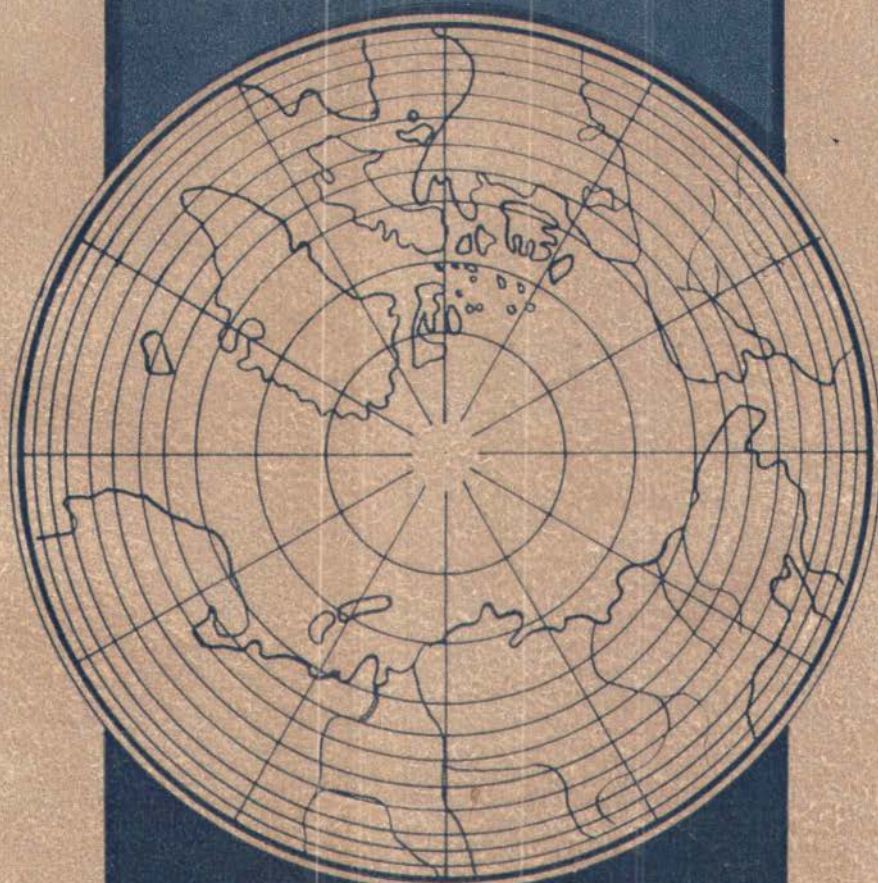


1р
есть

580

С. А. Тычков
КОНВЕКЦИЯ
В МАНТИИ
и динамика
платформенных
областей



АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ТРУДЫ ИНСТИТУТА ГЕОЛОГИИ И ГЕОФИЗИКИ

В ы п у с к 580

С. А. ТЫЧКОВ

КОНВЕКЦИЯ В МАНТИИ
И ДИНАМИКА
ПЛАТФОРМЕННЫХ ОБЛАСТЕЙ

Ответственный редактор
чл.-кор. АН СССР Э. Э. Фотиади



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
Новосибирск · 1984

Тычков С. А. Конвекция в мантии и динамика платформенных областей. — Новосибирск: Наука, 1984.

Монография посвящена важному вопросу геодинамики — воздействию мантийных процессов на структуру и динамику континентальной литосферы. В качестве ведущего процесса рассматривается тепловая конвекция в глубоких недрах Земли. Исследовано ее взаимодействие в верхней мантии с процессом пэостатического регулирования. Показано, что тепловая конвекция может обеспечить антипэостатические движения земной коры.

По геологическим данным для обширных тектонических областей (Западно-Сибирская плита, Сибирская, Русская, Африканская платформы) выделены крупные структурные формы, которые могут быть связаны с различными типами тепловой конвекции в верхней мантии.

Книга рассчитана на специалистов, занимающихся вопросами геодинамики.

Ил. 50. Табл. 1. Библиогр. 178.

Как известно, одним из ведущих направлений в международной программе «Литосфера» являются геодинамические исследования, отражающие стремление к углублению знаний о связях мантийной динамики с динамикой земной коры. В этом плане особое внимание в книге будет уделено тепловой структуре и тепловой эволюции глубинных недр нашей планеты, природе и масштабам мантийных течений, выносящих глубинный материал в кору, генерируя происходящие в ней процессы.

Монография С. А. Тычкова посвящена развитию обоснований воздействия мантийной тепловой конвекции на структуру и кинематику коры. Предполагается, что при этом особое значение имеет механизм так называемой мелкомасштабной конвекции в верхней мантии, обусловленный влиянием конвекционных течений крупного масштаба в глубоких недрах нижней мантии. Специальное внимание уделено изостатическому регулированию, ускоряющему или тормозящему воздействию мелкомасштабной конвекции в верхней мантии на континентальную кору.

Исходя из обсуждаемых гипотез о тепловой конвекции в верхней мантии в форме различного размера ячеек, с учетом проанализированной геологической информации и результатов математического моделирования глубинных процессов для некоторых областей Евразийской и Африканской платформ автор работы выделяет ряд крупных мезозойских тектонических структур, связанных с различными формами мелкомасштабной конвекции.

Э. Э. Ф о т н а д и

Как предполагают многие исследователи, структура и динамика земной коры во многом определяются процессами, происходящими в глубоких недрах Земли. Влияние таких процессов на кору выражается в изменении строения и физических свойств верхних слоев оболочки, а также во взаимодействии с литосферными механическими процессами, и в первую очередь с изостатическим регулированием. Последнее наряду с глубинными процессами играет заметную роль в тектонической жизни Земли и в значительной степени определяет ее внешний облик. Информация о нарушениях изостатического равновесия вместе с величиной теплового потока, сейсмичностью и другими характеристиками позволяет судить о степени современной тектонической активности, поскольку нарушение изостатического равновесия — это, как правило, результат действия мантийных процессов. Причем в массивной континентальной литосфере изостатические силы лимитируют их действие.

Оценка влияния мантийных процессов на структуру и динамику литосферы стала возможной благодаря полученной в последние годы обширной геофизической информации, существенно расширившей наши представления о строении и составе недр. Современные модели Земли, построенные путем обработки этой информации быстродействующими ЭВМ, позволили выделить класс возможных процессов в мантии, поскольку вариации допустимых значений важнейших физических параметров ограничиваются сейчас весьма узкими пределами. Моделирование глубинных процессов дает значения геофизических параметров, которые необходимо соотносить с наблюдаемыми геофизическими характеристиками на поверхности. Такое сравнение является основным критерием проверки возможности существования и способов воздействия мантийных процессов на литосферу.

Целью данного исследования являются оценка воздействия одного из таких процессов, а именно тепловой конвекции в верхней мантии, на структуру и динамику континентальной литосферы и выделение на этой базе генетически связанных с ним тектонических структур в некоторых платформенных областях.

В первой главе рассматриваются современные представления о конвекции в мантии, параметры мантии, влияющие на структуру и динамику этого механизма, а также попытки обнаружить про-

явление конвекции в геофизических характеристиках, наблюдаемых на поверхности.

Во второй главе прежде всего обсуждаются необходимые и достаточные условия существования тепловой конвекции в мантии. Необходимость конвективного переноса тепла в мантии базируется на современных представлениях о процессах в глубоких недрах Земли. Основным источником тепла в мантии являются физико-химические процессы на границе ядро — мантия и распад радиоактивных элементов в мантии. Указанные процессы обеспечивают в основном энергетический уровень современной тектонической активности Земли, что говорит о достаточной их интенсивности. Из работ А. Дзивонски следует, что нижняя мантия достаточно однородна, поэтому есть все основания предполагать, что перенос тепла в нижней мантии осуществляется конвективным путем. Таким образом, на подошве верхней мантии накапливается количество тепла, необходимое для возбуждения конвективных течений в ее пределах. Известно, что кондуктивные механизмы переноса тепла малоэффективны, ибо время, необходимое для выноса тепла с кровли нижней мантии на поверхность Земли, имеет порядок возраста планеты. Поэтому тепловая конвекция в верхней мантии является сейчас, по-видимому, единственным приемлемым механизмом передачи тепла из недр.

Возможность существования тепловой конвекции в верхней мантии следует из анализа физической ситуации в этой области, проведенного во второй главе. Современные представления о физических характеристиках верхней мантии, прежде всего о зависимости плотности недр от глубины, основанные в большей мере на сейсмологических наблюдениях, сконцентрированы в недавно построенных моделях Земли. В них используются данные о свободных колебаниях Земли, дисперсии скоростей поверхностных волн Рэлея и о временах пробега объемных волн. Обработка этого материала на ЭВМ позволила определить плотность слоев в Земле с точностью до 1%.

Процесс тепловой конвекции является сейчас предметом интенсивных исследований. Работы Ф. Рихтера, Дж. Уайтхеда и других позволили предположить наличие разнообразных форм, мелкомасштабной конвекции в верхней мантии, наложенных на глобальную циркуляцию, ответственную за плитные перемещения. Численными экспериментами Д. Мак-Кензи с коллегами убедительно показал, что структура конвекции во многом зависит от граничных условий. Поэтому разнообразие тектонических режимов, порождаемое глобальными процессами, приводит к существованию различных форм мелкомасштабной конвекции¹⁾ в верхней мантии.

¹⁾ Условимся на дальнейшее, что под термином «конвекция» подразумевается именно мелкомасштабная тепловая конвекция в верхней мантии. Крупномасштабная циркуляция, принимающая участие в перемещении литосферных плит, фигурирует далее под термином «глобальная конвекция».

Значимость процесса конвекции невозможно понять без представлений об истории развития Земли. Вообще, любое построение, касающееся глобальной ее эволюции и геодинамики в целом, должно в своей основе не только исходить из выбора модели протоземли, но и обязательно учитывать тепловую историю планеты, поскольку введение в рассмотрение энергетических источников и способов транспортировки энергии из недр на поверхность Земли позволяет существенно уменьшить круг возможных моделей тектонического развития Земли.

Третья глава посвящена влиянию тепловой конвекции в верхней мантии на континентальную литосферу посредством взаимодействия тепловой конвекции и горизонтального компенсационного перетекания при изостатическом регулировании, а также воздействием аномально нагретых легких масс, доставляемых к подошве литосферы восходящими конвективными потоками. Эти типы воздействия тепловой конвекции на литосферу оценены с помощью математического моделирования рассматриваемых процессов. Оказалось, что тепловая конвекция в состоянии обеспечить антиизостатические движения коры, причем в тектонически активных районах она наиболее интенсивна и замыкается в астеносфере. Масса нагретого материала увеличивает тепловой поток в литосферу, изменяет ее тепловую структуру, что приводит к подъему дневной поверхности и образованию положительных форм ее рельефа. Эффект конвекции проявляется в пространственных вариациях некоторых геофизических характеристик для ряда районов Сибири.

В четвертой главе на примере обширных континентальных областей — платформ Евразии и Африки — рассматривается вопрос обнаружения по геолого-геофизическим характеристикам тепловой конвекции в верхней мантии.

Как показали экспериментальные исследования, выполненные Ф. Рихтером с коллегами, тепловая конвекция в верхней мантии многомерна по своей природе. Под быстродвижущимися литосферными плитами устойчивой формой конвекции являются валы с осями, параллельными направлению движения плиты. По имеющимся геологическим и геофизическим данным определены периоды интенсивного перемещения наиболее крупных континентальных плит в геологическом прошлом. Анализ тектонической ситуации, существовавшей на Евразийской и Африканской литосферных плитах в эти периоды, позволил выявить структуры, генетически связанные с вторичной конвекцией (валами) в верхней мантии. При медленном дрейфе (скорость не более 1—2 см/год), как показано на примере Евразийской плиты в современный период, мелкомасштабная конвекция существует в виде изометричных в плане ячеек. В монографии приведена схема вероятного расположения таких конвективных ячеек под Сибирской платформой и Западно-Сибирской плитой, построенная на основе неотектонических данных и результатов геофизических наблюдений.

