обозначаются на карте реки, с прямыми (а следовательно, измеряемыми) отрезками будет в высшей степени условно. Однако распределение ори-

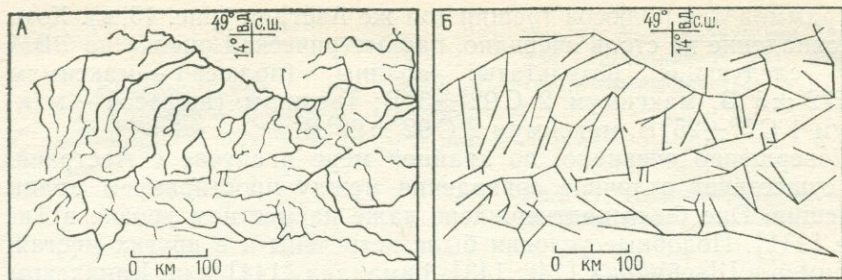


Рис. 14. Гидрографическая карта Австрии (А) и ее спрямленный вариант (Б). По Шейдеггеру [140]

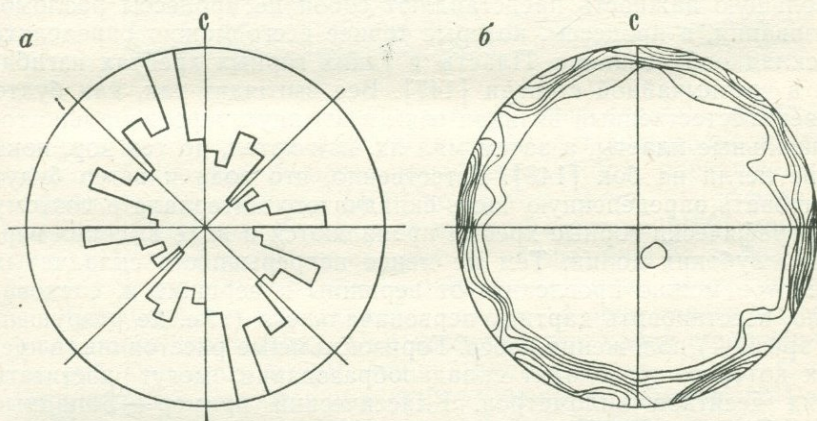


Рис. 15. Полярная гистограмма для нормалей к направлению течений рек в Австрии (а) и Полярная диаграмма плотности распределения трещин в Австрии (б). По Шейдеггеру [146]

ентировки долин можно легко представить в численном виде и впоследствии статистически проанализировать.

Определение наиболее согласующейся ориентировки на гистограмме лучше всего проводить тем же способом, что и в случае с трещинами. С этой целью долина рассматривается, если можно так выразиться, как вертикальная трещина. Затем серия наложенных распределений типа $\exp(k \cos^2 v)$ подгоняется к данным путем использования обычной программы минимизации функции [138].

Проиллюстрируем описанную процедуру на примере Австрии [139]. На рис. 14 (вверху) представлена гидрографическая карта Австрии и дана (справа) ее «спрямленная» схема. Теперь можно выполнить статистический анализ спрямленных направлений. На рис. 15, а показана полярная диаграмма для полюсов-спрямленных направлений рек Австрии, которую можно сравнить с полярной

диаграммой для полюсов трещин той же Австрии (рис. 15, в). Хотя их совпадение не столь очевидно, параметрическая оценка на ЭВМ дает следующие результаты: долины (полюса) — максимум 1 С $172^{\circ} \pm 3^{\circ}$ В, максимум 2 С $92^{\circ} \pm 3^{\circ}$ В; трещины (полюса) — максимум 1 С $5^{\circ} \pm 25^{\circ}$ В, максимум 2 С $92^{\circ} \pm 22^{\circ}$ В.

Совершенно очевидно, по крайней мере в случае с Австрией, что существует отличное совпадение между простиранием долин и трещин. Оно было подтверждено даже на местном уровне в Тироле [141]. Подобные условия были встречены и в других местах, например в Швейцарии [142, 143], Гималаях [144] и на Канадском щите [145].

1.6.5. Складки

Не вызывает сомнения, что при формировании горных хребтов наибольшую важность представляют собой не процессы разломообразования, а процессы, которые точнее всего можно определить как складкообразование. Пласты в таких горных хребтах изгибаются в чрезвычайной степени [147]. Все выглядит так, как будто бы сверхъестественный великан взял и вытянул первоначально горизонтальные пласты, а затем мял их, как хотел, до тех пор, пока они не легли на бок [148]. Естественно, что вода и ветер будут эродировать определенную часть складчатого материала и поэтому физиографически горные хребты проявляются в виде высоких вершин и глубоких долин. Тем не менее непрерывность складчатых горизонтов можно проследить от вершины к вершине и, следовательно, восстановить картину первоначального (т. е. не разрушенного эрозией) положения слоев. Горизонтальные расстояния, в пределах которых происходит складкообразование, могут достигать многих десятков километров. Классический пример — Западные Альпы. Геологи [147] опять же разработали номенклатуру складок. Возможные виды простых складок классифицируются как антиклинали, синклинали и моноклинали. Три типа складок схематически представлены на рис. 16 и не требуют объяснений.

Две стороны складки называются крыльями. Биссекториальная плоскость между двумя крыльями определяется как осевая плоскость (или осевая поверхность) складки. Ось складки представляет собой линию пересечения осевой плоскости с наиболее верхним слоем. Угол, образованный осью с горизонтальной плоскостью, называется углом погружения (рис. 17).

Количественное описание складки — довольно сложный процесс, поскольку требуется определение целого ряда параметров. Так, например, Хансен [149] ввел 12 параметров. Наиболее важные из них те, которые описывают направление, обычно называемое осью складки; последняя представляет собой линию, вдоль которой при складкообразовании не возникают деформации.

Простые типы складок, обсуждавшиеся выше, формируют элементы более сложных структур. Обзор количественной морфологии складок был дан Хансеном [149]. При наложении различных склад-

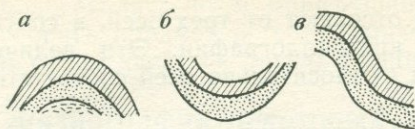


Рис. 16. Три характерных типа складок: антиклиналь (а), синклиналь (б), моноклираль (в)

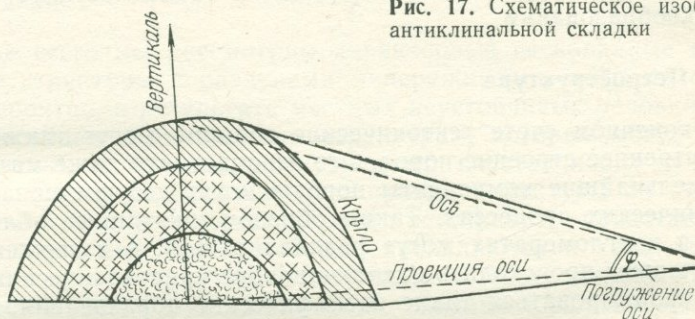


Рис. 17. Схематическое изображение антиклинальной складки

чатых систем может возникать достаточно сложная картина, объяснить которую в полевых условиях бывает достаточно трудно. Было опубликовано большое количество работ, посвященных этой проблеме (Бронгулеева [150] по Средней Азии, Стауффера и Макхерджи [151] для Канадского щита, Лаубшера [152] для Юрских гор). Процесс изучения состоит из наблюдения за направлениями осей b и определения самых распространенных ориентировок.

Следующий класс складок, которые в зоне сдвига называются складками скалывания. Они представляют собой сближенные зигзагообразные структуры между зонами сдвига [153]. Сходными структурами являются складки волочения (например, по Рамбергу [154]), которые представляют собой складки «с квазимоноклиальной симметрией обычно, но не обязательно развивающиеся в относительно тонких компетентных слоях на краях более крупных складок». В этих случаях складки волочения, как правило, встречаются в податливых слоях, располагающихся между более компетентными пластами.

В складчатых областях, по-видимому, возможно ввести «тектоническую» систему координат. В этой системе ось b является осью складки (в пакете складчатых пластов это направление является единственным, которое не подвергается искривлению). Два других направления перпендикулярны к оси b так, что ось c расположена по нормали к слоистости, а ось a — параллельна ей. Единицы выбираются так, чтобы по ним можно было судить о сокращении (если оно имело место), происходящем в процессе деформации. Таким образом, до складчатости ось c была вертикальной, оси a и b горизонтальными, а единицы оставались одними и теми же на всех осях.

Линейные формы обычно изображаются в «тектонической системе координат» в виде соотношения направлений (внутри тектонических единиц), а плоскости выражаются отношением обратных

величин сегментов, которые они отсекают от трех осей, в соответствии с индексами Миллера в кристаллографии. Эти величины обычно обозначаются как h , k и l относительно осей соответственно a , b и c .

Очень удобно соотносить все эти величины с тектонической системой координат, которая находится в зависимости от процесса складкообразования.

1.6.6. Петроструктура

В конечном счете тектонические события могут также влиять на внутреннее строение пород. Это означает, что даже малые и самые мельчайшие компоненты породы могут деформироваться при тектонических процессах. Таким образом, окатанные обломки породы в конгломератах могут раздавливаться, в изверженных породах может происходить расплющивание кристаллических зерен и могут формироваться такие специфические образования, как стилолиты.

Стилолиты представляют особый интерес, так как они относятся к явлениям, связанным с давлением и возникают в основном в известняках и кремнях; они растут от какой-либо поверхности в направлении наибольшего давления (рис. 18). Специального внимания заслуживают горизонтальные стилолиты, которые указывают на тот факт, что максимальное сжатие происходит или происходило в горизонтальном направлении.

Петроструктурные элементы, как правило, бывают линейными или плоскостными. Следовательно, при изучении образцов породы возникает проблема статистического анализа данных. Обычно, как и при анализе трещин, применяются одно или несколько распределений (так называемые распределения Димрота — Ватсона) типа $\exp X (k \cos^2 \nu)$ и определяется наиболее соответствующее положение центра распределения. Когда

речь идет об одном распределении, то здесь проблема аналитически решается с помощью метода собственных функций величин [155]. Описание других, менее точных графических способов было дано Дейротом и Бачезом [156]. Госак [157] и Бернс [158] предложили методы анализа и представления формы валунов (обычно аппроксимлируемые эллипсоидом).

Теория образования структуры приводит нас к сложным проблемам генезиса пород и структурной геологии, так как в породе могут быть зафиксированы все фазы деформации, которым

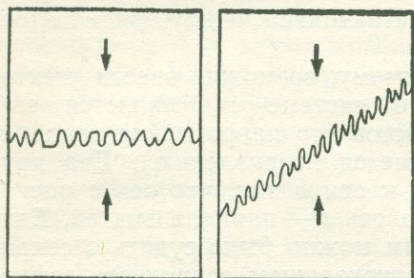


Рис. 18. Стилолитовые столбики, растущие ортогонально (слева) и диагонально (справа) по отношению к данному стилолитовому прослою в направлении наибольшего сжатия. По Шейдеггеру [154а]

она подвергалась после образования. В связи с необходимостью исследовать предмет в геодинамическом аспекте, в данной книге мы не будем касаться других сторон этой необъятной темы.

1.7. Физиография некоторых локальных структур

1.7.1. Введение

Прежде всего мы рассмотрим характерные четковидные и будинажные структуры с раздувами и пережимами, которые образуются, вероятно, в результате местных неустойчивых условий. Затем мы перейдем к диапировым структурам, которые могут быть также связаны с явлениями внутреннего неустойчивого течения материала. Более интенсивные диапировые структуры со значительным внутренним энергетическим источником представлены вулканическими явлениями, которые проявляются в характерном образовании кратеров. О них будет сказано в свою очередь. Далее будут рассмотрены структуры, внешне сходные с кратерами вулканов, т. е. ударные кратеры, образовавшиеся при падении метеоритов. В конце мы рассмотрим движения земной коры, наблюдения за которыми ведутся с помощью геодезических методов.

1.7.2. Будинаж

Особый интерес вызывает наличие будин. Термин «будинажная структура» был введен Лохестом [159]. Это французский эквивалент «колбасной структуры», который применяется для обозначения раздробленного пласта породы, расклиненного ненарушенными породами и расположенного между ними или, в геологическом понимании, для обозначения раздробленного компетентного слоя, расположенного между двумя некомпетентными слоями. Каждый фрагмент раздробленной породы часто по внешнему виду напоминает сосиску, а все вместе они похожи на цепь сосисок. Отсюда и название структуры.

Будины представляют собой продолговатые тела; они были описаны, например, Рамбергом [160] и де Ситтером [161]. Их мощность колеблется [160] от 10 мм до приблизительно 20 м. Длина самых коротких будин чуть больше их толщины; для самых длинных она во много раз больше толщины. Форма будин может быть совершенно различной. Некоторые из них представляют собой многоугольные тела с острыми углами, другие по форме напоминают бочонок или линзу и, наконец, некоторые имеют такой вид, как будто они перекрутились вокруг своей центральной оси.

Будинажные структуры чаще всего встречаются в гнейсах и в областях регионального метаморфизма, где породы хорошо обнажены. Кроме того, они также распространены в некоторых регионах, сложенных сланцами низких ступеней метаморфизма. Однако, как правило, в обнажении видно только двумерное сечение структур, и поэтому делать заключение о трехмерном строении будин иногда достаточно трудно.

Сходные с будинажными структурами морфологические особенности отмечаются у четковидных структур. В них выклинивающийся компетентный слой разламывается не полностью, а равномерно сжимается и раздувается таким образом, что своей формой также напоминает сосиску. Такие текстуры обычны для согласнозалегающих пегматитов и кварцевых жил. Учитывая морфологическое сходство четковидных и будинажных структур, можно предполагать и единое физическое объяснение их образования.

Родственны будинажу и птигматитовые структуры [162, 163]. К ним относятся мелкая складчатость, встречающаяся в гранитных, пегматитовых и аплитовых жилах. Куэнен [164] специфицировал определение добавив, что для того чтобы складку можно было назвать птигматитовой, «необходимо наличие вмещающей массы без признаков смятия. Если это условие брать за основу, то можно сказать, что все жилы, дайки и осадочные пласты проявляют птигматитовые структуры». По Куэнэну [164], «меандрирующие пегматитовые и аплитовые жилы в гнейсах и мигматитах представляют собой типичные явления».

1.7.3. Диапиры

К интересным явлениям относятся и диапиры (купола). В принципе купол можно определять как складку, которая представляет собой антиклиналь по всем направлениям, если смотреть с ее гребня, либо как антиклиналь, ось которой переходит в точку.

Куполами часто называют только такие структуры, которые образуются снизу за счет внедрения вещества [165—166]. К веществам, которые могут внедряться, относятся соли, гипс и другие материалы, обладающие способностью к пластическому течению. Пласты, залегающие над внедрившимся материалом, выталкиваются вверх и образуют купол.

Особый интерес представляют те случаи, когда внедрившийся материал достигает поверхности Земли. В таких случаях говорят о куполе протыкания, морфологический характер которого тот же, что и у кольцевой структуры (рис. 19). Ряд таких структур был открыт в арктической части Канады и описан Гейвудом [169]. Особенно ярким примером является купол Исаксен на о-ве Элlef-Рингнес. В данном случае в ядре залегают породы, представленные гипсом, ангидритом, известняком и базальтом. Вышележащие осадки в результате внедрения этого материала были выгнуты вверх, что вызвало образование разломов и ориентированных радиальных и тангенциально к внешнему контакту осадков с куполом. Осадочные породы даже резко опрокинулись и были перевернуты во многих местах. Последствия диапиризма уже не столь очевидны при удалении от структуры на 3—5 км.

Особый интерес представляют структуры протыкания, которые обнаружены на дне океана. Большое диапировое поле было открыто на континентальном склоне к западу от Анголы (Африка). Диапировые поля встречаются в Мексиканском заливе и других глубо-

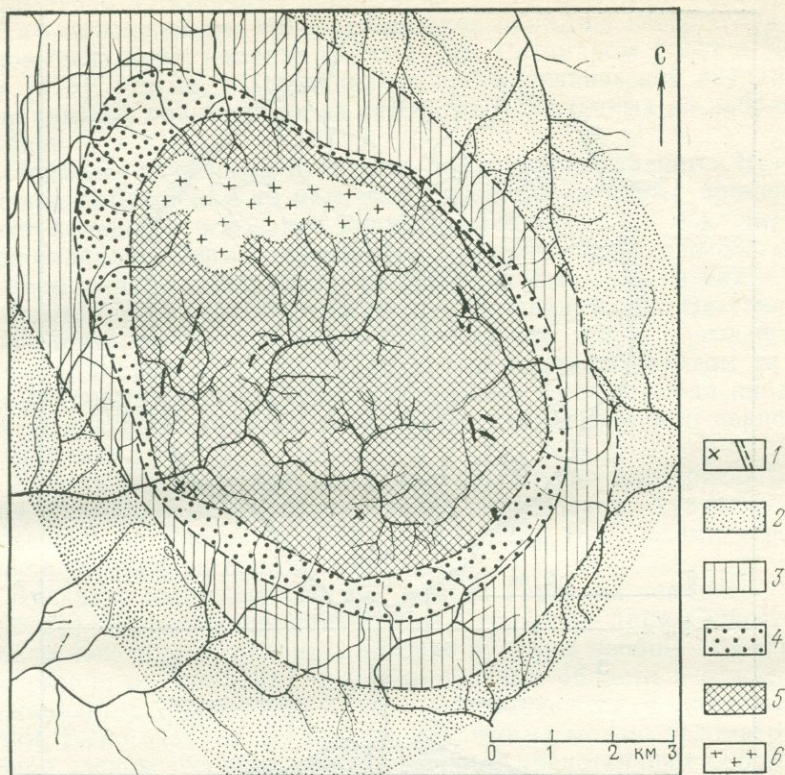


Рис. 19. Геологическая схема купола Исахсен в Канадской Арктике. По Гейвуду [169].

Раннемеловые наиболее молодые породы: 1 — базальт, диабазовые габбро, 2 — формация Хассел, 3 — формация Кристофер, 4 — формация Исахсен; вероятно девонские или более древние породы: 5 — ангидрит, гипс, селенит, известняк; 6 — рассеянные обнажения базальтов и габбро

ководных частях океана [172]. Обычно эти протыкающие структуры принято объяснять внедрением соли, однако, учитывая термические данные, более вероятно их образование в связи с внедрением магматических интрузий*.

1.7.4. Вулканы

Особый вид кольцевых структур, встречающихся на поверхности Земли, обнаружен в связи с явлением вулканизма. Хорошо известно, что в результате вулканизма образуются состоящие из лавы и пепла конусовидные горы, на вершинах которых имеются один или несколько кратеров. Обнаружено, что газ и лава извергаются

* Имеющиеся сейчас данные говорят о природе этих структур как соляных диапиров.— *Прим. ред.*

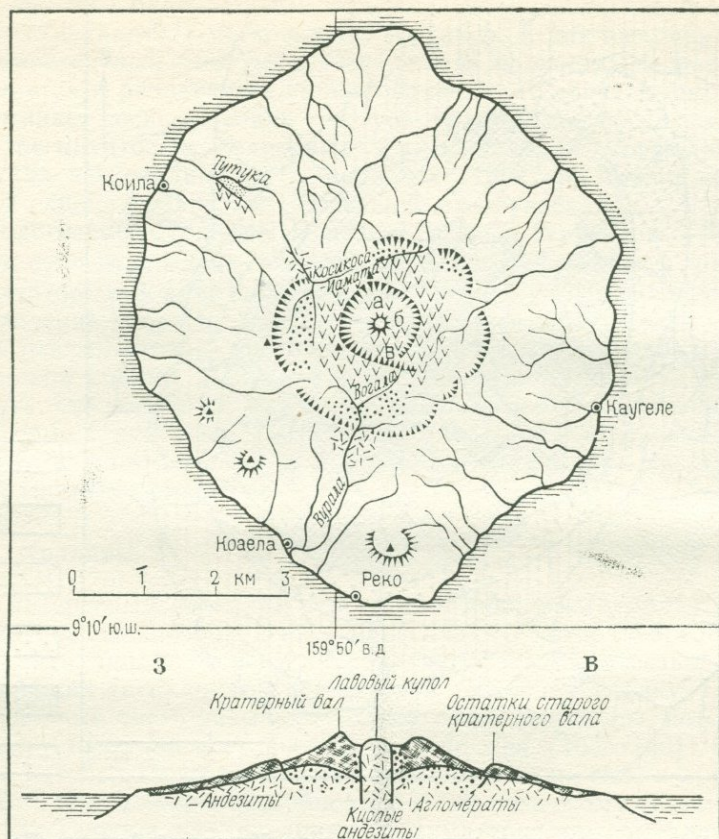


Рис. 20. Вулкан Саво, Соломоновы острова. По Гроверу [178].

а — кратер; б — лавовый купол; в — горячие участки поверхности

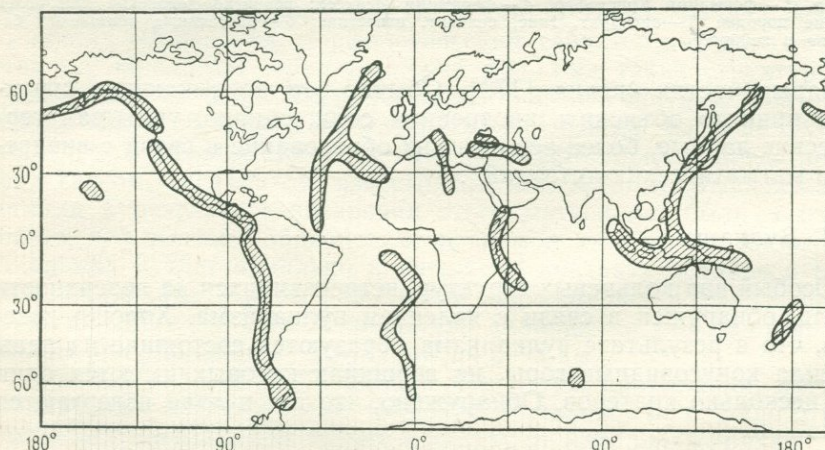


Рис. 21. Распространение главной вулканической деятельности на Земле (области вулканической активности заштрихованы)

из кратеров в различных пропорциях, часто приводя к катастрофическим пароксизмам. Морфологическое описание извержения вулканов было дано, например, Руэ [173], Риттманом [174] и Коттоном [175]. Магма, извергающаяся при вулканической активности, по-видимому, поднимается из камер, расположенных на небольшой глубине.

Наиболее изученным вулканом, без сомнения, является Везувий, так как наблюдения за ним ведутся еще с античных времен. Он имеет кольцевое основание диаметром около 16 км. Склоны вулкана сначала полого поднимаются до высоты примерно 585 м над уровнем моря, а выше образуют две вершины. Одна из них — Монте-Сомма, другая — собственно конус Везувия. Конус Везувия возвышается примерно на 1300 м над уровнем моря, и угол его наклона примерно около 30° , и состоит он главным образом из рыхлых пепловых отложений. На протяжении всего периода наблюдения за вулканом периоды активности сменялись у него периодами спокойствия.

Данное описание Везувия довольно типично для среднего вулкана. Специальные морфологические исследования вулканов были проведены во многих регионах мира [177—182]. Схема строения типичного вулкана дана на рис. 20.

Вулканы встречаются во многих районах земного шара (рис. 21). Их скопления приурочены к границам плит. Существуют, однако, некоторые границы плит, где вулканы вообще отсутствуют (например, в Гималаях), и внутриплитные области с отчетливым вулканизмом (такие как Конго) выстраиваются в линейные цепочки. Было сделано предположение, что их можно рассматривать в виде следов «горячих точек», которые представляют собой «пылающие» отверстия в коре и вследствие этого регистрирующие движения плит [183, 184].

1.7.5. Астрооблемы

К другому типу характерных локальных структур относятся кратерообразные углубления в земле, очевидно, вызванные ударами метеоритов. Бесспорные примеры таких кратеров обнаружены в Аризоне [185] (кратер Беррингер), в Северном Квебеке (кратер Нью Квебек) и в некоторых других местах [187—189]. Характерный профиль такого кратера показан на рис. 22.

Процессы эрозии и выветривания незамедлительно сказываются на морфологии кратеров. Поэтому можно предположить, что в прошлом на Землю выпадали метеориты, но в настоящее время структуры ударного происхождения выделяются не всегда отчетливо. В этом случае принято говорить об «ископаемых кратерах», кольцевые структуры которых заполнены и другим инородным материалом. Дальнейшие преобразования таких кратеров могли происходить во время оледенения, и в настоящее время их, вероятно, можно распознать лишь по изменениям в растительности, что объясняется различием почв в областях, подвергнувшихся разрушению, и не испытавших его. Этим и обусловлена трудность поиска

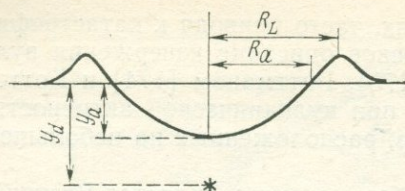


Рис. 22. Контур поперечного сечения кратера. По Вайту [189а].

R_L — радиус края; R_a — видимый радиус; y_d — глубина погребения; y_a — видимая глубина

вероятных ископаемых кратеров. Тем не менее, было точно установлено, что многие кольцевые структуры образовались от удара метеорита.

Эти результаты побудили к поиску на поверхности Земли других структур, образование которых могло быть вызвано ударами метеоритов. Одной из характерных особенностей метеоритных кратеров является их почти совершенная круглая форма. В результате были предложены гипотезы, что залив Св. Лаврентия [190] или бассейн Садбери [191] образовались от ударов гигантских метеоритов. Подобные гипотетические метеоритные структуры были названы «астроблемами». Астроблемным событием иногда объясняют уникальное повсеместное вымирание фауны в конце мелового периода; более крайние точки зрения основаны на предположении о столкновении с кометой [192].

Проблема точной идентификации крупномасштабных кольцевых структур как несомненных астроблем чрезвычайно сложна. Вероятным диагностическим признаком является наличие «конусов дробления», конической формы продуктов ударного метаморфизма, преимущественно вызванного падением обломков метеорита [194, 195]. Следует заметить, однако, что иногда этим структурам приписывают также тектоническое происхождение [196]. При выделении кольцевых структур в качестве импактных определенную помощь [197, 198] оказывает изучение гравитационных аномалий вокруг них. В связи с этим в дополнение к уже упомянутым ранее структурам к вероятным астроблемам относят Рис [199] в ФРГ, Бушвельдский комплекс в Южной Африке [200], структуру Элгыгтин в Сибири [201], структуру Ил Руло в Квебеке [202] и Аномалию Земли Уилкса в Антарктике [203]. Помимо этого Сол [204] выделил еще ряд вероятных астроблем.

Характерная особенность крупномасштабных астроблем, отличающая их от меньших кратеров — наличие характерного «горба» в середине астроблемы [205]. Типичное строение астроблемы показано на рис. 23.

Исходя из вышесказанного, можно предположить, что Земля подвергается ударам метеоритов не менее часто, чем Луна, поверхность которой испещрена ударными кратерами. Различие внешнего вида Земли и Луны объясняется, по-видимому, существованием атмосферы (а с ней и экзогенных факторов) у первой и отсутствием ее у второй. Это хорошо видно на карте Северной Америки (рис. 24) с отмеченными на ней более или менее точно определенными местами падения ископаемых метеоритов (по Завацкому [205, 206]).

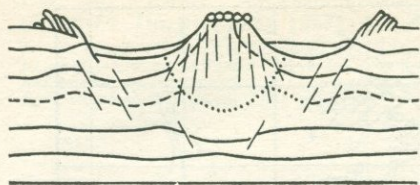


Рис. 23. Типичный разрез астроблемы. По Заватскому [207]



Рис. 24. Места ударных метеоритных структур в Северной Америке. По Заватскому [208]

1.7.6. Последледниковые и современные движения

1.7.6.1. Общие сведения

Совершенно очевидно, что поверхность Земли не находится в статичных условиях. Тот простой факт, что горы непрерывно разрушаются за счет воздействия ветра, воды и льда и что эти процессы поддерживаются в стационарном состоянии, указывает на наличие геодинамических движений. Скорости деформации Земли колеблются на протяжении длительных временных интервалов. Ленсен [209] разработал специальную терминологию для освещения этой проблемы. Однако особый интерес вызывают последледниковые (примерно последние 10 000 лет) и современные движения. Обычно различают вертикальные и горизонтальные движения, так как методы измерения и интерпретации их коренным образом отличаются в обоих случаях.

1.7.6.2. Вертикальные движения

1. *Методы.* Первоначально рассмотрим вертикальные движения. Для распознавания вертикальных движений применяются геологические, геоморфологические и геодезические методы.

Геологические данные основываются на анализе состава отложений. Исходя из наличия тонкозернистых осадков типа алеврита, глины или ила, которые обычно отлагаются на дне морей, можно сделать вывод, что когда-то такие районы были опущены ниже уровня моря. Точно также могут быть выделены лагунные и рифовые фации, или же установлены древние береговые линии. В связи с этим представляется возможным датировать время перехода отдельной точки из морской в сухопутную обстановку. Пионером

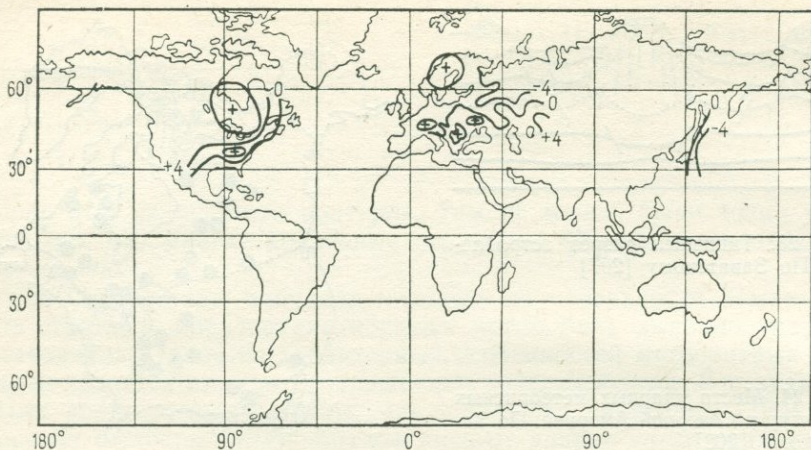


Рис. 25. Современные тенденции вертикальных движений коры, определенные геодезическими методами (изолинии даны в мм/год). По Вискосилу [218]

такого типа исследований был де Гиер [210]. Естественно, что здесь следует принимать в расчет и глобальные (эвстатические) колебания уровня моря.

Геоморфологические данные могут базироваться на анализе древних речных русел или глубины уровня грунтовых вод [212].

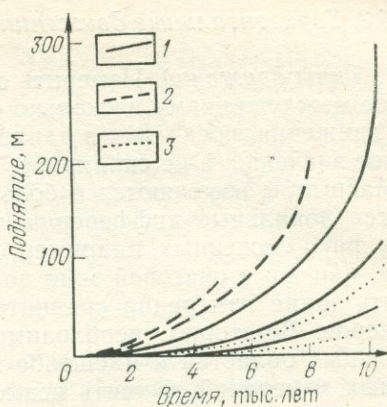
В основе мареографических доказательств лежит регистрация современного уровня моря с помощью мареографа [213]. При этом приходится принимать во внимание проблему уменьшения шума.

Наконец, независимым методом является повторное геодезическое нивелирование профиля, проводимое раз в несколько десятилетий. Это дает скорости относительного смещения точек на профиле. В последние годы был достигнут значительный прогресс в отношении как совершенствования используемых приборов, так и интерпретации полученных данных [214, 215].

2. *Результаты.* Список литературы, в котором приводятся данные о скоростях современных вертикальных движений, весьма обширен. Некоторые результаты были обобщены Гопвани и Шейдгером [216], другие представлены на симпозиуме по данному вопросу, проходившему в 1975 г. в Цюрихе [217]. Современная крупномасштабная глобальная картина вертикальных движений показана на рис. 25. На этой глобальной картине сразу можно выделить две отчетливые области поднятия. Это регионы вокруг Балтики и Гудзонова залива. Палеоклиматические исследования показывают, что во время последнего ледникового периода эти области были покрыты льдами; поэтому поднятие обычно интерпретируется как «отдача» коры после снятия нагрузки за счет таяния льда примерно 10 000 лет назад. Особенно тщательно был изучен район Балтики; классические исследования принадлежат Куккамьяки

Рис. 26. Кривые послеледникового поднятия. По Шофилду [227].

1 — Великие озера; 2 — Арктическая Канада; 3 — Фенноскандия. Начало таяния ледников соответствует нулю; для каждой области оно имеет свое значение



[219, 220] и Гутенбергу [221]. Более ранние результаты в целом подтвердились [222, 223]. Сходная картина наблюдается и в районе вокруг Гудзонова залива [224—226]. На рис. 26 приводится сводка по скоростям поднятия в областях, ранее покрытых льдами [227].

Высокие скорости поднятия отмечаются не только в областях, возникающих после снятия ледниковой нагрузки [228, 229], но и на высоких горных хребтах. Так как по имеющимся данным скорости эрозии [230] составляют несколько миллиметров в год, то и скорости поднятия должны приближаться к этому значению; в противном случае горные хребты должны очень быстро исчезнуть. Действительно такие скорости поднятия отмечаются в Швейцарских [231—233] и Австрийских Альпах [234, 235], в Карпатах, в Понто-Капсийском [237] орогенном регионе и в Южной Калифорнии [238, 239]. В целом, однако, нельзя утверждать, что в рифтах всегда отмечается опускание. Поскольку в соответствии с общепринятой моделью в таких областях материал поднимается снизу, вертикальные движения могут быть направлены и вверх, и вниз. Так, например, поднятия были обнаружены в Исландии и Аденском заливе [244].

Данные для континентальных кратонов также неоднозначны: можно обнаружить и опускания, и воздымания. Так, можно говорить о воздымании Африки (по крайней мере в третичный период) относительно Америки, Австралии и Европы [245]. Для четвертичного времени на Рейнском своде было обнаружено воздымание. С другой стороны, отмечается опускание в Чехословакии [247] (1,5 мм/год) и во Франции (26 мм/год) [248].

В итоге можно утверждать, что поднятия большой амплитуды приурочены в основном к активным горным хребтам, расположенным на континенте, и ледниковым областям, освободившимся от нагрузки ледников. На кратонах и в рифтовых зонах природа вертикальных движений может быть направлена в любую сторону.

1.7.6.3. Горизонтальные движения

1. *Типы движений.* Измерить относительное горизонтальное движение между точками несколько сложнее, чем измерить вертикальные движения, поскольку в данном случае следует определить векторное значение, а не скалярное.

Масштабы изменяются в большом диапазоне. Во-первых, измеряются локальные дифференциальные перемещения точек земной коры, расположенных, например, по разные стороны активного разлома, или же в очаговой зоне до землетрясения и после него. Получить такие измерения сравнительно просто повторным замером маркеров. Во-вторых, необходимо пытаться определить движения отдельных областей в масштабе континентов и, в-третьих, — путем прямых измерений выявить возможные движения континентов относительно друг друга.

2. *Локальные движения.* Определение двух точек земной поверхности относительно друг друга осуществляется методом повторной геодезической съемки. Новейшие приборы позволяют производить измерения с ошибкой около 10^{-6} от расстояния.

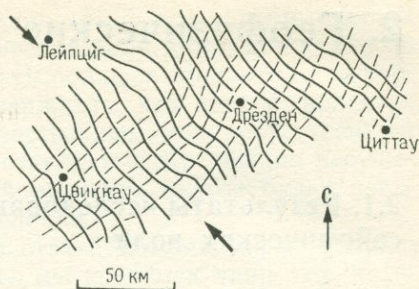
Полученные измерения используются для определения локальных смещений «неустойчивых земель», таких, как осыпи на склонах, оползни и т. д. Обычно такие движения вызываются гравитационными силами. Более крупные масштабные движения, например, связанные с расколами и замыканием долин, могут быть частично обусловлены полем тектонических напряжений [249—252].

На протяжении длительного отрезка времени ведутся наблюдения за накоплением деформации поперек разломов, расположенных, в частности, в Калифорнии [253—260] и на Аляске [261, 262]. Вблизи разлома Сан-Андреас скорости деформации сдвига равны 10^{-6} в год. С точки зрения перемещений это составляет: для разлома Сан-Андреас 10 мм/год, для других разломов в Калифорнии — до 20 мм/год; для Альпийского разлома в Новой Зеландии максимальная цифра 70 мм/год.

В настоящее время выполнено большое число исследований поверхностных движений, ассоциирующихся с землетрясением. Сильные землетрясения ($M \geq 7$) связывают с явными и значительными смещениями на поверхности Земли. В Японии детальным исследованием таких явлений занимался Сато [266]. На Аляске то же самое проделал Паркин [267], а в Исландии — Трайггвасон [268].

3. *Региональные исследования.* Следующий уровень исследований относится к изучению напряжений не локального, а регионального масштаба. Наиболее удачная идея в этой области основана на сравнении геодезических сетей, выполненных в последовательные отрезки времени. Этот метод с успехом был применен Тармом и др. [269] для региона Саксонии, где период времени между двумя очень точными наблюдениями составил около 80 лет. В принципе смещение координат «фиксированных» точек отражает непосредственно прирост тензора деформаций между двумя съемками. Таким образом, можно рассчитать основные направления дефор-

Рис. 27. Эпюры деформаций, полученные при сравнении геодинамики сетей на территории ГДР (жирными линиями обозначены направления сжатия). По Таму и др. [269]



мации (по крайней мере в плане), которые изображены на рис. 27 в виде траекторий деформаций. В свою очередь видно, что максимальное сжатие ориентировано в северо-западном направлении. Такие же исследования были проведены и в Японии [270].

4. *Глобальные исследования.* Возможность подтверждения (или опровержения) перемещения при дрейфе континента, как постулируется теорией «новой глобальной тектоники», представляет огромный интерес. Скорости их движения равны примерно 30—40 мм/год [271]. Для того чтобы получить определенные результаты, подтверждающие это перемещение, недостаточно только метода статистического анализа геодезических измерений [272]. Однако есть надежда, что геодезическая съемка, проводимая со спутников, позволит в недалеком будущем получить более точные данные*. Следует отметить, что движение континентов в принципе подтверждается наблюдениями другого рода. Так, Провербье и Кесада [273, 274] показали, что вековые изменения широт и долгот точно совпадают со значениями относительного перемещения континентов, постулируемыми теорией тектонических плит и другими геофизическими (например, магнитными) данными.

* В 1983 г. появились первые надежные результаты, полученные со спутников, о перемещении Австралии и ложа Тихого океана относительно Северной Америки примерно в том же направлении, какое предполагает тектоника плит, но со скоростью в 1,5—2 раза большей, чем вытекает из осреднения за первые миллионы лет.— *Прим. ред.*

2. Геофизические данные о Земле

2.1. Результаты исследования распространения сейсмических волн

2.1.1. Землетрясения и сейсмические волны

Сейсмология, т. е. изучение землетрясений, дает существенную информацию о строении Земли. Землетрясения представляют собой толчки, которые происходят внутри Земли. Вероятно, каждый толчок зарождается в каком-то малом регионе по сравнению с Землей в целом; для решения большинства задач этот регион можно принимать за точку и считать его очагом землетрясения. Точка на поверхности Земли, расположенная непосредственно над очагом, называется эпицентром землетрясения.

Эффект землетрясений регистрируется сейсмическими станциями всего мира. Станции оснащены сейсмографами, которые способны усиливать и регистрировать любое сотрясение земной поверхности. Сейсмограф записывает сейсмограмму, т. е. линию, отражающую колебания Земли в выбранном направлении. Любое изменение амплитуды, или частоты на сейсмограмме землетрясения называется фазой. Основные фазы на сейсмограмме землетрясения обозначаются как P , S , L и, как было установлено, отражают первые вступления поперечных и продольных объемных и поверхностных волн соответственно (см. раздел 3.2.1). Периоды колебания возрастают от P - до S -волн; наибольшие периоды волн соответствуют собственным колебаниям Земли.

Различные фазы имеют на сейсмограмме характерные особенности, заметные даже на глаз. Поэтому очень часто опытные исследователи по записям станции могут установить не только тип фазы, но даже положение эпицентральной области землетрясения. Саймон [1] опубликовал каталог типичных фаз сейсмограммы.

Одним из основных результатов экспериментальной сейсмологии было выявление возможности рассматривать «фазы» как движущиеся вдоль «лучей». Поэтому теперь мы можем составлять таблицы времени вступления различных фаз и прослеживать их путь в недрах Земли. Время вступления фазы по существу зависит не от местоположения эпицентра и станции, а от эпицентрального расстояния и глубины очага.

Таким образом, сейсмология позволяет получать данные о Земле по двум направлениям: во-первых, можно анализировать эффект, который оказывают глубины Земли на проходящие сквозь них упругие волны, и, во-вторых, изучать причину возникновения и механизм самого землетрясения.

В первую очередь обратим внимание на факты, которые могут быть получены при анализе сейсмических волн, проходящих сквозь Землю; это даст возможность собрать большое количество информации о недрах Земли. Можно утверждать, что вопрос, является ли источник сейсмических волн естественным или искусственным (обычные и ядерные взрывы), представляется совершенно несущественным. Обсуждение природы сейсмических очагов будет предložено вниманию читателей в разделе 2.2.

Существует большое количество статей и монографий по различным аспектам сейсмологии. Здесь мы коснемся лишь тех, которые имеют отношение к геодинамике. Тем, кого проблема интересует в более широком плане, рекомендуем обратиться к другим источникам [2—11].

2.1.2. Разделение Земли на слои

Исследование записей, получаемых на сейсмостанциях в результате естественных и искусственных землетрясений, представляет большую сложность. Искажение различных сейсмических фаз на поверхностях раздела подчиняется целому ряду законов, поэтому возникает необходимость теоретического исследования этих законов. Обзор теоретических исследований дается в книгах по сейсмологии, упомянутых в разделе 2.1.1.

Основной вывод, который позволяет сделать изучение прохождения упругих волн в пределах Земли, заключается в существовании двух главных поверхностей раздела, которые делят недра Земли на три слоя, получившие названия коры, мантии и ядра.

Самый внешний раздел называется поверхностью Мохоровичича (по фамилии ее открывателя [12]) и лежит на глубине от 5 до 60 км ниже поверхности Земли. Здесь скорость продольных упругих волн возрастает скачками от достаточно низкой величины до относительно постоянной, составляющей приблизительно 8 км/с. Эта граница отделяет кору от мантии Земли.

Вторая поверхность раздела является границей ядра и расположена на глубине 2900 км ниже поверхности Земли (открыта Олдохом [13] и Гутенбергом [14]). На этом уровне поперечные упругие волны исчезают, из чего следует, что ядро находится в жидком состоянии. Было, однако, выяснено, что внутри основного ядра существует еще внутреннее ядро, которое представляет собой твердое тело (см. раздел 2.1.5).

Кроме того, из годографов объемных *P*- и *S*-волн можно определить скоростной разрез Земли вне разделов. Хотя в принципе это достигается обращением зависимости времени от расстояния в зависимости скорости от глубины, практические расчеты очень сложны. На рис. 28 приводятся последние результаты, полученные Гедоном и Булленом [15].

Следует отметить, что приведенные выше величины являются средними значениями. В верхней мантии океанических регионов имеет место значительная горизонтальная анизотропия (около

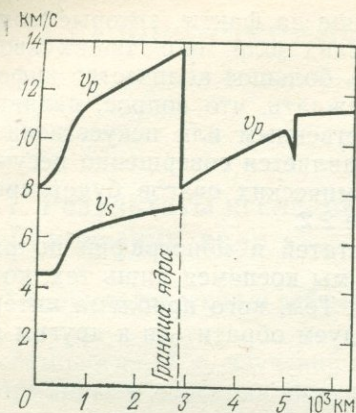


Рис. 28. Скорость распространения P - и S -волн внутри Земли. По Хеддону и Буллену [15]

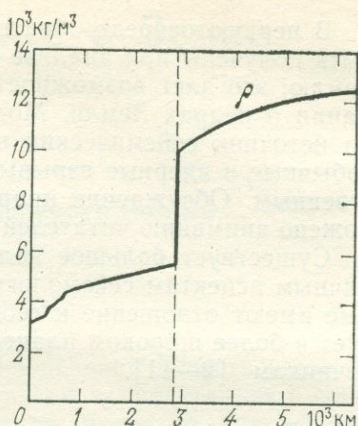


Рис. 29. Распределение плотности внутри Земли. По Хеддону и Буллену

5%), причем направление, по которому наблюдаются максимальные скорости, перпендикулярно к простиранию магнитных аномалий в данной точке [16].

Значение скоростей P - и S -волн могут использоваться при подсчете распределения плотности внутри Земли. Уравнение равновесия на расстоянии r от центра Земли требует, чтобы

$$dp/dr = -g\rho = -\kappa m\rho/r^2, \quad (2.1.2-1)$$

где p — давление, g — гравитационное притяжение в данной точке, ρ — плотность, m — масса вещества внутри сферы радиуса r и κ — гравитационная постоянная. Предположив наличие адиабатических условий в однородном веществе, мы получаем

$$\frac{k}{\rho} = \frac{dp}{d\rho} = v_p^2 - \frac{4}{3}v_s^2, \quad (2.1.2-2)$$

где k — (адиабатическая) несжимаемость, а v_p и v_s означают местные p - и s - скорости соответственно. Это есть следствие теории упругости (см. уравнения 3.2.1—17/18 и 3.2.1—6 в).

Отсюда

$$\frac{d\rho}{dr} = -\frac{\kappa m\rho}{r^2\left(v_p^2 - \frac{4}{3}v_s^2\right)}. \quad (2.1.2-3)$$

Это уравнение можно решать в численном виде, хотя и существует некоторая трудность в определении аналитического пересчета продолжения при переходе через поверхности раздела. К счастью, оказывается, что те разнообразные разумные предположения, которые могут быть высказаны, не влияют в большой степени на результат; поэтому плотностной разрез Земли, по-видимому, достаточно близок к тому, который вычислен Геддоном и Булленом [16 а] и показан на рис. 29.

Рис. 30. Распределение давления внутри Земли [16а]

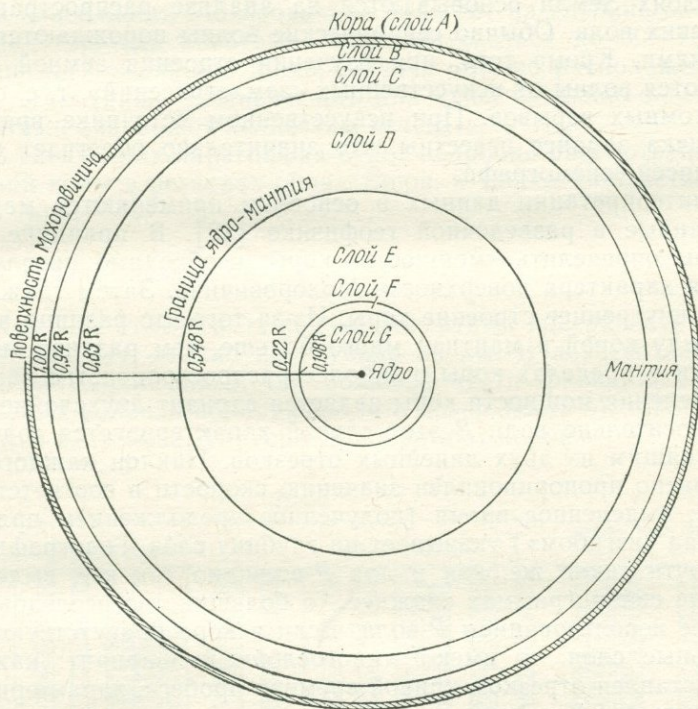
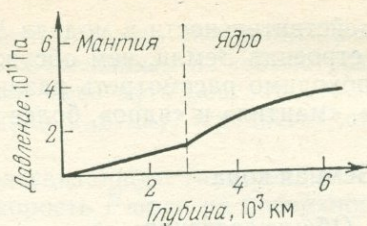


Рис. 31. Принципиальная модель Земли Буллена [18]

Если известно распределение плотности, то из закона всемирного тяготения можно вычислить распределение давления (рис. 30).

Суммировав всю вышеизложенную информацию, можно установить определенную модель Земли [17]. По существу, выше была рассмотрена модель Буллена [18]; другие модели были предложены Молоденским. При составлении модели Земли ее подразделяют на различные слои с однородным составом и с более или менее однородными физическими свойствами. Модель Буллена (основная) изображена на рис. 31.

В действительности в модели Буллена видно большее число деталей строения Земли, чем обсуждалось до сих пор. Следовательно, необходимо рассмотреть различные области, обозначенные как «кора», «мантия» и «ядро», более подробно.

2.1.3. Земная кора

2.1.3.1. Общие сведения

Как уже отмечалось, все наши сведения о различных характерных слоях Земли основываются на анализе распространения сейсмических волн. Обычно сейсмические волны порождаются землетрясениями. Кроме того, при изучении строения земной коры используются волны от искусственных «землетрясений», т. е. обычных и атомных взрывов. При искусственном источнике время и место толчка заранее известны, что значительно облегчает обработку записей сейсмографа.

Для интерпретации данных в основном применяются методы, разработанные в разведочной геофизике [19]. В принципе, для того чтобы определить «мощность» коры, необходимо проследить изменения характера поверхности Мохоровичича. Затем также определяют внутреннее строение коры. Из-за того что разница в скорости между корой и мантией много больше, чем разница между скоростями в пределах коры, наиболее распространенным вариантом определения мощности коры является вариант двухслойной задачи. Относительно волн P этот случай характеризуется годографом, состоящим из двух линейных отрезков. Наклон каждого отрезка обратно пропорционален значению скорости в соответствующем слое; выделенное время (полученное продолжением прямого отрезка над «изгибом») указывает на глубину слоя. Годографы для S -волн почти такие же, как и для P -волн, но так как выделить S -волны на сейсмограммах сложнее, то большинство исследований проводят с использованием P -волн. Если в коре присутствуют дополнительные слои, то имеют «многослойный» вариант: каждый слой представлен отрезком кривой времени пробега, характеризующимся наклоном и перехватом, из которых могут быть выведены глубина, мощность и скорость волн. Если скорость постоянно увеличивается с глубиной, или если ее значения изменяются, то задача интерпретации сейсмограмм значительно усложняется. Более полные ответы по данному вопросу читатель может найти в работах, посвященных разведочной геофизике; в данном случае будут изложены только те результаты, которые представляют важное значение для геодинамики.

Для определения мощности земной коры можно также использовать поверхностные волны. Эти волны характеризуются таким явлением, как дисперсия скорости. Фазовая (или групповая) скорость волн представляет собой функцию частоты. В двухслойном случае эта функция зависит от скорости и мощности верхнего и нижнего слоев. В многослойном варианте эта зависимость стано-

вится более сложной. Соответственно можно определить мощность слоя по дисперсионным кривым, вычисленным из сейсмограмм землетрясения. Эти кривые отражают весь путь поверхностных волн, поэтому мы можем получить лишь картину «среднего» строения коры [20].

Главным результатом анализа указанного типа является вывод, свидетельствующий о том, что скорость P -волн на поверхности Мохоровичича равна, как отмечалось, приблизительно 8,1 км/с. Кроме того, оказывается, что существует два основных типа строения коры: континентальный и океанический. Как правило, под континентами поверхность Мохоровичича залегает на глубине около 35 км, но под горными хребтами может опускаться до 60—70 км. Под океанами поверхность Мохоровичича обычно расположена на глубине 5 км (ниже океанического дна); под срединно-океаническими хребтами она может полностью исчезать.

В следующих параграфах будет подробно рассмотрено строение земной коры в регионах обоих типов, а также в областях переходного типа.

2.1.3.2. Континенты

Как уже отмечалось, под континентами поверхность Мохоровичича залегает обычно на глубине 35 км. В действительности это значение справедливо для большей части равнинных областей. В горных районах обнаружено, что поверхность Мохоровичича опускается настолько, что горы приобретают корни.

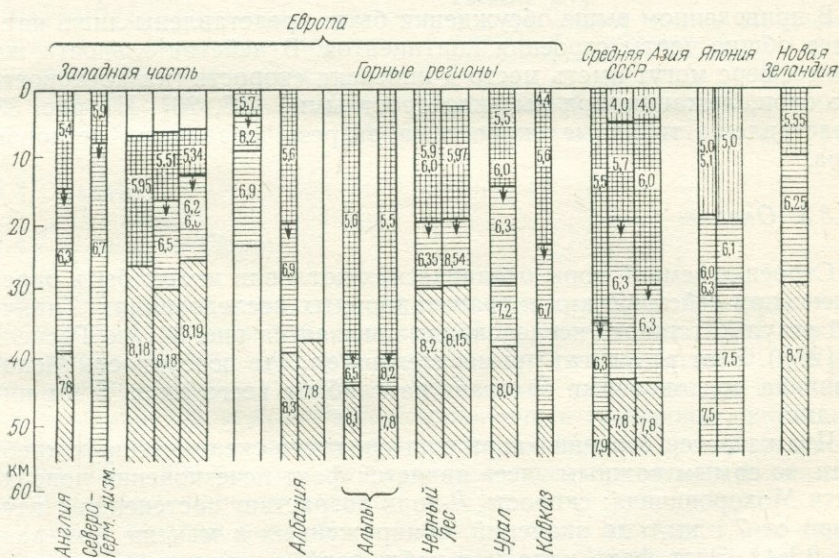


Рис. 32. Типичные сейсмические разрезы континентов. По Саваренскому и Кирносу [22]

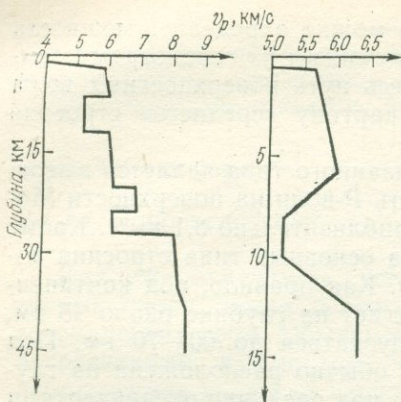


Рис. 33. Модель распределения скорости P -волн в континентальной коре (слева — горы Юра на границе Франции и Швейцарии, справа — средний запад Северной Америки). По Мюллеру [25]

В пределах коры может существовать несколько дополнительных сейсмических границ. Наиболее важной из них является поверхность Конрада [21], где скорость сейсмических волн скачкообразно увеличивается примерно с 6,1 до 6,4—6,7 км/с. Эта поверхность залегает на различных глубинах в континентальных регионах и, как предполагают, отделяет «гранитный» слой от «базальтового» (или промежуточного); однако не следует вкладывать сколько-нибудь большого геохимического различия в это подразделение земной коры. В свете существования поверхности Конрада проблема корней гор приобретает несколько иной ракурс.

Вполне возможно, корни гор соответствуют скорее поверхности Конрада, а не поверхности Мохоровичича. Такое утверждение основывается на примерах гор Средней Азии [23] и Калифорнии [24]. Таким образом, «корни гор» могут располагаться в «гранитном» или «базальтовом» слое, а в некоторых случаях вообще отсутствовать. Серия типичных скоростных разрезов континентов показана на рис. 32.

В приведенном выше обсуждении были представлены лишь наиболее общие черты строения континентов. В действительности же в литосфере могут иметь место и инверсии скорости (низкоскоростные слои, лежащие под высокоскоростными) [25, 26]. На рис. 33 представлены типичные скоростные разрезы различных регионов мира.

2.1.3.3. Океаны

Строение земной коры океанических котловин может быть определено при сейсмических и гравитационных исследованиях. Типичный результат такого исследования показан на рис. 34 (по Гаскеллу [27]). Этот результат примечателен тем, что поверхность Мохоровичича под океанами залегает на глубине всего лишь 5 км ниже дна.

Что касается строения коры под срединно-океаническими хребтами, то самым важным здесь является факт исчезновения поверхности Мохоровичича: скорость P -волн возрастает постепенно с глубиной от 7,1 км/с до значений, обнаруженных в мантии (см. раздел 2.1.4). Этот факт наряду с наблюдением, свидетельствующим о том, что породы океанического дна очень молоды, приводит к гипотезе, из которой следует, что вещество мантии изливается воз-

ле хребтов, постепенно в виде плиты продвигается к ближайшим окраинам континентов и здесь субдуцируется.

Такая последовательность соответствует и «плито-тектоническому циклу», состоящему из рифтинга, дрейфа и субдукции (см. раздел 1.5.3).

2.1.3.4. Переходы и преобразования между корой континентов и океанов

Как правило, различная скоростная структура коры континентов и океана вызывает естественный вопрос относительно возможности преобразования одного типа коры в другой. Например, Мюллер [28] считал, что такое преобразование является частью цикла эволюционного процесса. Образование «шейки» в рифтовых зонах приводит к утонению коры. При продолжающемся рифтинге расколовшиеся части будут удаляться друг от друга. В пространстве, образующемся между ними, при излиянии вещества мантии должна формироваться океаническая кора, что и составляет сущность плито-тектонического цикла.

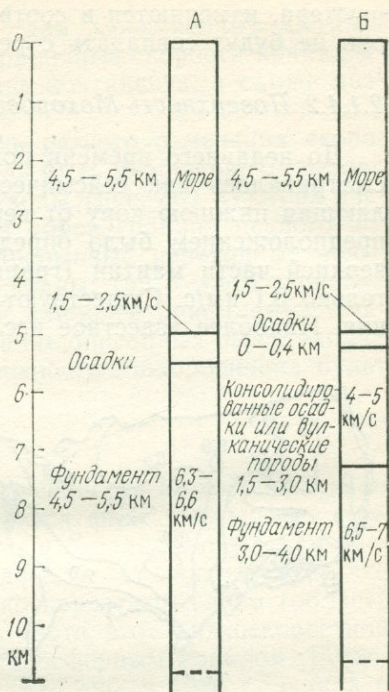


Рис. 34. Характерные разрезы земной коры в океанических областях. По Гаскелу [27].

А — глубоководный тип на абиссальных равнинах, Б — вулканический тип в зонах размыва архипелага

2.1.4. Мантия

2.1.4.1. Общие сведения

Как уже отмечалось, мантия захватывает область между поверхностью Мохоровичича и границей ядро — мантия. Как показано на рис. 34, в мантии очерчиваются различные регионы. В первую очередь возникает вопрос относительно характера (в сейсмическом смысле) поверхности Мохоровичича и граничной скорости. Далее имеется так называемая верхняя мантия, которая достигает глубины 600—800 км (самые глубокие землетрясения). И, наконец, существует нижняя мантия.

Данные по этим различным областям были получены при анализе сейсмограмм землетрясений и взрывов. Метод исследования обычно заключается в том, что синтетические сейсмограммы, основанные на теоретических моделях и полученные с помощью ком-

пьютера, изменяются в соответствии с моделями до тех пор, пока они не будут совпадать с реально полученными сейсмограммами.

2.1.4.2. Поверхность Мохоровичича

До недавнего времени поверхность Мохоровичича обычно рассматривалась как сейсмическая граница первого порядка, отделяющая нижнюю кору от верхней мантии. В соответствии с этим предположением было определено, что скорость P -волн в самой верхней части мантии (граничная скорость) достигает приблизительно 8,1 км/с. Существуют региональные вариации этого значения. Наиболее известное исследование граничных скоростей было

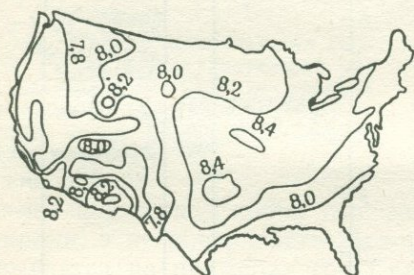


Рис. 35. Скорости P -волн на поверхности Мохоровичича в США (км/с). По Геррину и Таджерту [29]

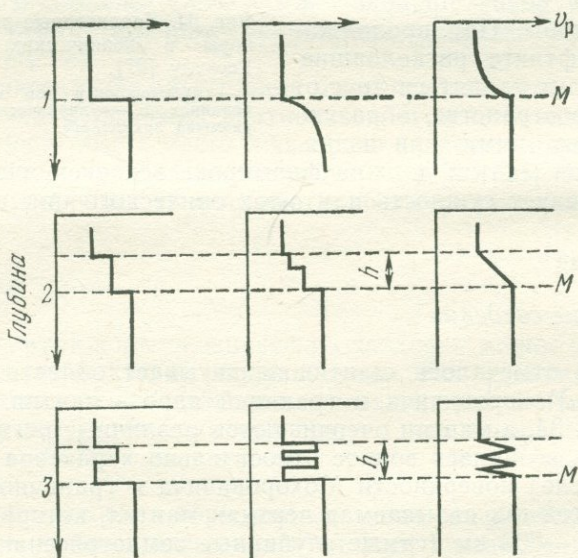


Рис. 36. Типы зависимостей скорости P -волн от глубины для переходной зоны кора — мантия (M)

Тип 1 — предел первого порядка; тип 2 — непрерывности или прерывистые переходные зоны мощностью h меньше длины двух волн; тип 3 — слоистые переходные зоны, состоящие из тонких перемежающихся слоев с высокой и низкой скоростью волн. По Давыдовой [30]

выполнено Герингом и Тегетом [29] для Соединенных Штатов (рис. 35). Видно, что самые высокие граничные скорости принадлежат к стабильным областям в середине континента, а самые низкие — к Скалистым горам.

В последнее время, однако, модель резкого изменения скорости на поверхности Мохоровичича могла быть упрощена. Давыдова [90] рассмотрела все возможные переходы (рис. 36). Из трех рассмотренных видов тип 1 представляет собой границу первого порядка; тип 2 — прерывистые или непрерывные переходные зоны, мощность которых меньше двух длин волны; тип 3 — это слоистые переходные зоны. В настоящее время наиболее приемлемым считается последний тип [31]. Использование описанных выше наблюдений для обеспечения природы поверхности Мохоровичича будет обсуждаться в разделе 2.8.

2.1.4.3. Верхняя мантия

Если продолжать углубляться от поверхности Мохоровичича, то наиболее интересной особенностью явится факт уменьшения скорости; причем это касается как P -, так и S -волн. Однако при увеличении глубины скорости снова возрастают. Из этого следует, что в первом случае мы имеем дело с низкоскоростным слоем (область B на модели Буллена, см. рис. 31); часто этот низкоскоростной слой называют астеносферой, или астеносферным каналом. Гутенберг [32] был, по-видимому, первым, кто еще в 1926 г. заявил о существовании такого канала. Углубляясь в детали, можно сказать, что скорость начинает уменьшаться вблизи поверхности Мохоровичича, оставаясь на этом уровне до глубины почти 200 км. Этот «низкоскоростной канал» обычно рассматривается в качестве подошвы литосферных плит (см. раздел 1.4.2).

Проблема скоростей изучалась многими исследователями. Однако решить ее оказалось не так просто, как представлялось сначала

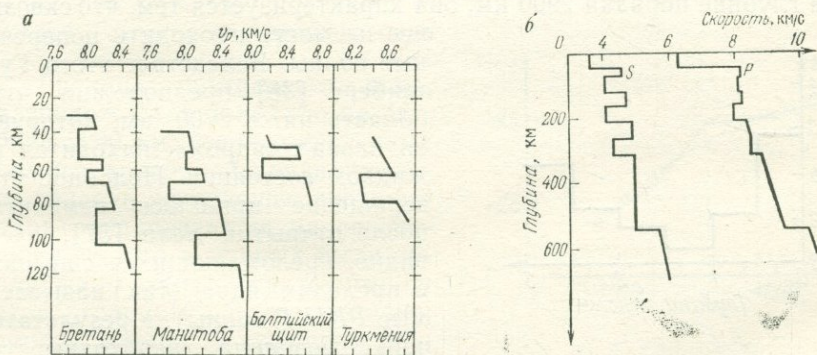


Рис. 37. Скорость P -волн в самой верхней мантии в различных областях Земли (а) по Энсорджу [34] и распределение в зависимости от глубины скорости P - и S -волн в верхней мантии Европы (б) по Мэйер-Роза и Мюллеру [33]

[33]. Так, например, с увеличением глубины скорости постоянно колеблются, то увеличиваясь, то уменьшаясь. Кроме того существуют региональные вариации в скоростном разрезе. Энеорг [34] недавно собрал все имеющиеся по этому вопросу данные; на рис. 37 приводятся некоторые типичные результаты для самой верхней части мантии.

Область, находящаяся под слоем *B* в модели Буллена (см. рис. 31) и называемая слоем *C*, или «переходным слоем», представляет собой интервал, на котором ниже примерно 600 км происходит быстрое увеличение скорости. Бёрч [34] предполагает наличие в данной области на глубине 900 км раздела, связанного с изменением вещественного состава. Этот вопрос более подробно будет рассмотрен в разделе 2.8.

«Переходный» слой (*C*) отделяет «верхнюю» мантию от «нижней».

2.1.4.4. Нижняя мантия

Нижняя мантия представляет собой область относительно однородного возрастания скоростей *P*- и *S*-волн. Тем не менее, здесь также обнаружены латеральные вариации значений скорости [35]. Подобное явление лучше всего можно выразить в процентном содержании среднеквадратичного отклонения скорости в произвольно выбранных блоках размером $10 \times 10^\circ$ и толщиной 500 км. На рис. 38 приводятся характерные результаты исследований подобного рода. Вероятно, в данном случае будет отсутствовать корреляция между тектоникой поверхности и строением нижней мантии.

2.1.5. Ядро

2.1.5.1. Общие сведения

Как уже отмечалось, основная сейсмическая граница существует на глубине порядка 2900 км, она характеризуется тем, что сквозь

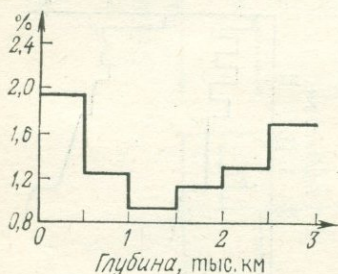


Рис. 38. Среднеквадратическое относительное отклонение (в %) скорости *P*-волн в мантии с глубиной по интервалам по 500 км. По Сенгупта и Токсёзу [35]

нее не могут проходить поперечные волны. Вследствие этого Гутенберг [36] предположил, что область ниже 2900 км, которую он назвал «ядром», находится в жидком состоянии. Подобное утверждение пришлось изменить после открытия волн [37], очевидно, преломляющихся еще раз в пределах ядра (так называемые *PKIKP*-волны), в результате чего возникла необходимость ввести дополнительную границу на глубине около 5000 км [37]. Таким образом, классическая модель ядра стала двуслойной;

жидкое внешнее и твердое внутреннее ядро с переходным слоем над границей внутреннего ядра [38, 39]. До сих пор, однако, остаются неясными детали, касающиеся распределения скоростей в различных областях и около разделов.

2.1.5.2. Граница ядро — мантия

Данные о природе границы ядро — мантия отбирались тщательным образом путем сравнения волновой формы P -волн, отражающихся из ядра (PcP -волн) и прямых P -волн. Данные эти в высшей степени сомнительны. Поэтому Буллен и Хедон [40] предполагают существование четкой границы. Дорман и др. [41], а также Финнеи и Александер [42] выдвигают гипотезу о наличии на подошве мантии податливого слоя, характеризующегося низкой скоростью. Наконец, было сделано предположение о существовании тонкого жидкого слоя, обладающего высоким сопротивлением и мощностью в несколько километров, который расположен между мантией и ядром [43]. Ибрахим [44] аналогичным образом предполагал, что граница ядро — мантия многослойна.

2.1.5.3. Внешнее ядро

Строение внешнего ядра Земли все еще остается не выясненным полностью. Например, основываясь на анализе поперечных волн (внутри ядра это P -волны; этот тип волн обозначается как SKS), Кайнд и Мюллер [45] предложили модель не для столь однородного ядра, как считалось до сих пор [46]. На рис. 39 показано изменение скорости P -волн во внешнем ядре, как оно представляется в модели упомянутых авторов. Джекобс [47] дал возможное физическое объяснение изгибов на кривой скорости, предположив, что температурная кривая может несколько раз пересекать границу солидус — ликвидус.

2.1.5.4. Граница внутреннего ядра

Граница внутреннего ядра, расположенная примерно на глубине 5000 км, ставит перед нами важные вопросы. Наличие резкого раздела на подошве внешнего ядра предполагается на основании того, что в записях были обнаружены волны, отраженные от этой границы. Здесь, однако, вполне возможно существование нескольких разделов; так, Болт [48] предполагает наличие еще одного раздела внутри ядра выше на 450 км основного раздела

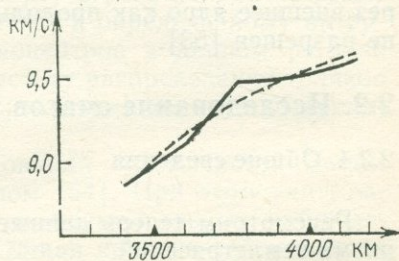


Рис. 39. Скорость P -волн на глубине, стремящаяся к нулю во внешнем ядре. Сплошная линия — по Кайнду и Мюллеру [51], пунктирная — по Гилберту и Дзевонскому [52]

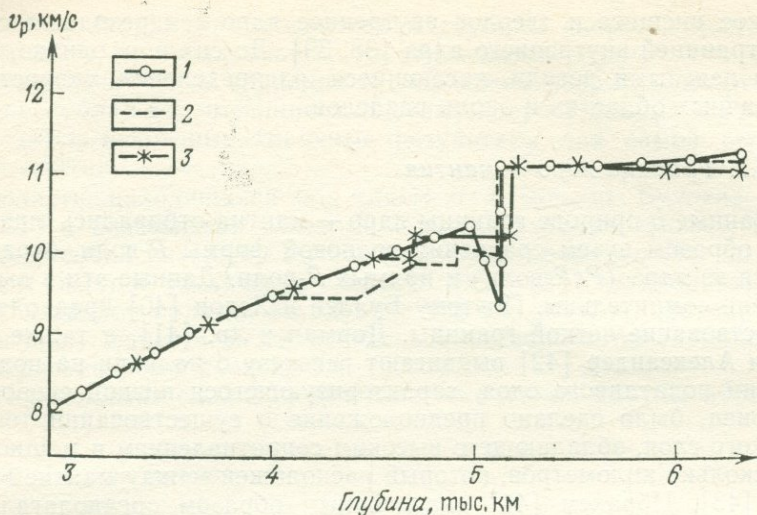


Рис. 40. Модели распределения скорости P -волн в ядре Земли.
1 — по Хеддон-Буллену; 2 — по Рупрехтовой; 3 — по Болту

внутреннего ядра; положение этого раздела было до некоторой степени видоизменено Рупрехтовой [49]. И, наконец, Буллен [50] ввел реверсию скорости (рис. 40).

2.1.5.5. Внутреннее ядро

Обратившись, наконец, к внутреннему ядру, отметим, что последнее, по-видимому, опять находится в твердом состоянии. Это объясняется тем, что обнаружено два типа обрацаемых волн, проходящих через внутреннее ядро, которые интерпретируются как продольные и поперечные волны (конечно, эти волны проходят через внешнее ядро как продольные). Однако и этот вопрос до конца не разрешен [53].

2.2. Исследование очагов землетрясений

2.2.1. Общие сведения

Рассмотрим теперь данные, касающиеся возникновения и механизма землетрясений.

Любое землетрясение проявляется в виде «толчка», который происходит в каком-то «месте» и какое-то «время». На самом деле такое представление о землетрясении упрощенное, так как толчок происходит в течение длительного времени и занимает обширное пространство. Тем не менее, обычно можно определить по крайней мере время и место начала толчка. Такие показатели называются

«время в очаге» и «координаты гипоцентра (или очага)» землетрясения. Для последних очевидно следует указывать три параметра: широту и долготу их географического положения и глубину очага. Точка на поверхности Земли, расположенная непосредственно над очагом, часто называется «эпицентром» землетрясения.

Координаты очага и время в очаге являются двумя основными параметрами источника землетрясения. Они могут быть определены по записям сейсмических обсерваторий с помощью годографов сейсмических фаз.

В принципе, расстояние от эпицентра землетрясения до станции может быть установлено по разнице во времени вступления *P*- и *S*-волны. Если же вести наблюдения на различных станциях, то положение очага и время в очаге можно вычислить с большей точностью.

Изучение географического положения очагов землетрясений приводит к необходимости исследования сейсмичности; изучение энергетических характеристик очага подразумевает исследование магнитуды землетрясения и плоскостей разломов. Кроме того, в последние годы стало возможным определять ряд дополнительных параметров очага, таких, как сброс напряжения и сейсмический момент.

Большой интерес также представляет исследование распределения очагов землетрясения не только в пространстве, но и во времени. Исследования подобного рода ведут к изучению законов повторяемости землетрясений в регионе и связаны с такими проблемами, как описание серий афтершоков.

2.2.2. Исследования сейсмичности

Цель исследования сейсмичности — определение географического распределения землетрясений. Для выполнения поставленной задачи необходимо определить координаты очагов как можно большего числа толчков и нанести их на карту и разрезы. Совершенно очевидно, что эти толчки будут относиться к определенному интервалу времени, поэтому плотность гипоцентров в данном регионе некоторым образом также отражает частоту распределения толчков во времени. Конкретные вопросы распределения толчков во времени рассматриваются в разделе 2.2.6.

Одно из первых широких исследований сейсмичности Земли было выполнено Гутенбергом и Ритером [54]. При этом учитывались толчки, происшедшие с начала инструментальных наблюдений, т. е. примерно с 1900 до 1945 г. Общая картина сейсмичности Земли была подтверждена последними более точными исследованиями, которые провели, например, Барзанги и Дорман [55] за период 1961—1967 гг.: относительная плотность очагов любого региона на протяжении нескольких лет остается в принципе постоянной. На рис. 41 заштрихованы области земного шара, где часто происходят сильные землетрясения.

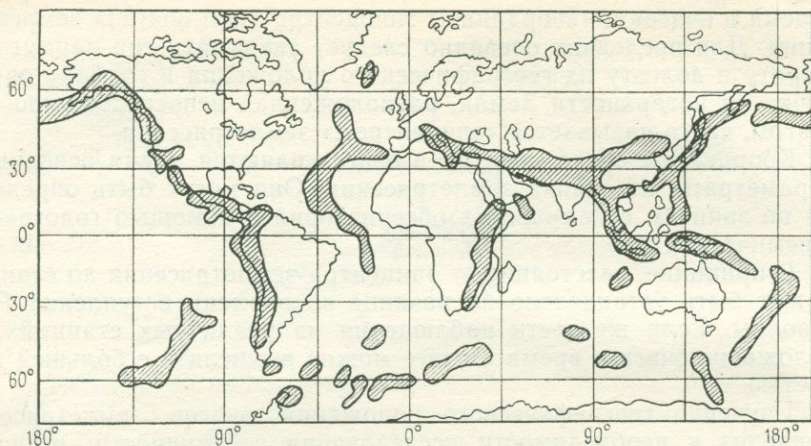


Рис. 41. Зоны высокой сейсмичности Земли

Одним из результатов исследования сейсмичности явилось установление того факта, что землетрясения могут происходить на различных уровнях до глубины приблизительно 700 км. Поэтому землетрясения обычно подразделяются в соответствии с глубиной очага; в общепринятой классификации землетрясения делятся на мелкофокусные (глубина очага менее 65 км), промежуточные (глубина очага между 65 и 300 км) и глубокофокусные (глубина очага более 300 км). Гутенберг и Рихтер обнаружили, что такое распределение очагов характерно для орогенных поясов (горных и островных дуг). В соответствии с этим землетрясения локализованы в почти плоских зонах, падающих под углом от 30° до 60° в глубину Земли (рис. 42).

Характерные особенности наклонных сейсмических зон, падающих под многие горные хребты и островные дуги, тщательно изучались Беньофом [57] и были связаны им с орогенезом; поэтому сейчас эти зоны называют «зонами Беньофа»*. Анализ рисунков, приведенных выше, свидетельствует о близкой взаимосвязи между сейсмичностью и орогенной активностью. Очевидно, сейсмичность концентрируется вдоль границ «плит», о которых говорилось в разделе 1.4.2. Поэтому можно полагать, что зоны Беньофа связаны с субдуцирующимися плитами.

2.2.3. Изучение магнитуды и энергии землетрясений

После землетрясения возникает естественное желание попытаться определить величину, отвечающую его «силе». Здесь следует

* В нашей стране подобные зоны были впервые в 1945 г. описаны А. Н. Заварицким и поэтому они называются зонами Заварицкого — Беньофа. — *Прим. ред.*

сразу провести различие между двумя в общем различными подходами к этой цели. Для неспециалиста, пережившего землетрясение, важным фактом является «сила» землетрясения в том месте, где он находился. Подобный взгляд ведет к концепции «интенсивности» движения грунта в любой данной точке. Изучение разрушений зданий и других инженерных сооружений, вызванных землетрясениями, позволило смоделировать несколько разновидностей шкал интенсивности. Совершенно ясно, однако, что полученная таким образом классификация зависит не только от той опасности, которую предвещает движение Земли, но также и от типа и числа сооружений в районе землетрясения. Были предприняты попытки модифицировать шкалу интенсивности путем более точного определения типов сооружений, подвергающихся воздействию землетрясения, типов грунтов, на которых они построены, и т. д. Несмотря на эти усилия, шкалы интенсивности остаются в лучшем случае чисто описательными. Поэтому любая попытка оценить степень колебания грунта должна основываться на анализе инструментальных записей. В таком случае можно определить спектры ускорения колебания грунта. Эти сведения в дальнейшем могут быть использованы при проектировании сейсмостойких сооружений.

Следует отметить, что под интенсивностью понимается колебание грунта в определенной точке. Для данного землетрясения интенсивность варьирует от точки к точке в зависимости от эпицентрального расстояния. Для изучения явления землетрясения требуется описание свойств механизма очага. Под этим свойством понимается магнитуда землетрясения, которая эмпирически была определена Рихтером [58]. Соответственно зависимость между магнитудой M_L для двух землетрясений на стандартном эпицентрального расстоянии 100 км и зарегистрированной максимальной амплитудой B (мм) равна

$$M_{L_1} - M_{L_2} = \log_{10} B_1 - \log_{10} B_2, \quad (2.2.3-1)$$

где предполагается, что сейсмограмма записана на обычном крутильном сейсмометре с собственным периодом колебания 0,8 с, усилением 2800 и коэффициентом затухания 50:1. Нуль шкалы соответствует $M = 3$ для $B = 1$ мм.

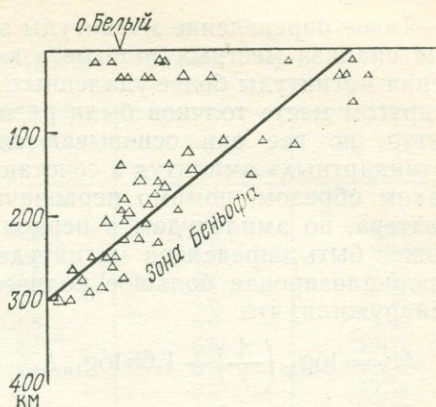


Рис. 42. Распределение очагов землетрясения под Бонинской островной дугой на 31° с. ш. и $138-141^\circ$ в. д. По Карру и др. [56]

Такое определение магнитуды землетрясения было разработано для анализа местных толчков в южной Калифорнии. Для определения магнитуды более удаленных или же наблюдаемых где-нибудь в другом месте толчков были разработаны различные шкалы магнитуд, но все они основываются на измерениях определенных «стандартных» амплитуд в сочетании с уравнением типа (2.2.3—1). Таким образом, помимо первоначально введенной магнитуды M_L Рихтера, по амплитудам и периодам записей неглубоких событий может быть определена магнитуда M_S по поверхностным волнам. Проанализировав большое количество записей, Бот и Дуда [59] обнаружили, что

$$M_S = \log_{10} \left(\frac{A}{T} \right) + 1,66 \log_{10} \Delta + 3,3, \quad (2.2.3-2)$$

где A — амплитуда колебания поверхностных волн в микронах, T — период волны в секундах (выбирается максимальное значение A/T); Δ — эпицентральное расстояние в градусах. Точно также можно ввести магнитуду по объемным волнам m_b . Различные шкалы магнитуд, в основе которых лежит уравнение (2.2.3—1), первоначально составлялись в соответствии с магнитудой 7, но в дальнейшем было обнаружено, что выполнение этого условия повсеместно невозможно без введения «комбинационной функции» $f(\Delta, h)$, зависящей от эпицентрального расстояния и глубины очага [60]:

$$m_b = \log \left(\frac{A}{T} \right) + f(\Delta, h). \quad (2.2.3-3)$$

Оценка данных путем статистической регрессии дает следующую зависимость между магнитудами по поверхностным (M_S) и объемным (m_b) волнам [61]:

$$m_b = 0,56M_S + 2,9. \quad (2.2.3-4)$$

Неопределенность, с которой мы сталкиваемся, пытаясь определить магнитуду, несомненно отражает тот факт, что аналогичные части сейсмограмм двух землетрясений не соответствуют друг другу, даже если они записаны на идентичной аппаратуре. Из этого следует, что понятие «магнитуда» не вмещает абсолютную характеристику землетрясения; скорее, оно отражает амплитуду данного отрезка сейсмограммы, которая при землетрясении регистрируется на данном приборе.

Можно было бы получать точные значения интенсивности землетрясения, если бы стало возможным определить количество выделившейся энергии. К сожалению, сделать это чрезвычайно трудно. Единственный показатель энергии, выделяющейся при землетрясении, в действительности выводится из упомянутых выше несовершенных шкал магнитуд.

Попытка корреляции магнитуды с энергией землетрясения E была впервые предпринята в 1942 г., когда Гутенберг и Рихтер [62] величину амплитуды, ожидаемую на данном сейсмографе, сопоставили с общим количеством выделившейся энергии, рассчитанным из значения общего потока энергии, прошедшего через сейс-

Соотношение энергии E с магнитудами M_S и m_b и объемом V (по данным Бота, с изменениями [64])

K	E_0 (Дж)	M_S	m_b	$\log V$ (м ³)
14	10^7	1,2	3,3	5,34
15	10^8	1,9	3,7	6,37
16	10^9	2,6	4,1	7,40
17	10^{10}	3,3	4,6	8,46
18	10^{11}	4,0	5,0	9,49
19	10^{12}	4,7	5,5	10,52
20	10^{13}	5,4	5,9	11,55
21	10^{14}	6,1	6,3	12,58
22	10^{15}	6,8	6,8	13,60
23	10^{16}	7,5	7,2	14,60
24	10^{17}	8,2	7,7	15,63
25	10^{18}	8,9	8,1	16,66

мостанцию, в свою очередь определенного на основе сейсмических следов с применением теории упругости. С тех пор изначально предполагаемая связь между магнитудой и энергией несколько раз претерпевала изменения; эта связь, помимо всего прочего, также зависит от модели излучения и выбранной шкалы магнитуд. Таким образом, существует ряд подобных взаимоотношений, но все они имеют формулу [63]

$$K \equiv \log_{10} E = \alpha + \beta M, \quad (2.2.3-5)$$

где α и β — коэффициенты. Как уже было показано, для удобства часто вводят понятие «энергетического класса» $K = 7 + \log_{10} E$, если E выражается в джоулях. Обычная взаимосвязь между K , E , M_S и m_b показана в табл. 3; приведенные значения рассчитаны при $\alpha = 12,32$ и $\beta = 1,42$ для M_S [64]. Диапазон значений для этих коэффициентов составляет $6,1 < \alpha < 13,5$ и $1,2 < \beta < 2,0$. Самые сильные из происходящих землетрясений имеют магнитуду между 8 и 9; соответствующее этому количеству выделившейся энергии равно приблизительно 10^{18} Дж.

2.2.4. Изучение плоскости разлома

Изучение механизма землетрясения в его очаге показало, что землетрясение можно рассматривать как образование разлома. В самом очаге могут иметь место чисто механические процессы типа внезапного нарушения сплошности материала. Такие явления следует связывать со смещениями в области очага, которые, в свою очередь, вызывают сейсмические волны. Следовательно, сейсмические волны, зарождающиеся в области очага, могут быть индикатором смещений внутри него. В этом случае при исследовании сейсмических волн нельзя надеяться на возможность определения каж-

дой детали механизма очага; здесь скорее поддается описанию общее состояние области очага в целом. В первом приближении поэтому, вероятно, имеет смысл включить область очага в пределы сферы (называемой «очаговой сферой») [65], с тем, чтобы по сейсмическим данным было возможно изучать колебания поверхности этой сферы. Размер очаговой сферы должен охватывать всю область очага, в котором во время землетрясения происходит механическая деформация, но быть малым по сравнению с размерами всей Земли.

Как уже указывалось ранее, можно считать, что различные фазы сейсмической дислокации движутся по кривым траекториям. Направление, в котором эти фазы выходят из области очага, может быть рассчитано по таблицам времени вступления. Таким образом, каждой фазе, наблюдаемой на сейсмической станции, соответствует точка очаговой сферы, т. е. точка, где направление движения фазы при ее выходе из очага пересекает очаговую сферу. Если колебание вблизи очаговой сферы, соответствующее каждой фазе, может быть рассчитано из наблюдаемого колебания станции, то можно определить геометрическое изменение поверхности очаговой сферы в момент землетрясения. Подводя итог, можно отметить, что проблема определения возможных систем разломов внутри очаговой сферы, которые могут вызывать наблюдаемые смещения на поверхности, носит чисто механический характер.

Таким образом, проблема состоит в определении на основе сейсмических данных характера смещений на очаговой сфере. Это может быть достигнуто посредством использования гипотезы сохранения знаков фазы [66]. Самая лучшая иллюстрация этой гипотезы — рис. 43, на котором представлена очаговая сфера. Вектор смещения в каждой точке поверхности очаговой сферы может быть подразделен на радиальную и тангенциальную (по отношению к поверхности сферы) составляющие. Эти составляющие хорошо видны, если предположить, что вид дислокаций очаговой сферы соответствует такой дислокации, которую представляет разрезанный пополам апельсин, одна половина которого смещена, как показано на рис. 43, относительно другой. На этом рисунке радиальная составляющая, «исходящая» из центра сферы, обозначается 0 , а радиальная составляющая, «входящая» в сферу, — Δ . Тангенциальные составляющие обозначены стрелками. В последующем тангенциальные составляющие разделяются на составляющую, лежащую в плоскости луча, проходящего через рассматриваемую точку (обозначаемую SV), и составляющую, перпендикулярную первой (обозначается SH). Гипотеза сохранения знаков фазы может быть сформулирована следующим образом: направления (знаки) фаз P , SH , SV , вступающие на сейсмологическую обсерваторию, идентичны направлениям на очаговой сфере в точке, через которую проходит луч.

Таким образом, очевидно, что радиальные смещения очаговой сферы могут быть определены из P -фаз, тогда как для выявления тангенциальных смещений необходим анализ S -волн. Обычно на

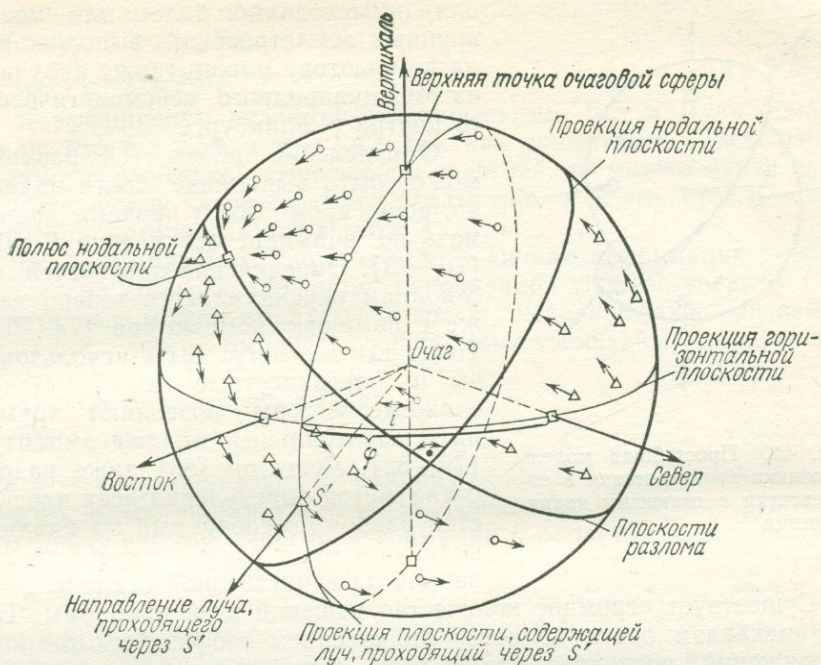


Рис. 43. Очаговая сфера

сейсмограммах гораздо легче читаются фазы P , чем фазы S . Поэтому направление радиального смещения очаговой сферы может быть получено для гораздо большего числа точек, чем направление тангенциального смещения. В принципе, достаточно знать лишь направления радиальных смещений. Однако из этого нельзя вывести, какая из двух плоскостей, изображенных сплошными линиями на рис. 43, является действительно плоскостью разлома, а какая плоскость ортогональна ей (последняя часто называется вспомогательной плоскостью). Таким образом, если определение плоскости разлома основано лишь на фазах P , то оно в известной степени неоднозначно. Однако квадранты, отражающие движение «в» сферу и «из» нее, могут быть определены однозначно. Биссектрисы этих квадрантов будут отвечать соответственно максимальному (P) и минимальному (T) сжатиям, действующим в области очага (рис. 44).

Обычный метод определения плоскости разлома все еще основывается на нанесении направлений первых вступлений на некоторое изображение сферы, окружающей очаг. Место нанесения направления находится на луче, идущем от регистрируемой станции к области очага. Затем «на глаз» проводятся наиболее подходящие нодальные плоскости. В настоящее время, однако, разработаны программы на ЭВМ, в основе которых лежит выбор оптимального решения [67—69]. Определения плоскостей разломов

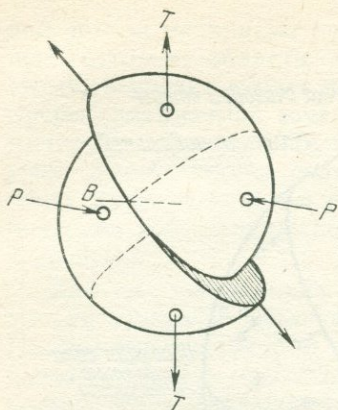


Рис. 44. Простейшая модель источника землетрясения в соответствии с главными напряжениями

для происходящих более или менее крупных землетрясений, выполненные на компьютере можно также получить из Международного сейсмологического центра в Эдинбурге*.

Определение плоскостей разлома может быть выполнено более надежно, если, кроме всего прочего, принимать во внимание вступление S-волн [70—73]. Определение плоскостей по S-волнам осуществляется теперь также с помощью компьютера [74—78]. Точно так же могут быть использованы и поверхностные волны. Более сложные методы позволяют применять спектральный анализ амплитуд [79—82]. Ленгстон [83] даже разработал метод определения всех плоскостей разлома, основанный на анализе вида объемной волны, зарегистрированной на единственной станции.

Существует огромное количество решений этой проблемы. Так как механизм очага является проявлением геофизического поля напряжений, последнее может быть реконструировано из серии определений плоскостей разломов данной области. Этот вопрос будет рассмотрен в последующих главах при описании методов определения геофизического поля напряжений (раздел 2.4.4).

2.2.5. Параметры сейсмического источника

2.2.5.1. Общие сведения

Помимо упоминавшихся ранее параметров землетрясения имеет смысл ввести ряд новых. Все параметры делятся на две большие категории: кинематические и динамические. Наиболее важные из них будут рассмотрены особо.

2.2.5.2. Кинематические параметры

1. *Объем землетрясения и деформации.* Важный параметр землетрясения — его объем V . Он представляет собой область вокруг очага, где теряется условие упругости. В идеальных моделях землетрясения этот объем несомненно равен нулю, что нереально с физической точки зрения. Поэтому Бот и Дуда отождествили объем крупного землетрясения с общим объемом, который занимают его афтершоки (раздел 2.2.6). Такое допущение позволяет установить

* В настоящее время Международный сейсмологический центр находится в г. Ньюберн.— Прим. ред.

отношение между объемом и магнитудой M_s , которое выражается следующей формулой

$$\log V = \alpha + \beta M_s. \quad (2.2.5-1)$$

Коэффициенты являются эмпирическими. Бот и Дуда обнаружили, что $\alpha = 9,58$, а $\beta = 1,47$. Так как существует определенная взаимосвязь между магнитудой и энергией, то можно найти зависимость между энергетическим параметром K и объемом V землетрясения, которая дается в табл. 3.

В деформируемом упругом теле величина деформации пропорциональна корню квадратному накопленной упругой энергии. Следовательно, можно выражать энергию, выделившуюся при землетрясении, через соответствующую выделившуюся деформацию (ϵ_{ij}) [85].

Полная зависимость равна:

$$2W = \lambda \theta^2 + 2\mu \epsilon_{ij}^2, \quad (2.2.5-2)$$

где W — упругая энергия на единицу объема, θ — кубическая дилатансия; λ, μ — параметры Лейма. Последнее уравнение означает, что общая упругая энергия деформации E области очага с объемом V выражается отношением

$$E = VW. \quad (2.2.5-3)$$

Так как в соответствии с уравнением (2.2.5-3) V увеличивается вместе с ростом магнитуды таким же образом, как и E , из этого следует, что величина W , а вместе с ней и величина деформации, не зависит от магнитуды. Она просто представляет собой значение критической деформации, которую может выдержать материал перед разрушением. С другой стороны, если предположить а priori наличие в очаге землетрясения всеобщей критической деформации, то появляется возможность подсчитать объем очага землетрясения [86, 87].

2. *Длина, ширина и площадь разлома.* Поскольку землетрясение следует рассматривать как некий тип разломообразования, то имеет смысл определять его геометрические параметры, такие, как длина L и ширина W разлома. Это, конечно, трудная задача. Однако можно предположить, что линейные размеры разлома L связаны с объемом V как

$$L^3 \sim V, \quad (2.2.5-4)$$

Так как (см. выше) V связан с M_s уравнением (2.2.5-1), [90], то приблизительно получим ($\beta \approx 1,5$) [88, 89]

$$M_s = 2 \log_{10} L + \text{const}. \quad (2.2.5-5)$$

Подобный тип зависимостей, т. е.

$$M_s = c \log w + d, \quad (2.2.5-6)$$

был так же применен для определения ширины w разлома и относительного смещения D [90—94]

$$M = h \log D + f. \quad (2.2.5-7)$$

В этих уравнениях c, d, h и f — постоянные величины.

Однако поскольку оказывается, что регрессия магнитуды землетрясения по логарифму длины разлома не является симметричной, то справедливость уравнения типа (2.2.5—5) вызывает сомнения. Кинг и Кнопофф [96] еще раньше предлагали более сложную зависимость:

$$M = c_1 + c_2 \log LD^n, \quad (2.2.5-8)$$

где c_1 , c_2 и h опять являются константами; L — линейный размер, а D — относительное смещение в очаге.

2.2.5.3. Динамические параметры

1. *Сейсмическая эффективность.* Из всей энергии деформации в очаге землетрясения только часть ее излучается в виде сейсмических волн. Излучающая энергия является сейсмической энергией; она представляет собой часть общей энергии деформации и часто называется «сейсмической эффективностью». Попытки количественного определения этого параметра основываются на исследовании законов подобия. Обычно значения «сейсмической эффективности» для умеренных и сильных землетрясений на два порядка превосходят магнитуду, величина которой весьма неопределенна [97].

2. *Скорость распространения разлома.* Если землетрясение рассматривается как процесс образования разломов, то последние должны распространяться поперек плоскости разлома с конечной скоростью.

3. *Сброс напряжения.* Если принять во внимание тот факт, что величина предельной деформации в очаге землетрясения, по всей видимости, постоянна, то можно говорить и о предельном напряжении, поскольку в соответствии с теорией упругости существует единственная зависимость между напряжением и деформацией. При землетрясении напряжение на разломе сбрасывается: этот сброс напряжения соответствует величине прочности на скалывание. Чиннери [98, 99] оценил этот сброс напряжения для неглубоких землетрясений, измерив величину горизонтального смещения вдоль разлома на поверхности, предполагая, что вертикальную плоскость разлома можно трактовать как поверхность смещения при дислокации. Кроме того, величину сброса напряжения можно оценить из напряжения, подсчитанного для землетрясения с учетом приемлемых констант упругости. Таким способом были получены значения 1—10 МПа с обычными значениями — 6 МПа при магнитуде, колеблющейся от 6,8—8,3. Крайние значения находятся в диапазоне от 1 до 10 МПа [100]. Корреляции между сбросом напряжения и магнитудой землетрясения, по-видимому, не существует. К тому же не удалось установить систематических отклонений величины сброса напряжения в зависимости от места возникновения землетрясения относительно границ плит (внутриплитные, межплитные).

4. *Сейсмический момент.* Сейсмический момент M_0 представляет собой механическое перемещение точечного источника, равное величине смещения вдоль разлома:

$$M_0 = \mu \int_S dS \cdot D(x, y) = \mu \bar{D}S, \quad (2.2.5-9)$$

где μ — жесткость, D — величина смещения на разломе, S — площадь разлома и \bar{D} — величина «среднего» смещения. Впервые сейсмический момент был определен Аки [102] для землетрясения Ниигата 1964 г. Как было определено выше, сейсмический момент является скалярной величиной. Поскольку он также зависит от ориентации плоскости разлома, его следует в действительности определять как тензор (что особенно важно при изогнутых поверхностях разломов), т. е. как объемный интеграл тензора сброса напряжения [103]. Теория тензоров моментов и эквивалентных объемных сил была описана Бакусом и Мулкахи [104].

Сейсмический момент землетрясения может быть непосредственно определен из длиннопериодных записей на сейсмограммах, так как между амплитудой свободного колебания, возбуждаемой точечным источником и тензором сейсмического момента, существует простая линейная зависимость. Подобная линейная зависимость имеет место и в случае с поверхностными волнами [105, 106], но происходящее обращение нуждается в довольно сложных методах вычисления. Тем не менее, в настоящее время мы располагаем каталогами [107] сейсмических моментов главных землетрясений. Диапазон [108] значений наблюдаемых сейсмических моментов колеблется от 10^8 до 10^{23} Дж. Взаимосвязь между логарифмом сейсмического момента и радиусом источника не является линейной.

Сейсмический момент чрезвычайно важная количественная единица, так как он отражает среднее смещение при землетрясении. Если провести анализ сейсмических моментов в объеме всего земного шара, то можно получить общую величину смещения. Связав ее со временем, в течение которого происходит смещение, можно получить «сейсмическое течение» земной коры [109].

2.2.6. Временная последовательность землетрясений

2.2.6.1. Введение

Важное значение имеет не только пространственное распределение землетрясений, но и их временная последовательность. Вероятно между амплитудой и частотой землетрясений в любой отдельно взятой области существует относительно простая зависимость. Ввиду того что магнитуда может быть выражена через энергию, деформацию и сейсмический момент, аналогичные взаимоотношения могут быть определены и для этих параметров очага. И, наконец, можно попытаться охарактеризовать в виде временных серий последовательность землетрясений. Однако хорошо известно, что землетрясения имеют тенденцию группироваться (в основном

в виде афтершоков), поэтому охарактеризовать последовательность их возникновения в виде временных серий представляется достаточно трудным.

Рассмотрим эти вопросы подробно.

2.2.6.2. Взаимосвязь магнитуды и частоты

Ранее уже было установлено, что число N землетрясений, происходящих в течение данного интервала времени в данном районе, уменьшается с их магнитудой M . Гутенбер и Рихтер [110] вывели следующую зависимость:

$$\log N(M) = a - bM, \quad (2.2.6-1)$$

где N — число землетрясений в данном регионе в определенном интервале магнитуд. Если весь земной шар рассматривать в целом как «регион», то можно применить эту же зависимость. Бот и Дуда [111] провели исследования всех землетрясений за период с 1905 по 1977 г. и обнаружили, что

$$\log N = 9,51 - 1,00M, \quad (2.2.6-2)$$

где M — интервалы магнитуды равные 0,1, а N — число землетрясений, произошедших за один год. Формулы типа (2.2.6-1), конечно, справедливы лишь в районах, где $M \leq M_{\max}$.

Приведенная выше зависимость справедлива для Земли в целом. Однако она претерпевает значительные изменения от региона к региону. Так, Миямура [112] собрал имеющиеся данные и обнаружил, что для всех древних щитов зарегистрированы очень низкие значения b (0,4—0,6), для континентальных рифтовых зон характерны низкие значения b равные 0,6—0,7, для Тихоокеанского и Альпийского орогенных поясов было зарегистрировано среднее значение b (0,7—1,0) и для океанических регионов эти значения достаточно высоки ($b = 1,0$ —1,8). Основной вид зависимости магнитуда — частота [ур. (2.2.6-1)] справедлив, как было установлено, для всех регионов мира, за исключением, по-видимому, региона Новые Гебриды — Соломоновы острова — Новая Гвинея [113]. Кроме того, найдено, что на Украине [114] и вблизи Новой Зеландии коэффициент уменьшается с увеличением глубины очагов [115].

Если в ур. (2.2.6-1), используя ур. (2.2.3-5), выразить магнитуду через энергию, оно приобретает вид:

$$\log N = \log A - \gamma(K - K_0), \quad (2.2.6-3)$$

где K_0 — некое условно зафиксированное значение энергетического класса; A — в таком случае активность и γ — «тектонический» параметр.

Факт изменения от региона к региону значений коэффициентов, характеризующих зависимость магнитуда — частота относят за счет тектонического воздействия [116, 117]. Помимо пространственных изменений отношения магнитуда — частота, наблюдается также его временная изменчивость (см. раздел 2.2.6.5).

Поскольку зависимость магнитуда — частота справедлива только до максимальной магнитуды M_{\max} (или до энергетического класса K_{\max}), последняя представляет собой независимый параметр для любой отдельно взятой области. Резниченко [118, 119] предложил отношение для K_{\max}

$$\log A = \log \alpha + \beta (K_{\max} - K_{\alpha}), \quad (2.2.6-4)$$

где коэффициенты (предполагая, что $K_0 = 10$, временная единица равна 1 году, единица площади равна 100 км^2) равны $\log \alpha = 2,84$, $\beta = 0,21$, $K_{\alpha} = 15$ для Средней Азии были определены методом наименьших квадратов. Для Крыма Резниченко и др. использовали $\log \alpha = 2,63$; остальные параметры имели те же значения.

Значения M_{\max} имеют однако большую неопределенность, и некоторые исследователи [120—122] предлагают различные максимальные значения магнитуды для каждого региона. Таким образом возникает фундаментальная проблема степени пригодности ур. (2.2.6—1), особенно когда мы имеем дело с высокими магнитудами. В связи с этим была предложена [123] его модификация в виде $(A, B, \alpha - \text{константы})$

$$\log N(M) = A - B \exp(\alpha M), \quad (2.2.6-5)$$

который асимптотически приближается к ур. (2.2.6—1) для небольших магнитуд.

Уравнение (2.2.6—5) можно подтверждать на основании простой стохастической модели.

2.2.6.3. Последовательность афтершоков

Сильные землетрясения редко являются единичными событиями. Они обычно сопровождаются серией землетрясений меньшей интенсивности, которые называются «афтершоками». Всестороннее статистическое исследование феноменологии последовательности афтершоков было выполнено Роналли [124] и Роналли — Шейдеггером [125].

При подробном анализе результатов исследования 15 афтершоковых последовательностей были полностью подтверждены статистические законы, выведенные ранее. Эти законы можно сформулировать следующим образом.

Первый закон, введенный Омори [126], гласит, что частота $n(t)$ числа афтершоков в серии за единицу времени гиперболически уменьшается со временем t ($t=0$) для времени в очаге основного толчка:

$$n(t) = at^{-\beta}, \quad (2.2.6-6)$$

где β — параметр, приближающийся к 1.

Второй закон — это закон устойчивости магнитуды по Ломницю [127]. Скользящее среднее значение магнитуды (например, больше чем для 10 землетрясений) в одной и той же серии афтершоков есть величина постоянная. Естественно, здесь могут наблюдаться некоторые отклонения, но они носят случайный характер.

Третий закон сформулирован Гутенбергом и Рихтером [128], которые установили, что частота распределения землетрясений в серии афтершоков в зависимости от магнитуды имеет экспоненциальный вид:

$$N(M) = Ke^{-b(M-M^*)}, \quad (2.2.6-7)$$

где $N(M)$ — число землетрясений в афтершоковой последовательности с магнитудой, большей или равной M ; M^* — минимальная магнитуда, которая может быть зарегистрирована; K и b — константы. Установлено, что параметр b изменяется для различных афтершоковых последовательностей; Роналли [129] изучил 15 последовательностей и обнаружил, что значение b колеблется от 0,44 до 1,36. Значительны ли эти отличия в отношении землетрясений вообще — все еще остается не ясно. Наконец, можно добавить, что афтершоки, как правило, являются коровыми событиями [130]; глубокие афтершоки происходят относительно редко. Самая глубокая последовательность наблюдалась [131] на глубине около 240 км (регион Джурма, 14 марта 1965 г.).

Хотя статистические свойства различных афтершоковых последовательностей сходны, абсолютный уровень афтершоковой активности в большой степени зависит от геологических условий района (максимальная вероятность возникновения афтершоков наблюдается в горных районах) [132].

2.2.6.4. Высвобождение энергии и деформации

Сейсмическая энергия, выделяющаяся в регионе, несомненно характеризует местные условия. Так, Бот [133] использовал эту величину для описания сейсмичности района. Однако для этих целей чаще используют значение высвобожденной деформации. Как уже отмечалось в разделе 2.2.5—2, корень квадратный энергии, испускаемой при землетрясении, пропорционален высвобождающейся при этом деформации. Такая зависимость была впервые использована Беньофом [134] при построении кумулятивных кривых высвобождающейся деформации за определенный период в данной области (которая может быть всем земным шаром). Типичная кривая, полученная Беньофом [135] для всех неглубоких землетрясений, показана на рис. 45.

Дифференциал по времени кумулятивной высвобождающейся деформации называется тектоническим течением μ области [136]. Соответственно его можно определить следующим образом:

$$\mu = \frac{\omega}{A} \lim_{\langle t_1, t_2 \rangle \rightarrow 0} \frac{I}{\langle t_1, t_2 \rangle} \int_A \int_{\langle t_1, t_2 \rangle} E^{1/2} dAdt, \quad (2.2.6-8)$$

где ω — произвольная константа для достижения приемлемого масштаба, A — рассматриваемая область и $\langle t_1, t_2 \rangle$ — временной интервал, который принято считать чрезвычайно малым. Сейсмическая энергия E рассчитывается по одной из зависимостей магнитуда — частота.

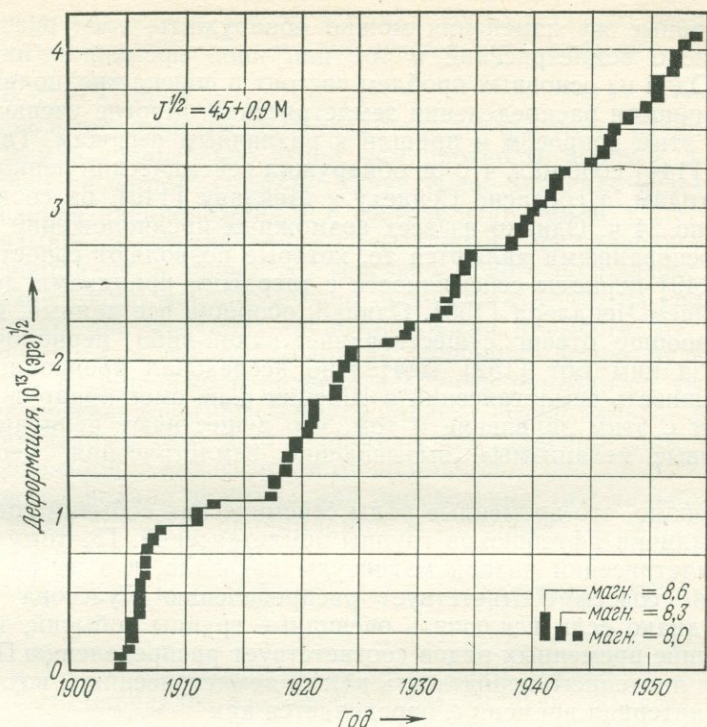


Рис. 45. Высвобожденная деформация при неглубоких землетрясениях (в глобальном масштабе). По Беньофу [135]

Характеристика сейсмичности, основанная на определении значений выделяемой энергии и высвобождающейся деформации, была дана для Южной Калифорнии [137], Канады [138] и запада Соединенных Штатов [139].

В заключение следует отметить, что для характеристики отношений между частотами [140, 141] используется высвобождающийся сейсмический момент.

2.2.6.5. Изменение темпов высвобождения

На некоторых примерах было уже показано, что различная частота встречаемости параметров землетрясения может изменяться не только в пространстве, но и во времени [142]. При внимательном рассмотрении кривой деформации, высвобождающейся по всему земному шару при неглубоких землетрясениях (см. рис. 45), становится ясно, что несмотря на постоянные скорости высвобождения на протяжении больших временных интервалов, в действительности в каждом отдельном случае имеют место значительные отклонения. Так, отмечаются «перерывы» сейсмической активности для 1915 и 1925 гг. и ее увеличение в 1905 г.

Подобные же изменения можно обнаружить, если рассматривать число землетрясений в тот или иной временной интервал [143]. Одна из основных проблем состоит в поиске предполагаемой периодичности распределения землетрясений. Многие ученые занимались этим вопросом и пришли к различным выводам. Так, Дюбордьё [144] сообщал, что он обнаружил сейсмический период, равный 4 годам, а согласно Сейдеху и Мейдаву [146], он составляет примерно 24 ч. Однако из всех возможных предположений наиболее обоснованными являются те, которые позволяют сопоставлять [147—149] периоды сейсмичности с твердыми приливами Земли и колебанием Чендлера [150]. Однако, обобщив все данные, Гюнтер [151] вообще отверг существование какой-либо периодичности. Вслед за ним Бот [152] тщательно исследовал предполагаемую периодичность землетрясений в Швеции и не смог обнаружить ее. В связи с этим заявление о том, что существуют периодические «спусковые механизмы», вызывающие землетрясения, необоснованно.

Очевидно, что временные ряды сейсмических событий содержат из-за наличия афтершоков группы землетрясений. Поэтому изучение землетрясений низкой магнитуды показало, что их распределение не совсем соответствует распределению Пуассона [153—156]. Однако если исключить очевидные группы событий, то распределение временных рядов соответствует распределению Пуассона. Для последнего вероятность $p(j; t)$ землетрясения j , возникающего в интервал времени t , определяется как

$$p(j; t) = \frac{(kt)^j}{j!} e^{-kt}. \quad (2.2.6-9)$$

Следовательно, время повторяемости распределяется по экспоненте, а среднее значение и отклонение от него количества событий в единицу времени в обоих случаях равно k . Бен-Менахем [157] пришел к этому выводу несколько лет назад; позже его результат был полностью подтвержден [158]. Основываясь на допущении распределения Пуассона, последовательности землетрясений были численно смоделированы на компьютере [159].

Вышеизложенный анализ не исключает возможность существования (непериодических) механических спусковых механизмов, вызывающих землетрясения. Действительно, как будет показано в разделе 7.3.4, отдельные случаи таких спусковых механизмов могут иметь место.

2.3. Гравитационные данные

2.3.1. Сила тяжести и аномалии силы тяжести

Обратим внимание на гравитационное поле Земли. Среднее значение ускорения силы тяжести Земли

$$g = 9,8 \text{ м/с}^2 \quad (2.3.1-1)$$

позволяет определить массу Земли и соответственно ее среднюю плотность. Последняя будет приблизительно равняться

$$\rho_{\text{средн.}} = 5600 \text{ кг/м}^3. \quad (2.3.1-2)$$

Очень существенным представляется тот факт, что средняя плотность Земли значительно выше, чем плотность пород в любой из доступных ее частей. Поэтому приведенное значение ведет к многочисленным предположениям о составе недр Земли.

Оказывается, что величина силы тяжести на поверхности Земли не постоянна, а зависит от географического положения рассматриваемой точки. Заранее можно предполагать, что на силу тяжести влияют два фактора: вращение Земли и высота, на которой измеряется сила тяжести. Влияние вращения Земли будет более подробно рассмотрено в разделе 4.2.2, где приводится теоретическая равновесная фигура Земли. Градиент потенциальной функции W , приведенный там, дает теоретическое значение силы тяжести на уровне моря, в зависимости от широты φ .

Международная формула для определения «нормального» значения силы тяжести, принимаемая в настоящее время, выглядит следующим образом [160]:

$$g = 9,7803185 (1 + 0,00530233 \sin^2 \varphi - 0,00000589 \sin^2 2\varphi) \text{ мс}^{-2}. \quad (2.3.1-3)$$

Второй фактор, воздействующий на силу тяжести, т. е. высота, может быть определен следующим образом. Для сферической массы притяжение (центробежные силы не учитываются) на расстоянии a от ее центра равно

$$g = \kappa M/a^2, \quad (2.3.1-4)$$

где κ — гравитационная постоянная.

Отсюда, изменение g при изменении высоты равно

$$dg/da = -2g/a = -0,3086 \text{ мгл/м}, \quad (2.3.1-5)$$

где 1 гал равен $0,01 \text{ м/с}^2$.

Приведенная формула справедлива для определения изменений, происходящих с высотой, если эти изменения происходят в свободном воздухе. Следовательно, гравитационные «аномалии», рассчитанные по формуле (2.3.1-5) в соответствии с теоретическим значением, полученным из уравнения (2.3.1-3), называются аномалиями в свободном воздухе.

Однако в большинстве случаев если сила тяжести измеряется на поверхности Земли, вероятно, более логично сделать поправку на притяжение пород, слагающих рельеф местности между станцией, производящей измерения, и уровнем отсчета. Если эти породы аппроксимировать в виде бесконечной горизонтальной пластины, то введенное изменение силы тяжести равно:

$$\Delta g = 2\pi\kappa h, \quad (2.3.1-6)$$

где g — плотность пластины, а h — ее мощность.

Для среднего значения плотности (2670 кг/м^3) получаем
 $\Delta g/h = 0,1119 \text{ мгл/м.}$ (2.3.1—7)

Комбинация поправок (2.3.1—5) и (2.3.1—7), если она применяется к любому измеренному значению силы тяжести, дает величину аномалии в редукции Буге. Последующие поправки могут быть использованы для учета влияния рельефа окружающей местности [161].

Редуцированные значения силы тяжести с вычетом «нормальных» значений могут быть представлены в виде карты аномалий силы тяжести. Эти аномалии в состоянии служить в некотором роде индикаторами распределения масс в земной коре.

Следует отметить, что семантически все редукции значений силы тяжести зависят от модели, которая выбирается в качестве основной. Следовательно, получающаяся аномалия есть не что иное как показатель отклонения истинного строения от того, которое было принято [162].

2.3.2. Распределение аномалий силы тяжести

2.3.2.1. Континентальные области

При расчете аномалий Буге для различных участков суши становится очевидным тот факт, что с увеличением высоты рельефа они имеют тенденцию достигать больших отрицательных значений. Действительно, редукция в свободном воздухе приводит, по-видимому, к меньшим аномалиям, нежели редукция Буге. Подобное явление можно объяснить с точки зрения изостазии. Из этого понятия следует, что горные хребты поддерживаются снизу «корнями» малой плотности в виде плавающих масс на более плотном субстрате. Существуют две гипотезы, объясняющие подобный эффект. В соответствии с гипотезой Пратта [163], принимаемый дефицит масс зависит от плотностной аномалии, протягивающейся повсюду до постоянной глубины, тогда как согласно Эри [164], плотность плавающего материала должна быть по вертикали величиной постоянной и поэтому глубина распространения материала должна меняться в зависимости от высоты рельефа. В настоящее время в целом отдается предпочтение гипотезе. Основываясь на этой гипотезе, Хейсканен [165] опубликовал таблицы изостатической редукции значений силы тяжести, которые, как полагают, уменьшают до нуля все эти значения в соответствии с собственно изостатическим выравниванием. Гравитационные аномалии, полученные за счет изостатической редукции, называются изостатическими аномалиями. Однако снова необходимо отметить, что эти аномалии указывают только на отклонения истинного строения коры от того, которое предполагалось для редукции силы тяжести.

Совершенно очевидно, что теория изостазии дает надлежащее объяснение многим наблюдениям над силой тяжести. Однако и здесь налицо явные исключения. Это указывает на то, что изоста-

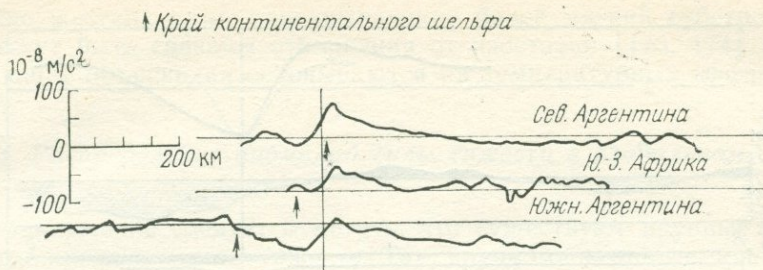


Рис. 46. Изостатические аномалии силы тяжести на пассивных континентальных окраинах Аргентины и Южной Америки. По Рабиновичу и Лабреку [167]

тическая компенсация в лучшем случае может иметь место при большом масштабе; она определенно не выдерживается для мелкомасштабных структур.

Из крупномасштабных отклонений от изостазии следует упомянуть Фенно-Скандинавский щит. Здесь еще не достигнуто изостатическое выравнивание после таяния ледникового покрова, который существовал в последний ледниковый период (плейстоцен).

Характерные аномалии силы тяжести были обнаружены и в континентальных рифтовых системах, например Восточно-Африканской. Над ее осевой частью наблюдается аномалия Буге величиной около 50 мгал, которая указывает на то, что рифты представляют собой трещины растяжения в коре. Однако существует кроме того длинноволновая отрицательная аномалия, ширина которой составляет более 1 тыс. км и которая протягивается на несколько тысяч километров над всей рифтовой системой. Градиенты ее равны 0,3 мгл/км и указывают на наличие низкоплотного материала на значительной глубине, т. е. на подошве коры или в верхней мантии [166]. Возможная интерпретация предусматривает уточнения литосферы и заполнение «зияния» каким-то более легким материалом из астеносферы.

Типичные системы аномалий, как правило, встречаются на окраинах континентов. На пассивных несубдукционных окраинах наблюдается возрастание изостатической аномалии на приконтинентальной стороне и уменьшение со стороны шельфа. Ряд примеров показан на рис. 46. Эти особенности могут быть объяснены за счет вздымания фундамента [167].