ТЕПЛОВАЯ КОНВЕКЦИЯ В МАНТИИ КАК ОДИН ИЗ МЕХАНИЗМОВ ТЕКТониКИ

Теория тепловой конвекции как механизма передачи тепла и динамики коры была введена в геологическую литературу Гопкинсом в 1839 г. [Hopkins, 1839]. В 1921 г. Булл предложил мантийную конвекцию в качестве двигательного механизма для теории континентального дрейфа Вегенера. Развивая ранее высказанные идеи, Хилз в 1934 г. допустил, что распределение континентов по поверхности Земли является скоплением континентального материала над нисходящими конвективными потоками для определенных периодов истории Земли, когда расплава в мантии было особенно много [Hills, 1934]. Пекерис в 1935 г. получил число Рэлея для мантии и пришел к выводу о том, что тепловая конвекция в недрах Земли вполне возможна [Pecoris, 1935]. Несколько позднее Чандрасекхар и Джеффрис, продолжая работать в этом направлении, решали уравнение линейной стабильности для конвекции в сферической области и установили, что вещество мантии в состоянии конвектировать, поскольку ее вязкость может быть оценена большой, но конечной величиной. Был найден минимум критического числа Рэлея, характеризующий предел стабильности как функция длины волны. Чандрасекхар [Chandrasekhar, 1953] сравнил длину волны основного решения с распределением континентов, предполагая, как и Хилз, что Земля прошла через такую фазу, когда число Рэлея становится сверхкритическим, а конечное отклонение от сферической симметрии возникло при охлаждении планеты. Работа Чандрасекхара представляет собой первую попытку соотнести количественную теорию тепловой конвекции с результатами геофизических наблюдений.

Недавно было высказано мнение, что тепловая конвекция вряд ли возможна, поскольку в верхней мантии может существовать сверхдиабатическое увеличение плотности с глубиной до 5% [Артюшков, 1979]. Однако современные геофизические данные и методы их обработки, позволяющие определять величину плотности в Земле с точностью до 1%, не обнаруживают подобного аномального повышения плотности в указанном интервале глубин [Gilbert, Dziwonski, Brune, 1973]. Сверхдиабатическая разность температур в верхней мантии до 1000—1500°C [Любимова, 1968; Магницкий, 1968] создает условия для развития конвектив-

ной нестабильности в области, где возможное отклонение от адиабатического распределения плотности составляет 2—3%.

Созданные в последнее десятилетие модели тепловой конвекции в мантии находятся в согласии с лабораторными экспериментами и подтверждаются некоторыми наблюдаемыми характеристиками спрединга [Turcotte, Oxburgh, 1967; McKenzie, 1968, Richter, Parsons, 1975].

Начиная с серии работ Ранкорна [Runcorn, 1975, 1977], были высказаны идеи о том, что тепловая конвекция могла существовать или существует и на других планетах земной группы.

Относительно тепловой конвекции в Земле можно считать, что, по-видимому, не имеется геофизических данных, за исключением движения самих плит, для объяснения которых требовалась бы конвекция. Результат наблюдений над океаническим тепловым потоком, океанической батиметрией и гравитационными аномалиями в океане лишь предполагают тепловую конвекцию. И все же трудно не согласиться с высказыванием Рихтера и Парсонса [Richter, Parsons, 1975], определяющим связь между плитными движениями и крупномасштабными движениями в мантии: «...Существование самих плит и их относительное движение есть огромное самодеказующее наблюдение крупномасштабного конвективного течения. Плиты движутся от срединно-океанических хребтов, всплывающий материал верхней мантии охлаждается и прибавляется к плитам. Образование новых плит балансируется поглощением поверхностного материала в окрестностях океанических желобов. Такая циркуляция должна быть дополнена возвратным течением от желобов к рифтам для обеспечения закона сохранения массы...».

Основная задача, которую поставила перед исследователями кинематическая теория плитных движений, состоит в том, чтобы найти распределение сил в Земле, удовлетворяющее плитным движениям или полю скоростей V . Решение силового поля будет приемлемым лишь при условии совпадения с достаточным количеством лабораторных и наблюдаемых данных. Динамические модели, решающие поставленную задачу, развиваются как полуаналитическими [Foster, 1969; Richter, 1973; Yung, 1974; Сорохтин, 1974; Жарков, 1977; Артюшков, 1979], так и численными методами [Torrance, Turcolle, 1971; McKenzie, Roberts, Weiss, 1974 и др.]. Вероятно, наиболее удачными и информативными из всех предложенных методов являются исследования, использующие полуаналитическую теорию тепловых граничных слоев [Turcotte, Oxburgh, 1967], поскольку решение задачи граничных слоев содержит преимущество аналитичности и позволяет достаточно полно определить набор количественных характеристик, которые описывает кинематическая теория. К сожалению, пока, по-видимому, нет работ по динамической теории граничных слоев с реологией, зависящей от температуры. (Последние работы [Hewitt, McKenzie, Weiss, 1980] показали, что структура теплового конвективного

течения слабо зависит от вариаций вязкости, вызванных температурными возмущениями.)

Численные динамические методы описывают в основном планформу, относительные размеры ячейки и область стабильности. Определение этих свойств требует трехмерных решений. Рассчитанные геофизические параметры не всегда совпадают с наблюдаемыми. Так, Бремакер [Bremaeker, 1977] исследовал на двумерных численных моделях поведение жидкости, реология которой зависит от температуры. Большинство рассчитанных геофизических параметров, таких как функция рельефа поверхности, вариации силы тяжести, величина скорости движения плиты, температурные характеристики, совпадало с наблюдениями. Однако полученное распределение теплового потока при движении от рифта, а также зависимость скорости движения плиты от расстояния до желоба не удовлетворяют экспериментальным данным. Неудачу с распределением теплового потока можно объяснить, видимо, тем фактом, что Бремакер исследовал двумерные модели, тогда как тепловая конвекция многомерна. Поэтому результаты моделирования крупномасштабной конвекции, ответственной за перемещения литосферных плит, полученные автором, оказались удовлетворительными только для течения этого вида. Наблюдаемое распределение и величину теплового потока в состоянии обеспечить более мелкомасштабная тепловая конвекция, вертикальные и горизонтальные размеры ячейки которой одного порядка. Однако этот вид течения не рассматривался. Численные методы требуют обширного анализа стабильности получаемых решений. Необходимо отметить также трудности в определении решений, имеющих физический смысл и некоторые неопределенности в контроле ошибок. К преимуществу численных методов следует отнести независимый ряд получаемых гидродинамических параметров, таких как размеры конвективной ячейки, предел стабильности системы, функцию тока, характеризующую вид течения, распределение температуры в ячейке и некоторые другие, которые достаточно полно описывают течение.

Представляется целесообразным, чтобы в дальнейших исследованиях численные методы, учитывающие реологические свойства реальной Земли, были максимально сближены с решениями задач граничных слоев, определяющих характеристики кинематической теории.

Основная роль в распределении сил любого предлагаемого механизма перемещения литосферных плит должна, по-видимому, отводиться силам, имеющим ненулевую радиальную компоненту. Лишь силы, действующие в вертикальном направлении, в состоянии заставить двигаться плиты, обеспечивая тем самым выполнение закона сохранения массы.

Источником такой силы, как отмечено Форсайтом и Уедой [Forsyth, Ueda, 1975], может служить «отрицательная» плавучесть наиболее древней части движущейся плиты, возникающая в результате теплового сжатия литосферы. Недавно Хагер и О'Ку-

нелл [Hager, O'Connell, 1981] более детально рассмотрели этот эффект. Остывание и увеличение мощности литосферных плит с возрастом приводят, по мнению авторов, к образованию крупномасштабных плотных неоднородностей. Последние создают горизонтальную неоднородность нагрузки на мантию, что обеспечивает плитные движения и течение в мантии. Ими были рассчитаны движущие силы плит при таких граничных условиях. Использование в качестве граничных условий наблюдаемых скоростей перемещения упругопластичных плит позволило получить решение уравнений Стокса на границе литосфера — астеносфера. Обсуждались также сопротивление мантии движению плиты и эффекты столкновения океанической и континентальной литосферных плит. Авторы пришли к выводу, что региональные плотностные аномалии ответственны за движение плит и крупномасштабную конвекцию в мантии.

Представляется, что в данной работе недостаточно четко освещен вопрос: что же первично — плотностная аномалия или циркуляция в мантии? Если аномалия, то каковы причины ее возникновения? Если принять таковой механизм движения литосферных плит, то как объяснить в рамках данной модели раскол материков около 100 млн. лет назад? По-видимому, более корректно задача должна сводиться к нахождению модели, которая получала бы распределение скоростей плитных движений как результат, а не использовала бы наблюдаемые скорости в качестве граничных условий.

Основным энергетическим источником плитных движений, по мнению многих исследователей, должна быть внутренняя энергия Земли [McKenzie, Roberts, Weiss, 1974; Артюшков, 1979].

Важная роль в вертикальном балансе сил принадлежит фазовым переходам в мантии [Shubert, Turcotte, 1971; Ringwood, 1972]. Шуберт и др. [Shubert, Yuen, Turcotte, 1975] считают, что интегральный эффект «фазовых» сил имеет погружающее направление. Однако, как замечают В. Н. Жарков и В. П. Трубицын [1980], неопределенность в наклоне кривой Клайперона, характеризующей зависимость соответствующих фазовых переходов от термодинамических параметров среды (P , T), делает точную оценку эффекта затруднительной. Из результатов, представленных Аренсом и др. [Ahhrens, Syoko, 1967], следует, что переходы на глубине 700 км имеют отрицательный наклон кривой Клапейрона. Более поздние эксперименты с использованием данных силикатных систем (Mg_2SiO_4 , $CoSiO_4$, Li_2NiF_4) указывают на положительный наклон кривой, что приводит к мантийной дестабилизации [Jackson, Liebermann, Ringwood, 1974; Liebermann, Jackson, Ringwood, 1977]. Вклад перечисленных сил в окончательный баланс пока не ясен, однако оценки, приведенные в работах [Shubert, Turcotte, 1971; Peltier, 1972; Richter, 1973], позволяют сделать вывод о дестабилизирующем эффекте экзотермического перехода. Для того чтобы утвердиться в этом предположении, необходимы дальнейшие исследования при больших давлениях и температурах.

Распределение напряжений в литосфере, наряду с другими геофизическими характеристиками, дает информацию о структуре мантийного течения. Изучение литосферных полей напряжений основано на предположении о литосфере как об упругой плите [Parsons, Molnar, 1976; Turcotte, Ahern, Bird, 1977]. Напряжения сжатия, параллельные сжимающим усилиям в тектонических структурах, указывают на рифтовые «толчки» [Sbar, Sykes, 1973], тогда как структуры растяжения демонстрируют «тягу» (например, в желобах). Однако точная интерпретация является весьма трудной из-за возможных анизотропных эффектов вертикального разламывания [Artushkov, 1973], неопределенной роли трения и хрупкопластичных разрывов в глубокой литосфере [Fridman; 1975; Anderson, Grew, 1977; Ashby, Verrall, 1977].

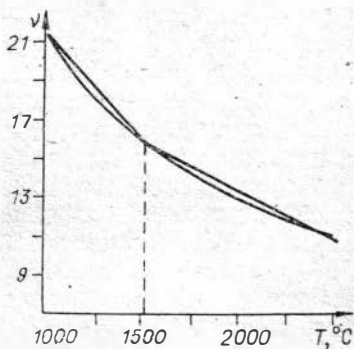
Напряжения в погружающихся участках плит определялись путем изучения сейсмофокальных механизмов. Отмечено, что при движении вдоль погружающегося участка плиты от поверхности вниз напряжения меняются: наверху — сжимающие, затем во многих случаях наблюдаются растягивающие усилия в центральной части, а на глубине около 700 км — вновь сжимающие [Isacs, Molnar, 1971].