Для зон субдукции и островных дуг обнаружена другая характерная структура аномалий силы тяжести. Типичный профиль аномалии силы тяжести через островную дугу изображен на рис. 47. Из него можно сделать вывод, что современная «активная» (вулканическая) часть островной дуги связана с положительными изостатическими аномалиями, тогда как преддуговые области — с отрицательными. Цубой [168] разработал метод прямого вычисления глубины раздела между «корой» и «мантией» (соответствующего разности плотностей 400 кг/м³), который, как полагают, согласно гипотезе Эри, обуславливает гравитационные аномалии. Он обна-

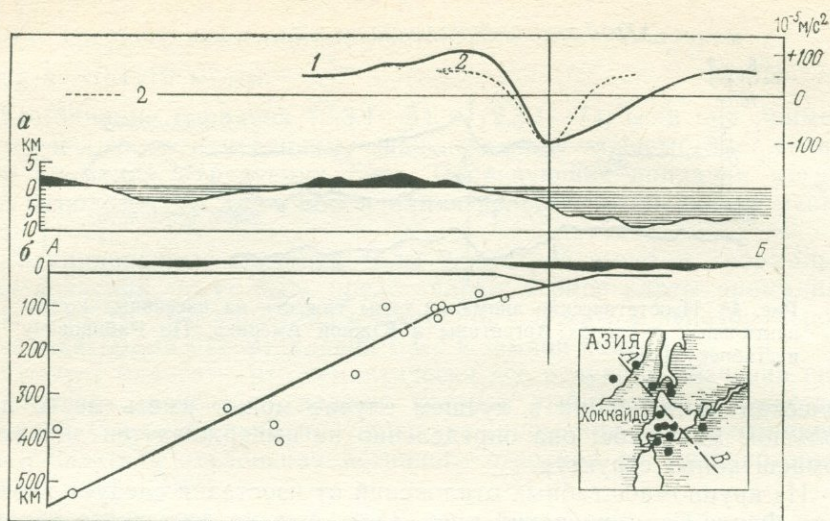


Рис. 47. Гравитационные аномалии и вертикальное распределение очагов глубоких землетрясений. По Гутенбергу и Рихтеру [169].

Поперечные разрезы: *а* — вертикальный м-б в 10 раз больше горизонтального, *б* — вертикальный масштаб равен горизонтальному; аномалии: 1 — изостатическая, 2 — тектоническая

ружил, что эта предполагаемая поверхность раздела (которую, вероятно, можно отождествить с поверхностью Мохоровичича) должна довольно круто падать под край континента под углом θ , который всегда постоянен независимо от профиля положения:

$$\operatorname{tg} \theta = 0,1. \quad (2.3.2-1)$$

В отличие от аномалий сил тяжести, ассоциирующихся с характерными крупномасштабными структурами, другие гравитационные аномалии являются большей частью следствием узлокальных состояний. В действительности результаты интерпретаций гравитационных аномалий очень часто используются при проведении геофизических поисковых работ местного характера. Однако при этом следует помнить, что источник (распределение масс), обуславливающий характер поля силы тяжести, никогда не может быть определен однозначно: всегда существует множество вариантов вероятного распределения масс, которые соответствуют одной и той же структуре гравитационной аномалии.

2.3.2.2. Океанические регионы

По-видимому, гравитационное поле Земли над океанами неплохо сопоставляется с рельефом океанического дна, срединно-океанические хребты на всем своем протяжении характеризуются гравитационными максимумами, тогда как желоба — минимумами [170—172]. Модель, объясняющая наблюдаемые аномалии, предполагает

наличие жестких плит, перекрывающих более мягкий субстрат, с чем могут быть связаны отклонения от изостазии [173, 174]. Последующие объяснения основываются на температурных эффектах [175].

2.3.2.3. Распределение аномалий силы тяжести в глобальном масштабе

В заключение следует отметить, что существуют крупные глобальные аномалии силы тяжести. Так, крупномасштабные положительные аномалии были обнаружены в Южной Америке, Европе, на юго-западе Индийского океана и в западной части Тихого океана. Соответствующие отрицательные аномалии находятся на северо-западе и в центральной части Атлантики, в восточной части Индийского и южной Тихого океанов, а также на самом севере Тихого океана. Эти аномалии достигают значений ± 20 мгал и никоим образом не соответствуют распределению континентов и литосферных плит [176].

Следовательно, источник неравномерного распределения масс, вызывающий такие глобальные аномалии, необходимо искать на больших глубинах, т. е. в колебаниях поверхности раздела ядро — мантия. Ундуляции или по крайней мере неоднородности предполагаемых границ в верхней мантии (таких, как поверхность Бёрча, см. раздел 2.1.4.3), также могут определять аномалии.

2.4. Напряженное состояние горных пород

2.4.1. Общие сведения

Поверхность Земли имеет различный рельеф. Следовательно, она не может находиться в состоянии равновесия; на нее действуют силы, которые поддерживают такую неустойчивость. Поскольку вещество, из которого состоит Земля, является сплошным, то нельзя в действительности говорить о «силах», действующих внутри Земли; их физическая сущность включает силу на единицу площади, т. е. «напряжения».

С физической точки зрения напряжение является тензорной величиной (см. также раздел 3.1.2). Тензор напряжения имеет три основные оси, в направлении которых действуют либо сжатие, либо растяжение и полностью отсутствует скоровое напряжение. Из всех видов напряжений наибольший интерес представляют не те, которые вызываются просто эффектом гидростатической нагрузки, а как раз наоборот, напряжения, отклоняющиеся от гидростатического влияния.

В пределах Земли тензор напряжения меняется от точки к точке. Следовательно, напряжения формируют в пределах Земли определенное поле — его называют геофизическим полем напряжения. На протяжении геологической истории это поле изменялось; поэтому при обсуждении геофизического поля напряжения следует принимать во внимание время его возникновения.

Геологическое вещество часто пористое; поры содержат поровую жидкость (воду, нефть, газ и т. д.). Как будет доказано в разделе 3.1.3, наличие общего напряжения в какой-то точке может рассматриваться в таких случаях как сумма флюидного напряжения (давления) и «эффективного» напряжения, которое представляет собой разницу между общим напряжением и флюидным давлением.

Как было замечено, напряжение в любой точке внутри Земли в первую очередь зависит от массы нагрузки. Давление нагрузки в первом приближении будет просто равняться гидростатическому давлению, вызываемому вышележащими пластами. Это давление, равное ρgh (где ρ — плотность, g — ускорение силы тяжести и h — глубина), приблизительно составляет 23 кПа на 1 м. Однако во втором приближении для определения гидростатического давления следует внести некоторые поправки.

Во-первых, необходимо отметить, что Земля состоит из твердого вещества. В изотропном упругом веществе латеральное давление определяется зависимостью Пуассона (раздел 3.2.1), что, если предположить отсутствие латерального смещения, дает

$$\sigma_{\text{лат}} = \frac{m}{1-m} \sigma_{\text{верт}}, \quad (2.4.1-1)$$

где m — число Пуассона. При $m = 0,25$ получаем

$$\sigma_{\text{лат}} = \frac{1}{3} \sigma_{\text{верт}}. \quad (2.4.1-2)$$

(Изаксон [179]).

Во-вторых, следует учитывать присутствие вертикальных скальвающих, составляющих напряжение [180]. Как правило, вблизи поверхности они незначительны, но с увеличением глубины при любом латеральном тектоническом напряжении будут также возникать вертикальные скальвающие составляющие. Поскольку они автоматически накладываются на давление нагрузки, то их нельзя не учитывать.

Состояние напряжения в породах земной коры не может быть полностью произвольным. Совершенно очевидно, что растяжение здесь не может быть ориентировано по нормам, равно как к поверхности Земли и скальвающие силы ориентированы параллельно нормам. Последнее условие означает, что перпендикуляр к поверхности соответствует одному из основных направлений напряжения на поверхности или вблизи нее (см. раздел 7.2.2). Поэтому за исключением областей с интенсивной складчатостью, одно из основных направлений напряжения является почти вертикальным, а два других — горизонтальными. Возможные стандартные состояния напряжения в горных породах характеризуются относительными величинами основных напряжений. Детальное описание этих состояний дано в разделе 7.2.2.

Современное поле напряжений проявляет себя по-разному. Во-первых, оно непосредственно проявляется в туннелях и шахтах.

Во-вторых, такие тектонические эффекты, как землетрясения, несомненно находятся в зависимости от тектонических напряжений. В-третьих, поле напряжений выражается в чисто геологических следствиях: разломы и трещины, равно как и другие явления в текстуре горных пород, обусловлены напряжениями. В-четвертых, принято считать, что многие геоморфологические особенности, такие, как направление простираия долин, обуславливаются действием геотектонического поля напряжений. И, наконец, напряжения являются причиной возникновения определенных типов петроструктуры (например, стилолитов). Все перечисленные явления зависят от воздействия напряжений, которые в свою очередь могут быть определены при их изучении и интерпретации. Цель данного раздела как раз и состоит в обзоре современного состояния уровня исследований этих явлений.

2.4.2. Определение напряженного состояния *in situ*

2.4.2.1. Введение

Принцип определения современного поля напряжений в различных точках основан на выявлении следствий напряжения. Можно провести «эксперименты», обычно включающие смещения в которых на их конечный результат будет влиять существующее напряженное состояние. Общий обзор методов, пригодных для измерения современных напряжений в горных породах, был дан Гастом [181] и в монографии Оберта и Дювалля [182].

2.4.2.2. Методы снятия напряжений (разгрузки)

К общепринятым методам определения *in situ* существующего в настоящее время напряжения относятся методы снятия напряжения (разгрузки). Они заключаются в измерении разницы в деформации материала (породы), когда он извлекается из своего естественного залегания (где он подвергался воздействию напряжения) и перестает подвергаться напряжению. Знание поведения образца (обычно считающегося упругим) под воздействием напряжения — деформации позволяет вычислить напряжение по наблюдаемой деформации.

Наиболее обычный метод разгрузки — так называемый метод дверного упора. К отшлифованному забою скважины прикрепляется двумерный тензомер (дверной упор); затем производится бурение на отбор керна и извлекается керн вместе с прикрепленным тензомером. При сбросе напряжения происходит уменьшение величин деформации, по которой подсчитывается напряжение, воздействовавшее на керн до его извлечения из скважины.

Впервые такой метод был использован Гастом [181]. Позднее его опробовал в Южной Африке Лиман [183—185], после чего он стал известен как «южноафриканский метод дверного упора». Ванхеерден [186] разработал способы практического применения метода дверного упора и снабдил их пояснительными схемами.

Другие разновидности этого метода основаны на использовании фотоупругих (а не пьезоэлектрических) датчиков [187]. Обычно для определения полного тензора напряжений вблизи какого-то места требуется три скважины, так как каждая скважина дает лишь две составляющие. В соответствии с общепринятой теорией предполагается, что порода представляет собой изотропную упругую среду; Беккер и Гукен [188, 189] обсуждали проблему видоизменения теории, необходимую для учета анизотропии. Неупругое поведение породы, как это обсуждалось Барлом и Вейном [190] и Скилтоном [191], требует модификаций того же рода.

Поскольку бурение является дорогостоящим видом работ, предпринимались попытки определения более двух составляющих тензора напряжения при использовании одной скважины. Желаемая цель была достигнута путем введения трехосного тензометра [192—197]. Эти приборы измеряют деформацию не только в радиальном, но и продольном направлении по отношению к скважине. К сожалению, для этих измерений требуется очень высокая степень устойчивости.

Как уже отмечалось, методы разгрузки основаны на измерении деформации. Для того чтобы определить напряжение, необходимо знать упругие свойства kernового материала. Лучше всего для этого испытывать образцы керна нагрузкой в лабораторных условиях и измерять возникающее смещение. Однако можно попытаться определить упругие свойства пород непосредственно *in situ*, создавая нагрузки и измеряя смещения [198, 199].

2.4.2.3. Методы восстановления

Методы, противоположные тем, что были описаны в предыдущем разделе, основаны на определении геофизических напряжений путем восстановления первоначального состояния после того как последнее было нарушено. Обычно для этого делают небольшую штольню, паз в коренной стенке, который вызывает смещение материала по краям пазы. В паз вставляется плоский домкрат и измеряется сила, прилагаемая к домкрату для восстановления первоначального состояния, т. е. для ликвидации смещения, вызванного образованием пазы. Этот метод был впервые, видимо, разработан во Франции [200, 201]. В настоящее время он широко применяется повсюду [202—207].

Вместо того чтобы делать штольню, были попытки использовать обычную скважину с упрощенной геометрией. Это приводит к развитию деформации ячеек скважины и соответствующих способов определения нагрузки [208—215].

2.4.2.4. Волновые поля и напряжение

На сейсмическое волновое поле оказывают воздействие преобладающие напряжения. В небольшом объеме породы ее плотность и характер распределения мельчайших трещин обуславливаются

напряжением и, следовательно, скоростью волн. Кроме того, процессы образования разрывов вокруг места взрыва также определяются существующими напряжениями, поэтому для определения напряжений можно использовать структуру излучения этого взрыва.

Влияние напряжений на распространение сейсмических волн вблизи скважины было изучено Плохотниковым и Дзеданом [216], которые показали, что наиболее значительными здесь являются напряжения, нормальные к направлению распространения волн. И тем не менее, эффект воздействия не очень велик. Экспериментальное исследование, включающее постоянный контроль за скоростью сейсмических волн в гранитах, позволило Рейзенбергу и Аки [217] сделать вывод о том, что существуют периодические колебания напряжений. Однако измерение скоростей должно вестись с точностью более $1 : 10^5$. Вышеупомянутые авторы относили вариации скорости за счет открытия и закрытия мельчайших трещин. Эти же ученые дали исторический обзор попыток наблюдений за напряжениями путем контроля скорости распространения сейсмических волн.

Аршамбо и Сэмис [218] исследовали поле излучения взрыва в предстрессовой среде и его возможное использование для определения геофизического поля напряжений.

В заключение этого раздела следует отметить, что при определении поля напряжений используют не только сейсмические, но и электромагнитные волны. Действительно, зависимость давления от электропроводности и диэлектрической постоянной несомненно позволяет предполагать влияние преобладающих напряжений на электромагнитные волны. Исследовавшие такую возможность Каспар и Докоупил [219] считают, что подобное явление вполне реально.

2.4.2.5. Результаты

Так как в настоящее время существует целый ряд измерений напряжения *in situ*, то можно попытаться обрисовать глобальную картину. Имеющиеся результаты были собраны воедино Роналлом и Чендлером [220]. Из их анализа становится ясно, что существуют большая неопределенность и разброс в абсолютных значениях напряжения. Вероятно, эти значения зависят не только от величины нагрузки, но также и от рельефа местности. Однако существует одно значение, которое обнаруживает некоторую выдержанность — азимут максимального основного сжатия.

Особенно тщательные исследования были проведены на европейском континенте. Так, Айлес и Грейнер [221, 222] опубликовали каталог измерений, полученных в Центральной Европе. Позднее в печати появились измерения для Франции [223], Италии [224, 225] и Австрии [226—228]. Если ограничиться азимутами максимальных сжатий, перечисленными в приведенных ссылках, то его среднее значение для Центральной Европы (за исключением

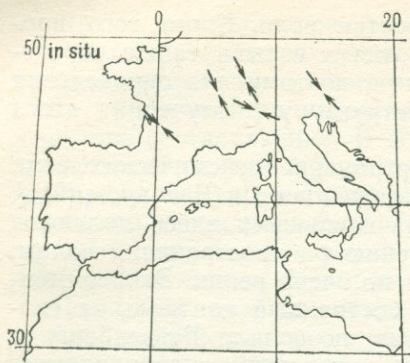


Рис. 48. Направления максимального главного давления в областях западной части Центральной Европы. По Шейдеггеру [229]

нием. Следовательно, невозможно составить четкую региональную картину траекторий напряжения.

Тем не менее представляется вероятным установить некоторые основные правила изменения напряжений с глубиной. Так, Хергет [232] проанализировал изменения главных напряжений с глубиной в одной из шахт в Канаде. Наименьшее сжатие повсюду является вертикальным (σ_v), а наибольшее — горизонтальным (σ_h). Основываясь на своих данных, а также на данных из других источников, он получил следующие уравнения регрессии: $\sigma_v = (1,9 \pm 1,26) + (0,027 \pm 0,003) H$ МПа и $\sigma_h = (8,3 \pm 0,5) + (0,041 \pm 0,002) H$ МПа, где H — глубина, м.

Форма этих уравнений, очевидно, зависит от местоположения. Сравнительный анализ различных регионов был проведен Брауном и Хоуком [233].

2.4.3. Напряжения, восстанавливаемые по гидравлической трещиноватости

2.4.3.1. Метод

Учитывая тот факт, что региональные напряжения влияют на характер расколов, которые образуются за счет оказания давления на жидкость в скважине (см. раздел 7.4.3), изучение формирования таких расколов может быть в свою очередь использовано для определения региональных напряжений. Такой метод определения напряжений был впервые предложен Шейдеггером [234, 235], который в своем анализе исходил из данных о давлении и истечении при растрескивании пород при обычном испытании нефтяной скважины. В соответствии с простой теорией Хабберта и Виллиса (см. раздел 7.4.3) в качестве модели «скважины» был использован цилиндрический центр давления. Позднее были сде-

Италии) равно 145° ЮВ [229]. На рис. 48 представлена схема региональных значений напряжения [229].

Кроме того, детальные исследования были проведены в Исландии [230]. Максимальное сжатие здесь, как было обнаружено, имеет направление СЗ—ЮВ и, что особенно удивительно, оно ориентировано по нормали и поперек к простиранию рифтинга, обычно наблюдаемого в Исландии.

В других регионах мира [231] результаты прямых измерений напряжения *in situ* характеризуются чрезвычайным разнообра-

ланы попытки применить другие типы центров давления (например, сферические и т. д.). Различные теоретические исследования возможных моделей были проведены Моргенстерном [236] и Кехле [237]. В дальнейшем Кульпан и Шейдеггер [238] опубликовали результаты исследований нефтяных месторождений.

Однако описанный способ нельзя считать совершенным, так как сведения, полученные при рутинном испытании в нефтяной скважине (измерение давления на забое), нельзя считать достаточно точными. Кроме того, мы не можем сразу же установить ориентацию трещин в забое, что наиболее важно для определения ориентации направления главных напряжений. В скважины опускаются специальные материалы, на которых отпечатываются контуры скважины, что позволяет определить ориентацию трещин.

Полученные результаты, если следовать теоретическому обоснованию, приведенному в разделе 7.4.3, способствуют выявлению направлений главных напряжений: наибольшее сжатие параллельно поверхности трещиноватости. Таким образом, следует обращать особое внимание на гидравлическую трещиноватость, особо выделяя задачу определения напряжений поля. Этот метод был, в частности, разработан Хеймсоном и его коллегами [239—242]. В дальнейшем он был усовершенствован многими учеными, среди которых следует особо выделить специалистов США и Канады.



Рис. 49. Направления максимального горизонтального главного напряжения континентальной части США, определенные по ориентировке гидравлических ударов. По Хеймсону [243]

2.4.3.2. Результаты

Метод определения напряжения посредством специально созданных способов испытания скважин гидравлическими ударами применяется в основном в США и Канаде. Вследствие этого полученные результаты не являются глобальными. Как и в случае с данными по другим определениям напряжения *in situ*, лучше всего устанавливается направление максимального основного (горизонтального) напряжения. Хеймсон [243] собрал воедино все имеющиеся результаты; сделанные им выводы схематически изображены на рис. 49, на котором видно, что максимальное сжатие в континентальной части США ориентировано в основном с СВ—ЮЗ.

Другая серия данных касается обрушения скважин в провинции Альберта в Канаде [244]. Такие обрушения происходят в направлении наименьшего сжатия, так как оно совпадает с наибольшим напряжением скалывания. Обнаруженное максимальное горизонтальное сжатие в основном совпадает с тем, которое имеет место на юге США.

Наконец, следует заметить, что Хеймсон и Войт так же измерили напряжение с помощью гидроударов в двух скважинах в Исландии. Их результаты полностью согласуются с измерениями *in situ*, о которых шла речь в разделе 2.4.2. Максимальное сжатие идет в направлении СЗ—ЮВ, что соответствует «европейской» ориентации.

2.4.4. Определение напряженного состояния по механизмам очагов землетрясений

2.4.4.1. Введение

Анализ сейсмических явлений позволяет получить представление о современном поле напряжений, которое существует ниже поверхности Земли. Наиболее важными представляются исследования двух типов: спускового механизма землетрясений и определения плоскости разлома в очаге.

2.4.4.2. Спусковой механизм сейсмических событий

Количество сейсмических событий, происходящих в определенной области, может быть показателем существующих здесь напряжений. Основываясь на этом предположении, были сделаны попытки предсказать, например, крупные горные удары в шахтах. К сожалению, число микросейсмических событий указывает на скорость высвобождения деформаций, а не на скорость роста напряжений. Тем не менее для материала с известными реологическими свойствами эти скорости могут быть пропорциональны друг другу.

Вероятность предсказания горных ударов в шахтах путем наблюдения за микросейсмическими событиями рассматривается во многих учебниках по горной механике. Детальное исследование этой проблемы было проведено Кюнсдорфом и Роттером [246].

Землетрясения могут быть искусственно вызваны за счет создания больших водохранилищ. Во многих случаях было обнаружено, что заполнение таких резервуаров вызывает серию землетрясений [246a]. Особенности их распределения также могут служить показателем напряжений, существовавших в данном районе. Однако, несмотря на то что существует достаточное количество литературы, освещающей проблему спускового механизма землетрясений [247], примеры использования искусственных землетрясений для определения тектонического поля напряжений, по всей видимости, отсутствуют, что, конечно, не исключает такую возможность.

2.4.4.3. Определение напряженного состояния по решению фокальных механизмов землетрясений

Основной метод определения современного напряженного состояния по сейсмическим событиям основан на анализе решений механизмов землетрясения. В принципе, как показано на рис. 44,

каждое решение механизма очага землетрясения позволяет выявить направление максимального (P) и минимального (T) сжатия. Однако для оценки регионального поля напряжений множество решений механизмов очагов, принадлежащих данной области, «усредняются». Задача поэтому заключается в нахождении среднего значения для серии осей, что требует усложнения методики. Фарра и Шейдеггер [238] показали, что этот вопрос, при некоторых статистических допущениях, может быть решен вычислением собственного значения некоторой матрицы, лучше — с использованием компьютера.

Таким образом, основные направления регионального стресса могут быть определены при усреднении основных направлений напряжения, определенных по индивидуальным землетрясениям. В отдельных областях выполнено множество таких исследований. Так, рассчитанное методом наибольшего приближения региональное направление оси P в Швейцарии имеет азимут 142° ЮВ, что очень сходно с измерениями напряжений *in situ*, найденными для Центральной Европы (145° ЮВ). Конечно, существует большая вероятность того, что напряжения на глубине, где расположен очаг землетрясения, отличаются от напряжений, близких к поверхности, однако, по-видимому, это не так. Следует отметить, что существует поразительное соответствие между напряженным состоянием, определенным в Европе при изучении сейсмических событий и при использовании методов определения напряжений *in situ*.

При исследовании механизмов очагов землетрясений очень давно появилась возможность обнаружить их глобальный характер. Так, Шейдеггер [250] определил характер напряжений в боль-

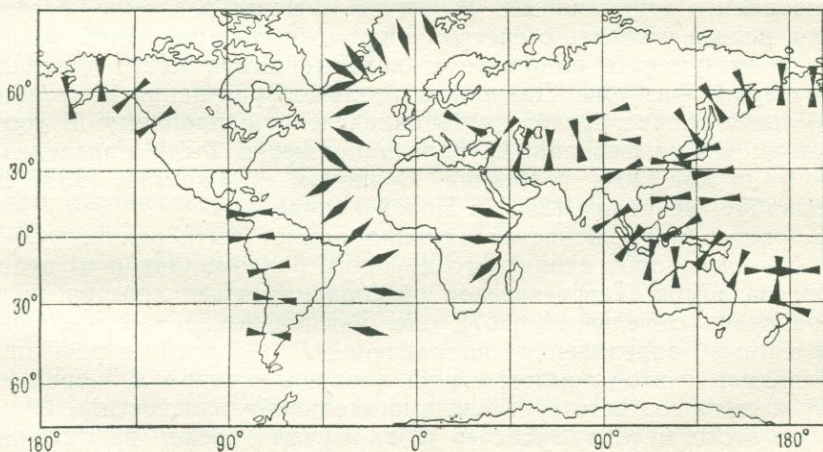


Рис. 50. Сейсмотектоническое поле напряжений Земли. По Шейдеггеру [252a] и Балакиной и др. [252]

шинстве тектонических регионов (Альпийско-Гималайский пояс, Срединно-Атлантический рифт и Циркумтихоокеанский пояс); выявленная глобальная картина позже на большем материале была подтверждена Айзексом и др. [251] и Балакиной и др. [252]. Было обнаружено, что субдукционные границы плит обычно находятся в состоянии сжатия, а рифтовым границам плит, как правило, соответствуют напряжения растяжения (рис. 50).

2.4.5. Определение напряженного состояния по разломам и трещиноватости

2.4.5.1. Введение

Геологические структуры, называемые разломами и трещинами, образуются под воздействием напряжений. Следовательно, из анализа феноменологии разломов и трещин можно сделать определенные выводы относительно поля существующих напряжений. Цель настоящего раздела показать, как это происходит.

2.4.5.2. Разломы

Взаимозависимость между плоскостями разломов и направлениями основных напряжений, согласно теории Андерсона, будет рассмотрена в разделе 7.2.2.2. Обсуждение численных взаимоотношений (зависящих от угла разлома δ) было дано Трешером и Шейдеггером [253].

Следовательно, при картировании серии разломов можно, путем интерпретации, получить поле напряжений, за счет которых образовались эти разломы. В случае древних разломов, естественно, нельзя говорить о системе современных напряжений, а следует подразумевать напряжения, которые имели место в период образования разлома. Датировка разломообразования в древних формациях может представлять определенную проблему. В соответствии с вышесказанным, палеонапряжения были определены Какими и др. [254] в Японии, Баллоком и Джонсом [255] на Лабрадоре, Чеппелом [256] в Новой Гвинее.

Характер напряженного состояния может быть реконструирован как из анализа единичного крупного разлома, так и из целой серии разломов. Теоретическое обоснование этого способа было разработано Энгельером [257]; оно обосновано на том же представлении об определении направлений P - и T -осей в решениях механизмов очагов землетрясений (перпендикуляр к «зеркалам скольжения» соответствует «вспомогательной» плоскости!). С помощью этого метода Эйсбечер [258] изучил после напряжений вдоль разлома в Новой Шотландии. Если таким же образом исследовать рои даек, то можно определить, по крайней мере, направление основного минимального напряжения [258—260].

2.4.5.3. Трещины

Для определения тектонического поля напряжений еще удобнее использовать повсеместную трещиноватость в обнажениях породы. В разделе 1.6.3 уже были представлены некоторые феноменологические факты, касающиеся трещиноватости. В частности, отмечалось, что трещины в обнажениях ориентированы по трем направлениям: два из них субвертикальны и одно — субгоризонтально.

Преобладающие направления систем трещин могут быть установлены с помощью статистического метода вычисления; как правило, они образуют более или менее прямоугольную систему из трех плоскостей. Вертикальные трещины считаются тектоническими и, что особенно важно, они возникли, вероятно, очень недавно: явно более древние, заполненные «неактивные» трещины секутся ими под острыми углами со смещением отрезков, и полностью отсутствует связь между ориентацией трещин в свежих обнажениях и структурами, связанными с генезисом пород [261] (такими, как малые складки).

Обычно предполагается, что тектонические трещины (как было определено выше) образуют поверхности разрыва типа Мора (см. раздел 7.2.2), но обычно наблюдаемые большие углы между сопряженными системами трещин в действительности могут указывать на то, что разрывы не принадлежат к этому типу. Системы трещин располагаются очень близко к плоскостям максимального скалывания в поле напряжений, которое может указывать на то, что они образовались в результате некоторого процесса податливого или пластичного проскальзывания. Таким образом, очевидным феноменологическим объяснением трещин может быть их реакция на мгновенный процесс ползучести, возникающий в горизонтальной плоскости в результате тектонических напряжений.

Принимая во внимание вышеизложенное, можно по измерениям ориентировок трещин определить направление основных осей тектонического напряжения. Затем по положению двух максимумов плотности могут быть вычислены в качестве биссектрис между двумя «предпочтительными» плоскостями трещин направления основных напряжений. Когда мы имеем дело с разрывами по типу Мора, то биссектриса меньшего угла должна соответствовать наибольшему сжатию. Однако, как уже отмечалось, поскольку угол между крутопадающими сопряженными системами трещин близок к 90° , то часто невозможно надежно провести различие между направлениями основных осей наибольшего и наименьшего напряжений. В целях визуализации часто имеет смысл нанести направления основных напряжений на полюсную диаграмму плотности системы трещин (см. рис. 16, раздел 1.6.3). Однако естественно, что для массовых расчетов эта процедура осуществляется на ЭВМ.

В настоящее время мы располагаем результатами исследований ориентировок трещин в зависимости от неотектонического поля

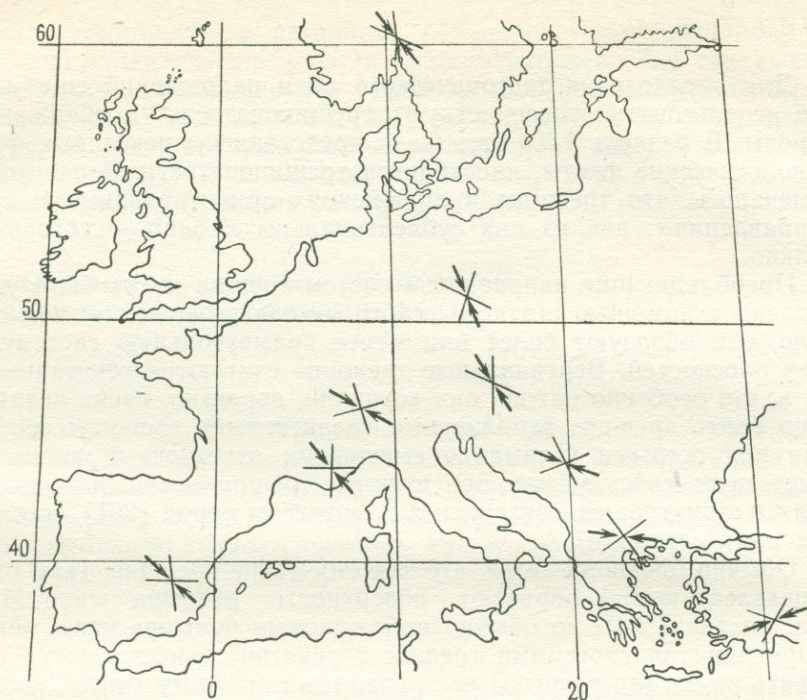


Рис. 51. Направления главных напряжений в Европе, определенные по трещинам. По Шейдеггеру [266]

напряжений, полученными во многих регионах земного шара. Налицо хорошее соответствие между максимальным сжатием, вычисленным при изучении трещин, и тем, которое постулируется по теории тектоники плит (например, в Гималаях [262], в Карибском регионе [263], в восточной Канаде [264] и Мексике [265]).

Наглядной иллюстрацией могут служить результаты, полученные в Европе и изображенные на рис. 51 [266]. Следует иметь в виду, что идентификация *P*- и *T*-осей неопределенна. Из рис. 51 становится ясно, что существует крупномасштабная европейская система неотектонических напряжений, которая однородна от Альп до Норвегии. Она почти полностью совпадает с напряжениями, определенными *in situ* (см. рис. 48), в процессе сейсмологических (см. рис. 50) и геодезических (см. рис. 27) исследований. Значительные изменения наблюдаются только в Динарских горах и далее на восток.

2.4.6. Геоморфология и напряженное состояние

Взаимодействие напряжений с поверхностью Земли оставляет следы, которые в свою очередь могут быть использованы для реконструкции напряжений, оставляющих эти следы.

Гербер и Шейдеггер [267, 268] изучили эту возможность, в частности, они рассматривали вопрос в связи с геоморфологией горных массивов. В тех же целях можно использовать и другие геоморфологические признаки, такие, как направление долин и простираание береговых линий. В разделе 1.6.4 уже было показано, что структура ориентации долин не носит произвольного характера. Часто в одном районе можно обнаружить два преобладающих направления в ориентировке структур. Как и в случае с трещинами, их биссектриса может соответствовать направлению главных напряжений; это возможно, если предположить, что долины представляют собой линии максимального скалывания. Если же предположить, что долины распределяются в виде разрывов по типу Мора, то в меньшем квадранте будет сосредоточено максимальное сжатие. Однако, как правило, бывает трудно с точностью указать этот квадрант, так как угол между квадрантами обычно приближается к 90° , а идентификация того, какое из направлений главных напряжений соответствует наибольшему сжатию, а какое — наименьшему при этом статистически не обеспечивается.

Процесс определения напряженного состояния по ориентации долин сходен с подобной же процедурой в случае с трещинами. Получается, что биссектриса угла между преобладающими простирааниями долин совпадает с предполагаемыми направлениями напряжения. Обратившись к примеру в разделе 1.6.4, который основывается на данных по Австрии, получим: $\sigma_1 : 42^\circ$ СВ и $\sigma_2 : 132^\circ$ СВ.

Этот результат почти совпадает с направлениями главных напряжений на европейском континенте, которые вычислены на основании других источников и располагаются в квадранте СЗ—ЮВ.

Однако в других зонах соответствие между простираанием долин и другими признаками неотектонических напряжений бывает не всегда столь хорошим, как в Австрии. Иногда простираание долин имеет более двух максимумов и поэтому возникает вероятность существования систем напряжения различных возрастов, которые отражаются в этих долинах.

К особому типу геоморфических структур, которые используются как возможные индикаторы неотектонических напряжений, относятся вулканы [269]. Идея состоит в том, что магматические дайки обычно внедряются по направлению, перпендикулярному к минимальному региональному напряжению и поэтому указывают на простираание максимального регионального сжатия. Направление последнего, полученное при изучении вулканов Аляски (в частности, боковых извержений), хорошо совпадает с направлением конвергенции Тихоокеанской и Американской плиты, постулируемым из других данных [269].

2.4.7. Петротектоника и тектонические напряжения

Как правило, петротектонический анализ дает хорошие результаты при попытке воспроизведения поля напряжений. Так как структура породы представляет собой как бы запись всех текто-

нических событий прошлого, то расшифровать историю деформации становится достаточно трудно.

Поэтому утверждается, что остаточное напряжение, которое представляет собой напряжение в точке какого-то тела с нулевым переносом во внешнюю среду, является индикатором древних полей напряжений в земной коре [270, 271]. Анализ этого «вмерзшего» напряженного состояния в основном базируется на методе дифракции рентгеновских лучей. Однако было замечено, что без предварительной информации об источниках главных тектонических напряжений, которые, вероятно, ответственны за остаточное напряжение в теле, как правило, невозможно выявить направления этих напряжений [272].

Тем не менее, если предположить, что мы начинаем исследование с изотропно ориентированной совокупности объектов, то появляется шанс установить деформацию (а с ней и направление главных напряжений), приводящую эти объекты в анизотропное состояние.

Теоретическое обоснование некоторых аспектов этой проблемы будет дано в разделе 7.2.4. В печати сообщалось о практическом применении этой теории для определения палеодеформаций в Вермонте [273] и Пембрукшире [274]. Как уже говорилось, наибольшую трудность представляет датировка процесса деформации.

Самых лучших результатов использования петротектонического анализа при исследовании тектонического поля напряжения удалось добиться в ходе изучения стилолитов (см. раздел 1.6.6). Так как структуры, образующиеся в ходе процессов растворения — осаждения, растут в направлении максимального сжатия, существующего при их образовании, это позволяет определять направление максимального сжатия непосредственно в поле.

Шёфер [275] опубликовал данные об исследованиях стилолитов в Европе и Северной Африке. На рис. 52 (по данным Шёфера) показаны главные направления сжатия, полученные при изучении стилолитов в западной части Альпийско-Средиземноморского региона для современного поля напряжений. Интересно отметить, что можно также получить свидетельства существования палеогенового поля напряжений, так как стилолиты сохраняют первоначальную ориентацию поля, при котором они были сформированы.

Соответствующая картина показана на рис. 52. Видно, что определенная переориентация направлений главных тектонических напряжений произошла в миоцене. Особого внимания заслуживает факт хорошего совпадения направления неотектонического напряжения с направлениями, полученными из других источников (СЗ—ЮВ) и уже обсуждавшимися. Летузеи и Тремольер [276] применили этот метод для изучения еще более древних полей тектонических напряжений в Альпийско-Средиземноморском регионе. При этом они смогли проследить эволюцию перемещения плит Средиземноморья от позднего мела до современности.

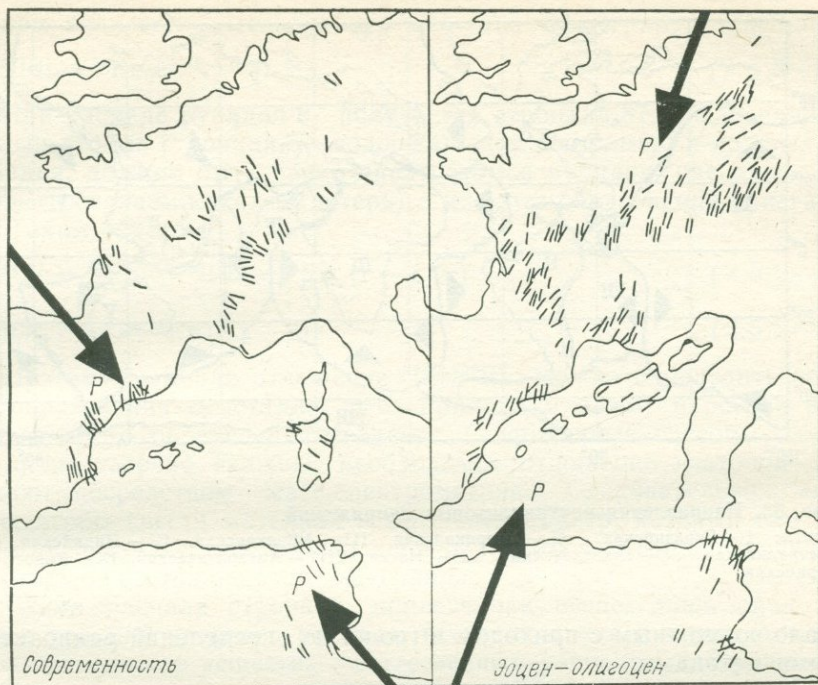


Рис. 52. Тектонические напряжения (P), определенные по стилолитам. По Шёферу [275]

2.4.8. Глобальные результаты

Из всего сказанного становится совершенно очевидно, что современное поле напряжений является единственным геофизическим полем, поведение которого можно определить из различных источников, перечисленных ранее. По всей видимости, оно постоянно по всей мощности литосферных плит и над обширными «внутриплитными» регионами. Таким образом теперь возможно собрать воедино имеющиеся данные из многих источников относительно этого поля [277, 278]; результаты показаны на рис. 53.

2.5. Данные определения возраста

2.5.1. Общие сведения

Геологическая шкала времени, обсуждаемая в разделе 1.2.2, начинается с кембрийского периода, что объясняется отсутствием ископаемых в более древних слоях. Первоначально относительный возраст различных геологических формаций геологи определяли единственно по окаменелостям в соответствии с предполагаемой эволюцией форм жизни. Естественно, что подобным образом нельзя установить абсолютный возраст; решение этой проблемы

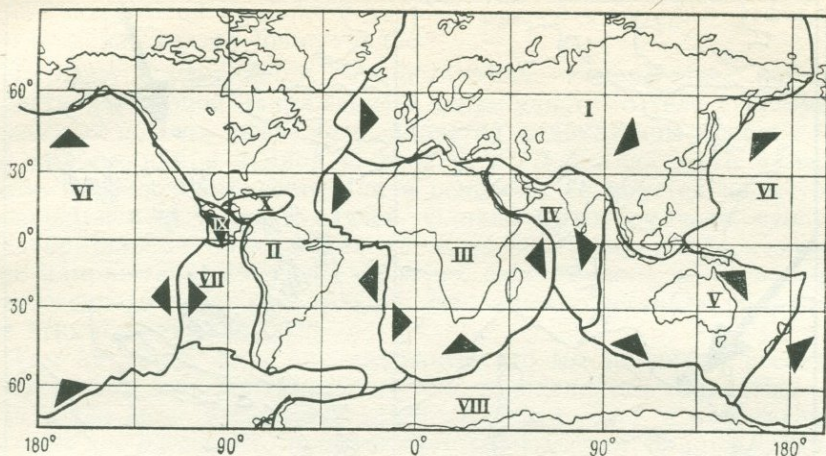


Рис. 53. Направления внутриплитовых напряжений.

Плиты: I — Евразийская, II — Американская, III — Африканская, IV — Индийская, V — Австралийская, VI — Тихоокеанская, VII — Наска, VIII — Антарктическая, IX — Кокос, X — Карибская

стало возможным с приходом в геологию определенных радиоактивными методами.

Хотя обычная геохронологическая шкала начинается с кембрия, есть все основания полагать, что Земля существовала еще задолго до появления животных, ставших затем окаменелостями. Самое удивительное, что кембрийские пласты уже содержат остатки рыб, которые относятся к наивысшему типу животных. Это явно показывает, что в длительный докембрийский период происходила не только геологическая эволюция Земли, но и эволюция видов животных.

Физические явления радиоактивного распада позволяют раздвинуть геохронологическую шкалу, углубившись в историю Земли почти на 4 млрд. лет.

2.5.2. Методы

Методы физического определения возраста основываются на радиоактивном распаде атомов. Радиоактивный распад расщепляемых материалов носит спонтанный характер. Число распадающих атомов за какой-то (короткий) временной интервал пропорционально общему числу присутствующих атомов и постоянной распада λ . Таким образом уравнение распада, например, рубидия может быть записано следующим образом:

$$-\frac{d}{dt} {}^{87}\text{Rb} = \lambda {}^{87}\text{Rb}, \quad (2.5.2-1)$$

где ${}^{87}\text{Rb}$ — число атомов рубидия-87, присутствующих в опреде-

ленном количестве исследуемого вещества. Интегрируя, получаем

$${}^{87}\text{Rb} = {}^{87}\text{Rb}_0 e^{-\lambda t}. \quad (2.5.2-2)$$

При распаде рубидия-87 получается стронций-87; число радиоактивных атомов стронция-87, содержащихся, например, в кристалле рубидия, должно быть равно числу атомов рубидия, распавшихся (за исключением каких-то потерь) с момента образования кристалла. Таким образом,

$${}^{87}\text{Sr} = {}^{87}\text{Rb}_0 - {}^{87}\text{Rb} = {}^{87}\text{Rb}_0 (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.5.2-3)$$

$$\text{или } {}^{87}\text{Sr} = {}^{87}\text{Rb} (e^{\lambda t} - 1). \quad (2.5.2-4)$$

Поэтому, измерив отношение ${}^{87}\text{Sr}/{}^{87}\text{Rb}$, можно определить время образования кристалла. Этот принцип и лежит в основе радиоактивного определения возраста. Современные способы измерений достаточно сложны; необходимое отношение изотопов получают посредством масс-спектрометрии. Следовательно, для того, чтобы ввести материал в масс-спектрометр, который сам по себе представляет достаточно сложный прибор, следует изменить химическое состояние этого материала.

Схема распада стронция, приведенная выше, лишь один из видов реакций ядерного распада, встречающихся в природе. Степень пригодности вещества с естественным распадом для радиоактивного определения возраста обусловлена, во-первых, сравнимостью периода его полураспада с возрастом Земли и, во-вторых, достаточной распространенностью вещества в породах.

Схемы распада, которые используются для определения возраста, приводятся в табл. 4. Детальное обсуждение методов использования этих схем можно найти в книгах Йорка, Фаркухара [279] и Фора [280] и в статье О'Нионса и др. [281].

Несколько отличный метод датирования пород основан на привлечении изохрон, которые, например, представляют собой кривые отношений изотопов, полученные для минералов, содержащих свинец*. Как видно из табл. 4, ${}^{207}\text{Pb}$ является дочерним элементом ${}^{235}\text{U}$, а ${}^{206}\text{Pb}$ — дочерним элементом ${}^{238}\text{U}$ с соответствующими постоянными распада λ_{235} и λ_{238} . После начала распада на время t (символы у атомов, как отмечалось выше, обозначают атомное число) имеем:

$${}^{235}\text{U}_t = {}^{235}\text{U}_0 e^{-\lambda_{235} t} = {}^{235}\text{U}_0 - {}^{207}\text{Pb}_t \quad (2.5.2-5)$$

$$\text{и } {}^{238}\text{U}_t = {}^{238}\text{U}_0 e^{-\lambda_{238} t} = {}^{238}\text{U}_0 - {}^{206}\text{Pb}_t \quad (2.5.2-6)$$

$$\text{или } \frac{{}^{207}\text{Pb}_t}{{}^{206}\text{Pb}_t} = \frac{{}^{235}\text{U}_0 (1 - e^{-\lambda_{235} t})}{{}^{238}\text{U}_0 (1 - e^{-\lambda_{238} t})}. \quad (2.5.2-7)$$

* Следующие ниже заключения в равной мере справедливы в отношении Rb—Sr и Sm—Nd минералов.—Прим. ред.

Схемы радиоактивного распада, используемые для определения возраста

Изотоп	Конечный продукт	Период полураспада
^{40}K	^{40}Ca и ^{40}Ar	$1,3 \times 10^9$ лет
^{87}Rb	^{87}Sr	$6,1 \times 10^{10}$ лет
^{187}Re	^{187}Os	$4,5 \times 10^{10}$ лет
^{147}Sm	^{143}Nd	$1,1 \times 10^{11}$ лет
^{232}Th	^{208}Pb	$1,4 \times 10^{10}$ лет
^{235}U	^{207}Pb	$3,1 \times 10^8$ лет
^{238}U	^{206}Pb	$4,5 \times 10^9$ лет

Если время образования Земли берется равным нулю, то отклонение $^{238}\text{U}_0/^{235}\text{U}_0$ имеет фиксированное значение, соответствующее как было найдено, 3,33. Если минерал, содержащий свинец, удалить из схемы распада на время t , прошедшее после образования Земли, то отношение $^{206}\text{Pb}/^{207}\text{Pb}$ становится постоянным. И, наоборот, время формирования минерала может быть установлено единственно из этого отношения. При практическом применении этого метода нужно сначала определить отношение числа атомов ^{206}Pb и ^{207}Pb к числу нерадиоактивных атомов свинца ^{204}Pb ; затем они наносятся на график $^{207}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ вдоль оси ординат, а $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ — вдоль оси абсцисс. Все минералы свинца данного возраста ложатся на прямую, которая называется изохроной. В действительности схема несколько осложняется тем, что не все атомы ^{206}Pb и ^{207}Pb радиогенны. Однако первоначальная распространенность этих атомов на время 0 всегда постоянна, так что изохрона, хотя она и не проходит через начало графика, указывает возраст минерала.

2.5.3. Результаты радиологического датирования

Результаты радиологического датирования положены в основу геохронологической таблицы (см. табл. 1), приведенной в разделе 1.2.2. Теперь можно продолжить эту таблицу вглубь времени. Шкала, составленная по различным источникам, показана в табл. 5.

Наиболее интересный вывод, следующий из табл. 5, состоит в том, что так называемый докембрийский период охватывает пять шестых всей истории Земли, а на оставшуюся часть приходится только одна шестая. Таким образом, традиционная геология относится лишь к последней, шестой части истории Земли.

Одновременно с расширением геохронологической шкалы были предприняты попытки объяснить тектоническую историю докембрийского периода. Известно, что древние щиты имеют вид срединных до корней горных цепей, а не однородных блоков. Таким образом, с большей степенью вероятности можно предполагать,

Расширенная геохронологическая шкала

События	Время (млрд. лет)	Типы пород
Настоящее время	0	Кайнозойская группа Мезозойская группа Палеозойская группа
	0,08	
	0,23	
Первое индексированное ископаемое	0,6	
Изменения в орогенезе	1,0	Гренвилльско-Гуронские типы
	2,0	
Самые древние из известных пород	4,0	Киватин-Темискамингские типы
Возраст земной коры	4,6	Породы не сохранились
Возникновение Земли	4,8—5,0	

что орогенная деятельность происходила в течение долгого времени еще до появления на Земле первых животных, ставших затем ископаемыми.

Первоначально области развития докембрийских пород делили только на два «времени»: протерозой — осадочные породы и архей — сильно метаморфизованные породы. Однако после проведения радиологических определений, выяснилось, что такое подразделение не является полностью хронологическим, так как в разных местах породы могут быть в одной области более древними, чем породы архейского типа из другого региона.

В действительности, распределение пород различного возраста на Канадском щите (который наиболее изучен), вероятно, дает основание предполагать явление роста континента (рис. 54). Весь Канадский щит можно разделить на «провинции», т. е. регионы приблизительно одного и того же возраста. Самая древняя провинция располагается вокруг залива Джеймс, а более молодые последовательно окружают ее. Впервые такую картину для Канадского щита представили Уилсон и др. [282] в 1956 г. Последующие исследования [283, 284] полностью подтвердили общий структурный характер Канадского щита и сделали возможным провести еще более детальное подразделение на «провинции».

Таким образом, древнейшая провинция щита образует континентальное ядро. Существуют указания на то, что орогенез в континентальных ядрах отличался от орогенеза, наблюдаемого в настоящее время [285]. Процесс горообразования, происходивший в континентальных ядрах, формировал множество небольших извилистых поясов, характеризующихся плохо дифференцированными осадками и высокой долей вулканических продуктов основного состава. Орогенез современного типа начался около 2000 млн. лет назад. Анализ возраста пород и стиль тектоники, распознаваемый с этого времени, показывают, что до настоящего



Рис. 54. Провинции пород разного возраста (в млн. лет) Америки. По Харлею [284].
 1 — >1700; 2 — 800—1700; 3 — <800

времени имело место примерно 10 орогенических циклов «современного типа» (как уже отмечалось в разделе 1.4.2).

Существование орогенических циклов ведет к непрерывному омолаживанию континентальных пород, что позволяет говорить о экспоненциальном распределении площадей континентов (и их объемов) в зависимости от возраста [286].

Вышеописанный метод определения возраста применяется для континентальных областей. Возраст всех пород, драгированных со дна океанов, намного моложе докембрийского. Как уже отмечалось, по крайней мере на хребтах, по-видимому, отсутствуют породы палеогенового возраста. На протяжении долгого времени этот факт оставался загадочным, но сейчас он очень хорошо соответствует представлению тектоники плит океанов, согласно которому вещество океанической коры постоянно поступает на хребты и оттуда перемещается в стороны. Поэтому океаническое дно состоит исключительно из молодого вещества.

2.6. Геотермические данные

2.6.1. Общие сведения

Когда-то считалось, что Земля может по-существу представлять собой тепловую машину. Это означает, что энергия, вызывающая геодинамические явления, может быть результатом тепловых процессов. К сожалению, термальная история Земли известна весьма недостаточно, так как она непосредственно связана с вопросами происхождения Земли и химическим составом ее недр. Анализ этих проблем выходит за рамки данного исследования, поэтому здесь мы дадим обзор лишь тех разработок и предположений, которые представляют интерес с точки зрения геодинамики.

2.6.2. Поверхностные измерения теплового потока

Наиболее существенную информацию относительно тепловых свойств Земли получают за счет измерений теплового потока на ее поверхности. Тот факт, что тепло повсеместно истекает из недр Земли в пространство, с очевидностью доказывается повышением

температуры с глубиной в любой скважине или шахте; температурные градиенты изменяются [287] от 25° до 40°C на 1 км. Следовательно, тепловой баланс может существовать только в том случае, если тепло поступает во внешнее пространство из недр Земли. Общий обзор этих проблем был сделан Ли [288], Каппельмейером и Гейнелем [289] и Адамом [290].

Для измерений теплового потока необходимо определить температурный градиент (в скважине, шахте) и среднюю теплопроводность пластов породы. В настоящее время известно огромное количество измерений теплового потока во многих частях земного шара.

Все данные о тепловом потоке на планете, полученные вплоть до 1975 г., представлены на карте, составленной в Мировом центре данных А [291]. На этой карте каждое единичное измерение обозначено цветной точкой, указывающей значение теплового потока. Так как данные рассеяны, то они приобретают смысл только при некотором приближении к сферической гармонике. Исходя из этого Чепмен и Поллак [292] недавно вновь проанализировали данные о тепловом потоке. Они установили, что среднее значение теплового потока HF, проходящего через поверхность Земли, равно $\text{HF} = 59 \text{ мВт/м}^2$.

Следует отметить, что до введения системы единиц СИ тепловые потоки обычно выражали в «единицах теплового потока», что означало $\mu \text{ кал} \cdot \text{с}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Эти единицы можно представить в виде соотношения:

$$1 \text{ мВт/м}^2 = 0,0239 \mu \text{ кал} \cdot \text{с}^{-1} \text{ м}^{-2} \text{ и } 1 \mu \text{ кал} \cdot \text{с}^{-1} \text{ см}^{-2} = 41,84 \text{ мВт/м}^2.$$

При первом же взгляде на измерение теплового потока по всему земному шару становится очевиден факт отсутствия существенного различия между океаническими и континентальными тепловыми потоками. Это наблюдение представляет большую важность, так как на его основании подразумевается, что под каждой единицей площади земной поверхности сосредоточено равное количество радиоактивных элементов, генерирующих тепло. Это особенно удивительно, если вспомнить, что континенты и океаны имеют абсолютно различную структуру; так, известно, что континентальные породы содержат намного больше радиоактивных веществ вблизи поверхности, чем океанические. Это различие должно каким-то образом уравниваться на глубине.

Естественно, что в различных районах земного шара тепловой поток отклоняется от своего среднего значения. Самые низкие значения теплового потока приходятся на древние щиты, подобные Африке (50 мВт/м^2), и на абиссальные равнины Атлантического океана. В орогенных зонах тепловой поток достигает 63 мВт/м^2 , а в рифтах срединно-океанических хребтов увеличивается от 75 мВт/м^2 . Самые высокие значения ($250\text{—}290 \text{ мВт/м}^2$) наблюдаются в вулканических зонах. Из-за разброса результатов и неравномерности распределения точек измерений результаты, важные для всей Земли в целом, могут быть получены, если

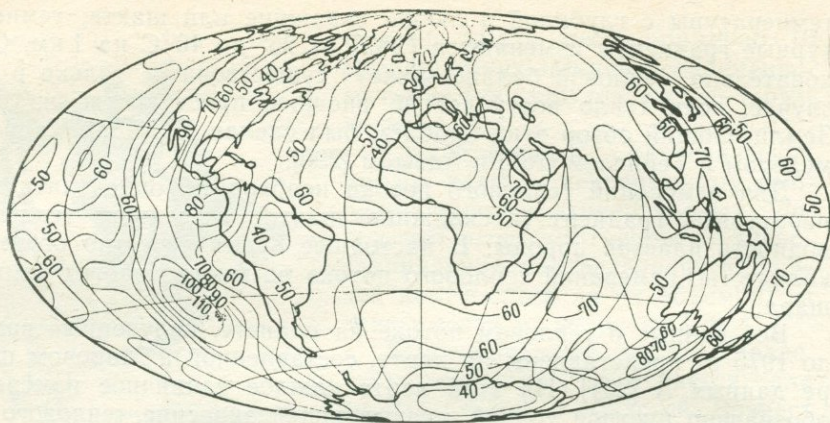


Рис. 55. 12-степенная сферическая гармоника теплового потока планеты ($\text{мВт} \cdot \text{м}^2$). По Чепмену и Поллаку [292]

как-то восполнить недостающие измерения для плохо изученных регионов мира. Попытка сделать это была предпринята Чепменом и Поллаком [292], которые «предсказали» значения для тех областей, где измерения отсутствуют. В своих прогнозах они опирались на геотектонический характер этих зон. Таким образом был проведен 12-степенный сферико-гармоничный анализ всей планеты. Результаты представлены на рис. 55.

Регионы с наиболее высокими (положительными) аномалиями теплового потока называются «горячими точками» [293]. В настоящее время все еще ведутся споры относительно того, движутся ли эти горячие точки вместе с тектоническими плитами во время их дрейфа или же они имеют более глубокое происхождение (в мантии).

2.6.3. Температура в недрах Земли

Первоначально попытки оценить температуру в недрах Земли основывались на линейной экстраполяции температурного градиента вблизи поверхности. При градиенте $25 \text{ }^\circ\text{C}/\text{км}$ температура в центре Земли по этим расчетам должна равняться $157\,500 \text{ }^\circ\text{C}$. Трудно поверить, что в недрах Земли могут существовать столь высокие температуры, поскольку в этом случае они должны иметь термодинамические и химические последствия, которые сложно представить и объяснить. Из этого можно сделать вывод, что температурный градиент в недрах должен быть много ниже, чем вблизи поверхности.

Разумное с точки зрения термодинамики объяснение понижения температурного градиента с увеличением глубины дал Джекобс [294, 295]. Для того чтобы определить распределение температуры внутри Земли, нужно в принципе начать с распределения

плотности, из которого затем, применив закон тяготения Ньютона, можно вычислить распределение давления (см. рис. 30, раздел 2.1.2). Далее необходимо предположить, что объемный коэффициент температурного расширения α зависит от давления p :

$$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\alpha_0} + bp. \quad (2.6.3-1)$$

Это предположение предлагается по аналогии с зависимостью между сжимаемостью — давлением, которая имеет тот же вид и была подтверждена выводами теории твердого тела [294]. Значения постоянных α_0 и b следующие:

$$\frac{1}{\alpha_0} = 2,4 \times 10^4 \text{K}, \quad (2.6.3-2)$$

$$b = 6,2 \times 10^{-7} \text{K}^{-1} \text{M}^2/\text{N}. \quad (2.6.3-3)$$

Теперь можно определить распределение температуры внутри Земли [294, 295]. Адиабатический градиент температуры (при постоянной энтропии S) удовлетворяет уравнению

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_{S=\text{const}} = \frac{\alpha T}{\rho C_p}. \quad (2.6.3-4)$$

Здесь T — температура; ρ — плотность и C_p — средняя температура при постоянном давлении.

Вводя предположение, записанное в виде ур. (2.6.3-1) в ур. (2.6.3-4), получим:

$$\frac{dT}{T} = \frac{dp}{\rho C_p \left(\frac{1}{\alpha_0} + bp \right)}. \quad (2.6.3-5)$$

Если далее предположить, что C_p — величина постоянная, то приведенная зависимость может быть проинтегрирована в

$$\log \text{nat } T = \frac{1}{C_p} \int \frac{dp}{\rho \left(\frac{1}{\alpha_0} + bp \right)}. \quad (2.6.3-6)$$

Поскольку зависимость плотности от глубины (а следовательно, и от давления) приблизительно известна, то это уравнение может быть выражено в численном виде.

Если начать все вычисления на глубине 100 км с 1500°K , то в центре Земли это значение достигнет примерно 6000°K . На рис. 56 даны результаты расчетов, основанных на приведенных правилах (по Маевой [296]).

Эта кривая позволяет оценивать температуру внутри Земли только ниже определенной глубины. Информацию относительно верхних слоев следует получать из других источников. Различные авторы, основываясь на модельных допущениях относительно конститутивного уравнения верхних слоев Земли, провели расчет этих параметров для различных регионов (континентальных, океанических и т. д.). К тому же следует каким-то образом совместить

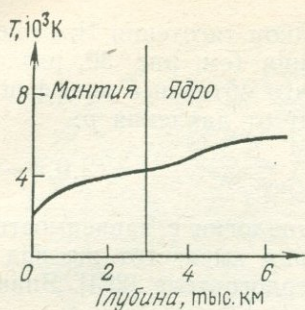


Рис. 56. Распределение температур внутри Земли. По Майевой [296], с изменениями

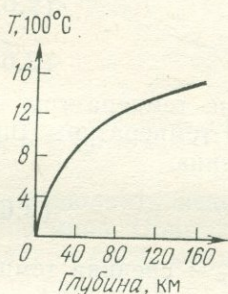


Рис. 57. Распределение температур в верхних 160 км Земли (равнинные области)

высокий температурный градиент, наблюдаемый на поверхности, с низким градиентом в более глубоких областях Земли. Так как обычно расчеты основаны на уравнении теплопроводности, то особое значение приобретает предполагаемое распределение источников тепла. Таким образом, проблема сокращается до задачи создания подходящих моделей коры и верхней мантии с приемлемыми разрезами и распределениями источников тепла и средней проводимости. Такие модели были построены Бантебартом [297] для Альп, Боллингом [298] для Фенноскандии, Крауфом и Томпсоном [299] — общая модель, а также для океанических районов. Это проделали Шуберт [300], Девис и Листер [301]. Были проанализированы такие области, как геотермальная зона Ивреа и рифтовые долины. И, наконец, было выдвинуто предположение о существовании общих корреляций между корой — верхней мантией и температурным градиентом [304, 305]. В результате этих исследований наблюдалось общее качественное соответствие хода геотермального градиента в типичных областях. На основе указанных источников автором как пример была составлена усредненная кривая для областей континентальных равнин (рис. 57).

2.7. Электромагнитные явления

2.7.1. Магнитное поле Земли

Давно известно, что Земле сопутствует магнитное поле. Главная составляющая поля может быть описана как магнитный ди-

поль, ось которого несколько смещена относительно современной оси вращения Земли. Известно, что короткопериодные возмущения магнитного поля вызываются блуждающими токами в ионосфере, индуцированными, по всей вероятности, космической радиацией. Другие характерные возмущения магнитного поля называются вековыми колебаниями. По всей видимости, этим явлениям присущ региональный характер; они также включают западный дрейф недипольной части поля [307, 308].

В настоящее время мы не можем надлежащим образом объяснить происхождение магнитного поля Земли и его характерные возмущения, однако принято считать, что магнитное поле есть результат магнито-гидродинамического явления в ядре Земли [309, 310]. Если это на самом деле так, то можно полагать, что ось дипольного поля, аппроксимирующая магнитное поле Земли, должна всегда в той или иной степени совпадать с осью вращения.

Термогидродинамические теории генерации магнитного поля небесных тел чрезвычайно сложны и имеют лишь второстепенное значение для проблем геодинамики. Последние обзоры, касающиеся этого вопроса, были опубликованы Габбинсом [311] и Леви [312].

Из анализа геомагнитного поля был в свою очередь сделан ряд выводов относительно «рельефа» границы ядро—мантия, в частности — заключения относительно его симметрии [313—314]. В своей монографии о земном ядре Джекобс суммировал многие результаты исследований в этой области [315].

2.7.2. Палеомагнетизм

Было замечено, что в осадках, содержащих минералы окислов железа, намагниченные зерна ориентируются в определенном направлении. Таким образом, из этого должно следовать, что магнитное поле, имеющее определенную ориентировку, существовало во время отложения осадков. Можно утверждать [316], что при достаточно спокойных условиях магнитное поле Земли оказывает на них сильное воздействие. Еще более сильное воздействие оно оказывает на магнитные материалы, проходящие через точку Кюри после застывания. Это в основном относится к эффузивным породам, которые в начале находятся в горячем состоянии, а затем остывают до поверхностных температур, проходя вследствие этого через точку Кюри. Предположение, что эти породы принимают направление магнитного поля, преобладающего в момент их прохождения через точку Кюри, привело к понятию «термостатичного» намагничивания. Теория этого физического процесса все еще полностью не разработана; Зоффель [317] представил обзор возможного решения этой проблемы.

Если в соответствующих породах из различных частей света исследовать их остаточную намагниченность, то можно было бы надеяться, что эти результаты следовало бы объяснить за счет

миграции магнитного полюса Земли. Но, принимая это, следует признать также миграцию полюса вращения Земли.

В настоящее время имеется множество таких палеомагнитных полюсов, некоторые из них систематизированы в каталоги [318, 319]. Положение этих полюсов, естественно, относится к современной системе координат Земли и отражает соответствующее древнее нахождение современного местоположения обнажений или групп обнажений, выбранных для определений.

Было обнаружено, что различные древние положения полюса, как видно на примере какого-либо одного региона, могут быть соединены плавной кривой. Однако такая возможность существует лишь в том случае, если в определениях не делать различий между Северным и Южным полюсами. Тогда необходимо предположить, что или магнитное поле Земли может подвергаться спонтанной инверсии, или же что могли иметь место самоинверсии остаточной намагниченности в процессе затвердевания пород. Только при таком допущении можно определить согласованную траекторию «миграции полюса». Траектория полюса, определенная таким образом по образцам пород Европы и Северной Америки, оказывается вполне приемлемой и в той или иной степени согласуется с кривой, которая вытекает из палеоклиматических данных.

Палеоклиматические данные дают основание предполагать, что имело место не только перемещение полюсов, но и значительный дрейф континентов, особенно имея в виду одновременность оледенения в прошлом южных континентов, которые в настоящее время отделены друг от друга большими расстояниями. Интересно отметить, что из палеомагнитных работ следуют точно такие же результаты. Клэгг и др. [320] провели тщательное исследование этого вопроса по образцам горных пород, собранных в Индии. Эти авторы вывели для Индии положение Северного полюса для эоцена в точке 28° с. ш. и 85° з. д. Это, однако, значительно отличается от точки 75° с. ш. и 120° з. д., полученной при анализе пород Северной Америки для той же эпохи. Следовательно, и траектории миграции «полюса» полностью отличаются друг от друга в зависимости от того, с какого континента на них «глядеть». Расхождения могут быть разрешены, если допустить, что континенты движутся относительно друг друга. Так, Индия, за 60 млн. лет должна была сместиться на 6 тыс. км к северу по отношению к Северной Америке. Аналогичные результаты предполагаются и для других регионов [321—324].

Ирвинг [325] (рис. 58) интерпретировал наблюдаемые траектории миграции полюсов с точки зрения дрейфа континентов с палеозоя. Миграция полюсов для более ранних эпох определена в меньшей степени [326].

Тот факт, что положение полюсов можно определить лишь по отношению к движущимся континентам, выдвигает вопрос — зависит ли миграция полюса кроме как от дрейфа континентов, также от литосферы в целом. Эта проблема была частично исследована

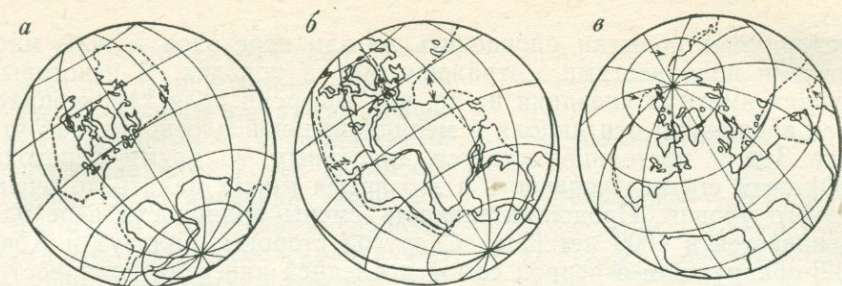


Рис. 58. Дрейф континентов (а—в) с девона по палеомагнитным данным. По Ирвингу [325]

Джурди и Ван дер Ву [327], которые, однако, не пришли к окончательным выводам. Эти авторы попытались с помощью статистических методов отделить случайные (зависящие от континентального дрейфа) перемещения от систематического вращения, но ошибки оказались приблизительно равными величине предполагаемой миграции полюса. Необходимость вывода о дрейфе континентов из анализа палеомагнитных данных представляет собой главный аргумент в пользу теории тектоники плит.

2.7.3. Инверсии магнитного поля

Результаты дальнейшего изучения палеомагнетизма свидетельствуют о возможности изменения полярности магнитного поля Земли. В результате около 50 % всех пород, по всей вероятности, имеют полярность, противоположную «нормальной» (современной). Исследование последовательности полярностей представлено на рис. 59. На нем даны лишь результаты, относящиеся к периодам от мела до пермского. Кайнозойская эра отмечена очень частыми инверсиями; последняя из них произошла около 600 тыс. лет тому назад (так называемый переход Брюнес — Магьяма) [328, 329].

Изменение полярности приводит к появлению слоев пород, которые намагничены в противоположных направлениях. Были

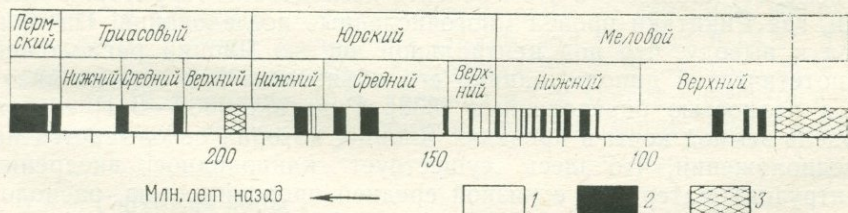


Рис. 59. Инверсия поля с третичного времени до пермского 1 — нормальная; 2 — обратная; 3 — неопределенная (из-за частых обращений магнитного поля). По Ирвингу и Кульярду [333] для мелового периода; по Гри [334] для более ранних эпох

предприняты попытки определить детали переходов между магнитными полярностями, отраженными в породах. В некоторых случаях имеются указания на то, что инверсии поля характеризуются вращением оси диполя в меридиональной плоскости, так что поле Земли постоянно остается дипольным во время перехода [330], хотя его интенсивность в это время может падать до очень низкого уровня. Продолжительность смены полярности перехода оценивается в 4600 лет [331]. С другой стороны, Гилхауз и Конс [332] обнаружили в период самой последней инверсии полярности, что поле было недипольным.

Намагнитенные зоны встречаются не только в вертикальных разрезах, но и на горизонтальной поверхности в виде полос, параллельных срединно-океаническим хребтам. Это подтверждает возможность подъема материала на хребтах и его последующего перемещения. Поскольку материал охлаждается, проходя через точку Кюри, то он намагничивается соответственно преобладающему магнитному полю. Корреляция (достигаемая статистическими методами с машинной обработкой на ЭВМ) между шириной намагнитенных полос и эпохами полярности, определенными по вертикальным разрезам, позволяет вычислить скорость горизонтального движения океанического дна по мере удаления его от хребтов. В Атлантическом океане эта скорость составляет 10—50 мм/год [335].

2.7.4. Электрические эффекты

В процессе исследований было установлено, что электрические токи в Земле ассоциируются с временными изменениями магнитного поля. Эти токи называются «теллурическими». Если одновременно измерять вариации магнитного и электрического полей, то можно получить представление о распределении электропроводности на глубине. Впервые такие измерения были теоретически обоснованы Кагньярдом [336], в последующем достаточно полный обзор этой проблемы опубликован Порстендорфером [337].

К сожалению, исследования подобного типа велись в малом объеме. Лучшее всего в этом аспекте исследована территория Японии, где Рикитаки провел многочисленные исследования. Он пришел к выводу, что под центральной частью Японии расположен гипотетический диполь, однако его объяснение все еще не является полностью определенным [338]. Рикитаки [339—341] создал модель земной коры в пределах Японии, которая основывается на предположении, что здесь существует клиновидное внедрение (интрузия) материала с низкой средней проводимостью, расположенного обычно вблизи поверхности и прослеживающегося на большие глубины (до 700 км). Эта идея хорошо согласуется с гипотезой, что на месте расположения островной дуги существует какой-то вид геосинклинали; самые глубокофокусные землетрясения должны быть приурочены к нижней границе клина (рис. 60).

Магнитотеллурические исследования велись также в других частях земного шара, как правило, совместно с сейсмическими исследованиями коры. Таким образом была получена некая информация о средней проводимости по профилям в различных районах. В результате исследований установлено, что в нижней части земной коры под Адирондаком в Северной Америке присутствует вода [342].



Рис. 60. Схематический разрез электропроводности под Японией. По Рикитакэ [338]

2.8. Геохимические данные

2.8.1. Общие сведения

Следующая сумма информации о Земле может быть получена при геохимических исследованиях. Результаты спектроскопического анализа небесных тел показали, что химический состав Вселенной достаточно постоянен. Она состоит из одних и тех же элементов и их относительная распространенность везде более или менее идентична. Некоторые различия можно объяснить существованием преобладающих местных условий, таких, как высокая температура, позволяющая ряду элементов участвовать в термоядерных реакциях.

Земля была образована в результате дифференциации «космической смеси». По вопросам космохимии был написан ряд фундаментальных монографий [343—346]. Относительная распространенность элементов в солнечной системе была установлена Сьюссом и Юри [347], Реслером и Ланге [348] (рис. 61). Учитывая, что распространенность элементов уменьшается очень быстро в зависимости от атомного числа, только несколько из них имеют определенное значение для состава Земли. Кроме того, не имеют значения и те элементы, которые летучи сами по себе или же входят в простые летучие соединения (такие, как H_2 , H_2S и CO_2). Таким образом, остается «смесь», состоящая из 35 % железа, 28 % кислорода, 17 % магния, 13 % кремния и 7 % других элементов и представляющая, по всей вероятности, средний состав Земли в целом.

2.8.2. Геохимия коры

Кора является единственной непосредственно доступной изучению частью Земли. Состав ее чрезвычайно разнообразен, однако кремнезем (свободная двуокись кремния) — наиболее важный элемент всех соединений. Это следует из анализа интрузивных

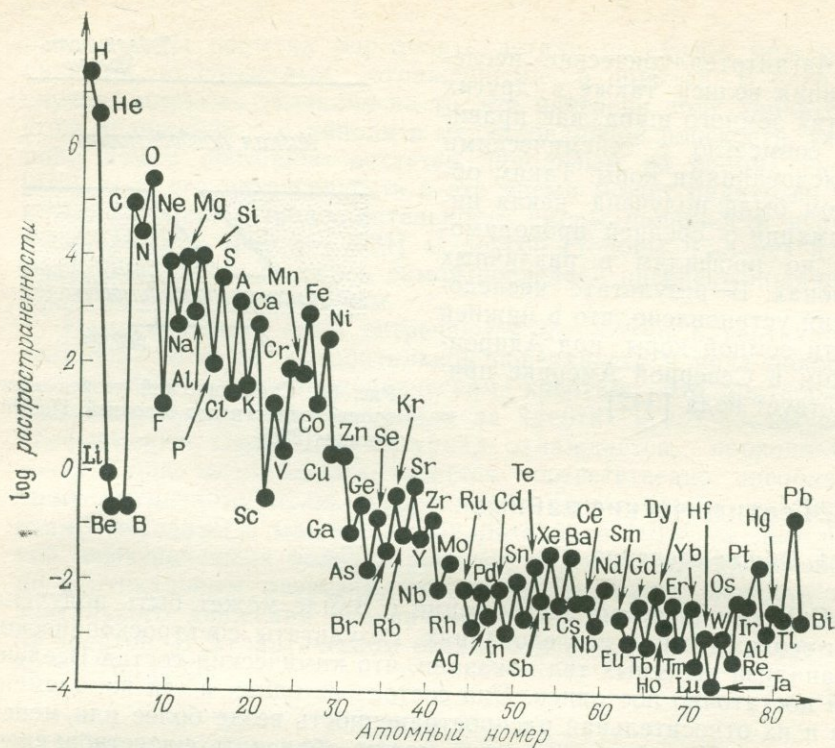


Рис. 61. Относительная распространенность элементов с учетом Si=10 000, относительно атомного номера. По Аренсу [349]

пород и лав. Точно такой же вывод можно сделать, если расплавить образец наиболее типичных осадочных пород и в результате получить смесь, содержащую кремний. Поэтому имеет смысл классифицировать изверженные породы в зависимости от содержания в них кремнезема; кроме того при их классификации принимают во внимание размеры кристаллических зерен, из которых они состоят. На табл. 6 представлена классификация, составленная с учетом этих факторов.

Большая часть континентального материала может быть классифицирована как андезит. В результате его разрушения образуются различные типы осадочных пород, которые за счет последующего метаморфизма превращаются в граниты и гранодиориты. Таким образом, эволюция континентальных пород может рассматриваться как геохимический цикл. Зарождаясь из андезитовой лавы, они первоначально кристаллизуются, затем подвергаются процессам выветривания и переноса, формирующим осадки. Осадки консолидируются с образованием осадочных пород; далее происходит метаморфизм, в результате которого возникают метаморфические породы [350, 351]; в конце цикла может произойти ана-

Классификация изверженных пород в зависимости от содержания кремнезема (%) и размеров кристаллических зерен

Размер кристаллов	Породы, содержание кремнезема, %			
	Ультраосновные <45	Основные 45—55	Средние 55—65	Кислые >65
Тонкозернистые Крупнокристаллические	— Перидотит, пироксенит	Базальт Габбро	Андезит Гранодиорит, сиенит, гнейс	Риолит Гранит

тексис (переплавление) и вновь образуется лава. Если проследить «путь», который проходит отдельный элемент в своем «геохимическом цикле» [352, 353], то почти всегда картина будет одна и та же.

В потивоположность андезитовому составу континентов, для океанического дна характерны базальтовые породы. Базальтовый цикл сходен с андезитовым. Начиная с базальтовой лавы, элементы проходят через кристаллизацию и седиментацию. Однако в результате метаморфизма из них образуются не граниты, а габбро. Если имеет место анатексис, то опять образуется базальтовая лава.

Как уже было отмечено, базальты, по всей вероятности, являются основным материалом океанического дна. Базальтовый тип пород большей частью встречается на океанических островах. Вулканы на окраинах континентов извергают в основном андезитовую лаву, тогда как лава, обнаруженная на океанических островах, большей частью относится к базальтовому типу*. Причины различия в химическом составе континентальной и океанической коры до сих пор не вполне ясны. Эти различия, очевидно, соответствуют отмеченным различиям физиографических и геофизических свойств. Граница между базальтовыми и андезитовыми породами и лавами в Тихом океане была названа «андезитовой линией» [354] (рис. 62).

Так как континентальная кора характеризуется более андезитовым составом, чем океаническая, то представляется мало вероятным, что какие-то части континентальной коры могут становиться океаническими, и наоборот. Концепции о происхождении таких океанических областей, как Средиземное море, за счет «океанизации» первичной континентальной коры [355], идут в разрез с мнением большинства ученых, которые придерживаются идеи различной химической сущности континентального и океанического типов коры [356]. Это представление соответствует точке зрения

* Наиболее мощные излияния базальтов обнаружены сейчас в оси всех срединно-океанических хребтов, где в процессе спрединга наращивается новая океаническая кора.—Прим. ред.

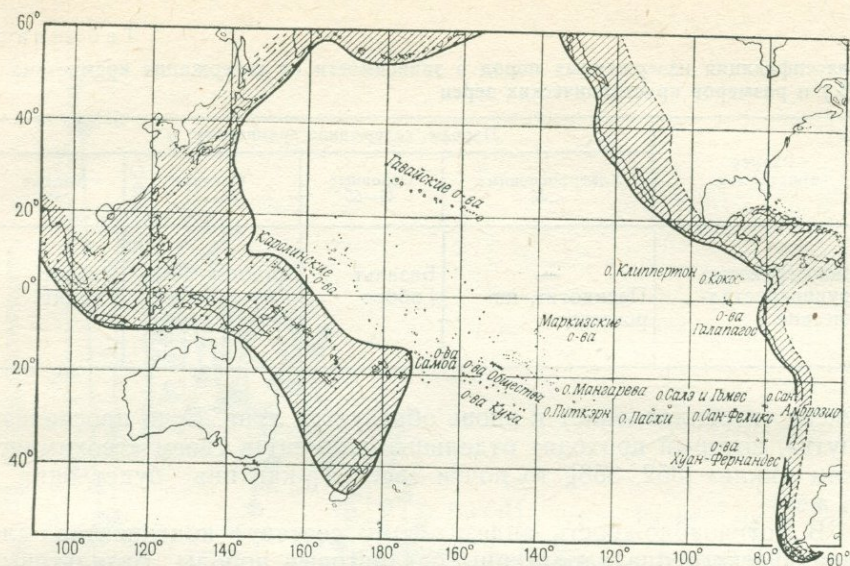


Рис. 62. Андезитовая линия, отделяющая андезитовые (заштрихованные) области от неандезитовых в Тихом океане. По Чабу [354]

о «перманентности литосферных плит»; океаническое пространство в изначально континентальной области может быть образовано лишь путем рифтинга и дрейфа обломков континентальной коры в разные стороны (см. 1.5.3). Самое большее, что здесь может происходить, это какое-то отделение [357] континентального материала от океанического.

В связи с вышесказанным были предприняты попытки создания геохимических моделей земной коры (аналогичных сейсмическим и плотностным моделям). Для построения таких моделей следует отчетливо установить ограничение в химическом составе и структурных особенностях [358]. На основе данных по фазовым переходам можно численно построить по сечениям вероятную модель таких специфических структур, как геосинклинали [359].

2.8.3. Геохимия мантии

Мантия простирается от поверхности Мохоровичича до ядра. На срединно-океанических хребтах она, вероятно, приближается к поверхности Земли; так как в этих регионах вулканы извергают базальтовую лаву, то в настоящее время существует мнение, что мантия состоит из базальтовых фаз под высоким давлением, т. е. из эклогитов [360]. Такое вещество имеет соответствующую плотность, и величина констант упругости обуславливает сейсмические скорости, наблюдаемые на этих глубинах. За счет примеси различных веществ таких, как железо, магний, щелочные металлы и вода, могут образовываться разнообразные модификации чистого

эклогита, например пиролит, содержащий 45 % кремнезема, 37 % оксида магния, 8 % оксида железа, и остатки, включающие некоторые другие оксиды.

В пределах мантии примерно на глубине 900 км, по всей видимости, существует следующий раздел (поверхность Бёрча), включающий фазовые переходы или изменения химического состава, или же и те, и другие [362]. Из проведенных исследований следует, что наблюдаемые с увеличением глубины вариации значений сжимаемости не могут объясняться сжатием однородного материала на глубине между 200 и 800 км (слой *B* Буллена), но что только сжатием можно очень хорошо объяснить наблюдаемое значение сжимаемости в интервале глубин 900—2900 км. Из этого следует, что на глубине от 800 до 900 км должен находиться какой-то раздел. Однако сейсмические данные не указывают на его существование. Таким образом, наличие «переходного слоя» (слоя *C* Буллена) ставит определенные проблемы, по которым уже был выполнен ряд ориентировочных расчетов [363, 364].

Кроме глубинной неоднородности в мантии, по-видимому, существует латеральная неоднородность. Этот факт был установлен путем изучения характерных рассеянных элементов, представляющих вещество мантии из различных областей Атлантического и Тихого океанов [365].

Так как между веществом мантии и континентальной корой, по-видимому, имеются фундаментальные различия в химическом составе, поверхность Мохоровичича как раз и должна представлять собой основной химический раздел. Поэтому предположение о том, что поверхность Мохоровичича — просто фазовая граница — в настоящее время не являются популярными. Кроме того, могут существовать определенные различия между поверхностью Мохоровичича в океане и на континенте, поскольку вещество мантии, изливающееся на океанических хребтах, претерпевает изменения из-за примеси воды. Имеются указания на то, что поверхность Мохоровичича в океане представляет собой границу, отделяющую частично (35 %) серпентинизированные ультрамафические породы от залегающих ниже неизмененных тектонизированных пород ультраосновного состава [367], тогда как поверхность Мохоровичича на континенте является границей между породами, сильно отличающимися по химическому составу.

2.8.4. Геохимия ядра

Ядро, прослеживающееся с глубины 2900 км до центра Земли, состоит, как предполагается, из смеси железа и никеля. Последнее подтверждается высоким содержанием железа в веществе метеоритов; считается, что метеориты являются обломками планет, сходной по своему строению с Землей и которая по какой-то причине разрушилась. Однако единственное, что мы с уверенностью можем сказать о ядре Земли, это то, что оно имеет высокую плотность и, вероятно, обладает высокой электропроводностью. По-

следнее утверждение следует из общепринятого объяснения магнитного поля Земли с точки зрения магнитно-гидродинамических конвективных течений [368]. Оба эти свойства могут быть также объяснены за счет состава ядра из металлической фазы железо-магниевых силикатов (гипотеза Рамсея [369] или водорода (гипотеза (Кюна — Ритмана [370]), которая должна быть стабильной при высоких давлениях, преобладающих на больших глубинах. Тем не менее, не совсем ясно, применима ли какая-то из этих гипотез в свете квантомеханических оценок плотности, которую можно предполагать в этой фации. Следовательно, предположение, что ядро состоит из железо-никелевого сплава, вероятно, более всего соответствует современному уровню знания.

Небольшая модификация этой точки зрения допускает, что кора содержит скорее оксид железа [371], нежели железо в чистом виде. Такое предположение обусловлено большим распространением кислорода в космосе. Различные поправки к основной гипотезе железо-никелевого содержания включают в состав ядра другие элементы типа водорода, серы и кислорода [372—373].

3. Механика деформаций

3.1. Конечные деформации в реологических телах

3.1.1. Физика деформаций

Основная проблема в изучении земной коры состоит в понимании природы ее деформации. К сожалению, общая физика деформаций не разработана настолько хорошо, как этого можно было бы желать.

Деформация происходит двумя принципиально разными путями: непрерывно и прерывисто. При непрерывной деформации близко расположенные точки в деформируемом теле всегда остаются таковыми, тогда как при прерывистой деформации это условие не соблюдается.

Некоторые разделы теории непрерывной деформации разработаны очень глубоко. Это, в частности, относится к теории упругости и геодинамике вязких жидкостей. К сожалению, состояние вещества, из которого состоит земная кора, нельзя представить ни той, ни другой теориями. Из всех более или менее разработанных разделов теории непрерывной деформации лишь теория пластичности в какой-то степени имеет отношение к наблюдаемым смещениям земной коры. Однако нужно помнить, что теория пластичности была разработана применительно к поведению металлов в процессе холодной обработки, и поэтому не следует надеяться, что использование ее для описания состояния земной коры даст полностью удовлетворительные результаты. Поведение вещества в недрах земли отличается чрезвычайной сложностью и может быть описано, вероятно, соответствующими реологическими моделями. Однако все эти модели являются в той или иной степени эвристическими и, следовательно, несовершенными.

Особого внимания заслуживают прерывистые смещения. В земной коре наблюдается большое количество разрывов, трещин, разломов и других нарушений подобного рода. Хотя с момента возникновения цивилизации человечество много раз страдало от стихийных бедствий, связанных с явлениями разломообразования, природа разломов как таковых все еще полностью не осознана. До сих пор остается нерешенной основная проблема, связанная с описанием развития поверхности разлома в данном теле под воздействием внешних напряжений.

3.1.2. Теория конечных деформаций [1]

Для описания динамики сплошных сред нужно рассмотреть ее различные элементы [2, 3]. Прежде всего следует остановиться на

описании деформаций, а затем перейти к формулировке физических законов, таких, как условие неразрывности среды, закон движения, а также к формулировке граничных условий.

a. Мера смещения. Представим, что определенный объем W (который может быть безграничен) заполнен некоторой средой. Объем W и способ его заполнения изменяются во времени t .

Точки пространства можно обозначать тремя декартовыми координатами x_i , так что линейный элемент будет определяться следующим образом:

$$ds^2 = dx_i dx_i. \quad (3.1.2-1)$$

В формуле предполагается суммирование по повторяющимся индексам.

Таким образом характеризуется геометрическое пространство («пространство координат»), занимаемое или же потенциально занимаемое непрерывной средой. Ставится задача описать движение среды. Известно [2], что для этого необходимо ввести три параметра ξ_α . Среда считается полностью охарактеризованной, если эти параметры пробегают через все точки объема Ψ в «параметрическом пространстве», т. е. в пространстве ξ_α .

Предположим, что пространство Ψ параметров обладает декартовой метрикой, и линейный элемент $d\sigma$ можно определить следующим образом:

$$d\sigma^2 = d\xi_\alpha d\xi_\alpha. \quad (3.1.2-2)$$

Всегда можно сделать такое преобразование параметров, что они будут равны координатам частиц среды в какой-либо фиксированный момент времени, скажем, в момент t_0 . Это часто бывает удобно для развития теории.

Охарактеризовав непрерывную среду и геометрическое пространство, вмещающее ее, можно приступить к описанию движения этой среды. Движение явно определено, если известны геометрические координаты каждой частицы среды во все моменты времени:

$$x_i = x_i(\xi_\alpha, t). \quad (3.1.2-3)$$

Таким образом, движение характеризуется тремя функциями от трех параметров и времени. Этот тип описания часто называют материальной формой описания движения.

Определить движение можно и другим способом, например, решив уравнение (3.1.2—3) относительно ξ :

$$\xi_\alpha = \xi_\alpha(x_i, t). \quad (3.1.2-4)$$

Физически это означает, что устанавливается закон, определяющий, какая «частица» находится в данное время в данной точке пространства. Такой способ называется пространственным видом описания движения.

Хотя задание функций уравнением (3.1.2—3) полностью определяет движение, часто удобно вводить другие величины. Это

объясняется тем, что выразить уравнения движения непосредственно в терминах вышеприведенных величин достаточно сложно.

Важным кинематическим понятием является концепция деформации. Деформация в конечной теории определяется как половина разности квадратов расстояния между соседними точками в двух состояниях, одно из которых условно называется «состоянием нулевой деформации». Элемент расстояния между частицами есть:

$$ds^2 = \frac{\partial x_i}{\partial \xi_\alpha} \frac{\partial x_i}{\partial \xi_\beta} d\xi_\alpha d\xi_\beta = \kappa_{\alpha\beta} d\xi_\alpha d\xi_\beta, \quad (3.1.2-5)$$

$$\text{где } \kappa_{\alpha\beta} = \frac{\partial x_i}{\partial \xi_\alpha} \frac{\partial x_i}{\partial \xi_\beta}. \quad (3.1.2-6)$$

Таким образом, элемент расстояния между двумя частицами определяется симметричным тензором $\kappa_{\alpha\beta}$ в параметрическом пространстве. Если обозначить (независящий от времени) тензор состояния нулевой деформации $\zeta_{\alpha\beta}$, то тензор «материальной» деформации среды можно определить следующим образом:

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} (\kappa_{\alpha\beta} - \zeta_{\alpha\beta}) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial x_i}{\partial \xi_\alpha} \frac{\partial x_i}{\partial \xi_\beta} - \zeta_{\alpha\beta} \right). \quad (3.1.2-7)$$

Уравнения (3.1.2—5) допускают различную интерпретацию. Например, можно считать, что они определяют фундаментальную метрическую форму в некотором пространстве $\Sigma(t)$, которое называется «пространство материальной деформации». Здесь следует отметить, что $d\xi$ представляют собой контрвариантные компоненты вектора, который может быть выражен и через ковариантные компоненты, если использовать вместо верхних индексов нижние (применяя систему обозначений геометрии Римана):

$$ds^2 = \kappa_{\alpha\beta} d\xi^\alpha d\xi^\beta. \quad (3.1.2-8)$$

Элементами (точками) такого деформационного пространства являются параметры; линейный элемент соответствует ds и представляет собой линейный элемент координат. Метрика в пространстве деформаций является функцией времени. В пространстве деформации $\Sigma(t)$ для того, чтобы поднять и опустить индексы, может быть использован тензор $\kappa_{\alpha\beta}$, если контрвариантный метрический тензор определяется следующим образом:

$$\kappa_{\alpha\beta} \kappa^{\beta\gamma} = \delta^\gamma_\alpha, \quad (3.1.2-9)$$

где δ^γ_α — символ Кронекера.

Уравнения (3.1.2—5) определяют в деформационном пространстве прямолинейную метрику. Это означает, что тензор кривизны Римана—Кристоффеля в Σ должен быть равен нулю, откуда следуют шесть условий на тензор κ , следовательно, на тензор деформаций. Такие условия хорошо известны в теории упругости, где они называются «условиями совместности».

Далее мы будем считать, что $\kappa_{\alpha\beta}$ (а вместе с ним ε_α), является тензором в параметрическом пространстве. Следовательно,

основная проблема будет состоять в определении компонент тензорного «поля» $\varepsilon_{\alpha\beta}$ как функции времени.

В качестве еще одного кинематического понятия вводится плотность. Если принять, что среда имеет постоянную плотность ρ_0 в недеформируемом состоянии, то в соответствии с законом сохранения массы определим плотность в деформированном состоянии:

$$\rho(\xi_\alpha, t) = \rho_0 \sqrt{\det \zeta} / \sqrt{\det \kappa} = \rho_0 \sqrt{\det \zeta_{\alpha\beta}} / \sqrt{\det (2\varepsilon_{\alpha\beta} + \zeta_{\alpha\beta})}. \quad (3.1.2-10)$$

Приведенное определение деформации было названо «материальным» потому, что оно дает линейный элемент ds в момент времени t через параметры.

В гидродинамике принято описывать движение через параметры (которые отождествляются с координатами в момент времени t_0) в качестве материального, и поэтому мы тоже будем придерживаться этой терминологии.

Поскольку параметрическое и координатное пространство гомологически эквивалентны, то можно переходить от одного из них к другому [4, 5]. Таким образом, если линейный элемент $d\sigma$ параметрического пространства (т. е. линейный элемент материала в момент времени $t=t_0$) выразить через координаты в момент времени t , то получим:

$$d\sigma^2 = \frac{\partial \xi_\alpha}{\partial x_i} \frac{\partial \xi_\alpha}{\partial x_j} dx_i dx_j = k_{ij} dx_i dx_j, \quad (3.1.2-11)$$

$$\text{где } k_{ij} = \frac{\partial \xi_\alpha}{\partial x_i} \frac{\partial \xi_\alpha}{\partial x_j}. \quad (3.1.2-12)$$

Это означает, что расстояние $d\sigma$, которое берется в момент времени t_0 между двумя точками среды, различающимися на dx_i в момент времени t , определяется симметричным тензором k_{ij} в координатном пространстве.

Довольно просто установить связь между пространственным и материальным (определенными выше) расстояниями:

$$k_{ij} = \kappa_{\alpha\beta} \frac{\partial \xi_\alpha}{\partial x_m} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} \frac{\partial \xi_\beta}{\partial x_r} \frac{\partial \xi_r}{\partial x_j}. \quad (3.1.2-13)$$

В частности, состояние нулевой деформации характеризуется следующим тензором:

$$z_{ij} = \zeta_{\alpha\beta} \frac{\partial \xi_\alpha}{\partial x_m} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} \frac{\partial \xi_\beta}{\partial x_r} \frac{\partial \xi_r}{\partial x_j}. \quad (3.1.2-14)$$

Таким образом, «пространственная деформация» определяется формулой

$$e_{ij} = \frac{1}{2} (k_{ij} - z_{ij}) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \xi_\alpha}{\partial x_i} \frac{\partial \xi_\alpha}{\partial x_j} - z_{ij} \right). \quad (3.1.2-15)$$

Следует заметить, что в приведенных формулах тензор z_{ij} , характеризующий состояние нулевой деформации, не зависит от времени. Пространственная плотность выражается в виде

$$\rho(x_i, t) = \rho_0 (\sqrt{\det z} / \sqrt{\det k}) = \rho_0 \sqrt{\det z_{ij}} / \sqrt{\det (2e_{ij} + z_{ij})}, \quad (3.1.2-16)$$

что соответствует материальной плотности. Последнее утверждение легко проверить с помощью выражения для z , а k можно записать как произведение матрицы ζ или κ соответственно и тех же самых матриц. При вычислении определителей этих матриц они разлагаются на множители, которые затем сокращаются, так как имеют одинаковые показатели в числителе и знаменателе.

Тензор k_{ij} , если рассматривать его как метрический тензор, описывает плоскую метрику. Следовательно, он должен удовлетворять условию, при котором тензор кривизны Римана—Кристоффеля, образованный k_{ij} , становится нулевым тензором. Это приводит к уравнениям совместности для k_{ij} , а значит, и для e_{ij} , как отмечалось в случае с материальными деформациями.

И, наконец, необходимо сделать несколько замечаний относительно «конвективных координат». Как видно из всего вышесказанного, тензоры $\kappa_{\alpha\beta}$ и k_{ij} , будучи симметричными, могут считаться метрическими тензорами в определенных пространствах. Это положение используется в концепции реологии конечных смещений, которая была разработана Олдройдом [6]. Фактически тензор $\kappa_{\alpha\beta}$ можно рассматривать как описание метрики в системе «конвективных» («вмороженных») координат, например, в системе, в которой координатные линии в начальный момент времени t представляют декартовую систему координат, а в дальнейшем, будучи «вмороженными» в материальную среду, деформируются вместе с ней. Если движение выражается в терминах таких координат, то необходимо вводить формализм геометрии Римана, которая является совсем необязательной с точки зрения того факта, что среда движется в обычном евклидовом пространстве. Конвективные координаты по этой причине, как правило, не очень удобны для описания динамики сплошных сред.

б. Условие неразрывности. Для последующего развития теории необходимо определить производные по времени различных величин, введенных ранее.

Вследствие наличия пространственных координат и параметров производные по времени от любой функции должны рассматриваться как частные производные при постоянстве координат и параметров. Хотя полное соответствие между параметрическим и координатным пространствами было установлено еще Дьюкером [7], этот факт до сих пор не получил достаточного освещения в общепринятых реологических теориях.

Обозначим производную по времени от скалярной функции параметров и координат для постоянных параметров, как D/Dt :

$$\frac{D}{Dt} f(\xi, t) = \left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\text{constant } \xi}, \quad (3.1.2-17)$$

а производную по времени с фиксированными координатами как

$$\frac{\Delta}{\Delta t} f(x, t) = \left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\text{constant } x}. \quad (3.1.2-18)$$

Теперь, определив производные по времени, можно сформулировать условие неразрывности:

$$\frac{\Delta \rho}{\Delta t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \frac{Dx_i}{Dt} \right) = 0. \quad (3.1.2-19)$$

Выводя уравнение неразрывности, особое внимание следует уделять обозначениям различных типов производных по времени. Очевидно, что обычная форма уравнения неразрывности не совсем удобна, так как включает функции, имеющие в качестве аргументов x и ξ .

в. Уравнения движения. Точно с такой же ситуацией мы имеем дело в уравнениях движения, которые обычно записываются следующим образом:

$$\frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} + \rho \left(f_i - \frac{D^2 x_i}{Dt^2} \right) = 0. \quad (3.1.2-20)$$

Уравнения движения содержат несколько важных понятий. Величина τ_{ik} называется тензором напряжений, f_i — удельная массовая сила, ρ — плотность среды. Тензор напряжений, зависящий от x_i , определяется из условия, что для произвольной воображаемой замкнутой поверхности внутри тела существует распределение векторов напряжений усилий $p_{(n)i}$, равнодействующая сила и момент которых эквивалентны истинным силам сцепления материала, направленных изнутри объема, ограниченного данной поверхностью [8], при этом векторы напряжений могут быть записаны следующим образом:

$$p_{(n)i} = \tau_{ij} n_j, \quad (3.1.2-21)$$

где n_j — единичный вектор нормали к любому элементу рассматриваемой поверхности. Нормальную компоненту вектора напряжений к данной поверхности принято обозначать буквой σ , а касательную τ .

Обычно используют изображение тензора напряжения, предложенное Мором [9]. В двухмерном напряженном состоянии тензор напряжений может быть представлен геометрическим местом точек на диаграмме σ — τ . Их расположение должно соответствовать окружности (кругу Мора, рис. 63) в силу соотношения:

$$\sigma = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \cos 2(n, 1), \quad (3.1.2-22)$$

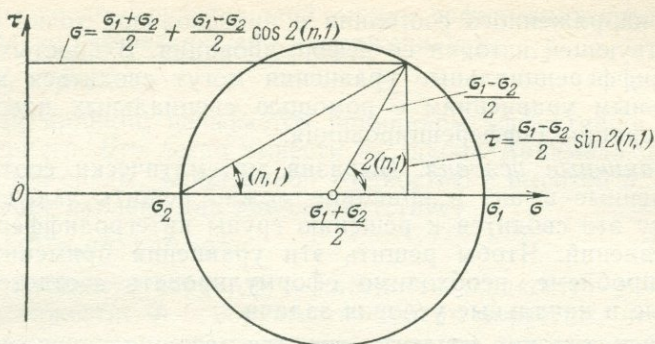


Рис. 63. Круг Мора для двумерного представления напряженного состояния

$$\tau = (-) \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \sin 2(n, 1), \quad (3.1.2-23)$$

где σ_1 и σ_2 обозначают главные напряжения, т. е. усилия на особо ориентированных поверхностях в рассматриваемой точке, для которых касательное напряжение равно нулю. В трехмерном случае тензор напряжений может быть представлен тремя окружностями, каждая из которых соответствует плоскости, определенной для каждой пары главных напряжений.

г. *Реологическое соотношение.* Соотношения, описанные выше, не являются достаточными для описания поведения сплошной среды. Кроме них необходимо иметь связь между кинематическими и динамическими величинами. Эти связи обычно называют «реологическими соотношениями», или «определяющими уравнениями».

Реологическое соотношение, будучи уравнением состояния, не должно зависеть от движения среды в целом. Следовательно, вполне естественно использовать тензор деформаций $\epsilon_{\alpha\beta}$ или тензор $\chi_{\alpha\beta}$ в качестве кинематических переменных при описании состояния среды в параметрическом пространстве.

Следует сказать, что предлагалось много типов реологических уравнений (см. раздел 3.2), но только Олдройду [10] удалось удовлетворительным образом сформулировать возможные независимые переменные величины и форму, в которой они могут войти в реологическое соотношение. Он установил, что в общем виде реологическое соотношение может быть записано как совокупность интегродифференциальных уравнений в параметрическом пространстве, из которых шесть уравнений являются независимыми, связывая напряжения τ_{ik} , конечные деформации $\epsilon_{\alpha\beta}$ (или какие-то компоненты тензора $\chi_{\alpha\beta}$), температуру $T(\xi, t)$ и характеризующие среду физические постоянные.

Величины τ_{ik} , $\epsilon_{\alpha\beta}$ и T являются функциями времени. Тот факт, что реологическое уравнение может содержать оператор интегрирования по времени (с фиксированным ξ), отражает зави-

симось напряженного состояния в произвольной точке среды от предшествующей истории ее деформирования. В простых случаях интегродифференциальные уравнения могут сводиться к дифференциальным уравнениям с помощью специальных преобразований и операции дифференцирования.

д. Граничные условия. Выразив математически соотношения, перечисленные выше, в принципе можно решить любую задачу, поскольку это сводится к решению группы интегродифференциальных уравнений. Чтобы решить эти уравнения применительно к данной проблеме, необходимо сформулировать соответствующие граничные и начальные условия задачи.

Наконец, следует отметить, что для решения конкретной задачи динамики необходимо привести все уравнения к одному типу независимой переменной. Функции, подлежащие определению, должны иметь вид $x_i(\xi_a t)$, либо $\xi_a(x_i, t)$, могут быть записаны в виде соответствующих зависимостей деформаций среды от пространственных переменных и времени.

3.1.3. Неоднородные среды

Поскольку вещество Земли, особенно вблизи поверхности, обычно бывает сильно неоднородным, то его нельзя рассматривать как единую сплошную систему. В частности, это относится к пористым, насыщенным жидкостью, или же к зернистым породам. В таких случаях вмещающую твердую породу и жидкость можно рассматривать как две разные взаимодействующие макроскопически однородные среды.

С точки зрения проблем геодинамики макроскопическое движение поровой жидкости имеет относительно небольшое значение, тогда как напряжения (т. е. давления), существующие при этом, могут оказывать большое влияние на смещения в основной массе пород. Описание динамики деформации пористой среды, насыщенной жидкостью (с жидкостью под давлением), является очень сложной проблемой. По существу, здесь следует рассматривать три типа напряжений: полное напряжение σ_T , напряжение в жидкости σ_F , скелетное напряжение σ_S .

Если напряжение σ_T представляет собой давление (σ_F всегда является давлением, а именно, давлением жидкости p_F), то все упрощается, и мы имеем: p_T -давление внешней нагрузки, p_F -давление в жидкости, p_S -скелетное давление.

Эти три величины не являются независимыми. Из простого рассмотрения равновесия элемента среды следует:

$$p_T = p_F \Phi + p_S (1 - \Phi), \quad (3.1.3-1)$$

где Φ выражает поверхностную или объемную пористость среды. Терцаги [11] разработал простую теорию, объясняющую воздействие порового давления на деформации и/или на смещения в

(пористой) среде. Согласно этой теории деформация среды вызывается только «эффективным» напряжением p_E :

$$p_E = p_T - p_F. \quad (3.1.3-2)$$

Данный принцип называется принципом эффективного напряжения Терцаги. Его легко вывести из закона Архимеда для столба зернистой среды, заполненной жидкостью с высотой h . В таком столбе общее давление на дне соответствует

$$p_T(1 - \Phi)\rho_m gh + \Phi\rho_f gh, \quad (3.1.3-3)$$

где ρ_m — плотность зерен; ρ_f — плотность жидкости; g — ускорение силы тяжести; Φ — пористость. Теперь допустим, что деформации в зернах могут быть вызваны только давлением p_w , соответствующим массе погруженных в жидкость зерен. По закону Архимеда оно равно:

$$p_w = (1 - \Phi)(\rho_m - \rho_f)gh. \quad (3.1.3-4)$$

Однако это выражение для p_w в точности эквивалентно $p_E = p_T - p_F$, что можно легко проверить:

$$p_T - p_F = (1 - \Phi)\rho_m gh + \Phi\rho_f gh - \rho_f gh = (1 - \Phi)\rho_m gh - (1 - \Phi)\rho_f gh = (1 - \Phi)(\rho_m - \rho_f)gh = p_w.$$

Таким образом, «эффективное» давление p_E равно давлению, обусловленному весом погруженных зерен; физический принцип, согласно которому только такое давление может вызвать деформацию в пористой среде, называется «принципом эффективного давления Терцаги». Этот принцип в дальнейшем был экстраполирован на более общий случай; его можно сформулировать следующим образом: все деформации в пористой среде являются результатом только эффективного напряжения σ_E , определяемого как

$$(\sigma_E)_{ik} = (\sigma_T)_{ik} - p_F \delta_{ik}. \quad (3.1.3-5)$$

Справедливость принципа Терцаги была подтверждена экспериментальными исследованиями [12]. В частности, этот принцип неоднократно проверялся для геологических материалов. Так, например, даже для низкопористых кристаллических пород, этот закон справедлив при условии достаточно медленного нагружения.

3.1.4. Дополнительные напряжения и деформации

Итак становится ясно, насколько сложна проблема определения движения среды исходя из заданных граничных условий и соответствующих реологических соотношений. Поэтому часто возникает необходимость выполнить определенные упрощения. Для этого в ряде случаев просто ограничиваются расчетом отклонений характеристик среды от определенного «стандартного» напряженного (а следовательно, и деформированного) состояния. Таким образом, если исходить из определенного напряженного состоя-

ния, то основную задачу можно сформулировать как нахождение «дополнительных» напряжений и соответствующих «дополнительных» деформаций. Часто дополнительные деформации можно считать малыми величинами.

Указанная процедура оправдывается тем обстоятельством, что тензор нулевой деформации в действительности трудно определяемая величина, по крайней мере, для случая среды; описываемой уравнениями (3.1.2—7). Поэтому часто, исходя из соображений удобства, в качестве отсчетного выбирают какой-либо тензор деформации, соответствующий некоторому стандартному состоянию среды, и условно называют его «нулевым» тензором деформации, от которого необходимо рассчитать отклонение. Следует заметить, что существует реальный физический способ определения состояния нулевой деформации. Он заключается в следующем. Представим, что мы вырезали небольшой элементарный объем, окружающий точку, для которой надо определить состояние нулевой деформации; и допустим, что все усилия, действующие на этой поверхности, снимаются. В этом случае можно предположить, что материал достигнет (по крайней мере через длительное время) состояния равновесия, которое может быть принято как состояние нулевой деформации. Совершенно очевидно, что состояние нулевой деформации, определенное подобным образом, не поддается интегрированию, т. е. вполне вероятно, что вообще не существует ни одного положения тела, при котором снимаются все деформации (а с ними через неопределенное время и напряжения).

Такой физический способ определения состояния нулевой деформации создает некоторые трудности: Главная из них состоит в том, что без интегрирования теряется возможность сравнения соотношений для деформаций; в самом деле, последние заменяются другими соотношениями, соответствующими тому обстоятельству, что дополнительные смещения, начинающиеся из реального состояния, должны иметь место в евклидовом пространстве. Следовательно, более логично допустить в качестве состояния нулевой деформации действительно возможное состояние тела, хотя физически последнее может не быть состоянием нулевой деформации.

При таких условиях, вероятно, правильнее будет определить выбранное состояние нулевой деформации как состояние нулевого напряжения, т. е. иметь дело только с дополнительными напряжениями относительно тех напряжений, которые присутствуют в состоянии нулевой деформации. Однако при этом совершенно ясно, что реологические соотношения в принципе становятся функцией состояния нулевой деформации. Реологическое соотношение только тогда не зависит от состояния нулевой деформации, когда оно выражено линейной зависимостью между деформацией и напряжением: только в этом случае дополнительное смещение является той же функцией дополнительного напряжения, независимо от величины предыдущей деформации. Подобный вариант возможен лишь в теории упругости бесконечно малых деформаций (см. раздел 3.2.1).

Метод использования дополнительных деформаций и напряжений весьма обычен в геодинамике. «Стандартное» состояние представляет собой гидростатическое состояние геоида; все деформации и напряжения, представляющие интерес, есть отклонения от этого состояния.

3.2. Теоретическая реология

3.2.1. Теория упругости бесконечно малых величин

3.2.1.1. Основные допущения

Поведение сплошной среды в значительной степени определяется ее реологическими свойствами. Поэтому совершенно необходимо исследовать различные типы реологических соотношений, которые будут иметь значение для вещества Земли. Начнем с теории упругости бесконечно малых величин.

Если допустить, что смещения всегда малы (*a*), а реологическое соотношение выражается законом Гука (*b*), то теорию упругости бесконечно малых величин можно вывести из общей схемы реологической динамики.

Эти два предположения полностью определяют математическую теорию деформаций.

В соответствии с предположением (*a*) координаты выражаются следующим образом (см. упр.) 3.1.2—3):

$$x_i(\xi_\alpha, t) = x_i(\xi_\alpha, 0) + u_i(\xi_\alpha, t), \quad (3.2.1-1)$$

где u_i называется смещением. Как было указано выше, величина смещений предполагается настолько малой, что можно пренебречь квадратами этих смещений. Обычно также отождествлять параметры с координатами в момент времени

$$x_i(t=0) = \xi_i. \quad (3.2.1-2)$$

При этих допущениях выражение для (материальных) деформаций (3.1.2—7) сводится к

$$\varepsilon_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right). \quad (3.2.1-3)$$

Следовательно, соотношения совместности для деформаций (т. е. условие, при котором тензор кривизны Римана—Кристоффеля метрики $\varepsilon_{ik} + \delta_{ik}$ равен нулю) имеет теперь вид:

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{(i)(i)}}{\partial x_j^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{(j)(j)}}{\partial x_i^2} = 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (3.2.1-4a)$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{(i)(i)}}{\partial x_i \partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_{(i)}} \left(-\frac{\partial \varepsilon_{ik}}{\partial x_i} + \frac{\partial \varepsilon_{ik}}{\partial x_j} + \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial x_k} \right). \quad (3.2.1-4b)$$

В этой схеме деформация ε_{ik} как определено в ур. (3.2.1—3), представляет собой тензор. При чтении литературы по данному вопросу следует обращать внимание на значение термина дефор-

мация, так как смысл его не всегда совпадает с тем понятием, которое вкладывается в него в этой книге. Очень часто «сдвиговые» деформации рассматривают как дважды повторяющуюся величину с компонентами, соответствующими введенным выше. Однако в этом случае деформацию уже нельзя представить в виде тензора.

Предположение *б* (т. е. закон Гука) можно выразить следующим образом (см., например, Джеффриса [15]):

$$\tau_{ij} = c_{ijkl} \varepsilon_{kl}, \quad (3.2.1-5a)$$

где c_{ijkl} — тензор модуля упругости 4-го ранга (тензор жесткости).

Для изотропного тела тензор жесткости имеет только две независимые компоненты и может быть записан следующим образом:

$$c_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{lj} + \delta_{il} \delta_{jk}) \quad (3.2.1-5б)$$

и ур. (3.2.1—5а) приобретает вид

$$\tau_{ij} = \lambda \delta_{ij} \varepsilon_{kk} + 2\mu \varepsilon_{ij}, \quad (3.2.1-5в)$$

который означает, что существует пропорциональность отдельно для шаровых и девиаторных компонент тензоров напряжения и деформации. Постоянные λ и μ называются «постоянными Ламе». Величину μ часто также относят к «жесткости».

Постоянные упругости, введенные в ур. (3.2.1—5), не единственно возможные. В принципе можно использовать две любые постоянные, которые будут линейно независимыми функциями от λ и μ . Поэтому применяются следующие постоянные (см. Лява [16]):

Модуль Юнга E

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu}. \quad (3.2.1-6a)$$

Коэффициент m Пуассона

$$m = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}. \quad (3.2.1-6б)$$

Объемный модуль упругости k (сжимаемость)

$$k = \lambda + \frac{2}{3}\mu. \quad (3.2.1-6в)$$

Более подробно эти вопросы читатель может рассмотреть в работах, посвященных проблеме упругости [16—19].

3.2.1.2. Особые случаи

В геодинاميке обычно используются специальные частные случаи состояния упругой среды. Рассмотрим некоторые из них.

1. *Упругое равновесие в двух измерениях.* В данном разделе нас главным образом будут интересовать задачи равновесия тел. Для решения этих задач оказывается удобным ввести функции

напряжения (функции Эри). Это в особенности полезно для двух предельных случаев: состояния плоской деформации и состояния плоского напряжения [20].

Для состояния плоской деформации предполагается, что $\epsilon_{33} = \epsilon_{23} = \epsilon_{31} = 0$ и $\epsilon_{11}, \epsilon_{22}, \epsilon_{12} \neq 0$. (3.2.1—7)

Можно легко проверить, что условия равновесия удовлетворяются, если

$$\tau_{11} = \partial^2 \varphi / \partial x_2^2, \quad (3.2.1—8a)$$

$$\tau_{22} = \partial^2 \varphi / \partial x_1^2, \quad (3.2.1—8б)$$

$$\tau_{12} = -\partial^2 \varphi / \partial x_1 \partial x_2, \quad (3.2.1—8в)$$

где φ — функция напряжения. Она должна удовлетворять следующему дифференциальному уравнению (лапласиан берется в двух измерениях)

$$\nabla^2 \varphi = 0. \quad (3.2.1—9)$$

Любое решение ур. (3.2.1—9) ведет и к решению задачи равновесия при плоской деформации.

Точно такая же ситуация возникает, когда мы имеем дело с состоянием плоского напряжения. Предположим:

$$\tau_{33} = 0; \tau_{23} = \tau_{31} = 0. \quad (3.2.1—10)$$

После чего можно показать, что решение задачи опять возможно, если взять

$$\tau_{11} = \partial^2 \varphi / \partial x_2^2, \quad (3.2.1—11a)$$

$$\tau_{22} = \partial^2 \varphi / \partial x_1^2, \quad (3.2.1—11б)$$

$$\tau_{12} = -\partial^2 \varphi / \partial x_1 \partial x_2, \quad (3.2.1—11в)$$

где φ — снова функция напряжения, которая должна удовлетворять дифференциальному уравнению

$$\nabla^2 \varphi = 0. \quad (3.2.1—12)$$

2. Волны. К особым и важным случаям теории упругости относится существование объемных волн. Уравнения движения могут быть выражены через смещения при условии, что отсутствуют внешние силы:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial [\partial u_j / \partial x_j]}{\partial x_i} + \mu \Delta u_i. \quad (3.2.1—13)$$

Если взять дивергенцию от обеих частей ур. (3.2.1—13), то получим

$$\rho \frac{\partial^2 \Theta}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \Delta \Theta, \quad (3.2.1—14)$$

$$\text{где } \Theta = \partial u_j / \partial x_j, \quad (3.2.1—15)$$

и аналогично, если взять ротор от обеих частей ур. (3.2.1—13), получим

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\text{rot}(u_i)] = \mu \Delta [\text{rot}(u_i)]. \quad (3.2.1—16)$$

Уравнения (3.2.1—14) и (3.2.1—16) имеют вид волновых уравнений. Они означают, что возмущение сжатия (растяжения) Θ может передаваться с фазовой скоростью v_p

$$v_p = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}, \quad (3.2.1-17)$$

а возмущение сдвига распространяется с фазовой скоростью v_s

$$v_s = \sqrt{\mu/\rho}. \quad (3.2.1-18)$$

В Земле обнаружены оба типа объемных волн; они соответственно называются P и S -волнами (см. раздел 2.1.2). В отсутствие дисперсии названные выше фазовые скорости равны скорости, с которой сквозь Землю распространяются возмущения.

При дальнейшем рассмотрении проблемы необходимо указать, что кроме объемных волн существуют еще и поверхностные. Так как поверхностные волны обычно подвержены дисперсии, то следует различать групповую и фазовую скорости. Однако сейчас перед нами не стоит задача подробного обсуждения упругих волн, так как этот материал является темой обычных учебников [21—23].

3. Напряжения вокруг полостей. Еще одно интересное применение уравнений теории упругости, предложенное Инглисом [24], заключается в определении напряжений в пластине, которая имеет эллиптическое отверстие. Инглис [24] применил криволинейные координаты α , β , связанные с декартовыми координатами следующим образом:

$$x = c \operatorname{ch} \alpha \cos \beta \quad \text{и} \quad y = c \operatorname{sh} \alpha \sin \beta. \quad (3.2.1-19)$$

Используя методы общей теории упругости, Инглис дал достаточно простое, хотя и несколько необычное, определение напряжения [24].

Решение, найденное Инглисом, справедливо для эллиптического отверстия. Формулы имеют несколько упрощенный вид, когда применяются к круглому отверстию в пластине. На самом деле, еще задолго до Инглиса, эти формулы были введены Киршем [25]. При заданном нормальном к какой-либо оси напряжении на бесконечности, напряжение S около круглого отверстия с радиусом a могут быть выражены как

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \frac{S}{2} \left[1 - \frac{a^2}{r^2} + \left(1 - 4 \frac{a^2}{r^2} + 3 \frac{a^4}{r^4} \right) \cos 2\Theta \right], \\ \sigma_t &= \frac{S}{2} \left[1 + \frac{a^2}{r^2} - \left(1 + 3 \frac{a^4}{r^4} \right) \cos 2\Theta \right], \\ \tau &= -\frac{S}{2} \left(1 + 2 \frac{a^2}{r^2} - 3 \frac{a^4}{r^4} \right) \sin 2\Theta, \end{aligned} \quad (3.2.1-20)$$

где значение символов объясняется на рис. 64. Для напряженного состояния, при котором второе ориентированное по нормали напряжение действует под прямым углом к S , решения, соответствующие ур. (3.2.1—34), для двух напряженных состояний можно найти методом простой суперпозиции.