Обычно считалось, что максимальная глубина эпицентра землетрясений составляет 700 км [Shubert, Turcotte, 1971]. Григс [Griggs, 1975] высказал предположение, что землетрясения являются результатом изменений в структуре, поскольку плита нагревается и температура достигает точки плавления. Преобладание сжимающих напряжений в погружившихся на глубину более 600 км участках плит может означать, что на глубинах 650 км существует механическая граница, связанная, вероятно, с фазовыми превращениями и препятствующая движению плиты [McKenzie, Weiss, 1975]. Однако из сейсмических данных, опубликованных Джорданом и Лином в 1974 г. [Jordan, Lynn, 1974], можно сделать предположение о том, что под бассейном Карибского моря существуют высокоскоростные аномалии в интервале глубин 600—1400 км. Ингдал [Engdahl, 1975] в 1975 г. представил телесеismicкие разности времен пробега P -волн в районе дуги Тонга — Фиджи, которые также указывают на скоростную аномалию глубже 700 км в погружившейся плите. Наличие подобных нижнемантийных скоростных неоднородностей может ассоциироваться с погружением плиты более чем на 700 км и свидетельствовать о присутствии общемантийной конвекции [Davies, 1977]. Оценка эффекта сжимаемости вязкой жидкости на больших глубинах [Jarvis, McKenzie, 1980] показала, что для P — T -условий в нижней мантии невозможно длительное существование ячейки, вертикальный размер которой составляет более 500—600 км. При введении в рассмотрение сжимаемости ячейка, пронизывающая всю мантию, распадается на три-четыре изометричные ячейки с характерным размером в 500 км. Эти результаты говорят в пользу отдельной или слоистой глобальной конвекции в верхней и отдельно в нижней мантии.

Поскольку движение плит определяется горизонтальным мантийным течением, за исключением окраин ячеек, соответствующих рифтам и океаническим желобам, можно говорить о второй более мелкой конвекции, возможность существования которой впервые обсуждал Рихтер в 1973 г. [Richter, 1973]. Эта идея была выдвинута для объяснения наблюдаемого на поверхности континентов и в океанах примерно равного теплового потока. Мелкомасштабная конвективная ячейка имеет изометричную структуру по глубине $L/d \sim 1$, где L — горизонтальный, а d — вертикальный размеры ячейки. Причем глубина конвектирующей области, как показали Б. И. Биргер и С. Г. Шлесберг [Биргер, Шлесберг, 1977], а также Дэвис [Davies, 1977], может составлять и 400, и 700 км в зависимости от реологической обстановки в верхней мантии. Горизонтальный размер крупномасштабной тепловой ячейки, принимающей участие в движении плит, порядка размера плиты. Подобное увеличение горизонтального размера может происходить как за счет изменения верхнего граничного условия плитой, представляющей собой термозащитный слой [Ringwood, Major, 1970], так и вследствие вариации вязкости верхней мантии по глубине.

Лабораторные и теоретические исследования мелкомасштабной тепловой конвекции позволили сделать вывод о том, что преобладающая платформа такого типа конвекции под движущейся плитой — валы с осью, параллельной направлению движения плиты [Richter, 1973; Richter, Parsons, 1975]. Однако данные лабораторных экспериментов следует рассматривать скорее всего как качественные результаты. Основная причина такого подхода заключается в неадекватности термореологических свойств мантии и исследуемой жидкости.

Оценки, проведенные Вайтхедом [Whitehead, 1976], позволяют заключить, что зависящее от времени течение типа валов допустимо при мантийных числах Рэлея. Если это так, то вполне возможны узкие восходящие потоки, не связанные между собой.

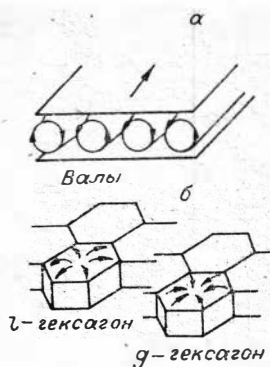


Р и с 1. Зависимость вязкости вещества η недр от температуры ($\eta = 10^9$ П).

Подобный вид течения может обеспечить сильная зависимость вязкости от температуры. Как следует из вида кривой $\eta(T)$ [McKenzie, Weiss, 1975], можно выделить две области, имеющие различный наклон кривой $\eta(T)$: первая область температур с $T < 1600^\circ\text{C}$ и другая при $T > 1600^\circ\text{C}$. Высокотемпературная область отмечена более слабой зависимостью вязкости от температуры. Жидкость с примерно таким же наклоном кривой $\eta(T)$ была использована в экспериментах, поставленных Ф. Рихтером в 1978 г. [Richter, 1978] (рис. 1). Вполне вероятно, что низкотемпе-

Р и с 2. Типы мелкомасштабной конвекции в верхней мантии.

а — валы под интенсивно движущейся плитой (направление движения плиты показано стрелкой); б — изометрические в плане конвективные ячейки. *l*-гексагон: структура с восходящим центральным потоком, «слабая» зависимость $\eta(T)$ (при $T > 1600^\circ\text{C}$, рис. 1); *g*-гексагон: структура с центральным нисходящим потоком, «сильная» зависимость $\eta(T)$ (при $T < 1500^\circ\text{C}$, рис. 1).

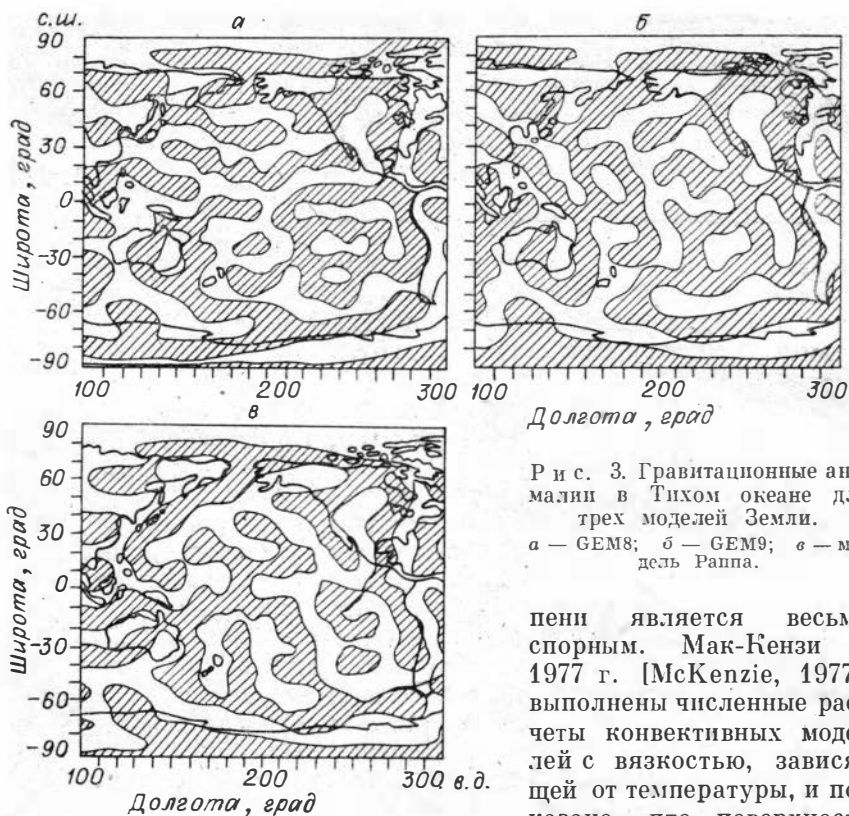


ратурная область соответствует *g*-гексагональному типу структуры ячейки, характерному для жидкости с сильной зависимостью вязкости от температуры, а *l*-гексагональный тип отвечает области $T > 1600^\circ\text{C}$ (рис. 2). Изучение представленных моделей тепловой конвекции позволяет сделать вывод о том, что конвекция в мантии многомерна по своей природе.

Эффект теплового расширения вещества, свойственный конвективным движениям, означает присутствие латеральных плотностных неоднородностей и связанных с ними гравитационных аномалий. Структуры конвективных течений в мантии могут изменять регулярную схему наблюдаемого гравитационного поля. Восходящие и нисходящие конвективные мелкомасштабные потоки в состоянии деформировать литосферные плиты, что дает возможность поиска признаков воздействия подобных течений в рельефе или батиметрии. До настоящего времени работы в этом направлении велись только в океанических районах.

Экспериментальные данные [Richter, Parsons, 1975] показывают, что валы мелкомасштабной тепловой конвекции протягиваются в направлении движения плиты и наиболее выражены там, где плитные скорости высоки. Наиболее быстродвижущейся плитой является плита Тихого океана (до 10 см/год). Поэтому в данном районе были предприняты попытки найти геофизические доказательства существования мелкомасштабной конвекции [Marsh, Marsh, 1976]. Эффекты мантийного течения в гравитационном поле весьма неопределенны, поскольку неясен вклад в гравитационное поле плотности аномалии течения и аномалии, ассоциирующейся с деформацией литосферы [McKenzie, 1977]. Тем не менее ожидалось присутствие периодической структуры линейных гравитационных аномалий с максимальной амплитудой в 10 мгал.

На рис. 3 показаны гравитационные аномалии в Тихом океане с 13-й по 22-ю гармоники для трех гравитационных моделей Земли, полученных по данным [Marsh, Marsh, 1976; Phillips, Irvins, 1979]. Периодические структуры (рис. 4) весьма слабые. По-видимому, разрешающая способность спутниковых данных не позволяет пока надежно выделять мелкомасштабные структуры. Подтверждением этого высказывания служит рис. 4, где оценивается точность получения гармоник для различных моделей гравитационного поля Земли. Ясно, что вопрос использования гармоник выше 10-й сте-

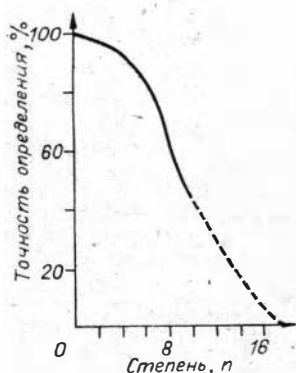


Р и с. 3. Гравитационные аномалии в Тихом океане для трех моделей Земли.
 а — GEM8; б — GEM9; в — модель Раппа.

пени является весьма спорным. Мак-Кензи в 1977 г. [McKenzie, 1977] выполнены численные расчеты конвективных моделей с вязкостью, зависящей от температуры, и показано, что поверхностные деформации и гравитационные аномалии могут быть положительными, отрицательными и неопределенными над восходящими потоками конвективного течения.

Исходя из этих результатов можно заключить, что, по-видимому, не представляется возможным найти прямые признаки конвективных течений, используя лишь аномалии гравитационного поля без привлечения данных других геофизических исследований [Phillips, Irwins, 1979].

Многие исследователи [Anderson, McKenzie, 1973; Sclater, Lawver, Parsons, 1975; Watts, 1976] пытались найти корреляцию между наблюдаемыми гравитационными аномалиями Δg и батиметрией Δh в океанах. Наиболее полный обзор в этом направлении дан Кора-



Р и с. 4. Точность определения гармоник гравитационного поля по спутниковым данным в зависимости от степени гармоника [Khan, 1976].

ном и Тальвани [Cohran, Talwani, 1977]. Авторы пришли к заключению, что выраженная корреляция $\Delta g - \Delta h$ в основном отсутствует. Немаловажную роль здесь, вероятно, сыграла недостаточная разрешающая способность данных, используемых в гравиационных моделях Земли. Необходимо отметить, что для некоторых районов результат оказался положительным. Выраженная корреляция $\Delta g - \Delta h$ имела место вдали от рифта в районах, ассоциирующихся с активными и скрытыми регионами внутриплитного вулканизма: Азорские и Канарские острова, а также район Гавайских островов.

Выше обсуждались движения веществ в недрах, причиной которых являются температурные возмущения. Вместе с тем существуют динамические модели, в которых движения вещества мантии поддерживаются иными источниками. Речь идет о плотностной конвекции, возникающей в результате разделения первичного вещества на легкую дифференцианту, поднимающуюся вверх, и тяжелую, погружающуюся в ядро. Такой тип конвекции является двигателем механизмом в модели глобальной эволюции Земли, предложенной О. Г. Сорохтиным [1974].

Любая модель Земли обязательно должна объяснять те немногие факты, которые относятся к тектонической обстановке и состоянию недр Земли на ранней стадии ее развития. Это касается данных о том, что около 3 млрд. лет назад Земля имела магнитное поле, следовательно, ядро нашей планеты уже в то время было близко по своему размеру к современному. Интенсивная складчатость архейских пород и очень сильный магматизм в раннем докембрии свидетельствуют о том, что тектоническая активность²⁾ в то время была значительно выше последующих эпох.

Приведенные факты, к сожалению, не находят должного объяснения в исследованиях О. Г. Сорохтина. Вызывает сомнение также правомочность некоторых физических оценок обсуждаемого процесса с использованием гидродинамических представлений. Это прежде всего относится к применяемому в работе критерию стабильности системы, который является одним из наиболее важных параметров любой модели. При тепловой конвекции, как известно, конвекция развивается при $R > R_{кр}$, где $R_{кр}$ — критическое число Рэлея, равное постоянной при данных физических условиях. Конвекция в слое, подогреваемом снизу, начинается тогда, когда освобождение потенциальной энергии в единицу времени превосходит потери энергии при вязкой диссипации. Отношение этих величин дает постоянную величину, которая определяется из решения системы уравнений, описывающих движение жидкости. В случае плотностной конвекции, принятой О. Г. Сорохтиным, R не известно и его следует найти, решая уравнения Навье — Стокса (некоторые члены в них должны быть изменены

²⁾ Под тектонической активностью планеты в целом здесь понимается одновременная (в пределах одной эпохи) распространенность процессов интенсивной складчатости и магматизма.

согласно физике явлений). Поэтому сравнение R для плотностной конвекции с $R_{кр}$ из теории тепловой конвекции вряд ли оправдано.

В тепловой конвекции нисходящий поток организуется путем остывания поднявшегося разогретого и менее плотного вещества до тех пор, пока его плотность окажется больше плотности окружающего вещества. В модели О. Г. Сорохтина фактора, заставляющего вещество погружаться, нет. В этой связи представляется более приемлемой модель Е. В. Артюшкова, в которой легкая дифференцианта, поднявшаяся с ядро-мантийной границы, остается на уровне астеносферы и ячеек плотностной конвекции не образуются.

Другой формой конвективных течений, возбуждаемых не традиционным способом (подогрев снизу), является так называемая индуцированная конвекция. Впервые в геологическое рассмотрение такой механизм ввел, по-видимому, Кариг в 1971 г. [Karig, 1971] для объяснения спрединга в тылу островных дуг западной части Тихого океана. Конвекция в данном случае поддерживается нисходящим потоком глобальной циркуляции в районе островной дуги посредством вязкого сцепления материала мантии, увлекая таким образом окружающее вещество вниз. На некотором удалении (для Филиппинского моря это первые сотни километров) возникает восходящий поток, поставляющий горячий материал к подошве коры, что приводит к спредингу дна некоторых окраинных морей. Погружение холодной океанической плиты в верхнюю мантию создает региональные тепловые аномалии, а следовательно, способствует возбуждению конвективных движений [Rabinowicz, Lado, 1980].

На современном этапе развития нашей планеты материка тяготеют к нисходящим потокам глобальной конвекции. Поэтому области современной тектонической активизации континентов, такие как оз. Байкал, Африканский рифт, Бразильское нагорье, Аппалачи и некоторые другие, могут быть обусловлены существованием индуцированной конвекции и региональных тепловых аномалий в верхней мантии.

Попытки найти геолого-геофизическое подтверждение тепловой конвекции в верхней мантии проводились в океанических районах, отличающихся более простым строением коры и монотонностью характеристик по сравнению с материками. В данной работе автор пытался найти структуры тектонически спокойных континентальных областей, которые могли быть следствием действия различных форм тепловой конвекции в верхней мантии. Предпочтение отдано материкам, потому что имеется информация о действии мантийных процессов на литосферу в течение длительного времени (интегральный эффект), а также из-за более детальной геологической и геофизической изученности этих областей по сравнению с океаническим дном.

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ВЕРХНЕЙ МАНТИИ

Процессы в мантии обусловлены прежде всего физическими свойствами и энергетическими ресурсами Земли. Основным источником информации о физических характеристиках недр являются данные об изменении скоростей сейсмических волн с глубиной. Если ранее скоростные разрезы и распределения плотности в Земле были результатом анализа лишь годографов объемных волн, то сейчас при построении моделей Земли используются также данные по дисперсии скоростей поверхностных волн и по свободным колебаниям, что позволило существенно повысить точность определения физических параметров мантии.

§ 1. СТРУКТУРА ВЕРХНЕЙ МАНТИИ ПО СЕЙСМИЧЕСКИМ ДАННЫМ

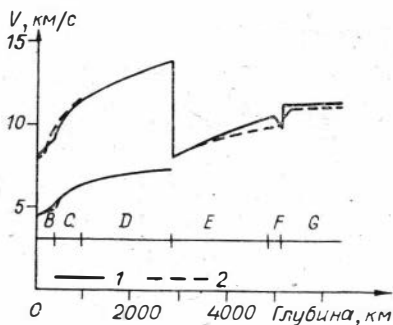
Построение годографов объемных волн имеет длительную историю следовавших друг за другом приближений, точность которых увеличивалась.

В 1931 г. Джеффрис исправил ранее построенные годографы, а через четыре года совместно с Булленом он создал первый вариант таблиц Джеффриса — Буллена. Затем они были усовершенствованы и опубликованы в 1940 г. В них приводились времена пробега не только для P - и S -волн, но и для отраженных и преломленных фаз. С помощью таких годографов появилась возможность рассчитать скорости P - и S -волн на любой глубине внутри Земли.

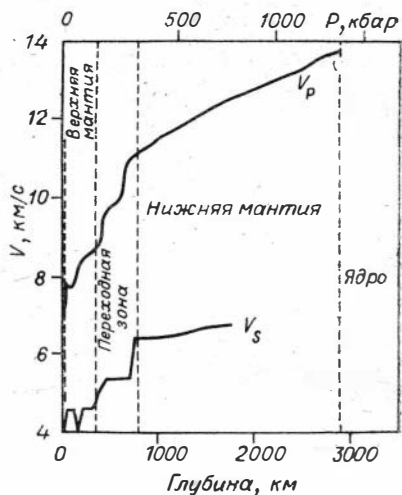
На рис. 5 показан общий характер зависимости скорости сейсмических волн от глубины по Джеффрису и Гутенбергу. В 1940—1942 гг. Буллен разделил Землю на ряд слоев, представленных на рис. 5 буквами B , C , D , E , F , G , построив первую современную модель Земли — модель A' .

Усовершенствование процесса регистрации прихода сейсмических волн и использование сильных искусственных взрывов привели к исправлению таблиц Джеффриса — Буллена [Hergin, 1968] и выявлению более «тонких» особенностей, преимущественно в верхней мантии (рис. 6).

В последнее время объемные сейсмические волны изучаются с помощью сейсмических профилей, вдоль которых расположено большое число сейсмографов. Такой профиль обеспечивает значительно большую чувствительность при выделении полезного сигнала по сравнению с сейсмоприемником. В качестве примера подобных исследований могут быть взяты: профиль SNE [Hurtig, Grässl, Oesberg, 1979] (рис. 7), пересекающий Восточно-Европей-



Р и с. 5. Зависимость скоростей P - и S -волн от глубины. 1 — по Джеффрису; 2 — по Гутенбергу.



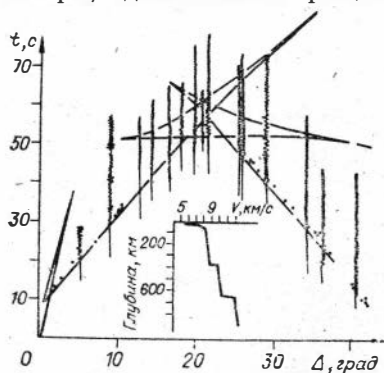
Р и с. 6. Распределение скоростей сейсмических волн в мантии. P — волны по Дюпойсу; S — волны по Нетти.

скую платформу в северо-восточном направлении; профиль MA [Masse, Alexander, 1974] и профиль KCA [King, Calcagnile, 1976] (рис. 8). Полученные различными авторами зависимости скоростей P -волн весьма похожи, и поэтому их можно считать реалистичными для верхней мантии под Восточно-Европейской платформой.

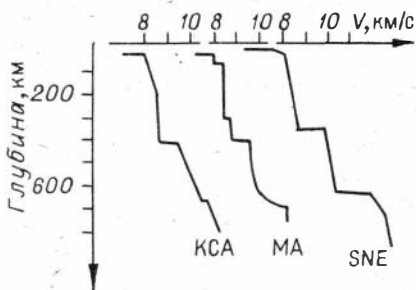
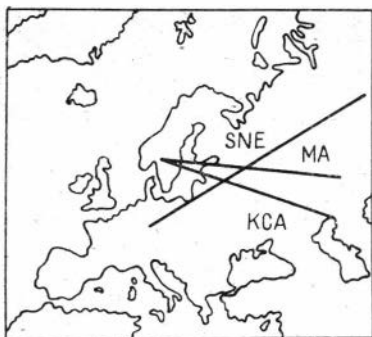
На всех графиках видны два скачка скорости: первый — в интервале глубин 400—500 км, где скорость резко возрастает до 9,5 км/с, а второй — на глубинах 600—700 км с увеличением скорости P -волн до 10,5—10,7 км/с. Подобное распределение скоростей хорошо совпадает с результатами, полученными в Канаде и США [Helmberger, Wiggins, 1971].

Поскольку физические параметры Земли изменяются непрерывно и монотонно в некотором интервале глубин, а количество сведений ограничено, обратная задача — нахождение скоростей сейсмических волн по временам их пробега — не имеет, вообще говоря, единственного решения. Чтобы исследовать природу не-

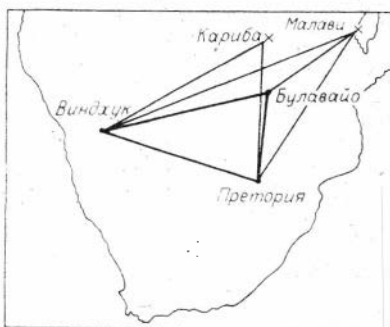
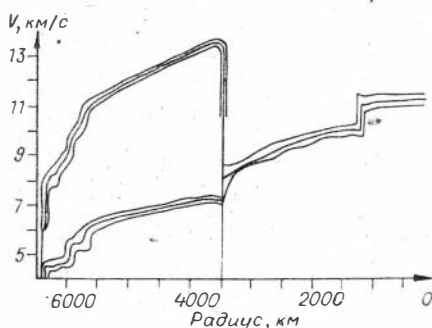
однозначности при интерпретации данных по объемным волнам, Виггинс [Wiggins, 1969] использовал метод Монте-Карло. На рис. 9 представлены интервалы неопределенности значений скоростей P волн в верхней мантии по результатам наблюдений за объем-



Р и с. 7. Годограф объемных волн и зависимость скорости волн от глубины для профиля SNE [Hurtig, Grässl, Oesberg, 1979].

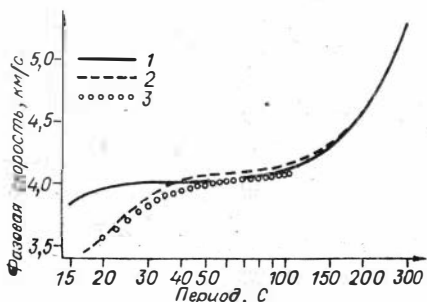


Р и с. 8. Положение сейсмических профилей и распределение скоростей сейсмических волн под Восточно-Европейской платформой [Hurtig, Grassl, Oesberg, 1979; King, Calcagnile, 1976; Masse, Alexander, 1974].

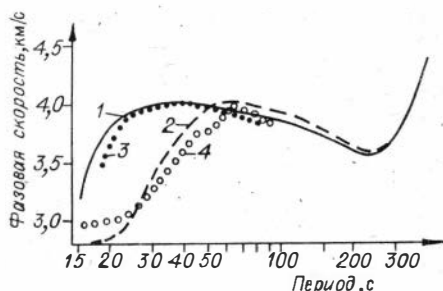


Р и с. 9. Интервал вариаций скоростей сейсмических волн для всех возможных моделей Земли, полученных по объемным волнам [Wiggins, 1969].

Р и с. 10. Схема Южной Африки, показывающая положение сейсмических станций и источников возбуждения сейсмических волн.