4. *Круглые цилиндры.* Аналогичным случаем, что и круглые отверстия в пластине, являются круглые цилиндры, находящиеся под давлением. Соответствующие напряженные состояния аналогичны состояниям, которые воспроизводятся при стандартных испытаниях цилиндрических образцов бетона или горных пород в лабораторных условиях. Обычно распределение напряжений в таких цилиндрах принято считать линейным, однако Аль-Чалаби и Хуанг [26] указали на ошибочность такого утверждения. И действительно, за счет граничных условий на концевых поверхностях цилиндров, которые включают и трение, напряженное состояние в образцах является трехосным. Эти авторы решили уравнения упругостатического равновесия, которое учитывает и различную степень трения на концевых поверхностях [267].

5. *Продольные изгибы.* В заключение следует сказать, что основные уравнения теории упругости допускают решения, которые не являются устойчивыми. Это означает, что кроме «прямого» решения, существуют еще решения, в которых деформации превышают все ограничения. Такие случаи относятся к продольным изгибам. Представив себе узкую рейку, находящуюся под действием сжатия, можно понять, что в этом случае имеется в виду. «Прямые» решения представляют собой просто укорачивание длины рейки, но как только сжатие превосходит определенный предел, решение становится неустойчивым. Рейка в таком случае изгибается в сторону.

3.2.1.3. Дислокации

Теория упругости бесконечно малых величин ведет к понятию дислокации, как следствие наблюдения того, что смещение u_i , соответствующее данной деформации ε_{ik} в многосвязном теле, может не являться однозначной величиной. Чтобы восстановить однозначность смещения, нужно ввести разрывы, за счет которых тело опять становится односвязным. Такие разрывы называются дислокациями [27]. Совершенно очевидно, что для дислокаций требуется существование в теле исчезающих замкнутых петель. В пределе многосвязную область в теле можно получить, предположив наличие сингулярных линий, на которых терпят разрыв деформации. Эти сингулярные линии должны быть или замкнуты друг на друга или же начинаться и оканчиваться на внешней поверхности тела. Они представляют собой контуры, ограничивающие поверхности разрыва и восстанавливающие односвязный вид области.

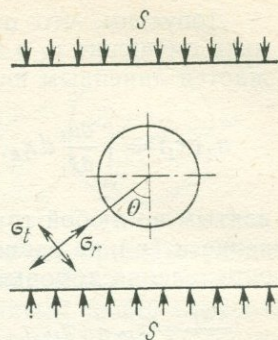


Рис. 64. Напряжение вокруг цилиндрического отверстия

Допустим, что поле деформаций ε_{ik} задано, позволяя вычислить смещение u_i в точке x_i , исходя из точки x_{i0} . Смещение выражается линейным интегралом [28, 29]

$$u_i(x_i) = \int_{x^0}^{x^1} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} dx_k, \quad (3.2.1-21)$$

взятым по любой траектории от x^0 до x^1 . Можно показать, что значение $u_i(x_i)$ не зависит от траектории. Если принять во внимание определение деформации, то в общем случае получаем

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_k} = \varepsilon_{ik} - \omega_{ik}, \quad (3.2.1-22)$$

$$\text{где } 2\omega_{ik} = -\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i}. \quad (3.2.1-23)$$

$$\text{Отсюда } u_i^1 - u_i^0 = \int_{x^0}^{x^1} \varepsilon_{ik} dx_k - \int_{x^0}^{x^1} \omega_{ik} dx_k. \quad (3.2.1-24)$$

Второй интеграл можно записать в следующем виде (опуская x в пределах интеграла и записывая только его верхние индексы)

$$\begin{aligned} - \int_0^1 \omega_{ik} dx_k &= - \int_0^1 \omega_{ik} d(x_k - x_k^1) = + \omega_{ik}^0 (x_k^0 - x_k^1) + \\ &+ \int_0^1 (x_k - x_k^1) d\omega_{ik}, \end{aligned} \quad (3.2.1-25)$$

$$\text{где } d\omega_{ik} = \frac{\partial \omega_{ik}}{\partial x_l} dx_l. \quad (3.2.1-26)$$

Теперь можно записать тождество

$$\frac{\partial \omega_{ik}}{\partial x_j} = \frac{\partial \varepsilon_{jk}}{\partial x_i} - \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial x_k}, \quad (3.2.1-27)$$

которое легко проверяется дифференцированием. Отсюда имеем

$$u_i^1 = u_i^0 + \omega_{ik}^0 (x_k^0 - x_k^1) + \int_0^1 \Lambda_{ik} dx_k, \quad (3.2.1-28)$$

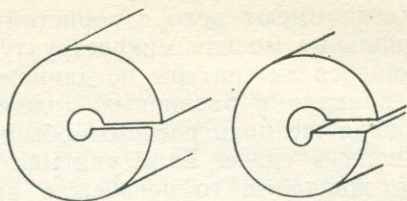
$$\text{где } \Lambda_{ik} = \varepsilon_{ik} + (x_l - x_l^1) \left\{ \frac{\partial \varepsilon_{kl}}{\partial x_i} - \frac{\partial \varepsilon_{ik}}{\partial x_l} \right\}. \quad (3.2.1-29)$$

Видно, что Λ_{ik} удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению

$$\frac{\partial \Lambda_{ik}}{\partial x_l} = \frac{\partial \Lambda_{il}}{\partial x_k}, \quad (3.2.1-30)$$

так что интеграл в ур. (3.2.1-28) для совместных траекторий является одним и тем же. Таким образом, в любом односвязном теле смещения должны быть однозначными, так как вдоль контуров, начинающихся и заканчивающихся в какой-либо точке, Λ_{ik} удовлетворяет ур. (3.2.1-28), и все замкнутые контуры «исчеза-

Рис. 65. Две модели дислокаций.
По Сайто [30]



ют», т. е. могут быть стянуты в точку. В то же время очевидно, что Λ_{ik} в многосвязном теле может быть выбрано таким образом, что линейный интеграл в ур. (3.2.1—28) взятый вдоль неисчезающего контура, не будет равен нулю. Это доказывает существование дислокаций. Некоторые типичные примеры дислокаций показаны на рис. 65 (по Сайто [30]).

3.2.1.4. Гетерогенные материалы

Особая ситуация возникает при попытке охарактеризовать гетерогенную упругую среду ее «средними» свойствами. Проблема состоит в нахождении осредненных упругих характеристик среды, представляющей собой агрегат того или иного сорта, например, поликристаллическое твердое тело или пористую среду.

Обзор основных результатов по этой проблеме был сделан Уоттом и др. [31]. В настоящее время теоретически удовлетворительное исследование должно основываться на серьезном статистическом анализе, для которого требуется детальное знание корреляционных функций всех порядков, включающих комбинации материальных свойств агрегата. К сожалению, несмотря на то что этот подход наиболее обоснован теоретически, определение требуемых корреляционных функций вряд ли возможно, так что практическое значение этого метода невелико. То же самое можно сказать и о методах, разработанных по аналогии с теорией рассеяния, относящейся к физике твердого тела.

Поэтому на практике используются полуэмпирические подходы для установления границ изменения упругих свойств агрегата. Такие границы были установлены Фойгтом [32], который предположил, что деформация является однородной по всему агрегату, и Рейссом [33], предположившим наличие однородного напряжения. Результатом для изотропной смеси изотропных фаз n компонентов является

$$M_{\text{Рейсса}} \equiv \left(\sum_{i=1}^n v_i / M_i \right)^{-1} \leq M_{\text{ист}} \leq \sum_{i=1}^n v_i M_i \equiv M_{\text{Фойгта}}, \quad (3.2.1-31)$$

где M — рассматриваемый модуль упругости (λ или μ), а v_i — часть объема фазы i . Эта формула была выведена Хиллом [34, 35], также предложившим использовать среднее арифметическое между $M_{\text{Рейсса}}$ и $M_{\text{Фойгта}}$ в качестве приближения для истинного модуля. Эта средняя величина получила название VRH (Voight—Reuss—Hill).

Когда имеют дело с пористой средой, то обычно используют специальные модели микроструктуры, часто в виде шаров. Обзор имеющейся литературы по данному вопросу был сделан автором. Как правило в различных моделях поры считаются пустыми. Основная же цель расчетов обычно — предсказание скоростей P - и S -волн в среде. Если учитывать и содержание насыщающей среду жидкости, то неизбежно приходится рассматривать связь между порами, касаясь проблемы фильтрации жидкости, что выходит за пределы задач, стоящих перед теорией упругости. Обращаясь к проблеме трещиноватости, отметим, что трещины представляют собой гораздо более трудный объект исследования по сравнению с порами, поскольку они в действительности могут обладать сингулярными свойствами, присущими данной среде: доля объема трещин может быть близка к нулю, но их механическое воздействие является существенным. Если трещины имеют закономерную ориентировку, то среда становится анизотропной. В этом случае опять проблема решается на основе построения теоретических моделей. Наиболее очевидный подход заключается в том, чтобы трактовать каждую трещину в виде граничного условия для соответствующей упругостатической (упругодинамической) задачи, используя для решений метод конечных элементов при расчетах на ЭВМ. Такой способ расчета имеет успех, если трещины относительно редки, но, как правило, мы имеем дело с системой трещин, и тогда использование ЭВМ затруднительно. Однако в этом случае можно допустить, что среда состоит из элементов, в каждом из которых число трещин мало; следовательно, можно рассчитать на ЭВМ коэффициенты интенсивности напряжений в каждом элементе методами конечных элементов и таким образом подойти к определению «эффективного» модуля упругости. Суть этого подхода такова, что результаты не могут быть представлены в общем виде, а должны даваться численно в форме таблиц [37] или графиков [38] для различных моделей.

3.2.2. Пластичность

3.2.2.1. Идеальная пластичность

1. *Основы.* Математическая теория упругости находит свое естественное продолжение в том, что называется математической теорией пластичности [39]. Следует отметить, что состояние тел, деформированных до определенной точки (называемой «пределом упругости»), можно легко описать, не вникая в сложности общей реологии конечных деформаций.

Однако когда величина деформации в металлах и во многих других материалах превосходит предел упругости, они начинают течь. В качестве критерия начала течения наиболее часто используется «предел текучести» Мизеса [40], который можно записать следующим образом:

$$(\tau_{11} - \tau_{22})^2 + (\tau_{22} - \tau_{33})^2 + (\tau_{33} - \tau_{11})^2 + 6(\tau_{12}^2 + \tau_{23}^2 + \tau_{31}^2) = 6k^2. \quad (3.2.2-1)$$

Здесь параметр k зависит от величины предшествующей деформации. Таким образом, если тело рассматриваемого здесь типа испытывает нагрузку за пределом упругости, то напряженное состояние в каждой точке «платической» области таково, что удовлетворяет ур. (3.2.2-1). Допущение изменчивости коэффициента k позволяет автоматически учесть экспериментально наблюдаемое явление «упрочнения»: обнаружено, что коэффициент увеличивается вместе с работой W_p , затрачиваемой на пластическую деформацию:

$$6k^2 = f(W_p). \quad (3.2.2-2)$$

Приращение пластической работы dW_p в упругопластическом теле можно представить в виде

$$dW_p = \tau_{ij} \left(d\varepsilon_{ij} - \frac{\partial \tau_{ij}}{2\mu} \right) = \tau'_{ij} \left(d\varepsilon_{ij} - \frac{d\tau_{ij}}{2\mu} \right), \quad (3.2.2-3)$$

где штрих ($'$), указывает на девиаторную компоненту тензора:

$$a'_{ij} = a_{ij} - \frac{1}{3} a_{nn} \delta_{ij}. \quad (3.2.2-4)$$

Здесь использовалось (экспериментально подтверждено) предположение, что все изменения объема при пластической деформации являются упругими. По-видимому, следует сделать замечание, касающееся приращения деформации $d\varepsilon$, фигурирующего в последних формулах. В ур. (3.2.2-3) приращение деформации указывает на приращение полной материальной деформации, определяемой ур. (3.1.2-7). Однако поскольку формулы пластичности относятся лишь к приращению деформации, то пластические деформации принято выражать в понятиях теории бесконечно малых величин.

Таким образом, становится очевидным, что явление пластичности лучше всего может быть описано путем разделения тела на две «области» упругости и пластичности. Область упругости полностью соответствует закону Гука, а в области пластичности напряжения удовлетворяют условию текучести (3.2.2-1). Условие текучести, в свою очередь, зависит от истории деформации.

В пределах пластичной области приращение деформации $d\varepsilon_{ij}$ может в любой момент быть разложено на упругую $d\varepsilon^e_{ij}$ и пластическую компоненты $d\varepsilon^p_{ij}$:

$$d\varepsilon_{ij} = d\varepsilon^e_{ij} + d\varepsilon^p_{ij}. \quad (3.2.2-5)$$

Реологическое уравнение для упругой составляющей приращения деформации получают из закона Гука, тогда как для пластической составляющей до сих пор имеется лишь условие текучести, которого недостаточно для определения смещения. Следовательно, необходимо ввести дополнительное предположение, которое Рейсс [41] выразил соотношением:

$$d\varepsilon_{ij}^p = \tau'_{ij} d\lambda, \quad (3.2.2-6)$$

где $d\lambda$ — коэффициент пропорциональности, определяемый экспериментально. Он выражает величину деформационного упрочнения, которым обладает тело. Ур. (3.2.2—6) означает, что главные оси тензоров напряжений и деформаций всегда совпадают.

2. *Частные случаи.* В настоящее время чрезвычайно сложно получить точные решения для смещений в упруго-пластичном материале. Мы располагаем лишь несколькими такими решениями.

Несколько легче получить решения, если не учитывать упругость материала, т. е. если оперировать в терминах жесткопластического тела. Естественно, что подобное предположение может быть только приближением к действительности. Далее задача упрощается, если ограничиться условиями плоской деформации. Это означает, что (а) (пластические) смещения везде параллельны данной плоскости (например, плоскости x, y) и что (б) движение не зависит от z — направления, ортогонального этой плоскости.

В этом случае основные уравнения задачи сводятся к следующему:

а) условие текучести

$$\frac{1}{4} (\sigma_x - \sigma_y)^2 + \tau_{xy}^2 = k^2 \quad (3.2.2-7)$$

б) уравнение равновесия (см. ур. 3.1.2—20)

$$\partial\sigma_x/\partial x + \partial\tau_{xy}/\partial y = 0, \quad (3.2.2-8a)$$

$$\partial\tau_{xy}/\partial x + \partial\sigma_y/\partial y = 0, \quad (3.2.2-8б)$$

в) уравнение несжимаемости

$$\partial u_x/\partial x + \partial v_y/\partial y = 0 \quad (3.2.2-9)$$

г) реологическое уравнение (из ур. 3.2.2—6)

$$\frac{2\tau_{xy}}{\sigma_x - \sigma_y} = \left\{ \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right\} / \left\{ \frac{\partial u_x}{\partial x} - \frac{\partial v_y}{\partial y} \right\}, \quad (3.2.2-10)$$

где u_x и v_y — компоненты скорости вдоль осей x и y . Уравнения (3.2.2—7/10) являются достаточными для определения неизвестных величин σ_x , σ_y , τ_{xy} , u_x , v_y поскольку они однородны по скоростям, то в них не входит время. Следовательно, «скорости» могут быть заменены любыми монотонными функциями смещения.

Это означает, что система дифференциальных уравнений (3.2.2—7/10) относится к гиперболическому типу. Характеристики этой системы называются «линиями скольжения» [42], для описания геометрии которых можно вывести несколько теорем. Они позволяют рассчитывать линии скольжения для различных граничных условий. Из всех случаев, для которых были определены поля линий скольжения, здесь будут рассмотрены только два. На рис. 66 изображены линии скольжения, рассчитанные Надаи [43] для осесимметричного напряженного состояния относительно

Рис. 66. Линии смещения в виде логарифмических спиралей в симметричном напряженном состоянии. По Надаи [43]

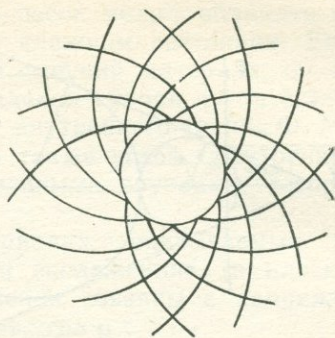
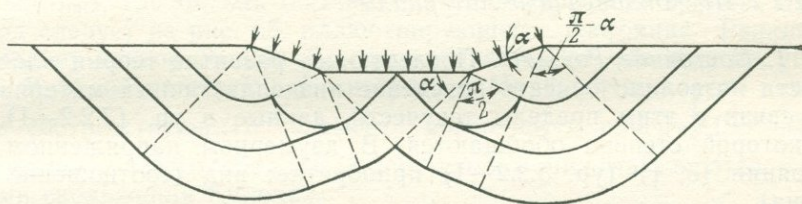


Рис. 67. Линии пластического смещения под действием цилиндрического штампа. По Генки [44]

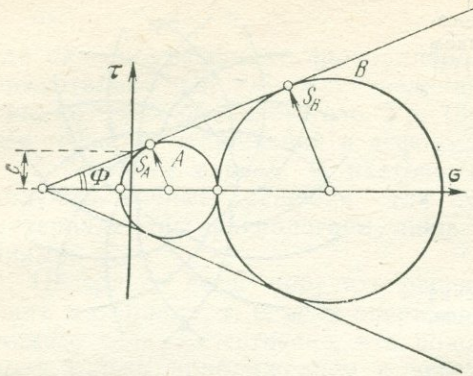


некоторой точки. Область пластической деформации отделяется окружностью от той области, которая остается жесткой. На рис. 67 показаны линии скольжения, возникающие под воздействием цилиндрического штампа в том виде, как они были определены Генки [44].

Линии скольжения являются не только математическими абстракциями, но и физической реальностью. Эти характеристики допускают разрывы определенных частных производных, которые соответствуют реальным разрывам физических свойств среды.

3. *Пластическая неустойчивость.* Другой тип упрощения общей теории пластичности можно продемонстрировать, если к нарушениям в тонких стальных пластинах, испытывающих растяжение, применить законы пластичности. Этот метод был использован Биджлаардом [45], который выдвинул предположение, что в тонкой пластине пластическое течение должно преимущественно иметь место в полосах, по всей длине которых не происходит изменения состояния материала во время течения. В результате такого предположения было установлено, что в любой точке упруго-пластичной пластины существует два направления, вдоль которых выполняется названное условие. Поэтому Биджлаард [45] считал, что при однородном напряженном состоянии развиваются две системы пластических полос; угол, который они составляют, равен около 110° . Соответственно угол между полосами и направлением главного напряжения (минимальное давление) составляет 55° .

Рис. 68. Активное и пассивное состояния Рэнкина



3.2.2.2. Низкопластичные материалы

1. *Состояние Рэнкина.* Последующее развитие теории пластичности позволило описать поведение низкопластичных материалов. В связи с этим пределы текучести, данные в ур. (3.2.2—1), до некоторой степени обобщаются. В двумерном напряженном состоянии (σ, τ) (ур. 3.2.2—1) приобретает вид (соотношение Кулона)

$$\tau = \sigma \operatorname{tg} \Phi + c, \quad (3.2.2-11)$$

где c — параметр, обозначающий сцепление материала, а Φ обычно называется углом внутреннего трения.

Условие предельного касательного напряжения (3.2.2—11) изображается на диаграмме напряжений Мора двумя прямыми линиями (рис. 68). До тех пор пока существует напряженное состояние, при котором соответствующий круг Мора не соприкасается с этими линиями, материал находится в устойчивом состоянии, описываемом уравнениями теории упругости. Если же круг Мора касается ограничивающих линий, то материал находится в предельном пластическом состоянии, которое обычно называют состоянием Рэнкина [46].

При заданном нормальном напряжении, действующем на элемент в 1-ом направлении, очевидно существуют два состояния Рэнкина, которые представлены на рис. 68 кругами Мора A и B . Они называются активным и пассивным состояниями Рэнкина и достигаются в элементах, представленных на рис. 68 стрелками S_A и S_B ; последние ориентированы соответственно в направлениях, противоположных углам $\pm(45^\circ \pm \Phi/2)$ и $\pm(45^\circ - \Phi/2)$ к 1-ому направлению.

2. *Несцепленные зерна.* По всей вероятности, теория пластичности, рассмотренная в разделе 3.2.2, справедлива, если $\Phi=0$ в уравнении (3.2.2—11). Противоположный предельный случай $c=0$, т. е.

$$\tau = \sigma \operatorname{tg} \Phi, \quad (3.2.2-12)$$

соответствует материалам с несвязанными зернами, таким, как

песок или гряда гравия. Однако даже песок может обладать небольшим сцеплением, в частности, во влажном состоянии. Если попытаться собрать в кучи абсолютно сыпучий материал, он будет оползать до тех пор, пока угол падения склона (угол естественного откоса) не станет равным углу внутреннего трения Φ . Материалы, обладающие сцеплением, а также углом внутреннего трения, попадают между двумя предельными случаями, которые были рассмотрены выше.

3. Скольжение Кулона. В материалах, описываемых ур. (3.2.2—11), снова встречаются «линии скольжения» (в плоском сечении). Направления линий скольжения связаны с напряженным мгновенным состоянием и образуют угол ρ

$$\rho = \pm (45^\circ - \Phi/2) \quad (3.2.2-12a)$$

с осью σ_{\min} , где Φ , как обычно, — угол внутреннего трения. Этот вывод следует из рис. 68, иллюстрирующего состояние Рэнкина, поскольку вектор S_A или S_B поворачивается от оси σ_{\min} на угол $90^\circ - \Phi$ в соответствующей диаграмме Мора; отсюда угол поворота соответствующего элемента поверхности равен $\frac{1}{2}(90^\circ - \Phi)$. Полученные таким образом линии скольжения называются «линиями скольжения Кулона».

3.2.2.3. Влияние порового давления

Уравнение (3.2.2—11) для предельного касательного напряжения изменяется, если существует межзерновая жидкость, находящаяся под давлением p , в неидеально пластичном материале. В этом случае используется принцип эффективных напряжений Терцаги (см. раздел 3.1.3), согласно которому полные напряжения заменяются «эффективными», выражаемыми ур. (3.1.3—5). Учтявая, что такая замена сказывается только на нормальном напряжении, ур. (3.2.2—11) приобретает вид

$$\tau = (\sigma - p) \operatorname{tg} \Phi + c. \quad (3.2.2-13)$$

3.2.3. Вязкие жидкости [47]

3.2.3.1. Кинематика жидкостей

Вначале, по-видимому, полезно сделать обзор основных фактов, касающихся кинематики жидкостей. Теоремы, вытекающие из общей кинематической теории, применимы ко всем видам жидкости.

Если вектор скорости задан в каждой точке движущегося потока жидкости, то получают векторное поле. При условии независимости векторного поля от времени поток является «установившимся». Если движение имеет циркуляционный характер, то вводится второе векторное поле — поле завихренности. Наконец, проведя все вихревые линии через каждую точку малой замкнутой

кривой, можно определить вихревую трубку. Интенсивность такой вихревой трубки определяется путем интегрирования по любому ее поперечному сечению скалярного произведения вектора завихренности с единичным вектором нормали к элементу поперечного сечения, умноженного на его площадь. Основная теорема кинематики жидкостей гласит, что эта интенсивность вдоль всей трубки есть величина постоянная. Именно этим свойством объясняется тот факт, что вихревые трубки (а следовательно, и вихревые линии) не могут начинаться или оканчиваться внутри жидкости: они должны представлять собой замкнутые кривые или же простираются до границ жидкости.

Не меньшее значение в теории кинематики жидкостей имеет концепция циркуляции. Циркуляция C по замкнутому контуру, полностью лежащему в пределах жидкости, математически определяется следующим образом:

$$C = \oint v_s ds, \quad (3.2.3-1)$$

где v_s — компонента скорости жидкости, касательная к элементу ds контура. Интеграл берется по всему контуру. В соответствии с теоремой Стокса, циркуляция равна полной интенсивности всех вихревых трубок, проходящих через контур. Следовательно, циркуляция вокруг любой вихревой трубки также постоянна по всей длине этой трубки.

Определения завихренности, вихревых линий, вихревых трубок и циркуляции вместе с теоремами, касающимися интенсивности вихревой трубки и ее связи с циркуляцией, являются чисто кинематическими или геометрическими вопросами и абсолютно не зависят от наличия или отсутствия напряжения. Поэтому они справедливы для всех видов жидкостей.

3.2.3.2. Динамика вязких жидкостей

Реологическое условие вязкой (также называемой «ньютоновской») жидкости (с η — постоянной среды, называемой ее вязкостью) для девиаторных компонент тензоров напряжений и деформаций имеет вид

$$\tau_{ik} = 2\eta e'_{ik} \quad (i \neq k) \quad (3.2.3-2)$$

и для изотропных компонент (при отсутствии объемной вязкости):

$$\partial p / \partial p = \rho \beta_f, \quad (3.2.3-3)$$

где p — давление ($p = -\frac{1}{3} \tau_{ii}$), ρ — плотность жидкости, β_f — сжимаемость. Эти реологические условия наряду с уравнением неразрывности и другими соотношениями, справедливыми для любой среды, полностью определяют динамику вязких (ньютоновских) жидкостей.

На основе названных соотношений формулируются различные дифференциальные уравнения, которые применимы при различных граничных условиях. Наиболее известно из них уравнение Навье—Стокса [48]. Оно выведено для несжимаемых жидкостей. Учитывая фундаментальное значение этого уравнения, имеет смысл привести его:

$$\nu \operatorname{grad.} v + \partial v / \partial t = F - (1/\rho) \operatorname{grad.} p - (\eta/\rho) \operatorname{rot.} \operatorname{rot.} v. \quad (3.2.3-4)$$

Здесь v — вектор скорости; t — время; F — объемная сила на единицу массы.

Теория и эксперимент показывают, что при высоких скоростях потока структура жидкости становится неустойчивой, хотя граничные условия и остаются постоянными: образуются вихри в жидкости через определенные интервалы времени. Для любой системы, вероятно, должна существовать «точка перехода», ниже которой установившееся течение является устойчивым, а аналогичное течение выше «точки перехода» становится неустойчивым и образует вихри. Установившийся поток часто называют «ламинарным», а неустойчивое течение — «турбулентным».

Хотя из уравнения Навье—Стокса и можно рассчитать точку перехода для некоторых простых систем, очевидно, что производить этот расчет очень трудно. Поэтому на практике часто экспериментально определяют момент установления турбулентности. Если можно показать динамическое подобие некоторых систем, то точка перехода, поддающаяся расчету в одной системе, будет адекватна соответствующей точке в системе с аналогичными динамическими параметрами.

Рейнольдс показал, что геометрически подобные системы жидкостей также являются подобными и по динамическим параметрам, если «число Рейнольдса» (обозначается Re) одинаково для этих систем:

$$Re = \rho v d / \eta, \quad (3.2.3-5)$$

где все постоянные имеют те же средние значения, что и вышеперечисленные, d — характерный диаметр системы.

Было установлено, что в прямых круглых трубах (которые естественно имеют подобные геометрические параметры) турбулентность возникает при $Re=2000$. Однако это положение справедливо только для прямых труб, в других же системах (например, в изогнутых трубах) «критическое» число Рейнольдса (при котором возникает нелинейность) может быть другим.

Ламинарное параллельное течение вязкой жидкости, обтекающей сферу с радиусом a , также имеет достаточно важное значение. Стокс рассчитал сопротивление R , оказываемое сферой потоку; это сопротивление равно

$$R = 6\pi a \eta v, \quad (3.2.3-6)$$

где v — скорость потока на бесконечности.

3.2.3.3. Поток через пористую среду

В геодинамике встречаются ситуации, характеризующиеся движением вязкой жидкости в пористой среде. В этих условиях нецелесообразно решать уравнения Навье—Стокса для граничных условий, представленных стенками пористой системы, а имеет смысл использовать полуэмпирический подход, предложенный Дарси [49]. В соответствии с этим поток жидкости в поровом пространстве рассматривается как осредненное макроскопическое движение, которое подчиняется закону

$$q = -\frac{k}{\eta} (\text{grad. } p + \rho g), \quad (3.2.3-7)$$

где q — вектор скорости фильтрации (соответствует объему просачиванию жидкости в единицу времени через единицу площади), k — проницаемость (постоянная, характеризующая пористую среду), η — вязкость фильтрующейся жидкости, p — давление жидкости в порах, ρ — плотность жидкости, g — вектор ускорения свободного падения [50]. Закон, выражаемый уравнением (3.2.3—7), называется «законом Дарси».

Очевидно, что одного закона Дарси недостаточно для описания движения жидкости в пористой среде.

Здесь необходимо дополнительно использовать уравнение неразрывности:

$$-\Phi \frac{\partial \rho}{\partial t} = \text{div } \rho q, \quad (3.2.3-8)$$

где Φ — пористость (дробное число, характеризующее пористую среду; равно среднему отношению объема пор к общему объему); t — время. Комбинируя уравнения (3.2.3—7 и 3.2.3—8), получим

$$\Phi \frac{\partial \rho}{\partial t} = \text{div} \left[\rho \frac{k}{\eta} (\text{grad. } p - \rho g) \right]. \quad (3.2.3-9)$$

Это соотношение является дифференциальным уравнением в частных производных для ρ . Если же добавить связь между ρ и p (уравнение состояния жидкости), выраженную как

$$\rho = \rho(p), \quad (3.2.3-10)$$

то можно в принципе решить любую задачу о движении жидкости в пористой среде при заданных начальных и граничных условиях.

3.2.4. Общие линейные реологические модели тел

3.2.4.1. Основные принципы

Рассматриваемые до сих пор «идеальные» тела (за исключением пластичных) составляют систему «классических» тел. Из общих замечаний совершенно очевидно, что изучение классических тел позволяет представить лишь довольно грубую классифи-

кацию реологического поведения реальных материалов. Наиболее общее реологическое соотношение сформулировать и обосновать весьма трудно. Чтобы получить физическую картину возможной реологии реальных материалов, следует расширить систему классических тел.

Расширение понятия классического тела для описания поведения реальных тел осуществляется, как правило, в рамках предположения о бесконечно малых деформациях. Хотя во многих процессах смещения точек тела являются достаточно большими, по крайней мере через значительный промежуток времени, предположение о бесконечно малых деформациях остается физически приемлемым в качестве первого приближения. Во всяком случае в большей части технической литературы, как правило, применяют это предположение, независимо от того, обосновано оно или нет. Детальный анализ соответствующих ситуаций был проведен Рейнером [51]. Рассмотрим наиболее важные случаи, имеющие отношение к данной проблеме.

3.2.4.2. Жидкость Максвелла

В рамках схемы бесконечно малых деформаций реологическое уравнение для девиаторных компонент напряжений и деформаций в упругом теле Гука может быть представлено в виде

$$\tau_{ik} = 2\mu \varepsilon_{ik} \quad (i \neq k), \quad (3.2.4-1)$$

а для вязкой (ньютоновской) жидкости

$$\tau_{ik} = 2\eta \dot{\varepsilon}_{ik} \quad (i \neq k). \quad (3.2.4-2)$$

Комбинация этих уравнений дает (по Рейнеру [52]) следующее:

$$\dot{\varepsilon}_{ik} = \tau_{ik}/(2\mu_M) + \tau_{ik}/(2\eta_M) \quad (i \neq k). \quad (3.2.4-3)$$

Аналогичным образом можно получить реологическое соотношение для шаровых компонент соответствующих тензоров. Величины μ_M и η_M являются физическими параметрами тела; они часто называются (максвелловской) «жесткостью» и «вязкостью». Однако следует отметить, что обозначения «жесткость» и «вязкость» не совсем удачны. Обычная вязкая жидкость получается, если в ур. (3.2.2.—3) $\mu_M \rightarrow \infty$. Точно так же при $\eta_M \rightarrow \infty$ получается упругое тело с жесткостью μ_M . Именно по этой причине две постоянные μ_M и η_M называются «жесткостью» и «вязкостью». Однако более уместно их называть «постоянными Максвелла»: отсюда индекс «М».

Реологическое ур. (3.2.4—3) описывает жидкость, в которой имеет место релаксация напряжений. Если допустить, что деформация держится на постоянном уровне (т. е. $\varepsilon=0$), то релаксация напряжения проявляется в том, что оно экспоненциально уменьшается с временной константой τ

$$\tau = \eta_M/\mu_M. \quad (3.2.4-4)$$



Рис. 69. Диаграмма нагрузки — разгрузки тела Кельвина. По Рейнеру [62]

С другой стороны, если считать, что напряжение является постоянной величиной, то деформация происходит с постоянной скоростью. Такое явление называется ползучестью.

Максвелл тщательно исследовал явление релаксации напряжений [53]. Поэтому соответствующая среда получила название «жидкость Максвелла».

3.2.4.3. Тело Кельвина

Уравнения для упругих тел Гука и ньютоновских вязких жидкостей в терминах бесконечно малых деформаций, как показано в ур. (3.2.4—1/2), могут комбинироваться различным образом [54, 55]:

$$\tau_{ik} = 2\mu_K \varepsilon_{ik} + 2\eta_K \dot{\varepsilon}_{ik} \quad (i \neq k), \quad (3.2.4-5)$$

где снова аналогичная комбинация с соответствующими постоянными может быть записана для диагональных компонент тензоров ($i=k$). Величины μ_K и η_K являются постоянными тела и также называются соответственно «жесткостью» и «вязкостью». Как и в первом случае, эти термины не совсем удачны. Если $\eta_K \rightarrow 0$, то «тело Кельвина» становится упругим, а при $\mu_K \rightarrow 0$ превращается в вязкую жидкость. Использование терминов «жесткость» и «вязкость» как для жидкостей Максвелла, так и для твердых тел Кельвина вызывает много неудобств. Поэтому предпочтительней называть μ_K и η_K «постоянными Кельвина».

Тело Кельвина характеризуется упругим последствием если имеет место изменение напряжения, то тело в конце концов приходит в состояние, соответствующее закону Гука, правда, только по экспоненте. Временная постоянная, как и в предыдущем случае, равна η_K/μ_K . Диаграмма зависимости деформации от времени в процессе нагружения и разгрузки имеет, следовательно, характерные особенности (рис. 69).

Особенностью упругого последствия тела Кельвина является то, что в нем могут возникать свободные затухающие колебания. Рассчитать постоянную затухания можно довольно просто. Уравнение движения тела Кельвина выражается формулой

$$\mu_K x + \eta_K \dot{x} = -c \ddot{x}, \quad (3.2.4-6)$$

где c — некоторая постоянная система. Подставляя решение в виде

$$x = \exp[(\alpha + i\omega)t] \quad (3.2.4-7)$$

в уравнение, получаем (опуская индекс K)

$$\mu + \eta(\alpha + i\omega) = -c(\alpha^2 - \omega^2 + 2ai\omega). \quad (3.2.4-8)$$

Приравнявая действительную и мнимую части, имеем

$$\mu + \eta\alpha = -c(\alpha^2 - \omega^2), \quad (3.2.4-9)$$

$$\omega\eta = -c2a\omega, \quad (3.2.4-10)$$

а отсюда получаем

$$\alpha = -\eta/(2c), \quad (3.2.4-11)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{\mu}{c} - \frac{\eta^2}{4c^2}}. \quad (3.2.4-12)$$

Исключая постоянную c , получим окончательно

$$\alpha^2 + \frac{2\mu\alpha}{\eta} + \omega^2 = 0. \quad (3.2.4-13)$$

Данное соотношение позволяет оценить η/μ , измерив ω и α . Явление затухания в уравнении Кельвина связано не только с эффектом затухания собственных колебаний, но также со смещением фаз в вынужденных колебаниях. В этом случае уравнение движения Кельвина можно записать следующим образом:

$$C\ddot{\varepsilon} + \eta\dot{\varepsilon} + \mu\varepsilon = A \sin \omega t, \quad (3.2.4-14)$$

где η — опять вязкость Кельвина; ω — жесткость; C — постоянная системы; $A \sin \omega t$ — возмущающая сила. Это уравнение имеет следующее решение:

$$\varepsilon = \frac{A/C}{\sqrt{\left(\frac{\mu}{C} - \omega^2\right)^2 + \frac{\eta^2}{C^2}\omega^2}} \sin[\omega(t - \delta)] \quad (3.2.4-15)$$

$$с \delta = \frac{1}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{\eta\omega/C}{\mu/C - \omega^2} = \frac{1}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{\eta\omega}{\mu - \omega^2 C}. \quad (3.2.4-16)$$

$$\text{Обозначив } \eta = \sqrt{\mu/C} \quad (3.2.4-17)$$

в качестве круговой собственной частоты незатухающей системы, можно определить значение вязкости Кельвина для рассматриваемой модели. Неизвестную постоянную C снова исключаем:

$$C = \mu/\eta^2 \quad (3.2.4-18)$$

$$\text{и далее получаем [56]} \delta = \frac{1}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{\eta\omega}{\mu - \omega^2\mu/\eta^2} = \frac{1}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{\eta\omega}{\mu\left(1 - \frac{\omega^2}{\eta^2}\right)} \quad (3.2.4-19)$$

$$\text{или } \tau = \frac{\eta}{\mu} = \left(\frac{1}{\omega} - \frac{\omega}{\eta^2}\right) \operatorname{tg} \delta\omega. \quad (3.2.4-20)$$

При большем значении η (т. е. $\eta \gg \omega$) уравнение приобретает вид

$$\tau \sim \frac{1}{\omega} \operatorname{tg} \delta\omega. \quad (3.2.4-21)$$

Последнее уравнение позволяет получить соотношение для постоянных величин материала $\tau = \eta/\mu$ из наблюдения фазовых смещений в вынужденных колебаниях.

Если в ур. (3.2.4—1) ввести предел текучести ϑ_{ik} , то можно получить реологические тела обобщенного вида. Во избежании дальнейших усложнений примем $\mu = 0$, тогда получим соотношение

$$\tau_{ik} = \vartheta_{ik} + 2\eta \dot{\varepsilon}_{ik} \quad (i \neq k), \quad (3.2.4—22)$$

которое является определяющим уравнением «тела Бингама». Здесь η называется «пластической вязкостью». Вводя в конститутивные уравнения все большее число понятий, мы тем самым все больше усложняем их. Однако эти действия не позволяют преодолеть основные недостатки теории, выделенные в разделе 3.2.4.1, поскольку всегда остаются неохваченными конечные нелинейные деформации, которые в общем случае нельзя исключить из рассмотрения. Иллюстрацией данного положения могут послужить исследования Кнопва и Мак Дональда [57], которые установили, что затухание волн даже малой амплитуды внутри Земли не может быть объяснено линейным реологическим законом.

3.2.4.4. Общие линейные вязкоупругие среды

Линейные реологические модели, ранее рассмотренные в этом разделе, относятся к самым простым из всех возможных случаев. В общем случае линейного вязкоупругого вещества напряжение является линейным функционалом от деформации. В частности для прямоугольной декартовой системы зависимость между напряжением (σ_{ij}) и деформацией (ε_{ij}) можно записать в следующем виде:

$$\sigma_{ij} = \delta_{ij} \int_0^t K(t-\tau) \frac{\partial \varepsilon_{kk}}{\partial \tau} d\tau + 2 \int_0^t G(t-\tau) \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\varepsilon_{ij} - \delta_{ij} \frac{\varepsilon_{kk}}{3} \right) d\tau, \quad (3.2.4—23)$$

где $K(t)$ и $G(t)$ — модули соответственно объемной и сдвиговой релаксации. При такой формулировке [58] функционал напряжения естественно разделяется на гидростатический и девиаторный компоненты. Далее можно предположить, что модули релаксации представимы суммой экспоненциальных функций [59].

$$K(t) = K_\infty + \sum_{n=1}^N K_n e^{-\alpha_n t}, \quad \alpha_n > 0, \quad K_n, K_\infty > 0, \\ G(t) = G_\infty + \sum_{n=1}^N G_n e^{-\beta_n t}, \quad \beta_n > 0, \quad G_n, G_\infty > 0, \quad (3.2.4—24)$$

где символы α_n , β_n , G_n , K_n и K_∞ выбираются положительными, так что материал является диссипативным.

Любое вязкоупругое вещество «запоминает» свое прошлое, поэтому необходимо задавать соответствующие функции вплоть до рассматриваемого начального времени t_0 .

Вследствие своего диссипативного характера волны в вязкоупругом материале имеют тенденцию к затуханию. Достаточно полное изучение распространения плоских волн в такой среде было проведено Чу [58]. Блейк [60] расширил метод Чу, применив его при анализе затухания сферических волн. Дальнейшее развитие исследования получили в работах Боши [61], который таким образом изучал вязкоупругие пористые среды.

3.2.5. Нелинейная ползучесть

3.2.5.1. Общие положения

Все реологические уравнения, рассмотренные выше, относятся к линейному типу. Однако в результате наблюдений было установлено, что связи между напряжениями и деформациями (или их интегралами или скоростями) могут носить нелинейный характер.

Возможная структура наиболее общего нелинейного реологического уравнения (или группы уравнений) была исследована Штрауссом [62]. В своем исследовании он использовал принципы теории конечных деформаций и, рассмотрев соответствующие нелинейные интегродифференциальные операторы, установил возможные связи, на которых строятся зависимости между деформацией и напряжением. При обосновании этих возможных связей он принимал во внимание, кроме чисто механических свойств материала, его старение. Однако полученные результаты имеют настолько общий характер, что для описания отдельных материалов следует сделать ряд специальных предположений.

3.2.5.2. Логарифмическая ползучесть

При практических исследованиях было обнаружено, что реологическое состояние многих горных пород может быть представлено следующим уравнением, предложенным много лет тому назад Андраде [63].

$$\varepsilon = A + BE(t) + Ct, \quad (3.2.5-1)$$

где ε — сдвиговая деформация; A , B и C — постоянные; $E(t)$ — эмпирическая функция.

В некоторых случаях $E(t)$ берется в виде

$$E(t) = a(1 - e^{-kt}), \quad (3.2.5-2)$$

что будет опять соответствовать модели Кельвина. Однако этот

случай носит исключительный характер. Обычно используют функцию типа

$$E(t) = a \ln(1 + bt), \quad (3.2.5-3)$$

которая описывает так называемую логарифмическую ползучесть. Существуют различные эмпирические формы этого закона (например, закон Ломнитца [64])

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{\mu} (1 + q \ln(1 + bt)) \quad (3.2.5-4)$$

$$\text{или } \varepsilon = A + B \ln(a + bt) + Ct. \quad (3.2.5-5)$$

В этих случаях отметим, что для скорости деформации существует следующая зависимость

$$\dot{\varepsilon} = B \frac{b}{a + bt} + C. \quad (3.2.5-6)$$

Как правило, $a \ll bt$ поэтому, приняв это условие как общий случай, можно записать

$$\dot{\varepsilon} \approx \frac{B}{t} + C. \quad (3.2.5-7)$$

Если материал ведет себя именно таким образом, то зависимость скорости деформации $\dot{\varepsilon}$ от величины $1/t$ является прямой линией. Подобное поведение наблюдается для многих материалов.

Джеффрис [65] взял ур. (3.2.5-4) в качестве локального соотношения между напряжением и деформацией, входящего в подынтегральное выражение реологического уравнения следующего вида:

$$\varepsilon = \frac{1}{\mu} \int_{\tau=-\infty}^{+\infty} \{1 + q \ln[1 + b(t - \tau)]\} d\sigma(\tau). \quad (3.2.5-8)$$

Однако, учитывая, что зависимость напряжение — деформация (3.2.5-4) нелинейна, применение принципа суперпозиции при формулировке соотношения (3.2.5-8), вообще говоря, неправомерно. Тем не менее, если ур. (3.2.5-4) считать справедливым для различных напряжений, то запаздывание по фазе $\log \delta$, связанное с вынужденными колебаниями (круговая частота ω), по Джеффрису [65], приближается к

$$\delta = \frac{1}{2} \pi q / \omega. \quad (3.2.5-9)$$

Таким образом, измерив отставание по фазе в колеблющейся системе, в принципе возможно определить постоянную q .

Основная форма ур. (3.2.5-1), предложенная Андраде, не описывает стационарное состояние, которое может существовать при постоянном напряжении. В материалах, для которых предполагается, что при постоянных напряжениях скорость деформации $\dot{\varepsilon}$ постоянна, выражение с $E(t)$ в ур. (3.2.5-1) должно быть равно

0. В этом случае, дифференцируя по времени, имеем:

$$\dot{\epsilon} = C, \quad (3.2.5-10)$$

где C может быть функцией (постоянных) напряжений. При этом обычно предполагают (закон Глена [66]), что

$$\dot{\epsilon} = F\sigma^n \quad (3.2.5-11)$$

с n , изменяющимся от 2 до 9.

3.2.6. Термогидродинамика

3.2.6.1. Тепловая конвекция в вязких жидкостях

Обратимся к проблеме свободных тепловых конвективных течений в различных веществах, расположенных между двумя поверхностями с различными температурами, испытывающих влияние гравитационного поля. Так как теплопередача является важным вопросом в ряде инженерных проблем, перенос тепла ньютоновскими жидкостями исследовался многими учеными [67]. Некоторые результаты их исследований вошли в учебники [68]. Как правило, эти результаты касаются водной и воздушной сред, обладающих очень малой вязкостью.

Размерный анализ показывает, что движение зависит только от двух безразмерных чисел: от числа Рейнольдса (см. ур. (3.2.2—5) и от произведения числа Грасгоффа и числа Прандтля (иногда называемого числом Релея). Пусть c обозначает среднюю теплоемкость на единицу массы вещества; D — характерный размер течения; g — ускорение силы тяжести, k — теплопроводность; ΔT — разность температуры, v — характерную скорость движения жидкости, β — коэффициент теплового расширения (на $^{\circ}\text{C}$); η — вязкость; ρ — плотность, тогда число Грасгоффа G можно записать в виде

$$G = D^3 \rho^2 g \beta \Delta T / \eta^2, \quad (3.2.6-1)$$

а число Прандтля P как

$$P = c\eta/k. \quad (3.2.6-2)$$

При ламинарном течении произведение λ числа Грасгоффа и Прандтля (число Релея) характеризует тепловую конвекцию. Джеффрису [69, 70] теоретически удалось показать, что если число λ остается меньше значения 1709, то тепловая конвекция не может установиться. В его работах предполагается, что направление температурного градиента совпадает с градиентом силы тяжести; при этом обе поверхности горизонтальны. Конвективное движение между двумя поверхностями можно изобразить в виде конфигурации конвективных ячеек [71]. Конвективная ячейка содержит вихревую трубку, которая замыкается внутри этой ячейки. Таким образом, картина находится в полном соответствии с кинематическими свойствами вихря [72].

Эта теория была проверена экспериментально. Шмидт и др. [73, 74] при изучении механизма теплопереноса естественной конвекцией над горизонтальной плоскостью применили оптические методы исследования. Полученные фотографии действительно показали наличие при определенных условиях ячейковидной структуры. Когда λ становится больше числа 2000, чередующиеся части жидкости циркулируют вверх и вниз в потоках значительной ширины. С увеличением λ возрастает интенсивность циркуляции жидкости; процесс продолжается до тех пор, пока в итоге поток не переходит в турбулентное состояние.

Лоу [75] развил дальше теорию Джеффриса, а его результаты были, в свою очередь, усовершенствованы Пелью и Саутвеллом [76], которые выполнили исследования для различных типов граничных условий. Полученные результаты подтвердились с качественной точки зрения, однако было установлено, что любое осциллирующее конвективное движение должно затухать.

Основной вывод, который удалось сделать в результате этих исследований, сводится к утверждению, что тепловая конвекция возможна лишь при очень ограниченных условиях.

3.2.6.2. Тепловая конвекция в пластическом веществе

Для того чтобы получить представление о термомеханике потока в пластической среде, следует прибегнуть к качественным доказательствам. Олдройд [77] провел интересное исследование возможных аналогий между пластическими и вязкими жидкостями. Уравнения пластичности решены «в общем виде» для цилиндров различных сечений, движущихся один относительно другого. Линии пластического потока сравниваются с линиями вязкой жидкости (рис. 70). Различие между ними не очень велико, за исключением того факта, что в пластическом потоке имеется твердое ядро в тех областях, где у вязкого потока обнаруживается лишь небольшой градиент скорости.

Теперь задача состоит в том, чтобы понять, что может произойти при нагревании пластического материала снизу. Когда предел текучести стремится к нулю, тело Бингама является ньютоновской жидкостью. Вследствие того что предел текучести влияет на образование конвективных ячеек, для начала движения требуется большая разность температуры по сравнению с тем случаем, когда произведение чисел Грасгоффа и Прандтля равно

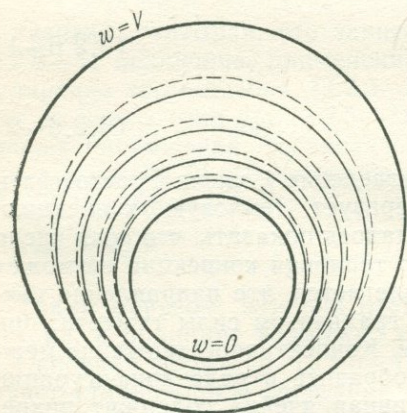


Рис. 70. Сравнительная диаграмма линий пластического и вязкого течений в специальном кожухе из движущихся цилиндров. По Олдройду [77]

1709. Кроме того, в соответствии с данными Олдройда, вполне вероятно, что центр вихревой трубки в ячейке будет вращаться как твердое тело. Однако необходимо ожидать, что при очень большой разности температур вихри будут образовываться на границах, которые рассеиваются в пластической среде так же, как и в вязких жидкостях. Следовательно, поток не будет стационарным.

3.3. Физика разрушения

3.3.1. Основы

Как уже подчеркивалось в предыдущих разделах, исследование процесса разрушения имеет большое значение для физики земной коры, так как трещины, разломы и связанные с ними явления встречаются на Земле очень часто. До настоящего времени физика разрушения все еще остается недостаточно изученной дисциплиной [78].

Хотя человек уже давно интересуется разрывами и связанными с ними явлениями, как правило, все усилия были направлены скорее на установление критериев, определяющих стабильность этих структур, нежели на детальный анализ их внезапного возникновения. Следовательно, ситуация такова, что мы располагаем большим количеством прочностных критериев, определяющих «факторы безопасности», знание которых необходимо для строительства безопасных сооружений; сам же механизм разломообразования, который может быть использован для объяснения наблюдаемых в земной коре явлений, все еще недостаточно изучен.

Имеющиеся результаты по теории разрушения можно подразделить, во-первых, на эвристические описания, к которым относятся все инженерные вопросы и критерии разрушения, во-вторых, на «микроскопические теории», цель которых объяснить наблюдаемые значения «прочности» (т. е. сопротивления разрыву) материалов с точки зрения молекулярных сил и, в-третьих, на попытки дать точное аналитическое выражение эвристических исследований, о которых говорилось выше, рассматривая при этом напряжения как компоненты тензора и определяя смещения как векторные поля. Именно последнее направление исследований имеет наибольшее значение при изучении физики земной коры.

3.3.2. Феноменологические аспекты

В целях установления степени прочности и устойчивости структур, как уже отмечалось, был проведен большой объем эвристических исследований на разломах и критериев разрушения.

Орован [79] провел исследования типов разрушения, которые происходят в материалах, и выделил следующие случаи разрушения: а) хрупкого, б) пластического, в) усталостного, г) разрушение в результате ползучести. Рассмотрим эти случаи по порядку.

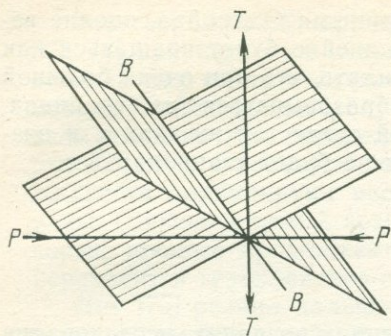


Рис. 71. Поверхности разлома Мора при трехосном напряженном состоянии.

Главные напряжения: P — наибольшее, T — наименьшее, B — промежуточное

происходит хрупкое разрушение; поверхность разрыва расположена по нормали к направлению напряжения растяжения. При трехосном напряженном состоянии условия хрупкого разрушения более сложные и поэтому предполагается несколько критериев разрушения. Чаще всего используют знаменитую гипотезу Кулона [81], видоизмененную в дальнейшем Мором [82], в которой говорится: «в изотропной среде, подвергнутой действию трех неравных главных напряжений, поверхность разрыва параллельна направлению промежуточного главного напряжения и наклонена под углом $\varphi \leq 45^\circ$ (в среднем 30°) по отношению к максимальному главному напряжению. Авторы положения пришли к такому заключению, модифицировав гипотезу о том, что поверхность максимального сдвига должна являться поверхностью разрыва. Этот вывод был подтвержден результатами исследований (рис. 71). Сейя [83, 84] выдвинул ряд теоретических доводов для объяснения наблюдаемых разрывов при образовании углов.

Величина напряжения, при котором происходит разрушение, выраженная, например, «прочностью на разрыв» (как определено выше) материала, может быть получена путем микроскопического анализа. Этот подход будет рассмотрен ниже. Однако в соответствии с идеей совпадения поверхности максимальной сдвига с поверхностью разрыва можно предположить, что условие образования разрыва определяется критическим сдвиговым напряжением. Это предположение не было подтверждено наблюдениями, и поэтому Мор также видоизменил его, предложив в результате свой знаменитый эвристический критерий разрушения. Каждое возможное напряженное состояние представляется на диаграмме σ — τ семейством кругов (диаграмму Мора см. рис. 63). Те напряженные состояния, круги Мора, которых касаются эмпирически определенные огибающие, как предполагается, и приводят к разрушению. Что касается критерия Мора, то следует заметить, что он применим не только к хрупкому разрушению, но и к другим

а. *Хрупкое разрушение.* Хрупкое разрушение — единственный тип разрушения, которое встречается в абсолютно хрупком веществе. Дать теоретическое объяснение такого типа разрушения гораздо проще, чем всех других [80]. Оно характеризуется высокой скоростью распространения, образуя при этом блестящую и гладкую поверхность разрыва.

В условиях одноосного напряженного состояния, если растяжение достигает критического (для материала) уровня (называемого хрупкой прочностью материала), в изотропной среде

типам разрушения. Методы экспериментального определения пределов прочности были описаны во многих работах. Так, например, Хендин [85] дал хороший обзор проблемы вплоть до 1969 г., позднее Ковари и Тисса [86—88] описали различные, более новые методы экспериментальных исследований, а Международное общество по изучению механики пород [89] предложило ряд нормативов для проведения экспериментальных работ.

Если трещиновато-пористая среда содержит поровую жидкость, то критические напряженные состояния, представленные огибающими на диаграмме Мора, относятся к эффективным напряжениям, как это дано в ур. (3.1.3—5), что вытекает из «принципа Терцаги» (см. раздел 3.1.3), по которому только эффективные напряжения могут вызывать деформацию (а следовательно, и разрушение) в пористой среде. Значит, типы разрушения в пористой среде точно такие же, как и в непористом веществе. Кроме того, при достаточно высоком давлении жидкости может иметь место разрушение пористой среды в результате растяжения. Этот тип разрушения Терцаги [90] назвал «расщепляющимся разрывом».

Высокую скорость распространения трещины при хрупком разрушении можно объяснить, отметив, что для образования последнего требуется лишь работа на преодоление сцепления между атомами по обеим сторонам трещины. Эта работа настолько мала, что может обеспечиваться за счет упругой энергии, накопленной в материале еще до нарушения его целостности.

б. Пластическое разрушение. Оно характеризуется очень медленным распространением существующих трещин. Процесс разрушения может быть остановлен в любой момент просто в результате прекращения внешней нагрузки. Таким образом, пластическое разрушение относится к неупругому типу разрушения, при котором значительную роль играют пластическая деформация и сопутствующие ей явления. При пластическом разрушении энергия, затрачиваемая на преодоление сил сцепления материала, очень незначительна по сравнению с энергией пластической деформации, которая затрачивается для того, чтобы увеличить существующую трещину. Следовательно, трещина может увеличиваться только в том случае, если продолжают действовать внешние силы.

в. Усталостное разрушение. Это особый тип разрушения, который может возникать в материале при циклических нагрузках. Орован [91] сформулировал наиболее важные факты, касающиеся усталостного разрушения, следующим образом: 1) усталостное разрушение может иметь место после того как воздействие данного цикла напряжения превзойдет некоторое критическое число; 2) иногда существует критическая амплитуда циклической нагрузки, ниже которой материал может подвергаться любому числу циклических воздействий без разрушения, но выше которой усталостное разрушение возникает после определенного количества воздействий.

По всей вероятности, возникновение усталостного разрушения обусловлено пластическими деформациями, происходящими в слабых включениях, содержащихся в упругом материале. В процессе повторяющегося циклического воздействия напряжений в ослабленных включениях совершается работа пластического характера, которая продолжается до появления в них (включениях) пластических трещин. При образовании трещин напряжения концентрируются на их концах, что может вызвать хрупкий разрыв в остальной части материала.

Приняв за основу эту модель, Орован [91] также смог объяснить отмеченный выше интересный факт существования в определенных случаях «безопасной» амплитуды напряжений, ниже которой при любом числе циклов воздействия не происходит образование усталостного разрушения. Тарстон [92] дал другой обзор проблемы усталостного разрушения.

г. Разрушение при ползучести. Термин «усталость» также применяется по отношению к уменьшающейся прочности («коррозии» за счет напряжений), которая наблюдается в некоторых материалах при абсолютно статических условиях. Чтобы отличить это явление от рассмотренных раньше, его обычно называют статической усталостью (в противоположность обычной, или динамической). Статическая усталость вызывается внутренними процессами ползучести и поэтому более правильно называть ее разрушением при ползучести.

Материалы, состоящие из поликристаллических агрегатов, содержат два различных компонента, а именно: кристаллические зерна и границы зерен. Это же положение справедливо и для любого типа гетерогенных агломератов. Механическое поведение зерен и их границ существенно отличается. Для границ зерен характерно наличие вязкости. Если значение температуры ниже определенного критического уровня, эти границы являются жесткими, если же критическая температура превышает, они ведут себя, как вязкая жидкость [93]. Границы зерен не имеют определенного предела текучести, так что если они достаточно гладкие для беспрепятственного скольжения, то скорость скольжения будет пропорциональна преобладающему сдвиговому напряжению. Благодаря перемежающемуся сцеплению зерен скольжение в случае постоянно растущего напряжения носит прерывистый характер. Если напряжения достаточно велики, чтобы преодолеть самое крупное геометрическое несогласие на границах зерен, то происходит медленное непрерывное скольжение, во время которого между зернами образуются пустоты, в итоге превращающиеся в трещины.

Поведение материала при ползучести не обязательно соответствует его поведению при линейной вязкости: предполагается также существование логарифмического, или степенного закона. Круден [94], например, показал, что именно этим можно объяснить потерю со временем прочности соляных колонн, поддерживающих свод в соляных коях.

Аналогичный механизм может быть присущ любому другому материалу, содержащему два или более структурных элемента с различными механическими свойствами. Предположим, что «ослабленная поверхность» (например, поверхность старого разрыва), представляющая один тип структурного элемента, существует в гомогенной среде второго типа. Поверхность может быть очень «неровной», а следовательно, и геометрически сцепленной. Если в течение времени внешняя деформация происходит с постоянной скоростью, то материал может продвигаться вдоль ослабленной поверхности всякий раз, когда напряжения достаточно велики, чтобы преодолеть самое большое геометрическое несогласие путем деформации самого материала в определенных точках. При этом условии вдоль поверхности может происходить скольжение (за счет механизма вязкого сдвига), прекращающееся лишь после нового сцепления.

Андерсон и Гро [95] дали обзор исследований, посвященных медленному распространению трещины, с точки зрения применения этого явления для решения геофизических задач.

3.3.3. Микроскопические аспекты разрушения

3.3.3.1. Основное содержание проблемы

Явление образования разрывов в материалах под действием достаточно высоких напряжений наилучшим образом объясняется при рассмотрении его на молекулярном уровне. Поэтому для получения обоснованных ответов на целый ряд вопросов были разработаны теории разрушения на микроскопическом уровне, способные, в частности, объяснить наблюдаемую в экспериментах прочность материалов.

Уже давно известно, что прочность материалов, рассчитанная для сил молекулярного сцепления в однородном материале, много выше по сравнению с наблюдаемой в действительности прочностью реальных материалов. Величину молекулярного сцепления, или молекулярной прочности можно оценить следующим образом [96]. Если твердое тело однородно деформируется и при этом упругая энергия тела обеспечивает достаточную для образования трещины величину поверхностной энергии, то должно иметь место (хрупкое) разрушение. Для образца единичной толщины величина поверхностной энергии равна $2S$, где S — удельная поверхностная энергия. Здесь для простоты рассматривается лишь двумерный случай. Большая часть, скажем, половина энергии $2S$ должна включать молекулы, расположенные в непосредственной близости от поверхности (будущего) разрыва еще до момента его образования. С другой стороны, если разрушающее напряжение обозначить через σ_m , то плотность упругой энергии до образования разрыва есть $\sigma_m^2/2E$ (E — модуль Юнга), и потенциальная энергия деформации e (на единицу толщины), со-

средоточенная между двумя атомными плоскостями, отделенными последующим процессом образования разрыва, будет равна

$$e = a\sigma_m^2/2E, \quad (3.3.3-1)$$

при условии, что первоначально атомное расстояние между плоскостями равно a . Таким образом получаем:

$$\sigma_m = \sqrt{\frac{2SE}{a}}. \quad (3.3.3-2)$$

При использовании типичных значений для наиболее обычных хрупких материалов оказывается, что их «молекулярная» прочность σ_m в 10—1000 раз больше, чем напряжение, при котором реально происходит разрушение.

3.3.3.2. Теория хрупкого разрушения Гриффитса

Для преодоления этого противоречия Гриффитс [97—99] предположил, что наблюдаемые значения прочности объясняются за счет мельчайших трещин, присущих любому материалу, величина концентрации напряжений которых достаточна для преодоления молекулярной прочности. Таким образом, при разрушении необходимо преодолеть именно молекулярное сцепление; однако напряжение, обуславливающее разрушение, нельзя считать общим напряжением, осредненным для всего материала, так как оно представляет собой лишь локальное напряжение на концах существующих трещин.

Чтобы рассчитать величину концентрации напряжения на конце мельчайшей эллиптической трещины, Гриффитс использовал решение Инглиса (см. раздел 3.2.1) для напряжений на окончатых эллиптической полости в двумерном случае при заданном растяжении σ . Для этого случая Инглис получил потенциальную энергию деформации e_s (на единицу толщины), равную

$$e_s = -\pi c\sigma^2/E, \quad (3.3.3-3)$$

где $2c$ — длина трещины (т. е. c — главная ось эллипса), а E — модуль Юнга. Соответствующая поверхностная энергия e_s , выраженная в терминах трещины, в соответствии с ранее приведенными замечаниями равна

$$e_s = 4cS, \quad (3.3.3-4)$$

где S — удельная поверхностная энергия. Трещина будет распространяться дальше, если при увеличении ее длины величина уменьшения потенциальной энергии деформации по абсолютному значению будет больше нежели увеличение поверхностной энергии [100]. Таким образом, размер равновесной трещины выражается в виде

$$\frac{\partial}{\partial c}(4cS - \pi c^2\sigma^2/E) = 0 \quad (3.3.3-5)$$

$$\text{или } \sigma = \sqrt{\frac{2ES}{\pi c}}. \quad (3.3.3-6)$$

Таким образом, становится ясно, что трещина может распространяться только в том случае, если напряжение, выраженное ур. (3.3.3—6), превышено: следовательно, это напряжение является критическим разрушающим напряжением в присутствии трещины.

Представленное выше решение для разрушающего напряжения можно пересчитать для сфероидальной трещины. Результирующее выражение отличается от предыдущего только численным множителем, т. е. равно

$$\sigma = \sqrt{\frac{2ES}{\pi(1-m^2)c}}, \quad (3.3.3-7)$$

где m — коэффициент Пуассона.

Существует ряд работ [101—103], посвященных анализу и обобщению теории разрушения Гриффитса. Интересное применение этой теории к разрывам в породах описал Брейс [104], при этом он учел трение на бортах разрыва. Стекети [105] показал, что трещины, по Гриффитсу, можно также рассматривать, как дислокации. Берг [106] рассчитал деформацию трещин типа Гриффитса как при высоком давлении, так и при сдвиге.

На основе теории Гриффитса могут быть сформулированы критерии разрушения для хрупких материалов. Предполагая, что изотропные материалы содержат трещины, ориентированные по всем направлениям, Гриффитс [107, 108, 109] вычислил максимальное напряжение растяжения на острие трещины, расположенной в наиболее опасном направлении, используя решение Инглиса [109] (для двумерного случая). Предполагая, что σ_1 и σ_2 являются главными напряжениями растяжения, где $\sigma_1 > \sigma_2$, Гриффитс сформулировал критерий в следующем виде: разрушение происходит;

1. если $3\sigma_1 + \sigma_2 > 0$, когда $\sigma_1 = K$,
2. если $3\sigma_1 + \sigma_2 < 0$, когда $(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + 8K(\sigma_1 + \sigma_2) = 0$, (3.3.3—8)

где K — прочность на разрыв при одноосном растяжении.

Одно из следствий критерия разрушения Гриффитса заключается в том, что при одноосном сжатии наиболее опасные трещины будут располагаться под углом в 45° к направлению напряжения и должны распространяться в собственных плоскостях. Однако Орован [108] установил, что «хотя при испытаниях на сжатие поверхности разрушения часто образовывались по углом около 45° , тем не менее в стеклянных и каменных образцах почти так же часто наблюдались трещины, параллельные направлению сжатия». С другой стороны, Орован [110] обнаружил, что испытания на разрушение при высоком давлении могут удовлетворительно объясняться на основе критерия Гриффитса.

Сходные критерии, основанные на эллиптических трещинах, были выведены Барроном [111], а основанные на дислокациях — Боши и Муларгия [112].

3.3.3.3. Дилатансионное поведение материалов при разрушении

Теория Гриффитса, описанная выше, нашла свое дальнейшее приложение в идее роста мелких трещин, присутствующих в среде, не только в длину, но и в ширину. Это явление называется «дилатансией»; она происходит как до начала процесса разрушения, так и во время него [113, 114].

Факт дилатансии был подтвержден лабораторными экспериментами. В частности, Таппонье и Брейс [115] определили детали развития дилатансионных микротрещин в гранитах, а Рао и Рама-на [116] — в ультраосновных породах. Эти исследования показали, что когда величина напряжения составляет приблизительно 75 % от его максимального значения, необходимого для разрушения, в материале идет процесс не только роста уже имевшихся трещин, но начинается также формирование новых дилатансионных трещин. К моменту, когда напряжение достигает своего предельного значения, при котором происходит разрушение материала, плотность этих новых трещин возрастает в два раза.

3.3.3.4. Скорость распространения трещины

Теория Гриффитса дает критерий для напряжения при котором начинается образование трещины, т. е. момент ее зарождения. Однако Гильман [117] отмечал, что хрупкое разрушение материала происходит в две стадии: зарождение трещины на атомном уровне и затем распространение ее через весь материал, в котором она зародилась. К третьей стадии можно отнести распространение трещины на соседние по отношению к ней участки данного материала, если последний неоднороден.

Теория Гриффитса объясняет только процесс зарождения трещины. В ней не учитывается тот факт, что на концах трещины, где происходит концентрация напряжения, главные напряжения не одинаковы по величине и поэтому здесь возникают сильные сдвиговые напряжения, которые являются причиной образования пластического течения. Такое пластическое течение должно предотвращать распространение трещины, так как оно понижает концентрацию напряжения. Это противоречие объяснил Мотт [118], считавший, что напряжения должны, вероятно, сохраняться на протяжении какого-то времени с тем, чтобы вызвать образование пластического течения. Таким образом, при достаточно быстром распространении трещины пластическое течение не успевает установиться, что ведет, в свою очередь, дальнейшему распространению трещины.

Скорость распространения трещины в упругом теле определяется тремя факторами. Движущей силой является упругая энергия H_E , выделяющаяся в процессе распространения трещины. Это уравнивается поверхностной энергией H_S («энергией разрушения»), необходимой для разделения двух берегов трещины, и кинематической энергией H_K , связанной с быстрым движением

материала в сторону во время формирования трещины. Последнюю можно выразить следующим образом:

$$H_K = \frac{v_c^2 H_E}{v_0^2 B^2}, \quad (3.3.3-9)$$

где B — постоянная, v_c — скорость трещины, v_0 — скорость распространения звука в материале. Из формулы (3.3.3-9) получаем

$$v_c = Bv_0 \sqrt{1 - \frac{H_S}{H_E}}. \quad (3.3.3-10)$$

Эта зависимость означает, что трещина не может распространяться, пока выполняется соотношение Гриффитса ($H_E > H_S$), и что скорость ее распространения никогда не может быть выше скорости распространения звука в материале. Робертсу и Уэллсу [120] удалось вычислить постоянную B для трещины внутри плиты и обнаружить, что она приблизительно равна 0,38. Сравнение теоретических значений скорости трещин с данными, полученными экспериментальным путем, показало их достаточно близкую сходимость, что указывает на адекватность теории распространения трещин в упругих материалах.

Когда же мы имеем дело с неидеально упругими материалами, то необходимо предположить, что разность главных напряжений на кончике трещины будет вызывать появление пластического течения. Таким образом, движущая энергия H_E уравнивается не только суммой кинетической и поверхностной энергий, необходимых для образования трещины, но также и энергией диссипации. Диссипация возникает из-за пластической деформации. Следовательно, уравнение энергетического баланса записывается следующим образом:

$$H_E = H_P + H_K + H_S, \quad (3.3.3-11)$$

где H_P — энергия, рассеиваемая в процессе пластической деформации. Гильман [119] вывел формулу работы, затрачиваемой на пластическую деформацию.

$$H_P = W/v_c, \quad (3.3.3-12)$$

где W — постоянная, которая зависит от соотношения между скоростями напряжений и деформаций и линейного размера материала. Полученная в результате ряда преобразований скорость распространения трещины равна

$$v_c = Bv_0 \sqrt{1 - \frac{W}{H_E} \frac{1}{v_c} - \frac{H_S}{H_E}}. \quad (3.3.3-13)$$

Из этого уравнения видно, что трещина должна иметь определенную критическую скорость \tilde{v}_c

$$\tilde{v}_c = W/H_E, \quad (3.3.3-14)$$

прежде чем она сможет самопроизвольно распространяться в хрупком режиме. К такому выводу первым пришел Мотт. Если

же собственная скорость трещины меньше ее критического значения, то трещина вообще не может распространяться сама по себе, а будет только раскрываться в соответствии с работой, осуществляемой внешними силами.

Обсуждения кинематики трещин, несколько отличающихся от вышеприведенного, были опубликованы Берри [12], Брюкнером [122], Мак Клинтоком и Сукатме [123], Муларгия и др. [124].

3.3.4. Попытки аналитического описания

Как уже отмечалось, было предпринято несколько попыток описать процесс разрушения аналитическим способом. Геометрия разрушения может быть описана путем введения разрывных функций в общую схему теории конечных деформаций. Описывая смещения через координаты и параметры, как в разделе 3.1.2

$$x_i = x_i(\xi_\alpha, t), \quad (3.3.4-1)$$

можно представить и разрывы в теле, если $x_i(\xi_\alpha, t)$ будет разрывной функцией. Физические эксперименты показывают, что разрывы распределяются в материале слоями. Поверхность разрыва можно представить как

$$F(\xi_1', \xi_2', \xi_3', t) = 0 \quad (3.3.4-2)$$

Это уравнение означает, что поверхность S может менять свое положение с течением времени. Как видно из ур. (3.3.4-2), произвольная точка на поверхности S обозначается ξ_α . Край поверхности разрыва предстает собой линию, которая, очевидно, должна замыкаться или же начинаться и оканчиваться на границе тела. Разрыв на поверхности S может быть описан заданием вектора X_i ; «скачка» в точке x_i ; при переходе с одной стороны разрыва к другой. Таким образом, разрыв на поверхности S , представляется векторным полем:

$$X_i = X_i(\xi'_\alpha, t). \quad (3.3.4-3)$$

Вектор скачка можно рассчитать, если контур вокруг границы разрыва выражается следующим образом:

$$X_i = \oint_{\xi'_\alpha \rightarrow \xi_\alpha} \frac{\partial x_i}{\partial \xi_\alpha} d\xi_\alpha. \quad (3.3.4-4)$$

замкнутый контур

По физическим соображениям только такое поле смещений допустимо, если данный интеграл не зависит от контура интегрирования (хотя он, естественно, зависит от ξ'_α). Ясно, что при правильном выборе поверхности разрыва она будет физически представлять собой слой разрушения.

Таким образом, для описания разрушения имеет смысл ввести дислокации (как наиболее простой тип разрыва). В этом случае мы будем иметь слой дислокаций, край слоя, представляющий

границу разрушения и вектор скачка в каждой точке, описывающий относительное смещение частиц. При распространении разрыва его край протягивается через тело, а величина вектора скачка изменяется с течением времени. Особый интерес представляет случай разрушения с фиксированным краем и внезапного увеличения в определенный момент времени вектора скачка, т. е. своего рода дислокационная «зашелка». Это можно рассматривать как процесс перемещения с конечной скоростью поперек всего слоя разрушения. Однако эти «законы» постулируемые для описания процесса, являются чисто эвристическими. Вышеописанный механизм приводится в качестве предполагаемого описания явления землетрясений и будет описан в соответствующем разделе.

Более сложные модели были рассмотрены Барриджем и Уиллисом [125], исследовавшими расширяющуюся эллиптическую трещину, и Мадриагой [126], который изучал динамику расширяющегося кругового разлома. Эндриус [127] использовал метод конечных элементов при теоретическом исследовании распространения трещины в упругой среде, с учетом трения скольжения на поверхности уже образованного разрыва.

3.3.5. Неоднородные материалы

В заключение рассмотрим разрушение в неоднородных материалах. В плане изучения Земли наиболее важными материалами этого типа являются породы, разбитые трещинами.

Трещины в породе представляют собой ранее существующие поверхности разрушения. Они могут быть заполнены неким веществом, отличающимся от того, из которого состоят породы, или же быть пустыми. В любом случае в материале это обычно ослабленные поверхности, и проблема состоит в определении того влияния, которое оказывает наличие трещин на особенности разрушения и прочностные характеристики среды в целом. В основном это влияние обусловлено явлением трения на поверхностях трещин.

Решение проблемы требует определенных усилий. Ее основные положения были перечислены Бартоном [128]. Одна из трудностей обусловлена отсутствием явной связи между прочностью целостной и трещиноватой породы. Сложно даже оценить истинные крупномасштабные деформации и поведение разрыва для трещиноватых массивов пород, так как это потребовало бы проведения очень больших экспериментальных работ со многими тоннами породы. Отсутствие таких возможностей заставляет исследователей экспериментировать с моделями [129—132]. Это, однако, позволяет получать только качественные результаты. Наиболее удовлетворительный количественный расчет влияния трещин на прочностные свойства пород был описан в другой работе Бартона [133].

Прежде всего следует делать различие между поведением трещиноватых пород в условиях низкого всестороннего давления, при

котором существенное значение имеют шероховатость поверхностей микротрещин и локальные прочностные неоднородности породы, и в условиях высокого всестороннего давления, когда во многом сглаживаются прочностные неоднородности и в конечном итоге достигается критическое состояние, при котором подавляется дилатансия, возникающая при разрушении.

Законы поведения трещиноватых пород при низком всестороннем давлении основываются на эмпирических законах трения. Для горизонтальной шероховатой разбитой поверхности этот закон можно записать следующим образом:

$$\frac{\tau}{\sigma_n} = \operatorname{tg} (\Phi_b + 2d_n) \quad (3.3.5-1)$$

где τ — верхний предел прочности на сдвиг и σ_n — эффективное нормальное напряжение. Выражение в скобках означает эффективный угол трения Φ_b ; он состоит из двух членов. Первый включает основной угол трения Φ_b (для однородного материала), а второй обусловлен наличием «дилатансионного угла» d_n , который равен текущему наклону истинной сдвиговой площадки к средней ориентации плоскости сдвига. Из этого далее следует, что при низких значениях напряжения d_n зависит от прочности материала на сжатие σ_c следующим образом:

$$d_n = 10 \log_{10} \frac{\sigma_c}{\sigma_n}. \quad (3.3.5-2)$$

Физической причиной существования такого соотношения, по-видимому, является то, что шероховатости постепенно срезаются, если значение напряжений превышает их прочность. Таким образом,

$$\tau = \sigma_n \operatorname{tg} \left[20 \log_{10} \left(\frac{\sigma_c}{\sigma_n} \right) + \Phi_b \right]. \quad (3.3.5-3)$$

Эмпирически было установлено, что коэффициент 20 зависит от шероховатости трещин и может быть заменен эмпирическим коэффициентом R , который может варьировать от 0 до 20:

$$\tau = \sigma_n \operatorname{tg} \left[R \log_{10} \left(\frac{\sigma_c}{\sigma_n} \right) + \Phi_b \right]. \quad (3.3.5-4)$$

Геометрически зависимость $\sigma_n - \tau$ является кривой линией, как это к тому же следует из обсуждения прочности нетрещиноватых материалов. Действительно, ур. (3.3.5—4) выражает зависимость между прочностью на разрушение (σ_c) и «фрикционной» прочностью (τ/σ_n) для трещиноватой породы. Эта зависимость была подтверждена многочисленными экспериментами.

Когда уровень эффективного нормального напряжения увеличивается, связь между дилатансией и прочностью при разрушении обуславливается максимальной разностью напряжений $\sigma_1 - \sigma_3$

при разрушении. Поэтому ур. (3.3.5—2) преобразуется в

$$d_n = 10 \log_{10} = \left(\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_n} \right), \quad (3.3.5-5)$$

а ур. (3.3.5—3) — в уравнение

$$\tau = \sigma \operatorname{tg} \left(R \log_{10} \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_n} + \Phi_b \right). \quad (3.3.5-6)$$

Таким образом, спектр прочности или режим трения трещиноватого материала в основном зависит лишь от R и Φ_b .

При еще более высоких уровнях давления скальвующее напряжение, необходимое для разрушения целиковой породы, равно прочности на сдвиг образующейся трещины. Этот факт позволяет предполагать, что в породе существует хрупко-пластический переход, который имеет место при критическом состоянии, когда огибающие Мора, представляющие собой предельную прочность на сдвиг целиковой породы, становятся горизонтальными касательными. При этом угол дилатансии становится равен нулю, т. е. шероховатости перестают проявляться. Поэтому из ур. (3.3.5—5) следует

$$(\sigma_1 - \sigma_3) / \sigma_n = 1. \quad (3.3.5-7)$$

Однако вследствие того что σ_n должно достигать в критическом состоянии точки, на которой огибающая Мора является горизонтальной, имеем

$$\sigma = \frac{1}{2} (\sigma_1 + \sigma_3) \text{ и, таким образом, } (\sigma_1 - \sigma_3) / \left[\frac{1}{2} (\sigma_1 + \sigma_3) \right] = 1$$

или $\sigma_1 = 3\sigma_3$.

$$(3.3.5-8)$$

Критическое состояние также отражает максимально возможную сдвиговую прочность породы, что соответствует критическому эффективному всестороннему давлению, выше которого нельзя получить дальнейший рост прочности. В этом случае совершенно безразлично, является порода трещиноватой или не трещиноватой, поскольку, как было отмечено, сдвиговая прочность целиковой породы теперь равна сдвиговой прочности образовавшейся трещины. Эта трещина будет лежать в плоскости максимального сдвига, которая ориентирована под углом в 45° к направлению главного напряжения. Таким образом, для пород, разрушающихся при критических условиях, угол разрыва ϕ (см. раздел 3.3.2а) равен 45° . Итак, рассмотренная теория Бартона в действительности объясняет критерий разрушения Мора, упоминавшийся в разделе 3.3.2.

Ясно, что соотношение трения (3.3.5—3) или (3.3.5—6) позволяет предполагать, что в условиях ниже критических могут образовываться поверхности разрушения с углом $\phi < 45^\circ$, что и подразумевает критерий Мора.

3.4. Реология Земли: основная проблема геодинамики

3.4.1. Общие соображения

Основная задача геодинамики — определение деформаций внутри Земли и на ее поверхности. Что касается современных поверхностных деформаций, то они хорошо известны и задача состоит в том, чтобы объяснить их с точки зрения разумно заданных напряжений. В любой теории деформаций напряжение определяется из граничных условий с использованием соответствующего математического аппарата. Таким образом, правильно сформулированная теория деформаций Земли в принципе позволяет вычислить напряжение (хотя это может оказаться трудной задачей) исходя из заданных по каким-либо соображениям деформаций и тем самым способствует выяснению причин последних. К сожалению, в настоящее время мы не располагаем адекватной теорией деформаций, разработанной непосредственно для объяснения процессов, имеющих место внутри Земли и на ее поверхности. Отсутствие такой теории влечет за собой широкие возможности для различного рода спекуляций.

Таким образом, становится совершенно очевидно, что основной задачей геодинамики является нахождение правильных реологических условий в недрах Земли. После этого почти автоматически можно будет объяснить особенности современной физиографии Земли.

Если обратить внимание на регионы Земли, важные с точки зрения геодинамики, то можно предположить, что их верхние части, расположенные, к примеру, над низкоскоростным каналом (см. раздел 2.1.4.3), который следует считать нижней границей литосферных плит (см. раздел 1.4.2), представляют наибольшее значение. Эта область имеет два названия — «литосфера» и «тектоносфера»; второй термин более предпочтителен, так как непосредственно подразумевает не состав (*lithos*, литос—порода, *греч.*), а тектоническую деятельность. Ниже мы по-существу ограничились рассмотрением реологии тектоносферы, но иногда будем обращаться и к более глубоким областям.

Учитывая огромный масштаб геодинамических явлений, причем как временной, так и пространственной, первоначально было принято считать [135], что реологическое поведение тектоносферы будет существенно изменяться в пределах различных временных и пространственных масштабов. Однако результаты самых последних исследований не подтверждают этого предположения. Так, в первом приближении тектоносфера реагирует на небольшие напряжения, как упругое тело. Отклонения от упругости, имеющие место ниже фактической области распространения разрушения, нельзя описать обычными линейными уравнениями. Имеющиеся данные показывают, что логарифмическая ползучесть описывает основные отклонения от упругого поведения тектоносферы, независимо от

временного и пространственного масштаба явлений, о которых идет речь.

Когда сдвиговые напряжения настолько велики, что превосходят критическое значение («предел прочности»), в тектоносфере возникает процесс, эвристически определяемый как «разрушение». Точная физическая природа такого разрушения до сих пор остается невыясненной, однако эта сторона вопроса совершенно несущественна для геодинамики.

Таким образом, имеется три диапазона поведения материалов Земли, которые можно назвать «диапазоном упругости», «диапазоном ползучести» и «диапазоном разрушения». Рассмотрим каждый из них в отдельности.

3.4.2. Диапазон упругости

3.4.2.1. Общие сведения

Верхняя часть Земли, обычно называемая тектоносферой, реагирует на небольшие изменения напряжения как упругая среда, причем это относится ко всем временным интервалам.

3.4.2.2. Лабораторные измерения

Измерения упругих постоянных в лабораторных условиях ведутся несколькими способами. Например, при испытании на сжатие можно измерить сжимаемость образца породы. Однако обычно применяются ультразвуковые измерения, с помощью которых определяют скорости P - и S -волн. Поскольку плотность образца может быть легко измерена, то далее постоянные упругости можно получить из уравнений (3.2.1—17/18). Этот же способ вполне подходит для использования его и при высоком всестороннем давлении. Данные для наиболее высоких давлений получают путем наблюдения за ударными волнами при взрывах.

Число исследований подобного рода очень велико, их результаты были собраны в различных обобщениях [136—138].

Не вызывает сомнения тот факт, что упругие константы у различных пород имеют разное значение, однако для E и μ они обычно имеют порядок 10^{10} — 10^{11} Па, а значение E для любой конкретной породы, как правило, в два раза больше μ . Коэффициент Пуассона ν в большинстве случаев приближается к 0,2.

3.4.2.3. Косвенные измерения

Пожалуй, еще большее значение для тектонофизики по сравнению с прямыми измерениями упругих коэффициентов образцов пород имеют косвенные выводы относительно физических свойств тектоносферы, которые можно сделать на основе сейсмологических исследований. Особый интерес в этой области представляют работы Буллена [139, 140]. В принципе уже из одних годографов (см. раздел 2.1.2.) можно получить скорости волн v_p и v_s в зависимости

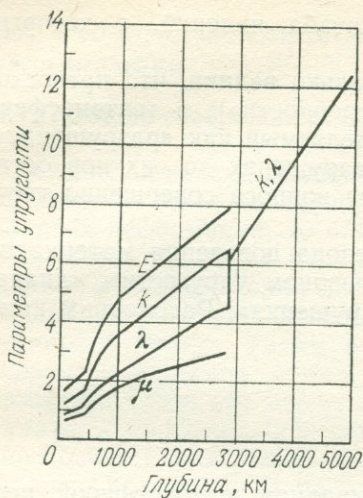


Рис. 72. Параметры упругости в недрах Земли (масштаб 10^{11} Па). По данным Хеддона и Буллена [141]

да. В случае с более длиннопериодными нагрузками упругая реакция тектоносферы на (слабые) изменения напряжений подтверждается при изучении земных приливов. Упругая реакция в этом временном диапазоне (период около 12 ч) позволяет описать земные приливы с использованием чисел Лява и Шида (см., например, у Мельхиора [142]). Когда речь идет о более длительных временных диапазонах, то интерпретация крупномасштабных гравитационных аномалий также подтверждает упругое поведение Земли для временных интервалов в 60—80 млн. лет и, кроме того, дает возможность рассчитать изгибную жесткость D тектоносферы [143, 144]. Если предположить, что причиной возникновения гравитационных аномалий являются срединно-океанические хребты, то получается значение D порядка 10^{21} до 9×10^{24} Н·м. Очевидно, что весьма широкий диапазон величин; индивидуальные значения D не коррелируются с толщиной коры и т. д. Следовательно, можно сделать вывод (к которому пришел в свое время Уолкот [145]), что упругая модель тектоносферы слишком упрощена и что релаксационные эффекты, соответствующие несколько иному реологическому поведению всей тектоносферы, имеют первостепенное значение.

3.4.3. Диапазон затухания

3.4.3.1. Лабораторные исследования

Если напряжения превосходят некоторый не слишком высокий уровень, реакция тектоносферы становится неупругой: прежде все-

от глубины (см. рис. 28). С помощью уравнений (3.2.1—17/18) и с учетом данных об изменении плотности в зависимости от глубины (см. рис. 29) можно рассчитать изменения упругих постоянных. Результаты таких подсчетов показаны на рис. 72.

Эти модули упругости совпадают с теми, которые были измерены для образцов в лабораторных условиях. Такое утверждение справедливо даже для зерен песка до тех пор, пока они не смещаются относительно друг друга. Каждое зерно песка, естественно, имеет модуль упругости кварца.

Данные, приведенные выше, показывают, что при воздействии циклических нагрузок очень небольшой длительности (периоды достигают нескольких секунд) тектоносфера ведет себя, как упругая среда.

го отклонения от упругого поведения были замечены при лабораторном изучении пород.

В действительности общее реологическое уравнение, предложенное много лет назад Андраде (см. раздел 3.2.5), было полностью основано на лабораторных исследованиях подобного рода. Для проведения таких исследований применяют самые различные методы — от измерений кронциркулем образцов породы при сжатии до таких сложных операций, как голографическая интерферометрия [146] и мониторинг акустической эмиссии [147].

Одной из существенных частей уравнения Андраде [(3.2.5—1)] является член, включающий временную зависимость $E(t)$. Данные, касающиеся этой временной функции, были собраны Морлиром [148]. Для некоторых пород она имеет вид

$$E(t) = A(1 - e^{-kt}), \quad (3.4.3-1)$$

что соответствует поведению материала в модели Кельвина. Для пород, ведущих себя подобным образом, Морлир [148] определил время релаксации:

$$\tau = \frac{1}{k} \sim 1 \text{ до } 16 \text{ сут.} \quad (3.4.3-2)$$

Для нормальной и мгновенной жесткости $\mu = 2 \times 10^{11}$ Па это дает диапазон вязкости порядка

$$\eta \cong 1,7 \text{ до } 2,7 \times 10^{16} \text{ Па} \cdot \text{с.} \quad (3.4.3-3)$$

Однако большинство пород характеризуются не экспоненциальной функцией времени, а логарифмической для постоянного напряжения σ ; общий ее вид дан ур. (3.2.5—3), так что $A = \sigma/\mu$, $B = q\sigma/\mu$; $E = \ln(1+bt)$ и $C = 0$ в ур. (3.2.5—1). Для практического применения это выражение можно преобразовать:

$$\epsilon = \alpha \ln [\beta(t - t_0)]. \quad (3.4.3-4)$$

Парсонс и Гедлей [149] на основании экспериментальных данных получили значения коэффициента α , колеблющиеся от $5,5 \times 10^{-6}$ для песчаника до $6,7 \times 10^{-5}$ для полевого шпата. Они также утверждали, что для полевого шпата справедливо выражение Максвелла ($C = 170 \times 10^{-6} \text{ ч}^{-1}$), однако соответствующий член слишком мал для песчаника ($C = 4 \times 10^{-6} \text{ ч}^{-1}$). В любом случае при экстраполяции для земной коры, вероятно, гораздо больше подходит нижний, а не верхний предел. Эти значения можно рассматривать как характерные (по порядку величины) для тектоносферы.

Приведенные уравнения не допускают существования стационарного процесса ползучести. Однако предполагается, что поведение геологической среды в течение длительного времени должно в действительности соответствовать стационарному состоянию ползучести. Как уже отмечалось в разделе 3.2.5, в этом случае член, содержащий $E(t)$ в ур. (3.2.5—1), должен быть равен 0. В соответствии с этим пытались «подогнать» лабораторные наблюдения

к закону Глена, представленному ур. (3.2.5—11). В частности, в этой связи представляет интерес учет зависимости постоянных от абсолютной температуры T ; обычно эта зависимость учитывается следующим образом:

$$\dot{\epsilon} = A \exp(-Q_c/RT) \sigma^n \quad (3.4.3-5)$$

где Q_c — энергия активации ползучести; R — универсальная газовая постоянная; A — некий коэффициент пропорциональности.

В литературе, обзор которой был сделан Картером [150], сообщалось о многочисленных экспериментах по определению постоянных в ур. (3.4.3—5). Было обнаружено, что значения n , которые представляют наибольший интерес, для дунита составляют порядка 2—3, для сухого кварцита 6,5, для мрамора 8,3, для доломита 9,1.

3.4.3.2. Передача сейсмических волн

Следующие доказательства, имеющие отношение к неупругому поведению тектоносферы, можно получить при тщательном наблюдении за распространением сейсмических волн [151]. В этой связи было установлено, что сейсмические волны имеют тенденцию к затуханию. Затухающая гармоническая волна может быть описана следующим образом:

$$A = A(x, t) \exp i(kx - \omega t), \quad (3.4.3-6)$$

где A — убывающая функция x (положение) и t (время); ω — круговая частота; k — вектор волнового числа. Функция $A(x, t)$ зависит от механизма затухания, т. е. от реологии материала. В сферических упругих волнах (на расстоянии r от источника) без затухания амплитуда $A(r, t)$ уменьшается из-за геометрии пропорционально $1/r$. Феноменологическим путем часто находят, что $A(r, t)$ представимо следующим образом

$$A(r, t) = A_0 e^{-ar/r}, \quad (3.4.3-7)$$

где a — постоянная затухания. Нередко вместо a вводят фактор добротности Q , определяемый как

$$Q = \omega/2va, \quad (3.4.3-8)$$

где v — фазовая скорость волны. В затухающей стоячей волне ослабление амплитуды определяется множителем $\exp(-\gamma t)$, где

$$\gamma = \omega/2Q. \quad (3.4.3-9)$$

Для затухающей гармонической упругой волны имеем

$$2\pi/Q = \Delta E/E, \quad (3.4.3-10)$$

где ΔE — количество энергии, рассеивающейся в течение одного цикла в данном объеме; E — максимальное значение упругой энергии в данном объеме.

Наряду с функцией $A(x, t)$ величина Q , рассматриваемая как функция частоты, является характеристикой реологии изучаемого материала.

Недавние исследования затухания упругих волн в верхней мантии и коре Земли позволили прийти к важному выводу о том, что добротность Q не зависит от частоты и ее значения для верхней мантии составляют около 100—500; данная величина изменяется с глубиной (возможно за счет частичного плавления мантии), а также может зависеть от горизонтального расстояния (« Q -структура Земли») [153]. Хотя интерпретация имеющихся данных все еще вызывает некоторые затруднения, факт независимости Q от частоты установлен достаточно точно [154—156] для периодов в диапазоне от сейсмических волн до собственных колебаний Земли. При лабораторном изучении пород была установлена сходная частотная независимость Q [154, 157]. Делая заключения относительно реологии тектоносферы, всегда следует учитывать этот факт.

Предполагаемые отклонения от упругости в общем случае описываются с помощью водоизменения уравнений теории упругости путем введения в них члена, характеризующего вязкость. Сделать это можно двумя способами — введением либо «тела Кельвина», либо «жидкости Максвелла» (см. разд. 3.2.4).

В частности, можно рассчитать затухание упругой волны в среде Кельвина [158]. При этом выясняется, что в первом приближении коэффициент поглощения γ пропорционален квадрату частоты:

$$\gamma = \text{const } \omega^2. \quad (3.4.3-11)$$

Вместе с ур. (3.4.3—9) это дает выражение для

$$Q = \omega/2\gamma = \text{const}/\omega. \quad (3.4.3-12)$$

В случае с жидкостью Максвелла имеем [159]

$$Q = \text{const } \omega. \quad (3.4.3-13)$$

Приняв модель Максвелла, можно интерпретировать Q -структуру Земли в рамках структуры вязкости [160, 161]. Обычно зона пониженной вязкости соответствует сейсмической зоне с низкой скоростью распространения волн (см. раздел 2.14).

Очевидно, что ни одна из отмеченных выше двух линейных моделей не дает наблюдаемой частотной независимости Q . Кнюпов [159] показал, что не существует комбинации свойств моделей Максвелла и Кельвина, которая могла бы дать независимость Q от частоты. Этого можно достичь в рамках линейных моделей, если в соотношение напряжение—деформация ввести производные по времени более высокого порядка и материал считать неоднородным. Ряд подобных случаев был рассмотрен Капуто [162, 163].

Таким образом, из простых макрореологических моделей постоянная величина Q может быть получена только с помощью некоторого нелинейного реологического уравнения. Впервые нелинейная (логарифмическая) модель ползучести, которая дала приближенную независимость Q от частоты, была разработана в 1925 г. Бекером. В геологии нелинейный логарифмический закон ползучести обычно выражается ур. (3.2.5—4).

С помощью этого уравнения, содержащего временную зависимость в соотношении напряжение—деформация, используя принцип суперпозиции, можно показать, что Q становится практически независимой от частоты величиной и что

$$1/Q \cong q\pi/2. \quad (3.4.3-14)$$

Хотя логарифмический закон является интегралом нелинейного соотношения напряжение—деформация [165], что вызывает сомнения в обоснованности применения принципа суперпозиции, полученные выше результаты, тем не менее, можно рассматривать в первом приближении как адекватные реальности. Если среднее значение Q для тектоносферы принять равным 200 (см. выше), то получаем

$$q = 0,0032. \quad (3.4.3-15)$$

Было сделано большое количество предположений относительно микроскопических механизмов, обуславливающих постоянство (и логарифмическую ползучесть). В частности, Орованом [166] был составлен обзор имеющихся представлений по этому вопросу. Однако все это не имеет большого значения при обсуждении макроскопической реологии тектоносферы.

3.4.3.3. Серии афтершоков

Важную информацию о «промежуточном» диапазоне времени можно получить из сейсмологии, изучая механизмы очагов землетрясений, в частности временную эволюцию серий афтершоков. Обычно для объяснения механизма афтершоков используют модель Беньофа, которая строится исходя из предположения, что основной толчок снимает накопленные напряжения и что последующие афтершоки представляют собой приспособление среды Кельвина к перераспределению напряжений. Проанализировав афтершоки, Шейдеггер [167] рассчитал время релаксации τ , соответствующее этой модели:

$$\tau \sim 2 \text{ сут.}, \quad (3.4.3-16)$$

что с использованием обычной мгновенной жесткости $\mu = 2 \times 10^{11}$ Па приводит к оценке вязкости Кельвина $\eta = 3 \times 10^{16}$ Па·с.

Однако новые данные показали неправомочность использования модели Беньофа и, следовательно, модели Кельвина для реологического поведения геосреды, в которой имеют место афтершоки [168]. Это утверждение основывается на существовании целого ряда законов, касающихся афтершоковых серий. Три закона, упомянутых в разделе 2.2.6.3, позволяют построить модель реакции тектоносферы на сброс напряжений, вызванный основным толчком. Высвобождающаяся деформация просто соответствует числу землетрясений в единицу времени, при постоянстве магнитуд.

Таким образом, мы имеем [см. (2.2.6—6)]

$$\dot{\epsilon}(t) = \text{const} \cdot n(t) = \text{const} at^{-1}, \quad (3.4.3-17)$$

а кривая скорости деформации (с постоянной k), представленная интегралом этого выражения:

$$\epsilon(t) = ka \ln pt, \quad (3.4.3-18)$$

что является формой логарифмического закона ползучести; ρ — постоянная интегрирования. Следовательно, соответствующая модель, описывающая афтершоковый процесс, основывается на законе логарифмической ползучести [169]. Кроме того, здесь возможно также использование и степенного закона [170].

В заключение следует упомянуть работу Пшенникова [171], в которой он попытался применить среду Максвелла для объяснения афтершоковых серий. Однако последняя модель плохо соотносится с феноменологией афтершокового процесса, поэтому ее следует отклонить.

3.4.3.4. Приливы и реология

В результате гравитационного притяжения Луны и Солнца на Земле происходят процессы деформации, которые обычно называют «земными приливами».

В первом приближении приливная деформация твердого тела Земли является упругой, что подразумевает мгновенную пропорциональность между поверхностным смещением (деформацией) и приливообразующим потенциалом (см. раздел 4.4.2). Однако мгновенная пропорциональность между смещением и потенциалом отсутствует и имеет место значительное отставание по фазе в среднем порядка $2,16^\circ$ (см. раздел 4.4.3).

Как правило, наблюдаемое отставание по фазе с физической точки зрения объясняют за счет неупругости линейного типа [172]. И действительно, в колебательной системе, где затухание пропорционально скорости (скорости деформации), для вынужденных колебаний видно отставание по фазе относительно приложенной колебательной силы (см. раздел 3.2.4). Из отставания по фазе можно рассчитать вязкость Кельвина для тектоносферы. Для Земли она приблизительно равна $\delta\omega = 2,16^\circ$; $\text{tg} 2\epsilon \sim 0,0378$.

Таким образом, «время релаксации» $\tau = \eta/\mu$ становится [см. ур. (3.2.4—16)] равным

$$\tau = \left(\frac{6}{2\pi} - \frac{2\pi}{6} \times \frac{1}{4\pi^2} \right) \cdot 0,0378 = 0,0351 \text{ ч} \simeq 126 \text{ с}. \quad (3.4.3-19)$$

Это значение очень мало. Используя обычную мгновенную жесткость

$$\mu = 2 \times 10^{11} \text{ Па}, \quad (3.4.3-20)$$

для вязкости Кельвина η получаем

$$\eta = 2,5 \times 10^{13} \text{ Па} \cdot \text{с}. \quad (3.4.3-21)$$

Значение полученной величины является небольшим, оно не совпадает ни со значениями, полученными в результате экспериментов на ползучесть для пород типа Кельвина (см. раздел 3.4.3.1), ни с величиной, полученной для афтершоковых серий (см. раздел 3.4.3.3), если последние рассматривать в рамках модели Кельвина (теория высвобожденной деформации Беньофа).

Поскольку было показано, что в сейсмологии модель Кельвина не соответствует «промежуточному» диапазону времени (о чем свидетельствует затухание афтершоковых серий), то возникла необходимость создать новые модели, отличные от модели Кельвина и способные объяснить явление приливного трения.

Лагус и Андерсон [173] дали обзор существующих возможностей создания такой модели. Они пришли к выводу, что, по всей вероятности, от половины до двух третей приливообразующей энергии диссипируется в мелководных морях. Мак Дональд [174] выдвинул предположение, что часть диссипации приливообразующей энергии в твердых частях Земли может быть обусловлена трением блоков земной коры друг о друга. Эта идея близка по своей сути предположению, что твердое трение является диссипативным механизмом, который, если допустить, что он имеет место в микроскопических объемах, феноменологически выражается логарифмической ползучестью.

Действительно, предположение Джеффриса [175] относительно происхождения отставания по фазе в системе с вынужденными колебаниями, основывающееся на законе Ломница [176] [ур. (3.2.5—4)], можно применить и для объяснения проблемы приливной диссипации. Ур. (3.2.5—9) ведет к

$$q = \frac{\delta\omega}{\frac{1}{2} \pi} = \frac{2,16^\circ}{90^\circ} = 0,024. \quad (3.4.3-22)$$

Помимо отставания по фазе, которое отражает реакцию твердого тела Земли на действие приливообразующих сил, неупругость также вызывает разницу между модулями динамического сдвига для объемных волн и для собственных колебаний. Эту разницу можно корректно рассчитать [177], если предположить наличие коэффициента Q , не зависящего от частоты, который свидетельствует о том, что неупругость связана с логарифмическим типом ползучести.

3.4.3.5. Реология и чандлеровские колебания

Еще одно явление, которое следует рассмотреть в связи с изучением проблемы реологии тектоносферы Земли, это чандлеровские колебания [178]. Они обнаруживаются при периодическом отклонении астрономически определенной широты обсерватории; период составляет 430 сут. Отклонения происходят, вероятно, через различные интервалы. В настоящее время существуют различные мнения относительно механизма возбуждения колебаний; так, не-

которые из авторов полагают, что он объясняется воздействием сильных землетрясений [179—183], другие же настаивают на его связи с метеорологическими факторами [183, 184]. После возбуждения колебания затухают (по амплитуде) со временем релаксации порядка 10 (от 5 до 30) периодов. Результаты спектрального анализа дают соответствующее значение фактора добротности Q в диапазоне [185] от 30 до 60. По сравнению со значениями, полученными при наблюдениях за сейсмическими волнами, эти величины чрезвычайно малы. Ясно, что можно сделать важные выводы относительно реологии тектоносферы при изучении картины затухания, обусловленной реологическими свойствами среды.

В связи с этим Шейдеггер [186] рассчитал наблюдаемое затухание для модели Кельвина. В этом случае для оценки коэффициента η/μ с помощью параметров ω и Q можно применять ур. (3.2.4—13). При $T=2\pi/\omega=420$ сут и $1/Q=4200$ сут. получаем

$$\tau = \frac{\eta}{\mu} \cong 2 \text{ сут} \sim 1,7 \times 10^5 \text{ с.} \quad (3.4.3-23)$$

Это значение времени релаксации не слишком отличается от величины, полученной при использовании модели Кельвина для серии афтершоков.

Однако приведенная интерпретация является не единственным объяснением происхождения затухания чандлеровских колебаний. Были предприняты попытки приписать такое затухание эффекту Максвелла [187]. Взяв за основу это предположение и используя частную модель структуры Земли, Герстенкорн [187] обнаружил, что наблюдавшееся затухание можно объяснить, если предположить, что время релаксации для рассматриваемого материала Максвелла равно

$$\tau = \frac{\eta}{\mu} \cong 10^8 \text{ с.} \quad (3.4.3-24)$$

При обычной мгновенной жесткости $\mu \sim 2 \times 10^{11}$ Па вязкость Максвелла для Земли получается порядка 2×10^{19} Па·с. Это значение не слишком отличается от порядка величины «длиннопериодной» вязкости, установленной при изучении изостатического выравнивания (обычно оценивается как $\eta \sim 10^{21}$ до 10^{22} Па·с).

Наконец, были предприняты попытки объяснить затухание чандлеровских колебаний логарифмическим законом ползучести, действующим в условиях тектоносферы. Так, Джеффрис [188, 189] применил к рассматриваемой проблеме затухания закон Ломница (3.2.5—4). В результате он получил отставание фазы $1/40$; если использовать ур. (3.2.5—9), то q можно выразить следующим образом:

$$q = \frac{1}{40 \cdot \frac{1}{2} \pi} = \frac{1}{62,8} = 0,016, \quad (3.4.3-25)$$

Это значение много меньше соответствующей величины, установленной при изучении земных приливов. К тому же оно не сов-

падает со значениями затухания, рассчитанными для глубоко проникающих S -волн. По всей вероятности, затухание чандлеровского колебания лишь частично обусловлено неупругостью тектоносферы, а большая доля энергии рассеивается в океанах [188, 189].

Таким образом, можно считать, что решение уравнения нелинейной (логарифмической) ползучести для переменных напряжений будет давать требуемое затухание.

3.4.3.6. Реология и изостазия

Принцип изостазии требует, чтобы поверхность Земли находилась в состоянии изостатического равновесия (см. раздел 2.3.3). Отсутствие в некоторых случаях такого равновесия означает, что тектоносфера подвергается воздействию определенных сил, на которые она реагирует ползучестью.

Так, например, считается, что поднятие участков суши, отмечаемое с конца последнего ледникового периода (см. раздел 1.7.6), является реакцией на снятие ледовой нагрузки. Темпы поднятия, существовавшие ранее, можно восстановить с помощью палеогеографических методов. Если это сделано, то получают кривые поднятия, аналогичные показанным на рис. 26.

Большая часть современных данных по кривым поднятия была обобщена Эндрюсом [190, 191]. Особый интерес представляет форма этих кривых. Первоначально была предложена экспоненциальная форма, однако она очень плохо совпала с полученными данными. Экспоненциальная кривая поднятия подразумевает действие закона вязкой жидкости в субстрате. Если использовать в качестве модели вязкий субстрат, то требуются значения вязкости, равные примерно 10^{21} — 10^{22} Па·с (см. раздел 8.6.2).

Учитывая плохое совмещение данных по поднятию суши и экспоненциальных кривых, Эндрюс [191] полностью отказался от гипотезы экспоненциального затухания и вместо него предложил логарифмическое уравнение:

$$U = a + r \ln t. \quad (3.4.3-26)$$

Дифференцируя его, получаем в терминах скорости:

$$\frac{dU}{dt} = \dot{U} = \frac{r}{t}. \quad (3.4.3-27)$$

Эндрюс [190] обнаружил, что ур. (3.4.3—26) гораздо лучше, чем экспоненциальное уравнение, согласуется с наблюдаемыми данными. Позднее он [191] провел специальное сравнение этих двух уравнений для 58 кривых поднятия и обнаружил, что экспоненциальная зависимость дает значительно меньшие скорости современного поднятия по сравнению с наблюдаемыми, тогда как логарифмическая связь приводит к согласующимся значениям.

Очевидно, что уравнение (3.4.3—26), будучи логарифмическим, теряет смысл при $t=0$. Следовательно, необходимо исключить зна-

чения времени, которые находятся вблизи $t=0$. Сделать это достаточно просто, модифицируя ур. (3.4.3—26):

$$U = a + r \ln(t + 1). \quad (3.4.3-28)$$

Что касается постоянных r и a в ур. (3.4.3—33), то здесь Эндриус [191] обнаружил интересную зависимость. Сравнив скорости поднятия в 21 случае методом наименьших квадратов, он вывел соотношение: $-a = -5,6r + 10$ м (U — в метрах, t — в годах); таким образом, используя ур. (3.4.3—26) и принимая значение $t=1000$, находим $r = A + 10/1,3$, где A — поднятие (м), происходящее в первые 1000 лет после исчезновения ледника. Прямой корреляционный анализ наблюдаемых данных дает аналогичные результаты, т. е. $r = A - 9,8/1,02$.

Поэтому в первом приближении r просто равно поднятию A , происходящему за первые 1000 лет.

Таким образом, имеются убедительные свидетельства того, что уравнение вида (3.4.3—26) наилучшим образом соответствует наблюдаемым явлениям, тогда как его экспоненциальный вид не объясняет фактические данные.

Несмотря на вышеприведенные замечания, неоднократно предпринимались попытки построить модели изостатических явлений, основанные на различных типах вязкости; как правило, все эти модели большей частью являлись слоистыми [192, 193] с верхним упругим слоем или же без него. Обычно для получения совпадения с фактическими данными вязкость на глубине 200 км [193] должна иметь минимальное значение (совпадая с низкоскоростной зоной). Ниже своего минимума вязкость начинает расти с увеличением глубины [194, 195].

Другой вариант однослойных моделей представляется исходя из предположения о вязкоупругой среде [196, 197].

Необходимо указать, что в литературе имеются попытки обосновать предположение о вязком реологическом поведении тектоносферы не только с феноменологической точки зрения, но и с позиции теории твердого тела. В соответствии с этой теорией, как правило, предполагают, что вязкость — результат диффузионной ползучести, макроскопически проявляющейся в виде вязкого поведения. Вязкость η рассчитывается по уравнению Набарро [198] — Херринга [199]

$$\eta = A \frac{kTl^2}{a^3D}; \quad \text{с } D = D_0 e^{-E/RT},$$

где A — постоянная (примерно 1/30); k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; a — размеры атомной решетки; l — размер зерен; D — коэффициент самодиффузии; E — энергия активации самодиффузии; R — газовая постоянная.

Оценка вязкости в мантии была выполнена на основании рассмотренной выше теории и с использованием приемлемых значений параметров [200]; главной особенностью всех вычислений является увеличение вязкости с глубиной ниже низкоскоростной зоны,

расположенной на уровне 200 км, что качественно подтверждают данные, полученные при исследовании явления постгляциального поднятия суши [201, 202].

Следует добавить, что все приведенные выводы относительно изостатического постгляциального поднятия участков суши подтверждаются на примере поднятия суши вокруг плейстоценового озера Бонневилль в шт. Юта и при изучении погружения гайотов [205]. Обычно рассматриваются только вязкие модели, у которых величина вязкости субстрата примерно того же порядка, что и у вязкой модели постгляциального поднятия участков суши.

3.4.3.7. Оценка

Проанализировав предыдущие параграфы, можно выделить три основные реологические модели, предложенные для описания реологического поведения тектоносферы в промежуточном временном диапазоне: а) модель Максвелла, б) модель Кельвина и в) модель нелинейной ползучести. Возможность применения этих моделей к обсуждаемому здесь явлению показана в табл. 7.

Из таблицы видно, что единственным объяснением реологического поведения тектоносферы в диапазоне ползучести, которое не противоречит наблюдаемым фактам, является то, которое основано на модели логарифмической ползучести. Каждая модель имеет свои плюсы и минусы. Рассмотрим их более подробно.

а. *Модель Максвелла* удовлетворяет некоторым из прямых лабораторных измерений в породах, однако ее нельзя применять для объяснения афтершоковых серий. По всей вероятности, она не может быть использована и когда речь идет о земных приливах, поскольку реакция Земли на изменение гравитационного потенциала носит скорее упругий, нежели вязкий характер. Материал Максвелла, однако, может быть использован, когда имеют дело с чандлеровскими колебаниями.

б. *Модель Кельвина* удовлетворяет прямым измерениям для некоторых пород в условиях лаборатории, хотя обычно список этих пород весьма ограничен. Учитывая данные последних лет, эта модель более не годится для объяснения поведения афтершоковых серий, несмотря на то что ранее она широко применялась в этих целях («деформационная теория отдачи»). Ее можно использовать в связи с чандлеровскими колебаниями и приливным трением, однако следует заметить, что различие в постоянных (например, τ) для заданных материалов в этих двух случаях создает большие трудности. Таким образом, модель Кельвина не годится в качестве модели реологического поведения тектоносферы в диапазоне ползучести.

в. *Модель нелинейной ползучести* удовлетворяет всем обсуждаемым здесь явлениям, хотя во многих случаях мы не располагаем достаточными данными для всестороннего сравнения значений констант материалов, необходимых для соответствия между моделью и наблюдениями. Модель логарифмической ползучести

Таблица 7

Модель	Явление	Прямые измерения	Афтершоки	Приливное трение	Чандлеровское колебание	Изостазия	Сейсмические волны
Максвелла	Константы	C-4 до 170×10^{-6} ч ⁻¹ для некоторого заданного напряжения	Оценить невозможно	Не опробовано	$\tau = 10^8$ с	$\eta = 10^{20}$ — — 10^{22} Па·с	
	Соответствие	Предельная «ползучесть» вероятного типа	Слабые		Возможно	Слабая вероятность	Слабые
Кельвина	Константы	$\tau = 1$ до 16 сут ($\eta \sim 1,7$ до 27×10^{16} Па·с)	$\tau \cong 2$ сут ($\eta \sim 3 \times 10^{16}$ Па·с)	$\tau = 126$ с ($\eta \sim 2,5 \times 10^{13}$ Па·с)	$\tau = 2$ сут ($\eta \sim 3 \times 10^{16}$ Па·с)	$\tau_{лет} = 5000$	
	Соответствие	Соответствует некоторым породам, хотя обычно в малой степени	Слабые	Возможно	Возможно	Слабая	Слабые
Логарифмической ползучести	Константы	$\alpha \sim 5,5 \times 10^{-6}$ до $6,7 \times 10^{-5}$	Оценить невозможно	$q = 0,024$	$q = 0,016$	Оценить невозможно	$q = 0,0032$
	Соответствие	Достаточные	Достаточные	Возможно	Возможно	Достаточные	Достаточные

в настоящее время, вероятно, единственная, которую можно принять для объяснения реологического поведения тектоносферы в диапазоне ползучести.

3.4.4. Область разрушения

3.4.4.1. Введение

В тех случаях когда напряжение превосходит определенный предел, большинство материалов подвергается процессу разрушения. Материал тектоносферы нельзя считать исключением из общего правила, о чем свидетельствуют такие явления, как землетрясения и разломы.

Механизмы разломообразования, генерации землетрясений и т. д. будут рассмотрены в других главах; сейчас же коснемся проблемы, связанной с пределом прочности вещества Земли. Данные по определению этих пределов можно получить тремя путями: в результате лабораторных исследований, при испытаниях *in situ* и при обсуждении вопросов геостатики.

В соответствии с общей теорией следует предположить, что пределы прочности определяются критерием разрушения Мора (см. раздел 3.3.2), выраженным огибающими Мора или максимальным касательным напряжением (т. е. максимальной разницей напряжений). Если речь идет о пористой среде, насыщенной жидкостью, то в расчет необходимо принимать принцип эффективного напряжения.

3.4.4.2. Лабораторные исследования

Чтобы установить прочность вещества Земли, нужно прежде всего провести испытание образцов в условиях лаборатории [206]. В работах по данному вопросу описывается достаточно большое количество таких испытаний; упомянем лишь некоторые из них.

Исследуя австралийские песчаники, Джагер [207] обнаружил (в МПа), что

$$\sigma_1 = 61,2 + 4,6\sigma_3 \quad (3.4.4-1)$$

где σ_1 — наибольшее, а σ_3 — наименьшее напряжение сжатия. Подобным же образом Кук и Ходжсон [208] установили, что для южно-африканских кварцитов

$$\sigma_1 = 250 + 6\sigma_3. \quad (3.4.4-2)$$

Заметим, что чем больше сжимаемость породы, тем ниже ее прочность на разрыв [209].

Особый интерес представляет прочность породы на сдвиг при высоком окружающем давлении. В этом отношении заслуживает внимания определение прочности на сдвиг для аналогов минералов верхней мантии, установленное Рикером и Зейфертом [210]; некоторые результаты их исследования приводятся в табл. 8. Им

Прочность на сдвиг некоторых минералов при высоком окружающем давлении. По данным Рикера и Зейферта [210]. Все значения напряжения даются в 10^8 Па

Среднее давление	Оливин	Энстатит	Диопсид	Лабрадорит
5,5	1,77		2,21	3,03
9,9	3,03	4,58	3,29	
15,2	5,43			
19,3	7,58	4,74	6,32	6,32
24,8	7,60			8,21
30,3	12,60	10,11	9,23	10,39
39,9	14,15	11,38	12,38	12,14
49,7	15,17	14,90	14,03	13,15
55,1		16,10		

удалось достичь окружающего давления порядка 5×10^9 Па, что в зависимости от выбираемого закона плотности соответствует глубине порядка 170 км.

3.4.4.3. Испытания *in situ*

Определению прочности вещества Земли *in situ* уделялось особое внимание при строительстве фундаментов сооружений. Эти испытания включают эксперименты по забиванию свай в грунт [211] или их статическому продавливанию в основание [212]. Как правило, с инженерной точки зрения интерес представляет лишь «несущая способность» грунта.

Так как испытания *in situ* главным образом ведутся в условиях разрыхленного грунта, то среда обычно ведет себя как слабо пластичное тело (см. раздел 3.2.2), которое определяется уравнением Кулона (3.2.2.—11). Значения констант такой среды [213] изменяются от 0 (песок) до 10^7 Па (сухая глина) для c , и от 0° (глина) до 40° (гранитная щебенка) для Φ .

3.4.4.4. Вопросы геостатики

Факт существования гор, негидростатических поднятий и гравитационных аномалий указывает на порог прочности, который имеет место в тектоносфере. Без сомнения, не исключена возможность, что некоторые или даже все эти явления представляют собой отражение динамически установившегося состояния (например, обусловленного субдукцией литосферы [214]), нежели вызываются статическим равновесием; в этом случае прочность Земли в действительности может быть очень низкой. Однако на основе всех этих явлений были установлены пределы прочности тектоносферы при длительнодействующей нагрузке.

Сначала рассмотрим данные, полученные при исследовании горных хребтов. Принимая во внимание стабильные условия, прочность на сдвиг получается равной $\theta = 4 \times 10^7$ Па.

Эта формула выводится из хорошо известного условия устойчивости Терцаги [215]

$$H = \frac{\theta}{\rho g} N \quad (3.4.4-3)$$

для горы высотой H , сложенной материалом с плотностью ρ , N — коэффициент устойчивости, зависящий от угла склона. При угле склона порядка 45° $N=6$. Если принять, что $h=8$ км (примерно высота г. Эверест), $\rho=3000$ кг/м³, $g=9,8$ м/с², то как раз и получим значение θ . Конечно, этот результат дает основание полагать, что горы относятся не к явлениям динамически установившегося режима, а существуют в статическом состоянии.

Подобные же значения θ можно получить, предположив, что негидростатические поднятия Земли также представляют статическое явление, а не ползучесть в промежуточном диапазоне. Мунк и Мак Дональд [216] получили $\theta=10^7$ Па.

Проанализировав гравитационные аномалии большой протяженности, Джеффрис [217] получил такой же порядок величины $\theta=3 \times 10^7$ Па для области тектоносферы, лежащей ниже глубины 50 км ($\theta \sim 1,5 \times 10^8$ Па для региона выше глубины 50 км).

Верхний предел прочности на сдвиг имеет сходное значение ($\theta < 2 \times 10^7$ Па). Оно было получено Бруном [218], который заметил отсутствие на разломе Сан-Андреас аномалий теплового потока более чем 12 мВт/м².

Используя данные о гравитационном поле Земли, полученные с помощью спутников, Капуто [219] уточнил значение прочности $\theta \sim 3 \times 10^6$.

Рассмотрение ротационных структур Земли, отличных от негидростатического поднятия, также ведет к оценке прочности [216]. Так, если бы Земля не имела прочности, то она была бы полностью неустойчива в плане блуждания ее полюсов. Тот факт, что современный северный полюс не движется к полюсу системы континент—океан (если допустить, что это условие обеспечивается свойствами прочности), приводит к более низкому пределу θ , т. е. $\theta > 10^6$ Па.

При оценке напряжений, высвобождающихся в результате землетрясений, и предполагая, что последнее приблизительно соответствует порогу прочности материала, сходные значения прочности получил Чиннери [220]: $\theta \sim 10^6$ Па.

Самые низкие значения прочности были вычислены на основе данных по изостатической компенсации. Простой факт существования изостатической компенсации накладывает ограничения на верхний предел прочности тектоносферы. Отсюда Криттенден [221] нашел значение: $\theta \sim 10^5$ Па.

Доказательства такого низкого значения вытекают из анализа прогибов Земли по ледовой нагрузкой.

В итоге можно сделать вывод, что прочность на сдвиг для тектоносферы составляет в среднем от 10^5 до 10^7 Па. Такой большой диапазон в значениях можно устранить только отбросив некоторые теоретические модели, лежащие в основе расчета этих значений. Так, например, вполне возможно, что ни горы, ни вспучивание Земли не относятся к статическим равновесным структурам, а скорее существуют в динамически устойчивом или даже неустановившемся режиме, что представляется естественным с точки зрения динамики.

4. Геодинамические эффекты вращения Земли

4.1. Введение

Земля является вращающимся небесным телом, которое испытывает воздействие силы тяжести. Если на Землю не действовали бы никакие другие силы, то она предстала бы в форме шара с абсолютно ровной поверхностью. В предыдущих главах уже были рассмотрены некоторые виды неровностей земной поверхности, но основной причиной нарушения сферической формы Земли принято считать ее вращение вокруг своей оси. Таким образом, весь вопрос состоит в том, чтобы объяснить наблюдаемую фигуру Земли с точки зрения ротационной динамики. Проблема эта достаточно сложна и является предметом изучения специальной дисциплины (высшей геодезии). Для наших целей будет достаточно рассмотреть теоретическую сторону вопроса в общих чертах.

Скорость вращения Земли непостоянна. Она претерпевает изменения даже в течение небольших промежутков времени, тем более в процессе геологической истории. Следовательно, следующая задача — выяснение причин такой неустойчивости и ее влияния на геодинамические факторы. В результате вращения Земли действию гравитационных сил, вызванных притяжением Солнца и Луны, подвергаются различные части планеты, что выражается в виде приливов и отливов, которые в свою очередь могут производить геодинамический эффект.

Последние вопросы, которые будут обсуждены, относятся к стабильности оси вращения Земли относительно подвижной коры и к инерционным силам, испытываемым корой.

4.2. Фигура Земли

4.2.1. Современные параметры

Вращение Земли является причиной отклонения равновесной фигуры от сферической формы. Происходит это за счет центробежной силы, порождаемой вращением и действующей на любое тело, так или иначе связанное с Землей. Определение «равновесной» фигуры (геоида) осложняется неровностями земной поверхности. В океанических областях равновесная фигура очерчивается по («среднему») уровню моря, который мысленно продолжается под материками, образуя так называемую поверхность «геоида». Уровень моря представляет собой эквипотенциальную поверхность гра-

Рис. 73. Аппроксимация фигуры Земли эллипсоидом и сферой; φ — геоцентрическая широта; β — географическая широта; φ_m , β_m — соответствующие «усредненные» широты (расстояния, в км)

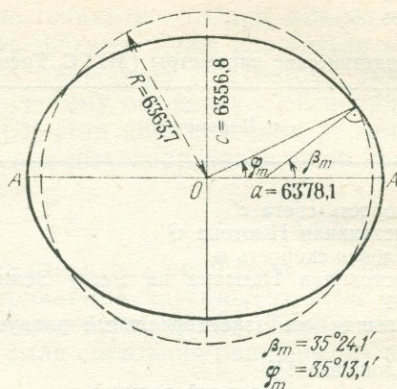
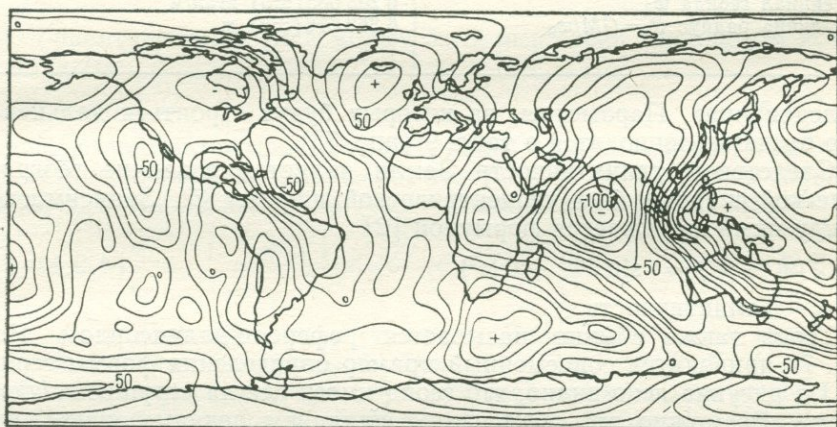


Рис. 74. Геоид Смитсоновской астрофизической обсерватории, полученный в 1973 г. Высоты даны в метрах относительно эллипсоида с уплощением 1/298, 256. По Гапошкину [1]



витационного поля; поэтому его продолжение в пределах суши будет являться продолжением той же самой эквипотенциальной поверхности. Как правило, сила тяжести измеряется только на поверхности суши или выше ее, поэтому если определяется эквипотенциальная поверхность, то гравитационное поле продолжают вниз к поверхности геоида. Так как гравитационное поле зависит от присутствующих масс, а распределение последних является до некоторой степени гипотетическим, то вполне очевидно, что форма геоида в свою очередь зависит от принятой модели коры, точно так же, как «изостатическая» редукция гравитационных аномалий. В последние годы наиболее убедительные результаты в этой области были получены Гапошкиным [1].

Для решения вопросов геодинамики геоид (равновесную фигуру гравитационного поля Земли) принято заменять эллипсоидом. Различие между эллипсоидом и равновесным сфероидом настолько незначительно, что его вполне можно не учитывать. Данные, необходимые для построения эллипсоида, получают при геодезических

Геодезические параметры (МГС, Гренобль, 1975 г.)

Параметры	Единицы измерений (в скобках — значения погрешностей)
Скорость света c	299 792 458 ± 1,4 м/с
Постоянная Ньютона G	6,672 (± 4,1) × 10 ¹¹ м ³ с ⁻² кг ⁻¹
Угловая скорость ω	7,292115 × 10 ⁻⁵ рад/с
Постоянная Ньютона на массу Земли GM	3,986005 (± 2) × 10 ¹⁴ м ³ /с ²
Большая ось (экваториальный радиус) a	6,78140 (± 5) м
Уплющение $1/f$	298 257 (± 1,5) × 10 ⁻³
Малая ось (полярный радиус) c	6 356 755 (± 5) м
Сила тяжести на экваторе q_e	978,0318 (± 10) гал
Потенциал геоида ω_0	6 263 683 (± 5) кгал/м
«Средний» радиус $R_0 = GM/\omega_0$	6 363 676 (± 5) м

исследованиях. Параметры, на которых будут строиться дальнейшие расчеты, приводятся в табл. 9 (рис. 73).

Следствием эллиптичности Земли является различие географической широты \varnothing и геоцентрической широты \varnothing' . Зависимость между ними выражается формулой [2]

$$\operatorname{tg}(\Phi - \Phi') = v \sin 2\Phi' + 0(v^2), \quad (4.2.1-1)$$

где v — эллиптичность.

Геоид также обычно называется референц-эллипсоидом. На рис. 74 приводится современный пример определения формы геоида. Из рисунка ясно видно, что геоид имеет слегка «грушевидную» форму. Возможно это объясняется наличием ледяных шапок на полюсах Земли.

4.2.2. Упрощенная теория равновесия фигуры Земли

Тот факт, что равновесная фигура Земли не имеет сферической формы, позволяет сделать определенные выводы относительно распределения плотности в ее недрах. Однако обсуждение этого не входит в задачу настоящего исследования. Расчет равновесной фигуры Земли, однако, будет приведен ниже.

Общая теория равновесной фигуры небесных тел была обобщена Джардецким [3, 4]. Поскольку она чрезвычайно сложна и запутана, имеет смысл обратиться к ее упрощенному варианту, предложенному Миланковичем [5].

Если допустить вращение жидкого небесного тела, то его форму можно определить из основного уравнения гидродинамики

$$dv/dt = f - (1/\rho) \operatorname{grad}. p, \quad (4.2.2-1)$$

где v — вектор скорости, f — гравитационная сила, p — давление, t — время. Когда жидкое тело обладает высокой вязкостью (что

справедливо для Земли), то можно ожидать, что при взаимодействии соседних частиц равновесная фигура будет вращаться как твердое тело с постоянной угловой скоростью ω . Поэтому такое тело следует описывать, применяя систему основных осей инерции (X, Y, Z , моменты инерции A, B, C). Для динамических расчетов принято считать, что тело находится в состоянии покоя, если центробежную силу F на единицу массы

$$F = \omega^2 R, \quad (4.2.2-2)$$

где R — вектор в направлении нормали к оси вращения и к величине, равной удаленности рассматриваемой частицы от этой оси, прибавить к соответствующей гравитационной силе f . Таким образом, ур. (4.1.2—1) можно записать (для состояния равновесия) как

$$f + F = \frac{1}{\rho} \text{grad. } p. \quad (4.2.2-3)$$

Гравитационная сила может быть выражена градиентом потенциала U .

$$f = \text{grad. } U, \quad (4.2.2-4)$$

где U вычисляется простой интеграцией тела, допустив условия асимметрии вращения, т. е. $A=B$, что, по всей вероятности, справедливо для Земли, получаем (см. у Миланковича [5], с. 115).

$$U = \kappa \frac{M}{r} + \frac{1}{2} \kappa \frac{X^2 + Y^2 - 2Z^2}{r^5} (C - A), \quad (4.2.2-5)$$

где κ — гравитационная постоянная, M — общая масса тела, r — расстояние рассматриваемой точки до центра тела, X, Y, Z — координаты точки в системе основных осей инерции (см. выше).

Центробежная сила также может быть выражена градиентом потенциала U'

$$F = \text{grad. } U' = \text{grad. } \left(\frac{1}{2} \omega^2 R^2 \right) \quad (4.2.2-6)$$

(R — магнитуа R). Наконец, устанавливая

$$W = U + U', \quad (4.2.2-7)$$

получаем возможность записать (4.2.2.—1) как

$$\text{grad. } p = \rho \text{grad. } W. \quad (4.2.2-8)$$

Учитывая, сказанное, равновесная фигура Земли должна быть представлена поверхностью постоянной W

$$W = W_0. \quad (4.2.2-9)$$

Введя для W полярные координаты (ψ — долгота, φ — геоцентрическая широта), получаем:

$$W = \kappa \frac{M}{r} + \frac{\kappa}{2r^3} (C - A) (1 - 3 \sin^2 \varphi) + \frac{\omega^2 r^2}{2} \cos^2 \varphi. \quad (4.2.2-10)$$

На поверхности Земли r можно заменить экваториальным радиусом a и получить (в первом приближении):

$$r = \kappa \frac{M}{W_0} \left[1 + \frac{C-A}{2a^2M} (1 - 3 \sin^2 \varphi) + \frac{\omega^2 a^3}{2\kappa M} \cos^2 \varphi \right]. \quad (4.2.2-11)$$

При $\varphi=0$, следует взять $r=a$, что дает

$$a = \frac{\kappa M}{W_0} \left(1 + \frac{C-A}{2a^2M} + \frac{\omega^2 a^3}{2\kappa M} \right) \quad (4.2.2-12)$$

при $\varphi=\pi/2$, $r=c$, если c — полярный радиус. Отсюда

$$c = a \left[1 - \left(\frac{\omega^2 a^3}{2\kappa M} + \frac{3}{2} \frac{C-A}{a^2M} \right) \right]. \quad (4.2.2-13)$$

Если установить

$$\nu = \frac{\omega^2 a^3}{2\kappa M} + \frac{3}{2} \frac{C-A}{a^2M}, \quad (4.2.2-14)$$

то получаем

$$\nu = \frac{a-c}{a} \quad (4.2.2-15)$$

$$\text{и } r = a(1 - \nu \sin^2 \varphi), \quad (4.2.2-16)$$

что доказывает (в первом приближении) эллипсоидную форму равновесной фигуры Земли с эллиптичностью ν , как это показано в ур. (4.2.2—14).

В заключение следует отметить, что производная потенциальной функции W в любой точке дает значение силы тяжести в этой точке.

4.3. Вращение Земли

4.3.1. Современные явления

Землю можно считать самыми совершенными часами, существующими в природе. Среднее значение угловой скорости приведено в табл. 9; обычно долгота дня принимается равной солнечным суткам. При поступательном движении Земли по орбите вокруг Солнца, долгота солнечных суток не совпадает с долготой «звездных» суток (24 ч 56'4,09"), которая равна времени, требуемому для того, чтобы фиксированная звезда дважды пересекла один и тот же меридиан. Проблемам, связанным с вращением Земли, посвящены широко известные труды [6, 7]. К сожалению, скорость вращения Земли не является величиной постоянной, как это принято считать. Изменения скорости происходят как в короткие интервалы времени, так и в вековом масштабе.

Кратковременные вариации недавно обсуждались Загаром [8]. Согласно этому автору, на вращение Земли воздействуют как внутренние, так и внешние явления. При рассмотрении внутренних явлений выделяют: 1) различие в инерции основных экваториальных

моментов, 2) упругость Земли, 3) охлаждение и сжатие Земли, 4) вулканические извержения, 5) сейсмичность и внутренний массоперенос, 6) увеличение и сокращение ледяных шапок на полюсах. Когда речь идет о внешних явлениях, то выделяют: 1) океанические приливы, 2) приливы в теле твердой Земли, 3) атмосферные приливы, 4) удары метеоритов, 5) вспышки на Солнце и земной магнетизм, 6) изменения температуры и 7) абсорбцию масс.

Кратковременные вариации делятся на два типа: небольшие сезонные вариации и малые, достаточно нерегулярные вариации в скорости вращения Земли. Сезонное изменение долготы суток ΔT , выраженное в секундах, можно определить следующим образом:

$$\Delta T (s) = +0,022 \sin (2\pi t) - 0,012 \cos (2\pi t) - 0,006 \sin (4\pi t) + +0,007 \cos (4\pi t), \text{ где } t - \text{ время.} \quad (4.3.1-1)$$

По всей вероятности, сезонные вариации обусловлены температурными эффектами, что позволяет отнести их к явлениям, связанным с «внешним» воздействием. Изменение температур вызывает перераспределение атмосферных масс и таким образом влияет на скорость вращения. Кроме того, перепады температур могут воздействовать на литосферные плиты, тем самым оказывая косвенное влияние на вращение Земли [9].

Небольшие регулярные вариации скорости вращения также обуславливаются приливами в теле твердой Земли. Дьюровик [10] пытался скоррелировать такие изменения непосредственно с приливными параметрами.

Малые относительно нерегулярные изменения зависят от внешних явлений. Наиболее важное из них — неравенство экваториальных моментов инерции (обозначаемых A и B), которое приблизительно составляет

$$\frac{B-A}{B} \sim \frac{1}{90,000}. \quad (4.3.1-2)$$

Такое несоответствие вызывает колебание. Период колебания должен составлять примерно 305 сут; однако за счет воздействия упругости и диссипации энергии этот период увеличивается. В действительности наблюдаются колебания с периодом, равным 430 сут (чендлеровские колебания). В последние годы теория колебания была усовершенствована Пилом [11], который положил в основу своих работ принцип продолжительности (долготы) и анализ динамики Гамильтона. Особое значение он придает количеству энергии, рассеянной при этом колебании, что позволяет сделать определенные выводы относительно реологического состояния тектоносферы (см. раздел 3.4.3). Кроме того, диссипация необходима для сравнительно частого возмущения колебания в целях сохранения амплитуды в течение периода их наблюдений, составляющего 80 лет. Принято считать, что возбуждение стимулируется сильными землетрясениями, однако на него могут оказывать влияние и другие факторы, например, такие, как соподчиненные движения ядра и мантии.

4.3.2. Прецессия

Помимо того что Земля вращается вокруг своей оси, она еще испытывает прецессию. Под прецессией понимается предварение точек равноденствия. В результате прецессии для небесного тела, например для Солнца, блуждающего от созвездия к созвездию в течение года, наблюдается медленное смещение его положения в процессе смены времен года. Прецессия в настоящее время является причиной полного несовпадения точек последовательного прохождения Солнца со знаками зодиака, определенными астрологами Вавилона. Период полного возвращения зодиакальных созвездий в их первоначальное положение равен примерно 26 000 лет. Годовая прецессия, таким образом, составляет порядка $2\pi/26\,000$, или $50,37''$.

Прецессия обуславливается притяжением, которое испытывает несферическая Земля со стороны Солнца и Луны. В результате отклонения от сферичности притяжение не является однородным, обуславливая возникновение момента, который служит причиной того, что Земля напоминает вращающийся гироскоп.

Теория прецессии Земли следует из механики гироскопов. Один из вариантов теоретических разработок принадлежит Миланковичу [12]. Вклад гравитационной массы m в гироскопическое движение сфероида массы M с моментами инерции A (экваториальным) и C (полярным) определяется уравнением (ψ — угол прецессии)

$$\frac{d\psi}{dt} = -\frac{3}{2} \frac{m}{M+m} \frac{v^2}{\omega} \frac{C-A}{C} \cos \varepsilon, \quad (4.3.2-1)$$

где ε — наклон оси C к нормали в плоскости движения тел, v — угловая скорость сфероида на его орбите; ω — угловая скорость сфероида вокруг своей оси. Если m — масса Солнца, а M — масса Земли, то коэффициент $m/(M+m)$ можно считать равным единице. Если же m — масса Луны и M — масса Земли, то коэффициент необходимо принимать во внимание. Итоговая прецессия p в течение земного года (угол в год) равна:

$$p = \frac{d\psi}{dt} T = 3\pi\tau \frac{C-A}{C} \left(\frac{1}{T} + \frac{m_1}{M+m_1} \frac{T}{T_1^2} \right) \cos \varepsilon. \quad (4.3.2-2)$$

Первый член, заключенный в скобки, равен виду Солнца, второй — Луны, M — опять масса Земли, m_1 — масса Луны, T — период обращения Земли вокруг Солнца, T_1 — период обращения Луны вокруг Земли, ε — угол эклиптики. Кроме того τ представляет единицу времени одних звездных суток; отсюда имеем: $T = 366,25\tau$ и $T_1 = 27,397\tau$.

При наблюдаемых значениях $m_1 = 0,0123M$, $p = 50,36''$ получаем

$$\frac{C-A}{C} = 0,003261. \quad (4.3.2-3)$$

Только из геометрии Земли можно получить оценку разности между экваториальным и полярным моментом инерции. Поскольку

Землю принято рассматривать в качестве сферы с полярным радиусом C и излишком масс между полюсом и экватором, концентрирующимся в земной оболочке, то теоретически, определив среднюю плотность для верхней точки, находящейся приблизительно на уровне 20 км, можно рассчитать момент инерции этой оболочки для полярной и для экваториальной оси. Таким образом, получаем численную оценку величины $C-A$ в ур. (4.3.2—3) и абсолютное значение C , которое лучше всего выражается формулой

$$C = 0,33Ma^2, \quad (4.3.2-4)$$

где M — масса, a — средний радиус Земли. Можно отметить, что момент инерции однородной сферы равен $C=0,4 Ma^2$. Это указывает на факт концентрации большого объема масс вблизи центра Земли.

4.3.3. Вращение Земли в прошлом

Помимо кратковременных, во вращении Земли существуют также и вековые вариации.

Непосредственным доказательством вековых изменений служат наблюдения за суточными кольцами роста кораллов в системах годовых колец. Если допустить, что длительность года — величина постоянная, то можно вычислить изменения продолжительности суток. Результаты таких исследований представлены на рис. 75 (по Ранкорну [14, 15]).

В соответствии с графиком скорость вращения Земли с палеозоя уменьшалась почти линейно. То же самое можно выразить как линейное увеличение продолжительности суток до 20,5 ч в начале кембрия, до 24 ч в настоящее время, что составляет увеличение продолжительности суток порядка 2 мс за 100 лет. Вековое изменение угловой скорости равно:

$$\frac{d\omega}{dt} = -5,34 \times 10^{-22} \text{ рад/с}^2. \quad (4.3.3-1)$$

Этот вывод подтверждается и астрономическими наблюдениями. Угловое ускорение долгот Луны и Солнца, впервые открытое при наблюдении затмений в древности, также интерпретируется как вековое удлинение земных суток порядка 2 мс за 100 лет. Изменение (средней) продолжительности суток такого порядка величины (1,8 мс за 100 лет) было также обнаружено при сравнительном анализе звездных суток с кварцевыми часами (Мунк и Мак Дональд).

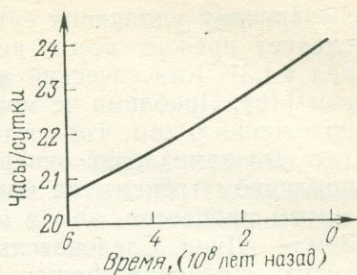


Рис. 75. Изменение продолжительности суток в течение геологической истории. По Ранкорну [14]

Причину удлинения суток (т. е. замедления вращения Земли) следует прежде всего искать в приливном трении (см. раздел 4.4.3). Классический анализ этого явления был дан Джеффрисом [16]. Проблема не может быть решена за счет простого предположения о том, что «потеря» энергии вращения Земли в результате его замедления эквивалентна энергии, диссипирующей при приливном трении, так как вращение Луны также является зависимым процессом, чем и обусловлено изменение энергии системы Земля—Луна. Следовательно, всю систему Земля—Луна, включающую изменение вращения обоих тел, их относительное расположение и диссипацию энергии, необходимо рассматривать одновременно. Этим и объясняется трудность решения проблемы. Тем не менее, можно сделать некоторые приблизительные расчеты.

Допустим, что мы имеем вращающуюся Землю и Луну, движущуюся по круговой орбите вокруг Земли. Момент количества движения, уменьшающийся при замедлении вращения Земли, должен увеличиваться у Луны, так как общий момент количества движения системы обязательно сохраняется. Следовательно, по закону Кеплера Луна должна удаляться от Земли. Таким образом, упрощенную систему можно определить следующими основными уравнениями, в которых ω_E — угловая скорость Земли, ω_M — угловая скорость Луны, r — расстояние между Землей и Луной, dE/dt — потеря энергии (в результате диссипации) за единицу времени и C — полярный угловой момент Земли:

Энергетический баланс

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} C \omega_E^2 - \chi \frac{mM}{r} + \frac{1}{2} m r^2 \omega_M^2 \right) = - \frac{dE}{dt} \quad (4.3.3-2)$$

Сохранение углового момента

$$C \omega_E + m r^2 \omega_M = \text{const}, \quad (4.3.3-3)$$

Закон Кеплера для орбит

$$r^3 \omega_M^2 = \text{const}. \quad (4.3.3-4)$$

Дифференцируя, получаем:

$$C \omega_E \frac{d\omega_E}{dt} + \chi \frac{mM}{r^2} \frac{dr}{dt} + m r \omega_M^2 \frac{dr}{dt} + m r^2 \frac{d\omega_M}{dt} = - \frac{dE}{dt}, \quad (4.3.3-5)$$

$$C \frac{d\omega_E}{dt} + m^2 r \omega_M \frac{dr}{dt} + m r^2 \frac{d\omega_M}{dt} = 0, \quad (4.3.3-6)$$

$$3r^2 \omega_M^2 \frac{dr}{dt} + 2r^3 \omega_M \frac{d\omega_M}{dt} = 0. \quad (4.3.3-7)$$

В этих уравнениях неизвестными величинами являются dr/dt , $d\omega_M/dt$ и dE/dt . Следовательно, определив их числовое выражение, можно рассчитать и потери энергии, сопутствующие процессу за-

медления вращения. Сократив там, где это возможно, неизвестные, получаем:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d\omega_E}{dt} C \left[\omega_E - 2\omega_M + \frac{3\omega_M}{r} - \frac{4\pi M}{\omega_M r^4} \right], \quad (4.3.3-8)$$

где два последних члена, заключенные в квадратные скобки, могут быть опущены (как пропорциональные $1/r$ и $1/r^4$). Таким образом при $M=5,98 \times 10^{24}$ кг, $a=6,36 \times 10^6$ м (a — экваториальный радиус) и $C=0,33 Ma^2=7,98 \times 10^{30}$ кг/м получаем:

$$\frac{dE}{dt} = 2,87 \times 10^{12} \text{ Вт.} \quad (4.3.3-9)$$

Этот результат можно сравнить со значениями, полученными в теории фазового отставания прилива (см. раздел 4.4.3). Анализ показывает, что последнее явление связано с потерей энергии, необходимой для объяснения замедления вращения Земли. Дефицит энергии отставания по фазе составляет примерно 50 %, однако, учитывая несовершенство модели и способов расчета, вполне возможно, что эта цифра не является слишком завышенной.

4.4. Приливные явления

4.4.1. Приливные изменения силы тяжести

Некоторые приливные явления уже были рассмотрены в предыдущих главах. Теперь задача состоит в их более точном анализе.

Существование приливов и отливов объясняется различиями в притяжении Солнца и Луны относительно отдельных точек Земли. Изменение вертикального ускорения силы тяжести на абсолютно жесткой Земле, происходящее за счет изменения относительного положения Солнца и Луны, составляет величину порядка 2×10^{-6} м/с², тогда как одновременное изменение вертикали (ее наклона) имеет амплитуду приблизительно $0'',04$. Эти значения можно рассчитать из астрономических соображений [17].

Самое простое математическое выражение потенциала возмущающего тела получается при использовании локальных координат последнего, т. е. зенитного расстояния и азимута.

Такой потенциал соответствует формуле

$$W = - \frac{\kappa \mu}{2} \frac{a^2}{r^3} (3 \cos^2 z - 1), \quad (4.4.1-1)$$

где μ — отношение массы возмущающего тела к массе Земли, a — расстояние до центра Земли, r — расстояние между Землей и возмущающим телом; κ — универсальная гравитационная постоянная.

Чтобы приспособить это выражение для расчета земных величин, удобно ввести экваториальные координаты (часовой угол H и отклонение δ) и астрономические координаты обсерватории на Земле (широта φ и долгота λ). В последующем Лаплас показал,

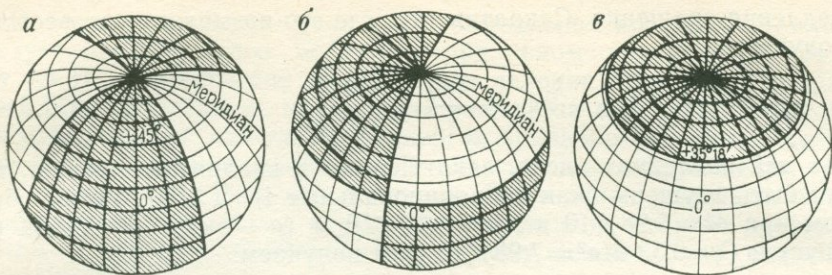


Рис. 76. Географическое распределение приливообразующего потенциала. Гармоника: а — секторная, б — тессеральная, в — зональная

что уравнение приливообразующего потенциала возмущающего тела можно получить следующим образом:

$$W = D \left(\frac{c}{r} \right)^3 \left[\cos^2 \varphi \cos^2 \delta \cos 2H + \right. \quad (A)$$

$$+ \sin 2\varphi \sin 2\delta \cos H + \quad (B) \quad (4.4.1-2)$$

$$\left. + 3 \left(\sin^2 \varphi - \frac{1}{3} \right) \left(\sin^2 \delta - \frac{1}{3} \right) \right], \quad (C)$$

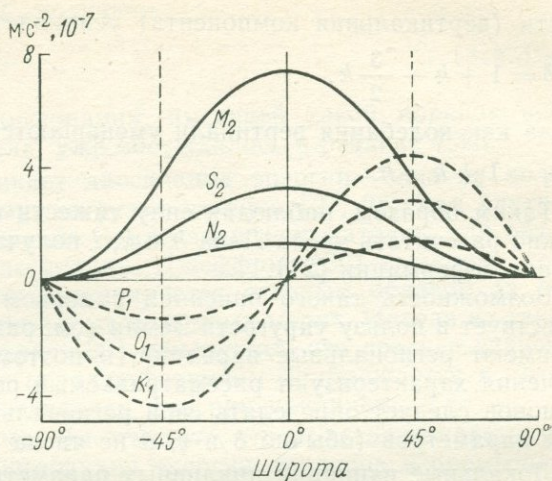
где c — среднее (относительно r , мгновенное) расстояние между Землей и возмущающим телом; кроме того, $H = t - \alpha - \lambda$ (α — возможный сдвиг по фазе), t — звездное время в точке наблюдения; $D = \frac{3}{4} \kappa \mu a^2 / c^3$ (постоянная Дудсона).

Три члена (обозначенные A , B , C) в ур. (4.4.1—2) возмущающего потенциала представляют собой функции секториального (A), тессерального (B) и зонального (C) типа, которые показаны на рис. 76.

Солнце и Луна являются возмущающими телами потенциала силы тяжести на Земле. Поскольку желательно получить чисто гармонический вывод с точки зрения положения этих тел, то необходимо ввести шесть независимых переменных: среднее лунное время, средние долготы Солнца и Луны, долготы лунного перигея, восходящий узел Луны и перигелий. Практически эти переменные являются линейными функциями времени, поэтому, вводя их, получаем разложение на части огромного ряда периодических функций («волны»). Самые важные из них обозначаются как M_2 (лунная; период 2 ч 25 мин 4 с), S_2 (солнечная; период 12 ч) и N_2 (лунно-эллиптическая, обусловленная эксцентриситетом лунной орбиты; период 2 ч 39 мин 30 с); далее следует K_1 (лунно-солнечная; период 23 ч 56 мин 4 с = 1 звездным суткам), O_1 (лунная; период 25 ч 49 мин 10 с) и P_1 (солнечная; период 24 ч 4 мин). Для любой точки наблюдения можно теоретически рассчитать амплитуду каждой из этих волн, главным образом как функцию широты (рис. 77).

Теорию приливообразующего потенциала можно постоянно совершенствовать, так, например, Майклсон [18] ввел поправки для совместной ротационной и орбитальной трансляции.

Рис. 77. Изменение амплитуды главных волн как функции широты для вертикальной компоненты приливной силы



4.4.2. Земные приливы

Упругая реакция Земли на изменения потенциала силы тяжести, обусловленная изменяющимися положениями Солнца и Луны, называется «земными приливами» [7].

С уменьшением силы тяжести происходит поднятие земной коры за счет уменьшения ее массы. Следовательно показания гравиметра в этой точке еще больше понижаются, так как увеличивается расстояние до центра. Теоретически должно усиливаться и приливное воздействие на упругую Землю. Такие же выводы можно сделать и относительно отклонения вертикали (здесь, однако, теоретически отмечается уменьшение воздействия).

Как правило, наблюдения за земными приливами ведутся путем регистрации несколькими станциями изменений силы тяжести. Обычная методика включает анализ данных в частотной области, т. е. относительно спектров. Однако, по данным Микумо и Като [19], интересные результаты можно получить и при непосредственном анализе временной области (т. е. записей, рассматриваемых в качестве временных серий). В основе других способов лежит метод отдачи, при котором прилив выражается суммой прошлых, настоящих и будущих значений относительно небольшого числа варьирующих во времени входящих функций [20].

Описание земных приливов лучше всего вести с помощью чисел Лява h , k , l , где h обозначает отношение высоты земного прилива к высоте соответствующего океанического прилива на поверхности; k — отношение дополнительного потенциала, образовавшегося в результате этой деформации к искажающему потенциалу; l — отношение горизонтального смещения коры к смещению соответствующего океанического прилива. Интенсивность изменения силы тя-

жести (вертикальная компонента) усиливается в отношении δ

$$\delta = 1 + h - \frac{3}{2}k, \quad (4.4.2-1)$$

тогда как колебания вертикали уменьшаются в соотношении γ

$$\gamma = 1 + k - h. \quad (4.4.2-2)$$

Таким образом, наблюдая силу тяжести по трем компонентам, можно рассчитать числа Лява h и k ; l получают при прямых измерениях деформации [21].

Возможность такого описания в первом приближении свидетельствует в пользу упругости Земли (см. раздел 3.4.2). Числа Лява имеют региональные вариации, и поэтому любые полученные значения характеризуют рассматриваемый регион. Для различных регионов следует определять свои региональные значения приливных параметров (обычно δ и γ , а не числа Лява) [22].

Локальные вариации приливных параметров имеют значение и для изучения внутреннего строения Земли, которое также претерпевает региональные изменения [23]. Например, Мельхиор и Дукарме [24] использовали результаты наблюдения за приливами для прогноза деформаций в полостях Земли.

4.4.3. Отставание по фазе

Для решения проблем геодинамики гораздо более важным фактором, чем сама теория приливов, являются отклонения от упругости, в понимании Лява. В предыдущих главах уже отмечалось, что реакция Земли на изменение потенциала силы тяжести выражается сдвигом по фазе (3.4.4); рассмотрим этот вопрос более подробно.

Отставание по фазе можно наблюдать экспериментально. Как правило, ссылаются на следующее значение

$$\delta\omega = 2\varepsilon = 2,16^\circ. \quad (4.4.3-1)$$

Однако, как и числа Лява, отставание по фазе носит региональный характер: незначительно возрастая в Европе, в Японии оно достигает $3,5^\circ$ [26].

Любое отставание по фазе автоматически вызывает диссипацию энергии. Прежде всего секторальный прилив M_2 образует момент вращения N , действующий в противоположном направлении относительно момента вращения Земли и имеющий величину

$$N = 5,4 \times 10^{17} \times \sin \delta\omega \text{ Н}\cdot\text{м}, \quad (4.4.3-2)$$

так что скорость энергии диссипации равна

$$\frac{dE}{dt} = N(m - n) = 3,8 \times 10^{13} \sin \delta\omega \text{ Вт}, \quad (4.4.3-3)$$

где n — угловая скорость Луны; m — угловая скорость Земли. При

отставание по фазе в 2° , получаем

$$\frac{dE}{dt} = 1,35 \times 10^{12} \text{ Вт.} \quad (4.4.3-4)$$

Влияние энергии диссипации, имеющей такой порядок величины на вращение Земли, уже обсуждалось в разделе 4.3.3.

За счет чего возникает диссипация энергии — еще не полностью ясно. По-видимому, нагрузка океанов [27, 28] или внутреннее трение [29] в «твердой» Земле явно недостаточны для объяснения наблюдаемой диссипации. Джеффрис [30] выдвинул предположение, что энергия диссипируется главным образом за счет трения приливных течений в мелководных морях. Исходя из такого предположения Джеффрис [30] обнаружил, что среднее значение энергии диссипации по порядку величины приближается к потере энергии, вызванной отставанием фаз при приливах.

В заключение хотелось бы отметить, что в настоящее время уже имеются попытки использования энергии приливов в промышленных целях. Решение этого вопроса на математическом уровне принадлежит главным образом Даффу [31, 32]. Тем не менее основная задача по-прежнему состоит в поиске путей, позволивших бы направить энергию диссипации системы Земля—Луна на службу человечеству.

4.4.4. Геодинамические явления

Совершенно очевиден тот факт, что с точки зрения геодинамики приливные силы представляют лишь косвенный интерес. Однако утверждалась и их непосредственная причастность к геодинамике. Сошлемся здесь на расчеты Джеффриса [33], который пришел к выводу, что предельные приливные силы могут вызывать силы волочения порядка 4 Па на подошве земной коры. С каждым новым приливом такая сила меняет свой знак и, следовательно, оказывает влияние на процесс орогенеза, правда, лишь в том плане, что способствует образованию экваториального вздутия. Таким образом, длительное воздействие приливов имеет тот же характер, что и полюсобежная сила (Polfluchtkraft) (см. раздел 4.6.2), однако величина приливообразующей силы очень мала. Бострём [34] и Мур [35] аналогично считают, что приливное действие является основной силой, определяющей движение литосферных плит на поверхности Земли. Согласно этим авторам, все плиты движутся в западном направлении. Однако анализ, проведенный Джорданом [36], показал, что приливной вращающий момент весьма небольшой и не в состоянии волочить литосферные плиты со сколько-нибудь ощутимой скоростью.

Косвенное влияние приливообразующих сил имеет гораздо большее значение и выражается в движении воды в океанах. Джебберт [37] доказал, что величина прогибов океанических участков земной коры, происходящих из-за неравномерного количества воды, перекрывающей кору под океанами, в различные периоды весь-

ма существенна. Однако и в этом случае такие прогибы носят бесспорно временный характер, так как приливные явления, отличные от усталостного разрушения, не могут оказывать длительного воздействия.

Нельзя не сказать и о вековом воздействии приливного трения, вызывающего напряжение, действующее в западном направлении. Тем не менее порядок величины такого воздействия составляет лишь 10^{-5} Па. Если допустить, что это напряжение действует на континент в целом, то оно должно вызывать сжимающее напряжение больше, чем направленное к западу напряжение и приблизительно пропорциональное отношению площади континента к его поперечному сечению [38]. Такое отношение составляет примерно 100 : 1. Таким образом, в результате возникнет напряжение, равное приблизительно 10^{-3} Па, что значительно ниже любых напряжений, оказывающих воздействие на процессы орогенеза. Джеффрис [33] подсчитал, что даже при отсутствии на Земле предела текучести Бингхема для перемещения Америки от Европы в западном направлении в современное положение понадобилось бы 10^{17} лет. Чтобы вызвать такой же эффект, скажем, за 3×10^7 лет, приливное трение должно достичь таких высоких значений, при которых вращение Земли прекратится в течение года. Тем не менее Надаи [39] все же считал, что приливное трение может определять постулируемый дрейф.

Несколько отличный механизм, также связанный с приливной силой, которая может вызывать вековое движение литосферных плит, предложили Кнопофф и Лидс [40]. Их предположение связано с потерями кинетической энергии, обусловленными вековым замедлением вращения Земли (см. раздел 4.3.3). Вращающийся момент, возникающий при замедлении вращения Земли, в приложении к крупным регионам тектоносферы может быть более чем достаточным для обеспечения сил, движущих плиты.

4.5. Проблема стабильности оси вращения Земли

4.5.1. Основное содержание проблемы

Как уже отмечалось, результаты многих геологических и геофизических исследований доказывают вероятность изменения направления оси вращения (блуждание полюсов) в течение геологической истории. Поскольку мы располагаем палеомагнитными свидетельствами дрейфа континентов, то необходимо отделять общие перемещения полюсов от индивидуальных движений плит. Джурди и Ван Дер Ву [41] предложили осуществлять это, определяя жесткое вращение, которое статистически наилучшим образом совпадает с наблюдаемым смещением плит коры. Результаты подобных исследований заставляют вообще усомниться в перемещении полюсов, по крайней мере, с раннего мела [42, 43]. Как показал Симпсон [44], метод Джурди и Ван Дер Ву связан с уравнениями, которые Ллибутри [45, 46], Саломон и Слип [47] использовали

для расчета абсолютного движения плит. В этих случаях «абсолютное» движение плит, вероятно, означает по-существу фиксацию оси вращения Земли.

Поскольку существуют некоторые сомнения относительно реальности «крупномасштабных» перемещений полюсов в течение геологической истории, то предпринимаются попытки определить вековой дрейф полюсов непосредственными измерениями. Подобного рода работы были выполнены рядом автором, начиная с 1922 г. Пома и Провербио [48] недавно опубликовали обзор этих данных. В соответствии с наиболее поздними результатами, приведенными этими авторами (за период 1900—1969 гг.), скорость смещения полюса вдоль $69,6^\circ$ з. д. составляла $0,00307$ с/г (или 50 м/млн. лет). Такое движение в масштабе геологического времени будет определено свидетельствовать о вероятности значительных перемещений. Однако, как показал расчет смещений полюса относительно определенных точек на Земле, которые считаются неподвижными (обсерватории Международного бюро службы времени), нельзя с уверенностью утверждать, движется ли сам полюс, или же происходит смещение положения обсерватории относительно полюса. С точки зрения динамики предполагать такое изменение положения полюсов достаточно сложно. Земля является телом, вращающимся вокруг главной оси тензора, соответствующей наибольшему моменту инерции; такая ось представляет собой устойчивую ось вращения, по крайней мере для жесткого тела. Для подтверждения с точки зрения динамики эвристического вывода о перемещении полюсов необходимо опровергнуть очевидную а priori невозможность такого перемещения. Попытки сделать это базируются на различных соображениях, которые будут рассмотрены ниже.

4.5.2. Влияние циркуляции на жесткую Землю

Прежде всего рассмотрим воздействие перемещений вещества на поверхности Земли, в частности, которые происходят в форме циркуляции. Такие перемещения порождаются и поддерживаются за счет внутренних сил Земли и никак не влияют на общий момент инерции и положение ее центра тяжести. Циркуляции могут быть охарактеризованы их угловым вектором количества движения относительно вращающейся Земли. Тем самым, общий угловой момент Земли может быть разложен на угловой момент без циркуляции плюс относительные угловые моменты циркуляции.

Во время движения Земли по ее орбите общий угловой момент движения Земли в пространстве остается постоянной векторной величиной. Следовательно, при наличии данной циркуляции мгновенная ось вращения смещается. Точка на поверхности Земли, где вектор общего углового количества движения проходит через эту ось, не является фиксированной. Такую точку нельзя считать полюсом мгновенного вращения, для этого нужно, чтобы прекратилась циркуляция. Поэтому Гогэль назвал ее «перманентным по-

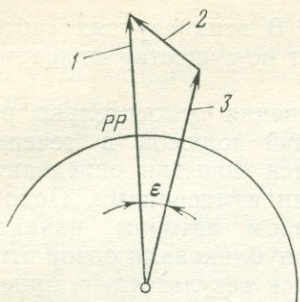


Рис. 78. Разложение Гогэля [49] для углового момента количества движения Земли. Угловой момент: 1 — полный, 2 — вращения, 3 — без вращения Земли

люсом» (на рис. 78 обозначен как PP) Земли. Поскольку момент количества движения для циркуляции неподвижен относительно Земли (по крайней мере, до тех пор, пока циркуляция остается стационарной), смещение полюса от перманентного полюса постоянно. Угол этого смещения ϵ для различных случаев можно определить из общего момента инерции Земли, равного $6,77 \times 10^{37}$ м²/кг и из угловых моментов вероятных циркуляций. Гогэль рассмотрел ветровое воздействие и влияние океанических течений.

Что касается ветрового воздействия, то рассмотрим движение циклона. Допустим, что ветер, скорость которого 48 км/ч, воздействует на атмосферу вплоть до высоты 5000 м в пределах радиуса, равного 2000 км. Так как средняя плотность воздуха принимается равной 1 кг/м³, то рассматриваемый момент количества движения должен составлять $12,5 \times 10^{23}$ кгм²/с. Положение циклонов и антициклонов в значительной степени определяется распределением континентов и океанов. Гогэль предположил, что результирующий момент количества движения общего перемещения ветра — в среднем величина постоянная и равняется половине момента количества движения одного единственного циклона. В результате он получил угол ϵ порядка 10^{-10} рад.

Далее Гогэль предполагает, что угол ϵ между мгновенным и перманентным полюсами должен вызывать перемещения полюсов, равное $2\pi R\epsilon$ /сутки, под прямым углом к линии, соединяющей эти полюса (R — радиус Земли). Как показано в системе фиксированных тел, такое перемещение — пример нутации симметричной вершины и составляет очень значительную величину, равную приблизительно 1,46 м/г. Однако если предположить, что Земля имеет не сферическую, а эллипсоидную форму, то экваториальное вздутие ведет к остановке перемещения полюсов.

К такому же выводу можно прийти и относительно океанической циркуляции. Вслед за Гогэлем рассмотрим океаническое течение шириной 100 км с диаметром траектории кругооборота 5000 км, расположенное до глубины 500 м и движущееся со скоростью 3,7 км/ч. Гогэль подсчитал, что момент количества движения у такого течения равен 10^{24} кгм²/с, что по порядку величины совпадает со значением, полученным для единичного циклона. Теперь можно вычислить общий момент количества движения для всех известных

океанических течений вдоль 7° в. д. Гогэль получил значение, равное 3×10^{23} кгм²/с. Угол ϵ полюса составляет четверть угла, рассчитанного для циклонов, а миграция полюсов в этом случае при абсолютно сферической Земле должна, естественно, составить одну четвертую ранее выведенного значения. Однако, учитывая эллиптичность Земли, миграция полюсов опять становится невозможной.

Полученные выводы были сделаны для Земли как твердого тела. Если же Земля обладает способностью к текучести, то вопросы становятся существенно другими. Инглис [50] отметил, что в этом случае циркуляции обладают воздействием, очень близким присутствующему любому другому явлению асимметрии в коре Земли. Влияние таких асимметрий на положение оси вращения в податливой Земле будет рассмотрено в следующем разделе. Однако, несмотря на это, вероятное воздействие циркуляций, их количественное влияние много меньше, чем влияние, обусловленное асимметриями географии; причина просто заключается в порядках величин этих явлений.

4.5.3. Миграция полюсов на податливой Земле

Чтобы определить вероятность миграции полюсов, необходимо рассмотреть модель Земли, в которой предполагается, что последняя податлива к деформации. В этом случае «миграция полюсов» без сомнения означает лишь смещение Земли относительно оси вращения; при этом действительное движение последней в пространстве может оставаться незначительным.

Дарвин [51] первым попытался установить миграцию полюсов при условии текучести Земли и установил вероятность миграции полюсов для «жидкой» Земли, однако Ламберт [52] указал на ошибку в его расчетах. Джеффрис [53] исправил ошибку и доказал невозможность миграции полюсов.

Не приводя никакой аналитической аргументации, Голд [54], тем не менее, высказался в пользу значительной миграции полюсов Земли, обладающей способностью к текучести. Анализ физической обоснованности расчетов Дарвина, проведенный Мунком [55], показал неправомочность одного из положений его гипотезы. Представляется целесообразным обратить внимание на допущенную ошибку.

При решении проблемы миграции полюсов на пластической Земле необходимо различать три типа полюсов: полюс вращения F , полюс тензора момента инерции F' (полюс фигуры), соответствующий мгновенной форме Земли в рассматриваемый момент, и полюс геоида F'' , соответствующий полюсу эллипсоида, аппроксимирующего мгновенную форму Земли.

Дарвин затем сделал следующие предположения, которые так или иначе входят в его уравнения: а) скорость миграции полюса вращения F пропорциональна его отклонению от полюса фигуры F' ; б) полюс геоида F'' движется со скоростью, пропорциональной отклонению полюса вращения F от полюса фигуры F' .

Согласно Мунку [55], второе предположение (б), по-видимому, неосновательно. Гораздо вероятнее, что полюс геоида F'' движется со скоростью, пропорциональной его отклонению от полюса вращения F , что обусловлено величиной разобобщенности, определяющей напряжение внутри Земли, а следовательно, и скорость потока, изменяющего ее форму. Таким образом, предположение Дарвина нужно заменить следующим положением: б) полюс геоида F'' движется со скоростью, пропорциональной его отклонению от полюса вращения.

Такое предположение наводит на мысль, что миграция полюсов должна быть быстрым процессом, начинающимся, как только где-нибудь в коре Земли возникает небольшая асимметрия.

Еще задолго до интуитивных доводов Голда и Мунка Миланкович [57] получил математическое выражение для особого случая рассматриваемого выше рассуждения, т. е. для случая, при котором Земля настолько быстро регулирует свою форму, что полюс вращения и полюс геоида совпадают.

В соответствии с теорией Миланковича аппроксимируем равновесную фигуру Земли эллипсоидом вращения, меридиан которого определяется уравнением

$$r = a(1 - v \sin^2 \varphi), \quad (4.5.3-1)$$

где r — длина радиуса вектора; a — экваториальный радиус эллипсоида, v — эксцентриситет; φ — геоцентрическая широта. Точка, соответствующая $\varphi = 90^\circ$, есть геоидный полюс F'' . Если основные моменты инерции эллипсоида обозначить A , B , C , то, учитывая свойства симметрии,

$$B = A. \quad (4.5.3-2)$$

Как известно из основных теорем механики, момент инерции T относительно любой произвольной оси ξ через центр эллипсоида равен

$$T = A \cos^2 \alpha + B \cos^2 \beta + C \cos^2 \gamma, \quad (4.5.3-3)$$

где $\cos \alpha$, $\cos \beta$ и $\cos \gamma$ — направление косинусов оси ξ . В нашем случае последнее уравнение сокращается до

$$T = A + (C - A) \cos^2 \gamma. \quad (4.5.3-4)$$

Это уравнение определяет скалярное поле $T = T(\alpha, \beta, \gamma)$, описывающее зависимость момента инерции «равновесной Земли» как функцию направления оси, относительно которой эта функция принимается.

Однако необходимо предположить, что Земля не находится в состоянии равновесия. Тогда момент инерции, имеющий отношение к оси ξ , не является T , а, скажем, J :

$$J = T + \Omega, \quad (4.5.3-5)$$

где Ω — та часть момента инерции, которая обусловлена отклонением поверхности Земли от равновесной фигуры. Таким образом,

следует ожидать, что Ω , будучи функцией α, β, γ , не расположена асимметрично относительно оси вращения.

Вследствие асимметрии Ω полюс F' для J (т. е. полюс фигуры; это соответствует экстремальному значению J) не совпадает с полюсом геоида F'' равновесной фигуры, а должен находиться где-то вблизи него. Координаты ξ, η полюса F' относительно полюса геоида F'' можно определить из уравнения, означающего, что эти координаты существуют при экстремальном значении J :

$$\frac{\partial J}{\partial \xi} = 0; \quad \frac{\partial J}{\partial \eta} = 0, \quad (4.5.3-6)$$

$$\text{или } \frac{\partial T}{\partial \xi} + \frac{\partial \Omega}{\partial \xi} = 0; \quad \frac{\partial T}{\partial \eta} + \frac{\partial \Omega}{\partial \eta} = 0. \quad (4.5.3-7)$$

Это уравнение достаточно удобно для использования, так как координаты ξ, η ортогональны координатам в плоскости, касательной к единичной сфере, порождаемой переменной осью ζ в точке, где она пересекается осью, проходящей через полюс F'' ; координаты как раз берут начало в точке пересечения.

Поскольку полюс фигуры F' расположен в непосредственной близости от полюса геоида F'' , степени выше первых для ξ и η можно вообще не учитывать. Уравнение будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T(0,0)}{\partial \xi} + \xi \frac{\partial^2 T(0,0)}{\partial \xi^2} + \frac{\partial \Omega(0,0)}{\partial \xi} + \xi \frac{\partial^2 \Omega(0,0)}{\partial \xi^2} &= 0 \\ \text{и } \frac{\partial T(0,0)}{\partial \eta} + \eta \frac{\partial^2 T(0,0)}{\partial \eta^2} + \frac{\partial \Omega(0,0)}{\partial \eta} + \eta \frac{\partial^2 \Omega(0,0)}{\partial \eta^2} &= 0. \end{aligned} \quad (4.5.3-8)$$

Из ур. (4.5.3-4) получаем:

$$\frac{\partial T}{\partial \gamma} = -(C - A) \sin 2\gamma, \quad (4.5.3-9a)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \gamma^2} = -2(C - A) \cos 2\gamma, \quad (4.5.3-9b)$$

отсюда, так как $d\xi = d\gamma$, имеем

$$\xi = \frac{1}{2(C - A)} \frac{\partial \Omega(0,0)}{\partial \xi}; \quad \eta = \frac{1}{2(C - A)} \frac{\partial \Omega(0,0)}{\partial \eta}. \quad (4.5.3-10)$$

Поэтому вектор смещения a полюса фигуры F' относительно полюса геоида F'' в плоскости, касательной к точке пересечения оси, проходящей через полюс F к сфере, образованной единичными векторами вдоль переменной оси ζ , можно представить

$$a = \frac{1}{2(C - A)} \text{grad. } \Omega. \quad (4.5.3-11)$$

Теперь предположим, что Земля обладает такой быстрой текучестью, при которой полюс вращения F и полюс геоида F'' всегда совпадают. Это особый случай предположения (b'), означающий, что константа пропорциональности имеет очень большую величину. Наконец, предположение (a) позволяет получить скорость v

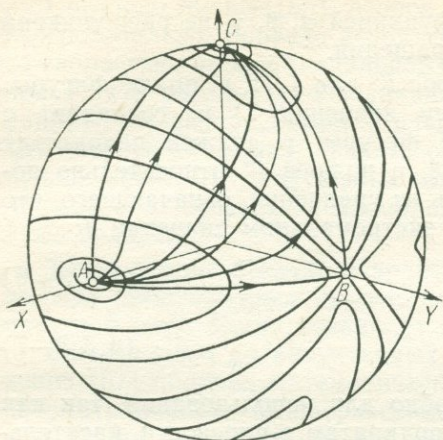


Рис. 79. Вероятные траектории миграции полюса. По Миланковичу [59]

для модели Земли с достаточно жидким субстратом, позволяющим предполагать, что состояние равновесия со всеми отклонениями, концентрирующимися в коре, достигается мгновенно. Следовательно, поле Ω не зависит от времени, а вероятные траектории полюсов соответствуют последнему уравнению. В результате автоматически учитываются изменения поднятия точек коры вследствие приспособления формы к мгновенной равновесной фигуре Земли. Траектории полюсов можно рассчитывать; они изображены на рис. 79. Здесь предполагается, что оси X, Y, Z соответствуют $\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3$, а последние представляют собой собственные значения $\Omega < \Omega_1 < \Omega_2 < \Omega_3$.

Следующей задачей является вычисление момента инерции для любого положения оси вращения. Если изменение плотности с глубиной одинаково для всех континентов [обозначается $\rho'(r)$] и для всех океанов [$\rho(r)$], то избыток Q континентальной инерции по сравнению с океанической равен (θ) — дополнение географической широты; φ — долгота относительно рассматриваемой оси)

$$Q = \iiint (\rho' - \rho) r^4 (\sin^2 \vartheta \sin \varphi + \cos^2 \vartheta) \sin \vartheta \, dr d\vartheta d\varphi = Iq \quad (4.5.3-14)$$

$$с \quad I = \int (\rho' - \rho) r^4 dr \quad (4.5.3-15)$$

$$и \quad q = \iint (\sin^2 \vartheta \sin \varphi + \cos^2 \vartheta) \sin \vartheta \, d\vartheta d\varphi, \quad (4.5.3-16)$$

где интегралы углов оцениваются только для континентальных областей. Мунк [58] определил значения q для различных осей, предполагая стандартные разрезы коры; полученный им « q -рельеф» показан на рис. 80. Вероятные траектории полюса ортогональны линиям q .

движения полюса вращения F (идентичного теперь F''):

$$v = c'a, \quad (4.5.3-12)$$

где c' — константа пропорциональности.

Следовательно, уравнение, определяющее миграцию полюсов, имеет вид:

$$v = c \text{ град. } \Omega, \quad (4.5.3-13)$$

где c' — опять определенная константа. Это уравнение на протяжении долгого времени было известно как «теорема Миланковича».

Очевидно, приведенное выше динамическое условие миграции полюсов правомерно

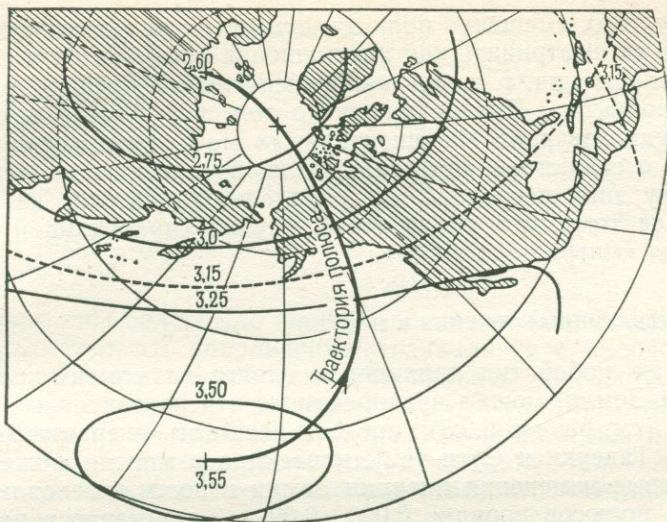


Рис. 80. Топография по Мунку [58] с указанием траектории полюса по Миланковичу [59]

Миланкович не пытался дать истинные значения интегралов, он только учел «различную» плотность масс для континентов по сравнению с океанами. Далее он рассчитал траекторию полюса для современного распределения континентов, которая изображена на рис. 80. В действительности направление движения может быть обратным. Еще Гутенберг [60] обратил внимание на то, что для изостатически установившейся Земли центр тяжести более легких масс должен лежать выше более тяжелого перемещенного материала, и, следовательно, стрелка, показанная на рис. 80 и обозначающая ход времени, может быть направлена в противоположном направлении. Поэтому современный полюс должен быть сдвинут в положение, которое настолько смещено от его стабильного положения, насколько это возможно. По-видимому, это трудно удивлять, однако направление, принятое Миланковичем, становится не таким абсурдным, как это могло бы показаться на первый взгляд. В изостатической модели Земли инерция коры зависит от члена второго порядка, который возникает за счет несколько большей удаленности континентов и гор от центра Земли по сравнению с океанами. Если предположить, что изостатический баланс определен не точно и существуют эрозия континентального вещества и осадконакопление на дне океанов, которое не является скомпенсированным, то это будет представлять собой явление первого порядка, которое может менять знак миграции полюса на обратный, что согласуется с предположением Миланковича. Отмечается также, что хребты и желоба могут иметь больший потенциал для возбуждения миграции полюсов, чем континентальные массы [61].

Кроме того, смещение полюсов относительно континентов можно также рассматривать как перемещение континентов в их современное положение, т. е. как «континентальный дрейф», а не «миграцию полюсов». Предположение о том, что полюса имеют тенденцию удаляться от континентальных масс, аналогично предположению о существовании полюсобежной силы (см. раздел 4.6.2). Поскольку знак последней не определен, читателю не следует удивляться тому, что аналогичный случай справедлив и для направления «миграции полюса».

4.5.4. Конвективные течения в мантии

Так как любой тип циркуляции влияет на момент количества движения Земли, можно предположить, что конвективные течения в мантии (см. раздел 6.2.3) способны вызывать миграцию полюсов. Согласно Такеуки и Суги [62], конвекция в мантии может вызывать вековые изменения инерции Земли и вести к вековому перемещению полюсов порядка $0,003 \pm 0,009$ с/г примерно в направлении 90° з. д. Аналогичным образом Голдрейх и Тумре [63] показали, что большие угловые смещения полюсов Земли на геологической шкале времени возможны за счет неоднородностей внутри Земли, вызванных конвекцией.

4.6. Другие силы, возникающие из-за вращения Земли

4.6.1. Общие замечания

Таким образом, вращение Земли может иметь геодинимические следствия, которые определяются в основном косвенным способом, например, замедлением вращения Земли.

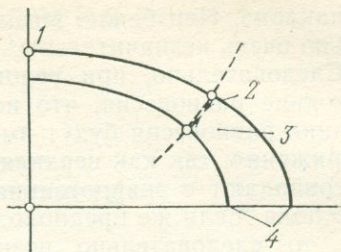
Однако нельзя исключать возможность прямого воздействия на тектоносферу сил, вызываемых вращением. Прежде всего это относится к силе отталкивания от полюсов, которая вызвана тенденцией любого нежесткого вращающегося тела свести к максимуму свой момент инерции. Другой является сила Кориолиса; это — сила инерции, действующая на любую массу, находящуюся в движении относительно вращающейся системы отсчета.

4.6.2. «Полюсобежная сила»

Поскольку для вращающихся способных к деформации тел существует общая тенденция сводить к максимуму свой момент инерции, то можно ожидать, что все массы будут стремиться как можно дальше переместиться от оси вращения. Сила, вызывающая это движение, называется «полюсобежной силой» («*pole-flecing force*» — *англ.* или «*polflucht kraft*» — *нем.*; последнее также принято в англоязычной литературе).

Рис. 81. Происхождение «полюсобежной» силы:

1 — полюс; 2 — вес; 3 — сила тяжести; 4 — экви-
потенциальные поверхности



Наличие этой силы было впервые постулировано Этвешем [64], который заметил, что направление вертикали (т. е. силовой линии тяжести), рассматриваемой в меридиональной плоскости, искривляется во вращающейся эллипсоидальной Земле, при этом полюс располагается на ее вогнутой стороне. Кроме того, центр тяжести плавучей массы, которая испытывает нагрузку, должен лежать выше центра тяжести сместившегося субстрата (метацентр), на который действует сила плавучести. Сила плавучести и нагрузка действуют в тангенциальном направлении относительно соответствующей силовой линии гравитационного поля; поскольку последняя (как отмечалось выше) искривляется, то Этвеш заключил, что две силы не могут иметь одинаковое направление и таким образом не компенсируют друг друга. Они должны иметь небольшой результирующий вектор, направленный в сторону экватора. Это и есть, как показано на рис. 81, «полюсобежная» сила.

Вслед за Этвешем многие пытались аналитически вычислить полюсобежную силу. В частности, этим вопросом занимались Эпштейн [65], Ламберт [66], Эртель [67] и Миланкович [68]. Поэтому поводу было высказано множество критических замечаний, направленных главным образом против принятых моделей расчета полюсобежной силы. Таким образом, вопрос наличия этой силы все еще остается открытым.

Так, например, Прей [69], привел обоснованные доводы в пользу необходимости рассматривать протяженную плавучую массу, поскольку масса с малыми горизонтальными размерами, т. е. удлиненное тело («карандаш»), аналогичное рассматриваемому на рис. 81, никогда не сможет достигнуть состояния равновесия, а будет просто опрокидываться. Таким путем равновесие может быть достигнуто только для сферического тела. Если же рассматривать протяженное тело, то оно может достичь равновесия, испытывая при этом небольшой наклон. В связи с этим, согласно Прею, ранее предлагавшаяся геометрия полностью неадекватна.

Прей пояснил свои критические замечания, рассчитав состояние равновесия для протяженного «континента», плавающего на более плотном субстрате. Из-за сложной геометрии выполнить этот расчет не просто. Начав с положения, при котором плавучая масса ограничивается сверху и снизу эквипотенциальными поверхностями гравитационного поля, он показал, что равновесие может быть достигнуто за счет очень небольшого смещения масс к полюсу и

их наклона. Неизбежно возникающие при этом смещения действительно очень незначительны.

Следовательно, при условии жесткости континента возникает состояние равновесия, что исключает действие любых сил. В состоянии равновесия будут иметь место внутренние тангенциальные напряжения, так как верхняя и нижняя границы континента более не совпадают с эквипотенциальными поверхностями гравитационного поля. Если же предположить, что континент не является жестким, то, следовательно, возникает вероятность его податливости этим напряжениям, обусловленная стремлением континента приспособиться к условию, при котором его границы опять будут совпадать с эквипотенциальными поверхностями. И снова континент возвращается в равновесное состояние, медленно продвигаясь к полюсу и наклоняясь. Вероятно, этот процесс может повторяться, и в результате выльется в «чистый» дрейф континента (способного к деформации) по направлению к полюсу.

Таким образом, связь расчетов Прея и Этвеша (и Эртеля) может быть изложена следующим образом. Разобщенные плавучие «карандаши» (модель Этвеша) подвергаются воздействию полюсобезной силы (до тех пор, пока они находятся в вертикальном положении) и дрейфуют в сторону экватора, но если континент большой и достаточно прочный и, следовательно, может наклоняться, то происходит его смещение по направлению к полюсу. Кроме того, если континенты способны медленно течь под тангенциальным напряжением, то единственно возможным результатом является их дрейф в сторону полюса. При условии что прочность континентов достаточно низка для медленного течения, но не настолько, что наблюдается мгновенная текучесть, будет иметь место движение к полюсам. Таким образом вопрос состоит в том, возможно ли на Земле мгновенное изостатическое равновесие (Этвеш) или нет (Прея). По-видимому, модель Прея больше соответствует действительности, чем модель Этвеша и его последователей.

4.6.3. Силы Кориолиса

Вторая сила, которую следует рассмотреть, — это сила Кориолиса. Тот факт, что земная ось вращения наклонена к плоскости эклиптики, обуславливает эффект прецессии этой оси. Силы, вызывающие эту прецессию, оказывают различное воздействие на области Земли в зависимости от их плотности, что в результате должно привести к движению континентов.

Однако, проанализировав эту силу, Джеффрис [70] установил, что вызванное ею напряжение не может превышать значение, равное 6 Па. Кроме того, учитывая постоянное изменение ее направления, нельзя ожидать, что она будет иметь большее значение, чем приливные силы, которые, как уже было показано, имеют весьма малый геодинамический эффект.

5. Проблемы планетологии

5.1. Происхождение Земли как планеты

5.1.1. Происхождение Вселенной

Земля является одной из многих планет и поэтому ее происхождение неразрывно связано с происхождением Солнечной системы. Солнечная система в свою очередь является частью галактики. Поэтому вопрос о происхождении Земли тесно связан с вопросами происхождения Вселенной, Галактики и Солнечной системы.

Существует две гипотезы происхождения Вселенной: согласно первой, Вселенная образовалась в результате «большого взрыва» в момент «начала», при котором взорвался какой-то «суператом», вторая гипотеза исходит из стационарности Вселенной, когда идет процесс постоянного образования и распада звезд.

Однако в настоящее время более реальной считается гипотеза «Вселенной», которая «началась» с «большого взрыва» около $12,5 \times 10^9$ лет назад [1]. Эта концепция вытекает из огромного количества фактов, полученных при изучении туманностей галактик и звездных скоплений и указывающих на расширение Вселенной. Скорость расширения тем больше, чем дальше рассматриваемые объекты удалены от общего центра, из которого, по-видимому, произошло расширение всех масс порядка $12,5 \times 10^9$ лет назад. В свете всех этих данных гипотеза стационарной Вселенной сейчас уже находит мало сторонников, хотя с философской точки зрения она представляется более удовлетворительной, чем теория «большого взрыва».

Конечно, не известно, какой была Вселенная до «большого взрыва» и какая судьба ждет ее в будущем. По всем показателям процесс бесконечного расширения Вселенной носит неустойчивый характер [2]. Поэтому современное расширение может быть частью пульсации, в которой фазы расширения сменяются фазами сжатия. Следовательно, в конце концов может присутствовать некоторого рода «стационарное» состояние, в котором через регулярные промежутки времени происходят «большие взрывы».

5.1.2. Происхождение Солнечной системы

Что касается происхождения Солнечной системы, включающей Землю, то здесь также выделяются две основные теории, которые могут быть названы «униформистской» и «катастрофической». Вопрос происхождения Солнечной системы рассматривается в трудах многих ученых, его последовательное изложение заинтересованный

читатель может найти, например, в книге Смарта [3] «Происхождение Земли».

а. Униформистские теории. В основе униформистских теорий лежит гипотеза Лапласа о сгущении туманностей. Согласно этой гипотезе Солнечная система первоначально представляла собой газовую туманность, или небулу. Эта небула имела достаточно плотное ядро и сильно разреженную атмосферу, выходящую за пределы современных границ Солнечной системы. Под действием силы тяжести туманность медленно сжималась, что, в свою очередь, явилось причиной постепенного ускорения начального вращения, которое в конце концов стало настолько быстрым, что на внешней границе туманности образовалось газовое кольцо, а при его сгущении аккумулировалась первая планета. Этот процесс повторялся до тех пор, пока не сформировались все планеты солнечной системы. Из первоначального ядра туманности образовалось Солнце.

Несмотря на очевидный успех гипотезы Лапласа, в ней имеется много неясностей. Наиболее серьезно то, что распределение момента количества движения в Солнечной системе полностью противоречит его распределению по гипотезе Лапласа: так, было обнаружено, что в Солнечной системе большая часть количества движения приходится на удаленные планеты, тогда как из гипотезы Лапласа вытекает совершенно обратное.

Гипотеза, во многом сходная с гипотезой Лапласа, была выдвинута Кантом. Однако Кант не допускал, что туманность была подвержена вращению и пытался доказать, что оно является автоматическим следствием.

Идея Вейцеккера [4, 5] об образовании Солнца из межзвездных пылевых скоплений, сходных с Млечным путем, относится к современным теориям униформизма, рассматривающим процесс формирования планетной системы как этап процесса конденсации пылевых частиц в определенное число более крупных масс. Предполагается, что пылевое облако находилось в состоянии турбулентного движения и обладало определенным моментом количества движения. На последней стадии процесса облако приобрело форму диска. Вейцеккер показал, что диск имеет более устойчивый внутренний режим движения, чем другие формы — в этом случае действительно может развиться структура вихрей, способная сохранять на протяжении больших интервалов времени квазистационарное движение. На границах вихрей должно происходить скопление пыли и последующее образование ядер будущих планет. На этой стадии эволюции квазистационарная структура вихрей могла исчезнуть, так как планеты уже сами обладали способностью к росту за счет дальнейшей аккреции вещества. Вейцеккер подсчитал, что время, требующееся для роста планет до их конечных размеров, составляет приблизительно 10^8 лет, тогда как формирование Солнца заняло период в 10^7 лет. Разница на порядок дает основание предполагать, что основная часть более легких элементов высвободилась из вещества планет, определив тем самым различие в

составе Солнца (состоящего, главным образом, из водорода) и составе всей оставшейся части Солнечной системы.

Кипер [6] модифицировал гипотезу Вейцеккера, предположив гравитационную нестабильность в пределах дискообразной солнечной туманности, являющейся источником газовых сфер (протопланет), сгустившихся в планеты.

б. Теория катастроф. Подобные теории исходят из предположения о какой-то катастрофе, в результате которой образовалась Солнечная система. Примером такой теории может служить гипотеза Хойла [7], рассматривающего Солнце как часть двойной системы, в рамках которой одна из звезд взорвалась, как сверхновая звезда. В соответствии с этой гипотезой вследствие слабого эксцентриситета взрыва этой звезды возможно наблюдаемое распределение момента количества движения в Солнечной системе, а ядерная химия взрыва сверхновой звезды (оставаясь полностью неизвестной) могла объяснить различный состав Солнца и планет.

К теориям катастроф относится и приливная теория Джеффриса [8] о разрушении Солнца в результате приливного резонанса от проходящей мимо звезды. Из его обломков должны были в последующем образоваться планеты. Эта гипотеза сталкивается с затруднением двух видов. Во-первых, если допустить, что обломки Солнца образовали планеты, то приходится принимать во внимание различный химический состав Солнца и планет. Объяснить такое различие можно только предполагая сильное рассеивание обломков непосредственно после катастрофы и их вторичную медленную конденсацию, в процессе которой легкие элементы могли улетучиться. Во-вторых, опять возникает проблема распределения момента количества движения в Солнечной системе. Чтобы избежать этого затруднения, предполагается, что приливной эффект воздействовал не на Солнце, а на его гипотетический спутник. Точно такие же проблемы остаются и при предполагаемой катастрофе, в результате столкновения двух космических объектов, а не в результате приливного резонанса.

В заключение следует подчеркнуть, что ни одна теория происхождения Солнечной системы не объясняет, во-первых, концентрации момента количества движения (98 %) не на Солнце, а в планетах, при исключительной доле Юпитера, и, во-вторых — различие в составе планет и Солнца. Последнее состоит главным образом из водорода, тогда как в составе планет преобладают тяжелые элементы. Теории униформизма и теории катастроф относятся лишь в вопросе вероятности наличия постулируемого процесса. Сторонники теорий униформизма рассматривают планетную систему как часть естественной эволюции любой звезды. Согласно теориям катастроф, возможность возникновения таких систем чрезвычайно мала и представляет собой уникальное явление. Обе точки зрения по-прежнему остаются проблематичными.

При определении возраста Солнечной системы следует исходить из того, что период жизни Солнца, которое относится к первому

основному ряду «малых звезд», составляет менее 7×10^9 лет. Эта цифра хорошо совпадает с возрастом Вселенной, приближающимся, как уже отмечалось ранее, к $12,5 \times 10^9$ лет. Для образования планет, включая и Землю, требуется несколько миллиардов лет, что подтверждается и возрастом земной коры («точка геологического нуля»), равным $4,6 \times 10^9$ лет (см. раздел 2.5.3). 2×10^9 лет назад на Земле начал преобладать тектонический режим, доминирующий до настоящего времени.

5.1.3. Происхождение Луны

Еще одно событие, непосредственно связанное с древней историей Земли, представляет собой возникновение ее спутника Луны. Существуют самые различные теории происхождения Луны: от отделения Луны от Земли до захвата Луны Землей или их одновременного формирования.

Не так давно определенной популярностью пользовалась гипотеза отделения Луны от Земли в результате катаклизма. Считалось, что это могло произойти при резонансе колебаний Земли с приливными силами, порождаемыми Солнцем [9], или же при взрыве внутри Земли [10]. Такое катастрофическое происхождение Луны должно было иметь далеко идущие последствия для географии Земли. Впервые эти возможные последствия были рассмотрены Фишером [11], в последующем к ним возвращались Бове [12] и Эшер [13]. Если принять эту теорию, то в момент отделения Луны у Земли уже должна была быть твердая кора. Следовательно, на поверхности Земли должна была остаться огромная «рана», какой могла быть впадина Тихого океана. «Затягивание» раны могло способствовать расколу остальной части коры и вызывать движение ее отдельных частей в направлении Тихого океана.

После того как американский космический корабль «Аполлон» доставил образцы лунного грунта, появилась возможность их сравнения с породами земной коры и мантии. Химический анализ показал значительные расхождения в составе земной мантии и лунной коры по многим элементам [14]. Этот факт и полное отсутствие воды [15] в лунных породах исключают гипотезу отделения Луны от Земли.

Таким образом, для объяснения происхождения системы Земля—Луна остаются только гипотезы захвата и одновременного формирования Луны по соседству с Землей. Сейчас все еще трудно отдать предпочтение какой-либо из них.

5.2. Эволюция Земли как планеты

5.2.1. Содержание проблемы

Таким образом мы подошли к проблеме эволюции Земли как планеты. Эта проблема по-существу является термодинамической,

так как связь кривой плавления и температурной кривой определяет эволюцию внутреннего строения Земли.

В соответствии с различными теориями происхождения Солнечной системы, а вместе с ней и Земли вводят ряд предположений относительно «начального» распределения температуры внутри Земли, т. е. в «точке геологического нуля» $4,6 \times 10^9$ лет назад. Этот вопрос привлекал внимание многих авторов; обобщение результатов было сделано Майевой [16] и показано на рис. 82. Определение изменений соответствующих условий со временем на основе возможных вариантов первоначального состояния, показанных на рис. 82, является теперь нашей основной задачей.

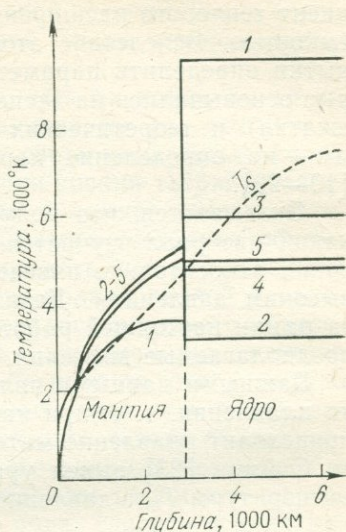


Рис. 82. Возможное первоначальное распределение температур (1—5) внутри Земли. T_s — кривая плавления. По данным Майевой [16], с изменениями

5.2.2. Теория внутреннего состояния Земли

Решение проблем эволюции Земли всегда следует начинать с анализа предполагаемых условий, возникающих со временем в коре и мантии. Учитывая тот факт, что мы располагаем исключительно неполной информацией об этих областях Земли даже для современного периода, понятно, насколько мало известно об их геологическом прошлом. Таким образом, можно иметь дело только с общими положениями, касающимися условий существования материалов под высоким давлением, и делать предположения относительно эволюции этих условий.

Состояние Земли определяется функцией Грюнайзена γ , которую можно записать следующим образом:

$$\gamma = V\alpha K/C_v, \quad (5.2.2-1)$$

где α — коэффициент объемного теплового расширения, K — изотермический объемный модуль, V — молярный объем, C_v — средняя молекулярная теплоемкость при постоянном объеме. Функция Грюнайзена γ в принципе пропорциональна V ; так как γ изменяется незначительно, по крайней мере для нижней мантии, сама γ является почти постоянной (закон Грюнайзена); вследствие этого она называется параметром Грюнайзена [17].

Параметр Грюнайзена имеет первостепенное значение при обсуждении состояния материала, поскольку он связывает коэффи-

циент теплового расширения этого материала с его средней теплоемкостью. Вследствие этого предпринимались неоднократные попытки определить параметр Грюнайзена для глубин Земли, которые основывались на экспериментальных (с применением ударного сжатия) и теоретических методах, причем по двум направлениям — на определение параметра для мантии [18] и для ядра [19—22].

Оказывается, что полученные результаты не зависят от того, какой материал изучается, и это позволяет вывести общие заключения относительно поведения всех материалов, находящихся под высоким давлением. Детали этих исследований выходят, однако, за рамки настоящей работы; здесь мы только будем ссылаться на предполагаемые значения, когда в этом возникнет необходимость.

Важными данными являются также те, которые касаются точки плавления, т. е. при какой температуре и при каком давлении происходит плавление материала в недрах Земли. Достаточно давно Саймон [23] вывел уравнение, связывающее точку плавления температуры T_m с давлением:

$$P = A \left[\left(\frac{T_m}{T_{m_0}} \right)^C - 1 \right], \quad (5.2.2-2)$$

где A — постоянная, T_{m_0} — температура плавления при некотором стандартном (атмосферном) давлении. Показатель степени C связан с параметром Грюнайзена [24] следующим образом:

$$C = \frac{6\gamma + 1}{6\gamma - 2}. \quad (5.2.2-3)$$

Уравнение Саймона, по-видимому, дает в целом очень высокую температуру плавления. Поэтому были предложены его модификации, базирующиеся на атомной структуре каждого вещества, включенного в исследование. На основании таких взаимоотношений для ядра Земли (внешняя часть которого, как известно, является жидкой) [25] были получены различные типы кривых точки плавления. Эти кривые могут пересекаться в одной или нескольких точках с адиабатической температурной кривой Земли, объясняя тот факт, что расплавленной является только часть ядра. Кроме того на основании этих кривых можно высказывать интересные предположения, касающиеся истории плавления внутри Земли.

5.2.3. Термальная история Земли

Различные гипотезы происхождения Земли, обсуждавшиеся в разделе 5.1.2, представляют большой интерес с точки зрения геодинамики, так как они дают возможность сделать определенные выводы относительно теплового режима Земли в прошлом. Расصلность земного шара дает основание предполагать, что на каком-то этапе развития Земля находилась в расплавленном состоянии, поскольку в расплавленном теле скорее произойдет естественная дифференциация на плотное ядро и менее плотные верхние

горизонты. Поэтому рассмотрение термальной истории Земли обычно исходит из предположения о разогретой Земле, которая постепенно остывала.

В связи с этим интересно установить, есть ли какие бы то ни было космические индикаторы, указывающие на то, что Земля прошла через расплавленную стадию, в свете различных теорий происхождения Солнечной системы. С точки зрения теорий катастроф, допускающих образование планет из обломков звезды, естественным является вывод в пользу разогретого состояния обломков. Однако в этом случае нельзя не учитывать, что после взрыва обломки могли рассеяться в виде газового облака низкой плотности, которое, в свою очередь, конденсировалось позднее с образованием планет. Любое диспергированное в звездном пространстве газовое вещество должно в обязательном порядке очень быстро охладиться и образовать «кристаллический лед», что опять затрудняет объяснение того, как из конденсации такого облака получить разогретую Землю. Точно такие же вопросы возникают и при анализе теорий униформизма. Катастрофы не имеют главенствующего значения в гипотезах такого рода, где все усилия направляются на поиск способа конденсации холодного облака межзвездного вещества в раскаленную материю; по крайней мере желательно, чтобы развитие Земли началось из раскаленной сферы.

Если допустить, что Земля образовалась из рассеянного облака, то ее разогрев во время или сразу после образования мог осуществляться только двумя способами: во-первых, путем преобразования механической энергии в тепловую во время сгущения облака и, во-вторых, в результате эффекта радиоактивности составляющих элементов Земли.

Процесс конденсации, или сгущения холодного газообразного облака в планету обсуждался Нойлем [26], который пришел к выводу, что холодная конденсация подобного типа должна преобразовывать механическую энергию в тепловую в количествах, способных расплавить планету такого размера и строения, как Земля. Однако тщательный анализ его доводов показывает на большую чувствительность разогрева от скорости конденсации, величина которой известна не очень хорошо.

Следовательно, кроме случаев очень быстрой конденсации, при образовании Земли из холодного облака за счет механической энергии не может выделяться тепла, достаточного для расплавления Земли.

Теперь рассмотрим второй способ получения энергии, т. е. за счет радиоактивного вещества в породах. Возможности этого варианта были изучены Юри [27]. Если принять во внимание экспоненциальный характер распада радиоактивного вещества, то естественно предположить, что плотность вещества, генерирующего тепло, в то время была много выше, чем сейчас. Результаты, полученные Юри, показали, что этой радиоактивности было достаточно для плавления Земли. Такой же вывод был получен Берчем [28], который в своих расчетах использовал новые значения постоянных

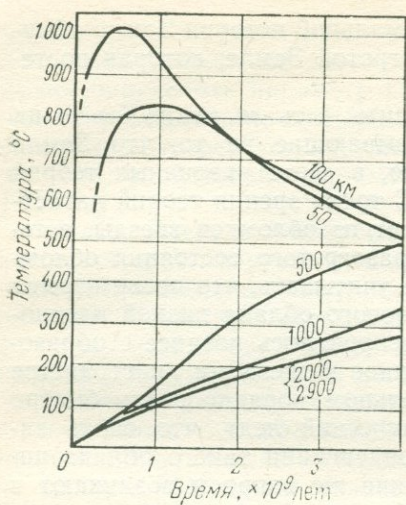


Рис. 83. Распределение температур на различных глубинах с учетом радиоактивности Земли, начиная с нулевого значения. По Джекобсу [29]

но холодной Земли, обусловленный радиоактивностью. Анализируя решения Джекобса, для последнего случая становится очевидным, что температура Земли никогда не была очень высокой (исключая поверхность; см. рис. 83). Для своих расчетов Джекобс предполагал современное расслоенное распределение элементов внутри Земли, но учитывал колебания радиоактивности во времени. Окончательные расчеты показали, что первоначально холодная Земля в последующем действительно разогрелась, хотя и недостаточно, чтобы перейти в расплавленное состояние (за исключением ее поверхности; см. рис. 83). В ходе идентичных подсчетов Аллан [30] получил такие же результаты.

Основное допущение уравнения теплопроводности Земли, фундаментальное для понимания термальной истории Земли, не учитывает возможного существования в прошлом тепловых конвективных течений в мантии; они, однако, стремятся снять любые повышения температуры. С другой стороны, в случае химической дифференциации (например, вещества мантии на вещество коры и ядра) процесс приобретает экзотермический характер, что ведет к освобождению дополнительного тепла. Тем не менее все предполагаемые механизмы являються в высшей степени гипотетическими и встречаются со многими трудностями [31]. Следовательно, если для Земли предполагается стадия плавления, то, по-видимому, неизбежно следует начинать с разогретой Земли.

Учитывая радиоактивный распад, можно ожидать, что геотермические градиенты в докембрии в целом были много выше, чем

радиоактивного распада: первоначально холодная Земля, содержащая всего 0,1 % калия, будет в конечном итоге, плавиться, по крайней мере, частично. Время, требуемое для перехода в расплавленное состояние, может не превышать 10^8 лет.

Таким образом, даже если Земля и была сформирована в результате холодной аккреции, то еще на раннем этапе существования она подверглась процессу плавления. Однако не исключено, что вышеназванные авторы переоценили эффект радиоактивности. Джекобс [29] показал, что конечное решение уравнения средней теплопроводности представляет собой суперпозицию остывания нерадиоактивной Земли от ее «первоначальной» температуры (предполагаемой как высокой) плюс разогрев первоначально

в настоящее время. Тем не менее анализ пород Канадского щита не принёс доказательств столь высоких градиентов [32]. Это противоречие пытаются объяснить фактом потери из недр Земли большого количества тепла за счет особых условий (огромной протяженности) на докембрийских срединно-океанических хребтах [32].

Кроме того, следует отметить повсеместное понижение уровня теплового потока в континентальных породах в зависимости от их тектонического возраста [33, 34]. Это явление обычно объясняют воздействием эрозии [35], которая удаляет радиогенный вклад из поверхностного теплового потока.

5.3. Континенты и океаны

5.3.1. Содержание проблемы

Континенты и океаны имеют абсолютно различную физиографию. Вероятно также существуют фундаментальные различия в химическом составе земной коры этих двух регионов. Таким образом, встает вопрос, как эти различия возникли и как они сохраняются до сих пор.

5.3.2. Образование континентов путем конвекции

Концепция существования древних континентов Лавразии и Гондваны, частично рассмотренная в разделе 1.3.1, заставляет задуматься об их происхождении. Один из ответов на этот вопрос предлагает гипотеза образования континентов путем конвекции [36].

Согласно этой гипотезе предполагается, что на первом этапе своей истории Земля находилась почти в жидком состоянии. Более тяжелый материал осаждался к центру, формируя ядро Земли; часть же, которая теперь представлена мантией, продолжала остывать (тепло терялось во Вселенной) за счет тепловой конвекции. Одни ученые считают, что конвективные течения в мантии Земли имеют место и в наше время, вызывая орогенез (см. раздел 6.2.3), другие, однако, утверждают, что такие течения существовали лишь на ранней стадии истории Земли. Независимо от решения этого вопроса все сходятся во мнении, что тепловая конвекция могла привести к образованию первичных континентов.

Образование континентов путем конвекции могло идти одним из двух способов. Во-первых, если поток является восходящим, то он механически волоочением поднимает материал, расположенный непосредственно над ним, на более высокий уровень по сравнению с окружающим веществом. Так мог сформироваться «континент». Однако в этом случае «континент» мог существовать ровно столько, сколько действует конвективное течение. Если принять эту точку зрения, то следует считать, что восходящие конвективные течения и сейчас существуют под всеми континентами. В соответствии со вторым способом образование континентов можно объяснить, предполагая, что они намного легче жидкого расплава.

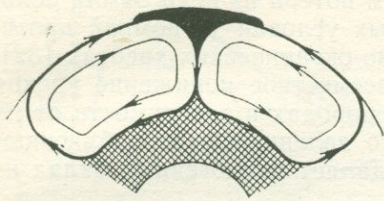


Рис. 84. Образование континента (черное) путем аккумуляции «пены»

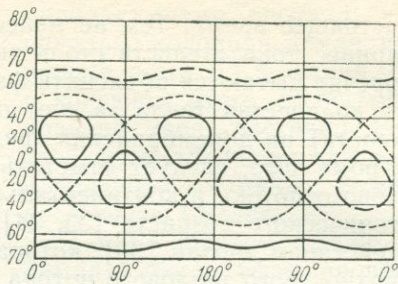


Рис. 85. Октаэдрическое расположение конвективных потоков. По Венинг-Мейнесу [37].

Пунктир — нисходящие потоки, сплошные линии — восходящие.

В таком случае континенты представляют собой как бы «накись», изостатически уравновешенную на поверхности жидкости, накапливающуюся над нисходящей ветвью конвективного течения. После прекращения конвекции «накись» (т. е. континенты) просто останется в первоначальном положении или же будет растаскиваться и распадется на части в результате случайных причин (рис. 84).

Гипотеза существования Лавразии и Гондваны как первичных континентов подразумевает такую геометрию конвективных течений, которая способствовала образованию двух континентов на полюсах (для того времени) Земли. Если принять теорию накипи, то потоки на полюсах должны быть нисходящими, если же рассматривать первую точку зрения, то на полюсах наблюдалось бы их восходящее движение.

Однако существование первичных континентов Лавразии и Гондваны не является непреложным фактом. Так, наблюдения показывают, что четыре древних щита в настоящее время примерно располагаются в углах тетраэдра, тем самым давая основание предполагать совершенно отличное расположение континентов в прошлом. Если отрицать движение этих континентов на протяжении истории Земли, то такое расположение можно объяснить за счет восьмигранной системы конвективных течений. Эта идея была предложена Венинг-Мейнесом [37] (рис. 85). Возникновение этой системы может быть оправдано тем, что наиболее вероятным представляется существование правильной структуры течений. Октаэдр — единственная правильная фигура, в которой четное число сторон сходится в одном углу, что является необходимым условием существования системы конвективных течений.

Что касается физической возможности конвекции, то здесь можно вспомнить основные положения термогидродинамики вязких сред, приведенные в разделе 3.2.6. В соответствии с ними конвективные течения способны возникать в вязких средах, хотя и при довольно ограниченных условиях. Попытки объяснить термальную

историю Земли только за счет диффузной теплопередачи (см. раздел 5.2.3) в действительности приводят к появлению геозотерм, которые могут быть нестабильными по отношению к конвекции [38]. Различные возможные варианты конвективных структур могут быть связаны с характерными параметрами гидродинамического режима [39].

Обычно, говоря о механической схеме конвективных течений в первичной Земле, приводят модель Пекериса [40]. Для своих расчетов Пекерис выбрал модель Земли, для которой существуют как изменения температуры с глубиной, так и зональные вариации температуры на поверхности Земли. Конвективные течения в гораздо большей степени зависят от зональных колебаний температуры на поверхности Земли, чем от изменения температуры с глубиной. Средние вариации температуры (обусловленные количеством солнечной радиации) для области, простирающейся от экватора до полюсов, составляют приблизительно 60°C , причем проникают они на большие глубины, поскольку не зависят от времени. Еще одним вероятным источником зональных колебаний температуры является то, что дно мирового океана имеет постоянную температуру около 2°C , и дополнительно к этому земная кора отличается здесь малой мощностью.

Пекерис рассматривал две отдельные модели. Он предположил существование оси симметричного вращения (не обязательно совпадающей с осью вращения Земли) и рассчитал схемы потоков как функцию дополнения географической широты (по отношению к этой оси) и радиальное расстояние от центра. Предполагаемые зональные колебания температуры в первой модели находятся в интервале от 100° до -100° , если θ изменяется от 0° до 180° , а во второй модели от 100° до -50° и до 100° при изменении θ от 0° через 90° к 180° . Пекерис обнаружил, что ниже температурного максимума (т. е. при $\theta=0^{\circ}$ в первой и при $\theta=0^{\circ}$ и 180° во второй моделях) будут иметь место восходящие конвективные течения, тогда как области ниже температурного минимума (т. е. при $\theta=180^{\circ}$ в первой и $\theta=90^{\circ}$ во второй моделях) характеризуются нисходящими потоками. Результаты, полученные для второй модели, схематически изображены на рис. 86.

К сходным выводам пришли в ходе своих расчетов Чандраскар [41], Юри [42] и Латынина [43].

Согласно гипотезе Пекериса, за счет восходящего течения образуются континенты, а нисходящие течения приводят к формированию океанов. Таким образом, поскольку континенты всегда будут более разогретыми, чем океаны, то система течений должна быть самоподдерживающейся. Однако и этот вопрос нельзя считать решенным.

5.3.3. Вероятность современной конвекции

Средние значения тепловых потоков, наблюдаемые в настоящее время, могут быть согласованы с существованием конвективных течений. Фактическая термодинамика таких течений, если они во-

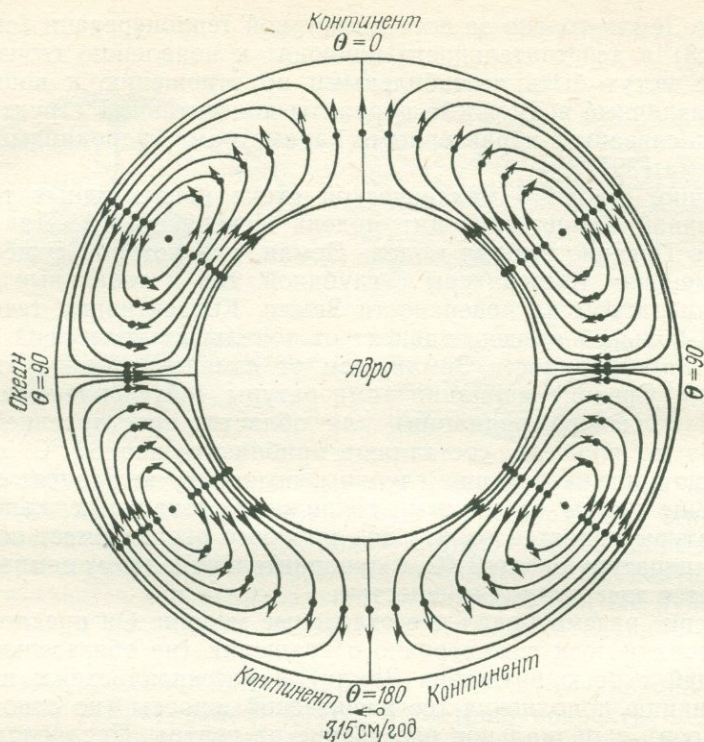


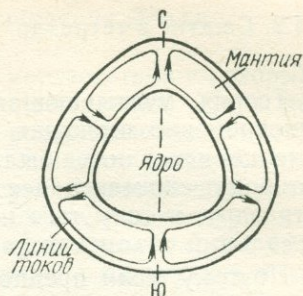
Рис. 86. Линии конвективных течений и скорости токов в одной из моделей Пекериса [40]

обще существуют однако недостаточно ясно. В этом случае современные течения рассматривают с тех же позиций, что и первичные конвективные течения (см. раздел 5.3.2), единственно отмечая меньший разброс в требуемых численных параметрах (раздел 3.2.6).

Поскольку нельзя исключить возможность существования таких течений в настоящее время, то можно пытаться предположить их современные проявления. Большая часть из этих эффектов будет иметь отношение к теориям орогенеза (см. в гл. 6). Однако конвективные течения могут оказывать влияние, как это будет рассмотрено здесь, и на континенты.

В связи с этим интерес представляет исследование Рикитак и Хораи [44], которое имело своей целью в рамках существующих в настоящее время континентальных конвективных течений объяснить аномалии теплового потока, наблюдаемые на срединно-океанических хребтах (см. раздел 2.6.2). Результаты исследования показали, что с увеличением диаметра конвективного течения должен увеличиваться тепловой поток, проходящий через кору, расположенную над восходящей ветвью. Таким образом, аномалии тепло-

Рис. 87. Глобальная система конвективных течений (меридиональная ось — ось симметрии) — возможная причина грушевидной формы Земли. По Лихту [45]



вого потока в Тихом океане должны быть очень велики, поскольку эту крупную структуру принято связывать с крупным конвективным течением.

Другое возможное проявление современных конвективных потоков было рассмотрено Лихтом [45]. В разделе 4.2.1 уже отмечалось, что существуют указания на грушевидную форму Земли. Вполне возможно, что эта форма связана с системой конвективных течений, как это показано на рис. 87. Лихт вычислил отклонение гравитационного поля, обусловленное такой системой течений (при этом отметив, что плотность материала в восходящих ветвях течений меньше, чем в нисходящих), и обнаружил, что некоторые его значения не совпадают с полученными при спутниковых наблюдениях.

Однако распространенность литофильных элементов в доступной мантии (срединно-океанических хребтов) и присутствие космического вещества (преимущественно в нижней мантии), вероятно, ставит под сомнение существование системы конвективных течений, действующих во всей мантии: скорее всего, на глубине порядка 500 км должно иметь место расслоение мантии.

5.4. Исторические сведения

5.4.1. Введение

Выше были приведены современные концепции эволюции континентов и океанов: они основаны на той или иной форме конвекции в мантии. Однако многочисленные свидетельства в пользу первичного образования континентов и их последующего дрейфа появились сравнительно недавно. До этого времени преимущество отдавалось «фиксистской» концепции развития Земли. Рассмотрим некоторые концепции, представляющие некоторый исторический интерес. Не исключена возможность, что положения, выдвинутые в этих гипотезах, могут служить предпосылками для новых теорий. Так, например, определенной популярностью до сих пор пользуется гипотеза расширения Земли, и можно полагать, что в конце концов некоторые ее положения окажутся справедливыми.

5.4.2. Сжатие в тетраэдр

Теория, учитывающая морфологию океанов и континентов и одновременно имеющая целью объяснить тетраэдральное распределение последних, была основана на предположении, согласно которому сжимающаяся сфера имеет тенденцию стягиваться по тетраэдру, в силу того что из всех правильных тел он имеет минимальный объем для данной поверхности [47].

Поэтому, если предположить, что на определенном этапе произошло достаточное охлаждение Земли, приведшее к формированию из ее наиболее внешнего слоя твердой оболочки, не способной изменять свою площадь, то тогда появление тетрагональных очертаний можно считать логическим завершением такого процесса. Углы тетраэдра будут соответствовать континентам, а поверхности — океаническим бассейнам. Такое расположение по отношению к размерам тетраэдра, кроме того, позволит объяснить распределение площадей континентов и океанов в отношении 1:2.

Идея, очень сходная с вышеизложенной, была давно предложена Девисоном [48]. Согласно его представлениям, только верхние слои Земли способны сжиматься (за счет остывания), что указывает на состояние напряжения внутри этих слоев. Учитывая давление континентов, Девисон предположил, что степень растяжения под ними должна быть много меньше, чем под крупными океаническими областями. Это ведет к дальнейшему опусканию океанических бассейнов и является физической причиной их перманентности. Любые проявления орогенеза будут наиболее отчетливы на стыке океанов с континентами, тем самым приводя к представлению о росте последних.

Основным недостатком теории четырехугольного стягивания [49] является отсутствие у поверхностной «оболочки» Земли свойств, предохраняющих ее площадь от изменения под действием тангенциальных сил. Мало вероятно, чтобы оболочка сохраняла свою площадь под стягивающимися внутренними областями; она должна, по крайней мере, или утолщаться в отдельных зонах, или даже сминаться по типу покровов. Проявление складчатости указывает, по-видимому, на то, что приспособление внешней оболочки к сминающейся внутренней области будет иметь место скорее в виде последовательности диастрофизмов, чем медленного формирования тетраэдра. Кроме того, теория деформации такой внешней оболочки, по-видимому, свидетельствует о том, что изгиб будет тем механизм, который определяет приспособление жесткой оболочки к сжимающимся недрам Земли. Было показано [50, 51], что деформация выгнутой сферы симметрична относительно диаметра, и что отклонения формы представлены серией сферических гармоник вдоль линий, параллельных широте, ассоциирующейся с диаметром симметрии. Вследствие этого следует избегать принимать без доказательства представления о четырехугольном стягивании.

5.4.3. Образование континентов путем расширения Земли

Было предложено несколько гипотез, в соответствии с которыми предполагается, что Земля подвергается расширению. Идея расширения Земли не является новой [52]; возобновление в настоящее время интереса к этой концепции объясняется установлением на поверхности Земли большого числа структур растяжения таких, как срединно-океанические рифты [53—58]. Относительно этих последних структур гипотеза расширения представляет собой часть теории орогенеза, которая будет рассмотрена в следующей главе.

Однако расширение Земли также считается причиной образования континентов [59, 60]. Предполагается, что Земля в период формирования была много меньше, чем сейчас: ее диаметр составлял примерно половину современного. Мощность коры, образовавшейся в тот период, повсеместно составляла около 30 км. После увеличения диаметра первоначальная кора раскололась, а ее обломки образовали континенты (рис. 88). Расширение, как предполагается, началось с образования «трещин», аналогичных Срединно-Атлантическому рифту. Увеличение диаметра в два раза соответствует увеличению поверхности в четыре раза, при этом возникающее приращение площади по порядку величин равно площади, занятой современными континентами. Вместе с тем такое увеличение радиуса должно вести к увеличению объема и уменьшению плотности в восемь раз. Таким образом, если средняя плотность Земли сегодня составляет $5\,500\text{ кг/м}^3$, то раньше эта цифра должна была составлять примерно $44\,000\text{ кг/м}^3$.

Столь значительное изменение плотности порождает непреодолимые трудности, по крайней мере, при справедливости современных физических законов на протяжении всей истории Земли. Ускорение силы тяжести на поверхности Земли к началу расширения (палеозой) должно было быть в четыре раза больше, чем сейчас,

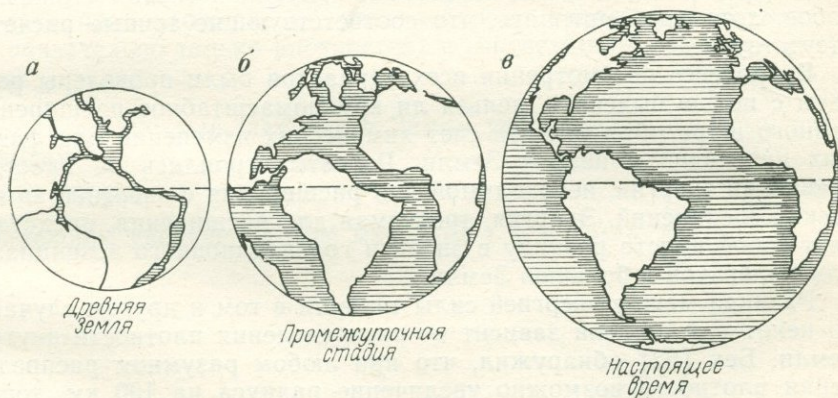


Рис. 88. Процесс глобального расширения Земли за счет увеличения площади мирового океана. По Гильденбергу [59]

Стадии: а — древняя, б — промежуточная, в — настоящая

а момент инерции был бы в четыре раза меньше. Анализ ископаемых остатков не свидетельствует ни о таком высоком значении ускорения силы тяжести в палеозойскую эру (растения и животные имели тогда примерно тот же облик, что и теперь), ни о столь малом моменте инерции, что сказалось бы на скорости вращения Земли, т. е. она была бы много выше по сравнению с настоящей [61] (как уже сказано в разделе 4.3.3, долгота дня была всего на 10 % меньше, чем сейчас).

Не менее сложно объяснить и сам механизм, вызвавший расширение.

Наиболее очевидная причина расширения — температурное воздействие. Можно представить, что если Земля была разогретой жидкой сферой, то она могла быть покрыта сверху твердым слоем, как лед на воде. Этот слой может служить изолятором и поэтому сразу же после его формирования недра Земли должны были вновь нагреваться, так как тепло за счет радиоактивности не могло высвободиться. На первый взгляд, такая идея кажется довольно привлекательной, хотя на самом деле она абсолютно несостоятельна, учитывая более высокую плотность пород в твердом состоянии, чем в расплавленном (в отличие от льда и воды). Таким образом, если твердый слой покрывает поверхность, то кора не может рассматриваться просто как твердая фаза субстрата, а должна состоять из другого вещества. При таком предположении можно определить тепловую историю для различных моделей Земли, как это показано в разделе 5.2.3. В соответствии с этим возможно, что повторное плавление Земли имело место на начальном этапе ее истории — событие, совершенно невероятное в последующие периоды. Значения, представленные на рис. 83, дают основание предполагать вероятность прироста тепловой энергии, а следовательно, и слабого расширения Земли в целом в течение всей истории ее существования. Мало вероятно, чтобы это имело больший эффект, чем, скажем, образование глубоких океанических желобов, хотя надо признать, что соответствующие точные расчеты отсутствуют.

В процессе рассмотрения всех вариантов были проведены расчеты с целью выяснить, нельзя ли крупномасштабное расширение земного шара объяснить за счет химических изменений или фазовых переходов в недрах Земли. Расчеты строились на простом сравнении энергии, необходимой для расширения с энергией химических соединений. Энергия, требуемая для расширения, представляет собой просто разницу в энергии гравитационного потенциала для маленькой и большой Земли.

Разница между энергией силы тяжести в том и другом случаях до некоторой степени зависит от распределения плотности внутри Земли. Бек [62] обнаружил, что при любом разумном распределении плотности возможно увеличение радиуса на 100 км, тогда как при увеличении его на 1000 км или более требуется совсем другое распределение плотности. Кук и Эрдли [63] пришли к выводу, что для равномерного увеличения радиуса Земли на 20 % по-

требовалось бы такое количество энергии, которое необходимо для распада почти всех химических соединений в молекулах Земли.

Таким образом, ни химический, ни какой-либо еще подобный источник не могут давать достаточно энергии для того, чтобы быть причиной расширения Земли, что требовалось бы в случае образования континентов за счет этого механизма.

Кроме термальных причин, обуславливающих расширение, была выдвинута идея его зависимости от медленного изменения значения гравитационной «постоянной», постулируемого в ряде работ по исследованию космического пространства. Занимаясь вопросами теории относительности, Джордан [64] пришел к заключению, что значение κ в законе всемирного тяготения Ньютона

$$F = \kappa \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (5.4.3-1)$$

(где F — сила, $m_1 m_2$ — две взаимодействующие массы, r — расстояние между ними) не является величиной постоянной, как это принято считать, но в действительности будет переменной, поскольку она медленно уменьшается с момента образования Вселенной. То же самое утверждал и Дайк [65, 66].

Бек [67] оценил количество энергии, высвобождающейся при таком понижении гравитационной постоянной, и опять пришел к выводу, что за счет этого радиус Земли не может увеличиться более чем на 100 км. Поэтому если расширение все же имело место в предполагаемом масштабе, то должен быть найден абсолютно неизвестный источник энергии.

Говоря о гравитационной постоянной, следует отметить, что его универсальное уменьшение должно отразиться и на других небесных телах. Так, Кроссли и Стивенс [68], проанализировав все данные, полученные по Меркурию, показали, что необходимая величина расширения противоречит наблюдениям.

При последующей модификации физических законов было выдвинуто предположение об увеличении со временем всей массы (не обязательно только плотностей) в соответствии с законом [69]

$$M = m_0 e^{\alpha t}. \quad (5.4.3-2)$$

Если за 300 млн. лет масса Земли увеличилась в восемь раз, то имеем:

$$\alpha = 0,00994, \quad (5.4.3-3)$$

т. е. условие увеличения всей массы на 1 % в 1 млн. лет.

6. Орогенез

6.1. Основные глобальные тектонические взаимоотношения

6.1.1. Введение

Настоящая глава посвящена проблемам эволюции крупномасштабных геологических структур Земли, таких, как горные хребты, океанические желоба и т. д. с точки зрения механики. Генезис этих структур обычно связывают с «орогенезом». Более мелкие структуры, такие, как разломы, складки и прочие, рассматриваются в следующей главе.

Прежде чем приступить к раскрытию темы, необходимо перечислить некоторые основные глобальные взаимоотношения, которые не должны быть нарушены в предлагаемых механических моделях. Прежде всего это относится к фактам, полученным на основании «тектоники плит». Далее, существуют некоторые основные взаимоотношения баланса масс, касающиеся геосинклиналей и орогенов. Кроме того, глобальные взаимоотношения баланса масс касаются каждого плито-тектонического цикла, включающего образование магмы и субдукцию. В дополнение к балансу масс должен также существовать и соответствующий энергетический баланс. Наконец, последней (по порядку, но не по значимости) рассматривается роль редких, или катастрофических, событий в геологии.

6.1.2. Тектоника плит

6.1.2.1. Основы

Данные по физиографии структурных элементов Земли (см. гл. 1 и 2) сравнительно недавно привели к глобальной схеме, которая получила название «тектоники плит». По этому предмету имеется обширная литература, и модель много раз принималась для выяснения происхождения отдельных областей.

В книге по геодинамике нет необходимости обсуждать различные модели тектоники плит, которые применяются для объяснения природы и эволюции отдельных геологических структур, в особенности при отсутствии единого мнения по поводу условий, имеющих место в каждой отдельной области. Наиболее полные обзоры геологических аспектов этой темы читатель найдет, например, в работах Глена [1] и Смита [2].

Для геодинамики важно выделить общие глобальные положения «тектоники плит». Их можно сформулировать следующим образом.

1. Земная кора и верхняя мантия образуют сравнительно хрупкую «тектоносферу» (или «литосферу»), ниже которой лежит значительно более слабая «астеносфера».

2. Тектоносфера делится на сравнительно малое число плит (отсюда и название тектоника плит), на границах которых имеет место почти вся тектоническая, сейсмическая и вулканическая активность. Плиты смещаются относительно друг друга, в результате чего образуют зоны растяжения (границы наращивания плит), надвиги и подвиги (границы поглощения плит) и сдвиги (трансформные границы плит).

3. Горячее вещество поднимается из астеносферы в зонах растяжения, существующих на срединно-океанических хребтах и «горячих точках», а затем растекается к соседним окраинам континентов.

4. Спрединг океанического дна от срединно-океанических хребтов компенсируется субдукцией в глубоководных желобах у континентальных окраин, посредством которой вещество океанического дна резорбируется в веществе мантии.

Эти четыре положения соответствуют трем стадиям «плито-тектонического цикла», состоящего из а) рифтинга, б) дрейфа и в) коллизии—субдукции. На протяжении геологической истории эти процессы могут смещаться на площади, о чем свидетельствуют остатки прежних циклов, обнаруженные в разных регионах Земли. Так как во время субдукции вблизи поверхности могут оставаться части океанической коры и мантии, то присутствие соответствующих типов пород—«офиолитов» (петрологически это основные магматические породы, представленные базальтами, габбро и перидотитами, богатыми оливином) принято считать характерной особенностью древних субдукционных зон. Выявление таких древних зон субдукции, т. е. офиолитовых поясов, составляет одну из задач современной геологии.

Хотя гипотеза тектоники плит в целом поддерживается большинством исследователей, Вессон [3] указал на множество несоответствий внутри нее. Наименьшее согласие существует в отношении оконтуривания литосферных плит. Обычно исследователи исходят из генерализованных построений Ле Пишона [4], однако детали предлагаемых ими вариантов значительно отличаются друг от друга. Помимо шести крупных плит, выделенных Ле Пишоном, вводится множество более мелких плит. Современным представлениям в наибольшей степени соответствует картина, показанная на рис. 6.

С точки зрения геодинамики наибольший интерес представляет механика состояний, существующих на каждой стадии плито-тектонического цикла. Рассмотрим их несколько подробнее.

6.1.2.2. Рифтинг

«Началом» цикла, если можно так выразиться, является образование рифта. Вещество поднимается из мантии или в виде единичных «мантийных плюмажей», образующих индивидуальные «горячие точки» [5], которые являются «огненными отверстиями» в коре [6], или в виде линейных структур, образующих срединно-океанические хребты [7] и рифтовые долины [8]. Ряд вопросов возникает в связи с наличием на срединно-океанических хребтах трансформных разломов (см. раздел 1.6.2). В частности, устойчивая субортогональная структура, образованная хребтами и разломами, не поддается объяснению в рамках теории жестких плит. Лахенбрух и Томпсон [9] предложили энергетическую модель, согласно которой работа, затрачиваемая на спрединг в пределах данного отрезка, много больше работы, затрачиваемой на смещение на такое же расстояние по трансформному разлому; если разлом перпендикулярен хребту, то совершаемая работа становится минимальной. Таким образом, наблюдаемая картина сразу же находит объяснение.

6.1.2.3. Дрейф

Мгновенное перемещение плиты может быть описано как вращение, в соответствии с кинематикой жестких тел. Следовательно, для каждой плиты можно найти ее (современный) мгновенный «полюс вращения». Так как Земля не является идеальной сферой, то можно ожидать, что внутренние деформации и напряжения возникают только из-за геометрических причин. Однако такие напряжения много слабее тех, что обусловлены динамическими факторами. Поэтому происхождение неотектонического поля напряжений, определенного из различных источников и однородного в пределах больших областей (см. раздел 2.4.8), необходимо относить за счет преобладающих динамических условий [10]. В связи с этим представляется целесообразным отметить напряжения, обусловленные остыванием литосферы и нагреванием ее в «горячих точках», а также дифференциальные эффекты в силах, которые вызывают движение плит как единого целого [12].

6.1.2.4. Коллизия — субдукция

Для конечной стадии плито-тектонического цикла требуется, чтобы вещество, поднявшееся в рифтах, было субдуцировано опять в мантию. Субдукция имеет место на границах плит, где происходит столкновение (коллизия): одна плита опускается на другую. Первый вопрос, который возникает здесь, можно сформулировать следующим образом: почему в результате такого процесса в некоторых случаях образуются горные хребты, в других — лишь глубоководные желоба, а иногда и те, и другие. Ле Пишон [13] считал решающим фактором скорость движения плит (при относи-

тельной скорости больше 5 см/год появляются желоба, а при меньших они отсутствуют), тогда как Глен [14] главную причину видел в плотности вещества (тяжелая океаническая кора опускается и образует желоба, легкая континентальная кора нагромождается в горные хребты). Окончательный ответ на этот вопрос все еще не получен.

Столкновения, происходящие в чисто континентальных областях, вызывают рост высоких горных хребтов, таких, как Альпы и Гималаи; подобный механизм легко объясняет наблюдаемые значения сокращения земной коры. На сложных плитах должно иметь место аналитическое продолжение краевого поля напряжений, которое проявляется в линиях скольжения [15] и в ориентации трещин [16], что позволяет объяснить крупномасштабные структуры в области межплитного тектонического поля напряжений (см. выше).

Гораздо сложнее понять столкновение (и субдукцию) между океанической и континентальной плитами, наблюдаемое, например, вдоль побережья Перу [17, 18]. Здесь не ясна даже геометрия (угол падения субдуцируемой плиты составляет 10° или 30°). В погружающихся плитах изменение деформаций должно происходить определенным образом. В соответствии с геометрией на сфере здесь, по-видимому, имеет место сжатие, величину которого можно определить [19].

Несколько слов следует сказать о скоростях перемещения. Наибольший интерес представляют «абсолютные» скорости движения плит (где трудности вызывают определение абсолютной системы отсчета, см. раздел 2.7.2) и сравнительная скорость движения плит относительно друг друга на их границах. Обычно данные о скорости смещения получают из трех источников: геодезических измерений, магнитных аномалий и высвобождении деформации при землетрясениях.

Геодезические измерения уже рассматривались в разделе 1.7.6. В соответствии с ними скорость скольжения вдоль разломов, как правило, составляет от 10 мм/год до 70 мм/год. Эти значения подтверждаются и при изучении магнитных аномалий. Так, сравнение эпох полярности с шириной магнитных аномалий, параллельных Срединно-Атлантическому хребту, дает скорость спрединга порядка 10—50 мм/год (см. раздел 2.7.2).

Данные о скорости высвобождения деформации при землетрясениях не противоречат перечисленным значениям [20]. Установлено, что величина смещения в среднем равна 8—20 мм/год; исключение составляет лишь регион, простирающийся от Алеутских островов до Аляски, где скорость смещения достигает 643 мм/год.

Наконец были сделаны попытки определения «абсолютной» скорости движения плит. Как уже отмечалось, основная трудность связана с выбором подходящей системы отсчета и ее пытаются преодолеть путем минимизации значения граница—скорость или при рассмотрении следов горячих точек (последние предполагаются неподвижными). Полученные значения абсолютных среднеквадра-

тичных скоростей трансляции оказываются для границ плит типа океан—океан равными приблизительно 20 мм/год, а для границ плит типа океан—континент 15 мм/год [21]. Другие типы исследований, основанные на векторах смещений землетрясений, дали несколько меньшие значения, т. е. 10 мм/год [22].

6.1.3. Геосинклинали

Как уже отмечалось в главе, посвященной физиографии, орогенические процессы часто ассоциируются с понятием геосинклиналь. Термин «геосинклиналь» был предложен Дена [23] при изучении Аппалачей и обозначает прогиб земной коры, заполненный мощной толщей осадочных слоев и которому предопределено стать горной цепью. После появления термина было выделено, особенно Штилле [24], множество типов геосинклиналей. Однако следует сказать, что обязательная приуроченность современных горных сооружений к некогда существовавшим прогибам земной коры является в высшей степени гипотетическим предположением, хотя факт присутствия в орогенных поясах толщ осадков огромной мощности не вызывает никаких сомнений. Обычно в качестве возможных современных геосинклиналей называют Адриатическое море [25], Тиморский трог [26] и побережье Мексиканского залива [27]. Все за и против концепции «геосинклиналей» были рассмотрены в обзоре Кнопфа [28].

Если все же предположить, что геосинклинали действительно существовали, то немедленно возникает задача определения их места в физике орогенезиса.

Одна из гипотез, выдвигаемых в литературе, предполагает, что возникновение геосинклиналей обусловлено массой отложившихся осадков. Однако не составляет труда показать, что такая гипотеза противоречит принципам изостазии.

Это было, в частности, подчеркнуто Холмсом [29]. Допустим, что отложение осадков (плотность осадка $\rho_s = 2,4$) происходит в бассейне (плотность воды $\rho_w = 1$) глубиной $h_w = 30$ м, причем процесс осадконакопления продолжается до тех пор, пока осадки не заполнят весь бассейн. Если максимальная мощность накопившихся осадков будет равняться h м, тогда предельная величина погружения коры в мантию (плотность $\rho_m = 3,4$) составит $(h - h_w)$.

В соответствии с изостазией имеем:

$$h\rho_s = h_w\rho_w + \rho_m(h - h_w) \quad (6.1.3-1)$$

$$\text{или } h = h_w \frac{\rho_m - \rho_w}{\rho_m - \rho_s} \quad (6.1.3-2)$$

Подставив численные значения, получаем

$$h = 30 \times 2,4 \text{ м} = 72 \text{ м}, \quad (6.1.3-3)$$

из чего видно, что предельная мощность осадков, которая может отложиться таким образом, составляет лишь малую долю от мощности осадочных слоев, необходимой для образования гипотети-

Изостазия в геосинклиналях. По Хсю [30]

Геосинклинали h_c (км)	h_s (км) (для $\rho_s = 2,4$)
5	13,8
10	11,4
15	8,9
20	6,4
25	3,95
30	1,48
33 = $h_c^{\text{норм}}$	0

ческой геосинклинали. Отсюда следует вывод, что масса осадков не может являться причиной образования прогиба земной коры.