Р и с. 11. Сравнение фазовых скоростей волн Рэлея, полученных по наблюдениям на континентах (3), со скоростями, рассчитанными по континентальной модели РЕМ-С (2), и океанической РЕМ-О (1) [Dziewonski, Hales, Lapwood, 1975].



Р и с. 12. Сравнение фазовых скоростей волн Рэлея, полученных по наблюдениям в океанах (3) и на континентах (4), со скоростями волн Рэлея, рассчитанными по моделям РЕМ-О (1) и РЕМ-С (2) [Dziewonski, Hales, Lapwood, 1975].

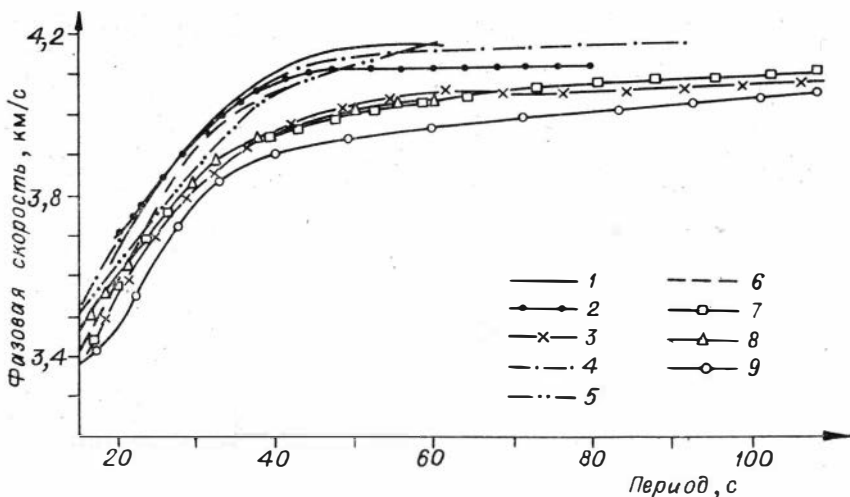
ными волнами, которые были получены в Сейсмологической лаборатории штата Аризона (США). Разброс значений скорости P -волн составляет в среднем 0,27 км/с, или 3%.

Наряду с объемными сейсмическими волнами при построении моделей Земли используются данные о поверхностных волнах. Как и объемные, они также бывают двух типов: волны Рэлея и волны Лява. Теоретически эти волны были изучены Рэлеем в 1885 г. и Лявом в 1911 г. На сейсмограммах они были выделены в конце прошлого века. В поверхностных волнах величина смещения максимальна на поверхности и затем экспоненциально убывает с ростом глубины. Поэтому методом поверхностных волн можно исследовать слои Земли глубиной лишь в сотни километров. Причем если скорости объемных волн почти не зависят от частоты, то скорости поверхностных волн обнаруживают заметную дисперсию. Изучение наружных слоев Земли (верхней мантии) основано на сравнении теоретически рассчитанных дисперсных кривых для некоторых пробных моделей данного региона с полученными из наблюдений дисперсионными кривыми поверхностных волн. Метод поверхностных волн как действенное средство исследования верхней мантии Земли был развит Прессом и Юингом в середине 50-х годов.

Блох, Халес и Ландисман [Bloch, Hales, Landisman, 1969], используя поверхностные волны, возникающие при землетрясениях в районе искусственного оз. Кариба для изучения структуры коры и верхней мантии Южной Африки (рис. 10), сравнил полученные результаты с данными по изучению поверхностных волн для некоторых тектонически стабильных районов мира. Необходимо отметить, что как фазовые, так и групповые скорости Рэлея с периодами в интервале 15—50 с для океанических структур, где вязкость верхней мантии понижена по сравнению с континентальными районами, существенно выше (~на 25% для групповых скоростей и на 10% для фазовых) скоростей Рэлея для континентов (рис. 11, 12).

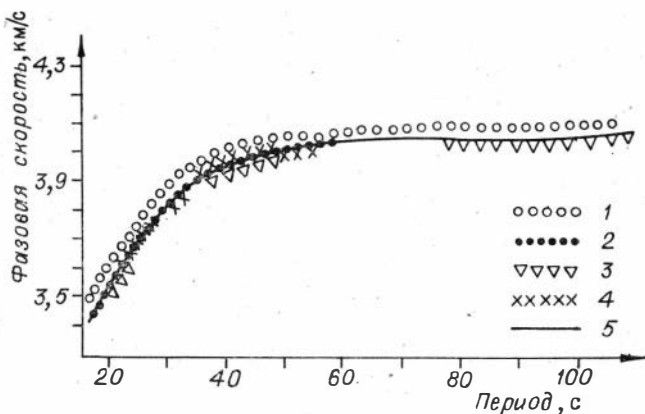
Как показали исследования [Bloch, Hales, Landisman, 1969], дисперсия скоростей групповых волн более чувствительна к изменению физических свойств мантии, чем дисперсия фазовых скоростей волн Рэлея. При сравнении с другими районами земного шара было выяснено, что центральная область Соединенных Штатов, Восточная Австралия и западная часть Южной Африки имеют очень похожие фазовые скорости волн Рэлея, которые несколько ниже скоростей, характерных для щитов (рис. 13).

На рис. 14 представлены дисперсионные кривые фазовых скоростей волн Рэлея для различных профилей, полученных на одних и тех же приборах, причем возбуждение поверхностных волн (землетрясения у оз. Кариба) осуществлялось в одном и том же районе в течение 1963—1965 гг. Разброс кривых показывает, что точность наблюдений $\delta = \pm 0,035$ км/с. По этим данным была построена модель для распределения скорости S -волн с глубиной (рис. 15), а также модель AF — средняя для всей Африки, доста-



Р и с. 13. Сравнение фазовых скоростей для различных районов мира [Bloch, Hales, Landisman, 1969].

1 — характерная дисперсионная кривая; 2 — профиль Претория — Булавайо (П—Б) (см. рис. 10); 3 — профиль Претория — Виндхук (П—В), Булавайо — Виндхук (Б—В); 4 — Канадский щит; 5 — Балтийский щит; 6 — Индийский щит; 7 — Австралия; 8 — центр США; 9 — типичная континентальная кривая.



Р и с. 14. Фазовые скорости для профилей, указанных на рис. 10. 1 — П—В, март 1963 г.; 2 — П—В, декабрь 1965 г.; 3 — П—В, март 1963 г.; 4 — Б—В, ноябрь, 1964 г.; 5 — модель П—В, Б—В.

точно хорошо согласующаяся с наблюдаемыми характеристиками волн Рэля (рис. 16).

Изучение групповых и фазовых скоростей волн Рэля показывает, что на востоке Африки (восточнее линии Претория — Булавайо) они несколько выше, чем на западе. Это свидетельствует о возможно более сильном разогреве недр Восточной Африки, связанным с процессами рифтогенеза. При сравнении с другими районами земного шара, в частности с Азиатским континентом,

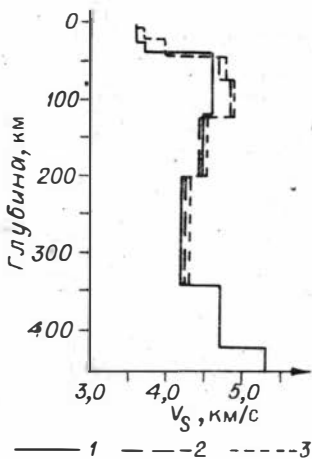


Рис. 15. Зависимость скорости S -волн V_S от глубины, построенная по данным наблюдений за поверхностными волнами в Южной Африке.

1 — модель по профилям П—В, Б—В; 2 — модель по профилю П—Б; 3 — усредненная модель.

Рис. 16. Распределение скоростей S -волн V_S с глубиной для усредненной модели АФ(а) и сравнение дисперсионных кривых, полученных по этой модели и по наблюдениям в Африке (б).

1 — данные наблюдений; 2 — модель.

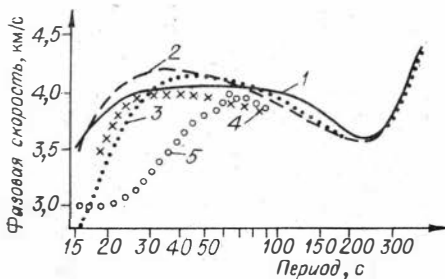
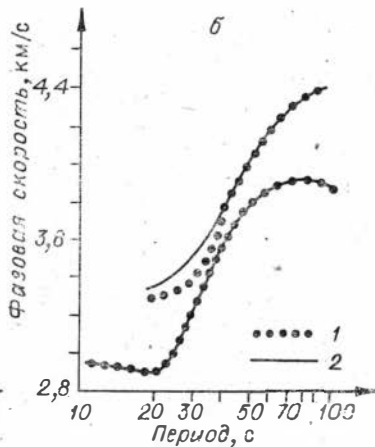
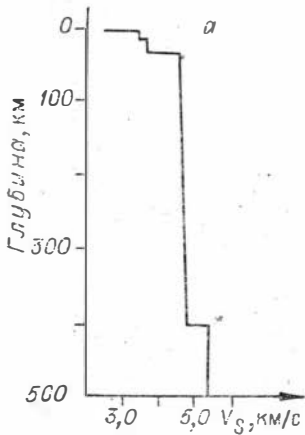


Рис. 17. Дисперсионные кривые фазовых скоростей волн Рэлея, рассчитанные по некоторым моделям, и их сравнение с типичными наблюдаемыми дисперсионными кривыми.

1 — модель НВ [Haddon, Bullen, 1969]; 2 — модель 5·08М; 3 — модель В1 [Jordan, Anderson, 1974]; 4 — наблюдения в океанах; 5 — наблюдения на континентах [Dziewonski, Hales, Larwood, 1975].

обнаружено, что скорости волн Рэлея в Азии более чем на 6% ниже, чем в Африке, что говорит о более сильном глобальном разогреве верхней мантии под Африканским континентом. Объяснить этот факт можно тем, что интенсивные горизонтальные перемеще-

ния Африканской плиты происходили, как это будет показано ниже, значительно позже Евразийской.

Теория сейсмических волн рассматривает вынужденные колебания Земли в виде распространяющихся возмущений, действующих на относительно небольшую часть объема недр, а теория собственных колебаний — как нормальные моды колебаний (свободные колебания), основные тона которых действуют на относительно большую часть объема Земли. Приближение волновой теории используется для коротких периодов (не более 3 мин), тогда как приближение свободных колебаний применяют для более длинных периодов.

Существует два основных типа свободных колебаний. Первый — это тороидальные колебания, при которых дилатация всюду равна нулю и отсутствует радиальная компонента смещения. Следовательно, возмущений гравитационного поля не происходит. Крутильные колебания не могут быть зарегистрированы гравиметрами. Сфероидальные колебания, относящиеся ко второму типу, являются более сложными и включают как радиальные смещения, так и крутильные движения.

Деформация поверхности Земли лучше всего описывается гармоническими сферическими функциями $P_n^m(\cos \Theta) \frac{\cos m\varphi}{\sin m\varphi}$, где $P_n^m(\cos \Theta)$ — присоединенные функции Лежандра, а Θ , φ — дополнение географической широты и долготы. Каждый класс колебаний характеризуется порядком m и степенью n рассматриваемой сферической гармонии, а также числом узловых поверхностей в радиальном направлении.

Несмотря на то, что задача о собственных колебаниях упругой сферы ставилась более ста лет назад, расчеты для моделей реальной Земли были выполнены лишь недавно [Landisman, Sao, Nafe, 1965], поскольку такие расчеты невозможны без помощи современных вычислительных машин. Свободные колебания, возбужденные сильными землетрясениями, длятся несколько суток, но амплитуда их уменьшается, так как Земля не является идеально упругим телом. Затухание каждой моды дает информацию об отклонениях от идеальной упругости недр Земли.