В более позднее время связь между геосинклиналями и изостазией была исследована Хсю [30]. Холмс предполагал наличие коры постоянной мощности под геосинклиналью, но можно исходить и из того, что мощность коры h_c (плотность ρ_c) варьирует. Таким образом, если осадкообразование происходит на мелководье ($h_w \sim 0$), для изостатической зависимости требуется:

$$h_c^{\text{норм}} \rho_c = h_s \rho_s + h_c^{\text{геосинклиналь}} \rho_c + h_m \rho_m, \quad (6.1.3-4)$$

где h_m — отклонение поверхности раздела мантия—кора от «нормального» положения. h_m положительное, если поверхность поднимается, и отрицательное, если она опускается (для данного выше дефицита масс h_m — положительно). Предполагая, что мощность «нормальной» коры равна 33 км, Хсю получил значения для зависимости мощности осадков от мощности коры (табл. 10).

Уоттс и Райен [31] в дальнейшем подтвердили приведенный довод, показав, что изгиб литосферы в ответ на нагрузку осадков, по-видимому, не может соответствовать наблюдаемой мощности осадков, даже если за основу берется отличная от изостатической модель. Отсюда следует, что образование геосинклиналей должно контролироваться не нагрузкой, а другими процессами. Обзор этих возможных процессов был дан Боттом [32].

Согласно некоторым гипотезам, погружение обусловлено первоначальным поднятием литосферы при тепловом расширении, сопровождающимся эрозией и последующим остыванием, обуславливающим погружение [33]. Другое предположение основано на том, что погружение может происходить вследствие увеличения плотности основных или ультраосновных интрузий [34, 35]. Этой гипотезе аналогична гипотеза понижения плотности корового материала и отсюда погружения за счет метаморфизма [36].

Наконец, гипотезы образования желобов основаны на воздействии поля тектонического напряжения. Существует также старое представление о том, что состояние растяжения в некоторых частях Земли может быть связано с механизмами образования Срединно-

Атлантического и Восточно-Африканского рифтов [37]. Однако субдукция наиболее возможна на окраинах континентов, где действует механизм изгиба океанической плиты, затаскивающей с собой материал земной коры. Исходя из этого Хельвиг и Холл [38] предложили механизм образования желоба при стационарном состоянии в процессе субдукции; Деннис и Джэкоби [39] предложили модель, для которой разлом имеет место в субдуцирующейся плите.

6.1.4. Объемные взаимоотношения в процессе орогенеза

6.1.4.1. Общие замечания

Плито-тектонический цикл включает «производство» масс вещества на срединно-океанических хребтах и их субдукцию в областях столкновения. Первый процесс характеризует «океанический» орогенез, второй — «континентальный».

6.1.4.2. Континентальный орогенез

Орогенная активность в пределах континентов сосредоточена в узких зонах, почти двумя кольцами опоясывающих земной шар (см. раздел 1.4.2). Теперь представим, что в процессе одного орогенного цикла две трети этих поясов сминаются в горы высотой 2 км и шириной 300 км. Длина L всей орогенной системы, таким образом, может составлять

$$L = 5,3 \times 10^4 \text{ км.} \quad (6.1.4-1)$$

Объем V орогенной системы, следовательно, будет равняться

$$V = 32 \times 10^6 \text{ км}^3. \quad (6.1.4-2)$$

Если предположить, что грандиозные горные хребты Земли возникают каждые 2 млн. лет (что приблизительно соответствует наблюдаемым скоростям эрозии и воздымания гор), то скорость горообразования составит 16 км³/год. Одна из гипотез, которую часто рассматривают как основную в теории орогенеза, базируется на предположении о том, что горообразование обусловлено сокращением коры. Факт сокращения земной коры в отдельных местах не вызывает сомнения. В разделе 1.4.2 уже говорилось, что по геологической оценке величина сокращения коры для большинства горных хребтов на континентах составляет

$$S_B = 50 \text{ км.} \quad (6.1.4-3)$$

Индекс « B » указывает на то, что такое сокращение коры является «видимым» с геологической точки зрения. Исключением являются Альпы, где наблюдаемое сокращение коры достигает 320 км.

Сокращение коры не может быть полностью независимым от объемов вещества, участвующего в орогенезе. В действительности между ними и видимым сокращением S_B поперек орогенной си-

стемы должна быть определенная связь. Такая связь является наиболее основным типом взаимоотношений в геодинамике.

Под термином «видимое» уже подразумевается, что будет также существовать и «истинное» сокращение $S_{\text{ист}}$. «Видимое» сокращение получают, предполагая, что длина пласта (который представляет кривую линию) в разрезе поперек горного хребта равна длине разреза до образования складчатости, т. е. когда его залегание было пологим, и сравнивая ненарушенную длину разреза с шириной горного хребта. Разность и будет «видимым» сокращением S_B . Однако из этого не следует, что пласт при складчатости не вытягивался в длину. Таким образом, «истинное» сокращение может быть меньше «видимого». Если увеличение длины определялось коэффициентом «растяжения» γ , то получаем

$$S_A = \gamma S_{\text{ист}}. \quad (6.1.4-4)$$

В процессе орогенного диастрофизма оказывается воздействие только на поверхность Земли. Обозначим глубину (гипотетическую) до которой происходит сокращение буквой h . Тогда, если общая длина орогенной системы опять обозначается через L , объем, который выражен горной цепью можно представить, как

$$S_{\text{ист}} L h = V. \quad (6.1.4-5)$$

Заменяя гипотетическое истинное сокращение измеряемым видимым сокращением и перенося все предполагаемые значения в одну часть уравнения, получаем:

$$\frac{h}{\gamma} = \frac{V}{L S_B}. \quad (6.1.4-6)$$

Это уравнение определяет основную зависимость, которая должна удовлетворяться любой гипотезой орогенеза. Подобные гипотезы определяют значения предполагаемых постоянных; факт того, что они, как правило, зависимы друг от друга, не учитывается.

Интересный результат получается, если в уравнение подставить полученные выше численные значения (6.1.4—6)

$$h/\gamma \cong 12 \text{ км}, \quad (6.1.4-7)$$

что в принципе соответствует средней мощности коры (как это определяется поверхностью Мохоровичича). Фактически это значение мало отличается от средневзвешенной мощности океанической (5 км) и континентальной (35 км) (частота встречаемости 2:1) коры (которая будет составлять около 15 км). Таким образом, приняв γ порядка 1 (значительное растяжение слоев отсутствует) и оговорив условие равенства видимого и истинного сокращения, а также глубину, до которой происходит орогенез и которая определяется поверхностью Мохоровичича, можно объяснить с геологической точки зрения наблюдаемое сокращение коры и объем горных сооружений. Таким образом, остаются трудности только с определением силы, которая может контролировать требуемые пологие смещения.

С другой стороны, если предположить, что γ значительно больше 1 (до 10), то тогда легко выявить возможные силы, вызывающие требуемое небольшое сокращение, но при этом глубина до которой ощущается орогенез, сильно возрастает и возникает проблема, как объяснить большое значение коэффициента растяжения γ .

Для изложенных доводов предполагается, что плотность материала, подвергающегося орогенезу, не уменьшается. В случае ее уменьшения при метаморфизме пород за счет коэффициента метаморфизма ζ , основное уравнение приобретает вид*

$$\frac{h\zeta}{\gamma} = \frac{V}{Ls_B}. \quad (6.1.4-8)$$

Следующее интересное замечание может быть сделано относительно максимальной скорости, с которой может происходить сокращение коры. Если предположить, что сокращение коры обусловлено скольжением рассматриваемых участков коры над субстратом, то работа, необходимая для совершения движения, будет, вероятно, равна преодолению сопротивления трению, имеющего место на поверхности скольжения. Сопротивление W движению вперед (со скоростью v) круглого диска с радиусом c в вязкой жидкости (вязкость η) было подсчитано Лембом [40, 41] следующим образом

$$W = 6\pi\eta Rv \quad (6.1.4-9)$$

$$с R = \frac{16c}{9\pi} = 0,566c. \quad (6.1.4-10)$$

Плавающий диск испытывает только половину этого сопротивления, поскольку

$$W = 3\pi\eta Rv = \frac{16}{3}c\eta v. \quad (6.1.4-11)$$

Если части коры скользят над субстратом, то на них должна действовать сила, определяемая ур. (6.4-11), что обуславливает введение в последнее напряжений τ , порядок величины которых равен

$$\tau = W/(2cH), \quad (6.1.4-12)$$

где H — мощность рассматриваемых частей коры. Очевидно, что напряжения τ не могут превышать предел текучести ϑ поверхностного материала:

$$\tau \leq \vartheta, \quad (6.1.4-13)$$

который, в свою очередь, ограничивает скорость сокращения коры v . Подставив соответствующие значения для η , ϑ и т. д., получим ($H=40$ км, что соответствует глубине поверхности Мохо-

* Следует заметить, что метаморфизм обычно связан с увеличением плотности, следовательно, $\zeta < 1$; тем самым это противоречит теориям орогенеза, в которых метаморфизм рассматривается в целом, и тогда ζ всегда > 1 .

ровичича в горных областях) для максимальной скорости скольжения частей коры над субстратом следующее выражение:

$$v = \frac{3W}{16\sigma} = \frac{3g2cH}{16\sigma} = 6 \times 10^{-9} \text{ м/с} = 0,18 \text{ м/год.} \quad (6.1.4-14)$$

Таким образом, для сокращения коры на 40 км (Скалистые горы, см. раздел 1.4.2) требуется по крайней мере около 200 тыс. лет, а для сокращения на 320 км, как в Альпах, не менее 1,8 млн. лет. Эти значения представляют абсолютный минимум необходимого времени для образования рассматриваемых горных хребтов и исключают любую возможность возникновения гор в результате мгновенных катастроф. Однако следует отметить, что приведенный выше довод не будет справедливым, если предположить, что субстрат перемещается вместе с корой. В этом случае скорости могут быть выше, чем те, которые были подсчитаны.

6.1.4.3. Океанический орогенез

Теперь рассмотрим вопрос происхождения различных структурных элементов океанического дна. Наиболее характерными структурами дна океана считаются срединно-океанические хребты (см. раздел 1.5.3). Объем современной системы хребтов может быть оценен следующим образом.

Пусть высота H хребтов над абиссальными равнинами:

$$H = 3 \text{ км.} \quad (6.1.4-15)$$

Ширина их в среднем составляет 1600 км. Если предположить, что поперечное сечение хребта A имеет форму треугольника, то получаем:

$$A = \frac{1}{2} \times 3 \times 1600 \text{ км}^2 = 2400 \text{ км}^2. \quad (6.1.4-16)$$

Длина системы приблизительно равна окружности Земли, т. е.

$$L = 40000 \text{ км.} \quad (6.1.4-17)$$

Таким образом, объем V равен

$$V = 96 \times 10^6 \text{ км}^3. \quad (6.1.4-18)$$

Если эту величину сравнить со стандартным значением V для континентальной орогенной системы [см. ур. (6.1.—2)], то окажется, что объем системы океанических хребтов будет примерно в три раза больше.

Как уже отмечалось, «океанический орогенез» связан с излиянием магмы в срединно-океанических рифтах. Современные оценки показывают, что на системах океанических хребтов в течение года образуется около 10 км^3 базальта. Из них 8 км^3 относится к интрузивному материалу. Этот материал должен будет снова резорбироваться на субдукцируемой стороне тектонических плит.

Можно выполнить некоторые оценки, касающиеся химических изменений, связанных с образованием магмы и ее субдукцией [42].

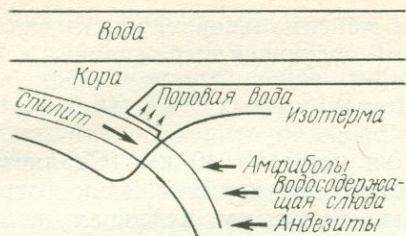


Рис. 89. Схема химических изменений при субдукции

Теплота плавления базальта составляет $4,2 \times 10^5$ Дж/кг⁻¹. Это тепло должно поглощаться океанической водой; простая оценка показывает, что при данных скоростях образования магмы океан должен нагреваться до температуры кипения каждые 10 млн. лет. Поскольку этого не происходит, то очевидно должны иметь место какие-то химические изменения. Обычно предполагается, что здесь происходит гидратация; в результате образуется базальт, насыщенный морской водой, — спилит. Следовательно, на хребтах возникает базальт, а в зонах субдукции резорбируется спилит.

Вместе с субдуцирующимся веществом поглощается и какое-то количество морской воды; объем спилита, образующегося за год, равен 30×10^{15} г и содержит 5 % воды. Субдукция воды, таким образом, составляет 150×10^{13} г/год. Запасы воды в океане равны $1,4 \times 10^{24}$ г, следовательно, океан должен исчезнуть через 10^9 лет.

Так как этого не происходит, то вода должна регенерироваться. На рис. 89 схематически показаны условия, существующие в зоне субдукции. В этой зоне вода должна регенерироваться путем дегидратации. Она появляется вновь при вулканизме андезитового типа. Таким образом, плито-тектонический цикл связан с «гидрологическим циклом»: вода поглощается из океана и далее выделяется из мантии [43].

6.1.5. Глобальная энергетика

В разделе 2.6.2 уже отмечалось, что значения тепловых потоков на поверхности Земли достаточно постоянны. Если для всей поверхности Земли взять среднее значение, равное 59 мВт/м², то величина возникающей энергии будет составлять $30,09 \times 10^{12}$ Вт. Эта энергия выделяется Землей во Вселенную.

В действительности, если рассматривать отдельно океанические и континентальные области, то можно получить более точные оценки [44]. При среднем тепловом потоке для континентов, площадь которых $1,48 \times 10^{14}$ м², равном 61,09 мВт/м², потери энергии составляют $9,04 \times 10^{12}$ Вт. Для мирового океана площадью $3,62 \times 10^{14}$ с тепловым потоком, равным в среднем 50,63 мВт/м², потери энергии оцениваются в $17,00 \times 10^{12}$ Вт. Следовательно, для всей Земли общие потери составят $26,04 \times 10^{12}$ Вт.

Теплопотери при вулканической деятельности, несмотря на их эффективность в местном масштабе, оцениваются [45] всего лишь

в $20,9 \times 10^{10}$ Вт, что неизмеримо меньше (1 %) в сравнении с общими потерями энергии Землей.

Общая тектоническая энергия Земли, вызывающая заметные геодинамические смещения (сюда же входит и вся сейсмическая энергия), составляет только 0,1 % от тепловой энергии, высвобождаемой Землей за единицу времени. Следовательно, тектонические движения, происходящие на поверхности Земли, в принципе легко объяснить как результат «работы» Земли в качестве тепловой машины [46], при этом ее коэффициент полезного действия может быть равен всего 0,1 %.

Рассматривая вопрос подобным образом, мы учитывали только тепловую и механическую энергию. Химические эффекты, очевидно, также оказывают большое влияние на энергетический баланс Земли. Обзор проблемы геохимической энергии можно найти в книге Сахена и Бхаттахарьи [47]. Следует иметь в виду, что эти явления в масштабах планеты довольно редки; они скорее имеют отношение к отдельным геологическим процессам, среди которых наибольшая роль в этом плане принадлежит метаморфизму. Одно исключение из этого содержится в работе Шимазу [48], который попытался оценить глобальный энергетический баланс, включая метаморфическую (химическую), гравитационную (энергию поднятия) и тепловую виды энергии. Он пришел к заключению, что если явление орогенеза рассматривать как результат действия тепловой машины, то ее «производительность» должна составлять несколько процентов, а скорость энергетического потока из недр Земли должна быть в несколько раз выше скорости обычного теплового потока. При этом на химические превращения в процессах метаморфизма и вулканизм будет приходиться значительная часть необходимой энергии.

6.1.6. Редкие события

В эволюции Земли очевидно имели место некоторые внезапные события. К наиболее впечатляющим из них относится вымирание фауны [49]. Несмотря на то что этот факт сам по себе не существен для понимания геодинамики, но возник он, вероятно, в связи с какими-то редкими геодинамическими событиями. Следовательно, может быть поставлен вопрос о значении редких событий в геодинамике.

Следует отметить, что периоды времени, затрачиваемые в геодинамике, чрезвычайно продолжительны по сравнению с периодом времени человеческого опыта. Поэтому события, невозможные в масштабе человеческой жизни, вполне реальны в масштабах геологического времени [50]. Это может относиться не только к вымиранию фауны, но и к падению метеоритов, оползням, наводнениям и т. д.

Так как эволюцию Земли принято объяснять с точки зрения теории «униформизма», то воздействие перечисленных явлений на процессы геодинамики обычно не принимается в расчет. Однако

книга Тома [51], посвященная математическим аспектам теории катастроф, заставляет отнестись к проблеме более серьезно.

Теория катастроф исходит из предположения, что силы (независимые переменные величины), контролирующие естественный процесс (зависимая переменная), обычно находятся в стационарном динамическом равновесии, которое может быть гладкой поверхностью в функциональном пространстве. Однако если функция, описывающая зависимую переменную, становится многозначной, то могут происходить внезапные изменения. Том показал, что процессы, контролируемые четырьмя независимыми переменными, могут иметь максимум семь поверхностей равновесия, тогда как двум независимым переменным могут соответствовать только две поверхности (складка или выступ). Внезапный переход одного вида уровня в другой и является «катастрофой».

Зиман [52] применил идеи теории катастроф для ряда процессов в физических и социологических науках. Том [51] предположил, что данную теорию можно также применить к образованию разломов, соляных куполов и распада сильно складчатых слоев. Гипотеза связи земных катастроф с галактическими явлениями была выдвинута Напье и Клабе [53].

6.2. Теория движения плит

6.2.1. Общие сведения

В настоящее время почти не остается сомнений относительно реальности больших перемещений участков земной литосферы («плит»). Прежде чем исследовать вопрос о механическом процессе, обеспечивающем силы, необходимые для движения плит, следует отметить, что существуют определенные наблюдения общего характера, касающиеся этого процесса.

Данные, которые необходимо объяснить, заключаются в следующем.

1. Дрейф Индии с эоцена составил 6 тыс. км (за 60 млн. лет).
2. Дрейф Индии с перми составил 14 тыс. км (за 265 млн. лет).

Совершенно очевидно, что эти данные нельзя объяснить равномерным движением, так как «кратковременная скорость» v , равная $v = 6000 \text{ км} / 60 \times 10^6 \text{ лет} = 100 \text{ мм/год}$, много выше «долговременной» скорости V , $V = 1400 \text{ км} / 265 \times 10^6 \text{ лет} = 50 \text{ мм/год}$.

Из этого следует, что наблюдаемые значения континентального дрейфа, как это предполагается на основании фактических (хотя еще до некоторой степени и сомнительных) данных, можно объяснить, допустив наличие случайных сил [54]. Это означает, что дрейф континентов носит случайный характер.

Поскольку в основе всех геологических исследований лежит изучение траектории движения континентов, то логическим типом анализа континентального дрейфа является анализ Лагранжа. Допустим, что среднее значение скорости \bar{v} всех континентов равно 0; в целях упрощения решения задачи Землю можно считать

плоской (континенты определяются декартовыми координатами x и y). Таким образом, имеем

$$\bar{v}_x = \bar{v}_y = 0, \quad (6.2.1-1)$$

$$\bar{v}_x^2 = \bar{v}_y^2 = \frac{1}{2} \bar{v}^2 = \text{const.} \quad (6.2.1-2)$$

Значение квадрата скорости \bar{v}^2 можно получить из кратковременной скорости v , рассчитанной выше; теперь получаем

$$\bar{v}^2 = 10^4 \text{ мм}^2/\text{год}^2. \quad (6.2.1-3)$$

Общее перемещение континентов, развивающееся во времени, равно:

$$x = \int_0^t v_x(\tau) d\tau, \quad (6.2.1-4)$$

$$y = \int_0^t v_y(\tau) d\tau. \quad (6.2.1-5)$$

Это приводит к [55]

$$\bar{x}^2 = \bar{y}^2 = \Phi(t), \quad (6.2.1-6)$$

где $\Phi(t)$ можно рассчитать следующим образом:

$$\bar{x}^2 = \left[\int_0^t v_x(\tau) d\tau \right]^2 = \int_0^t \int_0^t v_x(\tau_1) v_x(\tau_2) d\tau_1 d\tau_2. \quad (6.2.1-7)$$

Если ввести коэффициент корреляции Лагранжа:

$$R_x(\tau) = \overline{v_x(t) v_x(t + \tau)} / \bar{v}_x^2, \quad (6.2.1-8)$$

то зависимость (6.2.1-7) можно записать как

$$\bar{x}^2 = \bar{v}_x^2 \int_0^t \int_0^t R(\tau_1 - \tau_2) d\tau_1 d\tau_2. \quad (6.2.1-9)$$

После небольших преобразований получаем [55]

$$\bar{x}^2 = 2\bar{v}_x^2 \int_0^t (t - \tau) R_x(\tau) d\tau. \quad (6.2.1-10)$$

Последнее уравнение можно использовать лишь при исследовании ограниченных случаев. Поэтому, введя время автокорреляции Лагранжа L_t , равное

$$L_t = \int_0^\infty R(\tau) d\tau, \quad (6.2.1-11)$$

можно, например, исследовать случай, где

$$t \gg L_t. \quad (6.2.1-12)$$

Затем из ур. (6.2.1-10) получаем:

$$\bar{x}^2 \simeq 2\bar{v}_x^2 L_t t. \quad (6.2.1-13)$$

$$\text{При } \bar{r}^2 = \bar{x}^2 + \bar{y}^2 \quad (6.2.1-14)$$

$$\text{имеем } \bar{r}^2 = 2\bar{v}^2 L_t t. \quad (6.2.1-15)$$

Это уравнение справедливо для расчета среднего квадрата перемещения, когда временные интервалы длиннее L_t . Если подставить значение перемещений и скорости, то получим величину времени автокорреляции L_t . Припоминая, что перемещение участков Гондваны с пермского периода ($t = 2,65 \times 10^8$ лет назад) в среднем равно 14 000 км, и используя ранее полученное значение $\bar{v}^2 = 10^4$ (мм/год)², получим

$$L_t = \frac{\bar{r}^2}{2\bar{v}^2 t} = \frac{t}{2} \frac{\bar{V}^2}{\bar{v}^2} \approx 30 \times 10^6 \text{ лет.} \quad (6.2.1-16)$$

Следует отметить, что это много меньше по сравнению со временем, прошедшим с перми (как предполагалось при расчетах). С другой стороны, для очень коротких временных интервалов имеем:

$$\bar{r}^2 = \bar{v}^2 t^2. \quad (6.2.1-17)$$

Таким образом, если временной интервал с эоцена (60 млн. лет) рассматривать как «короткий», а с пермского периода (265 млн. лет) — как «длинный», то можно объяснить порядок величины дрейфа Индии и дрейфа участков Гондваны, просто предполагая случайный дрейф с квадратом скорости, равным в среднем 10^4 мм²/год² и временем автокорреляции 30 млн. лет. Для согласования положений гипотезы стоит отметить, что время автокорреляции, необходимое для разделения временных интервалов на «короткие» и «длинные», точно равно минимальному порядку величины.

Однако такое обсуждение дрейфа плит с позиций кинематики не проливает свет на природу случайных сил, которые предположительно вызывают движение плит. Для объяснения таких сил был сделан ряд предположений. Одни из них основаны на появлении некой формы температурной неустойчивости в мантии. Конечно, доказательства, которые подтверждали бы такую температурную неустойчивость, отсутствуют; поэтому прежде всего обсудим проблему устойчивости термодинамических условий в мантии Земли.

Если предположить, что неустойчивость существует, то для объяснения смещения плит можно предложить два типа механизмов. Один из них основывается на предположении о наличии правильных систем торондальных конвективных потоков как глобального, так и местного масштаба. Другой механизм базируется на гипотетическом существовании более или менее случайно возникающих в мантии «плюмажей» восходящего горячего вещества. Во всех этих гипотезах «температурной неустойчивости» предусматривается, что литосферные плиты пассивно «волокутся» за счет движущегося ниже матерала.

В противоположность теориям, основанным на гипотетическом существовании температурной неустойчивости, считается, что плито-тектонический цикл может быть самовозбуждающимся, поскольку опускающаяся плита в зоне субдукции может иметь большую плотность (пока она более холодная), чем окружающий материал и поэтому будет активно погружаться за счет силы тяжести и тянуть за собой всю плиту.

В заключение можно сделать вывод, что движущиеся плиты инертно влияют на литосферу. Для «орогенеза» континентальных зон столкновения требуется, чтобы в результате его возникали надрывы, а также вторичные гравитационные оползания вслед за нагромождением материала.

6.2.2. Проблема термальной стабильности

Первая проблема заключается в том, возможна или нет в настоящее время температурная неустойчивость (вызывающая конвективное движение) в мантии.

В связи с этим следует вспомнить основное условие, упоминаемое в разделе 3.2.6, согласно которому в вязкой жидкости, подогреваемой снизу, возникают конвективные ячейки, если произведение λ чисел Грасгоффа и Прандтля равно по меньшей мере 1709. При увеличении этого числа скорость циркуляции жидкости возрастает до тех пор, пока жидкость не переходит в турбулентное состояние, которое контролируется числом Рейнольдса, достигающим 2000. Простой расчет показывает возможность существования температурной неустойчивости в Земле для: $D=500$ км; $\rho=3000$ кг/м³; $\beta=5 \times 10^{-6}$ град⁻¹; $\Delta T=1000$ град., $c=1,05 \times 10^3$ Дж/кг град.; $\eta=10^{22}$ Па с; $k=2,09$ Вт/м град. и получаем $\lambda=2759$. Диапазон допустимых значений чрезвычайно узок, а используемые параметры очень неопределенны.

Однако, как уже отмечалось, такая аргументация применима только для закона вязких жидкостей. Если же использовать закон ползучести (например, модифицированный по типу Ломнитца), то, как утверждал Джеффрис [56], температурная неустойчивость не может возникнуть в мантии. В дальнейшем Биргер [57] показал, что Джеффрис изучил только монотонную неустойчивость, и что в мантии по модели Ломнитца в действительности возможна колеблющаяся температурная неустойчивость. Наиболее важный вывод, к которому он пришел, заключается в том, что возмущение в виде термоконвективных волн, распространяющихся со скоростью 0,1 м/год, вполне возможно; эти волны соответствуют порогу колеблющейся температурной неустойчивости. Термоконвективные волны могут быть причиной возникновения полос магнитных аномалий, параллельных срединно-океаническим хребтам, которые тогда являются показателями движения не плит, а тепловых источников ниже этих плит.

Проблема еще более усложняется, когда речь идет о многокомпонентной жидкости. Булашевич и Хачай [58] изучали ста-

бильность конвекции плоского слоя двухкомпонентной вязкой жидкости, один из компонентов которой является радиоактивным источником тепла. Они показали, что стабильность системы возрастает при движении источников тепла к верхней границе. Система дестабилизируется, когда тяжелые радиоактивные компоненты перемещаются к нижней (горячей) границе. Кроме того, расчеты стабильности многослойных жидкостей были сделаны Биргером и Шлесбергом [59], показавшими, что критической характеристикой для начала конвекции является число Рэлея и обнаружившими, что при обычных параметрах мантии конвективные ячейки должны максимально равняться 330 км. Это значение меньше характерных размеров литосферных плит (5000—6000 км). Наиболее исчерпывающий анализ проблемы, связанной с конвекцией через фазовую границу, принадлежит Рихтеру [60], который обнаружил, что такая конвекция вполне возможна, однако вызывается не вертикальными, а горизонтальными градиентами температур внутри Земли.

Все приведенные расчеты относятся к какому-то типу ячеистой модели неустойчивости. Помимо такой модели можно рассматривать местные «убегающие» условия, которые могут быть связаны с гипотетическими мантийными плюмажами или с периодически орогенными «пульсациями». Эта проблема была изучена (среди прочих) Райсом и Фербриджем [61]. Включив в уравнение потока вязкую диссипацию, получают циклический механизм, способный создавать релаксационные колебания. Таким образом можно получить единичные убегающие импульсы, которые повторяются.

6.2.3. Конвективные течения

Предположение о существовании термоконвективной неустойчивости в мантии Земли породило мысль о существовании до настоящего времени регулярных конвективных течений, которые, возможно, вызывают перемещение континентов.

Конвекция в первичной Земле была рассмотрена в разделе 5.3.2. В соответствии с теорией тектоники плит конвективные течения существуют и в настоящее время. Так, Гоф [62] полагает, что доказательство современной одноячеистой мантийной конвекции можно видеть в антисимметричном отклонении геоида от сфероида. Он считает, что понижения геоида подстилаются восходящим потоком, и наоборот. Кроме того, Гоф приводит доводы, указывающие на то, что в предлагаемой глобальной конвективной системе мантии наблюдаются быстрое движение Тихоокеанской плиты на северо-запад, высокие скорости спрединга Восточно-Тихоокеанского поднятия и медленный спрединг в северной части Срединно-Атлантического хребта. Такого же мнения придерживаются Мак Кензи и др. [63].

Несколько иную точку зрения на процесс глобальной конвекции высказывает Ранкорн [64]. Следуя представлениям, изложен-

ным в разделе 5.3.2, Ранкорн постулирует непрерывное существование конвективных течений с древнейшего времени и до наших дней. При этом предполагается, что системы течений периодически изменяются в ответ на медленное уменьшение мощности мантийного слоя. Идея состоит в том, что мантия медленно дифференцируется на тяжелое и легкое вещество, при этом тяжелый материал включается в ядро, тем самым увеличивая его размеры. По мере роста ядра слой мантии становится все тоньше, а глобальные конвективные течения группируются в большее число ячеек. С каждым разом повышается организация структуры, включающая это количество ячеек; чтобы приспособиться к новой подстилающей системе ячеек, литосферные плиты вынуждены искать новое состояние равновесия. Результатом этого процесса является новый орогенический цикл.

Все приведенные гипотезы предполагают наличие однородной конвективной системы в глобальном масштабе. Однако этот вопрос ни в коей мере нельзя считать решенным [65], так как конвекция может существовать в нижней мантии, а может и отсутствовать в ней. В связи с этим было предложено [66] рассматривать отдельные конвективные течения (не объединяя их в глобальную систему). Де Бремаккер [67] выполнил ряд численных расчетов моделей псевдоустойчивого состояния конвекции и не нашел ни одной модели, на основании которой можно было бы удовлетворить данные о тепловом потоке или же получить постоянную скорость на поверхности. Усовершенствовав аналитический подход к проблеме, Вальцер [68] показал, что конвективные «валики» могут существовать как выше, так и ниже плоскости, генерирующей тепло. Численные решения этой задачи были также выполнены рядом других исследователей [69—72].

Рихтер и Парсонс [73] модифицировали описанные выше модели, предположив наложение друг на друга двух систем конвективных течений разного масштаба. Джекоби и Ранали [74] выдвинули предположение о нелинейной реологии течений.

Следует отметить, что лабораторное моделирование конвективных течений имеет богатую историю. Уже давно Григгс [75] осуществлял модельные эксперименты, в которых потоки были представлены барабанами, вращающимися в вязкой жидкости. Результаты, типичные для таких экспериментов, как правило, интерпретировались для объяснения развития геосинклинали и аккумуляции корового вещества, как это показано на рис. 90.

Хотя в ходе экспериментов получалось разительное сходство с определенными явлениями орогенеза, тем не менее сходство температурных условий не учитывалось. В последние годы лабораторное моделирование было выполнено Уайтхедом [76], Девисом и Волином [77], Джекоби [78]. Однако все эти эксперименты, часто весьма предположительные, зависят от того, насколько лабораторные результаты могут соответствовать реальным объектам (вопрос о подобии см. раздел 7.2.3).

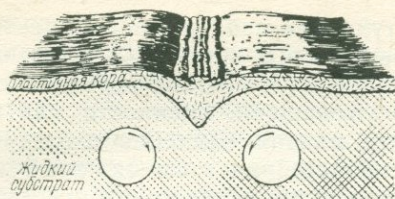


Рис. 90. Стереограмма модели Грига [75] конвективных течений, демонстрирующая образование орогенной системы

Всем приведенным гипотезам конвекции противопоставляется утверждение Биргера и Шлесберга [79] (см. раздел 6.2.2), согласно которому диаметр конвективных ячеек не может быть больше 330 км. При объяснении тектоники плит следует ожидать, что размеры ячеек соответствуют размерам плит, однако величина последних на порядок больше.

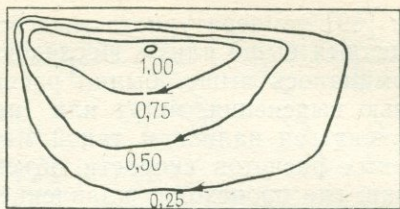
6.2.4. Мантийные струи и горячие точки

Предполагаемая температурная неустойчивость внутри Земли, вероятно, обуславливает возникновение не только протяженных конвективных ячеек, но и единичных струй или плюмов горячего вещества, поднимающегося в мантии. На поверхности Земли эти струи проявляются в виде «горячих точек». Считается, что струи являются причиной возникновения линейных зон вулканизма [80—82] на земной поверхности и даже обуславливают механизм, движущий плиты. Так, Морган [83] предположил, что струйный поток, поднимаясь со скоростью 2 м/год и затем распространяясь в стороны под горячей точкой, может обуславливать значительное вязкое волочение (сколовые напряжения при этом равны примерно десяткам мПа), тем самым вызывая движение плит.

При анализе приведенных выше представлений первая проблема заключается в выяснении самой возможности существования данных струй. Такие струи должны зарождаться глубоко в мантии, так как предполагается, что они являются квазистационарными относительно нижней мантии, оставляя вследствие этого «следы горячих точек» на движущихся плитах.

Говоря о попытках выяснить (или хотя бы смоделировать) механизм струй, прежде всего нужно назвать исследование Парментье и др. [84]. В результате численного эксперимента (с помощью компьютера) было установлено, что струйные структуры могут существовать в цилиндрических (осесимметричных) вязких ньютоновских потоках, подогреваемых снизу, движущий механизм обуславливается разностью плотностей. Проблема сформулирована в виде двух переходных уравнений для завихренности и термальной энергии, при этом принята аппроксимация Боссинеску. Решение устойчивых состояний получили, допустив для переходных уравнений аппроксимацию конечных разностей. Естественно, что результаты зависят в какой-то мере от выбранных параметров (таких, как вязкость или зависимость вязкости от темпера-

Рис. 91. Структура подогреваемой снизу тепловой конвекции с различной вязкостью. Линии токов даются как доли Ψ_{\max} , представляющие объем потока на единицу объема конвективной ячейки. По Парментару и др. [84]



туры). На рис. 91 приводятся наиболее характерные результаты численного моделирования, линии токов здесь даются как доли Ψ_{\max} , представляющие объем потока на единицу объема конвективной ячейки. Такая структура потока далее использовалась для определения среднего значения касательного напряжения в основании литосферы, обусловленного струйным потоком. Среднее значение напряжения (средняя для всей области величина радиального касательного напряжения) при различных параметрах оказывается равной 9×10^5 Па, а максимальное радиальное напряжение в $12,8 \times 10^5$ Па меньше величины напряжений, необходимой для движения плит. Аналогичные выводы были получены Йеном и его коллегами [85, 86], которые исходили из аналитического подхода к проблеме струй, рассматривая их с точки зрения пограничного слоя и обсуждая случай как ньютоновской, так и неньютоновской, зависящей от температуры, реологии. Опять напряжения в восходящих потоках оказались равными 10^5 — 10^6 Па.

В более общей форме проблема существования струй изучалась Ранкорном [87], который начал с простого предположения о том, что в стабильном состоянии восходящая струя, имеющая форму цилиндра, будет отделена от остальной мантии пленкой с пренебрежимо малой вязкостью. Если эта пленка удаляется, то движущаяся струя будет сообщаться с остальной мантией, что выражается уравнением диффузности, где характерное время диффузии τ равно

$$\tau = \rho L^2 / \eta \quad (6.2.4-1)$$

при этом ρ — плотность, η — вязкость, L — диаметр струи. Если $\eta \sim 10^{20}$ Па·с, а $\rho = 3000$ — 4000 кг/м³, то диаметр струи удваивается меньше, чем за миллисекунду. Таким образом, не изолированная от остальной мантии струя вообще не может существовать. Аналогия между струями в мантии и атмосфере Земли в сущности не верна [88]. В уравнении Навье—Стокса для атмосферы имеют значение величины скорости, тогда как для мантии важна величина вязкости. Из этого следует, что струи нельзя рассматривать в качестве механизма, движущего плиты. Другое дело, когда речь идет о струях (которые «медленнее», чем те, которые рассматриваются в качестве мотора, движущего плиты), оказывающих пассивное воздействие на земную кору. Следовательно, горячие точки ответственны за такие явления, как вулканизм, поднятие и раскол плит. С этой целью были выполнены исследова-

ния [89] температурного воздействия стационарной струи на движущуюся выше плиту. Исследования Парментье и др., о которых упоминалось выше, были расширены на Гавайские острова с целью выяснения, могут или нет существующие там условия объясняться наличием такой мантийной струи. Результаты численных расчетов скорости объемного потока магмы и размеров точки, где происходит плавление, совпали с результатами наблюдений. Кроме того, такая возможность была подтверждена Бёрден [90] для более простой математической модели кондуктивного теплового потока из горячей точки.

6.2.5. Самогенерирующие механизмы

6.2.5.1. Основное описание

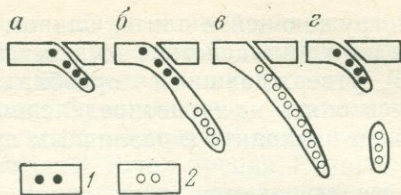
Рассмотрим самогенерирующий механизм тектоники плит. Под этим обычно понимают те механизмы, в которых движущиеся плиты сами по себе являются частью действующих сил. В принципе предполагается, что опускающаяся плита каким-то образом приводит в движение весь плито-тектонический цикл за счет силы тяжести [91, 92].

Легко показать, что с точки зрения динамики существование такого механизма вполне возможно [39]. Если предположить, что в отсутствие конвекции мантия Земли препятствует движению, то скорость на глубине 1000 км должна падать до нуля по сравнению со скоростью движения плиты, которая может быть равна 30 мм/год (10^{-9} м/с). При этом требуется градиент скорости порядка 10^{-15} с $^{-1}$. При вязкости 10^{20} Па·с сила волочения, необходимая для перемещения плит, равна 10^5 Па. Увеличивая ширину плиты до 10 000 км, получаем требуемую силу, равную 10^{12} Н·м. Это может быть легко подсчитано по среднему значению силы давления от Срединно-Атлантического хребта. Принимая ширину флангов хребта равной 1000 км, а мощность плиты равной 100 км, получаем массу наклонной плиты, составляющую порядка 3×10^{14} кг/м на единицу ширины (при $\rho = 3000$ кг/м 3). Наклон плиты составляет 0,1 %, он обуславливает компоненту силы тяжести вдоль плиты, равную $0,01$ м/с 2 . Следовательно, сила, имеющая тенденцию отталкивать плиту от хребта, равна 3×10^{12} Н·м на единицу ширины хребта, что в три раза больше необходимого значения, тем самым указывая на возможность существования такого механизма.

Несколько другой точки зрения придерживаются Форсайт и Уеда [94], которые пришли к выводу, что основным движущим механизмом может быть отрицательная плавучесть опускающейся плиты. При этом на другом конце плиты активизируется центр спрединга и в мантии устанавливается индуцированное конвективное движение. Таким образом, самогенерирующий механизм можно разложить на три аспекта: динамику опускающейся плиты, динамику центра спрединга и индуцированную циркуляцию в ман-

Рис. 92. Схема качественного распределения напряжений в опускающейся плите как функции глубины. По Айзексу и Молнеру [92а].

1 — сжатие по падению; 2 — растяжение по падению; а—г — временная последовательность в пределах цикла



тии. Хотя в конечном счете должен быть рассмотрен общий баланс сил на всей плите, чтобы получить единую модель — источника — переноса — погружения, удобно все же вначале обсудить отдельно три упомянутых аспекта.

6.2.5.2. Динамика опускающейся пластины

Опускание литосферной пластины в зоне субдукции под собственной тяжестью принято считать движущим механизмом всего плито-тектонического цикла. Общее представление относительно такого механизма было дано, например, Айзексом и Молнером [92] (рис. 92), которые сравнили гипотетическую систему напряжений с механизмами очагов землетрясений (и обнаружили приемлемую согласованность). Причина погружения плиты заключается в увеличении плотности. Когда материал поднимается в центре спрединга, он является горячим; при движении в стороны от центра он остывает и в зоне субдукции становится наиболее холодным, что вызывает увеличение плотности.

Фактические модели, в которых учитывается сила тяги плиты, были рассчитаны Чапплом и Туллисом [96], Рихтером [97], Джишке [98]. Все попытки были основаны на различных типах идеализированных моделей (например, вертикальная опускающаяся плита и т. д.) и зависели, конечно, от широкой возможности выбора физических параметров. Обычно за основу берут «наблюдаемые» скорости движения плит (см. раздел 2.7.2), равные нескольким сантиметрам в год, и отсюда выводят требуемый вид субдукции. Кроме этого Джишке ввел зону скольжения, проходящую между погружающейся плитой и нависающими континентами, и таким образом объяснил наблюдаемое постоянство угла падения для большинства островодужных систем. Учитывая неясную природу большого числа вовлекаемых процессов (гидратацию, падение температуры, потерю тепла, увеличение плотности), нет сомнения в том, что всегда могут быть получены значения, соответствующие теории.

Определенный интерес также представляет оценка воздействия механизма опускающейся плиты на напряженное состояние, преобладающее в этой плите. На рис. 92 схематически изображено предполагаемое распределение напряжений. Более серьезное изучение этой проблемы было предпринято Смитом и Токсезом [99], которые выполнили упруго-статические расчеты напряжения

в погружающейся плите, Слипом [100], обратившим особое внимание на взаимодействие жидкостей, а также Таркоттом и др. [101—103], утверждавшими преобладание изгибающих напряжений. Здесь опять из-за неопределенности соответствующих параметров можно приходиться к различным приемлемым моделям.

6.2.5.3. Центры спрединга

Комплементарными для зон субдукции являются центры спрединга. Как полагают, за счет циркуляции, компенсирующей активную субдукцию плит, происходит подъем жидкости. Явления, имеющие место в таких «пассивных» центрах спрединга, были достаточно подробно изучены Лахенбрухом [104—105] и его коллегами. Основной аспект этих моделей — подсчет пассивной аккреции на стенках. Кроме того, ими были рассчитаны возможные структуры потоков в пределах спредингового «клина».

Все эти расчеты исходят из предположения абсолютной пассивной роли центров спрединга. Возможная сила «отталкивания», возникающая в хребтах, в этих моделях [107] чрезвычайно мала.

6.2.5.4. Противоциркуляция

Опускание материала в погружающихся пластинах и его поднятие в центрах спрединга должно компенсироваться циркуляцией в мантии. Какая-то компенсация может происходить уже в непосредственной близости от погружающейся плиты. Ито [108] рассматривал модель, включающую зону скольжения недалеко от зоны субдукции, в которой имеют место противотечения. Гораздо более распространены модели, где противотечение распространено на всем регионе между субдукционным и спрединговым краями плиты. В общем предполагается, что движение плит и противотечение вызывают температурную неустойчивость и конвективные течения (частично за счет нагревания при сдвиге) в мантии [109].

Модели такого типа, как правило, очень сложны, так как должны учитывать одновременно термодинамические условия и внешние граничные условия, представленные погружением плиты, движением плит и противоциркуляцией. Обратная циркуляция, будучи сдвигающим течением, может также «ослаблять взаимодействие» между плитой и мантией [110]. Чрезвычайно сложная модель была предложена Шубертом и др. [111], которые исследовали циркуляцию в мантии совместно с обратным неглубоким течением и воздействие этого явления на напряжение в пределах океанических плит и на рельеф морского дна.

6.2.5.5. Заключение

Следует сказать, что явления, встречающиеся на субдукционном краю, на спрединговом краю и ниже «внутриплитового региона», следует рассматривать как единую динамическую систе-

му. Поскольку мгновенное движение плиты кинематически определяется как вращение, то уравнение динамики, выражающее движение, должно выражать момент вращения.

Подход к данной проблеме может быть либо чисто феноменологическим, либо теоретическим с построением соответствующих моделей. Исходя из феноменологической точки зрения Ричардсон и др. [112] предприняли попытку сопоставить измеренные (или рассчитанные) внутриплитные напряжения с гипотетическими напряжениями на их краях, надеясь таким образом выявить силы, вызывающие движение плит. Анализ показал, что толкающая сила в центрах спрединга по крайней мере сравнима с тянущей силой в зонах конвергенции, что идет вразрез с существующим мнением.

Если говорить о теоретическом подходе, то здесь наибольшего внимания заслуживает упоминавшееся исследование Чаппла и Тулиса [113], которые с помощью модели теоретически рассчитали результирующие вращающие моменты для разных плит, сопоставляя напряжение внутри плит и на их краях. Сходное теоретическое исследование было проведено Рихтером [114], хотя он рассматривал только линейный разрез плиты. Не приходится удивляться, что в каждом случае получились приемлемые совпадения с выбираемыми данными. Однако, как полагает автор, неразумно строить столь детализированные модели. Если неопределенных параметров больше, чем фактических сведений, то очевидно можно достичь совпадения для любой группы данных. Более важны «изменяющиеся расчеты», которые отражают порядок величины рассматриваемых моделей.

6.2.6. Пассивные эффекты земной коры

6.2.6.1. Основные принципы

Действующий плито-тектонический цикл — рифтинг, дрейф и субдукция — коллизия — будут заставлять кору Земли пассивно приспособливаться к преобладающим динамическим условиям. В связи с этим удобнее рассмотреть отдельно все три стадии цикла.

6.2.6.2. Рифтинг

Пассивная реакция коры на рифтинг и аккрецию стала темой многих исследований. Большая часть их носила качественный характер. Типичная предполагаемая схема показана на рис. 93, по Войгту [115], который предположил определенную последовательность для пассивной эволюции спредингового хребта. Хейес [116] распространил эти исследования на асимметричные спрединговые хребты.

Численное исследование распада континентов, основанное на методе конечных элементов и предположении нелинейной реологии, было выполнено Нойгебауэром и Спеном [117]; оно относится к последней стадии развития зрелых окраин атлантического типа (см. раздел 1.4.3).

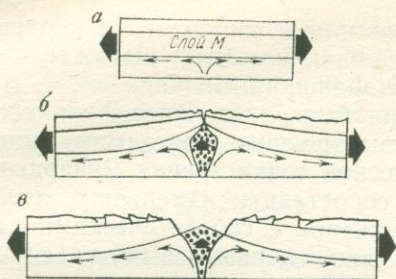


Рис. 93. Схематические разрезы последовательной эволюции (а—в) океанического рифта. По Войту [115]

6.2.6.3. Дрейф

В стадии дрейфа наиболее важно пассивное воздействие на внутриплитные напряжения. Поскольку под плитами действует циркуляция, то в верхней литосфере происходит концентрация напряжения. Численные методы конечных элементов исследования таких моделей были выполнены, например, Кушниром и Боттом [118]. В своей модели эти авторы подразделили литосферу на верхний упругий и нижний вязкоупругий слои. Они показали, что напряжение концентрируется внутри плит в верхнем упругом слое. Коэффициент усиления равен отношению мощности литосферы к мощности упругого слоя. Это объясняет наблюдаемый факт значительного роста до однородной величины внутриплитного напряжения за счет измерения по величине источников напряжения на краях плит. Тем самым также объясняется появление внутриплитных землетрясений.

Обычно в подобных моделях предполагается упругое состояние плит. Ропер [119] обратил внимание, что это допущение весьма упрощенное и что в равной мере плиты можно считать пластичными. Для объяснения эпизодических проявлений вулканизма и тектоники рассматриваются особые случаи реологических условий (такие, как скачкообразное трение) [120].

6.2.6.4. Сходящиеся края плит

На сходящихся краях литосферных плит одна из них субдуцируется. Видимое воздействие этого процесса на поверхность зависит от того, какие плиты (океанические или континентальные) сближаются в зоне конвергенции. В зависимости от этих условий в зоне конвергенции могут возникать либо горная цепь, либо глубоководный желоб. В этой связи следует упомянуть исследования Сорохтина и Лобковского [121] относительно механизма затягивания осадков в астеносферу, в основе которого лежит теория смазки. Они показали, что если мощность осадочного чехла на поддвигаемой плите не превосходит какого-то критического предела, зависящего от вязкости материала и на практике равного приблизительно 500 м, то субдукция идет без соскабливания осадков. Если же мощность чехла увеличивается, то имеет место это

соскабливание. Таким образом, здесь действует механизм, объясняющий два вида явлений (горообразование и формирование желоба), имеющих место на краях сталкивающихся плит.

Из этого следует, что в зависимости от условий можно говорить либо о субдукционной тектонике, либо о коллизионной тектонике. Коллизионная тектоника вызывает последующее оползание за счет силы тяжести первоначально сгруженного материала.

1. *Субдукционная тектоника.* Обычно принято считать, что тектоника субдукционных зон обусловлена конвекцией, происходящей ниже литосферы в данном регионе. Такая конвекция может быть вызвана погружающейся плитой или является первичной. Это дает возможность рассчитать различные модели субдукционной тектоники [122—125]. В частности, было изучено развитие островных дуг [126] и Паннонского бассейна [127]. «Субдукционная тектоника» считается ответственной за образование кровной структуры во многих высоких горных хребтах (см. раздел 1.4.2). Покровы возникают здесь не в результате надвигообразования, а пассивно, отражая влияние поддвига литосферы под горные системы. В результате другие пассивные эффекты в субдукционной тектонике включают поглощение осадков, их аккрецию и перемешивание [128].

2. *Коллизионная тектоника.* Как правило, если одна из сходящихся плит является континентальной, наблюдается скупивание материала (как в Андах). Если обе плиты континентальные, имеет место столкновение континентов (как в Гималаях).

Берд и др. [129] выполнили количественное исследование термальных и механических моделей зон столкновений континентов, используя метод конечных элементов. Хотя авторы моделировали весьма реальные случаи (такие, как орогенная система Загрос [130]), обычная неопределенность в параметрах таких моделей делает их результаты несколько необоснованными, тем не менее удалось получить реальное распределение температур и напряжений на разрезах.

3. *Гравитационная тектоника.* На последующую эволюцию сгруженного материала воздействуют гравитационные эффекты. Обычно весь комплекс явлений называют «гравитационной тектоникой». Не вызывает сомнения тот факт, что во многих случаях происходит крупномасштабное скольжение за счет силы тяжести. Норт [131] рассмотрел всевозможные случаи, а Рамберг [132] показал, что многие их формы можно воспроизвести экспериментальным путем, используя центрифугу. Гутерман [133] провел простые эксперименты по масштабному моделированию гравитационной тектоники. В результате было установлено, что складчатая (покровная) структура большинства крупных горных хребтов (см. раздел 1.4.2) могла быть образована за счет гравитационной тектоники после того, как структуры были приподняты. Такая точка зрения противоположна мнению, в соответствии с которым покровы являются пассивной реакцией на подвигающуюся литосферу (см. п. 1).

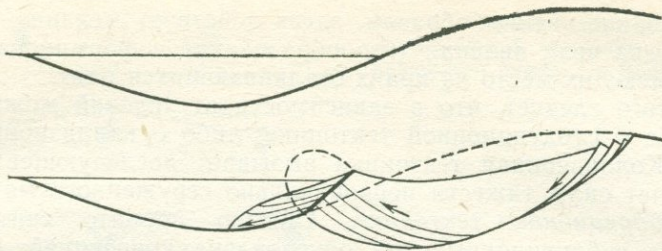


Рис. 94. Схема гравитационного соскальзывания. По Ван Беммелену [135]

Согласно Хаарману [134], соскальзывание, по-видимому, происходит очень быстро и может быть сравнимо с турбидитовыми потоками, наблюдаемыми на крутых склонах океанического дна. Следовательно, фронт скользящего тела может отделяться от его основной части (преимущественно за счет свойственного ему количества движения) и образовывать отдельную горную цепь.

Описанные выше идеи были восприняты многими учеными, в частности Ван Беммеленом [135], чье представление о имеющих место процессах показано на рис. 94.

6.3. Другие гипотезы орогенеза

6.3.1. Общие замечания

Несмотря на то что тектоника плит объясняет самые различные геологические явления, до настоящего времени имеются разногласия по вопросу движущего механизма. Кроме того, хотя тектоника плит получила самое широкое признание среди ученых всего мира, ряд ее положений и выводов все еще встречает определенные возражения. За время развития геологической науки помимо теории тектоники плит было предложено огромное количество других гипотез орогенеза. Некоторые из них, учитывая результаты исследований последнего десятилетия, представляют теперь лишь исторический интерес, другие же принимаются во внимание как возможные варианты. Даже если ни одна из этих «других гипотез» и не способна дать объяснение процесса орогенеза в том объеме и целостности как теория тектоники плит, тем не менее некоторые идеи относительно явлений, рассматриваемых в этих гипотезах, могут стать весомым вкладом в развитие геотектоники.

6.3.2. Теория ундаций

Одна из теорий орогенеза, которая все еще находит определенное число приверженцев как возможная альтернатива тектоники плит, — это теория ундаций. В основе теории ундаций лежит попытка объяснить орогенез с точки зрения ритмических колебаний

Рис. 95. Образование складки путем соскальзывания



(ундаций) земной поверхности. Впервые теория ундаций была предложена Хаарманом [136], который исходил чисто из физиографических доводов; механические аспекты теории были математически обоснованы Ван Беммеленом и Берлагом [137]; Ван Беммелен [139] и Белоусов [138, 140] дали описание теории ундаций в ее настоящем виде.

Как уже отмечалось, согласно теории ундаций колебательные движения тех или иных частей планеты считаются основной причиной орогенеза. В результате этих движений происходит поднятие одних и опускание других частей земного шара. Поднявшиеся части называют геотуморами, а опустившиеся — геодепрессиями. Как только превышает предел прочности, то предполагается, что материал с вершины геотумора оползает в депрессию. Эта фаза процесса называется вторичным орогенезом. Именно за счет вторичного орогенеза образуются смятия и складчатость осадочных пластов, при быстром заполнении депрессий (рис. 95). В конце концов, по мере продолжения ундаций депрессии сами становятся геотуморами и возникает знакомая картина складчатых горных хребтов. Итак, первичный орогенез предстает в виде медленных незакономерных колебательных движений, период которых составляет миллионы лет. Принято считать, в соответствии с теорией ундаций, что временный орогенез вызывается соскальзыванием и оползанием материала с верхней части поднятий, в результате чего возникает структурная последовательность тектонических элементов («гравитационная тектоника»), до деталей похожая на гравитационную тектонику, которая считается важным аспектом в формировании зон столкновения континентов по теории тектоники плит.

Хаарман постулировал теорию ундаций для объяснения определенных физиографических особенностей Земли. С позиций этой теории становятся понятны многие геологические явления, такие, как поднятие Фенноскандии, наличие подводных каньонов и затопление различных частей суши в разное время.

В своей книге Хаарман приводит множество примеров, интерпретируя физиографический аспект орогенеза с точки зрения гипотезы ундаций. Так, например, он рассматривает кратеры на Луне как остатки первичного орогенеза (на Луне вторичный орогенез отсутствует). В рамках этой гипотезы достаточно просто объяснить дугообразное простираание горных хребтов и островных цепей, если предположить, что соскальзывание в депрессию происходит преимущественно в виде гигантских языков (подобно

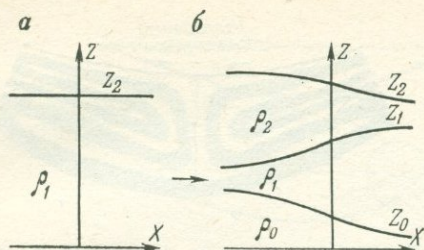


Рис. 96. Дифференциация магмы из одного (а) в три (б) слоя в соответствии с теорией ундаций

лавинам), передовая часть которых становится затем горной цепью.

Хаарман не продолжил свои исследования в области механики теории ундаций. Однако он высказал предположение, что первичные ундации должны обуславливать дифференциацию магмы в мантии Земли на две компоненты, и что действие силы тяжести является причиной сползания верхних частей геотумора в депрессию. Хаарман полностью не учитывал влияние нагрузки (такой, как лед, горы и т. д.) на земную поверхность.

Происхождение сил, определяющих пульсацию Земли, пытались объяснить и по-другому. Так, Хейвман [141] считал, что такое поведение обусловлено периодической аккумуляцией и высвобождением радиоактивного тепла или же внутренней пульсацией ядра Земли [142]. Поскольку эта гипотеза определена гораздо менее точно, чем предыдущая, она имеет большее количество слабых мест.

Рассмотрим подробнее возможные причины возникновения первичных движений земной поверхности, которые предполагаются в теории ундаций. По мнению Хаармана, Ван Беммелена и Берлаге [143] ундации могут происходить в процессе неравномерной дифференциации «исходной магмы» на тяжелый и легкий материалы.

Согласно предполагаемому механизму это должно происходить следующим образом. Первоначально поверхность Земли была сложена плоским и однородным слоем «исходной магмы» (состоящей, вероятно, из смеси соединений Si—Al и Si—Mg), покоящейся на каком-то «слое фундамента» (возможно соответствующем предполагаемой границе Берча на глубине 900 км). Таким образом, разрез верхней части Земли имел такой вид, как показано на рис. 96, а. Если не учитывать кривизну Земли, то ось x является подошвой исходной магмы, а ось z — вертикалью.

Постулируя дифференциацию магмы на компоненты Si—Al и Si—Mg, можно предполагать, что возникает картина, показанная на рис. 96, б. Эта картина означает, что скорость дифференциации изменяется в зависимости от географического положения. Кроме того предполагается, что плотность исходной магмы больше среднего значения плотности конечных продуктов, т. е.

$$\frac{1}{a+b} (a\rho_0 + b\rho_2) < \rho, \quad (6.3.2-1)$$

если дифференциация на вещества 0 и 2 идет в отношении $a : b$.

Следовательно, при длительной дифференциации поверхность z_2 выталкивается на более высокий уровень. В процессе дифференциации изостазия сохраняется относительно вещества ниже $z=0$, хотя несомненно будет иметь место тенденция выравнивания разности высот поверхности z_2 путем горизонтального смещения.

Высоты z_0 , z_1 , z_2 соответствующих поверхностей над данным уровнем $z=0$ являются функциями x и t . Скорость дифференциации исходной магмы зависит от давления и температуры; если скорость равна неопределенной функции $F(z_0, z_1, z_2)$, то получаем изменение мощности каждого рассматриваемого слоя:

$$\begin{aligned} \rho_2 \frac{\partial (z_2 - z_1)}{\partial t} &= c_1 F, \\ \rho_1 \frac{\partial (z_1 - z_0)}{\partial t} &= -(c_0 + c_1) F, \\ \rho_0 \frac{\partial z_0}{\partial t} &= c_0 F. \end{aligned} \quad (6.3.2-2)$$

где c_0 и c_1 — константы. Отсюда можно получить вертикальную компоненту изменения каждой поверхности.

$$\begin{aligned} \frac{\partial z_2}{\partial t} &= \left(\frac{c_1}{\rho_2} - \frac{c_0 + c_1}{\rho_1} + \frac{c_0}{\rho_0} \right) F, \\ \frac{\partial z_1}{\partial t} &= \left(\frac{c_0}{\rho_0} - \frac{c_0 + c_1}{\rho_1} \right) F, \\ \frac{\partial z_0}{\partial t} &= \frac{c_0}{\rho_0} F. \end{aligned} \quad (6.3.2-3)$$

На следующем этапе необходимо определить исчезновение различий в уровне на поверхности z_2 , обусловленных за счет латерального течения пород. Сделать это с помощью основных уравнений для тел Максвелла в принципе невозможно, поэтому Бемелен и Берлагэ предложили следующее:

$$\begin{aligned} \frac{\partial z_2}{\partial t} &= \alpha_2 \rho_2 \frac{\partial^2 z_2}{\partial x^2} + \beta_2 (\rho_1 - \rho_2) \frac{\partial^2 z_1}{\partial x^2} + \gamma_2 (\rho_0 - \rho_1) \frac{\partial^2 z_0}{\partial x^2}, \\ \frac{\partial z_1}{\partial t} &= \alpha_1 \rho_2 \frac{\partial^2 z_2}{\partial x^2} + \beta_1 (\rho_1 - \rho_2) \frac{\partial^2 z_1}{\partial x^2} + \gamma_1 (\rho_0 - \rho_1) \frac{\partial^2 z_0}{\partial x^2}, \\ \frac{\partial z_0}{\partial t} &= \alpha_0 \rho_2 \frac{\partial^2 z_2}{\partial x^2} + \beta_0 (\rho_1 - \rho_2) \frac{\partial^2 z_1}{\partial x^2} + \gamma_0 (\rho_0 - \rho_1) \frac{\partial^2 z_0}{\partial x^2}, \end{aligned} \quad (6.3.2-4)$$

где α , β , γ — положительные константы, указывающие на «вязкость» рассматриваемой субстанции. Эта система уравнений была выбрана, потому, что она по существу является формой системы уравнений диффузии. Хорошо известно, что если в системе микроскопическое сопротивление движению повсеместно пропорционально скорости, то ее решение упирается в уравнение диффузии. Однако пропорциональность между сопротивлением и скоростью потока присуща телам Максвелла, следовательно, основная структура системы уравнений (6.3.2—4) вполне оправдана. Коэффициен-

ты $\rho_{(2)}$, $(\rho_1 - \rho_2)$ и т. д. обуславливаются требованием того, что соответствующие члены должны исчезать, если отсутствует различие в плотности выше и ниже поверхности.

Объединяя движение, образующееся в результате дифференциации, с движением, возникающим в результате выравнивания поверхности, получаем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial z_2}{\partial t} &= \left(\frac{c_1}{\rho_2} - \frac{c_0 + c_1}{\rho_1} + \frac{c_0}{\rho_0} \right) F + \alpha_2 \rho_2 \frac{\partial^2 z_2}{\partial x^2} + \beta_2 (\rho_1 - \rho_2) \frac{\partial^2 z_1}{\partial x^2} + \\ &+ \gamma_2 (\rho_0 - \rho_1) \frac{\partial^2 z_0}{\partial x^2}, \\ \frac{\partial z_1}{\partial t} &= \left(\frac{c_0}{\rho_0} - \frac{c_0 + c_1}{\rho_1} \right) F + \alpha_1 \rho_2 \frac{\partial^2 z_2}{\partial x^2} + \beta_1 (\rho_1 - \rho_2) \frac{\partial^2 z_1}{\partial x^2} + \\ &+ \gamma_1 (\rho_0 - \rho_1) \frac{\partial^2 z_0}{\partial x^2}, \end{aligned} \quad (6.3.2-5)$$

$$\frac{\partial z_0}{\partial t} = \frac{c_0}{\rho_0} F + \alpha_0 \rho_2 \frac{\partial^2 z_2}{\partial x^2} + \beta_0 (\rho_1 - \rho_2) \frac{\partial^2 z_1}{\partial x^2} + \gamma_0 (\rho_0 - \rho_1) \frac{\partial^2 z_0}{\partial x^2}.$$

Уравнение (6.3.2-5) можно интегрировать для некоторых особых случаев. Во-первых, рассмотрим случай, когда верхние слои Земли однородны, так что $\rho_0 = \rho_1 = \rho_2 = \rho$ и когда отсутствует дифференциация магмы. В этом случае имеем:

$$\frac{\partial z}{\partial t} = \alpha \rho \frac{\partial^2 z}{\partial x^2}. \quad (6.3.2-6)$$

Это уравнение диффузии, которое, к примеру, описывает исчезновение первоначального прогиба. Пусть прогиб представлен:

$$z = -h e^{-\mu^2 x^2}, \quad (6.3.2-7)$$

тогда, решая уравнение (6.3.2-6), получаем

$$z = \frac{-h}{\sqrt{1 + 4\alpha\rho\mu^2 t}} \exp\left(-\frac{\mu^2 x^2}{1 + 4\alpha\rho\mu^2 t}\right). \quad (6.3.2-8)$$

Это подтверждает прежний вывод, указывающий на то, что реологическое уравнение рассматриваемого вещества свидетельствует о его идентичности жидкости Максвелла. Таким образом, если под воздействием какого-то механизма на Земле образуется прогиб, то его исчезновение будет идти асимптотически с характерным временным интервалом, определяемым параметром α . В случае заполнения такого прогиба (полностью или частично), т. е. геосинклинали, легкими осадками возникает механизм, посредством которого в итоге может образоваться горный хребет.

Приведенные расчеты исходят из предположения [ур. (6.3.2-2)], что при первичной дифференциации магмы на две составляющие (какие бы они ни были), последние немедленно аккумулируются в соответствующие слои. Это означает быструю скорость диффузии двух составляющих сквозь первоначальный магматический слой. Однако подобный факт вызывает сомнение. Скорость диффузии можно вычислить следующим способом. Вяз-

кость η слоя имеет порядок 10^{21} — 10^{22} Па·с. Если предположить наличие круглой капли с радиусом a и плотностью $\rho_1 = 1,1 \rho_0$ (т. е. на 10 % плотнее, чем окружающая жидкость), то можно выяснить скорость ее падения. Последняя будет указывать на порядок величины скорости v диффузии более тяжелой жидкости через жидкость с меньшей плотностью. Сопротивление R жидкости капле выражено в законе Стокса [см. ур. (3.2.3—6)]:

$$R = 6\pi a \eta v. \quad (6.3.2-9)$$

Сила F , действующая на каплю и вызывающая ее погружение, равна:

$$F = \frac{4}{3} \pi a^3 0,1 \rho_0 g, \quad (6.3.2-10)$$

где g — ускорение силы тяжести. Таким образом, при $F = R$ получаем

$$v = 0,1 \frac{2}{9} \frac{a^2 \rho_0}{\eta} g; \quad (6.3.2-11)$$

если $a = 10$ мм (как верхний предел; v — увеличивается с увеличением a), $\rho_0 = 3000$ кг/м³, $\eta = 10^{22}$ Па·с, то

$$v \cong 10^{-23} \text{ м/с}. \quad (6.3.2-12)$$

Время T падения капли, скажем, на расстояние 100 км (что может соответствовать половине мощности первоначального слоя) будет равно

$$T = 10^{28} \text{ с} = 3 \times 10^{20} \text{ лет}. \quad (6.3.2-13)$$

Это примерно в 10^{11} раз больше общего периода жизни Земли. Даже если не обсуждать эту проблему с химической точки зрения, то и тогда такой механизм вряд ли реален.

Однако именно этот механизм обычно имеют в виду, когда говорят о теории ундаций. Теория ундаций, представленная выше, является несколько упрощенной; некоторые ее положения были разработаны более тщательно Шимазу [144], Асланяном [145], Субботиным [146, 147] и другими. Все их попытки были основаны на предположении о наличии фазовых или химических изменений с последующей «дифференциацией магмы». Тем не менее трудно понять, как можно практически совместить их предположения, если учесть медленность процессов диффузии в Земле.

Кроме того, в связи с «первичной» ундацией предлагались и совершенно другие причины. Так, Ван Беммелен [148] предусматривал наличие магматического диапиризма некоего рода, а Люстих [149] предположил поднятие магмы вдоль планетарных разломов. Тречман [150] выдвинул идею о воздымании за счет космических сил; Бюлов [151] считал возможным наличие вертикальных течений в мантии и поэтому сравнивал движение коры с колебанием льда на беспокойной водной поверхности. Другая группа ученых относила первичную ундацию полностью за счет энергии

тического источника, располагающегося в коре. Например, Контант [152] возможность ундации относил за счет выделения газов из органического вещества осадков; Однер [153, 154] вслед за Малайсом [155, 156] видел источник энергии в сжатии, вызываемом температурными изменениями климатического характера («теория сжатия»); Дюбордые [157] считал причиной геоундаций какую-то первичную пульсацию в ядре Земли. Нет нужды говорить, что все эти гипотезы по-прежнему остаются спорными и требуют помимо всего прочего еще и количественного анализа.

Тем не менее гипотезу ундаций можно рассматривать как альтернативу теории тектоники плит, поскольку есть основание считать коллизийные зоны и океанические рифты формой «первичных ундаций»; кроме того, в обеих теориях одинаково рассматривается вопрос последующей эволюции коры за счет гравитационной тектоники. С другой стороны, теория ундаций никак не объясняет палеомагнитных данных о значительных смещениях континентов, а напротив, в ней делается упор на ложность таких доводов.

Кроме того, высказываясь в пользу геоундаций как первичной причины орогенеза, нельзя исключать возможность их существования в дополнение к другим геотектоническим явлениям (таким как движение плит). Исходя из такой точки зрения проще связать теорию ундаций с другими проявлениями геологии.

6.3.3. Контракционная гипотеза

Одной из самых старых и снискавших наибольшую популярность среди теорий орогенеза является контракционная гипотеза. К сожалению, в настоящее время она едва ли может быть принята даже как возможная схема. Тем не менее, учитывая что на протяжении долгого времени она занимала ведущее место среди теорий горообразования, рассмотрим ее основные положения.

Контракционная гипотеза восходит еще ко времени Декарта. В своем современном виде она обычно дается в изложении Джеффриса [158]. В соответствии с его представлениями, Земля рассматривается как первоначально раскаленное небесное тело. На раннем этапе своей истории она дифференцировалась на железное ядро и существенно силикатную мантию. Мантия затвердела без участия конвективных течений. Начиная с 700 км от поверхности Земли до ее центра, с тех пор как она стала затвердевать, не происходило сколько-нибудь заметного охлаждения или изменения объема. В пределах от 700 до 70 км имело место охлаждение путем теплопроводности, вследствие чего этот слой, растягиваясь над неизменяемыми глубинами Земли, сжимался. Следовательно, он находится в состоянии внутреннего растяжения.

Вблизи поверхности породы уже достаточно охлаждены и поэтому находятся в температурном равновесии с тепловой энергией солнечной радиации. Поэтому температура их изменяется незначительно, а охлаждение и сжатие слоя или оболочки под ними

приводит самую внешнюю оболочку выше уровня глубиной 70 км, где отсутствуют деформации, в состояние внутреннего сжатия.

Таким образом, контракционная гипотеза делит Землю на три зоны в зависимости от ее температурного и механического поведения: несжимающуюся часть Земли ниже глубины 700 км, сжимающуюся часть мантии выше 700 км и ниже того уровня на глубине 70 км, где деформации отсутствуют, и внешнюю область, подвергающуюся смятию за счет сжатия слоя под ним. Эти оболочки не имеют никакого отношения к строению и составу Земли и их нельзя путать с ядром, мантией и корой.

Так как Земля охлаждается, границы между этими оболочками перемещаются в глубь Земли. Напряженное состояние, которое, как полагают, испытывает внутренняя область Земли, согласно контракционной гипотезе, показано на рис. 97.

Уровень, где деформации отсутствуют, т. е. глубина 70 км, был определен Джеффрисом. Однако в этой цифре нет ничего магического, она может быть с тем же успехом опущена до 140 км, что соответствует низкоскоростному слою Гутенберга (см. раздел 2.1.4).

На первый взгляд, контракционная гипотеза объясняет многие особенности физиографии Земли. Так, разрез островной дуги можно представить себе в качестве результата процесса глубинного разломообразования в сжимающейся Земле. Явление сокращения коры в областях континентальных горных хребтов также получает наиболее естественное объяснение.

Анализ всех вышеизложенных доводов показывает, что контракционная гипотеза — по существу «фиксистская» теория, т. е. такая, в которой не принимается во внимание движение плит или перемещение континентов. Точно так же, как и в теории ундаций, палеомагнитные свидетельства дрейфа континентов здесь просто игнорируются. И это не единственное возражение против контракционной гипотезы, гораздо более серьезным недостатком ее представляется то, что состояние тектонического напряжения полностью однородно для всей Земли: сжатие выше и растяжение ниже уровня отсутствия деформаций. Такое однородное напряженное состояние в действительности не наблюдается. В связи с этим различные разделы контракционной гипотезы теперь имеют лишь историческую ценность.

Тем не менее, эти замечания не означают, что нужно отвергать всякую возможность какого-то сжатия Земли в ходе ее геологиче-

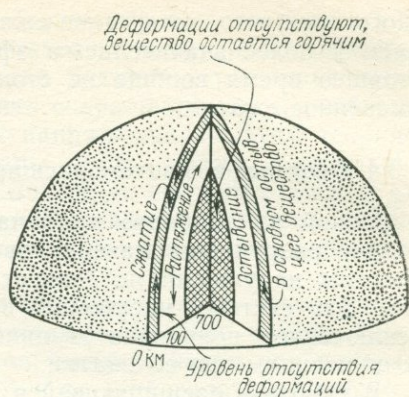


Рис. 97. Напряжения в Земле в соответствии с контракционной гипотезой.

ского прошлого, хотя такое сжатие будет являться лишь дополнением к более значительным эффектам орогенеза. Поэтому в настоящее время вообще не стоит вопрос, имеет ли место такое умеренное сжатие.

6.3.4. Орогенез в гипотезе расширяющейся Земли

Одной из наиболее примечательных особенностей почти всех теорий разрушения материалов является то, что предполагаемые системы нарушений не зависят от знака прилагаемых напряжений. Эти системы нарушений в расширяющейся Земле за одним исключением появления раздвигов будут идентичны нарушениям, возникающим при ее сжатии.

В гипотезе расширяющейся Земли предполагается, что Земля состоит из нескольких слоев, самый верхний из которых представлен корой, ниже которой находится расширяющийся слой. Все орогенические явления, согласно гипотезе, должны зарождаться в этом расширяющемся слое, следовательно, кора, в свою очередь, будет находиться под воздействием возникающих напряжений. Поэтому все, что было сказано относительно пластичных и хрупких систем нарушения в контракционной гипотезе орогенеза, можно отнести и к гипотезе расширения. Формирование островных дуг, их расположение на земной поверхности, соединение между орогенными элементами и так далее, — все это может быть равно объяснено и при предположении небольшого растяжения в слое, находящемся под корой Земли. Кроме того, глубокие зияния (раздвиги), являющиеся следствием гипотезы расширения, могли как будто быть объяснением происхождения глубоководных желобов.

В связи с этим интересно отметить, что большинство океанических структур можно объяснить, предполагая наличие растягивающих сил. Таким образом, если рассматривать только океанический орогенез, то можно собрать много данных, подтверждающих гипотезу расширяющейся Земли. Поскольку данные о структуре океанического дна поступили лишь в последнее время, то это вызвало оживление гипотезы расширения [157—161].

Однако существует одна главная трудность. С позиций этой гипотезы трудно объяснить наблюдаемые сокращения коры, так как здесь по определению «оболочка» расширяющейся сферы не должна сморщиваться. Все, что гипотеза расширения может, по видимому, объяснить, это — появление системы расколов, сквозь которые может снизу подняться магма и создать горы. Объяснить наличие шарьяжей и сходных явлений в рамках гипотезы расширяющейся Земли вообще не представляется возможным.

Несмотря на эти трудности, Эдъед [160], который занимался детальной разработкой гипотезы расширяющейся Земли, считает, что с ее помощью можно дать объяснение многим наблюдаемым явлениям. Согласно Эдъеду, растяжение коры будет влиять на модуль жесткости, который, в свою очередь, будет вызывать ко-

робление отдельных частей коры. Таким образом, все опять упирается в теорию ундаций, и соответственно в трудности, возникающие в связи с этим. В свете теорий ундации и расширения, по видимому, труднее вдвойне получить сокращение коры, необходимое для образования гор, так как напряжения, по этим теориям, являются только растягивающими. Если даже небольшое расширение и имеет место внутри Земли, то совершенно ясно, что оно может быть ответственно за образование рифтовых долин, Срединно-Атлантического рифта и т. д., но никак не за складчатость горных сооружений.

Основной недостаток гипотезы расширяющейся Земли, помимо того что она относится к фиксистским теориям, не способным объяснить перемещения континентов, состоит, как и для контракционной гипотезы, снова в том, что для этой гипотезы требуется условие однородного геотектонического напряжения для всей Земли. Данные наблюдения идут в разрез с этим постулируемым утверждением.

Тем не менее, в последние годы гипотеза расширения вновь стала пользоваться популярностью у ряда ученых, которые приводят в ее защиту главным образом геологические доказательства, настаивая на том, что с точки зрения тектоники плит невозможно объяснить существование многих структур (особенно в Южном полушарии) [162—164]. Однако по-прежнему, совершенно не ясно, требуется ли для образования физиографических структур процесс расширения. Например, Макэлхинни и др. [165] обнаружили, что палеомагнитные данные ограничивают расширение менее чем на 0,8 %. Основные трудности механического и физического характера, присущие теории, постулирующей значительное расширение Земли, уже рассматривались в разделе 5.4.3.

6.3.5. Мембранная тектоника

Как уже описывалось, в настоящее время существуют неопровержимые доказательства, свидетельствующие о наличии значительных изменений в широтном положении отдельных участков литосферы в течение геологического времени. Этот факт, если он относится только к «рассматриваемой» области, может быть также объяснен с позиции «миграции полюса». Рассматриваемый район должен каждый раз приспосабливаться к равновесной фигуре Земли с учетом положения полюса относительно него. Так как Земля не является идеальной сферой, то всякое изменение широты вызывает появление внутренних деформаций; изучением этих деформаций и их геодинамического эффекта занимается «мембранная тектоника».

Если полярная ось изменяет свое положение на угол θ , т. е. смещается от PQ до $P'Q'$ (рис. 98), то кора Земли должна приспособляться к новой форме, что возможно будет вызывать напряжения, которые могут определенным образом сказываться на орогенезе. При наиболее экстремальном варианте полюс будет

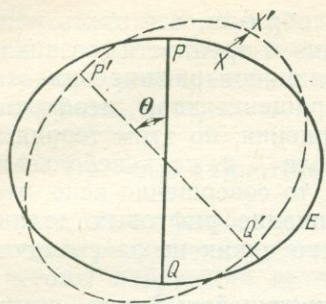


Рис. 98. Геометрия смещения оси вращения Земли

гигантским большим кругом будет пересекаться четыре раза и, таким образом, отмеченное выше сокращение (17 км) будет иметь отношение к каждому горному хребту. На основании данных из различных источников необходимо предположить, что с девона, когда полюс, вероятно, передвинулся на 80° , произошло два орогенных цикла. Тогда получается, что величина сокращения, приходящегося на каждый горный хребет, составляет около 8 км. Однако следует заметить, что это максимальное значение сокращения справедливо лишь для меридиана, проходящего через новый полюс под прямым углом к направлению полярного смещения. Если же рассмотрим какой-то один квадрант, то имеющее место сокращение опять в среднем уменьшится вдвое и составит уже для каждого горного хребта 4 км

$$S_T = 4 \text{ км.} \quad (6.3.5-2)$$

Цифра эта очень мала и, видимо, не позволяет рассматривать изменение широты как причину горообразования, а также не может быть причиной движения плит. Тем не менее эти сокращения способны раскалывать кору в глобальном масштабе [166—170].

Примем за первоначальное состояние Земли эллипс, обозначенный сплошной линией, а состояние после смещения полярной оси на угол θ — пунктирной линией (см. рис. 98). Эта картина означает, что ось вращения и геоидная ось всегда совпадают в соответствии с неограниченной способностью Земли приспосабливаться к преобладающим динамическим силам. В процессе смещения каждая точка Земли сдвигается на новую позицию; перемещение каждой точки на поверхности указано стрелкой от X до X' .

Какие же условия контролируют смещение? Очевидно они двух типов — «кинематические» и «динамические». Кинематические условия определяют изменение формы Земли из одного эллипсоида в другой, для динамических условий которого требуется, чтобы состояние до и после смещения было бы равновесным.

смещаться со своего первоначального положения на прежний экватор на 90° перпендикулярно к последнему. Это будет означать, что прежний экватор станет меридиональной окружностью, которая по причине эллиптичности Земли испытает сокращение порядка

$$\frac{10\,018\,758 \text{ м}}{10\,001\,962 \text{ м}} = 1,00168 \quad (6.3.5-1)$$

или 17 км для квадранта. Поскольку орогеническая система Земли состоит из горных хребтов, опоясывающих двумя большими кругами весь земной шар, то она, по-видимому, любым дру-

Кинематические условия могут быть приняты во внимание следующим образом. В первоначальном состоянии координаты каждой точки на поверхности Земли могут быть описаны ее долготой α (геоцентрической) и соответствующей широтой φ (или же вместо этого расстоянием до полюса δ). Ясно, что эти координаты представляют эллипсоид вращения данной эллиптичности. Положение полюса дается $\delta=0^\circ$. Такая же система координат α' , φ' (δ') соответствует деформированному состоянию с полярной осью $P'Q'$ или вместо PQ (см. рис. 98). Эта система координат описывает эллипсоид вращения той эллиптичности, что и предыдущая. Новое положение полюса дается $\delta'=0$. Следовательно, в рамках настоящей схемы, деформацию можно выразить уравнениями трансформации

$$\alpha' = \alpha'(\alpha, \delta), \quad (6.3.5-3a)$$

$$\delta' = \delta'(\alpha, \delta). \quad (6.3.5-3б)$$

Таким образом, если координаты α , δ рассматривать, как переменные на поверхности единичной сферы, то смещение полярной оси представляет собой картирование такой сферы.

Динамические условия требуют, чтобы трансформация, выраженная ур. (6.3.5—3а/б), вела от одного состояния равновесия к другому. В принципе, любая возможная система уравнений описанного вида будет задавать систему деформаций внутри Земли. Однако здесь допустимы только такие деформации, для которых связанные с ними напряжения удовлетворяют условию равновесия.

Становится очевидным, что в этом случае мы имеем дело: а) с системой ограничений для деформаций и б) с системой ограничений для напряжений. Поэтому очевидно, что проблему определения деформации земной коры, обусловленную миграцией полюсов, нельзя решить до тех пор, пока не будут предложены какие-то зависимости напряжение—деформация. Однако они основаны на «реологическом условии» рассматриваемого материала, а трудности, связанные с оценкой последнего для различных слоев Земли, хорошо известны.

Теперь ясно, что значение смещения полярной оси для орогена можно определить, если только предположить определенное реологическое условие для земной коры. Здесь допускаются два крайних условия: а) предположение, что земная кора идеально упруга (Венинг-Мейнес) и б) предположение, что земная кора вообще не обладает прочностью (Миланкович). Естественно, что оба эти условия являются логическими крайностями и их можно пытаться исследовать.

Интересно отметить что, если мы хотим получить линии максимального сдвига при бесконечно малом смещении полюса, то оказывается, что реология не играет никакой роли. Картина линий сдвига всегда соответствует той, которая изображена на рис. 99 (конформная проекция; бесконечно малое смещение идет от верхней точки в плоскости проекции). Максимальный сдвиг

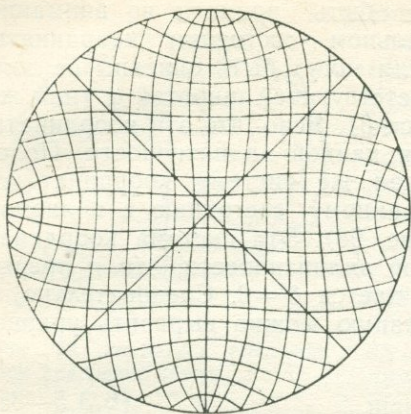


Рис. 99. Линии максимального скола, вызванного бесконечно малым смещением полюса в плоскости проекции. По Шейдеггеру [171]

происходит на окружностях большого круга на расстоянии 45° от полюса.

Теперь остается только скоррелировать тектонические структуры на земной поверхности с предполагаемыми системами сдвига. Положение системы сдвига относительно поверхности Земли прежде всего определяется современным положением полюса, и во вторую очередь касательной к траектории смещения полюса в настоящее время. Современное положение полюса известно абсолютно точно, тогда как направление касательной к траектории узнать сложно. Однако допуская, что она идет вдоль меридиана 180° , можно вести сопоставление ее с зонами разломов

Менарда (раздел 1.5.4). Такое сопоставление показано на рис. 100. Воистину поразительно, насколько хорошо зоны разломов Менарда совпадают с этой сеткой. Несмотря на этот факт, объяснение зон разломов за счет миграции полюса нельзя считать более чем возможным вариантом. Одной из основных отрицательных сторон такого объяснения является то, что мы должны иметь идеально симметричные сетки сдвигов, образуемые смещением полюса. Следовательно, зоны разломов, аналогичные тем, которые были открыты Менардом, должны иметь место в других частях земного шара. Совпадение с сеткой наблюдается также и для некоторых зон, обнаруженных Хессом [172] вблизи Китая. О существовании других сходных систем сдвига пока не известно.

Таркотт [173] усовершенствовал теорию мембранной тектоники, изучив системы нарушений, вызванные смещением полюса, в оболочке конечной мощности. Аналогичным образом было предложено объяснение происхождения Восточно-Африканских рифтов [174].

6.3.6. Эффекты замедления вращения и приливного изгиба

В разделе 6.3.5, уже обсуждался ряд косвенных эффектов вращения Земли. Однако может существовать и гораздо более важный прямой эффект. Эллиптичность Земли в значительной степени обуславливается угловой скоростью вращения. Поэтому, если изменялась скорость вращения, то вместе с ней должна меняться и эллиптичность, что могло бы вызывать приспособление коры к измененной форме, порождая тем самым орогенез.

Этот механизм обычно рассматривают как возможный не столько для Земли, сколько для Меркурия [176], поверхность которого

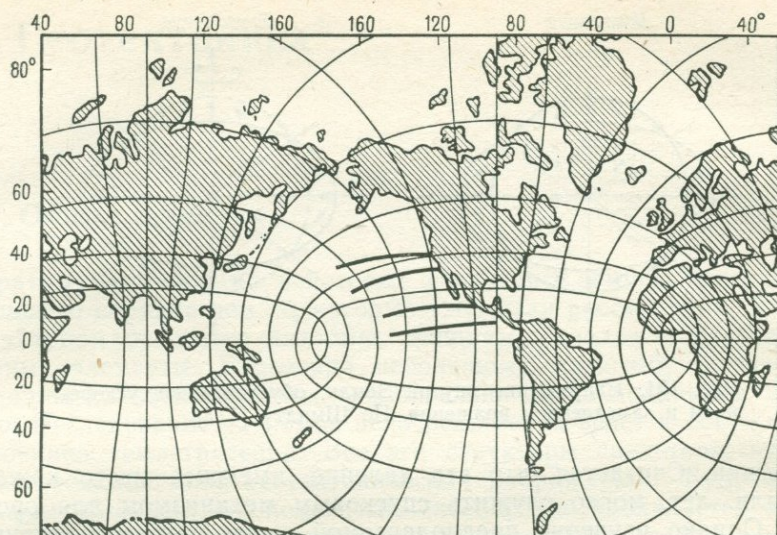


Рис. 100. Система скалывания в ослабленной Земле в предположении того, что траектория полюса тангенциальна к меридиану 180° . Сравните с зонами разлома Менарда. По Шейдеггеру [172a]

характеризуется крупными системами линеаментов, объяснимых с точки зрения замедления скорости вращения (despinning).

Шмидт [177] предложил модификацию этой гипотезы. Согласно его представлениям, продолжительность дня не только увеличивалась в течение геологической истории, но и подвергалась пульсации; во время фаз ускорения и замедления вращения в Земле возникали напряжения, как это показано на рис. 101. Исходя из этого предположения, Шмидт попытался объяснить многие аспекты орогенных циклов. К сожалению, так и осталось неясно, как происходит пульсация; Шмидт [177] предположил, что помимо хорошо известного притяжения Ньютона, в космических телах также имеет место явление отталкивания.

Наконец следует отметить, что в качестве одной из причин орогенеза [178] предлагается приливный (суточный) изгиб. Предполагается, что кора может расширяться за счет приливного прогибания, что ведет к возникновению горизонтальных напряжений. Оценка этих напряжений, вероятно, даст вполне приемлемые порядки величин. Однако эта гипотеза никак не объясняет разнообразие напряженного состояния (сжатие, растяжение).

6.3.7. Космологические теории

Рассмотрим некоторые космологические теории, касающиеся происхождения орогенеза. Так, Тамразян [179] скоррелировал геологические диастрофизмы с прохождением Земли через плоскость

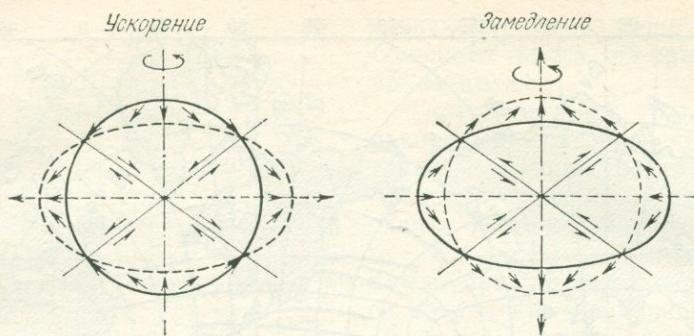


Рис. 101. Напряжение внутри Земли, обусловленное ускорением и замедлением вращения. По Шмидту [177]

галактики. Считается, что это явление, имеющее место каждые 200 млн. лет, могло служить спусковым механизмом для орогенеза. Однако изучение предполагаемой связи между галактикой и горообразованием сопряжено с огромными трудностями.

Еще одна интересная попытка, сделанная в этом направлении, принадлежит Хейтсу [180], который заметил, что существует приблизительно равное перспективное отношение между временем, орогенеза и удаленностью планет от Солнца. Вновь это соображение основано только на корреляции событий. Возможно, что в этом плане имело бы смысл рассмотреть орогенез в связи с образованием планет.

6.4. Заключение

Последнее слово в геотектонических гипотезах еще не сказано. В настоящее время наибольшее предпочтение можно отдать теории тектоники плит. Однако до сих пор не предложен приемлемый механизм, вызывающий движение плит. Самым реальным представляется самовозбуждающийся процесс, вызываемый погружением плиты в зонах субдукции, однако и здесь встречается ряд трудностей, которые были показаны выше. Альтернативным вариантом является наличие тепловых конвективных течений; механическая вероятность существования таких потоков, по-прежнему остается не гарантированной.

Из всего сказанного ясно, что в настоящее время мы не можем полностью отвергать справедливость «других» теорий орогенеза. С уверенностью можно отказаться лишь от контракционной гипотезы, по крайней мере, как от единственной и значительной причины тектонической активности. Другие же схемы могут когда-нибудь снова привлечь внимание ученых. Но это произойдет лишь тогда, когда будет накоплено больше фактических данных о нашей планете.

7. Геотектоника*

7.1. Общие сведения

Обратим внимание на некоторые структуры земной поверхности меньшего порядка чем те, которые уже были рассмотрены. К этим структурам относятся разломы, трещины, складки и петроструктурные элементы. Благодаря небольшому масштабу физические причины их возникновения сравнительно легко поддаются изучению. Исследование разломов непосредственно ведет к обсуждению источника землетрясений. Все эти структуры свидетельствуют о существовании поля геотектонических напряжений. Будучи граничным условием, это поле очень своеобразно проявляется на поверхности Земли. Анализ численных геомеханических моделей завершает главу «Структурная геология», основную тему которой можно таким образом ограничить обсуждением теории различных проявлений поля геотектонических напряжений.

7.2. Теория структурной геологии

7.2.1. Введение

Прежде всего рассмотрим проявления поля геотектонических напряжений, которые в разделе 1.6 были описаны как «тектонические структуры». К этим структурам относятся разломы вместе со связанными с ними элементами, такими, как трещины, ориентировка долин в плане, складки и петроструктурные элементы.

7.2.2. Теория разрыва

7.2.2.1. Вводные замечания

Геоморфологические признаки разломов (см. раздел 1.6.2) дают основание полагать, что они, вероятно, представляют собой локализованные механические разрывы материала земной коры. Используя одну из теорий такого механического разрыва, можно воссоздать поле напряжений, которое должно иметь место при образовании разлома. Если из других структурных особенностей коры с определенной точностью воспроизвести распространение этого поля напряжений, то будет возможно «объяснить» и явление разломообразования.

* В оригинале эта глава названа «Структурная геология», что не отвечает употреблению данного термина в советской литературе.— *Прим. ред.*

С разломами связано образование трещин. Поскольку последние есть не что иное как небольшие расколы в породах (см. раздел 1.6.3), их, по-видимому, следует рассматривать вместе с разломами. Наконец, в разделе 1.6.4 отмечалось, что простираание долин в плане также указывает на феноменологическую связь с системой разломов, чем и обусловлена необходимость обсуждения этого в данной главе.

Теоретическое обоснование всех перечисленных структур находится в зависимости от различных теорий разрывов земных материалов. Кроме того, здесь могут возникнуть вопросы о происхождении энергии, вызывающей такие разрывы. Вполне возможно, что эта энергия возникает при плито-тектонических процессах.

7.2.2.2. Феноменологическая гипотеза

Механические разрывы уже рассматривались в разделе 3.3. Говорилось, что «прикладная» теория Мора дает по крайней мере качественное описание механизма образования разрывных нарушений. Взяв эту теорию за основу, Андерсон развил ее в теорию разломообразования, обсуждающуюся ниже. Андерсон [1, 2] установил, что ненарушенное «стандартное» напряженное состояние в земной коре не может быть полностью произвольным. Как следует из частоты землетрясений, оно, во-первых, должно быть вблизи значения прочности на разрыв. Во-вторых, здесь не может быть сжатия или растяжения, вызванных геотектоническими причинами, перпендикулярных к земной поверхности и касательных силе, параллельной ей. Последнее условие означает, что одно из основных направлений напряжения на поверхности или вблизи нее определяется нормалью к поверхности. Таким образом, одно из главных направлений напряжения везде, за исключением областей с сильной складчатостью, почти вертикально, а два других почти горизонтальны.

Итак, предполагая сравнительно небольшие нарушения этого напряженного состояния в земной коре и основываясь на прикладной теории разлома Мора (см. раздел 3.3.2), Андерсон пришел к следующему объяснению трех типов наблюдаемых в поле разломов (см. рис. 11 и 71).

1. *Сбросы*. Если предположить, что во всех горизонтальных направлениях имеет место ослабление напряжения, то максимальное напряжение будет вертикальным и обусловленным действием силы тяжести. Обычно горизонтальные напряжения имеют различную величину, поэтому максимальное растяжение будет превалировать в каком-то одном направлении. Следовательно, промежуточное напряжение будет располагаться также горизонтально, но под прямым углом к направлению максимального растяжения (какое бы оно ни было), и если происходит разрыв, то он простирается вдоль плоскости промежуточного напряжения под углом $\varphi \leq 45^\circ$ к вертикали, с которой совпадает направление наибольшего главного напряжения. Тем самым возникают характеристики

сброса. Из геометрии напряжений видно, что при смещении двух бортов вдоль сброса горизонтального пространства будет увеличиваться.

2. *Сдвиги*. Предположим, что в одном направлении по горизонтали давление возрастает, а в другом — под прямым углом к первому — ослабевает. Значит, наименьшее главное напряжение будет горизонтальным, тогда как промежуточное — вертикальным. Если происходит разлом, то, согласно теории Мора, он должен быть приурочен к вертикальной плоскости, наклоненной под углом $\varphi 45^\circ$ к направлению наибольшего давления. Таким образом, получается разлом с вертикальным падением, и у которого смещение двух его бортов по существу горизонтальное. Это является характерной особенностью сдвигов.

3. *Взбросы (надвиги)*. Предположим, что давление идет по всем горизонтальным направлениям. В общих чертах в этом случае лишь одно горизонтальное направление будет характеризоваться тем, что давление будет наивысшим вдоль него. Минимальное давление будет вертикальным, а промежуточное главное напряжение — горизонтальным, расположенным под прямым углом к наибольшему давлению. Если существуют условия для образования такого разлома, то он происходит, согласно теории Мора, вдоль плоскости, наклоненной под углом $\varphi \leq 45^\circ$ к горизонтальному направлению, а его борта смещаются навстречу друг другу. Отсюда вытекают характерные особенности взброса или надвига: его падение является пологим, а смещение происходит таким образом, что горизонтальное пространство имеет тенденцию сокращаться.

Следует заметить, что теория Андерсона была подтверждена полевыми наблюдениями, например, Ленсена [3].

Представление о теории Андерсона будет неполным, если не сказать несколько слов о том, как решается в ней вопрос энергетического источника разрыва. Андерсон в своих рассуждениях исходил из модели трения. Поэтому энергия, высвобождающаяся в результате разрыва, как показал Дахлен [4], равна

$$E = \int_S (\sigma'_{ij} + \sigma_{ij}/2) u_i dS_j, \quad (7.2.2-1)$$

где σ'_{ij} — напряжение до разрыва, σ_{ij} и u_i — изменение напряжения и смещения соответственно связанные с разрывом. Интеграл берется по поверхности разлома S . Сейвейдж и Волш [5] модифицировали уравнение, введя в него гравитационный эффект. Кроме того, были опубликованы оценки сопротивления трению [6] и возникающего при этом нагревания за счет трения [7—9].

Проскальзывание вдоль поверхности разлома может в действительности стать неустойчивым, обуславливая тем самым скачкообразный процесс [10]. Феноменологически образование разрывов принято также рассматривать, как стохастический процесс Колмогорова, что позволяет объяснить протяженность распространения систем разломов.

Помимо явлений разломообразования в теории Андерсона развивается ряд положений, касающихся даек. Дайки заключены в субвертикальных трещинах шириной от 3 до 30 м, заполненных интрузивным материалом. Похоже, что борта даек смещались в стороны по нормали к трещине так, что ни латеральная, ни вертикальная дислокация не имеют места. Объясняя образование даек, Андерсон отмечал, что теория разломов Мора неприменима для напряженного состояния растяжения. В последнем случае, в соответствии с прикладными теориями, разломы перпендикулярны к «напряжению растяжения». Таким образом, происхождение даек можно объяснить, если рассматривать их как показатель «разлома растяжения».

7.2.2.3. Попытки аналитического решения

Как уже подчеркивалось, в теории Андерсона рассматривались лишь те типы разломов и родственных им явлений, которые наблюдались геологами в поле. Возникает необходимость поиска ее качественного осмысления, ее аналитического описания. В этой связи отметим, что Хафнер [12] представил в аналитическом виде стандартные состояния по Андерсону. Далее он вычислил аналитически величину таких отклонений от стандартного состояния, при котором может возникать разломообразование. При введении критерия разлома Мора стало возможным определять характер разломообразования. Полученные результаты были сопоставлены с геологически наблюдаемыми фактами.

Стандартное состояние по Андерсону можно представить как двумерное напряженное состояние. Предположим, x и y — декартовы координаты, ориентированные x — горизонтально, y — вниз в направлении силы тяжести ($y=0$ — поверхность), и σ_x , σ_y , τ_{xy} — компоненты тензора напряжений. Напряжение удобно выражать через функцию напряжения Эри, так что [см. ур. (3.2.1—8)]:

$$\sigma_x = \partial^2 \Phi / \partial y^2, \quad \sigma_y = \partial^2 \Phi / \partial x^2 - \rho g y, \quad \tau_{xy} = -\partial^2 \Phi / \partial x \partial y, \quad (7.2.2-2)$$

если сила тяжести единственная сила тела, а ρ — плотность. Следовательно, функция напряжения должна удовлетворять следующему уравнению

$$\frac{\partial^4 \Phi}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \Phi}{\partial y^4} = 0. \quad (7.2.2-3)$$

Выбрав функцию напряжения, выражаем стандартное состояние по Андерсону:

$$\Phi = -\frac{1}{6} \rho g y^3, \quad (7.2.2-4)$$

что дает $\sigma_x = \sigma_y = -\rho g y$ и $\tau_{xy} = 0$. (7.2.2-5)

В качестве примера фактического напряженного состояния можно предположить вариант с наличием «дополнительной» го-

горизонтальной компоненты к стандартному напряженному состоянию и отсутствием связанной с ним дополнительной вертикальной компоненты, что выражается: (сила, приложенная к телу и вызывающая напряжение, отсутствует)

$$\sigma_y = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = 0 \text{ для всех значений } y. \quad (7.2.2-6)$$

Путем интегрирования получаем функцию напряжения:

$$\Phi = cf_1(y)x + ax + bf_2(y) + d. \quad (7.2.2-7)$$

Чтобы удовлетворять ур. (7.2.2-3), производные четвертого порядка f_1 и f_2 должны стремиться к нулю. Следовательно, производные второго порядка должны быть или линейными функциями y , или постоянными, или равны нулю.

Тогда компоненты напряжения имеют вид:

$$\sigma_x = cf_1''(y)x + bf_2''(y); \quad \sigma_y = 0; \quad \tau_{xy} = -cf_1'(y). \quad (7.2.2-8)$$

Граничные условия на поверхности требуют, чтобы $f_1' = 0$ для $y=0$. Придерживаясь такого ограничения, можно составить следующие подгруппы:

$$\text{а) } f_1'(y) = 0; \quad f_2''(y) = y + d, \quad (7.2.2-9a)$$

$$\sigma_x = b(y + d); \quad \sigma_y = 0; \quad \tau_{xy} = 0. \quad (7.2.2-9б)$$

$$\text{б) } f_1'' = y; \quad f_2''(y) = 0. \quad (7.2.2-10a)$$

$$\sigma_x = cx; \quad \sigma_y = 0; \quad \tau_{xy} = -cy. \quad (7.2.2-10б)$$

$$\text{в) } f_1'(y) = \frac{1}{2}y^2; \quad f_2''(y) = 0, \quad (7.2.2-11a)$$

$$\sigma_x = cxy; \quad \sigma_y = 0; \quad \tau_{xy} = -\frac{c}{2}y^2. \quad (7.2.2-11б)$$

Наиболее общее выражение систем напряжений, удовлетворяющее условию отсутствия вертикальной компоненты напряжения, получают наложением ур. (7.2.2-9) на ур. (7.2.2-11). Как можно заметить, условие $\sigma_y = 0$ ассоциируется с двумя другими свойствами системы внутреннего напряжения: 1) касательным напряжением, являющимся функцией исключительно y , т. е. постоянным во всех горизонтальных плоскостях и 2) σ_x , которое имеет линейные градиенты, как в горизонтальном, так и в вертикальном направлениях.

Особое значение придается системам напряжений первых двух подгрупп. Объединение уравнений (7.2.2-9), (7.2.2-10) со стандартным напряженным состоянием дает ($d=0$)

$$\sigma_x = cx + by - ay; \quad \sigma_y = -ay; \quad \tau_{xy} = -cy, \quad (7.2.2-12)$$

где $a = \rho g$. Анализ этих выражений показывает, что траектории максимального главного давления представлены кривыми, падающими вниз от области максимального сжатия. Если вертикальный градиент мал, то искривление очень значительно. Из этих траекторий с помощью критерия Мора можно рассчитать потенциальные поверхности разломов. Очевидно потенциальные разло-

мы относятся к классу надвигов. Разломы, наклоненные к области максимального давления, слабо вогнуты (выпуклы) вниз, а комплиментарные их разломы вогнуты вверх. Надвиги первого типа в природе встречаются часто, что позволяет на практике наблюдать изогнутость, выведенную теоретически. Последний тип, по-видимому, встречается весьма редко.

Помимо Хафнера, значительный вклад в разработку теории внес Сенфорд [13]. Рассчитав упругую реакцию слоя пород на двумерное распределение напряжения, он предположил, что появление разломов по-прежнему обусловлено критерием разлома Мора. Результаты были проверены на экспериментах по масштабному моделированию, что позволило подтвердить правильность теории.

Все теории образования разломов основываются на простой теории разломов Мора. Авторы теорий могли бы получить еще более точное описание, если бы решили динамическое уравнение для упругой среды, в которой формируется прерывистость (разлом). Для развития прерывистости используется некий критерий разрыва; здесь следует определить эволюцию во времени напряженного и деформируемого состояния в эластичной среде, примыкающей к разлому (который, в свою очередь, влияет на напряженное состояние, представляя граничные условия). К сожалению, сделать это было очень сложно, следовательно, задача состояла в том, чтобы упростить проблему. Так, Виртман [14] выполнил квазистатическую аппроксимацию, Кинг [15] вычислил кинематическую модель полого падающего разлома, Гаскелл и Томпсон [16] определили поле напряжений вблизи распространяющегося разлома растяжения, а Таркотт и Спенс [17] исследовали двумерную модель трещины. Ричес [18], Арчулета и Фрейзер [19] провели анализ разломообразования в трехмерном поле деформаций. Начало вспарывания разлома изучал Рудницкий [20]; Гилдебранд [21] сосредоточил свои усилия на изучении поля напряжений вблизи окончания разлома. Чиннери и Петрак [22] использовали квазистатическую дислокационную модель [23] для различного вида прерывистостей (см. раздел 3.2.1). Используя упругую дислокационную модель, Алпан и Тиссейре [24] рассчитали энергетический баланс в разломах, а Мадариджа [25] — волновую эмиссию от разломов.

Без рассмотрения простой упругой модели, включающей прерывистости, и с введением дополнительных физических факторов математическая задача еще больше усложняется. В частности это относится к случаю с введением силы трения. Например, Виртман рассматривал дислокации [26] с конечным трением [27], а Волш [28] занимался механикой протяженных неглубоких сдвигов. Кроме того, Таркотт [28] изучал действие температурных условий, предполагая, что трансформные разломы могут представлять собой трещины сжатия. Другие особые геологические условия (например, системы рифтовых разломов) рассматривались Витджеком [30].

7.2.2.4. Разломы второго порядка

Теория Андерсона естественно дает несколько упрощенный вариант решения проблемы. На напряжение разломов воздействует наличие самих разломов. Если принимать во внимание крупномасштабное напряженное состояние, то, вероятно, измененное напряженное состояние, приводящее к возникновению разломов, достаточно сложно объяснить с позиций теории Андерсона. Разломообразование, обусловленное напряжениями, видоизмененными присутствием первоначальных разломов, называют разломообразованием «второго порядка».

Андерсон вычислил изменение напряжений за счет развития сдвига, используя решение Инглиса (см. раздел 3.2.1) для напряжения вокруг эллиптического раскола в пластине. Так, он предположил наличие вертикального сдвига длиной 2 см с координатой x , взятой вдоль простирания и координатой y , перпендикулярной простиранию сдвига в горизонтальной плоскости. «Дополнительная» система напряжений (т. е. напряжения «дополнительные» к стандартному состоянию по Андерсону), которая вызывает этот разлом, должна иметь собственные главные оси, наклоненные под углом 45 и 125° к простиранию разлома. Введя эллиптические координаты α, β, c

$$\chi = c \operatorname{ch} \alpha \cos \beta, \quad y = c \operatorname{sh} \alpha \sin \beta \quad (7.2.2-13)$$

можно выразить дополнительные напряжения в бесконечность, возникающие после образования разлома, следующим образом:

$$\begin{aligned} \tau_{\alpha\alpha} &= K \sin 2\beta, \\ \tau_{\alpha\beta} &= K \cos 2\beta, \\ \tau_{\beta\beta} &= -K \sin 2\beta, \end{aligned} \quad (7.2.2-14)$$

где K — некая постоянная, зависящая от прочности породы. После того как возник разлом, формируются новые условия, при которых все напряжения на поверхности разлома должны стремиться к нулю. Решение для этого случая было дано Инглисом:

$$\begin{aligned} \tau_{\alpha\alpha} &= K \sin 2\beta (\operatorname{ch} 2\alpha - 1) \left(\frac{1}{F} - \frac{1}{F^2} \right), \\ \tau_{\alpha\beta} &= K \operatorname{sh} 2\alpha \left(\frac{\cos 2\beta}{F} - \frac{1 - \cos 2\beta}{F^2} \right), \\ \tau_{\beta\beta} &= -K \sin 2\beta \left(\frac{\operatorname{ch} 2\alpha}{F} + \frac{1 - \cos 2\beta}{F^2} \right) \end{aligned} \quad (7.2.2-15)$$

$$c F = \operatorname{ch} 2\alpha - \cos 2\beta. \quad (7.2.2-16)$$

Дополнительные напряжения в системе напряжений до образования разлома определяются ур. (7.2.2-14); система напряжений после образования разлома определяется ур. (7.2.2-15). Разница между двумя системами напряжений обусловлена возникновением разлома.

Система ур. (7.2.2—15) указывает на то, что разлом является причиной концентрации напряжений вблизи окончаний первоначальной трещины. Более того, траектории напряжений пересекаются с окончаниями разлома почти под прямым углом. Поэтому дополнительные (поперечные) разломы, вызванные концентрацией напряжения после образования «основного» разлома, отходят от последнего под острым углом, так как, согласно теории Андерсона, их простираение должно делить пополам траектории напряжений. Это объясняет часто наблюдаемое наличие «расщепляющегося разломообразования» в системах разломов, т. е. наличие разломов, которые более или менее параллельно ответвляются под острым углом от основных разломов.

При более сложном анализе Чиннери [31], используя квазистатическую дислокационную модель Стикити [32] (см. раздел 3.2.1), рассмотрел изменение напряжений вокруг первоначальных разломов, которое ведет к образованию вторичных разрывных нарушений. Наконец, Сегалл и Поллард [33] дали аналитическое решение эшелонированных расколов и попытались рассчитать упругое взаимодействие между ними.

Сложности, связанные с математическими решениями проблемы образования разломов, заставили исследователей отдать предпочтение проведению экспериментального моделирования, или наблюдению в полевых условиях. Именно этим путем пошли Ренджерс и Мюллер-Зальцбург [34] при изучении общей кинематики процесса образования разломов; Лайтаи [35] исследовал эшелонированные рубцы растяжения, Фридман и др. [36, 37] занимались изучением микроскопических пористых структур, Бергер [38] особое внимание уделял косою внутренней сланцеватости в дайках, а Олденбург и Брюн [39] — трансформным разломам. Однако реальный прогресс в изучении распространения разломов был достигнут только после введения метода конечных элементов при моделировании на компьютерах. С их помощью стало возможным изучать образование первичных [40] и вторичных [41] разломов.

7.2.2.5. *Нехрупкие разломы*

В основе всех обсуждаемых теорий образования разлома лежит представление о том, что механический процесс, вызывающий его, является хрупким разрушением. Тем не менее можно ожидать, что иногда при образовании разломов также имеют значение и другие модели разрушения. В частности, это уместно при развитии разрывного нарушения с течением времени. Здесь, как правило, предполагают наличие явления скачкообразного трения. Если представить напряжение трения на разломе уменьшается с увеличением скорости скольжения (в ограниченных случаях это выражается разницей между трением склеивания и скольжения), то возникает неустойчивость в квазистатическом ползучем проскальзывании на разломе [42]. Те же эффекты наблюдаются при введении модели сглаженной деформации: в результате образования разрывов происходит эпизодически [43].

Проблема изучалась и экспериментально [44—46]. Мендл и др. [46] провели экспериментальные исследования явления такого типа с целью объяснить тектонические разрывы. Они экспериментировали с зернистыми материалами и сумели выявить факт возникновения зон скалывания. Эксперимент точно определил основные различия между зонами скалывания в плотноупакованных зернистых материалах, таких, как упругие осадки под напряжением, которое либо сдерживает, либо увеличивает дилатацию материала, испытывающего скалывание. Скалывание в таких материалах всегда начинается в узком слое толщиной в несколько зерен. «Сопротивление сцеплению» частиц в этом слое преодолевается действием двух механизмов: дилатацией и ломкой зерен. Первый имеет место, когда напряжения сжатия в плотной массе внезапно падают, позволяя частицам не зависеть друг от друга. Если уровень напряжения очень высок, то скалывание будет сопровождаться сильным измельчением зерен внутри зоны скалывания (без дилатации). По мере продолжения скалывания толщина зоны скалывания увеличивается, что обусловлено аккумуляцией обломков зерен в интерстициях, повышающих сопротивление скалыванию. При экспериментальном исследовании в некоторых случаях были воспроизведены зоны скалывания, полностью идентичные тем, которые наблюдаются в глине. Измерения напряжений показали, что полосы скалывания, образовавшиеся между твердыми пластинами, ограничиваются не плоскостями скольжения Кулона, а скорее плоскостями максимального скалывающего напряжения [ур. (3.2.2—12а)]. С другой стороны, свободно развивающиеся системы второстепенных сколов указывают на тенденцию материала деформироваться в соответствии с законом скольжения Кулона. Это наблюдение объясняет и тот факт, что определенные типы тектонических разломов в «пластичных» осадках обычно развиваются параллельно границам компетентных пород, тогда как другие в крупном масштабе проявляют себя как смещения по типу кулоновского. Сравнительный анализ прогнозируемых систем скалывания с наблюдаемыми в поле был представлен Каммингом [47] и Дейли [48].

7.2.2.6. Роль порового давления

Дальнейшая модификация теории образования разломов основана на рассмотрении роли порового давления, впервые представленного в данном аспекте Губбертом и Руби [49]. Как уже говорилось в разделе 3.1.3, присутствие поровой жидкости определяет зависимость механического состояния материала не от общего, а от эффективного напряжения.

Без воздействия порового давления не могут, вероятно, образовываться надвиги, так как трение между плоскостями разлома было бы очень высоким (больше, чем сопротивление разрыву материала) [50]. Обсуждение образования надвигов послужило отправной точкой для Хабберта и Руби [49] при выяснении роли

порового давления. В дальнейшем этот вопрос рассматривался Хсю [51], который обратил внимание на силу сцепления материала. Нур и Байерли [52] показали, что случай Хабберта и Руби накладывает ограничения на более общий случай, а Форристон [53] рассмотрел полное напряженное состояние в надвигающемся блоке. Рамбах и Деремонд [54] выполнили феноменологический расчет надвигов, предположив, что насыщенная водная среда соответствует тонкому вязкопластичному слою, по которому скользит мощный жесткопластичный блок.

Геологическое приложение общей теории надвигов применительно к подковообразным окончаниям надвиговых пластин исследовалось Релеем и Григгсом [55], а с учетом их слоистой структуры Гритенером [56]. Мюллер и его коллеги [57, 58] применили теорию надвигов, используя компьютерную модель по месту конечных разностей, для объяснения структуры Юрских гор в Швейцарии. Влияние жидкостного давления на образование разлома, в частности на возникновение землетрясения, исследовалось (с использованием простых диаграмм Мора) Мартином [59]. Чепмен [60] проанализировал модификации, необходимые для надвига, скользящего в жидкой среде.

Тем не менее, несмотря на все теоретические понятия, механический аспект феноменологии крупных надвигов все еще остается невыясненным. Так, например, до сих пор не исследована языкообразная структура некоторых надвигов (см. раздел 1.6.2) [61]. Одна из трудностей объяснения образования разрыва на глубине состоит в том, что поровое давление должно быть одного порядка с литостатическим, поскольку это требуется для уменьшения трения. Гогуэль [62] обсуждал эту проблему в общих чертах и показал, что перекристаллизация и уплотнение могут вызывать высокое поровое давление. Бридегофт и Геншо [63] рассмотрели серию физических процессов, которые могли создавать высокое поровое давление, и определили ряд общих решений для соответствующих гидродинамических моделей. Они показали, что скорость осадко-накопления равная $500 \text{ м}/10^6 \text{ лет}$ в осадочном столбе, проницаемость которого, $\sim 10^{-10} \text{ м}/\text{с}$ так же, как и материнских слоев на глубине (дегидратирующий гипс или монтмориллонит) в слабо проницаемой окружающей среде, может вызывать необходимое давление. В этом случае наибольшее значение имеет наличие горизонтов со слабой проницаемостью, так как в противном случае возникновение и сохранение высокого давления жидкости представляется невозможным. Лахенбрух [64] предположил, что поровая жидкость может нагреваться при трении на разломе, увеличивая тем самым свою подвижность. На основании сходной идеи предполагается, что тепло образуется за счет концентрации изотермальных поверхностей над воздыманиями фундамента [65].

Поровое давление влияет не только на образование надвигов. Обзор общего значения был дан Гритенером [66]. Он пришел к заключению, что воздействию порового давления подвергаются — скорость звука, электрическое удельное сопротивление и механиче-

ское поведение слоев. Помимо механизма образования разломов, который уже обсуждался, поровое давление также оказывает влияние на образование открытых трещин и уплотнений (например, Лабьоте и Гритенер [67] рассматривали уплотнение вокруг рифов) в последовательности осадочных слоев.

7.2.2.7. Трещины

1. *Вводные замечания.* Как уже отмечалось в связи с физиографическим описанием, трещины развиты повсеместно. Хотя трещины подвергаются интенсивному изучению, механизм их образования все еще остается не совсем ясным [68, 69]. Существует множество теорий происхождения трещин, которые будут рассмотрены ниже.

Следует отметить, что теперь уже абсолютно ясна неадекватность формирования трещин; в некоторых случаях, например в случае со столбчатой отдельностью в лаве, происхождение их (остывание) определяется сразу. Однако многие «обычные» трещины в обнажениях с первого взгляда нельзя отнести ни к одной из таких «особых» категорий, и поэтому их происхождение остается спорным.

2. *Трещины растяжения.* При растяжении хрупкие материалы становятся трещиноватыми. Растягивающее напряженное состояние появляется в основном при остывании горячих масс, например в потоке лавы, плотность которого повышается при остывании до такой степени, что породы сжимаются. Во время сжатия образуются характерные столбчатые отдельности, которые в разрезе имеют пяти- или шестиугольную форму.

Механизм образования трещин вследствие концентрации тепла был исследован Лахенбрухом [70] лишь в общих чертах. Рассматривая образование трещин в условиях вечной мерзлоты, он подчеркнул справедливость своих доводов и для трещин остывания в породах.

Лахенбрух в действительности провел анализ формирования трещин растяжения. Он отмечал, что прямая вертикальная трещина, образуясь, вызывает сброс напряжения в среде, величина которого колеблется от максимума, скажем σ_m в направлении, перпендикулярном к трещине до минимума $t\sigma_m$ (где t — коэффициент Пуассона), параллельного ей. Следовательно, трещина вызывает заметную анизотропию напряжения в среде, где она распространяется. Поскольку трещина растяжения имеет тенденцию распространяться в направлении, перпендикулярном к максимальному растяжению, то трещина, продвигающаяся в косом направлении, будет стремиться стать перпендикулярной относительно ранее образованной трещины, после того как войдет в зону сброса напряжения. Следовательно, пересечение трещины с ранее образованными будет ортогональным. И, наоборот, на основании ортогонального пересечения трещин растяжения предполагается, что одна из них предшествует другой.

Как отмечалось выше, одновременно возникающие трещины в остывающей субстанции пересекаются не ортогонально, а под тупым углом. Можно с уверенностью говорить, что в системе правильных шестиугольных столбчатых отдельностей высвобождается максимум энергии упругой деформации на единицу площади трещины в среде, находящейся под действием силы растяжения. Однако механизм образования тройного соединения все еще лежит в области догадок. Наиболее реальным представляется предположение о формировании тупоугольных соединений путем бифуркации, или разветвления растущих трещин. Можно предположить, что такие наблюдаемые в природе структуры действительно возникают, если каждое ответвление отходит от первоначального направления под углом 60° , и каждая ветвь снова разветвляется до тех пор, пока не достигает предписываемой длины.

Банквитц [71] считал, что столбчатая отдельность растяжения в базальте зарождается еще в недрах и имеет волнообразную форму. Райэн и Саммис [72] предполагали, что механизм образования разлома в остывающих базальтовых разрезах является в основном циклическим, что может быть причиной горизонтальной штриховки.

К явлению разломов растяжения обращаются для объяснения происхождения «обычных» повсеместно распространенных обычных трещин [73], хотя и непонятно, каким образом феноменология последних согласуется с их происхождением за счет растяжения. Не исключено, что механизм образования трещин растяжения основан на предположении о наличии естественной гидравлической трещиноватости в земной коре. Этот подход принимал во внимание Секор [74, 75]. Если давление достаточно высоко, то разломы будут формироваться по нормали к направлению наименьшего главного напряжения (см. раздел 3.3.2).

И опять возникает проблема, каким образом разломы, за счет которых образуются повсеместно наблюдаемые трещины, на поверхности остаются открытыми: на поверхности давление без сомнения равно нулю.

3. Трещины сжатия. Удлиненный образец, находящийся под осевым давлением, имеет тенденцию изгибаться. В связи с этим трещины параллельно направлению максимального сжатия могут открываться, ярким примером чего является отслаивание (рассланцевание). Случай пачки параллельных тонких слоев, на которые воздействует давление параллельно слоистости, был рассмотрен Брунером и Шейдеггером [76], которые в своем исследовании исходили из хорошо известного анализа сил, действующих на округлые трещины, проведенного Гриффитсом много лет назад. Результаты всех подобных расчетов показали, что скорее всего трещина будет параллельна наибольшему сжатию и будет раскрываться в направлении наименьшего сжатия. Однако это может происходить только если наименьшее сжатие в самом деле очень незначительно. Растяжение σ_t , имеющее место по окончании эл-

липтической трещины в двумерном напряженном состоянии (σ_1 , σ_3), равно

$$\sigma_t = -\sigma_1 + \sigma_3 + 2 \frac{a}{b} \sigma_3, \quad (7.2.2-17)$$

где σ_1 — наибольшее, а σ_3 — наименьшее главное напряжение; a — ось эллипса, параллельная σ_1 , b — ось, параллельная направлению σ_3 . Если σ_1 больше сопротивления растяжению S_t материала, то трещина будет распространяться сама по себе. Если взять давление нагрузки σ_3 , равное

$$\sigma_3 = \rho g H, \quad (7.2.2-18)$$

где ρ — плотность, g — ускорение свободного падения, H — глубина, то можно вычислить предельную глубину, на которой трещины существуют сами по себе:

$$H_{\text{limit}} = \frac{\sigma_1 + S_t}{\rho g (1 + 2a/b)}. \quad (7.2.2-19)$$

При разумных константах материала ($S_t = 6$ МПа, $\rho = 2500$ кг/м³) и характерной величине $\sigma_1 = 10$ МПа, H приблизительно равна 50 м и соответствует наибольшей глубине, на которой существование рассматриваемого механизма представляется реальным. Это подтверждает тот факт, что к данному механизму можно обращаться для объяснения отслаивания: сила, перпендикулярная поверхности, очевидно, равна нулю и поэтому «листоватость» может быть обусловлена сжатием. Однако этим механизмом трудно объяснить формирование трещин, не параллельных свободной поверхности.

4. *Кливаж сланцеватости.* «Трещины» могут встречаться в виде так называемого кливажа сланцеватости [77]. Он представляет собой вид кливажа, располагающегося по нормали к максимальному главному давлению, и вызывающий вращение и деформацию зерен, составляющих породу, а также фазовые превращения и перекристаллизация компонентов породы под действием давления. Этому вопросу посвящены работы многих исследователей, недавно обобщенные в обзорах Сиддана [78], Вуда [69] и Вильямса [80]. Ввиду того что встает вопрос о переориентации и преобразовании петроструктуры породы, проблема механизма образования кливажа сланцеватости выходит за рамки механизма разломов и относится к изучению механизма истинного генезиса рассматриваемых пород в процессе метаморфизма ранних образований. Поскольку «трещины» до сих пор рассматривались как результат тектонических сил, воздействующих на «окончательную» породу, то можно считать, что кливаж сланцеватости всегда включает некоторую степень метаморфизма и никогда не наблюдается в породах, избежавших изменений. Следовательно, структура кливажа сланцеватости зависит от сил, действовавших в процессе генезиса пород, а не от тектонических сил, имевших место на последних этапах истории.

«Генетический» механизм образования «трещины» сходен с формированием «объемного кливажа», который состоит из многочисленных поверхностей разделов, ограниченных недеформированными перегородками растворимых в воде пород, ориентирующихся субпараллельно осевым плоскостям сопряженных складок. Принято считать, что такие «трещины» вызваны явлением растворения, ассоциирующимся с сокращением в направлении, примерно перпендикулярном к осевой плоскости складок [81].

Вполне вероятно, что явление типа растворения под давлением относится также к «кренуляции». Так как масштаб этих явлений близок к микроскопическому, то имеет смысл рассмотреть их в связи с теорией петроструктуры (см. раздел 7.2.4).

5. *Трещины скалывания.* Трещины, видимые повсеместно на свежем обнажении, можно интерпретировать, по крайней мере феноменологически, как разрушения по типу Мора, которые возникают за счет современной системы тектонического напряжения.

Однако при такой интерпретации сразу возникает парадокс. Совершенно очевидно, что вертикальное напряжение на поверхности Земли, где в основном наблюдаются трещины, равно нулю, т. е. это направление отвечает наименьшему сжатию. Два других главных направления тектонического напряжения являются горизонтальными, а потенциальные поверхности разлома, согласно теории Мора, должны соответствовать направлению промежуточного главного напряжения; трещины, если они интерпретируются как разрушение Мора, будут, следовательно, представлять собой (в миниатюре) сбросы или взбросы. Тем не менее существуют неопровержимые феноменологические доказательства, что тектонические трещины субвертикальны и геометрически располагаются так, как если бы направление промежуточного главного напряжения было бы вертикальным, а наибольшее и наименьшее напряжения — горизонтальными. Интерпретируя трещины как поверхности разрушения по типу Мора, в двумерном (параллельном поверхности Земли) поле тектонического напряжения получают результаты по всему миру, действительно согласующиеся с измерениями напряжения *in situ* и данными по механизмам очагов землетрясений.

Второй парадокс в предложенной выше интерпретации трещин как разрушения по типу Мора состоит в том, что наблюдаемые углы пересечения между отдельными системами трещин в любом данном обнажении очень велики, т. е. приближаются к 90° . В соответствии с теорией Мора, потенциальные поверхности разрушения наклонены под углом в 30° к максимальному сжатию, что дает угол между сопряженными разрывами порядка 60° . В природе же сопряженные системы трещин в подавляющем большинстве имеют угол, близкий к 90° , указывая тем самым на тенденцию трещин образовываться в плоскостях максимального скалывания поля горизонтального тектонического напряжения.

Пытаясь каким-то образом разрешить эти парадоксы, предположили, что система трещиноватости запечатлелась в породах на

глубине (где имеет место нагрузка, вызывающая вертикальное давление, достаточное для того, чтобы последнее стало промежуточным напряжением) еще до того как она была обнажена на поверхности. Значение горизонтальных тектонических напряжений на поверхности обычно равно 10 МПа. Эта величина достигается за счет давления нагрузки на глубине 300 м, т. е. вполне реальной чтобы полагать, что находились породы на этой глубине прежде, чем были выведены на поверхность. Гипотеза разгрузки, однако, не объясняет больших (почти ортогональных) углов между разрывами. Бартон [82, 83] показал, что критическое состояние пород обуславливает углы, приближающиеся к 90° (см. раздел 3.3.5). Если взять средние значения, например для известняка, то при критическом состоянии давление нагрузки возрастает до 250 МПа, что должно соответствовать захоронению пород на глубине как минимум 7500 м. Факт широкого распространения трещиноватости (даже в постгляциальных голоценовых отложениях) и величина обязательной глубины захоронения позволяет говорить о несостоятельности теории.

Следующая проблема состоит в необходимости объяснить сохранность «рисунка» трещиноватости в породах, когда они обнажаются после снятия нагрузки. Можно предположить, что из-за латеральных нагрузок напряжение «запирается» при разгрузке, сохраняясь таким образом непосредственно в точке разрушения. Такого механизма придерживается Войгт [84], но у Холцхаузена и Джонсона [85], которые указывают на невозможность «сохранения» напряженного состояния на глубине в течение всего периода, пока породы не достигнут поверхности, этот механизм вызывает возражение.

б. Деформация течения. Большие углы между сопрягающимися системами трещин могут указывать на тот факт, что они не имеют никакого отношения к разрушению по типу Мора. Системы трещин группируются вблизи плоскостей максимального скалывания в поле тектонического напряжения, что возможно свидетельствует о происхождении трещин в результате некоего податливого или пластичного процесса проскальзывания. Таким образом, феноменологически трещины можно объяснить как реакцию на мгновенный крип, вызванный в горизонтальной плоскости кратковременно действующим тектоническим напряжением. И, действительно, мы знаем, что породы реагируют на напряжения крипом по логарифмическому закону, поэтому возникновение этого явления в плоскостях максимального скалывания следует ожидать хотя бы с качественной точки зрения. Тогда трещины можно рассматривать просто как поверхностное выражение явлений максимального скалывания. При таком объяснении отпадают все парадоксальные рассуждения, так как текучесть в породах естественно будет распространяться до поверхности Земли.

Следовательно, трещиноватость в обнажениях можно интерпретировать как показатель плоскостей максимального скалывания при текуче-ползучем состоянии литосферы. Отклонения местного

характера просто отражают какие-то нарушения текучести, типичные свойства которой можно определить путем соответствующего осреднения. Траектории (средние значения) направлений (простираций) трещиноватости на карте обозначаются линиями скольжения «тектонической текучести» данного района.

7.2.2.8. Теория ориентировки долин в плане

Рассмотрим вопрос, связанный с ориентировкой долин в плане. В разделе 2.6.4. говорилось о том, что генеральные простирания долин совпадают, вероятно, с направлениями гипотетических линий скальвания в системе неотектонического напряжения. Естественно, что долины нельзя представить в виде «разрывов» поверхности, однако их появление обусловлено тем, что в этих направлениях увеличивается эрозионное воздействие, связанное с экзогенными факторами.

На первый взгляд кажется странным, что долины являются молодыми образованиями. Однако если вспомнить, что скорость поднятия в горных регионах обычно равна нескольким миллиметрам в год, т. е. нескольким километрам за 1 млн. лет (см. раздел 1.7.6), а значит, и скорость эрозии для равновесия должна иметь величину того же порядка, то становится понятен тот факт, что поверхность Земли в своем современном виде сформировалась сравнительно недавно. Следовательно, поле неотектонического напряжения является ведущим фактором, определяющим особенности ориентировки речных русел; в этом смысле долины совпадают с линиями максимального скальвания.

7.2.3. Складчатость

7.2.3.1. Введение

Поскольку складки отражают тектонические перемещения, их происхождение очевидно связано с геофизическим полем напряжения. Тем не менее механические процессы, в действительности участвующие в складкообразовании, все еще до конца не выяснены. Обзор этой проблемы дается в работах Рамзая [86] и Джонсона [87].

Образование складок качественно контролируется различными физическими процессами.

Во-первых, следует назвать упругий изгиб, который предложил Смолуховский [88]. Другой противоположный случай основан на предположении, что складчатость обусловлена вязким течением в породах [89, 90]. Между этими двумя крайними случаями предполагаются некоторого рода промежуточное реологическое поведение (такое, как пластичный изгиб, например) рассматриваемых пластов пород.

Вследствие особой сложности теоретического решения проблемы складки обычно изучают методами моделирования. Рассмотрим различные варианты моделей.

7.2.3.2. Упругий изгиб

Как уже отмечалось, теория упругого изгиба как теория складчатости впервые была предложена Смолуховским [91]. Рамберг расширил ее до избирательного изгиба составных слоев. Теория складчатости, основанная на моноклиномальном изгибе упругих слоев, была предложена Речесом и Джонсоном [93]. Голецки [94] рассмотрел модель упругоизогнутого слоя, покоящегося на вязком субстрате. Все попытки объяснить возникновение изгиба строились на прямом анализе. Поскольку проблема могла стать весьма значительной, Антони и Викхем [95] использовали метод конечных элементов, проведя все расчеты на компьютере. Кроме того, особое внимание уделялось изучению возможности концентрации напряжения в изгибающейся складке как причины образования кливажа скольжения [96, 97].

Чтобы понять процесс возникновения складок при упругом изгибе, рассмотрим следующую идеализированный случай. Прямоугольный отрезок земной коры рассматривается в виде тонкой пластины такой же формы (но принимаемой как плоскость). Сила F действует вдоль плоскости пластины, будучи приложена перпендикулярно к одному из ее краев. Тогда состояние равновесия для упругого материала выражается формулой

$$-Fy(x) = Md^2y/dx^2, \quad (7.2.3-1)$$

где F — сила, y — отклонение пластины от ее первоначальной плоскости, x — координата в направлении действующей силы, M — постоянная, свидетельствующая о сопротивлении плиты изгибу в зависимости от ее упругих параметров. Левая часть ур. (7.2.3-1) выражает момент силы, приложенной к плите в точке x ; правая сторона соответствует сопротивлению изгибу плиты, которое, как предполагается, пропорционально локальной кривизне, равной d^2y/dx^2 для небольших отклонений.

Уравнение (7.2.3-1) имеет следующее решение:

$$y = A \sin \left(\sqrt{\frac{F}{M}} x \right) + B \cos \left(\sqrt{\frac{F}{M}} x \right), \quad (7.2.3-2)$$

где A , B — постоянные интегрирования, определяемые в зависимости от граничных условий. Предполагая, что последние к примеру равны

$$y(0) = y(X) = 0, \quad (7.2.3-3)$$

сразу становится очевидным, что решение предполагаемого типа (т. е. прогиба) отсутствует; т. е. получаем

$$A = B = 0. \quad (7.2.3-4)$$

Под воздействием указанной силы пластина будет не изгибаться, а лишь сжиматься под нагрузкой. Однако если F имеет определенное данное значение (т. е. если сила равна собственному

значению системы), то она дается выражением

$$F = M \frac{n^2 \pi^2}{4X^2} \quad (7.2.3-5)$$

с n , обозначающим любое четное целое число, а решение ($B=0$) будет соответствовать формуле

$$y = A \sin \left(\frac{n\pi}{4} \frac{x}{X} \right), \quad (7.2.3-6)$$

что удовлетворяет граничным условиям при любом значении A . Таким образом, если сила F достигает собственного значения уравнения, пластина начинает изгибаться. Наименьшее собственное значение F дает синусоидальную полуволну с произвольно большой амплитудой. При F выше первого собственного значения деформация носит неустойчивый характер. Первый тип изгиба, имеющего форму синусоидальной полуволны, до некоторой степени напоминает складку, что позволяет использовать его для объяснения складчатости.

7.2.3.3. Гипотезы бесконечно изгибающихся пластов

Чисто кинематический аспект складчатости можно рассматривать, не касаясь реологии материалов. Де Ситтер [98] предложил несколько моделей в том числе модель концентрической складчатости, которая в дальнейшем была дополнена Харой [99]. Исходя из чисто кинематических доводов Эз [100] показал, что в природных условиях гипотетические «складки волочения» практически не возникают между сближенными и параллельными поверхностями скальвания. Основываясь на чисто кинематических данных, Кюннен [101] пришел к заключению, что причину образования птигматитовых складок следует искать в смятии изначально плоских жил в результате последующего сжатия. Речес [102] занимался изучением кинематики формирования складчатости в слоистой среде, состоящей из большого числа параллельных плоских слоев. И, наконец, Карон [103] использовал общую аналитическую теорию деформаций при исследованиях деформаций линейных структур.

Рассмотрим проблему, основываясь на подходе де Ситтера. Согласно его представлениям, складчатость возникает при следующих условиях: а) объем пластов в процессе складкообразования остается неизменным, б) каждый бесконечно малый слой претерпевает только изгиб. Далее де Ситтер предложил «принцип концентрической складчатости», согласно которому поверхность подвергающегося складчатости слоя образована тремя окружностями. Вследствие этого де Ситтер пришел к схеме, представленной на рис. 102, где буквами без штрихов обозначена ситуация до складкообразования, а со штрихами — после образования складчатости. Складчатость вызвана сжатием первоначальных пластов на величину $2S$. Из рисунка хорошо видно, что в области выше линии,

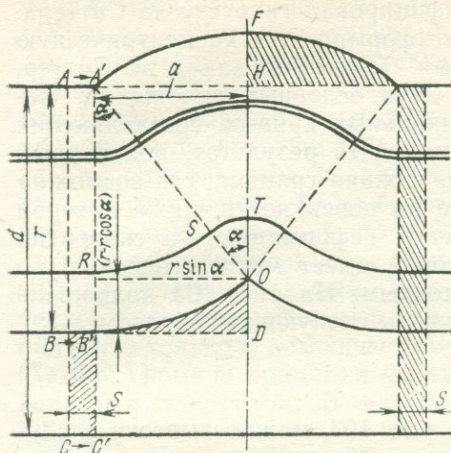
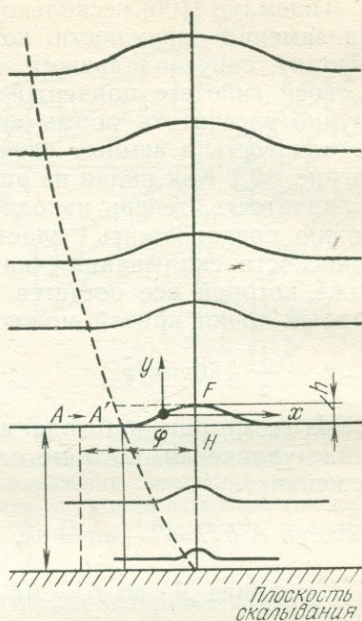


Рис. 102. Образование складчатости по модели де Ситтера [104]

Рис. 103. Образование складчатости по модели Тидеманна [106]



проходящей через точку B , выполняются условия, поставленные де Ситтером, а ниже этой линии они не имеют места. Поэтому эквивалентное количество материала из первой заштрихованной области должно быть перенесено во вторую область исключительно за счет пластической деформации или еще каким-либо способом подобного рода. Кроме того, хотя де Ситтер считал, что двух выведенных им условий вполне достаточно для удовлетворения параметров в области выше линии, проходящей через точку B , совершенно ясно, что это не единственное решение, удовлетворяющее этим принципам. Решение де Ситтера нельзя рассматривать как реальное «объяснение» возникновения складок, поскольку причина их образования не сводится ни к выяснению силового поля, ни к любой попытке рационализировать представления об этих силах с тем, чтобы они могли вызывать данный тип изгиба, как это предложено де Ситтером. Выполнение этих условий не может объяснять процесс складкообразования, так как они лишь выражают принцип сохранения площади и вещества.

Тем не менее гипотезу де Ситтера можно использовать для оценки базальной плоскости скальвания (расположенной на глубине d ниже поверхности, рис. 102), если известны объем пород, выжатых над первоначальным уровнем процессами складкообразования, и величина связанного с этим сокращения коры. Даска [105] показал, что d можно определить по падению слоев даже если складка эродирована.

Тидеманн [106] несколько модифицировал гипотезу де Ситтера. Он заменил окружности, которые формируют концентрическую складку, синусоидальными кривыми. Тидеманн, как и де Ситтер, в своей гипотезе придерживался двух основных положений. Нетрудно рассчитать формы синусоидальных кривых, составляющих складчатость в земных слоях, и получить результат, показанный на рис. 103. Как видно из рисунка, нижняя граница, где возможна складчатость, теперь находится не на поверхности, ниже которой можно предположить пластическую деформацию, а скорее на «плоскости скалывания», над которой имеет место смещение, но ниже которой все остается неизменным. На рис. 103 положение каждой точки кривой можно получить следующим образом:

$$y = \frac{1}{2} h \sin \pi x / \varphi. \quad (7.2.3-7)$$

Из геометрии, наблюдаемой на рис. 103, можно вывести следующие уравнения, которые основаны на фундаментальных предположениях:

$$\text{область } A'FH = \frac{1}{2} \varphi h = sh, \quad (7.2.3-8)$$

$$L \equiv \text{длина } A' \text{ до } F = AF \equiv \varphi + s. \quad (7.2.3-9)$$

Длину синусоидальной кривой можно определить:

$$dL = (1 + y'^2)^{1/2} dx = (1 + n^2)^{1/2} (1 - [n^2/(1 + n^2)] \sin^2 \pi x / \varphi)^{1/2} dx \quad (7.2.3-10)$$

$$\text{с } n^2 = \pi^2 h^2 / 4\varphi^2$$

$$\text{и тогда } L = 2(1 + n^2)^{1/2} E(k) \cdot \varphi / \pi, \quad (7.2.3-11)$$

где $E(k)$ — стандартный интеграл по эллипсу:

$$E(k) = \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 x)^{1/2} dx \quad (7.2.3-12)$$

$$\text{с } k = n / (1 + n^2)^{1/2}. \quad (7.2.3-13)$$

Интеграл $E(k)$ может быть дан в виде таблицы; используя его значения, можно рассчитать величины h для различных вариантов s и d . Как видно, складкообразование может быть объяснено непрерывным смещением, просто за счет приспособления параметра n , соответственно для соседних слоев. Таким образом получают серии складок, как показано на рис. 103.

7.2.3.4. Вязкие слои

В последние годы аналитическое изучение складчатости принято вести исходя из предположения о наличии последовательности слоев с различной вязкостью. Математическое обоснование метода было разработано Бьетом и его коллегами [107—111]. При решении уравнений они брали за основу математические аппрокси-

мации. Позднее Флетчер [112, 113] вывел точные бесконечно малые амплитуды решения уравнений, определяющих складчатость единичного вязкого слоя, включенного в слабовязкую среду.

Так как развитие складчатости требует больших (а не бесконечно малых) амплитуд, то аналитический подход нельзя считать удовлетворительным. Численное решение проблемы можно получить только с помощью компьютера, обычно применяя метод конечных элементов. В настоящее время мы располагаем большим количеством результатов, полученных именно этим путем [114—118].

Особой полнотой отличаются данные де Бремакера и Бекера [119], так как были исследованы многие характерные случаи. Что касается компьютерных решений, то они большей частью являются «одноразовыми», т. е. не позволяют получить общей зависимости решений от заданных параметров, а дают лишь ряд случаев. Результаты по сжатию высоковязкого слоя, расположенного между слоями в среде со средней вязкостью, полученные с помощью компьютера, показаны на рис. 104.

Наиболее пригодной модель образования складчатости за счет вязкого механизма оказалась для объяснения складок в риолитовых потоках [120].

7.2.3.5. Пластичные материалы

Слои, смятые в складки, могут рассматриваться как подвергнутые пластическому изгибу. Составляющий их материал принимается упругим, но при превышении предела текучести в определенных районах возникают пластичные зоны. Последнее можно представить как сплошное развитие (бесконечно малых) дислокаций — метод, который использовал Тейссейре [121, 122]. Сходная модель условия предполагает вязкопластичную (а не упругопластичную) складчатость, она была рассчитана Чапплом [123] на компьютере. Вероятно, неустойчивость зон является общей для всех теорий складкообразования, строящихся на основе метода конечной амплитуды.

7.2.3.6. Общая реология

Системы складок могут возникать и при обычном реологическом поведении рассматриваемых материалов. Это означает, что материалы способны течь по четко определяемым линиям при

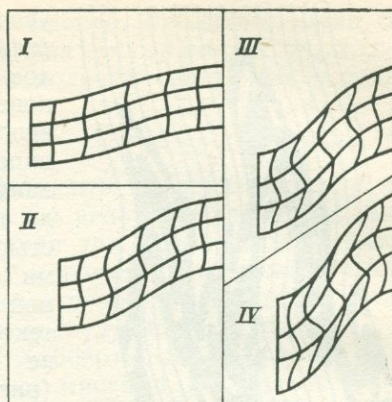


Рис. 104. Стадии деформации (I—IV) высоковязкого центрального слоя с низковязкими внешними слоями в среде со средней вязкостью (не показана). По де Бремакеру и Бекеру [119]



Рис. 105. Образование складок вследствие дифференциального течения

условии, что напряжение и их продолжительность имеют соответствующий порядок величины. Этот тип реологического поведения (пластичность по типу Максвелла — Бингама) не требует детального определения. Такие материалы были названы [125] «реидными», и их состояние, до тех пор пока они обладают текучестью, определяется общими уравнениями текучести. Явления дифференциальной текучести могут походить на явления тектонической складчатости, хотя они и не носят тектонического характера (рис. 105).

Так, Гоббольд [126] показал, что складчатость составных частей системы пород следует рассматривать как общий процесс, устойчивость которого зависит от деформации. Естественно, что форма каждой складки определяется первоначальной морфологией, механическим поведением пород и общими конечными деформациями. Способность компонентов складчатости развивать формы периодических волн зависит от скорости их распространения в сравнении с темпами расширения складчатости и граничных условий системы пород.

7.2.3.7. Моделирование складчатости

Изучение проблемы складкообразования аналитическими методами сопряжено со значительными трудностями. Поэтому когда выяснилась необходимость установить связь между геофизическим полем напряжения и его геологическими проявлениями, пришлось обратиться к экспериментам.

Основой для экспериментальных исследований служит теория механического подобия. В физике основные принципы подобия применяются давно; Хабберт [127, 128] выявил их значение для геодинамики.

Основные принципы механического подобия основаны на том факте, что коэффициенты подобия между моделью и природным явлением должны выбираться так, чтобы все соответствующие уравнения динамики стали тождественными при замене входящих в них величин коэффициентами подобия. Покажем это на примере. Предположим, что существует динамическая система, поведение которой полностью описывается законом движения Ньютона

$$F = Md^2X/dT^2, \quad (7.2.3-14)$$

где F — сила, M — масса, X — перемещение, T — время. Если соответствующие коэффициенты подобия обозначить f , m , x , z и ввести их в уравнение движения, то получим следующее условие подобия:

$$f = mx/t^2. \quad (7.2.3—15)$$

Следовательно, различные коэффициенты подобия имеют ту же зависимость, что и соответствующие им величины уравнений. Так как в механической системе существуют три независимые размерные единицы (обычно длина, масса и время), то должны иметь место и три независимых коэффициента подобия, из которых можно выбрать любой применительно к исследуемому предмету.

После основополагающих работ Хабберта моделирование геологических структур было выполнено многими исследователями. Наиболее успешная серия экспериментов была осуществлена Рамбергом и его коллегами [129—139], которые исследовали не просто складчатость как таковую, но также особо выделили пегматитовые структуры, пересекающиеся складки, складки волочения, гравитационные складки и т. д. При этом они использовали различные материалы (листовую резину, шпаклевочные смеси, вязкие жидкости) для воспроизведения структур, максимально приближающихся к наблюдаемым в поле. Другая серия экспериментов была выполнена О'Дрисколлом [136—141], который исследовал деформации, возникающие в слоистых моделях пластичных веществ и даже в картонных колодах (таких, как колоды игральные или перфораторных карт). Группа Мюллера [142] в Карлсруе в качестве модели геодинамической структуры также использовала картонные колоды.

Моделированием с использованием вязких жидкостей занимались Лебедева [143, 144], Сычева-Михайлова [145], Хадлестон [146] и Шимамото [147]. Вихерт и Курбатова [148], Агостино [149], Рамсей [150], Лейтем [151] и Гайрола [152] использовали в своих экспериментах пластичные вещества (глину, пластилин). Деревянный упор и пластилин использовали в своих экспериментах с применением центрифуги Денис и Холь [153], которые воспроизвели условия для складчатости Юрских гор (жесткий осадочный слой, высокопластичный эвапоритовый слой). Хорсфилд [154] смоделировал условия, возникающие в Северном море, используя специальную коробку с песком. Кроме того были проведены эксперименты по складчатости в образцах различных пород [155—158].

7.2.4. Петроструктура

7.2.4.1. Введение

«Петроструктура» (структурная петрология) рассматривает мелкомасштабные (порядка нескольких миллиметров) элементы пород, в частности она изучает форму и ориентировку гальки, деформационные эффекты в кристаллах, ориентировку зерен в по-

ликристаллических породах, образование стилолитов, а также ориентировку микротрещин и микроскладок. Толчок к изучению этих структур несомненно был дан Зандером [159—161]. Современный обзор (содержащий много ссылок) исследований в этой области принадлежит Фридману и Соуэрсу [162].

Многие петроструктурные элементы образуются в результате процессов седиментации. Происхождение этих элементов не представляет интереса для геодинамики, так как геофизическое поле напряжений не участвует в их образовании. Однако изменения в первоначальных конфигурациях этих элементов представляют несомненный интерес, в связи с чем приходится в той или иной мере решать и вопросы происхождения микроструктур. Тем не менее, собственно механизмами осадконакопления занимается другая геологическая дисциплина.

Остановимся подробнее на различных теориях петроструктурных элементов и их генезисе за счет геофизического поля напряжений.

7.2.4.2. Форма гальки

Галька может свидетельствовать о деформациях, которым она подвергалась в процессе напряжений. Входя в состав конгломерата, она обязана своей формой частично предыдущей абразии, а не только последующей деформации. Если предположить, что до деформации галька была круглой, то по ее измененной конфигурации можно непосредственно сделать выводы о деформации. Однако если до деформации она имела какую-либо эллиптическую форму, то определить величину деформации довольно трудно. И все-таки это возможно осуществить, предполагая, что все гальки были одинаковой формы, но по-разному ориентированы до деформации. Исходя из этого предположения можно установить их первоначальную форму и тензор деформаций. Эллиот [163] и Миданс [164] дали обзор теоретических представлений и практических примеров их использования. Очевидно, что в основу метода можно положить статистический анализ, так как по форме гальки в конгломератах можно определить среднее значение возмущающей деформации.

Метод Эллиота был развит Шимамото и Икеда [165], которые предложили простой алгебраический метод для оценки деформации по деформированному эллипсоидальному предмету со случайной ориентировкой в его недеформированном состоянии; и Лислом [166], который дал приближенные оценки отношения тектонических деформаций из усредненной формы деформированных эллиптических маркеров. Ле Теоф [167] рассмотрел особые случаи, обусловленные простым скалыванием или объединением простого и чистого скалывания. Кроме того, при исследовании гальки также обсуждались деформации произвольно деформируемых полигональных маркеров [168, 169] и общих тел [170] в поле деформаций.

7.2.4.3. Механическая деформация кристаллов

Что касается кристаллов в однородной субстанции, то ситуация здесь сродни той, которая наблюдается в случае с галькой, за исключением лишь того, что форма кристаллов обычно известна.

В качестве возможных механизмов деформации можно предложить следующие варианты: 1) кристаллы пассивно деформируются при механическом перемещении матрикса, в который они включены, при этом можно предполагать, что реология зерен и матрикса является вязкой, пластичной или даже более общей; 2) кристаллы выстраиваются в линии в соответствии с перемещениями в матриксе, не испытывая деформаций. Рассмотрим вкратце эти два случая.

1. *Деформация кристаллов в матрице.* К первой модели для этого случая относится модель, в которой исследуется деформация вязких сферических частиц, включенных в вязкую среду. Исходя из системы уравнения Тейлора [171] для скорости, Гей [172] обнаружил, что частица изменяет форму в соответствии с уравнением:

$$\ln\left(\frac{a}{b}\right) = \ln\left(\frac{a_i}{b_i}\right) + \frac{5}{2R+3} \ln \sqrt{\frac{\lambda_1}{\lambda_2}}, \quad (7.2.4-1)$$

где a_i , b_i — первоначальная полуось частицы, λ_1 , λ_2 — большое и малое главное удлинение системы; R — отношение вязкости (частица/среда). Это решение было подтверждено расчетами на компьютере [173] по методу конечных элементов.

По всей видимости, модель вязких зерен не может широко применяться. Кристаллы (в частности галита и кальцита) обычно могут рассматриваться как пластичные элементы. Основываясь на простой зависимости между максимальным сдвигом в пластическом потоке и главными напряжениями, Картер и Релей [174] определили по типичным петроструктурам направление осей главных напряжений тензора геотектонического напряжения. Общие аспекты проблемы обсуждались Николасом [175], а полностью теоретический подход был выработан Этчекопаром [176] путем построения чисто геометрической модели дислокационного скольжения, представленной в численном виде.

Этот тип модели приводится на рис. 106. На ее основе очевидно можно выяснить формы, возникающие при деформации из первоначальных очертаний.

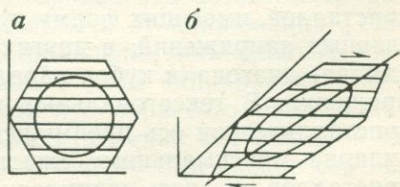


Рис. 106. Первоначальная клетка (а), клетка, деформированная гомогенным сдвигом (б) (горизонтальные линии — линии сдвига). По Этчекопару [176]

Как правило, изучение деформированных структур ведется экспериментально. В основном это относится к конкретным материалам, таким, как кварц [177], кварцит [178, 179], оливин [180] и другие силикаты [181]. При этих исследованиях обычно применяется электронная микроскопия.

Особым видом механической деформации в кристалле является механическое двойникование. При исследовании таких двойников часто можно определить систему напряжений, отвечающую за их образование. Основные взаимоотношения определяются экспериментальным путем. Результаты таких исследований были опубликованы Баргером [182] для кальцита, Кирби и Кристи [183] для диоксида, Лившицем и Прищеповым [184] для цинка.

2. *Выстраивание частиц в матрице.* Петроструктурные эффекты в деформируемой среде могут возникать без деформации самих частиц. Последние просто пассивно выстраиваются в линию внутри матрикса. Обычно длинные оси частиц выстраиваются параллельно плоскостям скалывания матрикса в направлении течения. Это не зависит от того, является матрикс вязким или нет. Было предложено два возможных механизма: один основан на изменении угловой скорости зерен в процессе их вращения в сдвинутом матриксе, а другой — на способности зерен выбирать позицию, при которой в результате столкновений минимальный момент количества движения от одного зерна передается соседнему [185, 186].

7.2.4.4. Теория ориентировки зерен в поликристаллических породах

Ориентировка зерен в поликристаллическом материале в большой мере зависит от напряжений, присутствующих в процессе формирования породы. Вероятно это происходит за счет образования центров кристаллизации или роста кристаллов в наиболее благоприятном направлении.

Что касается образования центров кристаллизации, то Гогуэль [187—189] отмечал, что растворимость различных минералов при плавлении — функция преобладающего напряжения, поэтому ориентировка зерен в метаморфических породах является показателем напряжений, существующих на момент кристаллизации. Так, для полевого шпата Гогуэль [189] прогнозировал ориентировку его зерен преимущественно по нормам к существующему максимальному давлению. Для пирита, галенита и каменных солей плоскости кристаллов, имеющих форму куба, перпендикулярны направлениям главных напряжений; в других кубических минералах (магнетите, алмазе) диагонали кубов параллельны направлениям главного напряжения. В гексагональных кристаллах (β -кварц, лед, берилл) кристаллическая ось преимущественно параллельна или перпендикулярна максимальному сжатию. Если говорить о других типах кристаллов, то здесь взаимоотношения гораздо сложнее.

Зависимость растворимости компонента от напряжения также ведет к понятию такого общего явления, как «растворение под давлением», в результате которого в петроструктуре пород при внутренней диффузии происходят определенные изменения [190]. Этот механизм был исследован для различных конкретных материалов, таких как кварц [191], кварцит [192, 193] и рутил [194]. В качестве причины существования «таблитчатых» (сплюснутых) зерен минералов (перпендикулярных к максимальному напряжению) в деформированных породах также предлагается этот механизм, хотя в последнем случае и наблюдалось сколовое смещение сегментов первоначально уравновешенных зерен [195].

Процесс образования центров кристаллизации может также происходить при зарождении кинкбандов в идеально пластичном материале с одной поверхностью скольжения [196]. Между двумя процессами существует поверхностное сходство, хотя это и не относится к центрам кристаллизации, так как в обоих случаях имеет место энергетическая неустойчивость.

Все приведенные замечания касаются механизма образования центра кристаллизации. При петроструктурном анализе можно также определить напряжение и деформации, имеющие место во время роста кристаллов (наблюдается в виде включений в метаморфических петроструктурах) [197]. Если кристалл рассматривается в процессе роста при развивающейся деформации, то при этом между кристаллом и матриком происходит относительное вращение, ось которого зависит от формы приращенного эллипсоида деформации. Вильсон [197] использовал этот факт при определении деформаций в порфиروبластах Норвегии.

7.2.4.5. *Стилолиты*

Стилолиты — другие структуры, которые могут быть отнесены за счет растворения под давлением; они встречаются главным образом в известняках. Раствор проникает в породу из-за наличия слоистости и трещиноватых поверхностей. Различие в растворимости, обусловленное зависимостью от напряжения, вызывает рост стиололитовых столбиков в направлении наибольшего сжатия.

Имеются достаточно убедительные доказательства, что стиололиты представляют собой сутуры, образовавшиеся в результате удаления растворенного материала породы, что объясняется различием в растворении пород в зависимости от напряжения [198]. Стилолитовые столбики растут в направлении наибольшего сжатия [199—203], так как оно вызывает в этом направлении консолидацию (стилолитовый столбик плотнее пористого известняка). Таким образом, основным принципом изменения состояния, в котором проходит данный процесс, является его стремление соответствовать минимальному содержанию потенциальной энергии.

7.2.4.6. Микротрещины, микроскладки и родственные им структуры

Если мельчайшие трещины, небольшие складки и сходные «петроструктурные» элементы рассматривать на микроскопическом уровне, то окажется, что при исследовании соответствующих макроскопических структур окажутся возможны аналогичные выводы, касающиеся напряжений и деформаций.

Мельчайшие трещины в породах обычно называются «кливажем». Некоторые особенности кливажа уже обсуждались в разделе 7.2.2. Поэтому теперь можно просто резюмировать, что кливаж по отношению к литологии развивается, как функция регионального изменения деформации. Ле Корре [204], суммируя возможные случаи, выделил (чисто качественно) пять типов кливажа. Особый интерес представляет кренуляционный кливаж; это четко ограниченные, тонкие квазиплоскостные нарушения, которые срезают ранее существовавшую кренуляционную структуру (рис. 107). До последнего времени происхождение таких структур обычно относили за счет чисто механических явлений (скальвания) (см. обзор Грея [205]) сейчас же, объясняя возникновение кренуляционного кливажа, предпочтение отдают минералогической дифференциации. Развитие этой идеи привело к предположению о растворении и выносе кварца вдоль кливажа («процесс переноса раствора»), в результате чего происходит пассивная концентрация листовых силикатов [206—209]. Таким образом, здесь мы опять наблюдаем процесс, сходный с «растворением под давлением». Тот факт, что плоскости кливажа связаны с кренуляцией и являются более или менее ортогональными по отношению к направлению максимального сокращения (на рис. 107 обозначено Р), заставляет отказаться от интерпретации кренуляционного кливажа как сколового явления, которое не зависит от складкообразования и свидетельствует в пользу гипотезы растворения под давлением [210]. Тем не менее, вопрос все еще остается нерешенным.

Микротрещины также встречаются в таких составляющих компонентах конгломератов, как галька и мелкие обломки. Как правило, подобные трещины полностью соответствуют неотектоническому полю напряжения (см. раздел 7.2.2), но поскольку галька и обломки могут быть прочно сцементированы в основной массе, то не исключено, что в них могут сохраняться какие-то прежние деформации. Исходя из такого предположения Эйсбахер [212] пытался определить палеозойские напряжения по трещинам в гальке из каменноугольных конгломератов в Новой Шотландии.

Для большинства небольших трещин, образовавшихся, очевидно, в условиях растяжения постулируется их конседиментационное происхождение: отлагаясь, осадки вызывают напряженное состояние в подстилающем пласте, где вертикальным является максимальное сжатие, а горизонтальным — минимальное. Трещина растяжения будет формироваться параллельно максимальному сжа-

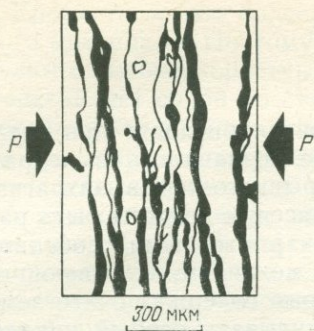


Рис. 107. Кренуляционный кливаж скольжения (схематическое изображение). По Грею [211]

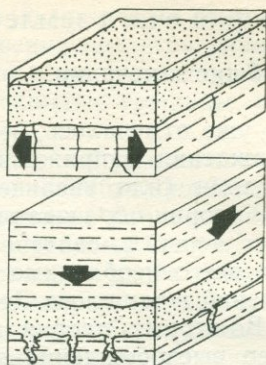


Рис. 108. Генетическая модель конседиментационного образования трещин

тию, т. е. параллельно вертикали [213]. Таким образом, генетическая модель процесса будет такой, как показано на рис. 108. При полевых исследованиях трещины такого типа встречаются очень часто [213].

Соответствующий механизм в кристаллических породах представляет последовательность образования трещин и их залечивание: в породах возникают хрупкие разрушения, которые в дальнейшем залечиваются кристаллическим материалом, который несет раствор под давлением, вымывая его из основной массы пород [214]. Однако получить оценки напряжения для двух последних случаев, описывающих образование трещин при растяжении, не удалось.

При образовании центров кристаллизации и в процессе роста зерен в поликристаллических материалах они могут испытывать деформацию. Подобные микротрещины встречаются в составных частях гранитов [215], милонитовых пород [216] и тектонитов [217].

Мелкие складки, если их рассматривать в петроструктурном аспекте, так же можно интерпретировать с точки зрения напряжений и деформаций. Так, эволюция кинкбандов в глинах, подвергнутых сколовому напряжению, была изучена Чаленко [218], а Хенкок [219] и Рамсей [20] особое внимание уделили анализу эшелонированных прожилков, секущих шевронные складки с точки зрения деформаций, испытываемых соответствующим матриком породы. Точно такие же исследования были выполнены и для милонитов [221, 222]. Кроме того, Мальтман [223] изучал кренуляционные складки в аргиллитовых осадках, а Виалон [224] в поликристаллических породах.

7.3. Теория очага землетрясений

7.3.1. Общие замечания

Как уже отмечалось, землетрясения происходят при внезапном высвобождении напряжения, которое создавалось в недрах, при образовании (или увеличении) прерывистостей в затрагиваемой среде. В теории образования землетрясения должны быть рассмотрены все аспекты, связанные с его характерными особенностями. Прежде всего необходимо выяснить механизм, вызывающий рост напряжений в тех слоях Земли, которые содержат очаги землетрясений. Во-вторых, теория должна учитывать особый циклический характер высвобождения энергии при последовательности землетрясений. Третий аспект, представляющий интерес, это способ излучения энергии из очага во время землетрясения. И, наконец, особый интерес имеет вопрос, касающийся процессов в очаге при землетрясении.

7.3.2. Модели подготовки землетрясения

Подготовка землетрясения начинается при накоплении тектонических деформаций в точке, где происходит последующий «разрыв» материала. Как показывают наблюдения, во многих регионах мира периоды высокой сейсмической активности сменяются периодами относительного спокойствия, причем длительность таких периодов составляет приблизительно 10 лет. Следовательно, задача состоит в том, чтобы найти механизм, контролирующий смену одного периода другим.

В этом отношении самой старой является идея, рассматривающая землетрясение как процесс хрупкого разрушения скачкообразного типа. Именно с позиции этой идеи можно применить критерий разрушения Мора, т. е. принцип, согласно которому напряжения, обуславливающие расколы, действуют таким образом, что поверхность раскола наклонена под углом 30° по отношению к направлению максимального главного давления и включает промежуточное главное напряжение. Если обратиться к микроскопическому анализу хрупкого разрушения, то для него можно предположить механизм Гриффитса, и скорость распространения трещины определится из ур. (3.3.3.—10). Таким образом, землетрясение должно соответствовать внезапному расползанию краев старого разлома или же возникновению нового; высокая скорость, с которой распространяется его окончание, вызывает сотрясения; энергия разрушения будет соответствовать высвобожденной упругой энергии в деформируемой области. Эта теория, автором которой является Рид [225], называется «теорией упругой отдачи».

Однако эта теория имеет отрицательные стороны. Так, в частности, хрупкое разрушение по существу представляет собой открытие трещины, но очень сомнительно, что на глубине, где присутствуют очаги землетрясений, может иметь место скалывание в виде кли-

важа. Кроме того, еще более сомнительно наличие в этой области хрупкого материала. Поэтому возникновение землетрясения иногда связывают с высокоскоростным пластичным разрушением. Оно также представляет собой по существу раскрытые трещины, которые, распространяясь, вызывают сотрясения.

Все эти возражения указывают на то, что для землетрясения следует искать механизм, в котором толчок обуславливается внезапным проскальзыванием вдоль поверхности ранее существовавшего разлома. Если попытаться решить проблему аналитически, то периодическое скольжение вдоль поверхности ранее существовавшего разлома можно описать как внезапные, или мгновенные дислокации. Общие представления о дислокациях были даны в разделе 3.2.1.3, тем не менее в связи с проблемой землетрясений имеет смысл определить физические условия начала и продолжения процесса мгновенной дислокации вдоль плоскости землетрясения.

Уже отмечалось, что абсолютно невозможно чисто аналитически описать процесс разрушения, а следовательно, дать точный анализ мгновенных дислокаций. Наибольшее, на что можно надеяться, это статистическое исследование. С этой целью Хаусер [226] разбил разлом, возникающий при землетрясении, на области скольжения A , для которых величина смещения являлась постоянной, т. е. на активные области в пределах очага одного землетрясения. Затем он предположил, что ожидаемое число смещений между A и $A+dA$ должно быть пропорционально dA/A , т. е. вывел статистическую частоту распределения f областей скольжения A , которую можно записать как

$$f = C \frac{a_0}{A} \equiv C \frac{1}{x}, \quad (7.3.2-1)$$

где a_0 — минимальное значение A . В результате нормализации получаем

$$C = \frac{1}{\log x_1 - \log x_0}, \quad (7.3.2-2)$$

где x_1 — наибольшее, а x_0 — наименьшее значение x . Следовательно, частоту распределения можно выразить следующим образом:

$$f = \frac{1}{\log x_1 - \log x_0} \frac{1}{x}. \quad (7.3.2-3)$$

В качестве параметра, характеризующего землетрясение, Хауснер взял среднее смещение S вдоль разлома. Эту величину он логарифмически связал с магнитудой Рихтера M , что привело к следующей формуле:

$$dM = dS/S. \quad (7.3.2-4)$$

Интегрируя, Хауснер получил

$$S = S_0 e^M. \quad (7.3.2-5)$$

Далее, если предположить, что все дислокации геометрически однозначны, то смещение должно быть пропорционально квадратному корню площадки A . Следовательно:

$$A = A_0 e^{2M} \quad (7.3.2-6)$$

и, в соответствии с ур. (7.3.2—1), получаем

$$f = \text{const } e^{-2M}. \quad (7.3.2-7)$$

Уравнение (7.3.2—7) можно сравнить с частотой распределения землетрясений в любой данной области, где M берется как магнитуда по шкале Рихтера. Хауснер отмечал достаточно хорошее совпадение по крайней мере для Империл Велли в Калифорнии.

Точно так же можно проверить и ур. (7.3.2—6) относительно площадок, на которые влияет землетрясение любой данной магнитуды. Из анализа данных, полученных путем наблюдений, Хауснер вывел

$$A_0 = 3,1 \times 10^3 \text{ м}^2. \quad (7.3.2-8)$$

Подобным же образом он установил постоянную S_0 в ур. (7.3.2—5)

$$S_0 = 6,4 \text{ мм}. \quad (7.3.2-9)$$

Эти значения вполне приемлемы и позволяют рассчитать среднюю величину смещения и область смещения для землетрясений любой данной магнитуды.

Однако эта теория сопряжена с трудностями фундаментального характера. В первую очередь это касается того, что любая форма разрушения не может существовать на той глубине, к которой приурочены землетрясения. Однако эту трудность можно преодолеть путем усложнения модели. Первоначальная скачкообразная модель Рида (упругой отдачи) в дальнейшем неоднократно исследовалась на основании более сложных теоретических предположений [227—228]. Обзор возможных вариантов дал Стюарт [229].

Сообщалось о попытках введения различных типов реологий (не только упругости и хрупкого разрушения) в разные типы моделей. Сэвэдж и Прескотт [230] предложили механизм, основанный на поведении при винтовой дислокации упругой плиты (литосферы), залегающей на вязкоупругом субстрате (астеносфере). Релаксация астеносферы в связи с дислокационным процессом в литосфере вызывает циклическое высвобождение деформации. Эндриус [231] представлял себе многослойную модель сейсмичной области с различными свойствами отдельных слоев.

Капуто [232], исходя из наличия серии кольцевых разломов в области землетрясения, которые активизируются, если напряжение достигает критического значения на каждом отдельном разломе, построил модель, объясняющую наблюдаемые зависимости между магнитудой и частотой, т. е. дал статистический анализ времени повторяемости. Из этой модели опять следует эпизодическая повторяемость землетрясений, хотя напряжения накапливаются линей-

но. Вязкоупругая модель землетрясения как процесс роста и сброса напряжения также исследовалась Буюриджем [233]; Стюарт [234] при этом предполагал небольшое ослабление деформаций.

В заключение следует упомянуть физическое моделирование скачкообразного механизма с использованием пенорезины в качестве среды [235].

Периодическое высвобождение деформации может также иметь место, если предполагать, что рост деформаций сам по себе носит периодический характер. Например, Матусава [236] предполагал, что землетрясение возникает в пределах «полей», которые сопоставляются с тепловой машиной периодического действия. Движущая сила этих машин постоянно обеспечивается тепловым потоком из недр Земли и, по всей видимости, тепловой поток в сейсмических областях выше, чем в сейсмически неактивных зонах. Именно этим объясняется повышение температуры в сейсмичных областях, что в свою очередь обуславливает возникновение напряжений, являющихся основной причиной роев землетрясений, по мере того как превышает прочность пород на разрыв. Рой землетрясений способен диссипировать излишки тепловой энергии из недр Земли настолько быстро, что процесс может постоянно повторяться. Это позволяет говорить о циклической последовательности землетрясений.

Матусава [236] рассматривал два термальных механизма, которые могут вызывать появление напряжений. В первом случае напряжение возникает как реакция на температурное расширение. Матусава обнаружил (сделав разумные предположения для включаемых постоянных величин), что сейсмичные зоны в верхней части мантии должны нагреваться до температуры на 100°C , превышающей температуру прилегающих несейсмичных зон, с тем чтобы напряжения могли повысить прочность пород на разрыв. Однако предположение, что это явление имеет место каждые 10 лет, ничем не подкрепляется. Поэтому Матусава рассмотрел второй вариант, предположив, что на подошве коры должен происходить фазовый переход из твердого вещества в жидкое. Такой переход описывается хорошо известным уравнением Клаузиуса — Клапейрона

$$\Delta p = \frac{L}{T(v_1 - v_2)} \Delta T, \quad (7.3.2-10)$$

где Δp — повышение давления, необходимое для сохранения равновесия, если температура повышается на величину ΔT (K); L — средняя теплота плавления (на единицу массы); $v_1 v_2$ — средние объемы (на единицу массы) жидкой и твердой фаз соответственно. Используя подходящие постоянные ($v_1 = 0,385 \times 10^{-6}$ м³/г, $v_2 = 0,346 \times 10^{-6}$ м³/г, $T = 1500$ К, $L = 365$ Дж/г) получаем, что для сохранения состояния равновесия повышение температуры на 5 К должно соответствовать повышению давления на 30 МПа. Если предположить, что мантия находится в состоянии критического равновесия, то тогда для его сохранения в регионе, где температура выше, чем в соседней области, требуется и большее давление;

так, при повышении температуры на 5° давление должно увеличиться, как уже говорилось на 30 МПа. Следовательно, если предположить, что величина повышения температуры на 5° в области очага землетрясения действительно является наиболее вероятной, то при состоянии критического равновесия давление под корой в области землетрясения должно быть выше на подсчитанную величину по сравнению с прилегающими областями. Матусава показал, что при таком увеличении давления в коре возникают напряжения, способные превысить предел прочности пород. С этой целью он взял в качестве модели полей землетрясения пластины различных форм (круглые, эллиптические) с фиксированными краями, которые подвергались одностороннему давлению [227]. В случае с круглой моделью Матусава выбрал следующие постоянные и размеры: мощность $h = 25$ км, радиус $a = 2h$, модуль упругости $E = 1,25 \times 10^{11}$ Па, коэффициент Пуассона $m = 1/4$. В результате у него получилось, что максимальное скалывание напряжения имеет тот же порядок, что и величина, на которую увеличивается давление (30 МПа), и, следовательно, соответствует пределу прочности пород. При этом увеличение объема ΔV , объясняющееся изгибом пластины, составляет $\Delta V = 5,1 \times 10^{10}$ м³. При этом естественно предполагается, что равный объем ΔV ниже пластины заполняется расплавленным материалом, сопровождая процесс нарастания напряжения. В момент нарушения целостности пород давление ниже рассматриваемой части коры уменьшается, тепло улетучивается и наступает стадия высокой сейсмической активности. По всей вероятности, процесс повторяется через регулярные интервалы времени.

Возможность существования этого механизма зависит от того, поступает ли достаточно тепла, чтобы вызвать требуемый дифференциальный нагрев. Если теплота плавления равна $9,4 \times 10^7$ Дж/м³, то получим, что общее количество теплоты для плавления ранее подсчитанного объема ΔV должно быть равно $H = 9 \times 10^{20}$ Дж. Именно это количество теплоты должно вноситься и выноситься из поля землетрясения в течение одного цикла (около 10 лет). Таким образом, общий тепловой поток, учитывая рассмотренный выше механизм в области землетрясения, должен составлять:

$$\frac{H}{\pi a^2} \times \frac{1}{10 \text{ лет}} \cong 4 \times 10^5 \text{ мВт/м}^2, \quad (7.3.2-11)$$

что примерно на 10^4 выше обычно наблюдаемых тепловых потоков.

Объяснение требуемых высоких значений теплового потока составляет одну из основных трудностей теории поля землетрясений, хотя результаты подобных исследований были опубликованы Аки [238]. Кроме того, Ломниц [239] рассмотрела проблему термодинамики планет в более широком плане.

Помимо вышеописанных моделей, для объяснения возникновения роев землетрясений было предложено еще несколько геологических моделей. Так, Хилл [240] выдвинул гипотезу особого гео-

логического процесса, включающего существование роев, заполненных магмой даек, в которых последовательность прогрессивных нарушений появляется вдоль системы плоскостей сопряженных разломов, соединяющих эшелонировано под косыми углами концы даек. Будянский и Амазиго [241] предположили прямое взаимодействие между смещением по разлому и ползучестью в литосфере. Тэтчер и Рандл [242] предложили особую модель землетрясения, основанную на фазе субдукции плито-тектонического цикла, а Чеппл и Форсайт [243] связали возникновение землетрясений с изгибом литосферных плит в желобах. Крайней точки зрения придерживаются Гоулд и Соутер [244], которые считают, что землетрясения возникают за счет периодического выделения газов (в основном метана) из глубин в мантии Земли.

Для прогнозирования землетрясений пытаются использовать явления, предшествующие процессу разрушения, такие, как поровая дилатансия (см. раздел 3.3.3.). Проблема прогнозирования сейсмической активности выходит за рамки геодинамики; этот вопрос рассмотрен в монографии автора по теории катастроф [245].

7.3.3. Модели очага землетрясения

7.3.3.1. Общие сведения

Модели очага землетрясений уже упоминались в разделе 2.2.4. Рассмотрим их подробнее.

Основной вопрос построения моделей заключается в объяснении характера смещений, наблюдаемых на сейсмических станциях с точки зрения механизма очага землетрясения. Регистрируемые смещения частично обусловлены свойствами среды, через которую распространяются волны. Поэтому прежде всего следует привести их к абстрактному случаю для сейсмических лучей, распространяющихся во всех направлениях из очага в однородной среде. Это можно сделать, введя очаговую сферу (см. раздел 2.2.4), т. е. сферу из однородного материала, включающую область очага, причем сама сфера должна быть больше по сравнению с областью очага. Все сейсмические лучи в очаговой сфере спрямляются. Как уже говорилось, каждая сейсмическая станция соответствует точке на поверхности очаговой сферы; смещение на поверхности можно установить путем сейсмических наблюдений. Это можно сделать с помощью географов и по результатам, вытекающим из теории прохождения волн, рассмотрение которой не входит в рамки данной книги. Следующая задача построения моделей механизма очага землетрясения состоит в нахождении соответствия между смещениями на поверхности очаговой сферы и теми, которые, определяются по результатам наблюдений.

В связи с этим предложенные модели можно разделить на следующие категории: 1) разлом с жестким смещением двух половинок очаговой сферы; 2) сингулярная точка, заключающая сингу-

лярность в поле напряжения; 3) сингулярная точка, заключающая сингулярность в поле деформации (дислокация); 4) сложный процесс образования разрушения.

7.3.3.2. Модель жесткой плоскости разлома

Модель жесткой плоскости разлома рассматривалась в разделе 2.2.4. Эта модель, по существу, соответствует изображению разлома, т. е. напоминает апельсин, разрезанный по центру на две части, плоскости которых смещены относительно друг друга (см. рис. 44). Модель очень удачна для объяснения первых вступлений сейсмических волн. С ее помощью можно определить направление главных тектонических напряжений, вызывающих землетрясения.

Учитывая успех модели жестких плоскостей в объяснении наблюдаемых фактов, можно предположить, что простое разрушение имеет бóльшую вероятность в качестве правильного объяснения. Однако чтобы лучше понять процесс землетрясения необходимо иметь детальную картину механизма скольжения вдоль разлома.

На первый взгляд может показаться, что землетрясения механически вообще невозможны [246]. Шероховатость поверхности разрушенных пород при обычных условиях (в лабораторных условиях) обуславливает наличие коэффициента трения $f = 2$. На глубине 100 км давление приблизительно равно

$$p = 3 \times 10^9 \text{ Па.} \quad (7.3.3-1)$$

Это означает, что при коэффициенте трения $f = 2$ касательное напряжение должно составлять

$$\tau = fp = 6 \times 10^9 \text{ Па,} \quad (7.3.3-2)$$

чтобы позволить сместить одну скальную поверхность относительно другой. Однако в этом случае касательное напряжение в десять раз больше предела текучести пород. Следовательно, возникновение землетрясений, по-видимому, нереально.

Единственная возможность разрешить создавшееся противоречие — это предположить, что коэффициент трения в действительности много меньше полученного экспериментальным путем, т. е. много меньше $f = 2$. Джегеру [247] удалось добиться нужного результата; он установил, что под давлением коэффициент трения будет равен 0,6. И тем не менее, даже этот показатель слишком велик для возникновения землетрясений. Боуден [248], проведя микроскопический анализ, установил еще меньшие значения коэффициента трения при высоких давлениях. Так, по его данным, в обычных условиях действительная область контакта (не следует путать с видимой областью контакта) двух скользящих поверхностей чрезвычайно мала, что объясняется мельчайшими неровностями поверхности. Давление поперек области контакта во время скольжения всегда очень велико, настолько велико, что вызывает пластичность и текучесть материала. При увеличении давления между двумя скользящими телами пропорционально увеличивается область дей-

ствительного контакта, что оценивается обычным линейным законом сухого трения, который использован в ур. (7.3.3—2).

Экстраполируя условие до очень высокого давления, можно утверждать, что на определенной стадии будет происходить полный контакт (т. е. точка насыщения) скользящих поверхностей и, следовательно, на этой стадии нарушается закон сухого трения. Не составляет труда рассчитать давление, выше которого закон сухого трения определенно нарушается. Как свидетельствуют данные Боудена [248], область контакта у стали составляет $1/(9,5 \times 10^3)$ всей области, находящейся под давлением 100 кПа. Таким образом, если закон сухого трения справедлив и при очень высоком давлении, т. е. если область контакта остается пропорциональной нагрузке, то точка насыщения достигается при давлении $9,5 \times 10^8$ Па. Выше этого давления механизм сухого трения, согласно Боудену, более не может быть справедливым. Тем не менее это давление «насыщения» ниже давления на глубине 100 км.

Во всех этих доводах ориентируются на некое понижение коэффициента трения. Однако для значительного понижения следует вести речь о поровой жидкости, находящейся под высоким давлением [249, 250]. Такая поровая жидкость может быть ответственна за локальное плавление материала (см. раздел 7.3.3—3).

7.3.3.3. Сингулярность напряжения

Наиболее просто ввести физически реальную модель источника землетрясения, предполагая сингулярность в центре обычно однородной и идеально упругой очаговой сферы.

Рассматривая сингулярность в поле напряжений, можно предположить наличие различных типов мультипольных сил, которые внезапно прикладываются к центру очаговой сферы. Теперь смещения на поверхности сферы могут быть рассчитаны с использованием методов, основанных на теории упругости [251—253]. Сделав это, приходим к выводу, что дипольная сила с моментом, приложенная к центру очаговой сферы, дает точно такие же нодальные линии, что и те, которые получены для модели жесткого разрушения. Обращаясь и к иным типам сил, и оказывается, что для различных источников получают однозначность нодальных линий Р (рис. 109). Близкие вопросы рассматриваются в работах Байерли и Стаудера [254]. Таким образом, различные типы источников можно отличить один от другого только если принять во внимание узловые точки S или амплитуды. Попытки подобного рода вычислений и сопоставление их с наблюдаемыми данными предпринимались многими исследователями. Так, Кнопофф и Гилберт [255] так же как Херрманн [256] пытались рассматривать диаграммы направленности излучения; Кейлис-Борок [257] сравнил результаты вычислений с сейсмограммами и обнаружил, что наиболее вероятным является тип дипольного источника (по крайней мере на территории СССР); в свою очередь Хонда и Масатука [258] пришли к заключению, что квадрупольные источники наилучшим об-

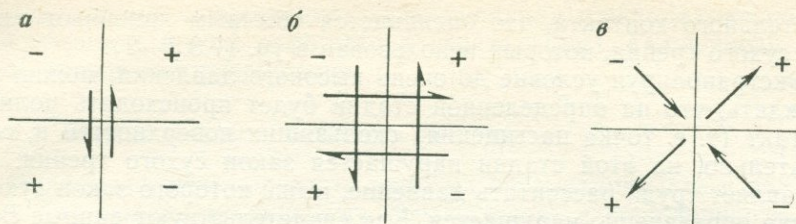


Рис. 109. Тождественные квадранты сжатия и растяжения, образованные: а — простой парой сил, диполь; б — двойной парой сил, двойной диполь; в — ортогональным сжатием и растяжением

разом соответствуют данным по Японии. Столь противоречивые выводы не позволяют в настоящее время говорить о полной ясности в данной проблеме.

Кроме того, интересно отметить исследование Касахары [259], который для того чтобы получить асимметрию, предложил заменить сферическую очаговую область на эллиптическую. Кнопофф и Рендалл [260] применяли в своих расчетах скомпенсированный линейный векторный диполь. Брунел [261] при исследовании исходил не из сингулярности в плоскости напряженного состояния, а из поверхностных разрывов релеевского типа.

Результаты, полученные теоретически, интересно сравнить с данными экспериментального моделирования. В ходе экспериментального исследования сейсмического источника Хили и Пресс [262—264] пытались выяснить положение узловых точек Р и S. В то время как для узловых точек Р результаты совпали с ожидаемыми по классической теории диполя, для точек S не совпали [264]. Однако, по общему признанию, эти модели нельзя считать идеальными. И действительно, некоторые исследования областей вокруг землетрясения дали основание предполагать коническую форму источника землетрясения [265]. Такая коническая модель была исследована и теоретически [266—268].

В заключение остановимся на определении размеров деформируемого региона V до сильного землетрясения. Приняв S и μ соответственно за прочность и жесткость среды, Буллен [269, 270] показал, что между ними существует зависимость

$$12q\mu E = S^2 V, \quad (7.3.3-3)$$

где E — энергия, выделяющаяся через сейсмические волны; qE — энергия поперечной деформации в очаговой области. Энергию E можно получить из различных зависимостей между магнитудами, представленными в разделе 2.2.3, а затем, следовательно, можно оценить V . Для землетрясения с максимальной из известных магнитуд ($M = 8,6$) Буллен получил:

$$V = 6 \times 10^3 \text{ м}^3, \quad (7.3.3-4)$$

что эквивалентно сфере с радиусом 25 км. Аналогичные расчеты приводятся в работах Тиссейре [271], Бата и Дуда [272].

7.3.3.4. Сингулярность деформации

Вместо сингулярности в напряжениях в очаговой сфере землетрясения можно рассматривать сингулярность деформаций, что ведет к теории дислокаций в упругой среде. Модели таких дислокаций показаны на рис. 65 (раздел 3.2.1). Теория дислокаций для разрушения при землетрясении была в частности предложена Сайто [273], Введенской [274], Дросте и Тессейре [275] и Эндрюсом [276]. Обзор этой теории был выполнен Константинеску [277], Прессом [278] и Джобертом [279].

Стикейти [280] подошел к изучению таких моделей с математической точки зрения и показал, что поле дислокаций может быть составлено из центров, которые соответствуют центрам, изображенным на рис. 109, где стрелки теперь рассматриваются как смещения. Он отмечал значительное различие в динамике типов *a* и *b*; *b*, в отличие от типа *a*, находится в равновесии, т. е. если определить результирующую силу и вращающий момент для части среды, которая содержит центр, то они в случае *b*, в отличие от случая *a*, будут стремиться к нулю. Таким образом, для *a*-центров, по крайней мере в статическом положении, внешний вращающийся момент должен сохранять равновесие (сила автоматически стремится к нулю). Тем не менее следует отметить, что все приведенные замечания подразумевают статическое положение; условия существования динамических центров все еще остаются невыясненными. В дальнейшем расчеты Стикейти были дополнены Чиннери [281].

7.3.3.5. Теория возникновения землетрясений путем разрыва

В основе наиболее реалистической теории механизма очага землетрясений лежит идея о динамическом процессе образования разрывных нарушений. Эту теорию нельзя рассматривать без изучения динамики явления.

Серия таких попыток [282—287] была основана на изучении упругой динамики прерывистости (обычно для «сильного поля» решений), движущихся с определенной скоростью по заданной поверхности (плоскости разлома землетрясения). Теоретически рассчитанный характер излучения на дальних расстояниях сравнивался с сейсмограммами. Наиболее удачная модель этого типа — модель динамической трещины скалывания, которая образуется в результате механической неустойчивости пород, неспособных противостоять ранее существующему скалывающему напряжению. Проскальзывание на трещине обозначается разностью существующего напряжения и напряжения трения. Обычно такие расчеты достаточно сложны и поэтому, как говорилось, выполняется аппроксимация на большие расстояния для сравнения с сейсмограммами. Однако для решения технических задач в сейсмических зонах гораздо более важно получить аппроксимацию в ближайшей области. Этой проблеме посвящены исследования Андерсона [288]. Учитывая сложность аналитических вопросов, касающихся упругой

динамики землетрясений, для определения конечных разностей обычно используют компьютеры [289, 290], прибегают и к экспериментам по масштабному моделированию [291].

Результаты таких исследований и их сравнение с сейсмограммами показывают, что скорости разрыва лежат, по всей вероятности, в диапазоне между скоростями волны Релея и поперечной волны [292]. Так, например, скорость разрыва Калифорнийского землетрясения равнялась 2,4—2,5 км/с [293].

Все эти исследования исходили из предположения об однородности процесса разрыва в упругой среде. Модификации их основывались на попытках введения в процесс разрыва неоднородностей, т. е. на предположении «плоскости разрыва с барьерами» [294, 295]. Эта возможность была проверена и аналитически, и экспериментально. Так как эта модель включает большое число новых параметров, то ее можно считать чрезвычайно гибкой. Например, она способна объяснить такие явления, как непонятные помехи в сейсмограммах и отклонение закона понижения сейсмических амплитуд от схемы, которая ожидалась в соответствии с предположением о простом подобии. Бушен [296] опубликовал данные, полученные в результате изучения излучения вблизи очага землетрясения в Калифорнии (Сан-Фернандо, 1971 год). Однако введение новых параметров (относительно барьеров) просто добавляет к гипотетическим фактам еще и те, которые не поняты.

Видоизменения в идеализированной упругодинамической модели учитывают еще и разные типы реологии, такие, как ползучесть, и деформационно-диффузионные эффекты в жидких фильтрующихся пористых средах [298—299].

7.3.4. Спусковой механизм землетрясений

7.3.4.1. Введение

Следующей проблемой, возникающей при изучении механизма очага землетрясения, является определение спускового механизма. Если материал в регионе очага находится в состоянии, близком к нарушению предела прочности, то можно предполагать, что незначительные причины могут послужить «спусковым механизмом» землетрясения. В разделе 2.2.6.5 говорилось, что временная последовательность выделяющейся при землетрясении энергии не имеет ритмического характера. Поэтому периодически возникающие эффекты, такие, как приливы твердой Земли, следует исключить из возможных спусковых механизмов землетрясений; здесь все внимание следует сосредоточить на явлениях непериодического характера.

7.3.4.2. Солнечная активность

По мнению Сытинского [300] и Симпсона [301], солнечная активность играет важную роль в процессе возникновения землетрясений. Однако более убедительны доводы, основанные на корреля-

ции между землетрясением и гидрогеологическими явлениями. Действие последних может определяться двумя путями: за счет увеличения поверхностной нагрузки при аккумуляции воды и за счет повышения порового давления воды в толще пород.

7.3.4.3. Увеличение поверхностной нагрузки

Увеличение нагрузки на поверхность прежде всего обусловлено заполнением искусственных озер. Проблема возникновения землетрясений в результате заполнения искусственных резервуаров привлекала внимание многих исследователей. В соответствии с данными Симпсона [302] и Гауха [303] для искусственных водоемов установлено возникновение землетрясений с магнитудой от 5,0 до 6,5 по шкале Рихтера, а для двенадцати водоемов наведенные землетрясения имели магнитуды от 3,5 до 5,0. Тем не менее, это не означает, что все искусственные резервуары порождают землетрясения. Например, из пяти самых крупных искусственных водоемов на Земле только один (оз. Кариба в Африке) являлся причиной землетрясений. Таким образом, лишь 10 % искусственных водоемов можно считать причиной повышения сейсмичности. Совершенно ясно, что это зависит от наличия в регионе тектонического напряжения [303а]. Наиболее очевидный спусковой механизм связан с дополнительной нагрузкой воды. Ли [304] рассчитал величину напряжений, наведенных в слоисто-упругом полупространстве за счет неоднородной нагрузки сверху (соответствующей озеру). Стейнхаузер [305] и Капуто [306] рассчитали более простые модели. В результате было установлено, что напряжение, обусловленное объемом воды порядка 10^{10} м³, ощутимо вплоть до поверхности Мохоровичича.

Описанный спусковой механизм, основанный на небольшом приращении напряжений к уже соответствующим тектоническим напряжениям, в принципе должен действовать без задержки. Однако было обнаружено, что задержка во времени между заполнением резервуара и землетрясением может растягиваться до пяти лет; Бек [307] показал, что по крайней мере в одном случае (оз. Оровилл, Калифорния) напряжения, вызванные нагрузкой, не смогли стать спусковым механизмом землетрясения из-за их небольшой величины. Поэтому иногда должен включаться другой механизм, а именно — поровое давление (см. ниже).

Нагрузка, обусловленная поверхностными водами, большей частью вызвана заполнением искусственных водохранилищ. Однако соответствующие явления могут возникнуть и при естественных условиях. Например, спусковым механизмом множества слабых землетрясений является изменение уровня воды Миссисипи вблизи Нью-Мадрида [308]. Вполне возможно, что именно через гидрологию проявляется корреляция между солнечной активностью и землетрясениями: колебания солнечной активности вызывают колебания гидрологической нагрузки (вода и лед) на поверхности Земли, что может стать спусковым механизмом землетрясений.

7.3.4.4. Повышение порового давления

Наиболее вероятный спусковой механизм землетрясений — повышение порового давления [310]. Согласно широко известной зависимости Терцаги (см. раздел 3.3.2), увеличение порового давления воды может стать причиной разрушения материала. Этим обусловлена связь землетрясений с водохранилищами. Основная причина заключается не в дополнительной водной нагрузке, а в повышении порового давления, обусловленного дополнительным водным столбом. Именно этим объясняется большая задержка во времени, растягивающаяся на 5 лет от заполнения резервуара до возникновения землетрясений: увеличившееся поровое давление воздействует на пласты, предрасположенные к сейсмической активности, не сразу, а по прохождении довольно длительного времени.

Возникновение землетрясений за счет повышения порового давления можно наблюдать при закачке жидкости в слой. Известным примером служит сейсмическая активность, возникшая в окрестностях Рэнджли, шт. Колорадо [311] и непосредственно связанная со скоростью закачки жидкости в породы.

7.4. Граничные явления

7.4.1. Введение

Геофизическое поле напряжений внутри Земли в большей степени определяется граничными поверхностями. Одна из таких поверхностей в первую очередь представлена поверхностью самой Земли. В разделе 3.2.2.2 уже рассматривалось, каким образом при ее общем горизонтальном положении возникает стандартное напряженное состояние по Андерсону. Теперь коснемся воздействия мелкомасштабных граничных неровностей на поле напряжений. Выделяют два типа зависимости: влияние неровностей рельефа на поверхности Земли и влияние полостей и включений.

7.4.2. Стрессы вдоль неровностей поверхности

7.4.2.1. Теория

Неровности рельефа поверхности Земли обычно могут быть представлены моделями выемок и выступов. Другой отличительной чертой рельефа Земли является наличие отдельных ступенек (в виде скальных стенок); однако в этом случае условие равновесия выполняется только при предположении существования симметричной ступени в бесконечность. При определении воздействия таких поверхностных структур основание обычно считается упругой средой, где напряжения достаточно удалены от заданной неровности рельефа.

Таким образом, теория выемок в упругостатичной среде приобретает особое значение. Классический труд по этому вопросу при-

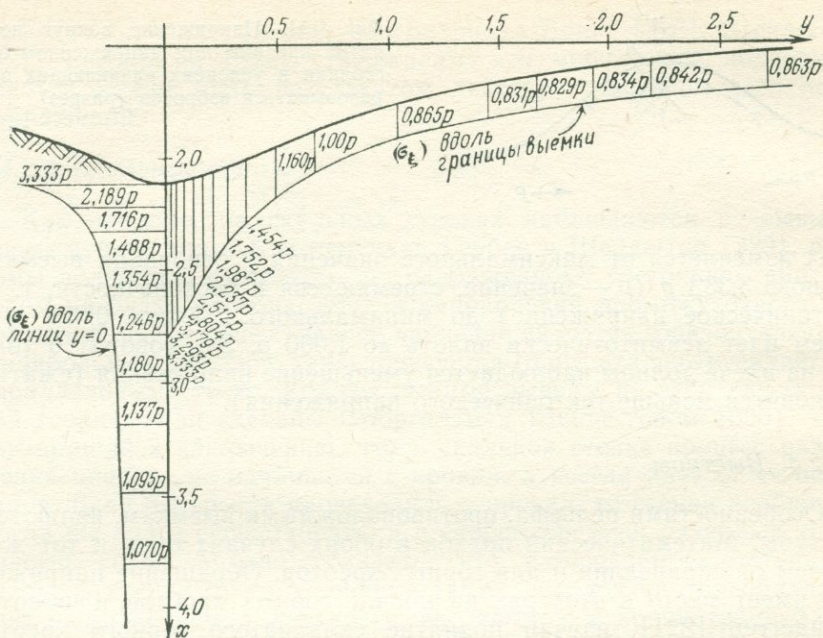


Рис. 110. Нормальное напряжение, параллельное границе выемки. По Стюргалу и Шейдеггеру [320]

надлежит Нойберу [312]. Ряд основополагающих принципов теории упругости применительно к внешним нарушениям был разработан Мусхелишвили [313]. Стюргал [314] в ходе решения проблем геодинамики использовал комплекс различных методов. Методы конечных элементов использовались Войгтом и Самуэльсоном [315], Ладанайи и Арчемболтом [316]. Карал и Карп [317] особое внимание уделяли оценке поведения напряжения вблизи острых углов; изучением распределения напряжения вблизи вертикальной стенки занимались Стюргал и Шейдеггер [318]. Результаты этих исследований будут рассмотрены в связи с обсуждением характерных структур.

7.4.2.2. Долины

Долины в плане можно вполне рассматривать в качестве «выемок» и следовательно, применять к ним общую теорию напряжений в выемках. Исследования такого плана провели Шейдеггер [319], Стюргал и Шейдеггер [320]. При определенных обстоятельствах на «плечах» долин напряжение может менять знак. На рис. 110 показано распределение напряжений вдоль линии, ограничивающей выемку. Вдоль этой линии нормальное напряжение и скальвающее напряжение стремятся к нулю; остальная компонента напряжения (нормальное напряжение, параллельное граничной ли-

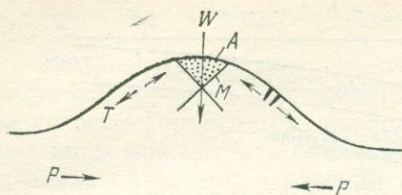


Рис. 111. Напряжение вокруг поднятия при обычном напряженном состоянии в условиях начинающихся образований взбросов (разрез)

нии) изменяется от максимального значения у основания выемки, равного $3,333 p$ (p — значение, стремящееся к бесконечности, т. е. тектоническое напряжение) до минимального порядка $0,829 p$ и затем идет асимптотически вплоть до $1,000 p$. Это говорит о том, что на плече долины наблюдается уменьшение напряжения (сжатие становится меньше тектонического напряжения).

7.4.2.3. Выступы

Особенностями рельефа, противоположными выемкам, являются выступы. Математический подход в обоих случаях один и тот же, причем он справедлив и для горных хребтов. Обращение напряжения имеет место в этот раз на кровле горных хребтов. Гербер и Шейдеггер [321], изучая поднятие складчатого горного хребта (рис. 111), исходили из теории Андерсона, согласно которой предполагается стандартное состояние для зарождения надвига. В соответствии с теорией упругости, если поднятие подвергается латеральному сжатию, на его гребне происходит обращение напряжения. Нагрузка, действующая вниз по вертикали, совпадает с наибольшим главным давлением P на вершине такого горного хребта. Давление, параллельное поверхности, становится наименьшим главным напряжением (которое в действительности является растяжением), промежуточное главное напряжение действует в горизонтальном направлении перпендикулярно стенке обнажения. Две потенциальные поверхности разлома будут соответствовать направлениям, обозначенным как M на рис. 111, которые ведут к клиновидному разрыву. Такие разрывы довольно обычны для горных хребтов. Хорошо известно, что под высокими вершинами обычно располагаются «цирки». Такие цирки имеют большей частью ледниковое происхождение, однако утверждение, что они образовались единственно за счет ледников представляется в высшей степени сомнительным. Скорее всего ледники расширяли ранее образованные разрывы, которые возникли в результате преобладающих тектонических напряжений [322].

С напряжением обычно связывают и происхождение «бараньих лбов» («Rundhöcker») в перигляциальных областях. Бер [323] обнаружил, что ориентировка трещин в соответствующих областях хорошо совпадает с ориентировкой этих структур.

Мойерсонс [324] и Оллиер [325] провели идентичные исследования связи форм гранитных останцов с данными по разломам. Вероятность происхождения кажущегося «выветривания» за счет

геофизических напряжений рассматривал Воигт [326]. Шейдеггер [327] и Энарсон [328] утверждают, что морфология подводных хребтов может быть результатом действия геофизического поля напряжений.

7.4.2.4. Скальные стенки

Как правило, на скальных стенках наблюдаются разрывы в форме зубьев пилы. Как отмечали Гербер и Шейдеггер [329], разломы полностью соответствуют напряженному состоянию, при котором нагрузка располагается в направлении промежуточного напряжения, наименьшее главное давление является горизонтальным, а наибольшее давление характеризуется горизонтальным надвигом, параллельным стенке. Качественные выводы по этой качественной теории были сделаны Стюргалем и Шейдеггером [330]. Так, они пришли к заключению, что в скальной стенке процесс разрушения никогда не начинается с кровли, а всегда идет от ее основания. Если бы эрозия происходила с кровли, то стенка вообще не могла бы долго существовать, а в скором времени развилась бы в пологий склон. Можно показать, что наблюдаемое отступление скальной стенки от ее основания также обусловлено преобладающим напряжением: в частности, оно связано с концентрацией напряжения в остром углу у подножия стенки. В результате этого стенка у подножия разрушается с образованием ниш. Количественное описание этого явления можно найти в работе Стюргалья и Шейдеггера [330].

7.4.2.5. Отслоение

На гладких скальных стенках часто наблюдаются отслаивающиеся пластинки; это явление называется «десквамацией». Ему посвящено большое число работ, обзор которых дали Брюннер и Шейдеггер [331]. Согласно их выводам, механические воздействия нагрева, охлаждения и вегетации растений, химическое выветривание, тектонические силы и сброс напряжения путем удаления нагрузки — все это можно рассматривать в качестве объяснения явления десквамации. Самым лучшим ее объяснением можно считать теорию сброса напряжения. Поэтому Брюннер и Шейдеггер [331] проанализировали самую простую модель, которая соответствует теории этого типа: был рассмотрен режим устойчивости в зависимости от изгиба упругой пластины при горизонтальном сжатии (вызванным прежней нагрузкой). Критические размеры пластины как функции давления были рассчитаны для различных граничных условий. В результате установили, что даже если не учитывать прочность пластин на разрыв, то эта модель не приемлема, так как во всех случаях отмечается высокая стабильность пластины.

Однако когда отслаивание рассматривали по аналогии с хорошо изученными сложными осевыми разрывами растяжения в испытаниях на сжатие (растягивающие напряжения являются наведен-

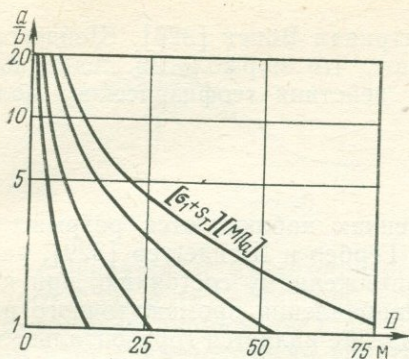


Рис. 112. Критическая глубина T для наведенных трещин растяжения в зависимости от соотношения осей эллипса и от $(\sigma_1 + S_T)$. По Брюннеру и Шейдеггеру [331]

ными напряжениями), то удалось найти модель, в той или иной мере объясняющую это явление: растягивающие напряжения вызываются при одноосном сжатии на границах трещин Гриффитса; они могут достигать абсолютно тех же значений, что и напряжения при сжатии (в зависимости от формы трещин). Как только растягивающие напряжения преодолевают прочность пород на разрыв, в наиболее слабых точках появляется прогрессирующий разлом растяжения, образованию которого способствует наличие выемок. В результате образуются многочисленные осевые разрывы растяжения. Слабое латеральное давление может препятствовать образованию такой системы разрывов. Модель была предложена для объяснения горизонтального отслаивания, которое наблюдается в каменоломнях и т. д. «Латеральное» давление в этом случае является давлением нагрузки, а горизонтальное напряжение совпадает с тектоническим напряжением. С учетом различных соотношений осей a/b эллиптических трещин Гриффитса на рис. 112 показаны результаты расчетов критической глубины T , на которой может иметь место отслаивание («латеральное» давление уравнивается с прочностью материала на разрыв S_T) при заданном (горизонтальном) тектоническом напряжении σ_1 . Плотность пород составляет $\rho = 2500 \text{ кг/м}^3$. Если $\sigma_1 = 10 \text{ МПа}$, а $S_T = 6 \text{ МПа}$, то критическая глубина равна 50 м.

Наконец, имеет смысл рассмотреть модель, соответствующую особым условиям: эта модель объясняет отслаивание плиток параллельно вертикальной скальной стенке. Разрывы растяжения, нававшись в ослабленной зоне у подножия стенки, которая, как показали Стюгал и Шейдеггер [332, 333], всегда образуется под воздействием концентрации напряжения, развивается позади стенки параллельно ее поверхности (рис. 113). Цифры на рисунке соответствуют доле напряжения в бесконечность ($\rho = 1$, что равно нагрузке), действующей как главное минимальное напряжение в рассматриваемой точке, определенной в результате численного расчета упругостатичности. Отрицательные значения указывают на истинное растяжение (а не только на сброс напряжения). Совершенно очевидно, что трещины развиваются в области, лежащей позади ослабленной зоны в основании скальной стенки.

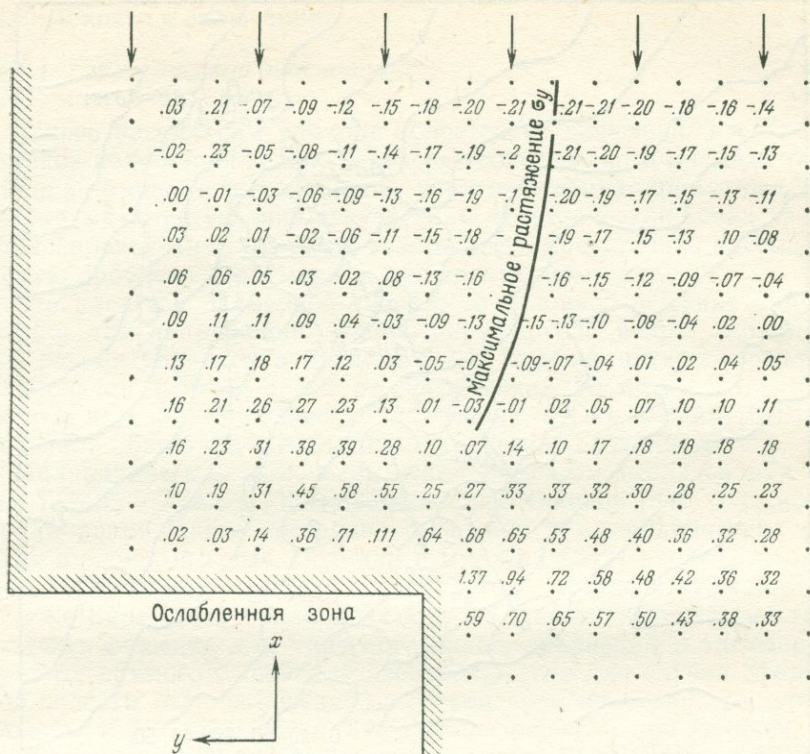


Рис. 113. Линия максимального напряжения растяжения, перпендикулярного к поверхности стенки. По Стюргалу и Шейдеггеру [382]

7.4.2.6. Предопределенность движения масс

Из наблюдений хорошо известно, что движение масс обычно происходит по склонам гор. Причины такого движения имеют экзогенное происхождение; энергия движения обуславливается силой тяжести.

Было обнаружено, что многие характерные особенности движения масс предопределяются геодинамическими явлениями. Изучение неустойчивой области в долине Фелбер Австрии [334] показало, что как ориентировка «горного разлома» наверху движущегося целика и так ориентировка трещин в породах, ограничивающих эту область, согласованы в системе физического напряжения.

Такие же детальные исследования были выполнены на склонах хребта Лесах в Восточном Тироле Австрии [335]. Здесь были установлены реперы для проведения точных геодезических измерений, которые неоднократно проводились за последние несколько лет. Результаты исследований показали, что массы продвигаются на несколько сантиметров согласно основным положениям теории Тер-

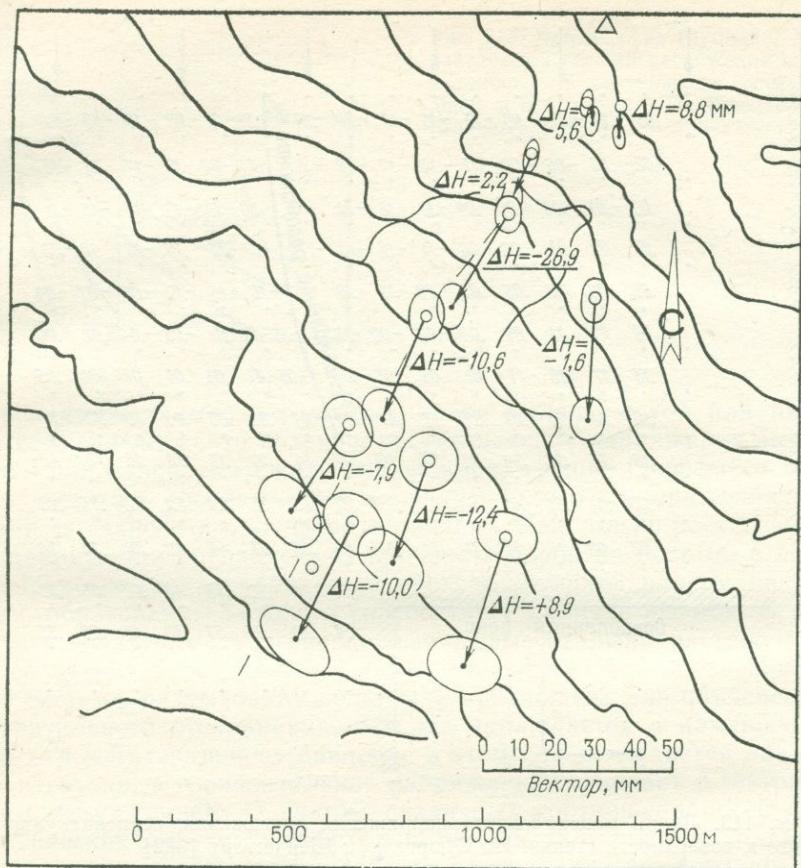


Рис. 114. Смещения на хребте Лесах, образовавшиеся за три года. По Гаусвирту и др. [335]

цаги [336] о вращении оползней (рис. 114). Направления смещения совпадают с направлением наименьшего главного напряжения неотектонического поля напряжения Европы. Таким образом, предполагается, что смещение было предопределено полем напряжения; однако нет сомнения в том, что истинный спусковой механизм может быть обусловлен экзогенными факторами.

Наблюдаемые факты могут быть частично объяснены тем, что ориентировка самих долин, по сторонам которых происходит движение масс, соответствует крупномасштабной неотектонической системе напряжений (см. раздел 7.2.2.8). Отсюда можно сделать вывод, что все структуры, имеющие место на горных склонах а priori контролируются ориентировкой неотектонического поля напряжений.

7.4.3. Полости и включения

7.4.3.1. Теоретическое обоснование

Теперь рассмотрим влияние полостей (и включений) на геофизическое поле напряжений. В основе теоретического анализа таких влияний обычно лежат принципы упругой статики, кроме того, иногда учитываются условия текучести. С теоретической точки зрения имеет определенное значение возможность представить рассматриваемую проблему в двумерном или трехмерном виде.

Что касается двумерной теории, то основное решение упругой статики для напряжений, концентрирующихся вокруг цилиндра, уже рассматривалось в разделе 3.2.1. Особый интерес представляют случаи, отличающиеся от сферических. Пульпан [337], в частности, изучал эллиптические включения, а Ока и Бейн [338] исследовали общий случай для цилиндрической скважины.

Цилиндрические включения стали объектом исследования для Аль-Чалаба и Хуанга [339]. Эйджервал и Бошков [340, 341] исследовали напряженное состояние смещения в цилиндрических туннелях в слоистой среде. Бохидар и Вильсон [342] вводили поправку на то, что среда является вязкоупругой; Махтаб и Гудман [343], а также Биот [344] брали за основу материалы нелинейного типа. Получить решение для упругостатичных уравнений в трехмерном варианте намного сложнее. Решение известно для случая сферической полости (или включения) в бесконечном пространстве, однако только в 1974 г. Бритауэр [345] нашел решение при условии, что сфера находится вблизи поверхности Земли. Биот [344] рассмотрел этот же случай для материалов нелинейного типа.

7.4.3.2. Практическое приложение теории: горные выработки и туннели

Пустоты, образованные шахтами и штольнями, могут быть линейными (штреки, забои) или трехмерными (камеры), поэтому к ним могут быть приложены различные аспекты теории.

Общие проблемы, касающиеся горных напряжений в шахтах, рассматриваются в рамках дисциплины «механика горных пород» [346—350].

Основная задача здесь в общем направлена на определение условий, при которых возникает опасность обрушения горной выработки, и ее предотвращения. Таким образом, вся проблема сводится к выявлению напряжений вокруг и вблизи выработок, представляющих по форме шахты. Обычно предполагается, что до определенного предела породы ведут себя как упругие, а затем переходят в пластичное состояние. Так, можно полагать, что для пород характерно упругое поведение непосредственно при выемке и после нее с каким-то новым приспособлением за счет ползучести в последующем.

Адлер [351] привел анализ создающего воздействия геологических напряжений; аппроксимирующие формулы для расчета напряжений вокруг устьев выработок на различных склонах были предложены Мензелем [352]; Лаура [353] уточнил его вычисления для случая произвольных сечений цилиндрических выработок; Джэклин [354] определил зависимость напряжений от конструктивных критериев. Учитывая сложности, возникающие с применением аналитических методов, Андерсон и Додд [355], а также Кальхави [356] ввели метод конечных элементов (см. также раздел 7.5); в связи с этим Джэклин [357] предложил проведение крупномасштабных экспериментов. Различные модификации обычной теории упругой статики путем введения пластичности были разработаны Болтизаром [358] при решении проблем, связанных с проходкой туннелей. О применении теории конструкций для создания особых туннелей сообщалось в работе Джэклина и Кересола [359]. Беуш и Гузел [360] использовали теоретические выводы при проектировании Зонненбергского туннеля вблизи швейцарского города Баден, точно так же, как Гакл [361] при проектировании туннеля Тауэрн для сверхскоростной магистрали в Австрии.

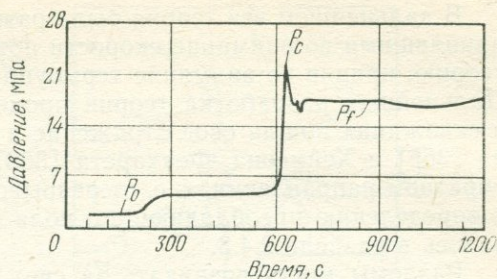
7.4.3.3. Скважины

Исследование скважин представляет собой гораздо более сложную задачу, чем решение проблем, связанных с шахтами и туннелями, так как скважины заполнены жидкостью под давлением, тогда как действующие шахты и туннели представляют собой просто полости. Несмотря на то что скважина обычно имеет цилиндрическую форму, давление жидкости может действовать на каждую ее точку таким образом, что возникает необходимость обращения к трехмерному случаю. Кроме того, некоторая часть жидкости может проникать в окружающие породы и создавать там эффективное напряжение, которое может сильно отличаться от общего тектонического давления. Таким образом, чтобы определить поведение среды, иногда следует принимать во внимание поток жидкости.

Наиболее важное приложение теории напряжения вокруг скважины относится к механике гидравлического разрыва.

Гидравлические удары в скважинах получают за счет увеличения давления внутри скважины до тех пор, пока не произойдет разрыв в смежных с колодцем пластах. Цель таких гидравлических ударов состоит в увеличении притока грунтовой жидкости в скважине. Если заменять давление в забое скважины (где происходит образование разрыва) как функцию времени, то получается характерная кривая, один из вариантов которой приводится на рис. 115. Изначальное гидростатическое давление жидкости равно p_0 , которое также соответствует давлению в скважине до его повышения. При p_c пласты разрушаются и с этого времени величина давления выходит на «плато» p_f , на котором жидкость изливается из скважины в разрыв.

Рис. 115. Характерная кривая давления в забое скважины



В ряде работ была сделана попытка описать теорию образования разрывов в скважинах. В этом плане наиболее известным является исследование Хабберта и Виллиса [362]. Эти авторы представили скважину в виде очень длинного цилиндра. Следовательно, давление внутри скважины прикладывается к стенкам цилиндра, что позволяет рассчитать напряженное состояние по формулам теории упругости, рассматривая действие внутри скважины. Уравнение 3.2.1—20 описывает напряжение вокруг полости, имеющей цилиндрическую форму определенного радиуса, для единичного главного напряжения S . Согласно модели цилиндрической скважины напряженное состояние вблизи скважины является плоскостным; давление в скважине не оказывает никакого влияния на вертикальные напряжения. Поскольку это совершенно нереально, то следует предположить, что наведенное вертикальное напряжение равно разности давления в скважине и изначального давления в пластах пород. Что касается условия образования разрыва, то обычно допускают, что порода обладает малой прочностью на разрыв R . Из всего сказанного можно сделать вывод о возможности двух случаев образования разрывов:

1) горизонтальные разрывы с

$$p_c = \sigma_v + R - p_0, \quad (7.4.3-1)$$

где σ_v — тектоническое напряжение (напряжение нагрузки), а p_0 — поровое давление,

2) вертикальные разрывы с

$$p_c = 3\sigma_{n_2} - \sigma_{n_1} + R - p_0, \quad (7.4.3-2)$$

где σ_{n_1} — наибольшие, а σ_{n_2} — наименьшие тектонические напряжения, p_0 — поровое давление. Это условие получается из минимального значения σ_t на поверхности отверстия путем наложения напряженных состояний типа представленных уравнением (3.2.1—20), причем один с $S = \sigma_{n_1}$, второй ортогонален к первому с $S = \sigma_{n_2}$. Согласно этой теории, вертикальные разрывы перпендикулярны наименьшему горизонтальному тектоническому напряжению, т. е. параллельны наибольшему напряжению. Однако наибольшие скалывающие напряжения (вызывающие, например, обрушение скважин) происходят в направлении наименьшего сжатия.

В дальнейшем эта теория была развита Песли и Читемом [363], принявшими во внимание скорости потока. Гиртсма [364] обобщил теорию, приняв во внимание термоупругие свойства пластов пород. Дальнейшая разработка теории процессов гидравлических ударов в скважинах нашла свое отражение в работах Ле Тайрента, Барона [365] и Хеймсона, Феахарста [366]. Применение этой теории в обратном направлении, т. е. от разрывов, наблюдаемых в скважине, к определению преобладающего поля напряжений, уже рассматривалось в разделе 2.4.3.

Разломы могут возникать за счет жидкостей не только в пределах скважины, в которую закачивают жидкость, но также распространяться дальше в стороны в пределах пластов пород. Так, обычно «закрытые» разрывы могут становиться мобильными вплоть до точки, являющейся спусковым механизмом для землетрясений. В частности, хорошо известны разломы такого типа, образовавшиеся близ г. Денвера, Колорадо [367]. Наиболее полное исследование эффекта нагнетания жидкости в трещиноватые породы с использованием метода конечных элементов принадлежит Уайтспуну и др. [369]. Прайс и Хенкок [368] также отстаивали гипотезу причастности естественных гидравлических ударов к возникновению трещин.

Следует сказать, что теоретические предположения, касающиеся образования гидравлических ударов, были проверены экспериментальным путем в лабораторных условиях; результаты подтвердили теоретические предпосылки [370, 371].

7.5. Характерные геомеханические явления

7.5.1. Введение

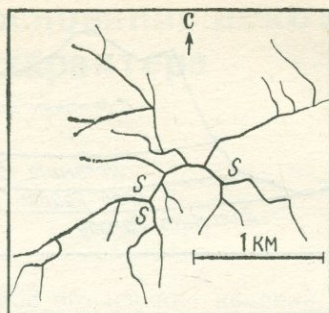
В заключение мы хотели бы дать описание некоторых исследований ряда специфических геомеханических явлений посредством геостатических моделей. В основе этих моделей лежит идея о том, что знания о поведении поля напряжений в бесконечности и конфигурации границ должны дать возможность предсказать поведение напряжения вблизи границы, что в свою очередь позволит дать объяснение с точки зрения геомеханики многим тектоническим структурам.

Метод выбора очень часто основан на численных методах, включая оценки способом конечных элементов. Помимо этого, проблему иногда можно решить путем выявления характерных особенностей модели аналитическим способом.

7.5.2. Принцип отбора

Одной из общих черт геотектонического развития, которую можно определить с помощью теоретических моделей, является «принцип отбора», впервые сформулированный Гербером [372]. Суть этого принципа состоит в том, что развиваются такие типы структур

Рис. 116. Пирамидальная вершина (типа горы Маттерхорн) с поддерживающими отрогами (S). По Герберу [373а]



тур, которые имеют стабильную конфигурацию в статике. Эрозия (действие ветра и воды), как правило, разрушает неустойчивые конфигурации, оставляя в целостности только стабильные формы. Пример действия этого принципа можно наблюдать в случае с горой Маттерхорн (рис. 116), которая представляет собой статически стабильную и хорошо сбалансированную структуру, сохраняющуюся за счет поддерживающих краев. Более полное обсуждение возможных стабильных структур можно найти в работе Гербера и Шейдеггера [373].

7.5.3. Аналитическое и механическое моделирование

Фарлонг [374] применил аналитическое моделирование для объяснения геотектонических явлений в связи с тектоническими напряжениями вокруг равнины р. Снейк в США. В этом случае был использован метод комплексных функций напряжений. Если предположить, что тектоническое напряжение действует в пределах обширного поля, то можно объяснить наблюдаемую здесь локальную сейсмичность.

Для объяснения особого типа явлений использовался метод механического моделирования (подобные модели). Принимая во внимание все положения общего моделирования, при объяснении явления складчатости (см. раздел 7.2.3) особо следует выделить соотношение подобий, которое имеет значение при возникновении разрушения. Исходя из этого метода было изучено поле напряжений разлома Сан-Андреас в Калифорнии [376].

7.5.4. Метод конечных элементов

Как уже отмечалось, исследование проблемы моделирования геотектонического поля напряжений в основном связано с численным методом, и главным образом с методом конечных элементов. Этот метод широко применяется в инженерной практике для оценки напряжений и смещений вокруг искусственно создаваемых выемок в породе (шахт, туннелей, дорожных выемок, открытых карьеров и т. д.). Применение этого метода уже рассматривалось в дру-

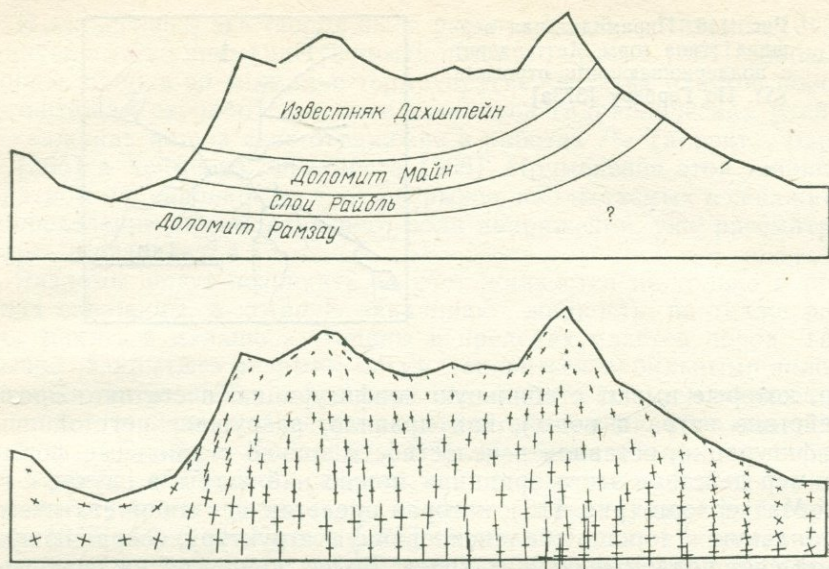


Рис. 117. Геологический разрез (вверху) и подсчитанные главные напряжения (направления и относительные значения) массива Хохкёниг в Австрии (внизу). По Стюргалю [381]

гих главах (раздел 6.2.6 — субдукция литосферы; раздел 7.4.2 — отслаивание). Основные принципы этого метода описаны в ряде учебных пособий, где он в основном рассматривается как способ расчета «топографических поправок» при определении напряжений *in situ*. Так, Стюргал и др. [381] определили напряжения за счет силы тяжести массива Хохкёниг, разрез которого представлен на рис. 117 вверху, а результаты их расчетов — внизу. Рассчитанные напряжения очень хорошо совпадают с данными, полученными при непосредственном измерении, что свидетельствует о связи их происхождения с рельефом, а не с тектоникой. Конечно, в этом случае остается неясным, влияли или нет изначально на рельеф геотектонические напряжения (см. раздел 2.4.6). Метод сравнения напряжений, измеренных *in situ*, с рельефом был использован для определения напряжений на территории Австрии в процессе интерпретации полевых результатов. В отличие от вышеописанного случая, напряжения в большинстве областей нельзя объяснить лишь воздействием силы тяжести.

Для объяснения более крупномасштабных явлений, чем те, которые рассматривались до сих пор, было выполнено численное моделирование. В связи с этим уже упоминались численные исследования механики надвигов (см. раздел 7.2.2). Эти исследования в основном касались тектоники Юрских гор [383]. Аналогичные работы были выполнены для Альп, Эгейской котловины [386] и архейской тектоники зеленокаменных поясов Канады [387].

8. Теоретическое обоснование некоторых структур местного характера

8.1. Введение

Цель данной главы — теоретическое объяснение явлений, феноменология которых рассматривалась в разделе 1.7. Прежде всего это касается местных неустойчивых явлений в потоках (т. е. теории будинажа — раздел 8.2; теории диапировых структур — раздел 8.3). Далее в соответствующей последовательности вниманию читателя будут предложены вопросы, связанные с теорией вулканических (раздел 8.4) и ударных (раздел 8.5) структур; наконец, будут сделаны короткие замечания, касающиеся теории измеряемых вертикальных и горизонтальных смещений коры (раздел 8.6).

8.2. Будинаж

8.2.1. Экспериментальный подход

Первое явление, которое нам предстоит рассмотреть, — это явление будинажа. В разделе, посвященном физиографическому описанию будинажа (раздел 1.7.2), уже говорилось, что подобная структура образуется, если компетентный слой вклинивается между двумя некомпетентными пластами [1—3]. В связи с этим можно предположить, что при вытягивании всей системы параллельно слоистости некомпетентная порода будет течь без разрушения; тогда как компетентный слой, разрушаясь, образует будины — факт, который подтверждается многочисленными полевыми наблюдениями.

Такая гипотеза была проверена при построении экспериментальных моделей, имитирующих некомпетентную породу с помощью шпаклевки, а компетентную породу — с помощью модельной глины и пр. О серии таких экспериментов сообщалось Рамбергом [4]. Он описал их следующим образом: «Компетентный материал формировался в очень тонкие слои (от 2 до 5 мм). В каждом эксперименте один компетентный слой помещался между некомпетентными слоями замазки толщиной 10—20 мм. Эти слоеные лепешки затем зажимались между двумя плотными плитками. В ходе эксперимента создавались такие условия, что лепешки могли расширяться в двух направлениях. В некоторых случаях расширение ограничивалось одним направлением, для чего модель помещали в продолговатую камеру. После небольшого сжатия в течение нескольких минут путем ручного надавливания лепешки разрезались бритвой; поперечные сечения фотографировались и подвергались тщательному анализу. Компетентные слои всех лепешек претерпевали разры-

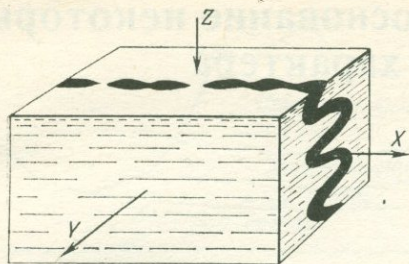


Рис. 118. Одновременное развитие птигматитовых складок и четковидных структур в поперечном слое (направления максимального сжатия (z) и растяжения (x, y)). По Рамбергу [5]

вы и образовывали будинажи, или структуры раздувов и пережимов. Самые хрупкие компетентные слои образовали относительно остроугольные будины, тогда как из более пластичных слоев получались однородные линзообразные будины и структуры раздувов и пережимов».

Таким образом, общая картина, описанная выше и объясняющая образование будинажа, в основном не вызывает никаких возражений.

Рамберг [5, 6] также предложил интересные модификации приведенных выше доводов. В частности, он предположил, что компетентный слой располагается под прямым углом к направлению сжатия. Если же этот слой параллелен направлению сжатия, то следует ожидать возникновения птигматитовых складок (синусоидальных складок). Если же направления сжатия пересекаются, то в результате образуются смешанные структуры (рис. 118).

8.2.2. Теоретический подход

Для того чтобы дать всестороннее объяснение результатов экспериментов по моделированию будинажа, необходимо теоретически исследовать динамику вышеописанных моделей. Именно этим проблемам посвящена одна из работ Рамберга [7]. Решить их достаточно просто, если предположить, что: 1) деформация некомпетентных слоев трактуется в качестве вязкого несжимаемого потока и 2) компетентный слой находится в жестком несжимаемом состоянии до образования разрыва, который происходит при критическом напряжении растяжения.

Для удобства расчетов Рамберг ввел систему декартовых координат x, y, z , где предполагается, что z — перпендикулярна, а x и y — параллельны слоистости. Предполагается, что система координат берет начало в центре компетентного пласта, который вклинивается между двумя параллельными некомпетентными пластами. Чтобы упростить задачу, учитывается деформация только в направлении по x , т. е. предполагается, что существует ограничение, которое препятствует течению материала в направлении y .

Если теперь сжимать все три слоя равномерно в направлении z , то в результате эффекта несжимаемости определенный объем V некомпетентной породы будет деформироваться с оттеканием от

центра системы. На расстоянии x от центра объем потока в некомпетентных слоях равен:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = y' x \frac{\partial z}{\partial t}, \quad (8.2.2-1)$$

где y' — ширина слоя; $\frac{\partial z}{\partial t}$ — скорость сжатия в каждом слое.

Скорость течения объема связана с градиентом давления $\frac{\partial p}{\partial x}$ — следующим уравнением [8]:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = - \frac{z^3 y'}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (8.2.2-2)$$

где z — мощность текущего слоя; η — вязкость. Соединив ур. (8.2.2—1) и ур. (8.2.2—2), получаем:

$$\frac{\partial z}{\partial t} x = - \frac{z^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (8.2.2-3)$$

Для постоянной скорости сжатия это можно проинтегрировать и получить

$$p_z = p_0 - \frac{6\eta}{z^3} \frac{\partial z}{\partial t} x^2. \quad (8.2.2-4)$$

Особый интерес представляет сила волочения, которая вызывает растяжение в компетентном слое. Скальвающее напряжение τ на расстоянии x равно

$$\tau = \frac{z}{2} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (8.2.2-5)$$

Общую силу находят, интегрируя τ от краев структуры, например, от L до x . Чтобы рассчитать растягивающее напряжение σ в компетентном слое, следует помнить, что скальвающее напряжение, выведенное в уравнении (8.2.2—5), имеет двустороннее приложение:

$$\sigma = \frac{z}{T} \int_L^x \frac{\partial p}{\partial x} dx = \frac{6\eta}{Tz^2} \frac{\partial z}{\partial t} (L^2 - x^2), \quad (8.2.2-6)$$

где T — мощность компетентного слоя. В частности напряжение растяжения в центре структуры длиной $2L$ равно

$$\sigma_0 = \frac{6\eta}{Tz^2} \frac{\partial z}{\partial t} L^2. \quad (8.2.2-7)$$

Уравнение можно записать как

$$\sigma_0 = \frac{z}{T} (p_0 - p_L). \quad (8.2.2-8)$$

Напряжение растяжения в компетентном слое, таким образом, увеличивается в соответствии с квадратом длины структуры. Следовательно, при наибольшей возможной длине напряжение растя-

жения в центре σ_0 равно критическому напряжению растяжения компетентного слоя, при котором этот слой разрывается. Так как компетентный слой должен разрушаться отрезками, соответствующими максимальной длине, совместимой с его прочностью на разрыв, то это условие автоматически предполагает возникновение будинажной структуры.

Все теоретические построения были обобщены Смитом [9], который показал, что единичный слой ньютоновского материала между двумя мощными слоями различной вязкости обычно оказывается неустойчивым к малым возмущениям. Увеличивающиеся возмущения имеют вид складок или форму раздувов и пережимов (будинаж), что зависит от того, является ли направление сжатия параллельным или перпендикулярным по отношению к слоистости. В дальнейшем Смит [10] усовершенствовал теорию, распространив ее на вещества, отличные от ньютоновских.

8.2.3. Тектонические линзы

В ассоциации с будинажами были открыты явления, описанные Сорским [11]. Это касается трансформации сплошного слоя породы в линзовидные прожилки (тектонические линзы), которые наблюдаются в регионах сильного орогенного диастрофизма среди деформированных архейских пород. Сорский предположил, что если пластичную массу сжимать сильным вертикальным давлением, то слой начнет течь в горизонтальном направлении, что и приведет к возникновению тектонических линз. По всей видимости, именно в этом случае некомпетентная порода начнет собираться в прожилки, состоящие из разобщенных линз. Менее податливая порода выше и ниже слоя будет просто затягиваться между линзами.

Для подтверждения гипотезы Сорского необходимо изучить поведение тонкого пластичного слоя между двумя упругими пластинами под давлением. Однако подобного рода расчетов, по-видимому, пока не сделано.

8.3. Теория структур протыкания

8.3.1. Принципы теории куполов

Отчетливые кольцевые структуры, описанные в разделе 1.7.3, давно привлекают внимание геологов. В результате бурения и других прямых наблюдений удалось установить, что эти структуры представляют собой структуры протыкания, в связи с чем возник вопрос о физических основах их происхождения.

Среди структур протыкания следует различать два типа. Один из них образуется в эвапоритах; сейчас доказано, что образование куполов в таком материале обусловлено пластичным внедрением менее плотного слоя в более плотный перекрывающий пласт под действием силы тяжести. Эта идея принадлежит Аррениусу [12], который считал, что внедряющиеся массы, обычно соль, будучи

менее плотными по сравнению с перекрывающими их, должны находиться в неустойчивом состоянии. Поэтому они будут стремиться вверх, не завися от каких бы то ни было тектонических сил. Теория в дальнейшем была развита Неттлетоном [13] и Добриным [14]. Второй тип структур протыкания имеет место в изверженных породах. В их образовании участвуют как сила тяжести, так и термодинамические явления, причем последние наиболее важны.

8.3.2. Гравитационная неустойчивость

8.3.2.1. Общие сведения

Как уже отмечалось, образование гравитационных куполов связано прежде всего с эвапоритами. Смысл в том, что вследствие гравитационного неравновесия менее плотный слой внедряется в более плотный верхний слой. Кроме того, на это дополнительно накладывается температурный фактор, поскольку физические свойства соли очень сильно зависят от температуры окружающей среды. Следовательно, плавучесть, обусловленная силой тяжести, может увеличивать термальный градиент внутри Земли [15, 16].

С соляными куполами непосредственно связаны соленые глетчеры. Гравитационная неустойчивость появляется в соляных холмах, которые выталкиваются вплоть до земной поверхности. Обычно соль из соляных куполов, достигавших поверхности, растворяется и уносится поверхностными водами. Тем не менее в засушливых регионах, например таких, как Иран, соль вследствие гравитационного эффекта может вытекать наружу в виде глетчера [17]. Эти явления по происхождению сходны с теми, которые имеют место на ледниках и поэтому их изучение скорее относится к предмету геоморфологии нежели к геодинамике.

Правомерность той или иной гипотезы образования гравитационных диапиров можно выяснить, представив механизм образования (соляного) купола путем построения (теоретических и экспериментальных) моделей, в которых внедряющийся слой так же, как и перекрывающий, представлены слоями жидкостей с соответствующими вязкостью, плотностью и т. д. Неоднократно предпринимались попытки аналитически рассчитать внедрение одного слоя в другой, но совершенно очевидно, что любые точные расчеты гидродинамических явлений сопряжены с огромными трудностями. Поэтому основной упор при изучении образования куполов делается на экспериментальные методы. В последние годы расчеты пытаются проводить методом конечных элементов с использованием компьютеров.

8.3.2.2. Попытки аналитического решения

Рассматривая попытки аналитического решения при объяснении формирования куполов, прежде всего следует обратиться к результатам, полученным Добриным [18], который исходил из следующих предположений:

1) модель купола строится в центре большого цилиндрического бокса;

2) купол имеет форму цилиндра с плоской вершиной;

3) купол принимается в виде твердого тела с изменяющейся высотой, которое выталкивается вверх сквозь вязкую жидкость большей плотности. Эти ограничения значительно упрощают проблему. Тем не менее представляется, что они все же ведут к обобщенному взгляду на природу затрагиваемых физических процессов.

Для анализа Добрин выбрал следующие обозначения: z — высота кровли купола над поверхностью слоя, из которого он образуется, t — время начала процесса внедрения, v — скорость внедрения ($= dz/dt$), R — радиус купола; w — характерное расстояние, выражающее пропорциональность между скоростью и градиентом скорости; ρ_1 — плотность жидкости; ρ_2 — плотность купола (с $\rho_D = \rho_1 - \rho_2$); η — вязкость жидкости; ψ — коэффициент сопротивления Ньютона.

При высоте купола z на него действуют три силы, постоянно уравновешивающие друг друга. Это:

1) сила плавучести

$$F_B = \rho_D \pi R^2 g z, \quad (8.3.2-1)$$

2) сила вязкого волочения по сторонам цилиндра

$$F_V = - \frac{2\pi}{w} R \eta z \frac{dz}{dt}, \quad (8.3.2-2)$$

3) турбулентное сопротивление передней части цилиндра

$$F_F = - \frac{1}{2} \psi \pi R^2 \rho_1 \left(\frac{dz}{dt} \right)^2. \quad (8.3.2-3)$$

Введя сокращения

$$K_1 = \rho_D g R, \quad K_2 = 2\eta/w, \quad K_3 = \psi R \rho_1 / 2, \quad (8.3.2-4)$$

Добрин получил для состояния равновесия следующее выражение:

$$\left(\frac{dz}{dt} \right)^2 + \left(\frac{K_2}{K_3} \right) z \frac{dz}{dt} - \left(\frac{K_1}{K_3} \right) z = 0. \quad (8.3.2-5)$$

Это дифференцированное уравнение [18] решается следующим образом:

$$t = \frac{K_3}{K_2} \ln \frac{1}{1 - (K_2/K_1) v} - \frac{K_2}{K_1} \frac{v}{1 - (K_2/K_1) v} \quad (8.3.2-6)$$

$$c \quad v = \frac{K_2}{2K_3} \left(-z \pm \sqrt{z^2 + \frac{4K_1 K_3}{K_2^2} z} \right). \quad (8.3.2-7)$$

Это решение показано на рис. 119. Если значение z очень велико, то выражение для v стремится к

$$v \cong \frac{K_1}{K_2} = \frac{R w}{2} \frac{\rho_D g}{\eta}, \quad (8.3.2-8)$$

как это видно из рис. 119; при большом значении z график становится прямой линией.