Довольно позднее развитие и применение теории собственных колебаний вызваны тем, что лишь недавно удалось получить записи движений с периодом более 3 мин. Первые детальные измерения собственных колебаний были выполнены при Чилийском землетрясении в 1960 г., а дополнительные результаты были получены при сильнейшем землетрясении 28 марта 1964 г. на Аляске. Ландисман [Landisman, Sao, Nafe, 1965], используя эти данные, построил ряд моделей Земли. Особенностью полученных моделей было постоянство плотности в интервале от 1600 до 2800 км. Однако в моделях Хеддона и Буллена (НВ) [Haddon, Bullen, 1969], основанных на тех же данных об осцилляциях Земли, этот недостаток был устранен. Поскольку нас интересует строение верхней

мантии, то уместно привести результаты проверки моделей НВ: 5·08 М [Kanamory, Press, 1970], В1 [Jordan; Anderson, 1974], выполненной Дзивонски и др. [Dziewonski, Hales, Lapwood, 1975]. Этими авторами были построены дисперсионные кривые фазовых скоростей волн Рэлея на основе данных из указанных моделей (рис. 17). При сравнении их с наблюдаемыми дисперсионными кривыми оказалось, что перечисленные модели представляют скорее океаническую верхнюю мантию, нежели континентальную. По этой причине указанные модели не будут включены в наше рассмотрение.

Информация о собственных колебаниях Земли очень важна не только потому, что величина их периодов зависит от распределения плотности, но и вследствие присущего собственным колебаниям свойства усреднять горизонтальные неоднородности в строении Земли. Метод нормальных мод дает полную информацию о свойствах сферически-симметричной усредненной Земли; при этом нет необходимости вводить поправки на влияние источника и стационарные поправки. Благодаря указанному свойству данные по нормальным модам можно использовать в качестве эталонных при построении модели Земли. Сведения по собственным колебаниям сужают интервал неопределенности в моделях плотности и содержат больше информации о распределении скоростей сейсмических волн, чем времена пробега объемных волн.

Благодаря большой длине волны нормальных мод присущие им частоты, по-видимому, более тесно связаны со свойствами радиально-стратифицированной «усредненной» модели Земли, чем данные по временам пробега сейсмических волн, получаемые почти исключительно из наблюдений на суше. Разрешающая способность метода собственных колебаний позволяет определить средние значения сейсмических скоростей и плотности в мантии с точностью до 1% при интервале усреднения 200 км [Gilbert, Dziewonski, Brune, 1973]. Современные модели Земли строятся с учетом годографов объемных волн, дисперсионным кривым поверхностных волн и собственным колебаниям. Некоторые из таких моделей будут обсуждаться ниже.

§ 2. ПЛОТНОСТНАЯ МОДЕЛЬ ВЕРХНЕЙ МАНТИИ

Получение плотностных разрезов основывается на соотношении скорости упругих волн и плотности вещества. Одним из первых такое соотношение установил Берч [Berch, 1961], который предположил, что между скоростью и плотностью должна существовать единая зависимость, невзирая на то, изменяется ли плотность в результате изменений кристаллической структуры, давление или температура. Он вывел линейное соотношение между плотностью и скоростью продольных волн для силикатов и окислов с примерно одинаковым содержанием железа:

$$\rho = a(\bar{m}) + bV_P, \quad (1)$$

где \bar{m} — средняя атомная масса. Исходное предположение Берча было проверено с помощью экспериментов, использующих ультразвук.

Чанг [Chung, 1974] показал, что степенной закон описывает соотношение между плотностью и скоростью для полученных при высоком давлении соединений лучше, чем закон Берча. Однако V_p вполне линейно зависит от плотности в очень широких пределах изменения плотности для веществ с низкой средней атомной массой, причем линейность сохраняется даже при фазовых переходах в пределах твердой фазы. С другой стороны, для веществ с более высокой средней атомной массой линейность проявляется слабо. Позднее Шенкленд и Чанг [Shankland, Chung, 1974] получили уравнение со степенной зависимостью V_p от \bar{m} и ρ :

$$V_b = B\rho^\lambda(\bar{m}_0/\bar{m})^{[1/2+\lambda(1-c)]}, \quad (2)$$

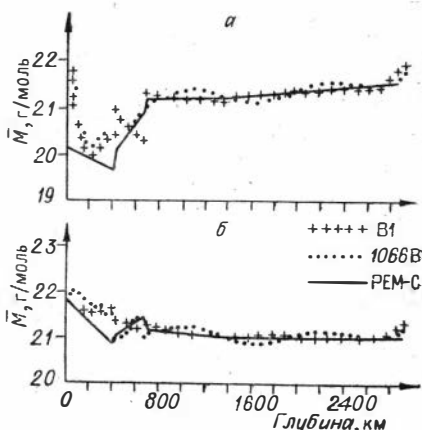
где B — эмпирический параметр; $V_b = (V_p^2 - (3/4)V_S^2)^{1/2}$ — скорость звука; $\bar{m}_0 = 20,2$ — средний атомный вес вещества, для которого существуют надежные упругие параметры; $\lambda = \gamma - 1/3$, γ — параметр Грюнайзена; $c = \text{const}$, зависящая от молярного объема и кристаллической структуры вещества. Линейное соотношение Берча может быть выведено из (2) как частный случай.

Батт, Шенкленд и Мао [Watt, Shankland, Mao, 1975], используя зависимость (V_p, ρ) , где учитывался коэффициент Пуассона σ

$$V_p = -1,84 + 7,51\sigma + 1,98\rho, \quad (3)$$

пересчитали некоторые модели Земли и получили профили среднего атомного веса (рис. 18), из которых следует, что средний атомный вес вещества недр незначительно колеблется у отметки 21, причем фазовые переходы на глубине 400 и 670 км практически не изменяют этой величины.

Подобные исследования существенно расширили область допустимых значений физических параметров Земли. Поэтому во второй половине 60-х годов появляются модели Земли, основанные на комплексном подходе к интерпретации геофизических данных, обрабатываемых быстродействующими ЭВМ.



Р и с. 18. Профили среднего атомного веса \bar{M} , полученные по данным различных моделей.

а — инверсия с применением степенной зависимости [Shankland, Chung, 1974]
 б — инверсия, использующая зависимость $V(\rho)$ с коэффициентом Пуассона [Watt, Shankland, Mao, 1975].

В качестве нового метода, использованного Прессом [Press, 1968а, б] при построении подобных моделей в решении обратной задачи, был взят метод Монте-Карло, геофизическое приложение которого описано Кейлис-Бороком и Яновской. Пресс использовал данные по 97 периодам свободных колебаний, годографы P - и S -волн, величину массы и момента инерции Земли. Метод Монте-Карло предполагает случайный перебор множества моделей, при этом проверяется, в какой степени каждая модель удовлетворяет геофизическим данным. Сохраняются лишь те модели, свойства которых в заданных пределах соответствуют имеющимся наблюдениям. Преимущество этой процедуры состоит в том, что находятся модели, не противоречащие первоначальным или упрощенным представлениям относительно строения Земли. Метод Монте-Карло позволяет также исследовать область допустимых значений и показывает степень неоднозначности получаемых решений.

В последующих работах Пресс использовал новые, более точные данные, а также результаты изучения поверхностных волн и смог найти множество подходящих моделей, дающих около 30 приемлемых распределений плотности в мантии. Исходя из моделей, отобранных по методу Монте-Карло, Пресс разделил мантию по глубине на три зоны: 1) 10—70 км, 2) 150—870 км, 3) 870—2900 км. Мощность литосферы под щитами составляет ~ 150 км. Среднее значение плотности на глубине 70—170 км $> 3,4$ г/см³, что указывает на большее сходство их состава с эколитами, чем с пиролитом. Разброс полученных значений плотности для глубин ~ 150 км свидетельствует о недостаточной разрешающей способности данных. Поэтому имеющиеся наблюдения не позволяют выделить слой пониженной плотности. Однако на всех разрезах, соответствующих тектоническим поясам, есть слой пониженной плотности под слоем более высокой плотности.

Астеносфера и переходная зона простираются на глубине от 150 до 870 км. С возрастанием глубины изменяется физическое состояние пород. Отношение Fe/Mg составляет от 1/9 до 2/8, средний атомный вес находится в интервале 20—21. Астеносфера выражается слоем низких значений скоростей поперечных волн и Q , что может ассоциироваться с начинающимся или фракционным плавлением слоя. Астеносфера простирается до глубины около 250 км.

Ламберт и Уилли [Lambert, Wylle, 1970] полагают, что зона пониженных скоростей кончается на глубинах, где уменьшается количество воды и прекращается плавление пород. Переходная зона начинается с фазового перехода типа оливин — шпинель на глубинах 350—400 км. Учитывая быстрое нарастание скорости волн и плотности, следует допустить существование других фазовых переходов. По-видимому, глубже последнего перехода мантия представляет собой смесь плотно упакованных окислов.

Хеддон и Буллен [Haddon, Bullen, 1969] предложили несколько иную методику построения моделей с использованием информации по собственным колебаниям. В качестве исходных

были взяты модели, выведенные без записей собственных колебаний и рассчитывалась последовательность моделей, все лучше согласующихся с исходными данными. При переходе от одной модели к последующей руководящим принципом было введение и изменение на каждой стадии одного или более описывающих модель параметров с тем, чтобы она удовлетворяла наблюдениям по собственным колебаниям. Таким путем авторы пытались получить модели с минимально допустимым числом параметров. Принципиальное различие между их методом и методом Монте-Карло, которому следовал Пресс, состоит в том, что последний допускал случайное изменение сравнительно большего числа параметров.

Дзивонски, Халлес и Ларвуд [Dziewonski, Hales, Larwood, 1975] модернизировали методику, предложенную Хеддоном и Булленом, и получили ряд моделей Земли, используя наблюдения за длиннопериодными колебаниями 1064 нормальных мод, 246 путями пробега объемных волн для пяти различных фаз и региональными поверхностными дисперсионными характеристиками с периодом более 20 с. При построении моделей они предположили, что радиальные изменения сейсмических параметров могут быть представлены непрерывными аналитическими функциями, такими как полиномы низших порядков от радиуса Земли. Поскольку подавляющее большинство сейсмических станций расположено на суше, причем нерегулярным способом, а также исходя из различия дисперсионных кривых поверхностных волн для океанического и континентального регионов, полученные модели разделены на континентальную РЕМ-С (рис. 19) и океаническую РЕМ-О. Распределение плотности во всех моделях на глубинах более чем 670 км идентично и совпадает с уравнением Адамса — Вильямсона с максимальным отклонением 0,2%.

Начальная модель была основана на модели 1066В [Gilbert, Dziewonski, 1975].

Изменение начальной модели при построении РЕМ-С более всего коснулось области 220—670 км. Выбор резкого скачка на глубине 670 км основан на работе Ингдала и Флина [Engdahl, Flinn, 1969], в которой получены четкие короткопериодные отражения РККР-фазы от нижней границы сейсмического нарушения. Резкие отражения от нижней границы означают, что изменение в скоростях должно иметь место внутри относительно короткого интервала глубин; оцененного Ричардсом в 4 км. Петрологические исследования предполагают, что в интервале глубин 600—700 км может быть несколько фазовых изменений вещества, и, согласно сейсмическим данным, по крайней мере один фазовый переход должен быть резким. Для

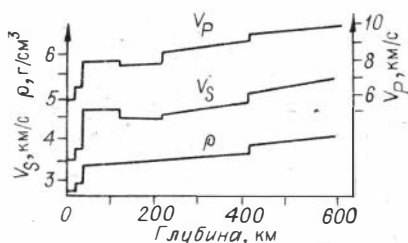


Рис. 19. Модель верхней мантии РЕМ-С [Dziewonski, Hales, Larwood, 1975].

скачка на глубине 420 км доказательство резкого разрыва не так ясно. Выбор одного резкого разрыва был сделан в интересах упрощения модели. Движение к более точным моделям скоростного распределения в интервале глубин 220—670 км, как указывают авторы, должно идти путем увеличения точности получения времен пробега.

Полученные распределения скоростей согласуются с данными о свободных колебаниях. Отсутствие контроля в деталях скоростного распределения в верхней мантии не означает, что информация о свободных колебаниях соответствует любому скоростному распределению. Средние скорости ограничены внутри относительно узкого предела [Gilbert, Helmberg, 1972]. И, таким образом, данные о свободных колебаниях обеспечивают контроль за скоростным распределением, определенным другими путями. В верхней части верхней мантии модель РЕМ-С хорошо соответствует этим значениям. Более детальные модели верхней мантии могут быть построены комбинацией данных по объемным и поверхностным волнам. Однако, как утверждают авторы РЕМ-С, любые новые модели Земли, полученные другими методами, будут иметь усредненные в интервале 200—300 км значения плотности и скорости, существенно согласующиеся с усреднениями из РЕМ-С.