В дальнейшем были предложены более детально разработанные модели. Так, Дейнис [19] сформулировал развитие соляного купола как неустойчивого явления в системе соль—осадки, причем как соль, так и осадки являются вязкими субстанциями. В основе этой модели лежал анализ Тейлора [20] относительно стабильности наложенных слоев жидкости. Согласно гипотезе Тейлора, скорость роста пертурбаций должна быть пропорциональна квадрату волнового числа, поэтому микроскопические пертурбации будут распространяться впереди с невероятно быстрой скоростью. Это утверждение явно противоречит действительности. Беллман и Пеннингтон [21] показали, что существует волновое число, для которого скорость распространения должна быть максимальной. В своем анализе Дейнис [19] исходил именно из этого волнового числа, причем он исследовал не кольцевые купола, а соляные хребты.

Точно такой же подход применен в работе Рамберга [22], использовавшего не два, а более слоев. Его теория относится к линейным теориям, так как инициирование неустойчивости (неустойчивость Тейлора) изучается методом аппроксимации. Попытка обобщить этот метод с помощью постепенного пересчета возникающих конфигураций принадлежит Нейсеру и Даббоуси [23]. Несмотря на все попытки аналитически описать образование куполов, успех был достигнут только для случая начальной стадии их образования.

8.3.2.3. Моделирование куполов

Учитывая огромные трудности, сопряженные с аналитическим решением вопроса, многие ученые отдали предпочтение изучению куполов путем моделирования. Тревис и Макдоуэлл [24] составили наиболее полное обобщение работ, относящихся к этому направлению. Особое место в нем отводится экспериментальным работам Неттлетона [25] и сравнительному анализу результатов экспериментального моделирования с положениями аналитических теорий, проведенному Добриным [26].

При моделировании куполов учитывается динамическая теория подобия. Условия подобия для соляных куполов определил еще Хабберт в своей общей дискуссии относительно подобия в геологии (см. раздел 7.2.3). Он обнаружил, что коэффициент вязкости η должен соответствовать следующей зависимости

$$\eta = \rho x t, \quad (8.3.2-9)$$

где ρ — коэффициент плотности, x — коэффициент длины, t — коэф-

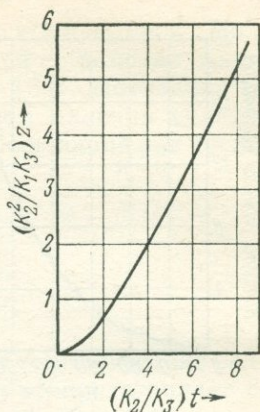


Рис. 119. Рост купола по модели Добрина [18]

[19] исходил именно из этого волнового числа, причем он исследовал не кольцевые купола, а соляные хребты.

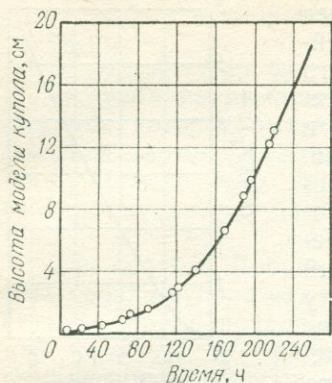


Рис. 120. Характеристики роста асфальтовой модели купола. По Добрину [62а]

фициент времени. Дополнительно должны выполняться обычные условия теории подобия.

Учитывая эту зависимость, рядом исследователей было проведено большое число экспериментов с различными жидкими субстанциями. Они реально пытались моделировать образование купола. Форма купола была такой, какой ей и следует быть, скорость роста достаточно быстрая с тем, чтобы соответствовать образованию купола за определенный период, скажем, с эоцена. Кривая роста купола в зависимости от времени (составлена Добриным) показана на рис. 120.

Если сравнить эмпирическую кривую, изображенную на рис. 120, с гра-

фиком на рис. 119, составленным в соответствии с теоретическими выводами, то можно отметить между ними много общего. Оба графика сначала вогнуты вниз и постепенно переходят в прямую линию с увеличением высоты купола.

Соответствующие исследования были приведены Мартинезом и др. [27], которые занимались главным образом изучением закрытия в кавернах, образующиеся при растворении солей в куполе, а в моделях Уатхеда и Лютера [28], наряду с неустойчивостью Тейлора в расслоенных вязких жидкостях, учитывалось и изменение конфигураций на конечных стадиях. В ходе экспериментального моделирования Тальбот [29] пытался выяснить поведение наклонных и асимметричных структур, находящихся в процессе роста под действием силы тяжести.

Результаты изучения моделей куполов подтвердили справедливость идеи Аррениуса, объяснившего образование куполов пластичными внедрениями. Совершенно иной точки зрения придерживался Гзовский [30], которому удалось получить куполообразные структуры при давлении штампом от подошвы пластины на упругий перекрывающий пласт. Верхнюю поверхность перекрывающего пласта действительно можно рассматривать как куполообразную структуру; траектории напряжения внутри купола можно проследить методом фотоупругости. Однако общие реологические свойства Земли (в особенности ее низкий предел текучести) заставляют сомневаться в образовании куполов способом, предложенным М. Гзовским.

8.3.2.4. Численное моделирование

Трудности, связанные с получением аналитических решений уравнений, описывающих неустойчивые системы расслоенных жидкостей, заставляют обращаться к численному моделированию мето-

дами конечных элементов с использованием компьютеров. Полученные таким образом результаты приводятся в работах Ханше [31], Войдта [32] и де Бремакера и Бекера [33]. Последняя работа уже упоминалась в связи с обсуждением явления складчатости. Эти авторы получили особенно многообещающий ряд численных моделей протыкающих структур.

8.3.3. Магматические интрузии

8.3.3.1. Введение

Одним из наиболее загадочных вопросов в тектонофизике является механизм внедрения даек и силлов. Дайка представляет собой вертикальную трещину, заполненную снизу магмой, силл — это пластина магматических пород, внедренная параллельно напластованию. Нередко магматические породы, образующие силлы, относятся к базальтам, которые обычно чужды земной коре; они пришли из источника в верхней мантии Земли. Каждый силл, вероятно, питается дайкой или каким-то другим штокообразным телом.

Проблема механизма внедрения включает несколько нерешенных задач. Прежде всего это касается вопроса образования и распада магматических камер в верхней мантии; затем существует проблема образования вертикальных разломов, которые создают возможность подъема вещества мантии, и, наконец, проблема, связанная с образованием горизонтального разрыва, необходимого для формирования силла.

В этом разделе мы ограничимся рассмотрением образования даек и силлов, термодинамические аспекты будут даны в разделе 8.4, посвященном вулканологии.

8.3.3.2. Образование даек

Как уже говорилось, дайки приурочены к вертикальным разломам. Не приходится объяснять, что такие разломы ориентируются перпендикулярно к направлению минимального (эффективного) сжатия. Справедливость этого утверждения следует из теоретических положений, касающихся разлома растяжения и дополняющих теорию Мора: хрупкие материалы имеют тенденцию разрушаться по плоскости усталостности, которая перпендикулярна направлению наибольшего растяжения (см. раздел 7.2.2.2).

В земной коре при стандартном напряженном состоянии вполне могут иметь место такие разрывные нарушения растяжения (факт, который отмечался еще в теории Андерсона [34]). И, действительно, трещины растяжения, как правило, ассоциируются с областями «растяжения» в земной коре [35]. Виндли [36] высказал предположение, что трещины растяжения представляют собой трещины охлаждения. Ряд ученых [37, 38] придерживается иной точки зрения,

относя их происхождение за счет податливых деформаций коренных пород. С позиции этой гипотезы достаточно легко дать качественное объяснение образованию даек.

8.3.3.3. Образование силлов

В то время как механизм образования вертикальных даек может быть легко понят (по крайней мере качественно) на приведенной выше основе, допуская, что направление минимального сжатия ориентировано по горизонтали, в отношении горизонтальных силлов механизм не удастся получить столь прямолинейно. В этом случае вертикальное направление должно соответствовать минимальному сжатию, если учесть постоянную литостатическую нагрузку, но в это трудно поверить. В связи с этим Гритенер [39] предложил гипотезу, согласно которой за счет различных механических свойств в напластовании осадочных слоев может происходить их дугообразное изгибание, которое в свою очередь вызовет растяжение (относительное) между смежными слоями. Однако, как указал Робертс [40], Гритенер, помимо сделанных им небольших математических ошибок, должен допустить, что все породы вплоть до мантии обладают прочностью 158 МПа, иначе не смогут образовываться дайки, питающие силлы. В действительности не столь высокая прочность пород маловероятна (см. раздел 3.4.4.).

Робертс [40, 41] также дал обзор других возможных механизмов образования силлов. В частности, он называет гидростатическую гипотезу, в которой образование латеральных внедрений объясняется меньшей плотностью осадочных пород по сравнению с плотностью магмы, к восходящей части которой, выраженной дайками, они приурочены. Подобно Гритенеру, Робертс отмечает, что многие морфологические характеристики, которые должны вытекать из этой гипотезы, так и не удалось получить. Полларду и Хольцхаузену [42] принадлежит исследование механического взаимодействия заполненных разломов (даек) с поверхностью Земли. Вторая гипотеза, которую рассматривает Робертс [40], как и гипотеза Гритенера [39], относится к тектоническим теориям; в ее основе лежит теория разломообразования Андерсона (см. раздел 7.2.2.). В ней тем не менее предполагается, что изменение напряженного состояния, связанное с ростом горизонтального сжатия, которое превышает ранее существующее давление нагрузки, осуществляется самими дайками. Это предположение также встречает ряд возражений. Следовательно, в настоящее время нельзя назвать ни одну гипотезу, удовлетворительную во всех отношениях. Не лишне будет отметить, что, кроме всего прочего, горизонтальное сжатие может быть вызвано оседанием пород [43].

На основе своего анализа Робертс [44] разработал общую теорию внедрения магмы в хрупкие породы. В настоящее время четко отделены друг от друга и рассмотрены в деталях два типа гипотез, называемых «гидростатической» и «тектонической».

8.4. Теория вулканических явлений

8.4.1. Введение

В данном разделе мы обсудим некоторые теоретические аспекты вулканизма, насколько это касается геодинамики. Катастрофическим аспектам вулканизма посвящена отдельная работа автора [45]. Из проблем, представляющих интерес, главная — форма вулканов, а затем общие вопросы, касающиеся энергии, необходимой для поддержания глобальной вулканической активности. Кроме того, будут рассмотрены попытки поиска механизма вулканических извержений и в заключении представлены некоторые соображения относительно теплового воздействия интрузий, которые могут не доходить до земной поверхности.

8.4.2. Форма вулканов

При первом взгляде на любой вулкан, имеющий, как правило, ярко выраженную конусообразную форму, кажется, что он представляет собой груды пепла и других материалов, изверженных из недр Земли. Крутизна его склонов должна иметь тот угол, при котором насыпь вулканических материалов способна сохранять свою форму. Коническая форма вулканов является результатом того, что критический угол падения достигается повсеместно.

Устойчивость насыпи из различных материалов уже рассматривалась в разделе 3.4.4, в связи с чем было выведено ур. (3.4.4—3) Терцаги. С помощью этого уравнения можно рассчитать наклон склона β из высоты вулканов H , плотности ρ вулканического материала и из его предела текучести σ . Однако предел текучести изменяется в широком диапазоне, и поэтому всегда можно выбрать такое его значение, которое соответствовало бы желаемому наклону склона. Поэтому гораздо удобнее сначала определить угол β и затем вычислять из него предел текучести. Если при проверке окажется, что порядок полученной величины вполне приемлем, то можно считать, что форма вулканов вполне «объяснима».

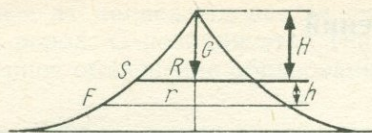
Возьмем $H = 800$ м, $\rho = 1000$ кг/м³, $\beta = 30^\circ$ (следовательно $N = 6,5$), тогда из уравнения Терцаги получаем

$$\sigma \sim 1,2 \times \text{МПа.} \quad (8.4.2-1)$$

Эта величина в 10 раз меньше предела текучести гор, состоящих из гранита. Учитывая столь очевидную разницу между гранитом и вулканическим пеплом, не исключено, что цифра вполне реальна.

Такое доказательство справедливо для вулканов в виде идеального конуса. Однако следует отметить, что конусы не всегда являются прямыми, и иногда имеют вогнутую форму. Эта проблема была исследована Штейнбергом и Соловьевым [46]. Они обратили внимание, что вышеизложенная теория «объясняет» лишь насыпь в форме правильного конуса с наклоном склона, равным углу естественного откоса, существующую, пока прочность материала на

Рис. 121. Форма вулкана. По Штейнбергу и Соловьеву [46]



скалывании в основании конуса не превысит свой предел. Так как напряжение, вызывающее скалывание, обусловлено перекрывающей нагрузкой, то она представляет тот предел, который не может быть превышен. Очевидно у конической структуры с высотой H , основанием S и плотностью ρ среднее значение напряжения сжатия будет соответствовать формуле

$$\sigma = \frac{1}{3} \rho g S H / S = H \rho g / 3. \quad (8.4.2-2)$$

Скалывающее напряжение должно быть пропорционально напряжению сжатия, поэтому ограниченное скалывающее напряжение будет также обуславливать ограниченное напряжение сжатия и, следовательно, ограниченную высоту H для прямого конуса.

Форма основания будет такой, чтобы напряжение, обусловленное нагрузкой, оставалось постоянным и равным ограниченному напряжению. Хорошо известно [47] (см. Эйфелеву башню!), что тело постоянной прочности имеет линию склона в виде экспоненциальной кривой. Таким образом вулкан приобретает форму, показанную на рис. 121.

8.4.3. Вулканическое тепло и орогенез

Извержение вулкана — впечатляющее зрелище, тем не менее вулканизм как таковой играет незначительную роль в геодинамике. Как уже отмечалось, тепло, высвобождающееся в процессе вулканических извержений, составляет малую часть от общего теплового потока, исходящего из недр Земли (см. раздел 2.6.2). Кроме того, нетрудно показать, что объем лавы, излившейся за определенный геологический период, меньше объема гор, воздвигнутых в результате соответствующих циклов орогенеза.

Для иллюстрации этой точки зрения Ферхуген [48] предположил, что с начала кембрийской эпохи произошло 30 крупнейших изменений лавы (конечно, преувеличено, судя по геологическим данным), объем каждого из которых, составлял примерно 10^{15} м³, что соответствует излиянию платобазальтового типа площадью 10^6 км² и мощностью 1 км. Таким образом, общий объем подобных излияний составляет 3×10^{16} м³. С другой стороны, в разделе 6.1.4 было подсчитано, что объем материала, вовлекаемого в орогенный цикл, приблизительно равен 32×10^6 км³ $\cong 3 \times 10^{16}$ м³. Следовательно, объем всей лавы, образованной с конца докембрия, равен объему материала в одном орогенном цикле. Поскольку с конца докембрия произошло несколько орогенных циклов (по крайней мере

два, а возможно, и больше), то совершенно ясно, сколь незначительна роль вулканизма в процессе орогенеза.

Расчитанный объем лавы позволяет оценить потери тепла при излиянии лавы *. Если предположить, что теплотери лавы за счет охлаждения и кристаллизации равны 1700 Дж/г (по данным Ферхугена [48]), общие потери тепла составят, таким образом, $1,7 \times 10^{26}$ Дж. Теплотери, обусловленные обычным тепловым потоком из недр Земли за этот период, были равны $3,4 \times 10^{29}$ Дж (см. раздел 2.6.2). Это значение можно получить, если считать, что средний тепловой поток на поверхности равен 50 мВт/м²; Ферхуген исходил из расчета среднего теплового потока, равного 46 мВт/м² и поэтому общие потери тепла по его данным составляют только $3,1 \times 10^{29}$ Дж. В любом случае цифры, характеризующие общий поток тепла, несколько занижены, так как есть основание предполагать, что в ранние геологические эпохи тепловой поток был значительно выше, что объясняется постоянным распадом радиоактивных элементов и, следовательно, образованием тепла. Все эти расчеты доказывают незначительность объема тепла, высвобождаемого в процессе вулканической деятельности. К точно таким же выводам пришел Йокояма [49], который убедительно показал, что часть вулканического тепла в общем объеме тепловой энергии имеет тот же порядок величины, что и тепло, высвобождающееся в результате сейсмических эффектов. Поэтому ряд ученых полагает, что вулканизм может быть обусловлен землетрясениями (или процессом образования разломов), однако это, конечно, сомнительно.

Из всего вышесказанного видно, насколько незначительна роль вулканических явлений в эволюции поверхности Земли. Энергетика каждого отдельного вулкана не составляет проблемы, так как требуется малое количество дополнительного тепла (по сравнению с обычным тепловым потоком). Единственно, что до сих пор остается непонятным, так это механизм, в результате которого при извержении вулкана образуются все эти впечатляющие кольца дыма.

8.4.4. Механизм вулканических извержений

Механизм вулканических извержений представляет собой сложный процесс. Первый обзор этой проблемы был дан Грейтоном [50]; более поздняя информация содержится в работе Шейдгера [51].

Согласно одной из самых старых гипотез вулканической активности, поднимающиеся газы действуют как факторы нагрева. Однако Грейтон [50] показал несостоятельность этой идеи, обратив внимание на то, что расширяющиеся газы являются охлаждающим, а не нагревающим агентом.

* Эти расчеты не учитывают базальтового вулканизма срединно-океанических хребтов: ежегодно объем излияний составляет не менее 2 км³, т. е. 2×10^9 м³, что за 500 млн. лет составит 10^{18} м³ лавы.— *Прим. ред.*

Другая попытка объяснения вулканической деятельности за счет химических реакций также оказалась несостоятельной. Конечно, не исключена возможность, что существуют какие-то виды реакций, которые могут быть ответственны за процесс извержения. Так, Ферхуген высказывал мнение, что «факт отсутствия известных нам реакций, способных высвобождать огромные количества энергии на поверхности Земли, еще не означает, что они отсутствуют на какой-то глубине».

Интересную теорию вулканизма предложил Риттман [53, 54]. Он высказал идею о том, что вязкость вещества под корой в большой степени зависит от давления, поэтому при высоком давлении будет иметь место и высокая вязкость (10^{21} Па·с). По мере понижения давления при образовании трещин в результате орогенной деятельности вязкость резко падает (до $0,1$ — $10\,000$ Па·с) и вещество начинает свободно изливаться в виде «лавы», вызывая извержение вулкана. Механизм изменения вязкости можно искать в фазовых переходах многокомпонентных расплавов. Самый простой из расплавов состоит из воды и вулканического стекла. При положении внешнего давления может нарушиться равновесие в магматическом столбе, вызвав тем самым высвобождение газа из раствора, которое приведет к дополнительному снижению давления и повысит неустойчивость. Таким образом, расширяющийся газ может стать причиной извержения вулкана [55].

В заключение следует сказать, что вулканическое извержение сопровождается явлениями особого рода, такими, как излияние лавы, выброс вулканических бомб и образование кальдер в результате обрушения кровли опустошившихся магматических очагов. Все эти явления подробно описаны в уже упоминавшейся работе автора, посвященной природным катастрофам [51].

§4.5. Тепловой поток и вулканические интрузии

Оценки теплового потока в ассоциации с магматическими интрузиями заслуживают особого внимания. Первая обобщающая публикация по этому вопросу принадлежит Джегеру [56]. В соответствии с данными Джегера, происходит остывание при кондуктивности в затвердевающем магматическом теле, затем происходит повышение теплообмена путем конвекции и в итоге — опять остывание при конвекции воды в порах окружающих пород.

Проблема остывания интрузивных магматических тел стала темой специального исследования Рейли [57] и Рикитаки [58].

Пусть сфера (которой представлено магматическое тело) с радиусом a залегает на глубине ξ (эта глубина соответствует глубине центра шара) внутри Земли (см. рис. 122). Первоначально температура в сфере равна T_0 , а в Земле принимается равной нулю. Если предположить, что теплопроводимость в шаре и за его пределами одна и та же, то можно рассчитать распределение температур для данного случая, как это сделал Рикитаки (рис. 123).

Особый интерес представляет воздействие на геотермический градиент у поверхности Земли магматических масс. Рикитаки подсчитал это воздействие в зависимости от глубины ζ (для $a=2$ км). Из его расчетов видно (рис. 124), что пока магма не поднимется очень близко к поверхности, ее воздействие на поверхность не ощущается и поэтому невозможно установить наличие интрузии, измеряя тепловой поток.

Охлаждение в магматическом теле может привести к возникновению остаточного напряжения. Сэвэдж [59] сделал оценочные расчеты величин такого напряжения. Исходя из приемлемых параметров априорируемого материала, он получил величину порядка 2×10^7 Па. Крайний случай представляет охлаждение подушечных лав, для которых изучалось [60] распространение в них трещин. Слип [61] определил термальную структуру вокруг поднимающейся мантийной пластины, представляющей срединно-океанический хребет.

Джегер [62] в своем анализе пошел дальше, приняв во внимание конвекцию, возникающую в магматическом теле после его внедрения. Для этого он заменил удельную проводимость «дополнительной проводимостью» и предположил, что конвекция постоянно «взбалтывает» магматическое тело, в результате чего оно имеет однородную температуру; если это так, то можно вычислить и время, необходимое для его затвердевания.

И последнее видоизменение, которое претерпевает магматическое тело, обусловлено его охлаждением под влиянием конвекции поровых жидкостей в породе, к которой оно приурочено. Это требует введения большего числа параметров [63, 64]. Циркуляция жидкости обуславливает возникновение конвективных тепловых потоков, которые в значительной степени превосходят кондуктивные тепловые потоки. Однако это незначительно влияет на скорости охлаждения интрузий. Для определения последнего из параметров, упомянутых выше, используется численный подход.

И последнее видоизменение, которое претерпевает магматическое тело, обусловлено его охлаждением под влиянием конвекции поровых жидкостей в породе, к которой оно приурочено. Это требует введения большего числа параметров [63, 64]. Циркуляция жидкости обуславливает возникновение конвективных тепловых потоков, которые в значительной степени превосходят кондуктивные тепловые потоки. Однако это незначительно влияет на скорости охлаждения интрузий. Для определения последнего из параметров, упомянутых выше, используется численный подход.

8.5. Теория импактных структур

8.5.1. Введение

Теория импактных структур подразделяется на несколько разделов. Прежде всего здесь следует рассматривать вопрос, связанный с импактными кратерами на Луне и на Земле. В связи с этим особое значение приобретает сравнительный анализ характерных особенностей лунных и земных кратеров.

Следующая задача состоит в построении механической модели ударных и взрывных процессов, имеющих место в настоящее вре-

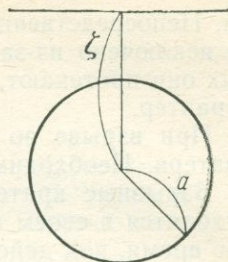


Рис. 122. Геометрия магматической интрузии. По Рикитаки [58]

мя. Непосредственное изучение механических процессов в принципе исключено из-за высоких температур и напряжений, при которых они протекают, поэтому все выводы носят чисто теоретический характер.

При взрыве во время удара массы пород выбрасываются из кратера. Необходимо также исследовать механизм этого выброса.

Взрывные кратеры имеют изменяющуюся конфигурацию: они находятся в своем изначальном положении очень непродолжительное время, под действием гравитационных эффектов происходит их мгновенное обрушение. Обрушение сопровождается появлением в центре больших кратеров характерных «горбов», а на краях кратеров наблюдается образование разрывных нарушений. Чрезвычайная подвижность вещества кратеров ставит перед исследователями дополнительные до сих пор нерешенные проблемы.

Многие вопросы теории ударных явлений были рассмотрены в рамках симпозиума 1976 г., проходившего в американском городе Флагстаф, штат Аризона. В трудах симпозиума более подробно рассмотрены многие детали, касающиеся проблемы ударных явлений [65].

8.5.2. Корреляции кратеров

В настоящее время многие ученые придерживаются мнения, что большинство кратеров на поверхности Луны и ряд кратеров на Земле образовались в результате падения метеоритов [66—70]. Факт наличия огромного количества кратеров на Луне по сравнению с земной поверхностью принято связывать с отсутствием на нашем спутнике процессов разрушения и седиментации. Частоты падения метеоритов на Землю и Луну различаются весьма незначительно и это различие обусловлено влиянием земной атмосферы.

Механизм образования метеоритных кратеров мало отличается от возникновения взрывных кратеров: метеорит падает на поверхность Земли или Луны со скоростью порядка 20 км/с (обычная скорость метеоритов), а затем мгновенно испаряется, вызывая таким образом эффект, аналогичный мощному взрыву. Такое сравнение, предложенное американским ученым Болдвинном [71], предполагает возможность корреляции между различными геометрическими параметрами взрывных и метеоритных кратеров на Земле и метеоритных кратеров на Луне. Составив график зависимости логарифма глубины всех этих кратеров от логарифма диаметра, Болдвин получил, что соответствующие точки неплохо ложатся на единую кривую (рис. 125). Кроме того, ему удалось доказать аналогичную простую связь между диаметром и высотой всех мааров и лунных кратеров (определенного типа), как показано на рис. 126. Существование зависимостей такого типа, как представлено на рис. 125 и 126 подтверждает справедливость идеи идентичного происхождения различных типов кратеров.

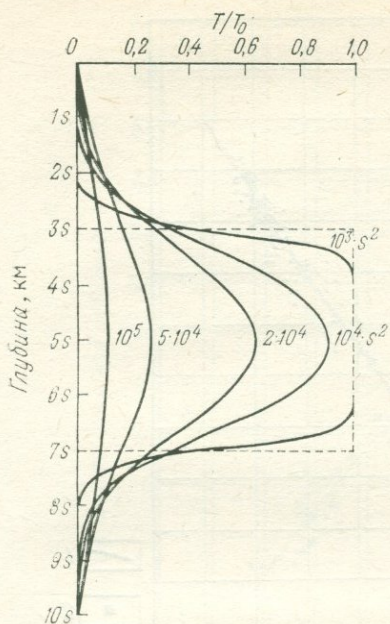


Рис. 123. Распределение температур по вертикальной линии, проходящей через центр магматической интрузии ($a=2s$ км, $\xi=5s$ км), как функции времени (годы); s — произвольный коэффициент. По Рикитаки [62a]

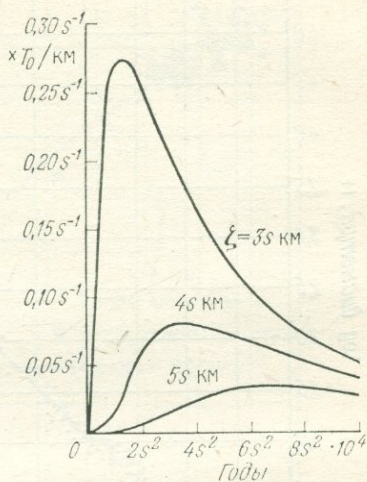


Рис. 124. Изменения изотермального градиента в присутствии магматической интрузии. По Рикитаки [62a]

8.5.3. Механика удара

8.5.3.1. Общие сведения

Рассмотрим вопрос, связанный с механикой удара. Вначале — проблему определения глубины эксплозивного источника, затем — построение аналитических моделей процессов образования кратеров, далее — экспериментальные результаты высокoeffективных взрывов (одна из наиболее сложных задач, так как даже взрыв атомной бомбы имеет чрезвычайно малый эффект в сравнении с тем, что производят большие метеориты и кометы) и, наконец, — попытки численного моделирования процессов образования кратеров.

8.5.3.2. Глубина источника

Большая часть моделей механизма удара метеоритов основывается на предположении немедленного испарения последних после падения на Землю. Таким образом, в абстрактной модели обязательно предусматривается положение «эксплозивного» источника

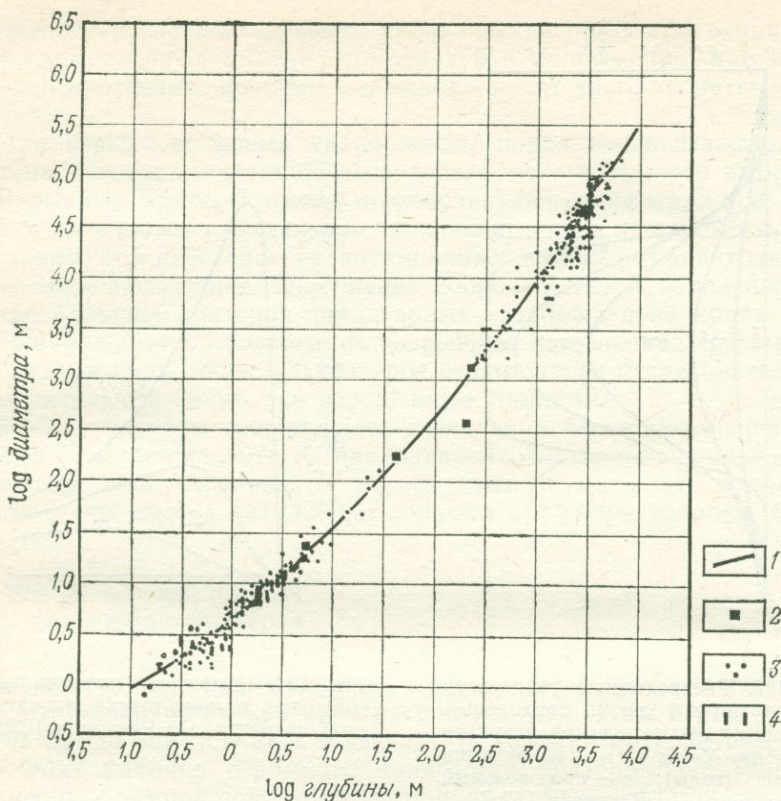


Рис. 125. Корреляция между глубиной и диаметром кратеров. По Болдвину [71a].

1 — лунные кратеры; 2 — земные метеоритные кратеры; 3 — маары; 4 — бомбовые воронки и воронки в ракушняках

(сингулярность) на поверхности Земли, из которого ударные волны распространяются в форме полусферы.

Однако последние данные [72], полученные при исследовании вблизи кратера Рис в ФРГ (см. раздел 1.7.5), показали, что большая часть выброшенного материала содержит брекчии кристаллических пород субстрата, залегающего на глубине 6 км. В них есть следы ударного метаморфизма, отсутствующего в вышележащих слоях. Следовательно, можно сделать вывод, что метеорит проник на глубину до 6 км, не производя особого воздействия на породы, и «взорвался» только на этой глубине. Если этот вывод верен, то придется отказаться от большинства моделей, обычно применяемых для объяснения образования кратеров.

8.5.3.3. Аналитические модели

Поскольку процесс, в результате которого образуются ударные волны, все еще остается не совсем понятным, современные анали-

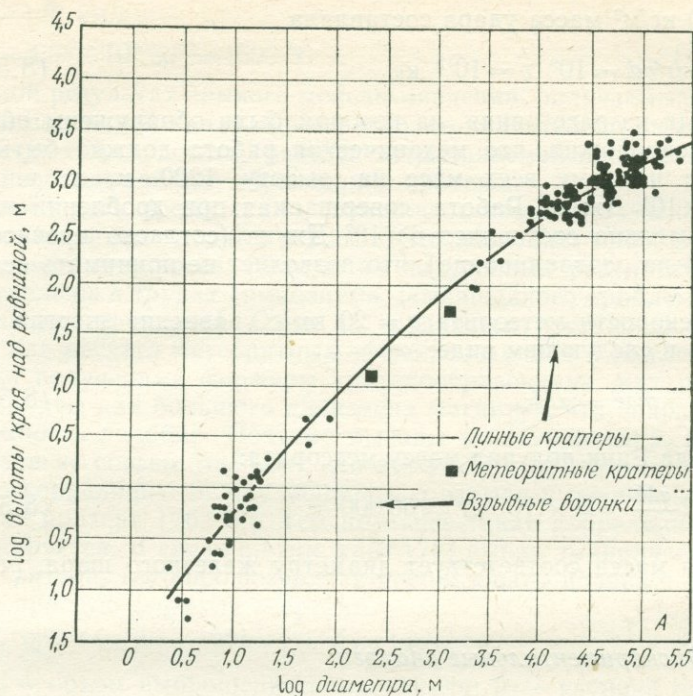


Рис. 126. Корреляция между высотой и диаметром кратеров. По Болдвину [71a]

тические модели являются просто грубыми упрощениями. В качестве примера рассмотрим модель падающей капли Ёпика [73]. В основе модели лежит принцип эквивалентности процесса удара жидких «снарядов» о жидкий субстрат.

Согласно модели Ёпика [73], минимальную массу снаряда можно оценить, если принять во внимание, что механическая работа, необходимая для образования стенок кратера в результате выбрасывания обломков и дробления пород, сообщается кинетической энергией снаряда. Так как часть имеющейся энергии должна рассеиваться в форме тепла и явлений сейсмичности, то можно предположить, что механическая работа, необходимая для образования кратера, будучи равной кинетической энергии метеорита, как раз соответствует минимальной массе последнего.

Применив этот метод, получаем массу метеорита, падение которого вызвало формирование кратера Аризона (см. раздел 1.7.5), равной 60 000 т. Эта цифра получается в предположении, что диаметр $2r$ кратера составляет 1200 м, а глубина основания твердых пород $d = 320$ м. Если угол падения метеорита был равен 20° , то расстояние проникновения метеорита $x_m = 340$ м. При плотности

$\rho = 2700 \text{ кг/м}^3$ масса удара составляла

$$M = \pi r^2 \rho d = 10^9 \text{ т} = 10^{12} \text{ кг.} \quad (8.5.3-1)$$

Исходя из расстояния, на котором были обнаружены обломки, Ёпик предположил, что механическая работа должна быть эквивалентна подъему всех масс на высоту 1200 м, т. е. равна $\alpha = 1,2 \times 10^4 \text{ Дж/кг}$. Работа, совершаемая при дроблении породы, приблизительно составляет $6 \times 10^2 \text{ Дж/кг}$ (согласно прочности на сжатие и на раздавливание), что позволяет не принимать ее в расчет.

При скорости метеорита $v = 20 \text{ км/с}$ уравнение энергии можно записать в следующем виде:

$$E = \frac{1}{2} m v^2 = \alpha M. \quad (8.5.3-2)$$

Отсюда Ёпик получил массу метеорита:

$$m = 2 \frac{\alpha M}{v^2} = 6 \times 10^7 \text{ кг} = 60\,000 \text{ т.} \quad (8.5.3-3)$$

Такая масса соответствует диаметру железного шара, равному 24 м.

8.5.3.4. Экспериментальные аналоги

Экспериментальные исследования и построение соответствующих аналогов являются основной частью процесса изучения механики удара.

Самый простой принцип объяснения механики удара строится по аналогии с взрывными кратерами. Прежде всего при этом оценивают мощность взрыва, необходимую для образования кратера, размер которого равен кратеру, возникшему в результате удара метеорита. Во-вторых, кинетическую энергию метеорита принимают равной химической энергии взрыва. Затем рассчитывают массу метеорита, учитывая определенную величину энергии. Эта методика впервые была предложена Вайли [74].

Аналогия с взрывными кратерами идентична попыткам Болдвина вывести корреляции между метеоритами и взрывными кратерами. Факт возможной корреляции двух явлений свидетельствует о подобии причин их происхождения.

Например, сравнивая кратер Барринджер в Аризоне с взрывными кратерами, Вайли подсчитал, что его образование эквивалентно затратам $1,1 \times 10^8 \text{ кг}$ нитроглицерина. На основе относительной молекулярной массы и теплоты сгорания он определил, что энергия взрыва такой мощности должна составлять $E = 9 \times 10^{14} \text{ Дж}$. Если считать, что эта энергия равна кинетической энергии метеорита, то получаем:

$$E = 9 \times 10^{14} \text{ Дж} = \frac{1}{2} m v^2. \quad (8.5.3-4)$$

При $v = 20$ км/с

$$m = 4,5 \times 10^6 \text{ кг} = 4500 \text{ т.} \quad (8.5.3-5)$$

Такой результат намного меньше значений, получаемых методом модели падающей капли. Кроме того, он значительно ниже оценок, полученных при расчете «работы, затрачиваемой при выемке грунта» и необходимой для образования кратера.

В последнее время стало возможным проводить эксперименты с использованием ядерных взрывов, что позволяет проводить взрывы большой мощности. Многие из полученных результатов были представлены в трудах симпозиума, посвященного проблемам образования кратеров [75]. Одна из трудностей постановки эксперимента для расчета метеоритных эффектов состоит в том, что теоретически полученные формулы кратерообразования, как полагают, справедливы для большого диапазона магнитуд, что подразумевает возможность подобия. Поэтому выводы этих уравнений, вероятно, являются не совсем точными, что вынуждает производить эмпирическую корреляцию между мощностью взрыва и различными параметрами кратера [76, 77]. Тем не менее такая корреляция не экстраполируется. В связи с этим Уайт [78] вывел эмпирическую формулу кратера, которая позволяет использовать подобие. Он предложил простую формулу энергии:

$$V_{ej} / W^{3/3.5} = A (y_d / W^{1/3.5}) - B (y_d / W^{1/3.5})^3, \quad (8.5.3-6)$$

где V_{ej} — объем выброшенного материала; y_d — глубина взрыва от поверхности, W — эффективность взрыва (в единицах энергии); A и B — постоянные величины, определяемые эмпирически для любого данного материала. В ходе последующей эмпирической корреляции получаем

$$y_a = 0,575 R_a, \quad (8.5.3-7)$$

где R_a — кажущийся радиус воронки, y_a — ее глубина (объяснения геометрии см. рис. 22, раздел 1.7.5). Эти формулы позволяют получать прогнозы подобия для кратеров.

Подобие с малыми взрывами требует увеличения ускорения свободного падения для достижения динамической однозначности. Теоретические разработки такого метода моделирования были представлены Шмидтом и Холсепл [79], которые использовали для моделирования взрывов методом подобия центрифугу.

Также изучалось распространение ударных волн [80] в окружающей среде и последующие химические изменения, обусловленные ударным метаморфизмом. Однако эти исследования выходят за пределы геодинамики.

8.5.3.5. Численные эксперименты

В заключение следует сказать несколько слов о численном моделировании образования кратеров. Здесь существуют свои трудности. В частности, одна из них состоит в том, что основные урав-

нения механики затрагиваемых процессов определены не очень точно, а следовательно, численные решения этих уравнений не могут дать исчерпывающую информацию.

8.5.4. Поведение выбросов

Траектория движения выбросов (эжекты) рассчитывается в соответствии с законами баллистики. В связи с этим необходимо знать сопротивление силы тяжести и воздуха.

Изучение отложений выбросов из относительно малых кратеров, образовавшихся в результате обычных и ядерных взрывов, показало, что 80 % выброшенного материала отлагается в радиусе, равном 0,5 радиуса кратера, а 20 % — на расстоянии 2 радиусов кратера [82].

Что касается больших кратеров, образовавшихся от удара метеоритов, например таких, как кратер Рис (ФРГ), то здесь, как правило, материал перемещается на очень большие расстояния — от 40 до 45 км от центра кратера [83]. Штриховка, образующаяся при переносе обломков, свидетельствует скорее о переносе по поверхности путем скольжения, а не по воздуху. Многие из обнажений феноменологически напоминают гляциальные тиллиты. Следует заметить, что соответствующее явление переноса на большие расстояния обломков наблюдается и при катастрофических оползнях на суше: вероятно при этом происходит «течение» твердых обломков пород. Механизм, контролирующий это явление, до сих пор до конца не ясен. В связи с этим высказываются самые разнообразные идеи от скольжения оползней на воздушной подушке до испарения воды за счет теплоты, выделяемой под действием силы трения [84]. Однако, учитывая тот факт, что большие оползни наблюдаются и на Луне, где отсутствуют воздух и вода, это явление, по-видимому, обусловлено «механизмом отскока», происходящего между отдельными обломками. В любом случае вопрос остается открытым.

8.5.5. Изменения кратеров за счет силы тяжести

Форма кратера, которую мы можем наблюдать, отличается от его конфигурации в момент образования. Изменения формы связаны с процессом оползания и образованием трещин после взрыва. Именно так образовался центральный «горб», показанный на рис. 23 (раздел 1.7.5).

Проблема является комплексной. Меллош [85] провел тщательное изучение механизма оползания в пластичных средах. Он исследовал нарушения склонов и ложа оползней и обнаружил, что в обоих случаях угол внутреннего трения оползающей среды должен быть чрезвычайно мал. Что касается механизма передвижения материалов внутри кратеров, также как и процесса выброса за его пределы, они до сих пор не поддаются объяснению. Возможно, что построение моделей жидких экструзий будет способствовать разрешению этих вопросов [86].

8.6. Теории современных движений

8.6.1. Общие сведения

Вертикальное поднятие, наблюдаемое на щитах Фенноскандии и Канады, принято рассматривать как изостатическую отдачу после таяния льдов во время последнего ледникового периода [87—94]. Более локальные движения могут быть обусловлены глубоко залегающим движущим механизмом или локализованной областью близ поверхности с низкой прочностью на сдвиг [95]. Движение в горных регионах (таких, как Альпы) следует рассматривать в качестве следствия глобальной тектоники плит [96].

8.6.2. Изостатические движения

Действие нагрузки или разгрузки на земную поверхность обычно анализируется с точки зрения изостазии. Так, нагрузка на поверхность Земли (например, лед) должна вызывать прогибание, так как субстрат ниже области нагрузки медленно смещается в латеральном направлении до тех пор, пока не восстанавливается состояние равновесия. Разгрузка (например, таяние льдов) дает противоположный эффект. При этом возможно построение нескольких моделей процесса. «Поверхность» можно взять в виде плиты с сопротивлением изгибу или без него, а субстрату приписывать различные типы «реологий».

Наибольшей известностью пользуется анализ изостатической отдачи, предложенный Гаскеллом [97], который считал, что вязкая жидкая среда подстилает поверхность с отсутствием прочности. В соответствии с его моделью вертикальный цилиндрический блок с радиусом b после снятия нагрузки поднимается вверх из опущенного положения. В результате довольно сложного анализа Гаскелл получил

$$1/T = \rho g / (\eta b^2 \sqrt{\pi}), \quad (8.6.2-1)$$

где T — время релаксации движения (время, за которое состояние неустойчивости уменьшается на коэффициент $1/e$); ρ — плотность; η — вязкость среды; g — ускорение силы тяжести. Учитывая, что: $T = 10\,000$ лет $= 3,16 \times 10^{11}$ с, $1/b = 750$ км $= 7,5 \times 10^5$ м, при $\rho = 3000$ кг/м³, получаем $\eta 2 \times 10^{21}$ Па·с.

Это значение вязкости, получающееся из поднятия Фенноскандии, было установлено, когда рассматривались вопросы реологии Земли.

Другие типы реологии, в частности, реология неустановившегося состояния, при которой вязкость является явной нелинейной функцией времени, также изучались в связи с проблемой послеледниковой отдачи [98]. Было показано, что решение проблемы отдачи с учетом этих реологических условий гораздо лучше, чем реологии линейного типа, согласуются с наблюдаемыми данными по поднятию.

В основе другого подхода к проблеме отдачи лежит идея, основанная на представлении о упругом изгибе литосферы в ответ на нагрузку. Простая модель такого типа предполагает, что отдача упругой литосферы ограничивается упругим последствием, т. е. эта модель соответствует поведению по типу Кельвина [99] (см. раздел 3.4.3).

Движущая сила в данном случае выражает упругое последствие (а не плавучесть), возникающее после таяния льдов. Постоянная релаксации в теле Кельвина равна

$$T = \eta_K / \mu_K \quad (8.6.2-2)$$

[Этот вывод следует из интегрирования ур. (3.4.3—1) при $\tau=0$]. Если взять постоянную релаксации порядка 10 000 лет, то получим $\eta_K / \mu_K = 3,16 \times 10^{11}$ с.

Проблема изгиба литосферы во всем ее объеме с учетом конечной прочности литосферы и упруго-пластичного поведения была исследована в одной из последних работ Таркотта [100]. Ламбек и Накибоглу [101] в качестве нагрузки использовали не лед, а подводные горы.

8.6.3. Локальные движения

Совершенно ясно, что движение грунта обусловлено исключительно условиями местного характера. Так, например, известно, что в результате нагрузки, создаваемой при заполнении искусственных водохранилищ, возникают изгибы земной коры и происходят землетрясения.

Кроме того, смещение грунта связано с извлечением грунтовых вод. Однако этот вопрос едва ли имеет значение для предмета геодинамики; ему уделяется особое внимание в работах автора по геоморфологии и проблемам природных катастроф [103].

8.6.4. Орогенические движения

Орогеническими движениями являются движения, обусловленные перемещением литосферных плит. Они представляют собой полностью пассивное следствие первичного движения плит и как таковые уже рассматривались в предыдущих разделах книги.

Тем не менее следует отметить особое значение того факта, что скорость поднятия орогенных поясов не зависит от приспособления к изостатическому состоянию. Шоу [104] представил некоторые убедительные доказательства того, что поднятия являются первичными. Точные данные, полученные при изучении гравитационных аномалий в Австрийских Альпах, показывают, что характер этих аномалий не позволяет коррелировать их со структурой поднятия. Это служит прямым доказательством неизостатического происхождения движения в орогенных поясах, в отличие от зон, прежде покрытых ледниками. Причину движения в орогенных поясах следует искать в тектонических процессах.

Список литературы

Глава 1

1. *Scheidegger A. E.* Tectonophysics 55: T7 (1979).
2. *Scheidegger A. E.* Theoretical Geomorphology, 2nd edn. Berlin—Heidelberg—New York: Springer 1970.
3. *Neumayr M.* Erdgeschichte, 3rd edn. (ed. F. E. Suess). Leipzig: Bibliographisches Institut 1920.
4. *Holmes A.* Principles of Physical Geology. New York: The Ronald Press Co. 1945.
5. *Carey S. W.* J. Geol. Soc. India 3: 97 (1962).
- 5a. *Longwell C. R.* Geotimes 2(9): 13 (1958).
- 5b. *Van Eysinga F.* Geological Time Table. Amsterdam: Elsevier 1975.
6. *Frakes L. A.* Climates through Geologica Time. Amsterdam: Elsevier 1979.
7. *Emiliani C.* Ann. N. Y. Acad. Sci. 95: 521 (1961).
8. *Broecker W. S., Turekian K. K., Heezen B. C.* Am. J. Sci. 256: 503 (1958).
9. *Broecker W. S., Ewing M., Heezen B. C.* Am. J. Sci. 258: 429 (1960).
10. *Hecht A. et al.* Quat. Res. 12: 6 (1979).
11. *Bain G.* Yale sci Mag. 27: No. 5 (1953).
12. *Bain G.* Rep. Int. Geol. Congr. Norden 21: pt 12, 84 (1960).
13. *Martin R.* Can. Oil Gas Ind. 15: No. 10 (1961).
14. *Stehli F. G.* Am. J. Sci. 255: 607 (1957).
15. *Milankovitch M.* Kanon der Erdbestrahlung und seine Anwendung auf das Eiszeitenproblem. Belgrad: Kgl. Serb. Akad. 1941.
16. *Ewing M., Donn W. L.* Science 127: No. 3307, 1159 (1958).
17. *Ewing M., Donn W. L.* Science 129: 463 (1959).
18. *Emiliani C., Geiss J.* Geol. Rundsch. 46: 576 (1959).
19. *Lungersgausen G. F.* Dokl. Akad. Nauk SSSR. 108: 707 (1956).
20. *Scheidegger A. E.* Theoretical Geomorphology, 2nd. edn. Berlin—Heidelberg—New York: Springer 1970.
21. *Kreichgauer D.* Die Aquatorfrage in der Geologie, 1. Aufl. Steyl 1902.
22. *Koppen W., Wegener A.* Die Klimate Der geologischen Vorzeit. Berlin: Gebr. Borntrager 1924.
23. *Koppen W.* Meteor. Z. 57: 106 (1940).
24. *Holmes A.* Principles of Physical Geology. New York: Ronald Press 1945.
25. *Evison F. F., Whittle R.* Geol. Mag. 98: 377 (1961).
26. *Baker H. B.* См. Du Toit [27].
27. *Du Toit A. L.* Our Wandering Continents. Edinburgh: Oliver & Boyd 1937.
28. *Baker H. B.* См. Du Toit [29].
29. *Du Toit A. L.* Our Wandering Continents. Edinburgh: Oliver & Boyd 1937.
30. *King L.* Geology 8: 111 (1980).
31. *Richard M. J., Belbin L.* Tectonophysics 63: 1 (1980).
32. *Carey S. W.* In: Continental Drift, A Symposium (ed. Carey), p. 177. Dept. Geol. Univ. Tasmania 59: 177 (1958).
33. *Bullard E. C., Everett J. E., Smith A. G.* Philos. Trans. R. Soc. A 258: 41 (1965).
34. *Le Pichon X., Sibuet J.-C., Francheteau J.* Tectonophysics 38: 169 (1977).
35. *Wegener A.* The Origin of Continents and Oceans. Translated from 3rd German edn. by J. G. A. Skerl. London: Methuen 1924.
36. *Du Toit A. L.* Our Wandering Continents. Edinburgh: Oliver & Boyd 1937.
37. *Du Toit A. L.* Our Wandering Continents. Edinburgh: Oliver & Boyd 1937.
38. *Ross C. A.* Geology 7: 41 (1979).

39. *Kossinna E.* Die Erdoborfläche. In: Handbuch der Geophysik, Bd. 2, S. 875. Berlin—Heidelberg—New York: Springer 1933.
40. *Joksch H. C.* Z. Geophys. 21 : 109 (1955).
41. *Bullard E. C.* Proc. R. Soc. London Ser. A 222 : 403 (1954).
42. *Wegmann E.* Rev. Geogr. Phys. Geol. Dyn. Ser. II 1 : 3 (1957).
43. *Umbgrove J. H. F.* The Pulse of the Earth. The Hague: M. Nijhoff Publ. Co. 1947.
44. *Umbgrove J. H. F.* Am. J. Sci. 248 : 521 (1950).
45. *Stille H.* Grundfragen der vergleichenden Tektonik. Berlin: Gebr. Borntrager 1924.
46. *Stille H.* Einführung in den Bau Amerikas. Berlin: Gebr. Borntrager 1940.
47. *Rutten L. M. R.* Bull. Geol. Soc. Am. 60 : 1755 (1949).
48. *Bemmelen R. W. van:* Mountain Building. The Hague: M. Nijhoff 1954.
49. *Bubnoff S. N.* Byull. MOIP, Otd. Geol. 63, 33 : No. 1,3 (1958).
50. *Gidon P.* Bull. Soc. Geol. Fr. Ser. VI, 7 : 125 (1957).
51. *Khain V. E.* Proc. 21st Int. Geol. Congr. Norden Pt. 18 : 215 (1960).
52. *Kraus E. C.* Geol. Rundsch. 50 : 292 (1960).
53. *Kraus E. C.* Proc. 21st Int. Geol. Congr. Norden Pt. 18 : 236 (1960).
54. *Pavoni N.* Vierteljahresschr. Naturforsch. Ges. Zurich 105 : 181 (1960).
55. *Schmidt E. R.* Ann. Inst. Geol. Hung. 49 : 931 (1959).
56. *Kraus E.* Z. Dtsch. Geol. Ges. 106 : 431 (1954).
57. *Bleissner M. F., Teichert C.* Am. J. Sci. 245 : 465, 482 (1947).
58. *Brockamp B.* Geologie 4 : 363 (1955).
59. *Scheidegger A. E., Wilson J. T.* Proc. Geol. Assoc. Can. 3 : 167 (1950).
60. *Lake P.* Geogr. J. 78 : 149 (1931).
61. *Umbgrove J. H. F.* The Pulse of the Earth, 2nd. edn. The Hague: Mart. Nijhof 1947.
62. *Eardley A. J.* Proc. 8th Pac. Sci. Congr. 2A : 677 (1956).
63. *Wilson J. Tuzo.* In: The Earth as a Planet (ed. Kuiper), p. 138. Chicago, Ill.: Univ. Chicago Press 1954.
- 63a. *Scheidegger A. E.* Rock Mech. Suppl 6 : 55 (1978).
64. *North F. K., Henderson G. G. L.* Alberta Soc. Pet. Geol. Guideb. 4 : 15 (1954).
65. *Pirson L. V., Schuchert C.* Textbook of Geology. New York: Wiley 1920.
66. *Heim A.* Geologie der Schweiz. Leipzig: Tauchnitz 1921.
67. *Molnar P., Chen W.-P.* Nature (London) 273 : 218 (1978).
68. *Gerber E., Scheidegger A. E.* Riv. Ital. Geofis. Aff. 2(1) : 47 (1975).
69. *Weeks L. G.* Bull. Am. Assoc. Petrol. Geol. 43 : 350 (1959).
70. *Maxwell J. C.* In: Geology of continental Margins (eds. Burk C., Drake D. D.). Berlin—Heidelberg—New York: Springer 1974.
71. *Smithson S. B.* Contrib. Geol. 17(1) : 65 (1979).
72. *Cook F. A., Brown L. D., Oliver J. E.* Sci. Am. 243(4) : 124 (1980).
73. *Menard H. W.* Bull. Am. Assoc. Petrol. Geol. 40 : 2195 (1956).
74. *Emery K. O. J.* Geol. 68 : 464 (1960).
75. *Kuenen P. H.* Marine Geology. New York: Wiley 1950.
76. *Umbgrove J. H. F.* The Pulse of the Earth. The Hague: Nijhoff 1947.
77. *Nafe J. E., Drake C. L.* Geophysics 22 : 523 (1957).
78. *Sutton G. H., Berckhemer H., Nate J. E.* Geophysics 22 : 779 (1957).
79. *Broecker W. S., Turekian K. K., Heezen B. C.* Am. J. Sci. 256 : 503 (1958).
80. *Shepard F. P.* Science 130 : 141 (1959).
81. *Hamilton E. L. I.* Sediment. Petrol. 30 : 370 (1960).
82. *Heezen B. C. et al.:* C. R. Acad. Sci. 251 : 410 (1960).
83. *Arrhenius G.* Pelagic Sediments. In: The Sea, Ideas and Observation (ed. Goldberg, E. D.). New York: Interscience 1961.
84. *Ericson D. B. et al.:* Bull. Geol. Soc. Am. 72 : 193 (1961).
85. *Dietrich G., Kalle K.* Allgemeine Meereskunde. Berlin: Gerb. Borntrager 1957.
86. *Ewing M., Heezen B. C.* Am. Geophys. Monogr. 1 : 75 (1956).
87. *Menard H. W.* Bull. Geol. Soc. Am. 69 : 1179 (1958).
88. *Menard H. W.* Experientia 15 : 205 (1959).

89. Hess H. H. Preprints. Int. Oceanogr. Congr. Washington 33 (1959).
90. Ewing M., Heezen B. C. Science 131 : 1677 (1960).
91. Mammerickx J., Herron E., Dorman L. Bull; Geol. Soc. Am. 191 : 263 (1980).
92. Tolstoy I. Bull geol. Soc. Am. 62 : 441 (1951).
93. Elmendorf C. H., Heezen B. C. Bell Syst. Tech. J. 36 : 1047 (1957).
94. Hill M. N. Deep Sea Res. 6 : 193 (1960).
95. Lutz T. M., Foland K. A. Geology 6 : 179 (1978).
96. Pavoni N. Umsch. Wiss. Tech. 1971 (9) : 318 (1971).
97. Ranalli G., Tanczyk E. I. J. Geol. 83 : 526 (1975).
98. Wilson J. T. Proc. Am. Philos. Soc. 112 : 309 (1968).
99. Dewey J., Spall H. Geology 3 : 422 (1975).
100. Wiens J. H. Ann. Assoc. Am. Geogr. 49 : No. 1, 31 (1959).
101. Dietz R. S. New Sci. 5 : 14 (1959).
102. Hamilton E. L. Sunken Island of the Mid-Pacific Mountains. Geol. Soc. Am. Mem. No. 64 (1956).
103. Menzel H. Z. Geophys. 37 : 595 (1971).
104. Rabinowitz P. D., Purdy G. M. Earth Plan. Sci. Lett. 33 : 21 (1976).
105. Kuenen P. H. Marine Geology. New York: Wiley 1950, p. 467.
106. Menard H. W. Bull. Geol. Soc. Am. 66 : 1149 (1955).
107. Menard H. W., Fisher R. L. J. Geol. 66 : 239 (1958).
108. Menard H. W. Bull. Geol. Am. 70 : 1491 (1959).
109. Panov D. G. Bull. (Izv.) Akad. Nauk SSSR. Ser. Geol. 1958 : No. 84 (1958).
110. Hersey J. B., Rutstein M. S. Bull. Geol. Soc. Am. 69 : 1297 (1958).
111. Wright J. et al. Cap. J. Earth Sci. 13(9) : 1223 (1976).
112. Francheteau J. et al. Can. J. Earth Sci. 13(9) : 1223 (1976).
113. Menard H. W. Bull. Geol. Soc. Am. 66 : 1149 (1955).
114. Vangriesheim A. Oceanolog. Acta 3(2) : 199 (1980).
115. Scheidegger A. E. Bull. Siesmol. Soc. Am. 47 : 89 (1957).
116. Holmes A. Principles of Physical Geology. London: T. Nelson 1944.
117. Lensen G. J. New Zeal. J. Geol. Geophys. 1 : 307 (1958).
118. Wilson J. T. Nature (London) 207 : 343 (1965).
119. Hobbs W. H. Earth Features and their Meaning. New York: Macmillan 1912.
120. O'Leary W., Friedman J. D., Pohn, H. A. Bull. Geol. Soc. Am. 87 : 1463 (1976).
121. Hodgson A (ed.). Proc. First Internat. Conf. on the New Basement Tectonics, Salt Lake City, 1974. Utah Geol. Assoc. Publ. No. 5 (1976).
122. Ranalli G. Can. J. J. Phys. 13(5) : 704 (1976).
123. Gretener P. E. Bull. Can. Petrol. Geol. 25(1) : 110 (1977).
124. Schafer K. Nature (London) 280 : 223 (1979).
125. Muller L. Der Felsbau, 624 pp. Stuttgart: F. Enke 1963.
126. Kohlbeck F., Scheidegger A. E. Rock Mech 9 : 9 (1977).
127. Scheidegger A. E. Riv. Ital. Geophys. Sci. Aff. 5 : 1 (1979).
128. Gerber E., Scheidegger A. E. Z. Geomorphol. Suppl. 18 : 38 (1973).
129. Frebold G. Geogr. Ges. Hannover 1932/33 : 89 (1933).
130. Gregory J. W. The Nature and Origin of Fjords. London: Murray 1913.
131. Randall B. A. O. Geogr. Ann. 43 : 336 (1961).
132. Gerber E. K., Scheidegger A. E. Verh. Geol. Bundesanst. (Austria) Wein 1977 (2) : 165 (1977).
133. Potter P. E. J. Geol. 86 : 13 (1978).
134. Toynton R. Bull. Geol. Soc. Norfolk 30 : 39 (1978).
135. Holland W. N. Aust. Geogr. 13 : 338 (1977).
136. Scheidegger A. E. Rock Mech. Suppl. 9 : 109 (1980).
137. Ghosh A. K., Scheidegger A. E. J. Hydrol. 13 : 101 (1971).
138. Kohlbeck F., Scheidegger A. E. Rock Mech. 9 : 9 (1977).
139. Scheidegger A. E. Mitt. Oesterr. Geogr. Ges. 121 : 187 (1979).
140. Scheidegger A. E. Mitt. Oesterr. Geogr. Ges. 121 : 187 (1979).
141. Drexler O. Einfluss von Petrographie und Tektonik auf Gestaltung des Talnetzes im oberen Rissbachgebiet (Karwendelgebirge, Tirol). Muench. Geogr.

- Abh. 23: Univ. Munchen (1979).
142. Scheidegger A. E. Geogr. Helv. 34 : 9 (1979).
143. Scherler K. E. Zur Morphogenese der Taler im sudlichen Tossbergland. Dipl. Thesis, Geogr. Inst. ETH—Zentrum, Zurich, 1976.
144. Scheidegger A. E. Arch. Meteorol. Geophys. Bioklimatol. Ser. A28 : 89 (1979).
145. Scheidegger A. E. Z. Geomorphol. 24(1) : 19 (1980).
146. Scheidegger A. E. Mitt. Oesterr. Geogr. Ges. 121 : 187 (1979).
147. Holmes A. Principles of Physical Geology. New York: The Ronald Press Co. 1945.
148. Sitter L. U. De. Bull. Soc. Belge Geol. 66 No. 3. 352 (1957).
149. Hansen E. Strain Facies. Berlin—Heidelberg—New York: Springer 1971.
150. Brongoleyev V. V. Problema Skladkobrazovania v zemnoy kore. Moscow: Nedra, 1967.
151. Stauffer M. R., Mukherjee A. Can. J. Earth Sci. 8 : 217 (1971).
152. Laubscher H. P. Tectonophysics 37 : 337 (1977).
153. Esz V. V. Geotektonika (USSR) 1969(3) : 52 (1969).
154. Ramberg H. Geol. Mag. 100(2) : 97 (1963).
- 154a. Schafer K. H. Fridericiana (Karlsruhe) 23 : 30 (1978).
155. Scheidegger A. E. V. S. Geol. Surv. Prof. Pap. 525 : C164 (1964).
156. Darot M., Bouchez J. L. J. Geol. 84 : 239 (1976).
157. Hossak J. R. Tectonophysics 5(4) : 315 (1968).
158. Burns K. L. Tectonophysics 7(3) : 177 (1969).
159. Lohest M. Ann. Soc. Geol. Belg. 36B : 275 (1909).
160. Ranberg H. J. Geol. 63 : 512 (1955).
161. Sitter L. U. de. Geol. Mijnb. 20 : 277 (1958).
162. Milch L. Neues Jahrb. Mineral. 2 : 29 (1900).
163. Sederholm J. J. Bull. Comm. Geol. Finl. 23 : 1 (1907).
164. Kuenen P. H. Tectonophysics 6 : 143 (1968).
165. Trusheim F. Z. Dtsch. Geol. Ges. 109 : 111 (1957).
166. Feely H. W., Kulp J. L. Bull. Am. Assoc. Petrol. Geol. 41 : 1802 (1957).
167. Heim A. Eclogae. Geol. Helv. 51 : 1 (1958).
168. Weidie A. E., Martinez J. D. Bull. Am. Assoc. Petrol. Geol. 54(4) : 655 (1970).
169. Heywood W. W. Trans. Can. Inst. Min. Metall. 58 : 27 (1955).
170. Von Herzen R. P., Hoskins H., van Andel T. H. Bull. Geol. Soc. Am. 83 : 1901 (1972).
171. Ewing M., Ericson D. B., Heezen B. C. Bull. Am. Assoc. Petrol. Geol. 42 : 995 (1956).
172. Lancelot Y., Embley R. W. Bull. Am. Assoc. Petrol. 61 : 1991 (1977).
173. Rue E. A. de la. L'homme et les volkans. Paris: Gallimard 1958.
174. Rittmann A. Vulkane und ihre Tatigkeit, 2. Aufl. Stuttgart: Ferdinand Ehke 1960.
175. Cotton C. A. Volcanoes as Landscape Forms, 2nd edn. Christchurch: Whitcombe & Tombs Ltd. 1952.
176. Gorshkov G. S. Bull. Volcanol. (2) 19 : 103 (1948).
177. Jaggard T. A. Origin and Development of Craters. Geol. Soc. Am. Mem. No. 21. (1947).
178. Grover J. C. Geogr. J. 123 : 298 (1957).
179. Machado F. Atlantida 2 : 225, 305 (1958).
180. Castello Branco A. de et al.: Le volcanisme de l'ile de Faial et l'eruption du volkan de Capelinhos, Memoria No. 4, Servicos Geologicos de Portugal, Lisboa 1959.
181. Vlidavec V. I. Die Vulkane der Sowjetunion. Gotha: VEB Geogr.—Kart. Anst. 1954.
182. Sato H. Distribution of Volcanes in Japan. Proc. Inst. Geol. Un. Reg. Conf. 1957, p. 184 (1959).
183. McDougall I., Duncan R. A. Tectonophysics 63 : 275 (1980).
184. Bonatti, E., Harrison, C., Fisher, D. E., Honnorez, J., Schilling J., Stipp J., Zenilli M. J. Geophys. Res. 82(17) : 2457 (1977).
185. Barringer D. M. Proc. Acap. Natl. Sci. Philadelphia 66 : 556 (1914);

- 76 : 275 (1924).—Nininger H. H.: Arizona's Meteorite Crater; Publ. Amer. Meteorite Museum. Sedona, Ariz, 1956.
186. Millman P. M. Publ. Dom. Obs. Ottawa 18, No. 4 : 59 (1956).
187. Dietz R. S. J. Geol. 67 : 496 (1959).
188. Nininger H. H. Science 130 : 1251 (1959).
189. Roddy D. J., Pepin R. O., Merrill R. B. (ed). Impact and Explosion Cratering. Planetary and Terrestrial Implications. Proc. Sump. on Planetary Cratering. Mechanics, Flagstaff, 1976, Oxford: Pergamon Press 1977. 189a. White J. W. Geophys. Res. 78(35) : 8623 (1973).
190. Willmore P. L., Scheidegger A. E. Trans. R. Soc. Can. 50 : Ser. III, Can. Comm. Oceanogr. 21 (1956).
191. Dietz R. S. J. Geol. 72 : 412 (1964).
192. Smit J., Hertogen J. Nature (London) 285 : 198 (1980).
193. Hsu K. J. Nature (London) 285 : 201 (1980).
194. Roy D. W. Tectonophysics 60 : T37 (1979).
195. Mason G. D. Nature (London) 225 : 393 (1975).
196. Fleet M. E. Bull. Geol. Soc. Am. Pt. I. 90 : 1177 (1979).
197. Sweeney J. F. J. Geophys. Res. 83 : 2809 (1978).
198. Fudali R. F. J. Geol. 87 : 55 (1979).
199. Engelhardt W. von. Geochim. Cosmochim. Acta 31 : 1677 (1967);
- Grau W. Geogr. Rundsch. 30(4) : 144 (1978).
200. Rhodes R. C. Geology 3 : 550 (1976).
201. Dietz R. S., McHone J. F. Geology 4 : 391 (1976).
202. Caty J. L., Chown E. H., Roy D. W. Can. J. Earth Sci. 13(6) : 824 (1976).
203. Weihsaupt J. G. J. Geophys. Res. 81(32) : 5651 (1976).
204. Saul J. M. Nature (London) 271 : 345 (1978).
205. Sawatzky H. B. Bull. Am. Assoc. Petrol. Geol. 59(4) : 694 (1975).
206. Sawatzky H. B. Geophysics 41(6) : 1261 (1976).
207. Sawatzky H. B. Bull. Am. Assoc. Petrol. Geol. 59(4) : 694 (1975).
208. Sawatzky H. B. Geophysics 41(6) : 1261 (1976).
209. Lensen G. J. Bull. R. Soc. N. Z. 9 : 97 (1971).
210. De Geer D. J. C. R. Int. Geol. Congr. Stockholm 2 : 849 (1910).
211. Mike K. Tectonophysics 29 : 359 (1975).
212. Bylinskaya L. N., Gorelov S. K., Setunskaya L. E., Filkin V. A. Tectonophysics 29 : 389 (1975).
213. Vanicek P. Can. J. Earth Sci. 17 : 265 (1978).
214. Whitcomb J. H. J. Geophys. Res. 81(26) : 4937 (1976).
215. Vanicek D., Castle R. O., Balazs E. I. Rev. Geophys. Space Phys. 18(2) : 505 (1980).
216. Gopwani M. V., Scheidegger A. E. Ann. Geofis. (Roma) 24 (1) : 1 (1971).
217. Pavoni N., Green R. (eds). Proc. Symp. Recent Crustal Movements, Tectonophysics 29 : 1 (1975).
218. Vyskocil P. Tectonophysics 38 : 49 (1877).
219. Kukkamaki T. Veroeff. Finn. Geodaet. Inst. No. 26 : 120 (1939).
220. Kaariainen E. Veroeff. Finn. Geodaet. Inst. No. 42 (1953).
221. Gitenberg B. Bull. Geol. Soc. Am. 52 : 750 (1941).
222. Balling N. Geoskrifter (Aarhus) 10 : 199 (1978).
223. Morner N. A. Earth Rheology, Isostasy and Eustasy (ed. Morner). New York: Wiley, Pap. 138, 1979.
224. Walcott R. I. Rev. Geophys. Space Phys. 10(4) : 849 (1972).
225. Hillaire-Marcel C., Fairbridgr R. W. Geology 6 : 117 (1978).
226. Lambert A., Vanicek P. Can. J. Earth Sci. 16 : 647 (1979).
227. Schofield J. C. N. Z. J. Geol. Geophys. 7 : 359 (1964).
228. Vyskocil P. Tectonophysics 38 : 49 (1977).
229. Schofield J. C. N. Z. J. Geol. Geophys. 7 : 359 (1964).
230. Corbel J. Z. Geomorphol. 3 : 1 (1959).
231. Jeanrichard F. Tectonophysics 29 : 289 (1975).
232. Gubler E. Schweiz. Mineral. Petrol. Mitt. 56 : 675 (1976).
233. Schaer J. P. Eclogae Geol. Helv. 72 : 263 (1979).
234. Senftl E. Verh. Geol. Bundesanst. (Austria) 1973 : 209 (1973).

235. *Hoggerl N.* Rock Mech. Suppl. 9 : 201 (1980).
236. *Kvitkovic J.* Tectonophysics 29 : 369 (1979).
237. *Blagovoljin N. S., Lilienberg D. A., Pobedonostsev S. V.* Tectonophysics 29 : 395 (1975).
238. *Yeats R. S.* Science 196 : 295 (1977).
239. *Vanicek P., Elliott M. R., Castle R. O.* Tectonophysics 52 : 287 (1979).
240. *Mohr P. A., Ciriuss A., Cherniack J. R., Gaposchkin, E. M., Latimer J.* Tectonophysics 29 : 461 (1975).
241. *Reilinger R. E., York, J. E.* Geology 7 : 139 (1979).
242. *Yeats R. S.* Geology 6 : 456 (1978).
243. *Schafer K.* Tectonophysics 29 : 223 (1975).
244. *Faure H.* Tectonophysics 29 : 479 (1975).
245. *Bond G. J.* Geol. 86 : 47 (1978).
246. *Illies J. H., Prodehl C., Schmincke H. U., Semmel A.* Tectonophysics 61 : 197 (1979).
247. *Vyskocil P.* Tectonophysics 29 : 349 (1975).
248. *Gopwani M. V., Scheidegger A. E.* Ann. geofis. Roma 24(1) : 1 (1971).
249. *Carniel P., Hauswirth E. K., Roch K. H., Scheidegger A. E.* Verh. Geol. Bundesanst. (Austria) 1975 : 305 (1975).
250. *Hauswirth E. K., Scheidegger A. E.* Riv. Ital. Geofis. Sci. Aff. 3 : 85 (1976).
251. *Hauswirth E. K., Pirkl H., Roch K. H., Scheidegger A. E.* Verh. Geol. Bundesanst. (Austria) 1979 : 51 (1971).
252. *Hauswirth E. K., Scheidegger A. E.* Interpretation 1980, 1 : 159 (1980).
253. *Scholz C. H., Fitch T. J.* J. Geophys. Res. 74(27) : 6649 (1969).
254. *Scholz C. H., Fitch T. J.* J. Geophys. Res. 75(23) : 4447 (1970).
255. *Savage J. C., Burford R. O.* J. Geophys. Res. 78(5) : 832 (1973).
256. *Prescott W. H., Savage J. C.* J. Geophys. Res. 81(26) : 4901 (1976).
257. *Hugget G. R., Slater L. E., Langbein J. J.* J. Geophys. Res. 82(23) : 3361 (1977).
258. *Harsh P. W., Pavoni N.* Bull. Seismol. Soc. Am. 68(4) : 1191 (1978).
259. *Thatcher W. J.* Geophys. Res. 84 : 2283 (1979).
260. *Burford R. O., Harsh P. W.* Bull. Seismol. Soc. Am. 70(4) : 1233 (1980).
261. *Brogan G. W., Cluff L. S., Koringa M. K., Slemmons D. B.* Tectonophysics 29 : 73 (1975).
262. *Savage J. C.* J. Geophys. Res. 80(26) : 3786 (1975).
263. *Lenselink G. L.* Bull. R. Soc. N. Z. 9 : 97 (1971).
264. *Scholz C. H., Fitch T. J.* J. Geophys. Res. 75 : 4447 (1970).
265. *Pavoni N.* Bull. R. Soc. N. Z. 9 : 7 (1971).
266. *Sato H.* Bull. Geogr. Surv. Inst. Jpn. 19(61) : 89 (1973).
267. *Parkin E. J.* Surv. Mapping 27(3) : 423 (1967).
268. *Tryggvason E. J.* Geophys. Res. 75(23) : 4407 (1970).
269. *Thurm H., Bankwitz P., Bankwitz E., Harnisch G.* Peterm. Geogr. Mitt. 1977(4) : 281 (1977).
270. *Harada T., Shimura M.* Tectonophysics 52 : 469 (1979).
271. *Garland G. D.* In: Continental drift, secular motion or the pole, and rotation of the Earth. Int. Astron. Union, Symp. No. 32, Stresa, Italy, 1967. Berlin—Heidelberg—New York: Springer, p. 19, 1968.
272. *Van Mierlo J.* Tectonophysics 52 : 457 (1979).
273. *Proverbio E., Quesada V.* J. Geophys. Res. 79(32) : 4941 (1974).
274. *Proverbio E., Quesada V.* Bull. Geodesique 1974(112) : 187 (1974).

Глава 2

1. *Simon R. B.* Earthquake Interpretations. Golden: Colorado School of Mines, 1969.
2. *Byerly P.* Seismology. New York: Prentice-Hall 1942.
3. *Macelwane I. B.* When the Earth Quakes. Milwaukee: Bruce 1947.
4. *Leet L. D.* Earth Waves. Cambridge (Mass.): Harvard Univ. Press 1950.
5. *Savarenskiy E. F., Kirnos D. P.* Elementy seysmology i seysmometry. Moscow, 1955.

6. *Richter C. F.* Elementary Seismology. San Francisco: Freeman & Co. 1958.
7. *Bullen K. E.* An Introduction to the Theory of Seismology, 2nd edn. London: Cambridge Univ. Press. 1959.
8. *Bath M.* Mathematical Sapects of Seismology. Amsterdam: Elsevier 1968.
9. *Muller S.* Erdbeben. Zurich: Mitt. No. 217 aus dem Inst. f. Geophysik der ETH, 1978.
10. *Bath M.* Introduction to Seismology, 2nd edn. Basle: Birkhauser 1979.
11. *Ben-Menahem A., Singh S. J.* Seismic waves and Sources. Berlin—Heidelberg—New York: Springer 1980.
12. *Mohorovicic A.* Jahrb. Met. Obs. Zagreb 1909 9, Pt. 4; 1 (1910).
13. *Oldham R. D. Q.* J. Geol. Soc. 62: 456 (1906).
14. *Gutenberg B.* Nachr. Ges. Wiss. Goettingen, Math.-Phys. Kl. 1914, 1: 125 (1914).
15. *Haddon R., Bullen K. E.* Phys. Earth Planet. Inter. 2: 35 (1969).
16. *Bicbee L. D., Shor G. G.* Geophys. Res. Lett. 3: 639—642 (1976).
- 16a. *Haddon R., Bullen K. E.* Phys. Earth Planet. Inter. 2: 35 (1969).
17. *Bolt B. A.* Sci. Am. 228(3): 24 (1973).
18. *Bullen K. E.* An Introduction to the Theory of Seismology. London: Cambridge Univ. Press 1959.
19. *Dobrin M. B.* Introduction to Geophysical Prospecting, 3rd edn. New York: McGraw-Hill 1976.
20. *Kovach R. L.* Rev. Geophys. Space Phys. 16(1): 1 (1978).
21. *Conrad V.* Laufzeitkurven des Tauernbebens vom 28. Nov. 1923. Wien: Mitt. Erdb. Komm. No. 59 (1925).
22. *Savarenskiy E. F., Kirmos D. P.* Elementy Seysmologiy i seymometriy. Moscow, 1955.
23. *Kosminskaya I. P., Mokhota G. G., Tulina Yu. V.* Bull. (Izv.) Akad. Nauk SSSR. Ser. Geofiz. 1958, No. 10, 1162 (1958).
24. *Gutenberg B.* Geol. Rundsch. 46: 30 (1957).
25. *Muller S.* Geophys. Monogr. Am. Geophys. Union 20: 289 (1977).
26. *Meissner R. O., Fluh E. R. J.* Geophys. 45: 349 (1979).
27. *Gaskell T. F.* Proc. R. Soc. London Ser. A 222: 341 (1954).
28. *Muller S.* In: Tectonic and Geophysics of Continental Rifts (edn. I. B. Ramberg, E.-R. Neumann) Dordrecht: reidel pp. 11—28 (1978).
29. *Herrin E., Taggart J.* Bull. Seismol. Soc. Am. 52: 1037 (1962).
30. *Davydova N. I.* Possibilities of the DSS technique in studying properties of deep seated seismic interface, in Seismic Properties of the Mohorovicic Discontinuity (ed. N. I. Davydova) Moscow, 1972.
31. *Muller S.* Geophys. Monogr. Am. Geophys. Union 20: 289 (1977).
32. *Gutenberg B.* Z. Geophys. 2: 24 (1926).
33. *Mayer-Rosa D., Muller S.* Z. Geophys. 39: 395 (1973).
34. *Ansorge J.* Die Feinstruktur des obersten Erdmantels unter Europa und dem mittleren Nordamerika. Diss., Karlsruhe 1975.
- 34a. *Biech F.* Trans. Am. Geophys. Un. 32: 533 (1951).
35. *Sengupta M. K., Toksoz M. N.* Geophys. Res. Lett. 3(2): 84 (1976).
36. *Gutenberg B.* Nachr. Ges. Wiss. Goettingen 1914: 166—218 (1914).
37. *Lehmann J.* Publ. Cent. Int. Seismol. Trav. Sci. 14: 87 (1936).
38. *Ieffreys H.* Mon. Not. R. Astron. Soc. Geophys. Trav. Suppl. 4: 548 (1939).
39. *Gutenberg B., Richter C. F.* Mon. Not. R. Astron. Soc. Geophys Suppl. 4: 363 (1939).
40. *Bullen K. E., Haddon R. A. W.* Geophys. J. 17: 179 (1969).
41. *Dorman J., Ewing J., Alsop L. E.* Proc. Natl. Acad. Sci. 54: 364 (1965).
42. *Phinney R. A., Alexander S. S. J.* Geophys. Res. 71: 5959 (1966).
43. *Buchbinder G., Poupinet G.* Bull. Seismol. Soc. Am. 63: 2047 (1973).
44. *Ibrahim A. K.* Pure Appl. Geophys. 91: 95 (1971).
45. *Kind R., Muller G.* Bull. Seismol. Soc. Am. 67: 1541 (1977).
46. *Gilbert F., Dziewonski A. M.* Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A 178: 187 (1975).
47. *Jacobs J. A. J.* Geophys. 44: 675 (1978).

48. Bolt B. A. Bull. Seismol. Soc. Am. 54 : 191 (1964).
49. Ruplekhtova, L. Z. Geophys. 38 : 441 (1972).
50. Haddon R. A., Bullen K. E. Phys. Earth Planet. Inter. 2 : 35 (1969).
51. Kind R., Muller G. Bull. Seismol. Soc. Am. 67 : 1541 (1977).
52. Gilbert F., Dziewonski A. M. Phyllos. Trans. R. Soc. London Ser. A 178 : 187 (1975).
53. Bukowinski M., Knopoff L. Is the core liquid after all?, paper presented at the 23rd Technical Conference of the Institute of Geophysics and Planetary Physics, Univ. Calif., May 21, 1973.
54. Gutenberg B., Richter C. F. Seismicity of the Earth and Associated Phenomena. Princeton: Princeton Univ. Press 1949.
55. Barazangi M., Dorman J. Bull. Seismol. Soc. Am. 59 : 369 (1969).
56. Carr M., Stoiber R., Drake C. L. Bull. Geol. Soc. Am. 84 : 2917 (1973).
57. Benioff H. Bull. Geol. Soc. Am. 65 : 384 (1954).
58. Richter C. F. Bull. Seismol. Soc. Am. 25 : 1 (1935).
59. Bath M., Duda S. J. Some aspects of global seismicity. Seismol. Onst. Uppsala Rep. 1—79 : 41 (1979).
60. Gutenberg B., Richter C. F. Ann. Geofis. (Roma) 9 : 1 (1956).
61. Bath M. Ann. Geofis. (Roma) 30 : 299 (1977).
62. Gutenberg B., Richter C. F. Bull. Seismol. Soc. Am. 32 : 163 (1942).
63. King D. Y., Knopoff L. Bull. Seismol. Soc. Am. 59 : 269 (1969).
64. Bath M. Phys. Chem. Earth 7 : 115 (1966).
65. Scheidegger A. E. Trans. R. Soc. Can. 49, Ser. III. Sect. 4 : 65 (1955).
66. Scheidegger A. E. Bull. Seismol. Soc. Am. 47 : 89 (1957).
67. Kasahara K. Bull. Seismol. Soc. A. 53 : 1 (1963).
68. Guinn S., Long L. T. Earthquake Notes 48(4) : 21 (1977).
69. Julian B. R. Tectonophysics 49 : 223 (1978).
70. Ferraes S. G. Geophys. Anal. (Mexico) 9 : 33 (1963).
71. Kasahara K. Bull. Seismol. Soc. Am. 53 : 643 (1963).
72. Otsuka M. Kyoto Univ. Geophys. Inst. Spec. Contrib. 4 : 37 (1964).
73. Stefanson R. Tectonophysics 3 : 35 (1966).
74. Udias A. Bull. Seismol. Soc. Am. 54 : 2037 (1964).
75. Udias A., Stauder W. Bull. Seismol. Soc. Am. 54(6) : 2049 (1964).
76. Stauder W., Bollinger G. A. Bull. Seismol. Soc. Am. 59 : 503 (1969).
77. Udias A., Baumann D. Bull. Seismol. Soc. Am. 59 : 503 (1969).
78. Chandra U. J. Geophys. Res. 75(17) : 3411 (1970).
79. Kishimoto Y. Bull. Disaster Prev. Res. Inst. Kyoto 67 : 1 (1964).
80. Khattri K. Bull. Seismol. Soc. Am. 67 : 1355 (1977).
81. Chandra U. Bull. Seismol. Soc. Am. 60 : 1221 (1970).
82. Schick R. Z. Geophys. 36 : 205 (1970).
83. Langston C. A. Geophys. Res. Lett. 6(1) : 41 (1979).
84. Bath M., Duda S. Ann. Geofis. (Roma) 17 : 353 (1964).
85. Benioff H. Geol. Soc. Am. Spec. Pap. 62 : 61 (1955).
86. Duda S. Bull. Seismol. Soc. Am. 60 : 1479 (1970).
87. Dzhibladze E. A. Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR Earth Phys. 1971 (5) : 89 (1971).
88. Schick R. Z. Geophys. 34 : 267 (1968).
89. Drimmel J. Tectonophysics 55 : T1 (1979).
90. Tocher D. Bull. Seismol. Soc. Am. 48 : 147 (1958).
91. Iida K. J. Earth Sci. Nagoya Univ. 13 : 115 (1959).
92. Wyss M., Brune J. N. J. Geophys. Res. 73 : 468 (1968).
93. Wyss M., Molnar P. J. Geophys. Res. 77 : 1433 (1972).
94. Randall, M. J. J. Geophys. Res. 77 : 969 (1972).
95. Bolt B. A. Geology 6 : 233 (1978).
96. King C. Y., Knopoff L. Bull. Seismol. Soc. Am. 58 : 249 (1968).
97. Sibson R. H. Tectonophysics 51 : T39 (1978).
98. Chinnery M. A. J. Geophys. Res. 69 : 2085 (1964).
99. Chinnery M. A. Publ. Dom. Obs. Ottawa 37(7) : 211 (1969).
100. Trifunae M. D. Bull. Seismol. Soc. Am. 62 : 1283 (1972).
101. Richardson R. M., Solomon S. C. Pure Appl. Geophys. 115 : 317 (1977).
102. Aki K. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo Univ. 44 : 73 (1966).

103. *Gilbert F.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 22 : 223 (1970).
104. *Backus G., Mulcahy M.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 46 : 341 (1976); 47 : 301 (1976).
105. *Mc Cowan D. W.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 44 : 595 (1976).
106. *Menduguren J. A. J.* Geophys. Res. 82 : 889 (1977).
107. *Aki K., Patton H.* Tectonophysics 49 : 213 (1978).
108. *Gibowicz S. J.* Seta Geophys. Pol. 25(2) : 119 (1977).
109. *Riznichenko Yu. V.* Bull. (izv.) Acad. Sci. USSR 13(10) : 698 (1977).
110. *Gutenberg B., Richter C. F.* Seismicity of the Earth and Associated Phenomena. Princeton: Univ. Press. 1949.
111. *Bath M., Duda S. J.* Tectonophysics 54 : T1 (1979).
112. *Miyamura S.* Proc. Jpn. Acad. Sci. 38(1) : 27 (1975).
113. *Ranalli G.* Veroeff. Zentr. Inst. Phys. d. Erde. Potsdam 31 : 163 (1975).
114. *Butovskaya E. M., Kuznetsova K. I.* Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR Earth Phys. 1971(2) : 11 (1972).
115. *Gibowicz S. J.* Tectonophysics 23 : 281 (1979).
116. *Molnar P.* Bull. Seismol. Soc. Am. 69 : 115 (1979).
117. *Rikitake T.* Tectonophysics 35 : 335 (1976).
118. *Riznichenko Yu. V.* Proc. (Dokl.) Acad. Sci. USSR 157(6) (1964).
119. *Riznichenko Yu. V., Bune, V. I., Zadzharova, A. I., Seyduzova, S. S.* Bull. (izv.) Acad. Sci. USSR, 1969(8) : 3 (1969).
120. *Cornell C. A., Vanmarcke E.-H.* Proc. World Conf. Earthquake Eng. 4th. Santiago, 1(A-1) : 69 (1969).
121. *Yegulalp T. M., Kuo J. T.* Bull. Seismol. Soc. Am. 64 : 393 (1974).
122. *Smith S. W.* Geophys. Res. Lett. 3 : 351 (1976).
123. *Lomnitz-Alder J., Lomnitz C.* Bull. Seismol. Soc. Am. 69(4) : 1209 (1979).
124. *Ranalli G.* Ann. Geofis. (Roma) 22(4) : 359 (1969).
125. *Ranalli G., Scheidegger A. E.* Ann. Geofis. (Roma) 22 : 3 (1969).
126. *Omori F.* Proc. 3. Coll. Sci. Imp. Univ. Tokyo 7 : 111 (1894).
127. *Lomnitz C.* Bull. Seismol. Soc. Am. 56 : 247 (1966).
128. *Gutenberg B., Richter C. F.* Seismicity of the Earth and Associated Phenomena. Princeton: Univ. Press 1949.
129. *Ranalli G.* Ann. Geofis. (Roma) 22(4) : 359 (1969).
130. *Page R. J.* Geophys. Res. 73 : 3897 (1968).
131. *Lukh A. A.* Bull. (Izv.) Aca. Sci. USSR Earth Phys. 1968(5) : 83 (1968).
132. *Olsson R.* On the occurrence of aftershock sequence. Rept. No. 4-79, Seismological Institute Uppsala (1979).
133. *Bath M.* Gerl. Beitr. Geophys. 63 : 173 (1953).
134. *Benioff H.* Bull. Geol. Soc. Am. 62 : 331 (1951).
135. *Benioff H.* Geol. Soc. Am. Pap. 62 : 61 (1955).
136. *St. Amant P.* Bull. Seismol. Soc. Am. 46 : 1 (1956).
137. *Allen C. R.* et al. Bull. Seismol. Soc. Am. 55 : 753 (1965).
138. *Milne W. G.* Can. J. Earth Sci. 4 : 797 (1967).
139. *Prescott W. H., Savage J. C., Kinoshita W. T. J.* Geophys. Res. 84 : 5423 (1979).
140. *Kanamori H.* Nature (London) 271 : 411 (1978).
141. *Mogi K.* Tectonophysics 57 : T43 (1979).
142. *Bath M., Duda S. J.* Tectonophysics 54 : T1 (1979).
143. *Kanamori H. J.* Geophys. Res. 82 : 2981 (1977).
144. *Dubourdieu G.* Sur la periode sismique de 4 ans. Neubourg; Imprimerie Neubourg 1972.
145. *Dubourdieu G.* Mise en evidence de la periode sismique de 4 ans an 19^o siecle. Paris: Imprimerie Laboureur 1980.
146. *Sadeh D. S., Meidav M. J.* Geophys. Res. 78 : 7709 (1973).
147. *Mauk F. J., Kientle J.* Science 182 : 386 (1973).
148. *Klein F. W.* Geophys. U. R. Astron. Soc. 45 : 245 (1976).
149. *Toung D., Zurn W. J.* Geophys. 45 : 171 (1979).
150. *Kanamori H. J.* Geophys. Res. 82 : 2981 (1977).
151. *Hunter R. N.* Earthquake Inf. Bull. U. S. C. S. 8(5) : 4 (1976).
152. *Bath M.* Tectonophysics 51 : T55 (1978).

153. Vere-Jones D., Turnovsky S., Eiby G. A. N. Z. J. Geol. Geophys. 7: 722 (1964).
154. Knopoff L. Bull. Seismol. Soc. Am. 54: 1871 (1964).
155. Isacks B. L., Sykes R., Oliver J. Bull. Seismol. Soc. Am. 57: 935 (1967).
156. Ferraes S. G. J. Geophys. Res. 72: 3741 (1967).
157. Ben-Menahem A. Gerlands Beitr. Geophys. 69: 68 (1960).
158. Gardner J. K., Knopoff L. Bull. Seismol. Soc. Am. 64: 1363 (1974).
159. Rundle J. B., Jackson D. D. Bull. Seismol. Soc. Am. 67: 1363 (1977).
160. Heiskanen W. A., Vening Meinesz F. A. The Earth and its gravity field. New York: McGraw-Hill 1958.
161. Garland G. D. Handbuch der Physik, Bd. 47, S. 202. Berlin—Göttingen—Heidelberg; Springer 1956.
162. Ervin C. P. Geophysics 42: 1468 (1977).
163. Pratt J. H. Philos. Trans. R. Soc. London 149: 745 (1859).
164. Airy G. B. Philos. Trans. R. Soc. London 145: 101 (1855).
165. Heiskanen W. Publ. Isostatic. Inst. 2 (1938).
166. Girdler R. W. Mem. Bur. Rech. Geol. Min. (Paris) 91: 19 (1977).
167. Rabinowitz P. D., Labrecque J. L. Earth Planet. Sci. Lett. 35: 145 (1977).
168. Tsuboi C. Vening Meinesz Anniversary Volume (publ. by K. Ned. Geol. Mijnb. Genot.), p. 287 (1957).
169. Gutenberg B., Richter C. F. Seismicity of the Earth and Associated Phenomena. Princeton: Princeton Univ. Press. 1949 (2nd edn. 1954).
170. Cochran J. R., Talwani M. Geophys. J. R. Astron. Soc. 50: 495 (1977).
171. Cochran J. R., Talwani M. J. Geophys. Res. 83(B 10): 4907 (1978).
172. Cochran J. R., Talwani M. Revs. Geophys. Space Phys. 17(6): 1387 (1979).
173. Cochran J. R. J. Geophys. Res. 84: 4713 (1979).
174. Watts A. B. J. Geophys. Res. 83(B 12): 5989 (1978).
175. Kahle H. G., Werner, D. Tectonophysics 29: 487 (1975).
176. Kahle H. Verh. Schweiz. Naturforsch. Ges. 1975: 134 (1975).
177. Lambeck K. J. Geophys. Res. 81(35): 6333 (1976).
178. Jordan S. K. J. Geophys. Res. 83: 1816 (1978).
179. Isaacson E. Rock Pressure in Mines. London: Mining Publ., 260 p. 1962.
180. Howard J. H. Bull. Geol. Soc. Am. 77: 657 (1966).
181. Hast N. The measurement of rock pressure in mines. Stockholm: Sveriges Geologiska Under. 1958.
182. Obert L., Duwall W. I. Rock Mechanics and the Design of Structure in Rock. New York: Wiley 1967.
183. Leeman E. R. Mine Quarry Eng. 30(6): 250 (1964).
184. Leeman E. R. J. S. Air. Inst. Min. Metall. 65: 45 (1964).
185. Leeman E. R. Proc. Sixth Symp. on Rock Mech. Univ. Missouri, 407 (1964).
186. Van Heerden W. L. Proc. Symp. Explor. Rock Eng. Johannesburg 189 (1976).
187. Hawkes I., Moxon S. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 2(4): 405 (1965).
188. Becker R. M., Hooker V. E. U. S. Bur. Mines. Rept. Inv. 6965, 23 p. (1967).
189. Becker R. M., Hooker V. E. Trans. Soc. Min. Eng. AIME 244(4): 436 (1969).
190. Barla G., Wane M. T. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 5(2): 187 (1968).
191. Skilton D. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 8(4): 283 (1971).
192. Leeman E. R., Hayes D. J. Proc. Ist. Int. Soc. Rock Mech. Congr. Lisbon. 2: 17 (1966).
193. Crouch S. L., Fairhurst C. A. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 4(2): 209 (1967).
194. Merrill R. H. Three-component borehole deformation gage for determination the stress in rock. U. S. Bur. Mines Rept. Inv. 7015, 38 p. (1967).
195. Oka Y. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 7: 503 (1970).
196. Leeman E. R. Rock Mech. 3(1): 25 (1971).
197. Herget G. Int. J. Rock Mech. Sci. 10: 509 (1973).
198. Rotter D., Stoll R., Thon H. Bergakademie 1967(10): 575 (1967).

199. *Lotgers G., Voort H.* Rock Mech. 6:65 (1974).
200. *Habib P., Marchand R.* Ann. Inst. Tech. Bat. Trav. Publ. Ser. Sols Fond. 58:966 (1952).
201. *Tincelin M. E.* Ann. Inst. Tech. Bat. Trav. Publ. Ser. Sols Fond. 58:972 (1952).
202. *Panek L. A., Stock J. A.* Development of a rock stress monitoring Station based on the flat slot method of measurement. U. S. Bur. Min. Rep. Inv. 6537 (1964).
203. *Hoskins E. R.* Int. Rock Mech. Min. Sci. 3(4):249 (1966).
204. *Rocha M.* New techniques for the determination of the deformability and state of stress in rock masses. Lab. Nac. Eng. Civil Mem. 328:1 (1969).
205. *Rocha M., Baptista Lobes J., Neves da Silva J.* Proc. 1st Int. Soc. Rock Mech. Congr. Lisbon 2:57 (1966).
206. *Rocha M., Baptista Lopes J., Neves da Silva J.* A new technique for applying the method of the flat jack in the determination of stress inside rock masses. Lab. Nac. Eng. Civil Mem. 324:1 (1969).
207. *Merrill R. H., Williamson J. V., Ropchan D. M., Kruse G. H.* Stress determination by flatjack and borehole—deformation methods. U. S. Bur. Mines Rep. Inv. 6400 (1964).
208. *Panek L. A.* Trans. Am. Inst. Min. Metall. Eng. 220:287 (1961).
209. *Merrill R. H., Peterson J. R.* Deformation of a borehole in rock. U. S. Bus. Mines Rep. Inv. 5881 (1961).
210. *Obert L., Merrill R. H., Morgan, T. A.* Borehole deformation gage for determining the stress in mine rock. U. S. Bur. Mines Rep. Inv. 5978 (1962).
211. *Suzuki K.* Proc. 1st. Soc. Rock Mech. Congr. Lisbon 2:35 (1966).
212. *Wohlbier H., Natau O.* Proc. 1st Int. Soc. Rock Mech. Congr. Lisbon 2:25 (1966).
213. *Dutta S. K., Singh B.* Metals Minerals Rev. 7(7):17 (1968).
214. *Hiramatsu Y., Oka Y.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 5(4):337 (1968).
215. *Stephenson B. R., Murray K. J.* Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. 7(1):1 (1970).
216. *Plokhotnikov A. N., Dzeban I. P.* Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR Earth Phys. 1974(1):101 (1974).
217. *Reasenber P., Aki K. J.* Geophys. Res. 79:399 (1974).
218. *Archambeau C., Sammis C.* Rev. Geophys. Space Phys. 8(3):473 (1970).
219. *Kaspar M., Dokoupil S.* Proc. 1st Int. Soc. Rock Mech. Congr. 1st, Lisbon, 1:31 (1966).
220. *Ranalli G., Chandler T. E.* Geol. Rundsch. 64:643 (1975).
221. *Illies J. H., Greiner G.* Bull. Geol. Soc. Am. 89:770 (1978).
222. *Greiner G., Lohr J.* Rock Mech. Suppl. 9:5 (1980).
223. *Paquin C., Froidevaux C., Sourian M.* Bull. Soc. Geol. Fr. 20(5):135 (1978).
224. *Martinetti S., Ribacchi R.* Proc. 3d Int. Congr. Rock Mech. Denver 2A:458 (1974).
225. *Martinetti S., Ribacchi R.* Rock Mech. Suppl. 9:31 (1980).
226. *Bruckl, E., Roch, K. H., Scheidegger, A. E.* Tectonophysics 29:315 (1975).
227. *Garniel P., Roch K. H.* Riv. Ital. Geofis. Sci. Aff. 3:233 (1976).
228. *Kohlbeck F., Roch K. H., Scheidegger A. E.* Rock Mech. Suppl. 9:21 (1980).
229. *Scheidegger A. E.* Geophys. Surv. (Reidel) 4:233 (1981).
230. *Schafer K., Keil S.* Messtech. Briefe (Hottinger—Baldwin) 15(2):35 (1979).
231. A good catalog exists for North America: Lingner, E. N., Halpern, J. A.: Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 15:183 (1978). For other regions one has to dig out the individual study reports if the work is never than what been collected by Ranalli and Chandler, loc. cit. 1974.
232. *Herget G.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 10:37 (1973).
233. *Brown E. T., Hoek E.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 15:211 (1978).
234. *Scheidegger A. E.* Pure Appl. Geophys. 46:66 (1960).
235. *Scheidegger A. E.* Geologie Bauwes. 27:45 (1962).

236. *Morgenstern N.* Pure Appl. Geophys. 52 : 104 (1962).
237. *Kehle R. O. J.* Geophys. Res. 69 : 259 (1964).
238. *Pulpan H., Scheidegger A. E. J.* Inst. Petrol. 51 : 169 (1965).
239. *Haimson B. C.* Hydraulic Fracturing in porous and nonporous rock and its potential for determining in-situ stresses at great depth. Technical Report 4-68, Missouri River Division Corps of Eng., also Ph. D. thesis, Univ. Minnesota (1968).
240. *Haimson B. C.* A simple method for estimating in situ stresses at great depth, field testing and instrumentation of rock, STP 554, Am. Soc. for Testing of Materials, Philadelphia, pp. 156-182 (1974).
241. *Haimson B., Fairhurst C.* Proc. 2nd Symp. Rock Mech. Berkeley 559 (1969).
242. *Haimson B. C., LaComb J., Green S. J., Jones A. H.* Proc. 3rd Int. Congr. Rock Mech. Denver 2 : 557-562 (1974).
243. *Haimson B. C.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 15 : 167 (1978).
244. *Bell J. S., Gough D. I.* Earth Planet. Sci. Lett. 45(2) : 475 (1979).
245. *Haimson B. C., Voight B.* Pure Appl. Geophys. 115 : 153 (1977).
246. *Kungsdorf W., Rotter D.* Freiberg Forschungsh. C120 : 1 (1961).
- 246a. *Gupta H. K., Rastogi B. K.* Dans and Earthquakes, Amsterdam: Elsevier (1976).
247. *Milne W. G.* Induced Seismicity. Spec. Issue Eng. Geol. 10(2-4) : 81 (1976).
248. *Fara H. D., Scheidegger A. E.* Bull. Seismol. Soc. Am. 53 : 811 (1963).
249. *Scheidegger A. E.* Ann. Geofis. (Roma) 30 : 259 (1977).
250. *Scheidegger A. E. Z.* Geophys. 31(6) : 300 (1965).
251. *Isacks B., Oliver J., Sykes L. R. J.* Geophys. Res. 73 : 5855 (1968).
252. *Balakina L. M., Misharina L. A., Shirokova E. I., Vvedenskaya A. V.* Publ. Dom. Obs. Ottawa, 37(7) : 194 (1969).
- 252a. *Scheidegger A. E.* Rock Mech. Suppl. 6 : 55 (1978).
253. *Thrasher J. E., Scheidegger A. E. Z.* Geophys. 29 : 309 (1963).
254. *Kakimi T., Hirayama J., Kageyama K. J.* Geol. Soc. Jpn. 72(10) : 1 (1966).
255. *Bullock W. D., Jones D.* Can. Min. J. 89(7) : 43 (1968).
256. *Chappel J. J.* Geol. 81 : 705 (1973).
257. *Angelier J.* Tectonophysics 56 : T17 (1979).
258. *Eisbacher G. H.* Can. J. Earth Sci. 6(5) : 1095 (1969).
259. *Gilliland W. N.* Geol. Mag. 100(5) : 425 (1963).
260. *Harms J. C.* Bull. Geol. Am. Soc. 76 : 981 (1965).
261. *Scheidegger A. E.* Rock Mech. 8 : 23 (1976).
262. *Scheidegger A. E.* Arch. Meteorol. Geophys. Bioklimatol. Ser. A 28 : 89 (1979).
263. *Scheidegger A. E.* Geofis. Int. (Mexico) 18 : 219 (1978).
264. *Scheidegger A. E.* Arch. Meteorol. Geophys. Bioklimatol. Ser. A 27 : 375 (1978).
265. *Scheidegger A. E.* Geofis. Int. (Mexico) 18 : 329 (1979).
266. *Scheidegger A. E.* Rock Mech. Suppl. 9 : 109 (1980).
267. *Gerber E., Scheidegger A. E.* Riv. Ital. Geofis. 2(1) : 47 (1975).
268. *Gerber E.* Rock Mech. Suppl. 9 : 93 (1980).
269. *Nakamura K., Jacob K. H., Davies J. D.* Pure Appl. Geophys. 115 : 87 (1977).
270. *Friedman M.* Tectonophysics 15 : 297 (1972).
271. *Varnes D. J., Lee F. T.* Bull. Geol. Soc. Am. 83 : 2863 (1972).
272. *Holzhausen G. R., Johnson A. M.* Tectonophysics 58 : 237 (1979).
273. *Detenbeck J., Stanley R. S.* Bull. Geol. Soc. Am. II 90 : 1377 (1979).
274. *Hanna S. S., Fry N. J.* Struct. Geol. 1(2) : 155 (1979).
275. *Schafer K. H.* Fridericiana (Karlsruhe) 23 : 30 (1978).
- 275a. *Schafer K. H.* Fridericiana (Karlsruhe) 23 : 30 (1978).
276. *Letouzey J., Tremolieres P.* Rock Mech. Suppl. 9 : 173 (1980).
277. *Richardson R. M., Solomon S. C., Sleep N. H.* Rev. Geophys. Space Phys. 17(5) : 981 (1979).
278. *Bergman E. A., Solomon S. C. J.* Geophys. Res. 85 : 5389 (1980).

279. *York D., Farquhar R. M.* The Earth's Age and Geochronology. London.
280. *Faure G.* Principles of Isotope Geology. New York: Wiley, 464 pp., 1977.
281. *O'Nions R. K., Hamilton P. J., Evensen N. M.* Sci. Am. 242(5) : 120 (1977).
282. *Wilson J. T., Russell R. M.* Can. Min. Metall. Bull. 49 : 550 (1956).
283. *Lowdon J. A.* Geol. Surv. Can. Pap. 61—17 (1961).
284. *Hurley P. M.* Earth Planet. Sci. Lett. 8 : 189 (1970).
285. *Embleton J. J., Schmidt P. W.* Nature (London) 282 : 705 (1979).
286. *Veizer J., Jansen S. L. J.* Geol. 87 : 341 (1979).
287. *Schubert G., Anderson O. L.* Phys. Today 1974(3) : 28 (1974).
288. *Lee H. K.* (ed.). Terrestrial Heat Flow. Washington: Am. Geophys. Union Monogr. No. 8 (1965).
289. *Kappelmeyer O., Haenel R.* Geothermics. Berlin: Borntraeger 1976.
290. *Adam A.* (ed.). Geoelectric and geothermal studies. Budapest: Publ. Hause Ung. Acad. Sci. 1977.
291. *Anonymous.* Terrestrial Heat Flow Data. Map Published by World Data Center A, Boulder, Colorado (1976).
292. *Charman D. S., Pollack H. N.* Earth Planet. Sci. Lett. 28 : 23 (1975).
293. *Burke K. C., Wilson J. T.* Sci. Am. 235(2) : 46 (1976).
294. *Jacobs J. A.* Can. J. Phys. 31 : 370 (1953).
295. *Jacobs J. A.* Nature (London) 170 : 838 (1952); also Adv. Geophys. 3 : 183 (1956).
296. *Mayeveva S. V.* Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR. Geophys. Ser. 1971 (1) : 3 (1971).
297. *Buntebarth G. Z.* Geophys. 39 : 97 (1973).
298. *Balling N. P. J.* Geophys. 42 : 237 (1976).
299. *Crough S. T., Thompson, G. A. J.* Geophys. Res. 81(26) : 4857 (1976).
300. *Schubert G., Froidevaux C., Yuen D. A. J.* Geophys. Res. 81(20) : 3525 (1976).
301. *Davis E. E., Lister C. R. B. J.* Geophys. Res. 82(30) : 4845 (1977).
302. *Hohndorf A., Haenel R., Giesel W. J.* Geophys. 41 : 179 (1975).
303. *Chapman D. S., Pollack H. N.* Nature (London) 256(5512) : 28 (1975).
304. *Chapman D. S., Pollak H. N.* Geology 5 : 265 (1977) also Tectonophysics 38 : 279 (1977).
305. *Stromeyer D.* Rev. Roum. Geol. Geophys. Geogr. Ser. Geophys. 22 : 83 (1978).
306. *Balmer H.* Beitrage sur Geschichte der Erkenntnis des Erdmagnetismus. Aarau: Sauerlander 1956.
307. *Runcorn S. K.* Handbuch der Physik, Bd. 47, S. 498. Berlin—Göttingen—Heidelberg: Springer 1956. For many references.
308. *Chapman S., Bartlett J.* Geomagnetism. Oxford: Univ. Press 1948.
309. *Elsasser W. M.* Rev. Mod. Phys. 22 : 1 (1950), 28 : 135 (1956).
310. *Herzenberg A.* Philos. R. Soc. London Ser. A250 : 543 (1958).
311. *Gubbins D.* Rev. Geophys. Space Phys. 12(2) : 137 (1974).
312. *Levy E. H.* Ann. Rev. Earth Planet. Sci. 4 : 159 (1976).
313. *Petrova G. N.* Bull. (Izd.) Acad. Sci. USSR Phys. Solid Earth 13(11) : 2 (1977).
314. *Jones Q. M. J.* Geophys. Res. 82 : 1703 (1977).
315. *Jacobs J. A.* The Earth's Core. London, New York: Academic Press 1975.
316. *Runcorn S. K.* Handb. Phys. 47 : 370 (1956).
317. *Soffel H. Z.* Geophys. 36 : 237 (1970).
318. *Cox A., Doell R. R.* Bull. Geol. Soc. Am. 71 : 645 (1960).
319. *Hicken A., Irving E., Law L. K., Hastie J.* Publ. Earth Phys. Branch, Dep. Energy, Mines and Resource. Ottawa 45(1) : 1 (1972).
320. *Clegg J. A., Deutsch E. R., Griffiths D. H.* Philos. Mag. 1 : 419 (1956).
321. *Deutsch E. R.* In: Polar Wandering and Continental Drift, Publ. by Society of Economic Paleontol. and Mineral. AAPG, Tulsa, p. 3 (1963).
322. *Deutsch E. R.* In: Continental Drift (ed. Garland, G. D.) R Soc. Spec. Publ. 9 : 28 (1966).
323. *Zonenshtayn L. P., Gorodinskiy A. M.* Geotektonika (Moscow) 1977(2) : 3 (1977).

324. *Zonenshtayn, L. P., Gorodinskiy, A. M.* Geotektonika (Moscow) 1977(2) : 3 (1977).
325. *Irving E.* Nature (London) 270(5635) : 304 (1977).
326. *Morel P., Irving E. J.* Geol. 86 : 535 (1978).
327. *Jurdy D., Van der Voo R. J.* Geophys. Res. 76(20) : 2945 (1974), Science 187, 28 March 1975.
328. *Tarling D. H., Mitchell J. G.* Geology 4 : 133 (1976).
329. *Labrecque J. L., Kent D. V., Cande S. C.* Geology 5 : 330 (1977).
330. *Steinhauser P., Vincenz S. A.* Earth Planet. Sci. Lett. 19 : 113 (1973).
331. *Opdyke N. D., Kent D. V., Lowrie W.* Earth Planet. Sci. Lett. 20 : 315 (1973).
332. *Hillhouse J., Cox A.* Earth Planet. Sci. Lett. 29 : 51 (1976).
333. *Irving E., Couillard R. W.* Nature (London) Phys. Sci. 233 : 10 (1973).
334. *Creer K. M.* Nature (London) 233 : 545 (1973).
335. *Krause D. C., Watkins N. D.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 19 : 261 (1970).
336. *Cagniard L.* Geophysics 18 : 605 (1953).
337. *Porstendorfer G.* Tellurik. Frieberg. Forschungsh. C. 107 (1961).
338. *Rikitake T.* Bull. Earthquake Res. Inst. 34 : 291 (1956), 36 : 1 (1958).
339. *Rikitake T.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 2 : 276 (1956).
340. *Rikitake T.* Bull. Earthquake Res. Inst. 34 : 291 (1956).
341. *Rikitake T.* Tectonophysics 7 : 257 (1969).
342. *Nekut A., Commerney J. E. F., Kuckes A. F.* Geophys. Res. Lett. 4(6) : 239 (1977).
343. *Mason B.* Principles of Geochemistry. New York: Wiley 1952.
344. *Rankama K., Sahama T. G.* Geochemistry. Chicago: Univ. Press 1950.
345. *Turekian K. K.* Chemistry of the Earth. New York: Holt—Rinehart 1972.
346. *Manghnani M. N., Akimoto S. E.* High Pressure Research, Applications in Geophysics. London, New York: Academy Press 1977.
347. *Suess H. E., Urey H. C.* Rev. Mod. Phys. 23 : 53 (1956).
348. *Rosler H. J., Lange H.* Geochemische Tabellen. Stuttgart: F. Enke 1976.
349. *Ahrens L. H.* (ed.). Origin and Distribution of Elements. Oxford: Pergamon Press 1968.
350. *Fyfe W. S.* et al. Metamorphic Reactions and Metamorphic Facies. Geol. Soc. Am. Mem. No. 73 (1958).
351. *Read H. H.* The Granite Controversy. London: Murby (1957).
352. *Engelhardt W. V.* Nova Acta Leopold. 21, No. 143 : 85 (1959).
353. *McLennan S. M., Taylor S. R.* Nature (London) 285 : 621 (1980).
354. *Chubb L. J.* Geol. Mag. 71 : 289 (1934).
355. *Van Bemmelen R. W.* Verh. K. Ned. Geol. Mijnbouw. Genoot. 26 : 13 (1969).
356. *Ashgurei G. D.* Geology 1974 : 401 (1974), Lowman P. D.: J. Geol. 84(1) : 1 (1976).
357. *Rogers J. J. W., Novitsky-Evans J. M.* Geophys. Res. Lett. 4(8) : 347 (1977).
358. *Smithson S. B.* Geophys. Res. Lett. 5(9) : 749 (1978).
359. *Spohn T., Neugebauer H. J.* Tectonophysics 50 : 387 (1978).
360. *Anderson D. L.* Geophys. Res. Lett. 6(6) : 433 (1979).
361. *Turekian K. K.* Chemistry of the Earth, New York: Holt—Rinehart 1972.
362. *Birch F.* Trans. Am. Geophys. Union 32 : 533 (1951).
363. *Shimazu Y. J.* Earth Sci. Nagoya Univ. 6(12) : 31 (1958).
364. *Knopoff L., Uffen R. J. J.* Geophys. Res. 59 : 471 (1954).
365. *Bougault H., Joron J. L., Treuil M.* Phyl. Trans. R. Soc. London Ser. A 297 : 203 (1980).
366. *McKenzie D.* Geophys. Monogr. 13 : 660 (1969).
367. *Clague D. A., Straley P. F.* Geology 5 : 133 (1977).
368. *Brett R.* Rev. Geophys. Space Phys. 14(3) : 375 (1975).
369. *Ramsey W. H.* Mon. Not. R. Astron. Soc. 108 : 404 (1948).
370. *Kuhn W., Rittman A.* Geol. Rundsch. 32 : 215 (1941).
371. *Altshuler L. V., Sharipdzhanov L. S.* Bull. (izv.) Acad. Sci. USSR Geophys. Ser. 1971(4) : 3 (1971).
372. *Stevenson D. J.* Nature (London) 268(5615) : 130 (1977).

Глава 3

1. *Scheidegger, A. E.* Can. J. Phys. 34 : 498 (1956).
2. *Truesdell C. J.* Rat. Mech. Anal. 1 : 125 (1952).
3. *Prager W.* Introduction to Mechanics of Continua, Boston: Ginn & Co. 1961.
4. *Deuker A. E.* Dtsch. Math. 5 : 546 (1941).
5. *Eckart C.* Pgys. Rev. 73 : 373 (1948).
6. *Oldroyd J. G.* Proc. R. Soc. London Ser. A 200 : 523 (1950).
7. *Deuker E. A.* Dtsch. Math. 5 : 546 (1941); see also Green A. E., Zerna W.: Phyllos. Mag. (7) 41 : 313 (1950).
8. *Truesdell C. J.* Rat. Mech. Anal. 1 : 125 (1952).
9. *Mohr O.* Abhandlungen aus dem Gebiete der Technischen Mechanik, 3. Aufl. Berlin: Wilh. Ernst & Sohn 1928.
10. *Oldroyd J. G.* Proc. R. Soc. London Ser. A 200 : 523 (1950).
11. *Terzaghi K.* Sitzungsber. Akad. Wiss. Wien Math.-Natwiss. Kl. Abt. Ila, 132 : 105 (1923).
12. *Skempton A. W.* Proc. Conf. Pore Press and Suction in Soils, p. 4. London: Butterworths (1960).
13. *Brace W. F., Martin R. J.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 5 : 415 (1968).
14. *Brace W. F.* Can. Geol. Surv. Pap. 68—52 : 113 (1969).
15. *Jeffreys H.* Cartesian Tensors. London: Cambridge Univ. Press 1931.
16. *Love A. E. H.* A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity, 4th edn. London: Cambridge Univ. Press. 1927.
17. *Timoshenko S., Goodier J. N.* Theory of Elasticity, 2nd edn. New York: McGraw-Hill 1951.
18. *Muskhelishvili N. I.* Some Basic Problems of the Mathematical Theory of Elasticity (trans. from Russian), Groningen: Noordhoff 1953.
19. *Green A. E., Zerna W.* Theoretical Elasticity. Oxford: Clarendon Press 1954.
20. *Jaeger J. C.* Elasticity, Fracture and Flow. London: Methuen & Co. Ltd. 1956.
21. *Ewing M., Jardetzky W. S., Press F.* Elastic Waves in Layered Media. New York: McGraw-Hill Book Co. 1957.
22. *Brekovskikh L. M.* Waves in Layered Media (trans; from Russian). London, New York: Academic Press 1960.
23. *Miklowitz J.* Appl. Mech. Rev. 13 : 865 (1960) gives a good list of references.
24. *Inglis C. E.* Trans. Inst. Nav. Archit. 55: Part 1, 219 (1913).
25. *Kirsch G. Z.* ver. Dtsch. Ing. 42 : 1 (1898).
26. *Al-Chalabi M., Huang C. L.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 11 : 45—56 (1974).
27. *Benoit W.* Eclogae Geol. Helv. 72(2) : 571 (1979).
28. *Love A. E. H.* A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity, 4th edn. London; Cambridge Univ. Press 1927.
29. *Steketee J. A.* Can. J. Phys. 36 : 192 (1958).
30. *Saito Y.* Geophys. Mag. 28(3) : 329 (1958).
31. *Watt J. P., Davies G. F., O'Connell, R. L.* Rev. Geophys. Space Phys. 14(4) : 541 (1976).
32. *Voigt W.* Lehrbuch der Kristallphysik Leipzig: Teubner 1928.
33. *Reuss A. Z.* Angew. Math. 9 : 49 (1929).
34. *Hill R.* Proc. Phys. Soc. London Ser. A 65 : 349 (1952).
35. *Hill R. J.* Mech. Phys. Solids 11 : 357 (1963).
36. *Scheidegger A. E.* Physics of Flow Through Porous Media, 3rd edn. Toronto: Univ. Toronto Press 1974.
37. *Singh B.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 10 : 311 (1973).
38. *Morland L. W.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 37 : 435 (1974).
39. *Hill R.* The Mathematical Theory of Plasticity. Oxford: Clarendon Press, 1950.
40. *Mises R. V.* Goettinger Nachr. Math.—Phys. Kl. 1913 : 582 (1913).