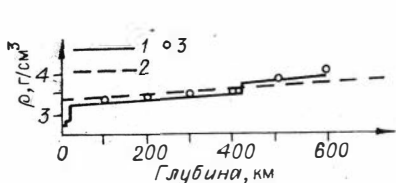
Плотность Земли ρ , к сожалению, не может быть однозначно определена как функция радиуса r из наблюдений на поверхности. Однако существуют условия, которые должны выполняться при любом распределении масс в недрах. Функция $\rho(r)$ должна быть такой, чтобы при заданной фигуре Земли получались правильные значения ее массы и момента инерции, а также плотности вещества коры и кровли мантии.

Изменение плотности с глубиной определяется P — T -условиями в недрах и физико-химическими характеристиками самого вещества Земли. Одной из основных причин увеличения плотности с глубиной является, по-видимому, зависимость плотности от давления. Вильямсон и Адамс в 1923 г. впервые вычислили плотность в мантии, предположив, что мантия однородна и изометрична, а плотность возрастает с глубиной в соответствии с ростом гидростатического давления. Они использовали уравнение

$$d\rho/dr = Gm\rho/\Phi r^2, \quad (4)$$

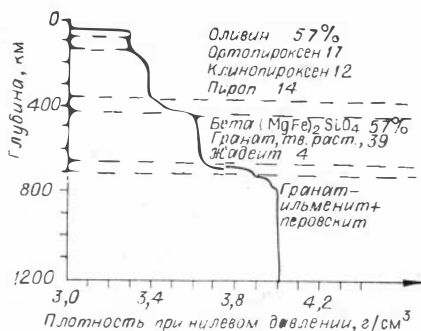
где G — гравитационная постоянная, m — масса сферы радиусом r , $\Phi = V_P^2 - (3/4)V_S^2 = K_S/\rho$, K_S — адиабатический объемный модуль (несжимаемость).

Полученная зависимость $\rho(r)$ в верхней мантии при $\rho_0 = 3,5$ г/см³ показана на рис. 20. Сравнение кривой Вильямсона — Адамса (В — А) с распределением плотности в моделях РЕМ-С показывает, что до глубины 400 км увеличение плотности с глубиной контролируется гидростатическим давлением, а разность значений плотности на глубине 670 км между моделями В — А и РЕМ-С составляет не более 0,24 г/см³. Заметим, что увеличение



Р и с. 20. Зависимость плотности верхней мантии от глубины для разных моделей.

1 — РЕМ-С; 2 — Вильямсон — Адамс; 3 — Буллен А'.



Р и с. 21. Вероятные минеральные ассоциации и соответствующие плотности для модели мантии пиролитового состава. (Минеральный состав до глубины 600 км основан на данных прямых статических экспериментов) [Рингвуд, 1975].

(скачок) плотности при фазовом переходе на глубине 400 км равно $\sim 0,22$ г/см³. Поведение $\rho(r)$ в интервале глубин 420—670 км можно было бы объяснить влиянием высоких температур, однако увеличение температуры должно приводить к уменьшению плотности вещества. С другой стороны, коэффициент теплового расширения α с повышением давления становится меньше. Величина α для оливина (выше 400 км) оценивается [McKenzie, Roberts, Weiss, 1974] как $3,3 \cdot 10^{-5}$ град⁻¹, а для шпидели — $2 \cdot 10^{-5}$ град⁻¹, хотя в работе [Bremaesker, 1977] приводится следующее значение для верхней мантии: $3,7 \cdot 10^{-5}$ град⁻¹. Между подошвой и кровлей верхней мантии может существовать сверхадиабатическая разность температур 1000—1500°C [Артюшков, 1979; Любимова, 1968; Магницкий, 1968]. Поэтому аномальное повышение плотности (если оно и существует) в указанном интервале глубин на величину $\Delta\rho = \alpha\rho\Delta T \sim 0,12—0,22$ г/см³ не является препятствием для тепловых конвективных движений в верхней мантии.

Плотностные модели верхней мантии рассматривались В. Е. Рингвудом [Рингвуд, 1975], который использовал комбинацию сейсмологической информации о мантии с петрологическими представлениями о недрах Земли. Автор подразделяет мантию на ряд зон (рис. 21). В интервале глубин 150—350 км вещество пиролитового состава должно кристаллизоваться в форме минеральной ассоциации, содержащей оливин, пироксены и пироп. Плотность вещества этой минеральной ассоциации при нулевом давлении равна 3,33 г/см³. Верхняя мантия (без переходной зоны), как отмечает А. Е. Рингвуд, по-видимому, гомогенна, и, несмотря на поиски фазовых переходов минералов в более плотные структурные формы, такие переходы в пределах $P - T$ -условий, соответствующих этому региону, не обнаружены.

В распределении скоростей сейсмических волн вблизи глубин 400 км нарушается непрерывность градиента. Для P -волн увеличение скорости составляет до 0,6—10,0 км/с, и оно является основанием для выделения главного сейсмического нарушения. Экс-

периментальными исследованиями установлено, что указанное нарушение обусловлено двумя основными фазовыми переходами. Оливин, по-видимому, является наиболее распространенным минералом верхней мантии.

Рингвуд и Майор [Ringwood, Major, 1966] при давлении 170 кбар и температуре 1000°C синтезировали непрерывный ряд твердых растворов со структурой типа шпинели. Было обнаружено, что твердые растворы с такой структурой имеют плотность на 10% выше, чем растворы со структурой оливина. Оливин при давлении свыше 150 кбар неизменно переходил в фазу более низкой симметрии, которая имела плотность на 8% выше, чем плотность оливина. Эта фаза была названа β - Mg_2SiO_4 . Взаимосвязь между оливином, шпинелью и открытой β -фазой установлена в настоящее время в результате всесторонних исследований [Ringwood, Major, 1970]. Пиролитовая модель верхней мантии предполагает, что вещество здесь содержит около 60% оливина и 40% пироксенов с гранатами. Известно несколько различных типов переходов, связанных с последними двумя минералами. Из них наиболее важным является переход пироксена и пироксенидов в новые типы гранатов [Ringwood, 1967].

Таким образом, прямые исследования фазовых переходов в оливине и пироксене, имеющих пиролитовый состав, удовлетворительно объясняют существование сейсмического нарушения на глубине 400 км и позволяют количественно оценить скачок скорости. Для вещества пиролитового состава он равен 0,7 км/с, а по сейсмологическим данным, — в пределах 0,65—0,9 км/с.

Крупное сейсмическое нарушение на глубине 650 км соответствует, по-видимому, целому ряду фазовых переходов вещества в более плотные ассоциации минералов. Переходы полностью завершаются до глубины ~700 км.

§ 3. РЕОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЕРХНЕЙ МАНТИИ

Эффективная вязкость коры была оценена путем исследования процесса расползания сравнительно пассивных переходных зон Атлантического и Индийского океанов. Еще Вегенер в 20-х годах высказал предположение о том, что рельеф дна в переходной зоне Атлантического океана может быть обусловлен расползанием края континентальной коры под действием собственного веса. В 1966 г. С. А. Ушаков представил экспериментальное подтверждение этой гипотезы. Процесс расползания вязкого бруса, плавающего в более тяжелой жидкости, был сначала промоделирован, а затем описан количественно с помощью уравнений движения вязкой жидкости [Ушаков, Галушкин, 1978]. Предполагая малость изменения смещения по вертикальной оси и при условии, что напряжение незначительно отличается от гидростатического, коэффициент эффективной вязкости был оценен по формуле

$$\eta_{эфф} = \Delta\rho gh^3t/\Delta L,$$

где ρ — разность плотностей коры и воды, h — толщина давящего слоя, ΔL — характерная величина расползания края континента. Принимая время образования океанической коры Атлантического океана $t \sim (1 \div 2) \cdot 10^8$ лет, среднее превышение поверхности континента над дном океана $h \sim (4 \div 5) \cdot 10^5$ см, $\Delta \rho \sim 2$ г/см³, $\Delta L \sim 5 \cdot 10^7$ см, получим $\eta_{\text{эфф}} 10^{22} = 10^{23}$ П.

Анализ характера переходной зоны в пределах молодых океанов (Красного моря, Аденского залива) [Ушаков, 1966] показывает, что наиболее значительное расползание происходит в первые миллионы лет после полного разрыва континентальной литосферы. В этот период ее эффективная вязкость на порядок меньше, чем средняя, которая получена за 100 млн. лет и характеризует верхнюю границу эффективной вязкости коры.

Вязкость литосферы и астеносферы оценена путем исследований постгляциальных колебаний поверхности Канады, Фенноскандии и Шпицбергена. Геологические и геофизические данные о изостатическом состоянии и новейших движениях литосферы в этих районах свидетельствуют о том, что вертикальные движения здесь обусловлены в основном вариациями ледовой нагрузки. Оценки вязкости литосферы и астеносферы вместе с нижележащим слоем верхней мантии были получены моделированием процесса изостатического регулирования, исходя из того, что движение вещества Земли может быть представлено перемещением вязкой жидкости [Артемьев, Артюшков, 1975; Артемьев, 1975; Артюшков, 1979]. Казле [Cathles, 1975] обобщил эти и некоторые другие модели постгляциального колебания дневной поверхности и сделал вывод о том, что подобные колебания являются убедительным доказательством существования низковязкого, имеющего мощность порядка 100 км, капала (астеносферы), где величина вязкости достигает $(0,4-1,0) \cdot 10^{21}$ П. Этот канал находится под стокилометровой литосферой, вязкость которой составляет $\eta \sim 10^{22}$ П. Ниже канала вещество также имеет вязкость 10^{22} П.

Пелтьер [Peltier, 1976] моделировал движения верхних слоев оболочки поведением вязкоупругих слоев. Расчеты показали, что низкая гармоника нагрузки лучше всего отвечает модели с однородной мантийной вязкостью. Более того, данная модель объясняет короткие времена релаксации для высоких гармоник вязкоупругим поведением вещества, и поэтому отпадает нужда в низковязком канале. Остается, однако, открытым вопрос о степени соответствия литосферы тому или иному реологическому состоянию (вязкому либо вязкоупругому).

Некоторые современные работы используют геофизические наблюдения, которые не связаны с самими ледниковыми движениями, но могут быть применены для проверки правильности выводов, полученных путем изучения постгляциальных колебаний дневной поверхности. Анализ уровня моря показал [Peltier, Farrell, Clark, 1978], что вязкость мантии достаточно постоянна и равна 10^{22} П, но возникло подозрение, что эти данные нечувствительны к вариациям вязкости на больших глубинах. Наблюдения

были дополнены результатами исследования гравитационных аномалий в свободном воздухе над Канадским щитом. Обнаружено, что необходимо несколько увеличить значения вязкости с глубиной, чтобы удовлетворить отрицательной аномалии в 35—40 мгал над центральной депрессией. Объединенные данные требуют вязкости нижней мантии немного меньше величины 10^{23} П.

Сабadini и Пелтьер [Sabadini, Peltier, 1980] исследовали изменение скорости вращения Земли, вызванное оледенением. Действие последнего на вращение очевидно, поскольку масса основных ледяных щитов Канады и Фенноскандии составляла около 10^{22} г, а последующее таяние льда повысило уровень моря почти на 80 м. Вычисленный эффект перераспределения массы по поверхности Земли и его интерпретация подтверждают правильность выводов об изменении вязкости с глубиной, полученных из анализа постгляциальных колебаний.

Таким образом, для дальнейших исследований была выбрана реологическая модель, представляющая кору и верхнюю мантию многослойной вязкой ньютоновой жидкостью с параметрами, указанными на рис. 27, причем значение вязкости астеносферы варьировалось в пределах 10^{22} — 10^{19} П.

§ 4. О ГИПОТЕЗАХ АККУМУЛЯЦИИ ЗЕМЛИ

Недавно было высказано предположение о сверхадиабатическом увеличении плотности с глубиной в верхней мантии [Артюшков, 1979]. Хотя современные геофизические данные, позволяющие определять плотность в Земле с точностью до 1%, не подтверждают этой гипотезы, рассмотрим некоторые причины, которые могли бы привести к подобной ситуации в верхней мантии.