41. Reuss A. Z. Andrew. Math. Mech. 10 : 266 (1930).
42. Sobotka, Z. Appl. Mech. Rev. 14 : 753 (1961).
43. Nadai A. Z. Physic. 30 : 106 (1924).
44. Hencky H. Z. Angew. Math. Mech. 3 : 241 (1923).
45. Bijaard P. P. Rapport Assemb. Gen. Assoc. Geol. U. G. G. I. Edinburgh, 23 pp. 1936.
46. Rankine N. J. M. Philos. Trans. R. Soc. London 147 : 1 (1857).
47. Lamb H. Hydrodynamics. London: Cambridge Univ. Press. 1932;
- Pai S. I. Viscous Flow Theory (2 Vols). New York; D. van Nostrand 1957;
- Goldstein J. Modern Developments in Fluid Dynamics (2 Vols.). Oxford: Univ. Press 1938, etc.
48. Lamb H. Hydrodynamics. London: Cambridge Univ. Press. 1932.
49. Darcy H. Les fontaines publiques de la ville de Dijon. Paris: Dalmont 1856.
50. Scheidegger A. E. The Physics of Flow through Porous Media, 3rd edn. Toronto: Univ. Toronto 1974.
- 51, 52. Reiner M. Twelve Lectures on Theoretical Theology. Amsterdam: North-Holland Publishing Co. 1949.
53. Maxwell J. C. Collect. Works 2 : 26 (1866).
54. Meyer O. E. J. Reiner Angew. Math. 78 : 130 (1874). Ann. Phys. 1 : 108 (1874).
55. Kelvin W. T. Collect. Works 3 : 1 (1878).
56. Scheidegger A. E. Ann. Geofis. (Roma) 23 : 27 (1970).
57. Knopoff L., MacDonald G. J. F. Rev. Mod. Phys. 30 : 1178 (1958).
58. Chu B. T. J. Mech. 1 : 439 (1962).
59. Gross B. Mathematical Structure of the Theories of Viscoelasticity. Paris: Hermann 1953.
60. Blake R. Z. Angew. Math. Mech. 25 : 783 (1974).
61. Boschi E. Ann. Geofis. (Roma) 27 : 385 (1974).
62. Strauss A. M. J. Geophys. Res. 79(2) : 351 (1974).
63. Andrade E. N. da C. Proc. R. Soc. London Ser. A 84 : 1 (1910).
64. Lomnitz C. J. Geol. 64 : 473 (1956).
65. Jeffreys H. Mont. Not. R. Astron. Soc. 118 : 14 (1958).
- 65a. Jeffreys H. Mont. Not. R. Astron. Soc. 118 : 14 (1958).
66. Glein J. W. J. Glaciol. 2 : 111 (1952).
67. Scheidegger A. E. Bull. Geol. Soc. Am. 64 : 127 (1953).
68. McAdams W. H. Heat Transmission, 2nd edn. New York McGraw-Hill 1942.
69. Jeffreys H. Philos. Mag. (7) 2 : 833 (1926).
70. Jeffreys H. Proc. R. Soc. London ser. A 118 : 195 (1928).
71. Bernard, H. Ann. Chim. Phys. 23 : 62 (1901).
72. Okai B. J. Phys. Earth. 7 : 1 (1959).
73. Schmidt R. J., Milverton S. W. Proc. R. Soc. London Ser. A 152 : 586 (1935).
74. Schmidt R. J., Saunders O. A. Proc. R. Soc. London Ser. A 165 : 216 (1938).
75. Low A. R. Proc. R. Soc. London Ser. A 125 : 180 (1929).
76. Pellew A., Southwell R. V. Proc. R. Soc. London Ser. A 176 : 312 (1940).
77. Oldroyd J. G. Proc. Cambr. Philos. 53 : 396, 521 (1947).
78. Leibowitz H. (ed.). Fracture and Advanced Treatise in Seven Volumes, London, New York, Academic Press 1969.
79. Orowan E. Rep. Progr. Phys. 12 : 186 (1949).
80. Paterson M. S. Experimental Rock Deformation: The Brittle Field Berlin—Heidelberg—New York: Springer 1978.
81. Coulomb C. A. Mem. Math. Phys. Acad. Sci. Paris 7 : 343 (1776).
82. Mohr O. Abhandlungen aus dem Geibiete der technischen Mechanik. 3. Aufl. Berlin: Wilh. Ernst & Sohn 1928.
83. Seya K. J. Phys. Earth 28 : 191 (1980).
84. Seya K., Suzuki I. Tectonophysics 64 : 175 (1980).
85. Handin J. On the Coulomb—Mohr failure criterion. J. Geophys. Res. 74 : 5343—5345 (1969).

86. Kovari K., Tisa A. Mitt. Inst. Strassen- und Untertagbau. Eidg. Tech. Hochsch. Zuerich 26: 1 (1974).
87. Kovari K., Tisa A. Rock Mech. 7(1) : 17 (1975).
88. Kovari K. Int. Rock Mech. Min. Sci. 15(2) : 49 (1978).
89. International Society for Rock Mechanics, Comm. on Standartization: Suggested Methods for Determining Shear Strength. Document No. 1, Committee on Field Tests. 23 pp. (1974).
90. Terzaghi K. Proc. Am. Soc. Test. Mater. 45 : 777 (1945).
91. Orowan E. Rep. Prog. Phys. 12 : 221 (1949).
92. Thurston R. C. A. Trans. Can. Inst. Min. Metall. 60 : 390 (1957).
93. Orowan E. Rep. Prog. Phys. 12 : 228 (1949).
94. Cruden D. M. Int. J. Rock Mech. Sci. 11 : 67-73 (1974).
95. Anderson O. L., Grew P. C. Rev. Geophys. Space Phys. 15(1) : 77 (1977).
96. Orowan E. Rep. Prog. Phys. 12 : 192 (1949).
97. Griffith A. A. Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A221 : 163 (1920).
98. Griffith A. A. Proc. 1st Int. Conf. Appl. Mech. Delft A 55 (1924).
99. Orowan E. Rep. Prog. Phys. 12 : 192 (1949).
100. Petch N. L. Prog. Metal Phys. 5 : 1 (1954).
101. Sanders J. L. J. Appl. Mech. 27 : 352 (1960).
102. Sack R. A. Proc. Phys. Soc. London 58 : 729 (1946).
103. Clausing D. P. Q. Colo. Sch. Mines 54 : No. 3, 285 (1959).
104. Brace W. F. J. Geophys. Res. 65 : 3477 (1960).
105. Steketee J. A. Can. J. Phys. 36 : 1168 (1958).
106. Berg C. A. J. Geophys. Res. 70 : 3447 (1965).
107. Griffith A. A. Proc. Inst. Int. Conf. Appl. Mech. Delft A 55 1924.
- 108, 109. Orowan E. Rep. Prog. Phys. 12 : 192 (1949).
110. Orowan E. Rep. Prog. Phys. 12 : 200 (1949).
111. Barron K. Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. 8(6) : 541 (1971).
112. Boschi E., Mulargia F. Ann Geofis. (Roma) 30 : 201 (1977).
113. Brace W. F., Paulding B., Scholz C. H. J. Geophys. Res. 71 : 3939 (1966).
114. Kranz A. L., Scholz C. H. J. Geophys. Res. 82 : 4893 (1977).
115. Tapponnier P., Brace W. F. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 13 : 103 (1976).
116. Rao M. V., Ramana Y. V. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 11 : 193 (1974).
117. Gilman J. J. J. Appl. Phys. 27 : 1262 (1956).
118. Mott N. F. Proc. R. Soc. London Ser. A 220 : 1 (1953).
119. Gilman J. J. J. Appl. Phys. 27 : 1262 (1956).
120. Roberts D. K., Wells A. A. Engineering 178 : 820 (1954).
121. Berry J. P. J. Mech. Phys. Solids 8 : 194 (1960).
122. Brueckner H. F. Trans. Am. Soc. Mech. Eng. 80 : 1225 (1958).
123. McClintock F. A., Sukatme S. P. J. Mech. Phys. Solids 8 : 187 (1960).
124. Mulargia F., Boschi E., Bonafede M. Nuovo Cim. 1C : 335 (1978).
125. Burridge R., Willis J. R. Proc. Cambr. Philos. Soc. 66 : 443 (1969).
126. Madriaga R. Bull. Seismol. Soc. Am. 66 : 639 (1976).
127. Andrews D. J. J. Geophys. Res. 81 : 5679 (1976).
128. Barton N. Eng. Geol. 7 : 287 (1973).
129. Muller L., Tess C., Fecker E., Muller K. Rock Mech. Suppl. 2 : 71 (1973).
130. Hoagland R. G., Hahn G. T., Rosenfield A. R. Rock Mech. 5 : 77 (1973).
131. Morland L. W. Rock Mech. 8 : 35 (1976).
132. Scheider H. J. Rock Mech. 8 : 169 (1976).
133. Barton N. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 13 : 255 (1976).
134. Scheidegger A. E. Ann. Geofis. (Roma) 23 : 27 (1970), 23 : 325 (1971) and 24 : 311 (1971) by permission.
135. Scheidegger A. E. Can. J. Phys. 35 : 383 (1957).
136. Wuerker R. G. Annotated tables of strength and elastic properties of rocks. AIME Pap. No. 663 : G : 27 (1956).
137. Birch F. Compressibility: Elastic Constants. In: Handbook of Physical Constants. Revised edn. Geol. Soc. Am. Mem. 97 : 97 (1966).
138. Muller L. Der Felsbau. Stuttgart: F. Enke 1963. See 296 ff. therein.
139. Bullen K. E. Introduction to the Theory of Seismology, 3rd edn. London: Cambridge Univ. Press 1965.

140. *Haddon R. A. W., Bullen K. E.* *phys. Earth Planet. Int.* 2:35 (1969).
141. *Haddon R. A. W., Bullen K. E.* *Phys. Earth Planet. Int.* 2:35 (1969).
142. *Melchior P.* *The Earth Tides.* London: Pergamon Press 1966.
143. *Walcott R. I. J.* *Geophys. Res.* 75:3941 (1970).
144. *Walcott R. I.* *Bull. Geol. Soc. Am.* 83:1845 (1972).
145. *Walcott R. I. J.* *Geophys. Res.* 75:3941 (1970).
146. *Spetzler H., Scholz C. H., Chi-Ping J. L.* *Pure Appl. Geophys.* 112(3):571 (1974).
147. *Lockner D., Byerlee J.* *Bull. Seismol. Soc. Am.* 67(2):247 (1977).
148. *Morlier P.* *Ann. Inst. Tech. Bat. Trav. Publ.* 19:89 (1966).
149. *Parsons R. C., Hedley D. G. F.* *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 3:325 (1966).
150. *Carter N. L.* *Rev. Geophys. Space Phys.* 14(3):301 (1976).
151. *Scheidegger A. E.* *Ann. Geofis. (Roma)* 24:311 (1971).
152. *Gliko A. O., Zharkov V. N.* *Bull. (Izv.) Akad. Nauk SSSR Earth Phys.* 1977(5):86 (1977).
153. *Brune J. N.* *Geophys. Res. Lett* 4(5):179 (1977).
154. *Knopoff L.* *Rev. Geophys.* 2:625 (1964).
155. *Jackson D. D., Anderson O. L.* *Rev. Geophys.* 8:1 (1970).
156. *Anderson D. L., Hart R. S. J.* *Geophys. Res.* 83:5869 (1978).
157. *Pandit B. I., Savage J. C. J.* *Geophys. Res.* 78(26):6097 (1973).
158. *Knopoff L.* *Rev. Geophys.* 2:625 (1964).
159. *Knopoff L.* *Rev. Geophys.* 2:625 (1964).
160. *Berckhemer M., Auer F., Drisler J.* *Phys. Earth Planet. Int.* 20:48 (1979).
161. *Meissner R. O., Vetter U. R. J.* *Geophys.* 45:147 (1979).
162. *Caputo M.* *Ann. Geofis. (Roma)* 9:383 (1966).
163. *Caputo M.* *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 13:529 (1967).
164. *Becker R. Z.* *Physik* 33:185 (1925).
165. *Scheidegger A. E.* *Rock Mech.* 2:138 (1970).
166. *Orowan E.* *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 14:191 (1967).
167. *Scheidegger A. E.* *Can. J. Phys.* 35:383 (1957).
168. *Ranally G., Scheidegger A. E.* *Ann. Geofis. (Roma)* 22:293 (1969).
169. *Scheidegger A. E.* *Ann. Geofis. (Roma)* 23:27 (1970).
170. *Melosh H. G. J.* *Geophys. Res.* 81:5621 (1976).
171. *Pshennikov K. V.* *Aftershock Mechanism and the Inelastic of the Earth's Crust.* Moscow: Nauka, 1965.
172. *Melchior P.* *The Earth Tides.* London: Pergamon Press 1966.
173. *Lagus P. L., Anderson D. L.* *Phys. Earth Planet. Int.* 1:505 (1968).
174. *MacDonald G. J. F.* *Rev. Geophys.* 2:467 (1964).
175. *Jeffreys H.* *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 118:14 (1958).
176. *Lomnitz C. J.* *Geol.* 64:473 (1956).
177. *Zharkov V. N., Molodenskiy S. M.* *Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR Earth Phys.* 1977(5):17 (1977).
178. *Jeffreys H.* *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 117:506 (1957).
179. *Smilie D. E., Mansinha L. J.* *Geophys. Res.* 73:7661 (1968).
180. *O'Connell R. J., Dziewonski A.* *Trans. Am. Geophys. Union* 57(4):291 (1976).
181. *O'Connell R. J., Dziewonski A.* *Nature (London)* 262:259 (1976).
182. *O'Connell R. J., Dziewonski A.* *Trans. Am. Geophys. Union* 57:955 (1976).
183. *Mansinha L., Smilie D. E., Chapman C. H.* *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 59:1 (1979).
184. *Wilson C., Haubrich R.* *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 46:707 (1976).
185. *Pedersen G. P. H., Rochester M. G.* In: eds. P. Melchior, S. Yumi, *Rotation of the Earth*, 33-38 (1972).
186. *Scheidegger A. E.* *Principles of Geodynamics*, 2nd edn. Berlin—Heidelberg—New York: Springer 1963.
187. *Gerstenkorn H.* *Icarus* 6:292 (1967).
- 188-189. *Jeffreys H.* *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 14:1 (1967).
190. *Andrews J. T.* *Can. J. Earth Sci.* 5:39 (1968).
191. *Andrews J. T.* *Can. J. Earth Sci.* 7:703 (1970).

- 191a. *Andrews J. T.* Can. J. Earth Sci. 5 : 39 (1968).
 192. *Danes Z.* Icarus 9 : 1 (1968).
 193. *McConnell R. K. J.* Geophys. Res. 70 : 5171 (1965).
 194. *Brotchie J. F., Silvester R. J.* Geophys. Res. 74 : 4240 (1969).
 195. *Forsyth D. W.* Rev. Geophys. Space Phys. 17(6) : 1109 (1979).
 196. *Dunbar W. S., Garland G. D.* Can. J. Earth Sci 12(5) : 711 (1975).
 197. *Peltier W. R., Andrews J. T.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 46(3) : 605 (1976).
 198. *Nabarro F. R. N.* In: Report of a Conference on Strength of Solids. London: Physical Soc. p. 7, 1918.
 199. *Herring C. J.* Appl. Phys. 21 : 437 (1950).
 200. *Gordon R. B. J.* Geophys. Res. 70 : 2413 (1965).
 201. *Ranalli G.* Ann. Geofis. (Roma) 30 : 435 (1977).
 202. *Vetter U. R. J.* Geophys. 44 : 231 (1978).
 203. *Crittenden M. D. J.* Geophys. Res. 68 : 5517 (1962).
 204. *Crittenden M. D.* New data on the isostatic deformation of Lake Bonneville. U. S. Geol. Surv. Prof. Pap. 454—E (1963).
 205. *Saito Y. J.* Oceanogr. Soc. Jpn. 20th Anniv. Vol. p. 25 (1962).
 206. *Brook N.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 14 : 193 (1977).
 207. *Jaeger J. C.* Engineering 189 : 283 (1960).
 208. *Cook N. G. W., Hodgson K. J.* Geophys. Res. 70 : 2883 (1965).
 209. *Balakrishna S.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 14 : 119 (1967).
 210. *Riecker R. E., Seifert K. E. J.* Geophys. Res. 69 : 3901 (1964).
 211. *Thodin S., Corbett B. O., Sherwood D. E., Thorburn S.* Proc. Eur. Symp. Penetration Test. 1 : 139 Stockholm (1976).
 212. *Rollberg D.* Bestimmung der Tragfähigkeit und des Rammwiderstand von Pfählen und Sondierungen. Veroeff. Inst. Grundbau der RWTH Aachen 3 : 43 (1977).
 213. *Scheffer F., Schachtschabel P.* Lehrbuch der Bodenkunde. 7th edn. Stuttgart: Enke 1970.
 214. *Melosh H. J.* Geophys. Res. Lett. 5(5) : 321 (1978).
 215. *Terzaghi K.* Theoretical Soil Mechanics. London: Chapman and Hall 1943.
 216. *Munk W. H., MacDonald G. J. F.* The Rotation of the Earth, London: Cambridge Univ. Press 1960.
 217. *Jeffreys H.* The Earth. 4th edn. Cambridge 1959, p. 209.
 218. *Brune J. N., Henyey T. L., Roy R. F. J.* Geophys. Res. 74 : 3821 (1969).
 219. *Caputo M. J.* Geophys. Res. 70 : 955 (1965).
 220. *Chinnery M. A. J.* Geophys. Res. 96 : 2085 (1964).
 221. *Crittenden M. D.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 14 : 261 (1967).

Глава 4

1. *Gaposchkin E. M.* (ed.). 1973 Smithsonian Standard Earth (III). Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory Special Rept. No. 353 (1973).
2. *Jeffreys H.* The Earth, 3rd edn. London: Cambridge Univ. Press, p. 130, 1952.
3. *Jardetzky W. S.* Theories of Figures of Celestial Bodies. New York: Interscience 1958.
4. *Ledersteger K. Z.* Vermessungswiss. 84, No. 3 : 73 (1959).
5. *Milankovitch M.* Kanon der Erdbestrahlung und seine Anwendung auf das Eiszeitenproblem. Belgrade: Ed. Spec. Acad. R. Serbe Tome 133. Sec. Sci. Math. Nat. Tome 33, 1941.
6. *Munk W. H., MacDonald G. J. F.* The Rotation of the Earth. London: Cambridge Univ. Press 1960.
7. *Lambeck K.* The Earth's Variable, Rotation: Geophysical Causes and Consequences, London: Cambridge Univ. Press 1980.
8. *Zagar F.* Il problema della rotazione terrestre. Atti. Congr. Int. „Rotazione della Terra e Osservazioni di Satteliti Artificiali, Cagliari 16—18 April 1973, pp. 1—18, 1975.
9. *Proverbio E., Poma A.* In: Growth Rhythms and the History of the Earth's Rotation (eds. G. D. Rosenberg, S. K. Runcorn) London: Wiley, p. 385, 1975.

10. *Djurovic D.* Astron. Astrophys. J. 47: 325 (1976).
11. *Peale S. J.* Rev. Geophys. Space Phys. 11(4): 767 (1973).
12. *Milankovitch, M.* Kanon der Erdbestrahlung. Belgrad: Koenigl. Serb. Akad. 1941.
13. *Creer K. M.* In: Growth Rhythms and the History of the Earth's Rotation. (eds. G. D. Rosenberg, S. K. Runcorn) London: Wiley, p. 293, 1975.
14. *Runcorn S. K.* Sci. Am. 215(4): 26 (1966).
15. *Rosenberg G. D., Runcorn S. K.* (eds.). Growth Rhythms and the History of the Earth's Rotation. London: Wiley, 1975.
16. *Jeffreys H.* The Earth. 4th edn. Cambridge: Univ. Press, p. 230 ff, 1959.
17. *Melchior P.* Earth Tides. Geophys. Surv. 1: 275 (1974).
18. *Michelson I.* Can. J. Earth. Sci. 10(12): 1751 (1973).
19. *Mikumo T., Kato M.* Bull. Disas. Prov. Res. Inst. Kyoto Univ. 26(2): 71 (1976).
20. *Lambert A. J.* Geophys. Res. 79(32): 4952 (1974).
21. *Melchior P.* Geophys. Surv. 1: 275 (1974).
22. *Melchior P., Kuo J. T., Ducarme B.* Phys. Earth Planet. Inter 13: 184 (1976).
23. *Wilhelm H. J.* Geophys. 44: 435 (1978).
24. *Melchior M., Ducarme B.* Bull. Geodes. 50: 137 (1976).
25. *MacDonald G. J. F.* Rev. Geophys. 2: 467 (1964).
26. *Melchior P.* Geophys. Surv. 1: 275 (1974).
27. *Moens M.* Phys. Earth Planet. Inter. 13: 197 (1976).
28. *Groten E., Brennecke J. J.* Geophys. Res. 78: 8519 (1973).
29. *Zschau J.* In: Tidal Friction and the Earth's Rotation. (eds. P. Brosche, J. Sundermann) Berlin—Heidelberg—New York: Springer, p. 62, 1978.
30. *Jeffreys H.* The Earth, 4th edn., Cambridge Univ. Press, p. 230 ff, 1959.
31. *Duff G. F. D.* Mathematical Problems of Tidal Energy. Semin. IRIA, Anal. Controle Syst. 1973: 97—174 (1973).
32. *Duff G. F. D.* Proc. Int. Congr. Math. Vancouver. p. 87, 1974.
33. *Jeffreys H.* The Earth, 4th edn., Cambridge: Univ. Press, 1959.
34. *Bostrom R. C.* Nature (London) 234: 536 (1971).
35. *Moore G. W.* Geology 1: 99 (1973).
36. *Jordan T. H. J.* Geophys. Res. 79(14): 2141 (1974).
37. *Robert G. C. R.* Acad. Sci. 244: No. 2, 227 (1957).
38. *Griggs D.* Am. J. Sci. 237: 611 (1939).
39. *Nadai A.* Trans. Am. Geophys. Union 33: 247 (1952).
40. *Knopoff L., Leeds A.* Nature (London) 237: 93 (1972).
41. *Jurdy D. M., Van der Voo R. J.* Geophys. Res. 79: 2945 (1974).
42. *Jurdy D. M., Van der Voo R.* Science 187: 1193 (1975).
43. *McElhinny M. W.* Nature (London) 241: 532 (1973).
44. *Simpson R. W. J.* Geophys. Res. 80: 4823 (1975).
45. *Lliboutry D. J.* Geophys. Res. 79: 1230 (1974).
46. *Lliboutry D.* Nature (London) 250: 298 (1974).
47. *Salomon S. C., Sleep N. H. J.* Geophys. Res. 79: 2557 (1974).
48. *Poma A., Proverbio E.* Astron. Astrophys. J. 47: 105 (1975).
49. *Goguel J.* Ann. Geophys. 6: 139 (1950).
50. *Inglis D. R.* Rev. Mod. Phys. 29: 9 (1957).
51. *Darwin G. H.* Philos. Trans. R. Soc. London 167: Pt. 1. 271 (1877).
52. *Lambert W. D.* Bull. U. S. Natl. Res. Council. No. 78, Chap. 16 (1931).
53. *Jeffreys H.* The Earth, 3rd edn. London: Cambridge Univ. Press p. 343, 1952.
54. *Gold T.* Nature (London) 175: 526 (1955).
55. *Munk W. H.* Nature (London) 177: 551 (1956).
56. *Gold T.* Nature (London) 175: 526 (1955).
57. *Milankovitch M.* Glas. Acad. R. Serbe 152: 39 (1932) — Handbuch der Geophysic, Bd. 1, Abschn. 7, Kap. 25, S. 438. 1933 — Publ. Math. Univ. Belgrade 1: 129 (1932) — Glas. Acad. R. Serbe 154: 1 (1933) — Milankovitch, M.: Kanon der Erdbestrahlung und seine Anwendung auf das Eiszeitproblem; Ed. Spéc. Acad. R. Serbe Tome 133, Belgrade, 633 pp. 1941.
58. *Munk W. H.* Geophysica 6, No. 3: 335 (1959).

59. *Milankovitch M.* Kanon der Erdbestrahlung und seine Anwendung auf das Eiszeitproblem. Ed. Spec. Acad. R. Serbe Tome 33, Belgrade 1941.

60. *Gutenberg B.* In: The Internal Constitution of the Earth, p. 203. New York: Dover 1952.

61. *Jurdy D. J.* Geophys. Res. 83 : 4989 (1978).

62. *Takeuki H., Sugi N.* Polar Wandering and mantle convection. In: Rotation of the Earth (eds. P. Melchior, S. Yumi). Dordrecht: Reidel, p. 212, 1972.

63. *Goldreich P., Toomre A. J.* Geophys. Res. 74 : 2555 (1969).

64. *Eotvos R. V.* Verh. 17. Allg. Konf. Int. Erdmessung, I. Teil, 1913, p. 111. See also: Eotvos, R. V.: Gesammelte Arbeiten. Budapest: Academy 1953.

65. *Epstein P. S.* Naturwissenschaften 9, No. 25 : 499 (1921).

66. *Lambert W. D.* Am. J. Sci. 2 : 129 (1921).

67. *Ertel H.* Gerlands Beitr. Geophys. 43 : 327 (1935).

68. *Milankovitch M.* Kanon der Erdbestrahlung (I. s.).

69. *Prey A.* Gerlands Beitr. Geophys. 48 : 349 (1936).

70. *Jeffreys H.* The Earth, 2nd edn. London: Cambridge Univ. Press p. 304, 1929.

Глава 5

1. *Hanes D.* Mon. Not. R. Astron. Soc. 188 : 901 (1979).

2. *Barrow J. D., Tipler F. J.* Nature (London) 276 : 453 (1979).

3. *Smart W. M.* The Origin of the Earth, London: Cambridge Univ. Press 1951.

4. *Weizsacker C. F. V.* Z. Astrophys. 22 : 319 (1944).

5. *Chandrasekhar S.* Rev. Mod. Phys. 18 : 94 (1946).

6. *Kuiper G. P.* Chapter 8 in Astrophysics (ed. Hynek). New York: McGraw—Hill Publ. Co. 1951.

7. *Hoyle F.* Proc. Cambr. Philos. Soc. 40 : 265 (1944).

8. *Jeffreys H.* The Earth, 2nd edn. London: Cambridge Univ. Press 1929.

9. *Darwin G. H.* Philos. Trans. R. Soc. London, Part II, p. 532 (1879).

10. *Quiring H. L.* Gerlands Beitr. Geophys. 62 : 81 (1952).—Z. Dtsch. Geol. Ges. 105 : 203 (1953).—Neues Jahrb. Geol. Palaeontol. Mineral. 3 : 140 (1961).

11. *Fisher O.* Nature (London) 25 : 243 (1882).

12. *Bowie W.* Sci. Mon. 41 : 444 (1935).

13. *Escher B. G.* Bull. Geol. Soc. Am. 60 : 352 (1949).

14. *Taylor S. R.* Nature (London) 281 : 105 (1979).

15. *Cochran W.* Geotimes 24(9) : 15 (1979).

16. *Mayeva S. V.* Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR Geophys. Ser. 1971(1) : 3 (1971).

17. *Anderson O. L. J.* Geophys. Res. 84(87) : 3537 (1979).

18. *Anderson O. L. J.* Geophys. Res. 79(8) : 1153; Butler, R., Anderson, D. L.: Phys. Earth Planet. Int. 17(2) : 147 (1978).

19. *Jacobs J. A.* The Earth's Core. London, New York: Academic Press 1975.

20. *Boschi E., Mulargia F.* Ann. Geofis. (Roma) 30(1) : 205 (1977).

21. *Mulargia F., Boschi E.* Phys. Earth Planet. Int. 18 : 13 (1979) Geophys. J. R. Astron. Soc. 53 : 531 (1978).

22. *Jamieson J. C. et al.* J. Geophys. Res. 83(B12) : 5929 (1978).

23. *Simon F. E.* Trans. Faraday Soc. 33 : 65 (1937).

24. *Gilvarry J. J.* Phys. Rev. 102 : 308, 317, 325 (1956).

25. *Jacobs J. A.* The Earth's Core. London, New York: Academic Press 1976.

26. *Noyle F.* Mon. Not. R. Astron. Soc. 106 : 406 (1946).

27. *Urry W. D.* Trans. An. Geophys. Union 30 : 171 (1949).

28. *Birch F. J.* Geophys. Res. 56 : 107 (1951).

29. *Jacobs J. A.* Publ. Bur. Centr. Seismol. Int. A19 : 155 (1956).

30. *Allan D. W.* Endeavour 1954 : 89 (1954).

31. *Vityazev A. V., Lyustikh Y. N., Nikolaychik V. V.* Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Earth Phys. 13(8) : 3 (1977).

32. *Burke K., Kidd W. S. F.* Nature (London) 272 : 240 (1978).

33. *Polyak B. G., Smirnov Y. B.* Geotektonika (Moscow) 4 : 205 (1968).

34. *Vitarello I., Pollack H. N. J.* Geophys. Res. 85 : 983 (1980).

35. England P. C., Richardson S. W. Geophys. Res. J. R. Astron. Soc. 62 : 421 (1980).
36. Hills G. F. S. The Formation of Convection. London: E. Arnold & Co. 1947.
37. Vening Meinesz F. A. Versl. K. Akad. Wet. 53 : No. 4 (1944).
38. Tozer D. C. Sci. Prog. 64 : 1 (1977).
39. Sharpe H. N., Peltier W. R. Geophys. Res. Lett. 5 : 737 (1978).
40. Pekeris C. L. Mon. Not. A. Astron. Soc. Geophys. Suppl. 3 : 343 (1935).
41. Chandrasekhar S. Philos. Mag. 43 : 1317 (1952).
42. Urey H. C. Phyl. Mag. 44 : 227 (1953).
43. Latynina L. A. Bull. (Izv.) Akad. Nauk USSR. Ser. Geofis. 1958 : 1085 (1958).
44. Rikitake T., Horai K. Bull. Earthquake Res. Inst. 38 : 403 (1960).
45. Licht A. L. J. Geophys. Res. 65 : 349 (1960).
46. O'Nions R. K., Hamilton P. J., Evison N. M. Sci. Am. 242(5) : 120 (1980).
47. Woolnough W. G. Bull., Am. Assoc. Petrol. Geol. 30 : 1981 (1946).
48. Davison C. Philos. Trans. Soc. London Ser. A 178 : 240 (1888).
49. Scheidegger A. E. Handbuck der Physic. vol. 47, p. 283. Berlin—Göttingen—Heidelberg: Springer 1956.
50. Zoelly R. Über ein Knickungsproblem an der Kugelschale. Diss. Eidg. Tech. Hochsch. Zurich 1915.
51. Leutert W. Die erste und zweite Randwertaufgabe der linearen Elastizitätstheorie für die Kugelschale. Diss. E. T. H. Zurich, 1948.
52. Halm J. K. E. J. Astron. Soc. S. Afr. 4 : 1 (1935).—Hilgenberg, O. C.: Vom Wachsenden Erdball. Berlin, 1933.
53. Heezen B. C. Preprints Int. Oceanogr. Congr. 26 (1956).
54. Egyed L. Geofis. Pura Appl. 33 : 42 (1956).
55. Carey S. W. J. Alberta Soc. Pet. Geol. 10 : 95 (1962).
56. Carey S. W., O'Keefe J. A. Science 130 : 978 (1959).
57. Groeber P. Bol. Inf. Petrolif. No. 311 : 101; No. 312 : 181 (1956).
58. Wilson J. T. Nature (London) 185 : 880 (1960).
59. Hilgenberg O. C. Vom Wachsenden Erdball. Berlin 1933.
60. Egyed L. Geofis. Pura Appl. 45 : 115 (1960).
61. Runcorn S. K. Nature (London) 204 : 823 (1964).
62. Beck A. E. J. Geophys. Res. 66 : 1485 (1961).
63. Cook M. A., Eardley A. J. J. Geophys. Res. 66 : 3907 (1961).
64. Jordan P. Schwerkraft und Weltall. Braunschweig 1952.—Naturwissenschaften 48 : 417 (1961).
65. Dicke R. H. Rev. Mod. Phys. 29 : 355 (1957).
66. Dicke R. H. J. Wash. Acad. Sci. 48 : 213 (1957).
67. Beck A. E. J. Geophys. Res. 66 : 1485 (1961).
68. Crossley D. J., Stevens R. K. Can. J. Earth Sci. 13(12) : 1723 (1976).
69. Carey S. W. Papers and Proc. R. Soc. Tasmania 112 : 5 (1978).

Глава 6

1. Glen W. Continental Drift and Plate Tectonics. Columbus: Merrill 1974.
2. Smith A. G. Tectonophysics 33 : 215 (1978).
3. Wesson R. E. J. Geol. 80 : 185 (1972).
4. Le Pichon X. J. Geophys. Res. 73 : 3675 (1968).
5. Wright J. B. Nature (London) 244 : 565 (1973).
6. Deltrich R. S., Crough S. T. J. Geophys. Res. 83 : 1236 (1978).
7. Moore J. G., Fleming H. S., Phillips J. D. Geology 1974(9) : 437 (1974).
8. Girdler R. W., Styles P. Earth Planet. Sci. Lett. 33 : 169 (1976).
9. Lachenbruch A. H., Thompson G. A. Earth Planet. Sci. Lett. 15 : 116 (1976).
10. Turcotte D. L., Oxburgh E. R. Nature (London) 244 : 337 (1973).
11. Green H. G., Dalrymple G. B., Clague D. A. Geology 6 : 70 (1978).
12. Illies J. H. Tectonophysics 29 : 251 (1975).
13. Le Pichon X. J. Geophys. Res. 73 : 3661 (1968).
14. Glen W. Continental Drift and Plate Tectonics. Columbus: Merrill 1974.

15. *Molnar P., Tapponnier P.* Geology 5:212 (1977).
16. *Scheidegger A. E.* Geophys. Surveys 4:233 (1981).
17. *James D. E.* Geology 6:174 (1978).
18. *Berg E., Sutton G. H.* Phys. Earth Planet. Int. 9:175 (1974).
19. *Laravie J. A.* Geology 9:484 (1975).
20. *Berg E., Sutton G. H., Walker D. A.* Tectonophysics 39:559 (1977).
21. *Kaula W. M. J.* Geophys. Res. 80:244 (1975).
22. *Minister J. B., Jordan T. H. J.* Geophys. Res. 83:5331 (1978).
23. *Dana J. D.* Am. J. Sci. (3) 5:423 (1876).
24. *Stille H.* Einführung in den Bau Amerikas. Berlin: BornTrager 1940.
25. *Kossmat E.* Paleogeographie und Tektonik. Berlin: Borntrager 1936.
26. *Küenen P. H.* Sci. Res. Snellius Exp. 5:54 (1935).
27. *Bucher W. H.* Trans. Am. Geophys. Union 32:514 (1951).
28. *Knopf A.* Am. J. Sci. 258 A:126 (1960).
29. *Holmes A.* Principles of Physical Geology. London: Nelson 1944, see p. 380 therein.
30. *Hsu K. J.* Am. J. Sci. 256:305 (1958).
31. *Watts A. B., Ryan, W. B. F.* Tectonophysics 36:25 (1976).
32. *Bott M. H. P.* Tectonophysics 36:1 (1976).
33. *Sleep N. H.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 24:325 (1971).
34. *Belousov V. V. J.* Geophys. Res. 65:4127 (1960).
35. *Sheridan R. E.* Tectonophysics 7:219 (1969).
36. *Falvey D. A. J.* Aust. Pet. Explor. Assoc. 14:95 (1974).
37. *Vening Meinesz F. A.* Bull. Inst. R. Colonial Belge 21:539 (1950).
38. *Helwig J., Hall G. A.* Geology 2:309 (1974).
39. *Dennis J. G., Jacoby W. R.* Tectonophysics 63:261 (1980).
- 40, 41. *Lamb H.* Hydrodynamics, p. 605. New York: Dover Publ. Co. 1945.
42. *Fyfe W. S.* Magma Production, Influence of the Hydrosphere. R. Soc. Geodyn. Today 1975:25 (1975).
43. *Fyfe W. S., Price N. J., Thompson A. B.* Fluids in the Earth's Crust (Developments in Geochemistry, Vol. 1.) Amsterdam: Elsevier 1978.
44. *Williams D. L., von Herzen R. P.* Geology 2:327 (1974).
45. *Elder J. W.* Am. Geophys. Monogr. 8:211 (1965).
46. *Goguel J.* Philos. Trans. R. Soc. London 258:194 (1965).
47. *Saxena S., Bhattacharji S.* (eds.). Energetic of geological processes. Berlin—Heidelberg—New York: Springer 1977.
48. *Shimazu Y.* Earth. Sci. Nagoya Univ. 12(1):85 (1977).
49. *Simpson G. G.* Bull. Am. Mus. Nat. Hist. 99:163 (1952).
50. *Gretener P. E.* Bull. Am. Assoc. Pet. Geol. 51(11):2197 (1967).
51. *Thom R.* Stabilite structurelle et morphogenese. Reading (Mass) Benjamin 1972.
52. *Zeeman E. C.* Sci. Am. 234:65 (1976).
53. *Napier W. M., Clube S. V. M.* Nature (London) 282:453 (1979).
54. *Scheidegger A. E.* Can. J. Phys. 35:1380 (1957). J. Alberta Soc. Pet. Geol. 6:170 (1958).
55. *Kampe de Feriet J.* Ann. Soc. Sci. Bruxelles. Ser. 1 59:145 (1939). See also *Pai, S.*: Viscous Flow Theory, Vol. II, p. 174, New York: D. Van. Nostrand Inc. 1957.
56. *Jefferys H.* The Earth. 6th edn. Cambridge: Univ. Press 1975.
57. *Birger B. I.* Bull. (Izv.) Acad. USSR Earth Phys. 12(3):15 (1976).
58. *Bulashevich Yu. P., Khachay Yu. V.* Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR 11(12):13 (1975).
59. *Birger B. I., Shlesberg S. G.* Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR 13(6):3 (1977).
60. *Richter F. M.* Rev. Geophys. Space Phys. 11:223 (1973).
61. *Rice A., Fairbridge R. W.* Tectonophysics 29:59 (1975).
62. *Gough D. I.* Earth Planet. Sci. Lett. 34(3):360 (1977).
63. *McKenzie S. K.* et al. Nature (London) 288:442 (1980).
64. *Runcorn S. K.* Tectonophysics 63:297 (1980).
65. *O'Connell R. J.* Tectonophysics 38:119 (1977).
66. *Torrance, K. E., Turcotte, D. L. J.* Geophys. Res. 76:1154 (1971).

67. *De Bremaeker J. C.* Tectonophysics 41 : 195 (1977).
68. *Walzer U.* Pure Appl. Geophys. 112 : 96 (1974).
69. *Gebrande H.* Ein Beitrag zur Theorie Thermischer Konvektion im Erdmantel mit besonderer Berücksichtigung der Möglichkeit eines Nachweises mit Methoden der Seismologie. 159 pp. Ph. D.—Diss. Univ. München, 1975.
70. *Lui H. S.* Tectonophysics 65 : 225 (1980).
71. *Hsui A. T.* Tectonophysics 50 : 147 (1978).
72. *Kopitzke U. J.* Geophys. 46 : 97 (1979).
73. *Richter F. M., Parsons B. J.* Geophys. Res. 80 : 2529 (1975).
74. *Jacoby W. R., Ranalli G. J.* Geophys. 45 : 299 (1979).
75. *Griggs D.* Am. J. Sci. 237 : 611 (1939).
76. *Whitehead J. A.* Tectonophysics 35 : 215 (1976).
77. *Davis P. A., Walin G.* Tellus 29 : 161 (1977).
78. *Jacoby W.* Tectonophysics 35 : 103 (1976).
79. *Birger B. I., Shlesberg E. C.* Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR 13(6) : 3 (1977).
80. *Wilson J. T.* Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A258 : 145 (1965).
81. *Wilson J. T.* Tectonophysics 19(2) : 149 (1973).
82. *McDougall I., Duncan R. A.* Tectonophysics 63 : 275 (1980).
83. *Morgan W. J.* Bull. Am. Assoc. Pet. Geol. 56 : 203 (1972).
84. *Parmentier E. M., Turcotte D. L., Torrance K. E. J.* Geophys. Res. 80(32) : 4417 (1975).
85. *Yuen D. A., Schubert G. J.* Geophys. Res. 81(14) : 2499 (1976).
86. *Yuen D. A., Peltier W. R.* Geophys. Res. Lett. 7(9) : 625 (1980).
87. *Runcorn S. K.* Tectonophysics 21 : 197 (1974).
88. *Runcorn S. K.* Tectonophysics 63 : 297 (1980).
89. *Crough S. T., Delrick R. S. J.* Geophys. Res. 83 : 1236 (1976).
90. *Birch F. S. J.* Geophys. Res. 80(35) : 4825 (1975).
91. *Hales A. L.* Earth Planet. Sci. Lett. 6 : 31 (1969).
92. *Isacks B., Molnar P.* Nature (London) 223 : 1121 (1969).
93. *Runcorn S. K.* Tectonophysics 21 : 197 (1974).
94. *Forsyth D., Uyeda S.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 43 : 163 (1975).
95. *Lubimova E. A., Nikitina V. N.* Tectonophysics 45 : 341 (1976).
96. *Chapple W. M., Tullis E. J.* Geophys. Res. 82(14) : 1967 (1977).
97. *Richer F. M.* Tectonophysics 38 : 61 (1977).
98. *Jischke M. C. J.* Geophys. Res. 80(35) : 4809 (1975).
99. *Smith A. T., Toksoz M. N.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 29 : 289 (1972).
100. *Sleep N. H.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 42 : 827 (1975).
101. *Turcotte D. L., Ahren J. L., Bird J. M.* Tectonophysics 42 : 1 (1977).
102. *McAdoo D. C., Caldwell J. G., Turcotte D. L.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 54 : 11 (1978).
103. *Turcotte D. L., McAdoo D. C., Caldwell J. G.* Tectonophysics 47 : 193 (1978).
104. *Lachenbruch A. H. J.* Geophys. Res. 78(17) : 3395 (1973).
105. *Lachenbruch A. H. J.* Geophys. Res. 81(11) : 1883 (1976).
106. *Lachenbruch A. H. J.* Res. U. S. Geol. Surv. 4(2) : 181 (1976).
107. *Chapple W. M., Tullis T. E. J.* Geophys. Res. 82(14) : 1967 (1977).
108. *Ito K. J.* Geophys. Res. 83 : 262 (1978).
109. *Melosh H. J.* Tectonophysics 35 : 363 (1976).
110. *Yuen D. A., Schubert G.* Geophys. Res. Lett. 4(11) : 503 (1977).
111. *Schubert G., Yuen D. A., Froidevaux C., Fleitout L., Sourian M. J.* Geophys. Res. 83 : 745 (1978).
112. *Richardson R. M., Solomon S. C., Sleep N. H. J.* Geophys. Res. 81(11) : 1847 (1976).
113. *Chapple W. M., Tullis T. E. J.* Geophys. Res. 82(14) : 1967 (1977).
114. *Richter F. M.* Tectonophysics 38 : 61 (1977).
115. *Voight B.* Bull. Am. Assoc. Pet. Geol. 68(7) : 1404 (1974).
116. *Hayes D. E.* Bull. Geol. Soc. Am. 87 : 994 (1976).
117. *Neugebauer H. J., Spohn T.* Tectonophysics 50 : 275 (1978).
118. *Kusznir M. J., Bott M. H. P.* Tectonophysics 43 : 247 (1977).

119. *Roper P. J.* Geology 1974(5) : 247 (1974).
120. *Ito K.* Tectonophysics 57 : 85 (1979).
121. *Sorokhtin O. G., Lobkovskiy L. I.* Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR Earth Phys. 12(3) : 3 (1976).
122. *Toksoz M. N., Hsui A. T.* Tectonophysics 50 : 177 (1978).
123. *Hsui A. T., Toksoz M. N.* Tectonophysics 60 : 43 (1943).
124. *Davies G. F. J.* Geophys. Res. 85 : 6304 (1980).
125. *Wang C. Y.* Geology 8 : 530 (1980).
126. *Marsh B. D. J.* Geol. 87 : 687 (1979).
127. *Bodri L., Bodri B.* Roch Mech. Suppl. 9 : 233 (1980).
128. *Scholl D. W., Huene R. V., Vallier T. L., Howell D. C.* Geology 8 : 564 (1980).
129. *Bird P., Toksoz M. N., Slepp N. H. J.* Geophys. Res. 80(32) : 4405 (1975).
130. *Bird P.* Tectonophysics 50 : 307 (1978).
131. *North F. K.* Bull. Can. Pet. Geol. 12(2) : 185 (1964).
132. *Ramberg H.* Gravity Deformation and the Earth's Crust. London, New York: Academic Press 1967.
133. *Guterman V. G.* Tectonophysics 65 : 111 (1980).
134. *Haarmann E.* Die Aszillationstheorie. Stuttgart: Enke 1930.
135. *Bemmelen R. W. van.* Bull. Soc. Belge Geol. 64 : No. 1, 95 (1955).
136. *Haarmann E.* Die Oszillationstheorie, Stuttgart: Enke 1930.
137. *Bemmelem R. W., van Berlage H. P.* Gerlandz Beitr. Geophys. 43 : 19 (1935); see also Bemmelen, R. W. van: Proc. 21st Int. Geol. Congr. (Norden) 18 : 99 (1960).
138. *Belousov V. V.* Trudy Geofis. In-ta Acad. Nauk SSSR. No. 26 (153), 51 (1955). Endeavor 17 : No. 68, 173 (1958). Publ. Bur. Centr. Seismol. Ser. A20 : 369 (1959).
139. *Belousov V. V.* Geotektonika. Moscow: Izd. Moscor Univ. (1976).
140. *Bemmelen R. W. van.* Acta Geodaet. Geophys. Mont. 11(1—2) : 165 (1976); Tectonophysics 32 : 145 (1976) and Geol. Mjinb. 56(3) : 263 (1977).
141. *Havemann H.* Trans. Am. Geophys. Union. 33 : 749 (1952).
142. *Dubourdieu M. G. C. R. Acad. Sci. D* 277 : 1109 (1973).
143. *Bemmelen R. W. van, Berlage H. P.* Gerlands Beitr. Geophys. 43 : 19 (1935).
144. *Shimazu Y. J.* Earth. Sci. Nagoya Univ. 7 : 91 (1959).
145. *Aslanyan A. T.* Tr. Upr. Geol. Okhr. Nedr. 2 : 141 (1959).
146. *Subbotin S. I.* Soobshch, Akad. Litovsc. SSR. Inst. Geol. Geogr. 5 : 5 (1957).
147. *Subbotin S. I.* Geol. Akad. Nauk Ukr. SSR. 22 : No 5, 3 (1960).
148. *Bemmelen R. W. van.* Madj. Ilmu Alam Untuk Indones. 113 : 1 (1957).
149. *Lyustikh E. N.* Bull. (izv.) Acad. Nauk SSSR. Ser. Geofiz. 1960 : No. 3, 402 (1960).
150. *Trechmann C. T.* Geol. Mag. 95 : 426 (1958).
151. *Bulow K. V.* Geotektonisches Symposium zu Ehren von Hans Stille (rd. Lotze), publ. by Dtsch. Geol. Ges. p. 45, 1956.
152. *Contant H.* C. R. Cong. Soc. Sav. Paris, 70° Congr., Alger, Sect. Sci. 144 (1954).
153. *Odhner N. H.* Geogr. Ann. Stockh. 16 : 109 (1934).
154. *Odhner N. H.* Ark. Mineral. Geol. 2 : No. 24. 353 (1958).
155. *Malaise R.* Atlantos. Stockholm: Kalmar 1951.
156. *Malaise R.* Geol. Foeren. Foerh. 79 : 195 (1957).
157. *Dubourdieu G. C. R. Acad. Sci. D* 277 : 1109 (1973).
158. *Jeffreys H.* The Earth. London: Cambridge Univ. Press 1929.
159. *Egyed L.* Geofis. Pura Appl. 33 : 42 (1956).
160. *Egyed L.* Acta Geolog. Magyar Tudom. Akad. Ford. Kozl. 4 : 43 (1956).
161. *Steiner J.* Geology 5 : 131 (1977).
162. *Steiner J.* Geology 5 : 131 (1977).
163. *Smith P. J.* Nature (London) 268 : 200 (1977).
164. *Carcy S. W.* Expanding Earth Symposium, Sydney, Feb. 11—13, 1981. Proceedings to be published in Tectonophysics.

165. *McElhinny M. W., Taylor S. R., Stevenson D. J.* Nature (London) 271 : 316 (1978).
166. *Vening Meinesz F. A.* Trans. Am. Geophys. Union 28 : 1 (1947).
167. *Milankovitch M.* Kanon der Erdbestrahlung und seine Anwendung auf das Eiszeitenproblem. Belgrade. Ed. spec. Acad. R. Serbe, Tome 133, 1941.
168. *Schmidt E. R.* Foldtani Kozlony 18 : 94 (1948).
169. *Scheidegger A. E. J.* Alberta Soc. Pet. Geol. 6 : 266 (1958).
170. *Turcotte D. L.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 36 : 33 (1974).
171. *Scheidegger A. E. J.* Alberta Soc. Pet. Geol. 6 : 266 (1958).
172. *Hess H. H. J.* Mar. Res. 14 : 423 (1955).
- 172a. *Scheidegger A. E. J.* Alberta Soc. Oet. Geol. 6 : 266 (1958).
173. *Turcotte D. L.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 36 : 33 (1974).
174. *Oxburgh E. R., Tercotte D. L.* Earth Planet. Sci. Lett. 22 : 133 (1974).
175. *Melosh H. J.* Icarus 31 : 221 (1977).
176. *Melosh H. J., Dzurisin D.* Icarus 35 : 227 (1978).
177. *Schmidt E. R.* Rel. Ann. Inst. Geol. Publ. Hung. B10 : 157 (1948).
178. *Woodriff R., Eliezer I.* Tectonophysics 62 : T1 (1980).
179. *Tamrayan G. P.* Bull. (Izv.) Acad. Az. SSR. 12 : 85 (1957).
180. *Haites T. B. J.* Alberta Soc. Pet. Geol. 8 : 345 (1960).

Глава 7

1. *Anderson E. M.* Trans. Edinb. Geol. Soc. 8(3) : 387 (1905).
2. *Anderson E. M.* The Dynamics of Faulting and Dyke Formation. 2nd edn. London: Oliver & Boyd 1951.
3. *Lensen G. J. N. Z. J.* Geol. Geophys. 1 : 533 (1958).
4. *Dahlen F. A.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 48 : 239 (1977).
5. *Savage J. C., Walsh J. B.* Bull. Seismol. Soc. Am. 68 : 1613 (1978).
6. *Olsson W. A.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 11 : 267 (1974).
7. *Cardwell R. K., Chinn, D. S., Moore, G. F., Turcotte, D. L.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 52 : 525 (1978).
8. *Lachenbruch A. H., Sass J. H. J.* Geophys. Res. 85 : 6185 (1980).
9. *Lachenbruch A. H. J.* Geophys. Res. 85 : 6097 (1980).
10. *Weerman J. J.* Geophys. Res. 85 : 1455 (1980).
11. *Ranalli G.* Math. Geol. 12 : 399 (1980).
12. *Hafner W.* Bull. Geol. Soc. Am. 62 : 373 (1951).
13. *Sanford A. R.* Bull. Geol. Soc. Am. 70 : 19 (1959).
14. *Weerman J.* Bull. Seismol. Soc. Am. 55 : 945 (1965).
15. *King C. Y.* Bull. Seismol. Soc. Am. 62 : 551 (1972).
16. *Haskell N. A., Thompson, K. C.* Bull. Seismol. Soc. Am. 62 : 675 (1972).
17. *Turcotte D. L., Spence D. A. J.* Geophys. Res. 79 : 4407 (1974).
18. *Reches Z.* Tectonophysics 47 : 109 (1978).
19. *Archuleta R. J., Frazier G. A.* Bull. Seismol. Soc. Am. 68 : 573 (1978).
20. *Rudnicki J. W. J.* Geophys. Res. 82 : 844 (1977).
21. *Hildebrand N.* Tectonophysics 64 : 211 (1980).
22. *Chinnery N. A., Petrak J. A.* Tectonophysics 5 : 513 (1967).
23. *Steketee J. A.* Can. J. Phys. 36 : 1168 (1958).
24. *Alpan I., Teisseyre R.* Bull. Int. Inst. Seismol. Earthquake Eng. 3 : 53 (1966).
25. *Madariaga R.* Bull. Seismol. Soc. Am. 68 : 869 (1978).
26. *Weerman J.* Bull. Seismol. Soc. Am. 54 : 1035 (1964).
27. *Weerman J. J.* Geophys. Res. 85 : 1455 (1980).
28. *Walsh J. B. J.* Geophys. Res. 73 : 761 (1968).
29. *Turcotte D. L.* Geophys. Res. 79 : 2573 (1974).
30. *Withjack M.* Tectonophysics 59 : 59 (1979).
31. *Chinnery M. A.* Can. J. Earth Sci. 3 : 163 (1965).
32. *Steketee J. A.* Can. J. Phys. 36 : 1168 (1958).
33. *Segall P., Pollard D. D. J.* Geophys. Res. 85 : 4337 (1980).
34. *Rangers N., Muller-Salzburg L.* Rock Mech. Suppl. 1 : 20 (1969).
35. *Lajtai E. Z.* Bull. Geol. Soc. Am. 80 : 2253 (1969).
36. *Friedman M., Logan J. M.* Bull. Geol. Soc. Am. 83 : 3073 (1970).
37. *Conrad R. E., Friedman M.* Tectonophysics 33 : 187 (1976).

38. *Berger A. R.* Bull. Geol. Soc. Am. 82 : 781 (1971).
39. *Olderburg D. W., Brune J. N. J.* Geophys. Res. 80(17) : 2575 (1975).
40. *Malina H.* Rock Mech. 2 : 1 (1970).
41. *Bock H.* Rock. Mech. 3 : 225 (1970).
42. *Weetman J. J.* Geophys. Res. 84 : 2146 (1979).
43. *Stuart W. D.* Tectonophysics 52 : 613 (1979).
44. *Schneider H.* Bull. Int. Assoc. Eng. Geol. 16 : 235 (1977).
45. *Hildebrand-Mittlefehlt N.* Tectonophysics 57 : 131 (1979).
46. *Mandl G., De Jong L. N. J., Maltha A.* Rock. Mech. 9 : 95 (1977).
47. *Cumming D.* Bull. Geol. Soc. Am. 87 : 720 (1976).
48. *Dailly G. C.* Bull. Can. Pet. Geol. 24 : 92 (1976).
49. *Hubbert M. K., Rubey W. W.* Bull. Geol. Soc. Am. 70 : 115 (1959).
50. *Ramberg H.* Geol. Foeren. Foerh. 99(2) : 111 (1977).
51. *Hsu K. J.* Bull. Geol. Soc. Am. 80 : 927 (1969).
52. *Nur A., Buerlee J. D. J.* Geophys. Res. 76 : 6414 (1971).
53. *Forristall G. Z.* Bull. Geol. Soc. Am. 83 : 3073 (1972).
54. *Rambach J. M., Deramond J.* Tectonophysics 60 : T7 (1979).
55. *Raleigh C. B., Griggs D. T.* Bull. Geol. Soc. Am. 74 : 819 (1963).
56. *Gretener P. E.* Bull. Can. Pet. Geol. 20 : 583 (1972).
57. *Muller W. H., Briegel U.* Eclogae Geol. Helv. 73(1) : 239 (1980).
58. *Muller W. H., Hsu K. J.* Rock Mech. Suppl. 9 : 219 (1980).
59. *Martin J. C. J.* Geophys. Res. 80(26) : 3783 (1975).
60. *Chapman R. E.* Bull. Geol. Soc. Am. Part 1, 90 : 19 (1979).
61. *Gretener P. E.* Bull. Can. Pet. Geol. 25(1) : 110 (1977).
62. *Goguel J.* Rev. Geogr. Phys. Geol. Dyn. 9 : 153 (1969).
63. *Bredehoeft J. D., Hanshaw B. B.* Bull. Geol. Soc. Am. 79 : 1097 (1968).
64. *Lachenbruch A. H. J.* Geophys. Res. 85 : 6097 (1980).
65. *Ayrton S.* Geology 8 : 172 (1980).
66. *Gretener P. E.* Bull. Can. Pet. Geol. 17 : 255 (1969).
67. *Labute G. J., Gretener P. E.* Bull. Can. Pet. Geol. 17 : 304 (1969).
68. *Scheidegger A. E.* Riv. Ital. Geofis. Sci. Aff. 5 : 1 (1979), by permission.
69. *Price N. J.* Fault and Joint Development in Brittle and Semi-Brittle Rock. Oxford: Pergamon Press 1966.
70. *Lachenbruch A. H.* Geol. Soc. Am. Spec. Pap. 70 : 1 (1962).
71. *Bankwitz P. Z.* Geol. Wiss. Berlin 6 : 285 (1978).
72. *Ryan M. P., Sammis C. G.* Bull. Geol. Soc. Am. 89 : 1295 (1978).
73. *Bankwitz P.* Geol. Wiss. Berlin 6 : 301 (1978).
74. *Secor D. T.* Am. J. Sci. 263 : 633 (1965).
75. *Secor D. T.* Proc. Geol. Surv. Can. Pap. 68—52 : 3 (1969).
76. *Brunner F. K., Scheidegger A. E.* Rock Mech. 5 : 43 (1973).
77. *Powell C. M.* Tectonophysics 58 : 21 (1979).
78. *Siddans A. W. B.* Earth Sci. Rev. 8 : 205 (1972).
79. *Wood D. S.* Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 2 : 369 (1974).
80. *Williams P. F.* Tectonophysics 39 : 305 (1977).
81. *Alvarez W., Engelder T., Lowrie W.* Geology 4 : 698 (1976).
82. *Barton N.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 13 : 255 (1976).
83. *Barton N., Choubey V.* Rock Mech. 10 : 1 (1977).
84. *Voight B.* Am. J. Sci. 272 : 662 (1974); Voight, B.: Proc. 3d Congr. Int. Soc. Rock Mech. Denver A 2 : 580 (1974).
85. *Holzhausen G., Johnson A. M.* Tectonophysics 58 : 237 (1979).
86. *Ramsay J. C.* Folding and Fracturing of Rocks. New York: McGraw—Hill 1967.
87. *Johnson A. E.* Styles of Folding. Amsterdam: Elsevier 1977.
88. *Smoluchowski M.* Anz. Akad. Wiss. Krakau Math. Naturwiss. Kl. 1909 : 3 (1909).
89. *Carey S. W. J.* Geol. Assoc. Aust. 1 : 67 (1954).
90. *Wynne-Edwards H. R.* Am. J. Sci. 261 : 793 (1963).
91. *Smoluchowski M.* Anz. Akad. Wiss. Krakau Math. Naturwiss. Kl. 1909 : 3 (1909).
92. *Ramberg H.* Tectonophysics 1 : 307 (1964).
93. *Reches Z., Johnson A. M.* Tectonophysics 35 : 295 (1976).

94. Golecki J. J. *Int. Rock. Mech. Min. Sci. Geochem. Abstr.* 16: 93 (1979).
95. Anthony M., Wickham J. *Tectonophysics* 47: 1 (1978).
96. Groshong R. H. *Geology* 3: 411 (1975).
97. Alvarez W., Engelder T., Lowrie W. *Geology* 4: 698 (1976).
98. De Sitter L. U. *Proc. K. Ned. Akad. Wet.* 52: No. 5 (1939). See also
de Sitter, L. U.: *Structural geology*. New York: McGraw-Hill Book Co. 1956.
99. Hara I. *Hiroshima Univ. J. Sci. Ser. C* 5: 217 (1967).
100. Esz V. V. *Geotektonika (USSR)* 1969(3): 52 (1969).
101. Kuenen P. H. *Tectonophysics* 6: 143 (1968).
102. Reches Z. *Tectonophysics* 57: 119 (1979).
103. Caron J. M. *Ecolgae Geol. Helv.* 72: 485 (1979).
104. De Sitter L. U. *Proc. K. Ned. Akad. Wet.* 52: No. 5 (1939).
105. Duska L. J. *Alberta Soc. Pet. Geol.* 9: 20 (1961).
106. Tiedemann A. W. *Geol. Mijnb.* 3: 199 (1941).
107. Biot M. A. *Bull. Geol. Soc. Am.* 75: 563 (1964).
108. Biot M. A. *Bull. Geol. Soc. Am.* 76: 251 (1965).
109. Biot M. A. *Bull. Geol. Soc. Am.* 76: 371 (1965).
110. Biot M. A. *Bull. Geol. Soc. Am.* 76: 833 (1965).
111. Biot M. A. *Ode H.: Geophysics* 30: 213 (1965).
112. Fletcher R. C. *Tectonophysics* 39: 593 (1977).
113. Fletcher R. C. *Tectonophysics* 60: 77 (1979).
114. Dietrich J. H. *Can. J. Earth Sci.* 7: 467 (1970).
115. Shimamoto T., Hara I. *Tectonophysics* 30: 1 (1976).
116. Cobbold P. R. *Tectonophysics* 38: 339 (1977).
117. Williams J. R., Lewis R. W., Zienkiewicz O. C. *Tectonophysics* 45: 187
(1978).
118. Lewis R. W., Williams J. R. *Tectonophysics* 44: 263 (1978).
119. De Bremaecker J., Becker E. B. *Tectonophysics* 50: 349 (1978).
120. Fink J. *Geology* 8: 250 (1980).
121. Teisseyre R. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 54: 1059 (1964).
122. Teisseyre R. *Bull. Earthquake Res. Inst.* 44: 153 (1966).
123. Chapple W. M. *Tectonophysics* 7: 97 (1969).
124. Chapple W. M. *Bull. Geol. Soc. Am.* 79: 47 (1968).
125. Carey S. W. J. *Geol. Soc. Aust.* 1: 67 (1953).
126. Cobbold P. R. *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A* 283: 129 (1976).
127. Hubbert M. K. *Bull. Geol. Soc. Am.* 48: 1459; 62: 355 (1951).
128. Hubbert M. K. *Bull. Am. Assoc. Pet. Geol.* 29: 1630 (1945).
129. Ramberg H. *Geol. Rundsch.* 51: 405 (1961).
130. Ramberg H. *Bull. Am. Assoc. Pet. Geol.* 47: 484 (1963).
131. Ramberg H. *Geol. Mag.* 100: 97 (1963).
132. Ramberg H. *Bull. Geol. Inst. Univ. Uppsala* 42: 1 (1963).
133. Ramberg H., Stephanson O. *Tectonophysics* 1(1): 101 (1964).
134. Ghosh S. K. *Tectonophysics* 6(3): 207 (1968).
135. Ghosh S. K., Ramberg H. *Tectonophysics* 5(2): 89 (1968).
136. O'Driscoll E. S. *J. Alberta Soc. Pet. Geol.* 10: 145 (1962).
137. O'Driscoll E. S. *Nature (London)* 1962: 1146 (1962).
138. O'Driscoll E. S. *Nature (London)* 201: 672 (1964).
139. O'Driscoll E. S. *Nature (London)* 203: 832 (1964).
140. O'Driscoll E. S. *Econ. Geol.* 59: 1061 (1964).
141. O'Driscoll E. S. *Bull. Can. Pet. Geol.* 12: 279 (1964).
142. Rengers N., Muller L. *Rock Mech. Suppl.* 1: 20 (1970).
143. Lebedeva N. B. *Sov. Geol.* 2: 70 (1966).
144. Lebedeva N. B. *Tectonophysics* 7: 339 (1969).
145. Sycheva-Mikhaylova A. M. *Geotektonika (USSR)* 1969(4): 47 (1969).
146. Hudleston P. J. *Tectonophysics* 16: 189 (1973).
147. Shimamoto T. *Tectonophysics* 22: 253 (1974).
148. Vikhert A. V., Kurbatova N. S. *Geotektonika (USSR)* 1968(2): 136
(1968).
149. Agostino P. N. *Bull. Geol. Soc. Am.* 82: 2651 (1971).
150. Ramsay J. G. *Bull. Geol. Soc. Am.* 85: 1741 (1974).
151. Latham J. P. *Tectonophysics* 57: T1 (1979).

152. *Gairola V. K.* Tectonophysics 41 : 291 (1977).
153. *Dennis J. G., Hall R.* Tectonophysics 45 : T15 (1978).
154. *Horsfield W. T.* Geol. Mijnb. 56 : 363 (1977).
155. *Paterson M. S., Weiss L. E.* Nature (London) 195 : 1046 (1962).
156. *Paterson M. S., Weiss L. E.* Bull. Geol. Soc. Am. 79 : 795 (1968).
157. *Handin J.* et al. Bull. Geol. Soc. Am. 87 : 1035 (1976).
158. *Friedman M., Hugman R. H. H., Handin J.* Bull. Geol. Soc. Am. (1) 91 : 307 (1980).
159. *Sander B.* Gefugekunde der Gesteine. Wien: Springer 1930.
160. *Sander B.* Einfuhrung in die Gefugekunde der geologischen Korper I. Wien: Springer 1948.
161. *Sander B.* Einfuhrung in die Gefugekunde der geologischen Korper II. Wien: Springer 1950.
162. *Friedman M., Sowers G. M.* Can. J. Earth Sci. 7 : 477 (1970).
163. *Elliott D.* Bull. Soc. Am. 81 : 2221 (1970).
164. *Siddans A. W. B.* Tectonophysics 64 : 1 (1980).
165. *Shimamoto T., Ikeda Y.* Tectonophysics 36 : 315 (1976).
166. *Liste R. J.* Geol. Mijnb. 56(2) : 140 (1977).
167. *Le Theoff B.* Tectonophysics 53 : T7 (1979).
168. *Robin P. F.* Tectonophysics 42 : T7 (1977).
169. *Roder G. H.* Tectonophysics 43 : T1 (1977).
170. *Willis D. G.* Bull. Geol. Soc. Am. 88 : 883 (1977).
171. *Taylor G. I.* Proc. R. Soc. London 138 : 41 (1932).
172. *Gay N. C.* Tectonophysics 5 : 211 (1968).
173. *Shimamoto T. J.* Geol. Soc. Jpn. 81(4) : 255 (1975).
174. *Carter N. L., Raleigh C. B.* Bull. Geol. Soc. Am. 80 : 1231 (1969).
175. *Nicolas A.* Eclogae Geol. Helv. 72(2) : 509 (1979).
176. *Etchecopar A.* Tectonophysics 39 : 121 (1977).
177. *Tullis J.* Tectonophysics 39 : 87 (1977).
178. *Mitra S.* Contrib. Mineral. Petrol. 59 : 203 (1976).
179. *Mitra S. J.* Geol. 86 : 129 (1978).
180. *Gueguin Y.* Les. dislocations dans l'olivine des peridotites. Ph. D. Thesis, Univ. Nantes (1979).
181. *Christie J. M., Ardell A. J.* In: Electron Microscopy in Mineralogy (eds.) H. R. Wenk et al. Berlin—Heidelberg—New York: Springer, p. 374, 1978.
182. *Burger H. R.* Bull. Geol. Soc. Am. 83 : 2439 (1972).
183. *Kirby S. H., Christie J. M.* Phys. Chem. Miner. 1 : 137 (1977).
184. *Livshits L. D., Prishchepov V. F.* Bull. (izv.) Acad. Sci. USSR Earth Phys. 1977(6) : 19 (1977).
185. *Rees A. I. J.* Geol. 76 : 457 (1968).
186. *Rees A. I.* Tectonophysics 55 : 275 (1979).
187. *Goguel J. C. R.* Acad. Sci. 260 : 6145 (1965).
188. *Goguel J.* Bull. Geol. Soc. Fr. (7) 7 : 747 (1965).
189. *Goguel J.* Bull. Soc. Geol. Fr. (7) 9 : 481 (1967).
190. *Elliott D.* Bull. Geol. Soc. Am. 84 : 2645 (1973).
191. *Le Corre C.* Bull. Soc. Geol. Fr. (7) 19 : 1109 (1977).
192. *Wilson C. J. L.* Tectonophysics 57 : T19 (1979).
193. *Gapais D.* Bull. Mineral. 102 : 249 (1979).
194. *Mitra S.* Bull. Geol. Soc. Am. 90 : 227 (1979).
195. *Gregg W.* Tectonophysics 49 : T19 (1978).
196. *Weiss L. E.* Tectonophysics 65 : 1 (1980).
197. *Wilson M. R. J.* Geol. 80 : 421 (1972).
198. *Stockdale P. B. J.* Sediment. Petrol. 13 : 3 (1943).
199. *Arthaud F., Mattauer M.* Bull. Soc. Geol. Fr. 11 : 738 (1969).
200. *Arthaud F., Mattauer M.* Bull. Soc. Geol. Fr. 14 : 12 (1972).
201. *Plessman W.* Geol. Rundsch. 61 : 332 (1972).
202. *Schafer K.* Fridericiana 23 : 30 (1979).
203. *Sellier E., Morlier P. C. R.* Acad. D282(10) : 953 (1976).
204. *Le Corre C.* Bull. Mineral. 102 : 273 (1979).
205. *Gray D. R.* Lithos 10 : 89 (1977).
206. *Gray D. R.* Bull. Geol. Soc. Am. 89 : 577 (1978).

207. Gray D. R. *Am. J. Sci.* 279 : 97 (1979).
208. Gray D. R., Durney D. W. *J. Struct. Geol.* 1 : 73 (1979).
209. Granath J. W. *J. Geol.* 88 : 589 (1980).
210. Gray D. R., Durney D. W. *Tectonophysics* 58 : 35 (1979).
211. Gray D. R. *J. Geol.* 85 : 763 (1977).
212. Eisbacher G. H. *Can. J. Earth Sci.* 6 : 1095 (1969).
213. Mojica J., Herrera A. *Geol. Norandina* 1 : 19 (1980).
214. Ramsay J. G. *Nature (London)* 284 : 135 (1980).
215. Douglass P. M., Voight B. *Geotechnique* 19(3) : 376 (1969).
216. Eisbacher G. H. *Bull. Soc. Am.* 81 : 2009 (1970).
217. Stauffer M. R. *Can. J. Earth Sci.* 7 : 498 (1970).
218. Tchalenko J. S. *Tectonophysics* 6(2) : 159 (1968).
219. Hancock P. L. *Geol. Mag.* 109(3) : 269 (1972).
220. Ramsay J. G. *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A* 283 : 3 (1976).
221. Themistocleous S. G., Schwerdtner W. M. *Can. J. Earth Sci.* 14(8) : 1708 (1977).
222. Carreras J., Estrada A., White S. *Tectonophysics* 39 : 3 (1977).
223. Maltman A. J. *Tectonophysics* 39 : 417 (1977).
224. Vialon D. *Eclogae Geol. Helv.* 72(2) : 531 (1979).
225. Reid H. F. *Phys. Earth* 6 : 100 (1933).
226. Housner G. W. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 45 : 197 (1955).
227. Ohnaka M. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 66(2) : 433 (1976).
228. Bufo C. G., Harsh P. W., Burford R. O. *Geophys. Res. Lett.* 4(2) : 91 (1977).
229. Stuart W. D. *Rev. Geophys. Space Phys.* 17(6) : 1115 (1979).
230. Savage J. C., Prescott W. H. *J. Geophys. Res.* 83 : 3369 (1978).
231. Andrews D. J. *J. Geophys. Res.* 83 : 2259 (1978).
232. Caputo M. *Ann. Geofis. (Roma)* 29(4) : 277 (1976), also *Bull. Seismol. Soc. Am.* 67(3) : 849 (1977).
233. Burrige R. J. *Geophys. Res.* 82(11) : 1663 (1977).
234. Stuart W. D. *J. Geophys. Res.* 84 : 1063 (1979), *Science* 203 : 907 (1979), also Stuert. W. D., Mavko, G. M.: *J. Geophys. Res.* 84 : 2153 (1979).
235. Hartzell S. H., Archuleta R. J. *J. Geophys. Res.* 84 : 3623 (1979).
236. Matuzawa T. *Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo* 31 : 179, 249 (1953).
- 32 : 231, 241 (1954).
237. Kasahara K. *Bull. Earthquake Res. Inst.* 37 : 39 (1959).
238. Aki K. *J. Phys. Earth* 4 : 53 (1956).
239. Lomnitz C. *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 5 : 157 (1961).
240. Hill D. P. *J. Geophys. Res.* 82(8) : 1347 (1977).
241. Budiansky B., Anazigo J. C. *J. Geophys. Res.* 81(26) : 4897 (1976).
242. Thatcher W., Rundle J. B. *J. Geophys. Res.* 84 : 5540 (1979).
243. Chapple W. M., Forsyth D. W. *J. Geophys. Res.* 84 : 6729 (1979).
244. Gold T., Soter S. *Sci. Am.* 242(6) : 154 (1980).
245. Scheidegger A. E. *Physical Aspects of Natural Catastrophes*. Amsterdam: Elsevier, 1975.
246. Orowan E. *Geol. Soc. Am. Mem.* 79 : 232 (1960).
247. Jaeger J. C. *Geofis. Pura Appl.* 43 : 148 (1959).
248. Bowden F. P., Tabor D. *The Friction and Lubrication of Solids*. Oxford: Clarendon Press, 1954.
249. Barley B. J. *Tectonophysics* 51 : T9 (1978).
250. Rudnicki J. W. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 69 : 1011 (1979).
251. Malinovskaya L. N. *Tr. Geofiz. Inst. Akad. Nauk SSSR No. 22 (149) : 143 (1954).*
252. Nakano H. *Seismol. Bull. Centr. Met. Obs. Jpn.* 1 : 9 (1923).
253. Gassmann F. *Geofis. Pura Appl.* 40 : 55 (1958).
254. Bjerly P., Stauder W. *Earthquake Not.* 29(3) : 17 (1958).
255. Knopoff L., Gilbert F. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 49 : 163 (1959).
256. Herrmann R. B. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 69 : 1 (1979).
257. Keylis-Borok, V. I. *Bull. (izv.) Acad. Nauk USSR. Ser. Geofiz.* 1957, No. 4 : 440 (1957). *Ann. Geofis. (roma)* 12 : 205 (1959).
258. Honda H., Masatuka A. *Sci. Rep. Tohoku Univ.* (5) 8 : 30 (1952).

259. *Kasahara K.* Bull. Earthquake Res. Inst. 35:532 (1957), 36:21 (1958).
260. *Knopoff L., Randall M. L.* Geophys. Res. 75:4957 (1970).
261. *Brunelle E. J.* Bull. Seismol. Soc. Am. 63(6):1885 (1973).
262. *Healy J. H., Press F.* Bull. Seismol. Soc. Am. 49:193 (1959).
263. *Healy J. H., Press F.* Geophysics 25:987 (1960).
264. *Press F.* Publ. Dom. Obs. Ottawa 20:271 (1958).
265. *Mikumo T.* Mem. Coll. Sci. Univ. Kyoto A 29(2):221 (1959).
266. *Inouye W.* Bull. Earthquake Res. Inst. 14:582 (1936).
267. *Takagi S. Q. J.* Seismol. 14(3):1 (1950), 17(3):53 (1953), 17(4):1 (1953).
268. *Hirono T., Usami T.* Pap. Met. Geophys. 7:287 (1956).
269. *Bullen K. E.* Trans. Am. Geophys. Union 35:107 (1953).
270. *Bullen K. E.* Bull. Seismol. Soc. Am. 45:43 (1955).
271. *Teisseyre R. K.* Acta Geophys. Pol. 6:260 (1958).
272. *Bath M., Duda S.* Ann. Geofis. (Roma) 17:353 (1964).
273. *Saito Y.* Geophys. Mag. 28 No. 3:329 (1958).
274. *Vvedenskaya A. V.* Bull. (Izv.) Akad. Nauk USSR. Ser. Geofiz. 1958:175 (1958), 1959:516 (1959), 1960:513 (1960), 1961:261 (1961).
275. *Droste S., Teisseyre R.* Ann. Geofis. (Roma) 12:179 (1959). Sci. Rep. Tohoku Univ. Ser. V Geophys. 11(1):55 (1959). Bull. Seismol. Soc. Am. 50:57 (1960), see also Teisseyre, R.: Acta Geophys. Pol. 8(2):107 (1960).
276. *Andrews D. J.* Bull. Seismol. Soc. Am. 65(1):163 (1975).
277. *Constantinescu L.* Rev. Roum. Geol. Geophys. Geogr. Ser. Geophys. 9(1):3 (1965).
278. *Press F.* Vesiac Rep. 7885—1—X:269 (1977).
279. *Jobert G. J.* Geophys. 43:329 (1977).
280. *Steketee J. A.* Can. J. Phys. 36, 192:1168 (1958).
281. *Chinnery M. A.* Bull. Seismol. Soc. Am. 51:355 (1961). J. Geophys. Res. 3852 (1960).
282. *Fossum A. F., Freund L. B. J.* Geophys. Res. 80(23):3343 (1975).
283. *Andrews D. J. J.* Geophys. Res. 81(32):5679 (1976).
284. *Husseini M. I.* Bull. Seismol. Soc. Am. 66(5):1427 (1976).
285. *Ben-Menahem A.* Bull. Seismol. Soc. Am. 66(6):1787 (1976).
286. *Madariaga R.* SIAM—AMS Proc. 12:59 (1979).
287. *Freund L. B. J.* Geophys. Res. 84:2199 (1979).
288. *Anderson J. G.* Geophys. J. R. Astron. Soc. 46:575 (1976).
289. *Cohen S. C. J.* Geophys. Res. 82(86):3781 (1977).
290. *Stockl H. P. J.* Geophys. 43:311 (1977).
291. *Lui H. P., Hagman R. L., Scott R. F.* Geophys. Res. Lett. 5(5):333 (1978).
292. *Richards P. G.* Bull. Seismol. Soc. Am. 66(1):1 (1966).
293. *Trifunac M. D., Uwadia F. E.* Bull. Seismol. Soc. Am. 64(3):511 (1974).
294. *Scholz C. H., Molnar P., Johnson T. J.* Geophys. Res. 77:6392 (1972).
295. *Moore H., Sibson R. H.* Tectonophysics 49:T9 (1978).
296. *Bouchon M.* Bull. Seismol. Soc. Am. 68(6):1555 (1978).
297. *Ranalli G.* Pheol. Acta 13:586 (1974).
298. *Rice J. R., Simons D. A. J.* Geophys. Res. 81(29):5322 (1978).
299. *Bonafede M., Mulargia F., Boschi E.* Nuovo Cim. (1) 3C:180 (1980).
300. *Sytilinskiy A. P.* Geomagn. Aeron. 3:120 (1963).
301. *Simpson J. F.* Earth Planet. Sci. Lett. 3:417 (1968).
302. *Simpson J. F.* Eng. Geol. 10:123 (1976).
303. *Gough D. I.* In: The Assessment and Mitigation of Earthquake Risk UNESCO, 91, 1978.
- 303a. *Gupta H. K., Rastogi B. K.* Dams and Earthquakes. Amsterdam: Elsevier 1976.
304. *Lee T.* Bull. Seismol. Soc. Am. 62:1597 (1972).
305. *Steinhauser F.* Gerlands Beitr. Geophys. 6:466 (1934).
306. *Caputo M. J.* Geophys. Res. 66:1479 (1961).
307. *Beck J. L.* Bull. Seismol. Soc. Am. 66:1121 (1976).
308. *McGinnis L. D.* Circ. ILL. State Geol. Surv. 344:1 (1964).

309. *Lursmanashvilli O. V.* Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR, Earth Phys. 2 : 80 (1973).
310. *Kisslinger C.* Eng. Geol. 10 : 85 (1976).
311. *Raleigh C. B., Healy J. J., Bredehoeft J. D.* Science 191 : 1230 (1976).
312. *Neuber H.* Theory of Notch Stresses. Ann. Arbor; Edwards 1946.
313. *Musschelischwili N. I.* Einige Grundaufgaben zur mathematischen Elastizitätstheorie. München: Carl Hanser Verlag 1971.
314. *Sturgul J. R.* Pure Appl. Geophys. 68 : 66 (1976).
315. *Voight B., Samuelson A. C.* Pure Appl. Geophys. 76 : 40 (1969).
316. *Ladanyi B., Archambault G.* Proc. 24th Int. Geol. Congr. Montreal 13 : 249 (1972).
317. *Karal F. C., Karp S. N.* Geophysics 29 : 360 (1964).
318. *Sturgul J. R., Scheidegger A. E.* Rock Mech. Eng. Geol. 5 : 137 (1967).
319. *Scheidegger A. E.* Proc. R. Soc. Victoria 76 : 141 (1963).
320. *Sturgul J. R., Scheidegger A. E.* Pure Appl. Geophys. 68 : 49 (1967).
321. *Gerber E., Scheidegger A. E.* Eclogae Geol. Helv. 62 : 401 (1969).
322. *Gerber E., Scheidegger A. E.* Riv. Ital. Geofis. Sci. Aff. 2(1) : 47 (1975).
323. *Bar O.* Geogr. Helv. 12(1) : 1 (1957).
324. *Moeyersons J. Z.* Geomorphol. 21(1) : 14 (1977).
325. *Ollier C. D. Z.* Geomorphol. 22(3) : 249 (1978).
326. *Voight B.* Int. Soc. Rock Mech. Congr. Lisbon, p. 51 (1966).
327. *Scheidegger A. E.* Proc. R. Soc. Victoria 76 : 141 (1963).
328. *Einarsson T. J.* Geophys. Res. 73 : 7561 (1968).
329. *Gerber E. K., Scheidegger A. E.* Felsmech. & Ingenieurgeol. Suppl. 2 : 80 (1965).
330. *Sturgul J. R., Scheidegger A. E.* Rock Mech. Eng. Geol. 5 : 137 (1967).
331. *Brunner F. K., Scheidegger A. E.* Rock Mech. 5 : 43 (1973).
332. *Sturgul J. R., Scheidegger A. E.* Rock Mech. Eng. Geol. 5 : 137 (1967).
333. *Sturgul J. R.* Effects of Surface Irregularities on the Underground Stress Field. Ph. D. Thesis, Univ. Illinois, Urbana (1967).
334. *Carniel P., Hauswirth E. K., Rock K. H., Scheidegger A. E.* Verh. Geol. Bundesanst. (Austria) 1975(4) : 305 (1975).
335. *Hauswirth E. K., Pirkl H., Roch K. H., Scheidegger A. E.* Verh. Geol. Bundesanst. (Austria) 1979(2) : 73 (1979).
336. *Terzaghi K.* Theoretical Soil Mechanics. New York: Wiley 1943.
337. *Pulpan H.* Pure Appl. Geophys. 76 : 137 (1969).
338. *Oka Y., Bain J.* Int. Jour. Rock Mech. Min. Sci. 7(5) : 503 (1970).
339. *Al-Chalaba M., Huang C. L.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr. 11(2) : 45 (1974).
340. *Agarwal R. K., Boshkov S. H.* Int. Jour. Rock Mech. Min. Sci. 6(6) : 519 (1969).
341. *Agarwal R. K., Boshkov S. H.* Int.: Jour. Rock Mech. Min. Sci. 6(6) : 529 (1969).
342. *Bohidar N. K., Willson J. E.* Am. Inst. Min. Metall. Eng. Annu Meet. Denver, 1970, Pap. No. 70—AM—42 (1970).
343. *Mahtab M. A., Goodman R. E.* Soc. Pet. Eng. J. 8(3) : 304 (1968).
344. *Biot M. A.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr. 11 : 261 (1974).
345. *Brethauer G. E.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr. 11(3) : 91 (1974).
346. *Isaacson E.* Rock Pressure in Mines. London: Mining Publ. Ltd. 1962.
347. *Coates D. F.* Rock Mechanics Principles. Ottawa: Dep. Mines Tech. Surv. Min. 1965.
348. *Obert L., Duvall W. I.* Rock Mechanics and the Design of Structures in Rock, New York: Wiley 1967.
349. *Stagg K. G., Zienkiewicz O. C.* Rock Mechanics in Engineering Practice. London, New York: John Wiley 1965.
350. *Jaeger J. C., Cook N. G. W.* Fundamentals of Rock Mechanics. London: Methuen and Co. Ltd. 1969.
351. *Alder L.* Trans. Soc. Min. Eng. 223 : 358 (1962).
352. *Menzel W.* Bergakademie 17(3) : 151 (1965).
353. *Laura P. A.* Proc. Ist. Int. Soc. Rock Mech. Congr. Lisbon 2 : 313 (1966).

354. *Jaecklin F. P.* Proc. 1st Int. Soc. Rock Mech. Congr. Lisbon 1:397 (1966).
355. *Anderson H. W., Dodd J. S.* Proc. 1st Int. Soc. Rock Mech. Congr. Lisbon 2:317 (1966).
356. *Kulhawy F. M.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr. 11, 465 (1974) and *Ibid* 12:43 (1975).
357. *Jaecklin F. P.* Schweiz. Bauztg. 83(15):1 (1965).
358. *Bollizsar T.* Publ. Tech. Univ. Miskilc (Hungaru) 22:23 1962.
359. *Jaecklin F. P., Ceresola R.* Schweiz. Bauztg. 86(17):3 (1968).
360. *Beusch E., Gusel M.* Schweiz. Bauztg. 92(18):1 (1974).
361. *Hackl E.* Rock Mech. 6:81 (1974).
362. *Hubbert M. K., Willis D. G.* Trans. Am. Inst. Min. Metall Eng. 210; 153 (1957).
363. *Paslay P. R., Cheatham J. B.* Soc. Pet. Eng. J. 1963(3):85 (1963).
364. *Geertisma J.* Proc. 1st Int. Soc. Rock Mech. Congr. Lisbon 1:594 (1966).
365. *Le Tirant P., Baron G.* Proc. 1st Int. Soc. Rock Mech. Symp. Lisbon 1:577 (1966).
366. *Haimson R., Fairhurst C.* Soc. Pet. Eng. J. 7(3):310 (1967).
367. *Healy J. H., Rubey W. W., Griggs D. T., Raleigh C. B.* Science 161:1301 (1968).
368. *Price N. L., Hancock P. L.* Proc. 24th Int. Geol. Congr. Montreal 3:584 (1972).
369. *Witherspoon P. A., Gale J. E., Talor R. L., Ayatollahi M. S.* Investigation of fluid injection in fractured rock and effect on stress. 96 pp. Geotech. Eng. Rep. No. TE-74-4. Berkeley: Univ. Calif. 1974.
370. *Zobach M. D., Rummel F., Jung R., Raleigh C. B.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr. 14:49 (1977).
371. *Gowl T. N., Rummel F.* Int. J. Rock Mech. Sci. Geomech. Abstr. 14:203 (1977).
372. *Gerber E. Z.* Geomorphol. Suppl. 8:94 (1969).
373. *Gerber E., Scheidegger A. E.* Riv. Ital. Geofis. 2(1):47 (1974).
- 373a. *Gerber E.* Rock Mech. Suppl. 9:93 (1980).
374. *Furlong K. P.* Tectonophysics 58:T11 (1979).
375. *Kurzmann E.* Rock Mech. 10:165 (1978).
376. *Nikonov A. A., Osokina D. N., Tsvetkova N. Y.* Tectonophysics 29:153 (1975).
377. *Zienkiewicz O. C.* The Finite Element Method in Engineering Science. London: McGraw—Hill 1971.
378. *Desai S. C., Abel J. F.* Introduction to the Finite Element Method. New York: Van Nostrand Reinhold Comp. 1972.
379. *Oden J. T.* Finite Elements of Nonlinear Continua. New York: McGraw—Hill 1972.
380. *Martin H. C., Carey G. F.* Introduction to Finite Element Analysis. New York: McGraw—Hill 1973.
381. *Sturgul J. R., Scheidegger A. E.* Geology 4:439 (1976). See also Scheidegger, A. E.: Rock Mech. Suppl. 6:55 (1978).
382. *Kohlbeck F., Roch K. H., Scheidegger A. E.* Rock Mech. Suppl. 9:21 (1980).
383. *Muller W. H., Hsu K. J.* Rock Mech. Suppl. 9:219 (1980).
384. *Neugebauer H. J.* Rock Mech. Suppl. 9:213 (1980).
385. *Neugebauer H. J., Brotz R., Rybach, L.* Eclogae Geol. Helv. 73:489 (1980).
386. *Shulman M., Skala W.* Rock Mech. Suppl. 9:245 (1980).
387. *Mareschal J. C., West G. F.* Can. J. Earth Sci. 17:60 (1980).

Глава 8

1. *Wegmann C. E. C. R. Soc. Geol. Fr.* 5 pt. 2:477.
2. *Cloos E.* Trans. Am. Geophys. Union 28:626 (1947).
3. *Gurevich, G. L.* Bull. (Izv.) Akad. Nauk SSSR. Ser. Geofiz. 1954:411 (1954).
4. *Ramberg H. J.* Geol. 63:512 (1955).

5. *Ramberg H.* Nor. Geol. Tidsskr. 39 : 99 (1959).
 6. *Ramberg H.* Am. J. Sci. 258 : 36 (1960).
 7. *Ramberg H.* J. Geol. 63 : 512 (1955).
 8. *Lamb H.* Hydrodynamics, 6th edn. New York: Dover Publ. Co. 1945.
- Equation (4) on p. 582.
9. *Smith R. B.* Bull. Geol. Soc. Am. 86 : 1601 (1975).
 10. *Smith R. B.* Bull. Geol. Soc. Am. 88 : 312 (1977).
 11. *Sorskiy A. A.* Dokl. Akad. Nauk SSSR 72 : 937 (1950).
 12. *Arrhenius S.* Med. K. Vetenskabsakad. Nobelinst. 2 : no. 20 (1912). Geol. Rundsch. 3 (1912).
 13. *Nettleton L. L.* Bull. Am. Assoc. Pet. Geol. 18 : 1175 (1934).
 14. *Dobrin M. B.* Trans. Am. Geophys. Union 22 : 528 (1941).
 15. *Gusson W. C.* Nature (London) 210 : 518 (1966).
 16. *Gusson W. C.* Am. Assoc. Pet. Geol. Mem. 8 : 16 (1968).
 17. *Wenkert D.* Geophys. Res. Lett. 6(6) : 523 (1979).
 18. *Dobrin M. B.* Trans. Am. Geophys. Union 22 : 528 (1941).
 - 18a. *Dobrin B. M.* Trans. Am. Geophys. Union 22 : 528 (1941).
 19. *Danes Z. F.* Geophysics 29(3) : 414 (1964).
 20. *Taylor G. I.* Proc. R. Soc. London Ser. A 201 : 192 (1950).
 21. *Bellman R., Pennington R. H.* Q. Appl. Math. 12 : 151 (1954).
 22. *Ramberg H. J.* Geophys. Res. 77(5) : 877 (1972).
 23. *Nasir N. E., Dabbousi O. B.* Tectonophysics 47 : 85 (1978).
 24. *Travis J. P., McDowell A. N.* Bull. Am. Assoc. Pet. Geol. 39 : 2384 (1955).
 25. *Nettleton L. L.* Bull. Am. Assoc. Pet. Geol. 18 : 1175 (1934); также Bull. Am. Assoc. Pet. Geol. 27 : 51 (1934); 39 : 2373 (1955).
 26. *Dobrin M. B.* Trans. Am. Geophys. Union 22 : 528 (1941).
 - 26a. *Dobrin M. B.* Trans. Am. Geophys. Union 22 : 528 (1941).
 27. *Martinez J. D., Thoms R. L., Jindal V. K.* Proc. 3d Symp. on Sait. Northern Ohio Geolog. Soc. Cleveland, p. 308 (1966).
 28. *Whitehead J. A., Luther D. S. J.* Geophys. Res. 80(5) : 705 (1975).
 29. *Talbot C. J.* Tectonophysics 42 : 159 (1977).
 30. *Gzovskiy M. V.* Bull. (Izv.) Akad. Nauk USSR. Ser. Geofiz. 1954 : 527 (1954).
 31. *Hunsche U.* Modellrechnungen zur Entstehung von Salzstockfamilien Ph. D. Dis., Univ. Braunschweig (1977).
 32. *Woidt W. D.* Tectonophysics 50 : 369 (1978).
 33. *De Bremaecker J. C., Becker E. B.* Tectonophysics 50 : 349 (1978).
 34. *Anderson E. M.* Proc. R. Soc. Edinburg 56 : 128 (1936).
 35. *Tanner W. F., Williams G. K.* Am. Assoc. Pet. Geol. Mem. 8 : 10 (1968).
 36. *Windley B.* Geol. Mag. 102(6) : 521 (1965).
 37. *Stephenson D. J.* Geol. Soc. London, 132 : 307 (1976).
 38. *Escher A., Jack S., Watterson J.* Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A280 : 529 (1976).
 39. *Gretnener P. E.* Can. J. Earth Sci. 6 : 1415 (1969).
 40. *Roberts J. L.* Geol. J. Spec. Issue 2 : 287 (1970).
 41. *Roberts J. L.* Can. J. Earth Sci. 8 : 176 (1971).
 42. *Pollard D. D., Holzhausen G.* Tectonophysics 53 : 27 (1979).
 43. *Petrasko A. K., Hodge D. S., Sitaw R.* Tectonophysics 46 : 41 1978.
 44. *Roberts J. L.* Geol. J. Spec. Issue 2 : 287 (1970).
 45. *Scheidegger A. E.* Physical Aspects of Naturel Catastrophes. Amsterdam: Elsevier 1975.
 46. *Shteynberg G. S., Solovyev T. V.* Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR. Earth Phys. 12(5) : 83 (1976).
 47. *Timoshenko S. P.* Strength of Materials (Russian). Moscow, Nauka, 1965.
 48. *Verhoogen J.* Am. J. Sci. 244 : 745 (1946).
 49. *Yokoyama I.* Bull. Earthq. Res. Inst. 34 : 185 (1956); 35 : 75 (1957). 35 : 99 (1957).
 50. *Graton L. C.* Am. J. Sci. 243 A : 135 (1945).
 51. *Scheidegger A. E.* Physical Aspects of Natural Catastrophes. Amsterdam: Elsevier 1975.

52. Verhoogen J. *Am. J. Sci.* 244 : 753 (1946).
53. Rittmann A. *Bull. Volcanol.* (2) 19 : 85 (1958).
54. Rittmann A. *Vulkane und ihre Tätigkeit.* Stuttgart: Enke 1956.
55. Richards A. F. *Nature* (London) 207 : 1382 (1965).
56. Jaeger J. C. *Rev. Geophys.* 2(3) : 443 (1964).
57. Reilly W. I. *N. Z. J. Geol. Geophys.* 1 : 364 (1958).
58. Rikitake T. *Bull. Earthquake Res. Inst.* 37 : 233 (1959).
59. Savage W. Z. *Geophys. Res. Lett.* 5(8) : 633 (1978).
60. Moore J. G., Lockwood J. P. *J. Geol.* 86(6) : 661 (1978).
61. Sleep N. H. *Geophys. Res. Lett.* 5(6) : 426 (1978).
62. Jaeger J. C. *Rev. Geophys.* 2(3) : 443 (1964).
- 62a. Rikitake T. *Bull. Earthquake Res. Lett.* 37 : 233 (1956).
63. Norton D., Knight J. *Am. J. Sci.* 277(8) : 937 (1977).
64. Ribando R. J., Torrance K. E., Turcotte D. L. *Tectonophysics* 50 : 337 (1978).
65. Roddy D. J., Pepin R. O., Merrill R. B. (eds.). *Impact and Explosion Cratering: Planetary and Terrestrial Implications.* Proc. of Symposium on Planetary Cratering Mechanics. Flagstaff, Ariz. 1976. Oxford: Pergamon Press, 1977.
66. Baldwin R. B. *The Face of the Moon.* Chicago, Ill.: Univ. Chicago Press 1949.
67. Gilvray J. J., Hill J. E. *Publ. Astron. Soc. Pac.* 68 : 223 (1956).
68. Bulow K. V. *Umschau* 50, No. 14 : 430 (1959).
69. Gilvray J. J. *Nature* (London) 88 : 886 (1960).
70. LeRoy L. W. *Bull. Geol. Soc. Am.* 72 : 591 (1961).
71. Baldwin R. B. *The Face of the Moon.* Chicago, Ill.: Univ. Chicago Press 1949.
- 71a. Baldwin R. B. *The Face of the Moon.* Chicago, Ill. Univ. Chicago Press 1949.
72. Guest J. E., Greeley R. *Geologie auf dem Mond* (trans. W. V. Engelhardt), Stuttgart: Enke, p. 103, 1979.
73. Opik E. *Publ. Obs. Astron. Univ. Tartu* 28 : no. 6 (1936).
74. Wylie C. C. *Pop. Astron.* 51 : 97 (1943).
75. Roddy D. J., Pepin R. P., Merrill R. B. (eds.). *Impact and Explosion Cratering: Planetary and Terrestrial Implications.* Proc. Symp. Planetary Cratering Mechanism, Flagstaff, Ariz. 1976. Oxford: Pergamon Press 1977.
76. Knox J. B., Terhune R. W. *J. Geophys. Res.* 70(10) : 2377 (1965).
77. Vortman L. J. *J. Geophys. Res.* 73(14) : 4621 (1968).
78. White J. W. *J. Geophys. Res.* 78(35) : 8623 (1973).
79. Schmidt R. M., Holsapple K. A. *J. Geophys. Res.* 85 : 235 (1980).
80. Blake T. R., Dienes J. K. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 66(2) : 453 (1976).
81. Stoffler D., Gault D. E., Wedekind J., Polkowski G. *J. Geophys. Res.* 80(29) : 4062 (1975).
82. Carlson R. H., Jones G. D. *J. Geophys. Res.* 70(8) : 1897 (1965).
83. Guest J. E., Greeley R. *Geologie auf dem Mond* (trans. W. V. Engelhardt). Stuttgart: Enke 1979.
84. Scheidegger A. E. *Physical Aspects of Natural Catastrophes.* Amsterdam: Elsevier 1975.
85. Melosh H. J. In: *Impact and Explosion Cratering* (eds. D. J. Roddy, R. O. Pepin, R. B. Merrill). Proc. Symp. at Flagstaff, Ariz. 1976, Oxford: Pergamon Press, p. 1245, 1977.
86. Melosh H. J., McKinnon W. B. *Geophys. Res. Lett.* 5(11) : 985 (1978).
87. Barrell J. *Am. J. Sci.* 40 : 13 (1915).
88. Daly R. A. *Bull. Geol. Soc. Am.* 31 : 303 (1920).
89. Sauramo M. *Fenia* 66 : No. 2, 3 (1939).
90. Niskanen E. *Publ. Int. Isostat. Inst.* No. 6 (1939).
91. Vening Meinesz F. A. *Proc. K. Ned. Akad. Wet.* 57 : 142 (1954).
92. Burgers J. M., Colette B. J. *Proc. K. Ned. Akad. Wet.* B61 : 221 (1958).
93. Ishakov S. A., Lazarev I. G. *Dokl. Akad. Nauk USSR* 129 : 786 (1959).
94. Slichter L. B., Caputo M. J. *Geophys. Res.* 65 : 4151 (1960).
95. Nyland E. *Can. J. Earth Sci.* 10 : 1471 (1973).

96. Dewey J. F., Pitman W. C., Ryan W. B. F., Bonnin J. Bull. Geol. Soc. Am. 84 : 3137 (1973).
97. Haskell N. A. Physics 6 : 265 (1935).
98. Pettier W. R., Yuen D. A., Wu P. Geophys. Res. Lett. 7(10) : 733 (1980).
99. Scheidegger A. E. Can. J. Phys. 35 : 383 (1957).
100. Turcotte D. L. Adv. Geophys. 21 : 51 (1979).
101. Lambeck K., Nakiboglu S. M. J. Geophys. Res. 85 : 6403 (1980).
102. Scheidegger A. E. Theoretical Geomorphology, 2nd edn. Berlin—Heidelberg—New York: Springer 1970.
103. Scheidegger A. E. The Physical Aspects of Natural Catastrophes. Amsterdam: Elsevier 1975.
104. Shaw E. W. Bull. Can. Pet. Geol. 18(3) : 430 (1970).
105. Steinhauser P., Gutdeutsch R. Arch. Meteorol. Geophys. Bioklimatol. Ser. A 25 : 141 (1976).

Предметный указатель

- Абиссальная равнина 22—24
Адиабатические условия 50, 103
Активное состояние Рэнкина 136
Анатексис 110
Андезит, цикл 110
— линия 111
Андерсона теория 90, 265, 266, 326
Анизотропия сейсмических волн 85
— напряжения 85
Аномалия Буге 78
— изостатическая 78—80
— магнитная 105—108
— плотности 78
— свободного воздуха 78, 79
— силы тяжести 78
— теплового потока 216
Архипелага шлейф 21
Астеносфера, см. низкоскоростной слой
Беньюффа модель 168
Бёрча раздел 58
Бингама тело 144, 148
Брюнес—Матуяма переход 107
Будинаж 37
Буллена модель 57
Вариации, вертикальные 192
— вращения 187, 188
— магнитные 104, 105
— электрического поля 108
Вековое изменение
— магнитное 104
— полюса 196
— скорости вращения 187
Верхняя мантия 57, 59
Вздутие экваториальное 193
Вильсона цикл 24
Внешнее ядро 58, 59
Внутреннее ядро 58—60
Возраст коры 98
— определение 98
— Земли 208
— геологических эпох 10
— древних пород 10
— Солнечной системы 208
— Солнца 208
— Вселенной 208
Водород в ядре 114
Волны (упругие, сейсмичные) 48, 49, 52, 84, 85
— вязкоупругие (электромагнитные) 85
Волны — *P* 48, 49, 50, 51
— *S* 48, 49, 52, 84, 85
Волочение 193
Вращение Земли 77, 105, 106
Вулкан 39, 327, 328
Вулканизм 39, 327
Вымирание фауны 42, 233
Вязкость 138, 141, 147—149
Вязкоупругость 144, 145
Газ межзвездного облака 211
— вулканический 39, 330
Гайот 22, 25
Гамильтона динамика 185
Геодезические измерения 46
Геодинамика (определение) 7
Геоид 198, 238
Геомеханика 314
Геосинклиналь 17, 20
Геотектоника 263
Геотермальный градиент 101
Геотумор 249
Геоундации, см. Гипотеза ундаций 249
Геохимический цикл 110
Геохронологическая шкала (шкала геологического времени) 95—97
— геологический нуль 208
Гидравлический удар 86, 87
Гидростатическая нагрузка 81
Гиперболическое уравнение 134
Гипсометрическая кривая 15
Глена закон 147, 166
Глобальная энергетика 232
Глубокофокусное землетрясение 62, 108
Глубоководный желоб 222—225, 246
Гондвана 13, 213, 214
Горизонтальные движения 46
Горячие точки 41, 102, 223, 224
Гранитный слой 54, 55
Граничные явления 304
Грассгоффа число 147, 148
Грюнайзена параметр 209—211
Гриффитса гипотеза 154, 157, 292
Гука закон 125, 126
Гутенберга—Рихтера закон 72, 74
Дарси закон 140
Движение масс 309
Денудация 7
Де Ситтера модель 280, 281

- Деформации
 - гальки 286
 - землетрясения 74
 - конечные 115
 - региональные 46, 47
 - приразломные 47
 - сдвиговые 145
- Диапиры 38
- Динамика жидкостей 138
 - Максвелла 141, 142
- Динамические параметры землетрясения 70
- Диполь магнитный 104
- Дислокация 129, 154, 155
- Дисперсия 52, 53
- Дифференциация химическая 212
- Диффузия 241
- Долины 32, 93, 278
- Дополнительное напряжение 123
- Дрейф 222, 223
- Дудсона постоянная 190

- Железо (в Земле) 109, 111
- Жесткость 141, 142

- Замедление вращения 260
- Земля, внутреннее состояние 209
 - вращение 184
 - вязкость 171—176
 - магнитное поле 196
 - Максвелла постоянная 171
 - масса 77
 - момент количества движения 206
 - охлаждение 210, 211
 - плотность 77
 - приливы 169
 - происхождение 205
 - прочность 176
 - реология 169
 - состав 109
 - термичность 100
 - фигура 180
 - эволюция как планеты 208
- Земля — Луна система 187, 277
- Землетрясение 46, 48, 60, 65, 68, 292—310
 - интенсивность 63
 - магнитуда 63
 - механизм 292
 - очаг 297
 - параметры 68
 - плоскость разлома 65
 - спусковой механизм 302
 - энергия 62
- Зодиакальная прецессия 186

- Изостазия 78, 172, 175, 179, 226, 227
- Изотермический объемный модуль 209
- Изохрона 97
- Инглизса решение 128, 154

- Кальдера 330
- Капельная модель 337
- Катаклизм (звездный) 205
- Квадрупольная сила 229
 - качественный фактор (Q-фактор) 166
- Кельвина постоянная 142
- Кеплера закон 188
- Кинематика жидкостей 137
 - складчатости 280
- Кинематическая энергия (метеоритов) 334
- Кислород (в Земле) 109
- Клаузиуса—Клапейрона уравнение 295
- Колемания Чандлера 170
- Колмогорова процесс 265
- Конвекционные ячейки 147, 237
 - магнитогидродинамические 114
 - термические 147
- Конденсация газового облака 211
 - туманности 204
- Конечные деформации 115
- Конрада поверхность 54
- Континентальный
 - дрейф 7, 106, 234
 - кора 109—112
 - окраина, склон 20
 - структура 53, 54
- Концентрическая складчатость 282
- Корни гор 54
- Кора
 - геохимия 109
 - континентальная 53—55
 - океаническая 54
 - реология 115
- Кориолиса сила 204
- Кратер взрывной 333
 - вулканический 41
 - ударный 333
- Кристаллов деформация 287, 288
 - нуклеация 289
 - ориентация 289
- Критические
 - напряжение 69
 - Рейнольдса число 139
- Кулона — Мора критерий 150
- Кулона уравнение 136
- Кюри точка 105

- Лагранжа анализ движения 234
- Лейма параметры 69
- Линеамент 28
- Литосфера 162, 223
- Литосферные плиты 18, 223, 234
- Ломница закон 73, 146
- Луна 208
 - кратеры 331
 - происхождение 208

- Магма 300
 - вязкость 300

— интрузия 300
Магматический очаг 300
Магнетизм 104, 107
Магнитотеллурические исследования 108
Магнитная инверсия 107
Мгновенный полюс 196
Метаморфизм ударный 337
Метеорит 41, 332
Метеоритный удар 41
Методы конечного элемента 245
Мигматитовые, птигматитовые складки 38
Миланковича теорема 198
Модуль Юнга 126
Момент диполя 299
— сейсмический 61
Мора диаграмма 121
Мохоровичича поверхность 52

Набарро—Херринга уравнение 173
Навьё—Стокса уравнение 140
Нарастаемые окраины плит 223
Нижняя мантия 58
Низкоскоростной слой 57
Нутация (Земли) 196
Ньютонова жидкость 138

Объемные волны 49
Океан, впадина 21
Океанизация 111
Оксиды в ядре 114
Омори закон 73
Определение напряжения *in situ* 83
Ореол Мора, см. Мора диаграмма
Орогенный цикл, система 17
Основное напряжения 81
Ось будинажа 37
— диполя 105
— магнитного диполя 105
— складки 34
Ось *a* 35
Ось *b* 35
Ось *c* 35
Ось *P* 89
Ось *T* 89
Охлаждение Земли 210, 211
— литосферы 224

Палеоклимат 9
Палеомагнетизм 105
Палеостресс 90
Параметры кинематические 68
Пассивные окраины плит 21
Петроструктура (петротектоника) 36, 93, 285
Плавуемость 242
Планетологии проблемы 205
Пластичность 132, 320, 321
Плотностная диаграмма (трещин) 30, 91

Поверхностная энергия 153
Поверхностные волны 64
Поле электрическое 108
— магнитное 104
Ползучесть 165
Полюс (трещины) 29
Последнедниковое восстановление 43
Прандтля число 147
Прессия равнодействия 186
Принцип антагонизма 7
— концентрической складчатости 282
— Терцаги 123
Промежуточное землетрясение 62
Пуассона — постоянная 82

Радиоактивность 96
Радиоактивный распад 96
Рамсея гипотеза 114
Расширение, гипотеза 219
Региональная система трещин 32
Редкие явления 233
Релея
— волны 302
— число 147
Рейнольдса число 139
Реология 115, 125
Рида модель 292
Римана—Кристоффеля тензор 117
Риманова геометрия 117
Рифтинг 55

Сгущение газового облака 206
— гипотеза 206
Сдвиг 27
Сейсмичность 61
Сейсмическая деформация, высвобождение 225
Сейсмическая эффективность 70
Сейсмический очаг 65
Силл 326
Сингулярность 299
Складка 34
Скорость волн 49
— движение плит 108
— поднятия 45
— смещения полюса 197
Слой *A* 51
— *B* 51
— *C* 51
— *D* 51
— *E* 51
— *F* 51
— *G* 51
Соляные интрузии 38
— купола 38
Сопряженная система трещин 91
Спутниковая геодезия 47
Стилолиты 36
Стресс (напряжение)
— флюидный 82
— неотектонический 81

— определение 83
— падения 61
— растяжения 82—85
— релаксации 82—85
— сжатия 82—85
— скальвания 82—85
— тензор 81
— трения 270
— эффективный 82
Строение солнечной системы 205
Столбчатая отдельность 273
Столкновение звезд 206
— континентов 223
Стокса закон 139
Субдукция, зоны 223
Сходящиеся края плит 246
Тейлора неустойчивость 323
Тектоника плит 222
Тектоносфера 162
Теоретическая геоморфология (опред.) 7
— реология 125
Термичность 100
Термогидродинамика 147
Турбулентность 139

Угол дилатации 160
— трения 136
— естественного откоса 137
Униформистская эволюция 205, 233
Упругость 279
Упруго-пластичная литосфера 340
Условие непрерывности 116

Фаза сейсмическая 48
Фазовая граница 113
Фокуса глубина 62
Функция Эри 127

Центр спрединга 244—246

Частота землетрясения 61

Шида число 164

Эвстатические изменения 44
Эпицентр 60

Ядро 58
— геохимия 113
— магнитные свойства 58
— термичность 103

Содержание

Предисловие	5
1. Физикогеографические и геологические сведения о Земле	7
1.1. Введение	7
1.2. Геологическая эволюция Земли	7
1.2.1. Основные типы пород	7
1.2.2. Масштабы геологических явлений	8
1.2.3. Палеоклиматические данные	9
1.3. География континентов и океанов	12
1.3.1. Распределение в масштабах земного шара	12
1.3.2. Гипсометрическая кривая	15
1.3.3. Сравнение континентов и океанов	16
1.4. Физикогеография континентальных областей	16
1.4.1. Общие черты	16
1.4.2. Горные хребты	17
1.4.3. Окраны материков	20
1.5. Физикогеография океанических областей	21
1.5.1. Общие сведения	21
1.5.2. Абиссальные равнины	22
1.5.3. Срединно-океанические хребты	22
1.5.4. Малые формы рельефа океанических бассейнов	24
1.6. Физикогеография тектонических структур	26
1.6.1. Общие сведения	26
1.6.2. Разломы	27
1.6.3. Трещины	29
1.6.4. Распределение долин в плане	32
1.6.5. Складки	34
1.6.6. Петроструктура	36
1.7. Физикогеография некоторых локальных структур	37
1.7.1. Введение	37
1.7.2. Будинаж	37
1.7.3. Диapiры	38
1.7.4. Вулканы	39
1.7.5. Астроблемы	41
1.7.6. Послеледниковые и современные движения	43
2. Геофизические данные о Земле	48
2.1. Результаты исследования распространения сейсмических волн	48
2.1.1. Землетрясения и сейсмические волны	48
2.1.2. Разделение Земли на слои	49
2.1.3. Земная кора	52
2.1.4. Мантия	55
2.1.5. Ядро	58
2.2. Исследование очагов землетрясений	60
2.2.1. Общие сведения	60
2.2.2. Исследования сейсмичности	61
2.2.3. Изучение магнитуды и энергии землетрясений	62
2.2.4. Изучение плоскости разлома	65
2.2.5. Параметры сейсмического источника	68
2.2.6. Временная последовательность землетрясений	71
2.3. Гравитационные данные	76
2.3.1. Сила тяжести и аномалии силы тяжести	76
2.3.2. Распределение аномалий силы тяжести	78

2.4. Напряженное состояние горных пород	81
2.4.1. Общие сведения	81
2.4.2. Определение напряженного состояния	83
2.4.3. Напряжения, восстанавливаемые по гидравлической трещиноватости	86
2.4.4. Определение напряженного состояния по механизмам очагов землетрясений	88
2.4.5. Определение напряженного состояния по разломам и трещиноватости	90
2.4.6. Геоморфология и напряженное состояние	92
2.4.7. Петротектоника и тектонические напряжения	93
2.4.8. Глобальные результаты	95
2.5. Данные определения возраста	95
2.5.1. Общие сведения	95
2.5.2. Методы	96
2.5.3. Результаты радиологического датирования	98
2.6. Геотермические данные	100
2.6.1. Общие сведения	100
2.6.2. Поверхностные измерения теплового потока	100
2.6.3. Температура в недрах Земли	102
2.7. Электромагнитные явления	104
2.7.1. Магнитное поле Земли	104
2.7.2. Палеомагнетизм	105
2.7.3. Инверсии магнитного поля	107
2.7.4. Электрические эффекты	108
2.8. Геохимические данные	109
2.8.1. Общие сведения	109
2.8.2. Геохимия коры	109
2.8.3. Геохимия мантии	112
2.8.4. Геохимия ядра	113
3. Механика деформаций	115
3.1. Конечные деформации в реологических телах	115
3.1.1. Физика деформаций	115
3.1.2. Теория конечных деформаций	115
3.1.3. Неоднородные среды	122
3.1.4. Дополнительные напряжения и деформации	123
3.2. Теоретическая реология	125
3.2.1. Теория упругости бесконечно малых величин	125
3.2.2. Пластичность	132
3.2.3. Вязкие жидкости	137
3.2.4. Общие линейные реологические модели тел	140
3.2.5. Нелинейная ползучесть	145
3.2.6. Термогидродинамика	147
3.3. Физика разрушения	149
3.3.1. Основы	149
3.3.2. Феноменологические аспекты	149
3.3.3. Микроскопические аспекты разрушения	153
3.3.4. Попытки аналитического описания	158
3.3.5. Неоднородные материалы	159
3.4. Реология Земли: основная проблема геодинамики	162
3.4.1. Общие соображения	162
3.4.2. Диапазоны упругости	163
3.4.3. Диапазон затухания	164
3.4.4. Область разрушения	176
4. Геодинамические эффекты вращения Земли	180
4.1. Введение	180
4.2. Фигура Земли	180
4.2.1. Современные параметры	180
4.2.2. Упрощенная теория равновесия фигуры Земли	182
4.3. Вращение Земли	184
4.3.1. Современные явления	184

4.3.2. Прецессия	186
4.3.3. Вращение Земли в прошлом	187
4.4. Приливные явления	189
4.4.1. Приливные изменения силы тяжести	189
4.4.2. Земные приливы	191
4.4.3. Отставание по фазе	192
4.4.4. Геодинамические явления	193
4.5. Проблема стабильности оси вращения Земли	194
4.5.1. Основное содержание проблемы	194
4.5.2. Влияние циркуляции на жесткую Землю	195
4.5.3. Миграция полюсов на податливой Земле	197
4.5.4. Конвективные течения в мантии	202
4.6. Другие силы, возникающие из-за вращения Земли	202
4.6.1. Общие замечания	202
4.6.2. «Полюсобежная сила»	202
4.6.3. Силы Кориолиса	204
5. Проблемы планетологии	205
5.1. Происхождение Земли как планеты	205
5.1.1. Происхождение Вселенной	205
5.1.2. Происхождение Солнечной системы	205
5.1.3. Происхождение Луны	208
5.2. Эволюция Земли как планеты	208
5.2.1. Содержание проблемы	208
5.2.2. Теория внутреннего состояния Земли	209
5.2.3. Термальная история Земли	210
5.3. Континенты и океаны	213
5.3.1. Содержание проблемы	213
5.3.2. Образование континентов путем конвекции	213
5.3.3. Вероятность современной конвекции	215
5.4. Исторические сведения	217
5.4.1. Введение	217
5.4.2. Сжатие в тетраэдр	218
5.4.3. Образование континентов путем расширения Земли	219
6. Орогенез	222
6.1. Основные глобальные тектонические взаимоотношения	222
6.1.1. Введение	222
6.1.2. Тектоника плит	222
6.1.3. Геосинклинали	226
6.1.4. Объемные взаимоотношения в процессе орогенеза	228
6.1.5. Глобальная энергетика	232
6.1.6. Редкие события	233
6.2. Теория движения плит	234
6.2.1. Общие сведения	234
6.2.2. Проблема термальной стабильности	237
6.2.3. Конвективные течения	238
6.2.4. Мантийные струи и горячие точки	240
6.2.5. Самогенерирующие механизмы	242
6.2.6. Пассивные эффекты земной коры	245
6.3. Другие гипотезы орогенеза	248
6.3.1. Общие замечания	248
6.3.2. Теория ундаций	248
6.3.3. Контракционная гипотеза	254
6.3.4. Орогенез в гипотезе расширяющейся Земли	256
6.3.5. Мембранная тектоника	257
6.3.6. Эффекты замедления вращения и приливного изгиба	260
6.3.7. Космологические теории	261
6.4. Заключение	262
7. Геотектоника	263

7.1. Общие сведения	263
7.2. Теория структурной геологии	263
7.2.1. Введение	263
7.2.2. Теория разрыва	263
7.2.3. Складчатость	278
7.2.4. Петроструктура	285
7.3. Теория очага землетрясений	292
7.3.1. Общие замечания	292
7.3.2. Модели подготовки землетрясения	292
7.3.3. Модели очага землетрясения	297
7.3.4. Спусковой механизм землетрясений	302
7.4. Граничные явления	304
7.4.1. Введение	304
7.4.2. Стрессы вдоль неровностей поверхности	304
7.4.3. Полости и включения	311
7.5. Характерные геомеханические явления	314
7.5.1. Введение	314
7.5.2. Принцип отбора	314
7.5.3. Аналитическое и механическое моделирование	315
7.5.4. Метод конечных элементов	315
8. Теоретическое обоснование некоторых структур местного характера	317
8.1. Введение	317
8.2. Будинаж	317
8.2.1. Экспериментальный подход	317
8.2.2. Теоретический подход	318
8.2.3. Тектонические линзы	320
8.3. Теория структур протыкания	320
8.3.1. Принципы теории куполов	320
8.3.2. Гравитационная неустойчивость	321
8.3.3. Магматические интрузии	325
8.4. Теория вулканических явлений	327
8.4.1. Введение	327
8.4.2. Форма вулканов	327
8.4.3. Вулканическое тепло и орогенез	328
8.4.4. Механизм вулканических извержений	329
8.4.5. Тепловой поток и вулканические интрузии	330
8.5. Теория импактных структур	331
8.5.1. Введение	331
8.5.2. Корреляции кратеров	332
8.5.3. Механика удара	333
8.5.4. Поведение выбросов	338
8.5.5. Изменения кратеров за счет силы тяжести	338
8.6. Теории современных движений	339
8.6.1. Общие сведения	339
8.6.2. Изостатические движения	339
8.6.3. Локальные движения	340
8.6.4. Орогенические движения	340
Список литературы	341
Предметный указатель	377

4973