Принятие этой гипотезы накладывает ограничения на состав и физические условия в этой области и во всей Земле в прошлом. В качестве причины аномального возрастания плотности в верхней мантии была предложена дифференциация вещества по плотности. Процесс дифференциации возможен лишь при условии, что первичный материал представляет собой смесь веществ различной плотности с достаточной высокой долей расплава этой смеси. Такая ситуация могла возникнуть в результате быстрого подъема большой массы частично продифференцированного сильно нагретого вещества от ядро-мантийной границы на уровень глубин, соответствующих верхней мантии [Артюшков, 1979].

Подобные построения базируются на гипотезах однородной прото-Земли [Сафронов, 1969], согласно которым существующее разделение планеты на ядро и мантию произошло в течение геологического времени. Однако теории такого рода сталкиваются с целым рядом трудностей, и в последнее время было рассмотрено несколько неоднородных моделей. В них предполагается, что сначала образовалось ядро Земли, а мантия была наращена на него позднее. Неоднородные модели также могут рассматриваться

в рамках горячего или холодного происхождения. Теории горячего происхождения основываются на рассмотрении порядка конденсации элементов в первичной солнечной туманности, а холодного связаны с изучением механики процесса аккумуляции [Джекобс, 1979].

Проблема происхождения и развития Земли на раннем этапе ее существования весьма сложна и является частью более общей теории эволюции Солнечной системы и звезд. Здесь будут представлены некоторые доводы в пользу неоднородных теорий образования, поскольку модели однородной Земли достаточно широко обсуждались ранее. Необходимо отметить ограничение, которое можно наложить на возможные решения проблемы эволюции Земли. Сейчас известны обладающие остаточной намагниченностью породы, их возраст составляет около 2,7 млрд. лет [Джекобс, 1979]. Так как происхождение магнитного поля Земли связывают с движениями жидкости во внутреннем ядре, весьма вероятно, что уже тогда у Земли было расплавленное ядро, сравнимое по размерам с современным.

Теории однородной Земли предполагают, что первичная Земля сразу же после своего образования представляла собой смесь веществ различной плотности [Сафронов, 1969; Birch, 1965; Urey, 1962]. В модели В. С. Сафронова рассматривается спокойная туманность, в которой вращаются пылевые частицы. Под действием сил притяжения эти частицы постепенно начинают собираться в экваториальной плоскости туманности. Предполагается, что все сталкивающиеся в процессе собирания частицы прилипают друг к другу. Когда плотность пылевого слоя превысит определенную величину, гравитационная неустойчивость может вызвать конденсацию вещества.

Как отмечает Джекобс, в областях, близких к Солнцу, гравитационная неустойчивость не может развиваться вследствие сильных движений газа, и рост тел может осуществляться только за счет столкновений. Начальную стадию процесса аккумуляции можно представить себе как ряд столкновений пылевых частиц в точках пересечения их орбит. Важным параметром здесь является диапазон соударяющихся частиц. Керридж и Веддер [Kerri-ge, Vedder, 1972] экспериментально исследовали этот диапазон, наблюдая соударения силикатных частиц метеоритного вещества, и сделали вывод о том, что аккумуляция не могла происходить при столкновениях частиц в диапазоне скоростей 1,5—9,5 км/с.

В противоположность этому Найкум [Джекобс, 1979] нашел, что при соударении частиц железа — основного компонента ядра Земли — вся масса частиц передавалась мишени в диапазоне скоростей 0,5—13 км/ч.

Таким образом, силикаты и металлы обладают различной способностью к аккумуляции. При низких скоростях, которые должны были преобладать в продолжение большей части процесса аккумуляции, как считают Керридж и Веддер, должны были аккумуляроваться преимущественно силикатные частицы. По тем

же соображениям, если в некоторых областях Солнечной системы преобладали более высокие относительные скорости частиц, в них могли сформироваться тела, обогащенные металлом. В этом отношении, возможно, показательна существующая у планет земной группы тенденция к увеличению плотности (и, следовательно, предполагаемого содержания металлов) с возрастанием орбитальной скорости.

Орован [Ogovan, 1969] одним из первых предложил, что аккумуляция могла быть неоднородной. Он указал на то, что железо сохраняет пластические свойства даже при низких температурах. В результате можно ожидать, что металлические частицы будут слипаться при столкновениях, объединяясь посредством горячей или холодной сварки. С другой стороны, силикаты обладают хрупкими свойствами и разрушаются при столкновениях, за исключением узкого диапазона температур, вблизи точки плавления. Поэтому рост планет мог начинаться с аккумуляции металлических частиц. Образовавшееся тело достаточно больших размеров могло легко «вычерпать» и неметаллические частицы путем впрессовывания их в пластичный металл и позднее за счет сил притяжения. При таком механизме планеты могли образоваться холодными с уже частично дифференцированным металлическим ядром.

В работах [Larimer, 1967; Turekian, Turcoffe, Clark, 1969] также предполагались модели неоднородной аккумуляции Земли. Однако в отличие от моделей холодной аккумуляции первичная неоднородность Земли в указанных работах возникает при конденсации вещества из Солнечной туманности. Наблюдаемое уменьшение плотности твердых тел в Солнечной системе с удалением от Солнца может быть обусловлено радиальным градиентом температуры, существовавшим в период конденсации слагающего ее вещества.

Последовательность химических соединений, входящих в состав тел Солнечной системы, может соответствовать последовательности реакций конденсации, происходящих в газе солнечного состава при охлаждении его от температуры >2000 К до 30 К. В принципе можно рассчитать равновесный состав солнечного вещества как функцию P и T и точно определить последовательность реакций и состав конденсата для любого профиля $P = P(T)$. По расчетам Ларимера, порядок конденсации должен быть следующим: Fe и Ni, силикаты магния и железа, щелочные силикаты, металлы Ag, Ga, Cu, сульфиды железа и, наконец, такие металлы, как Hg, Tl, Pb, In, Bi. Именно такой порядок конденсации предполагается в Земле и обычно приписывается дифференциации. Турекьян и Кларк полагают, что ядро Земли образовалось аккумуляцией сконденсированных частиц Fe — Ni в окрестности их орбит. Силикатная мантия была наращена позднее на уже сформировавшееся ядро. Однако Блендер и Катц [Blander, Katz, 1967] отметили, что в предполагаемом интервале давлений в Солнечной туманности силикаты сконденсировались бы раньше, чем железо.

Хойл [Hoyle, 1972] также рассматривал происхождение Солнечной системы с точки зрения конденсации вещества из первичной Солнечной туманности. Температура газов должна уменьшаться с увеличением расстояния от центра туманности. По мере ее падения определенные вещества становятся термодинамически неустойчивыми. При температуре ниже 1500 К первыми должны конденсироваться тугоплавкие вещества — железо в металлической фазе и некоторые окислы, в частности SiO_2 , MgO и CaO . Эта конденсация должна была произойти на расстоянии, приблизительно равном радиусу земной орбиты. При очень медленном охлаждении конденсация любого вещества должна заканчиваться до того, как начнется конденсация другого. Отсюда был сделан вывод о том, что железо, по-видимому, должно конденсироваться независимо от MgO и SiO_2 . Хойл считает, что «...при температуре 1500 К куски железа должны объединяться гораздо легче, чем куски силикатов, вследствие пластических свойств железа. Поэтому, вероятно, первые тела, образовавшиеся путем конденсации, были шарами из сравнительно чистого железа размерами в несколько километров. Можно представить, что именно таким путем сначала образовалось земное ядро, а порообразующие вещества добавились позднее». Этот общий вывод был подтвержден детальными исследованиями Гроссмана [Grossman, 1972].

Оверсби и Рингвуд [Owersby, Ringwood, 1971] считают, что дифференциация вещества Земли произошла на самом раннем этапе ее эволюции. Было высказано мнение, что опускающееся при образовании ядра железо должно уносить с собой значительное количество свинца, не захватывая в то же время заметных количеств урана. Таким образом, формирование ядра должно изменить соотношение Pb/U в коре и верхней мантии. Вывод основывался на том, что отношение Pb/U в металлической фазе должно быть выше, чем в силикатах на этапе формирования ядра, и был подтвержден экспериментальными исследованиями коэффициента распределения свинца между соответствующими металлической и силикатными фазами.

На основании полученных результатов Оверсби и Рингвуд заключили, что ядро Земли образовалось либо во время процесса аккумуляции, либо вскоре после его окончания. Допустимые изменения граничных условий не влияют на этот конечный результат.

Сделанные выводы решительно свидетельствуют в пользу моделей быстрой аккумуляции Земли в высокотемпературных условиях, а не моделей быстрой аккумуляции холодной нерасплавленной Земли с последующим разогревом изнутри и образованием ядра на значительно более позднем этапе.

Общая проблема всех моделей холодного происхождения — это вопрос об источниках тепла, которые могли разогреть Землю и привести к образованию жидкого (преимущественно железного) внешнего ядра по меньшей мере 2,7 млрд. лет назад. В моделях однородной прото-Земли таким источником является процесс диф-

Ференциации вещества на ядро и мантию — при этом должно выделяться большое количество гравитационной энергии [Магницкий, 1965].

Значительную роль в современной генерации тепла в Земле играют радиоактивные изотопы ^{238}U , ^{235}U , ^{235}Th , ^{40}K , периоды полураспада которых сравнимы с возрастом Земли. Поэтому увеличение температуры, обусловленное радиоактивным распадом указанных изотопов, мало и составляет около 150°C за 100 млн. лет [Ушаков, Галушкин, 1978]. В таком случае за первый миллиард лет температура Земли должна была возрасти на 700°C . Следовательно, если принять теорию неоднородного холодного происхождения Земли путем аккумуляции, то становится ясным, что долгоживущие радиоактивные изотопы могли обеспечить лишь часть первоначального нагрева Земли, т. е. должны были существовать другие источники тепла.

Одним из таких источников является распад короткоживущих радиоактивных изотопов. Наиболее важными здесь могут быть изотопы ^{236}U , ^{164}Sm , ^{244}Pu , ^{247}Cm , каждый из которых имеет достаточно большой период полураспада, чтобы обеспечить разогрев Земли за несколько десятков млн. лет со времени ее образования. Распад трех короткоживущих ядер — ^{26}Al , ^{36}Cl , ^{60}Fe — должен был существенно нагревать аккумулирующиеся планетные тела в течение 5—15 млн. лет после окончания ядерного синтеза в первичной Солнечной системе [Fihs, Goes, Anders, 1960]. Из этих изотопов наиболее важен ^{26}Mg . Он превращается в ^{26}Mg с периодом полураспада 0,74 млн. лет и должен оставаться значительным источником тепла в течение 10 млн. лет. Если аккумуляция Земли произошла не позже 20 млн. лет после окончания ядерного синтеза, то тепло, выделившееся при распаде ^{26}Al , могло быть основной причиной ее высокой первоначальной температуры.

Температура растущей Земли должна возрастать вследствие адиабатического сжатия. Хотя имеющиеся данные на этот счет довольно ненадежны, можно ожидать увеличения температуры вследствие адиабатического сжатия на несколько сот градусов.

Кинетическая энергия объединяющихся частиц либо превращается во внутреннюю энергию, либо излучается. Поскольку мы не знаем физических процессов, связанных с аккумуляцией, чрезвычайно трудно оценить вклад этого источника тепла. Результат зависит от температуры, достигаемой на поверхности растущей Земли, прозрачности окружающей атмосферы по отношению к излучению, а также от продолжительности процесса аккумуляции — для сильного разогрева и расплавления внешнего ядра необходима быстрая аккумуляция.

Хенкс и Андерсон [Hanks, Anderson, 1969] построили в этой связи несколько моделей. Простейшая из них соответствует постоянной скорости аккумуляции. Наиболее правдоподобные модели, по мнению авторов, отвечают времени аккумуляции $\sim 10^6$ лет. Быстрое ускорение процесса аккумуляции в интервале времен $(0,4-0,9) \cdot 10^6$ лет дает основной вклад в разогрев Земли. Ско-

рость аккумуляции начинает значительно уменьшаться только во время наращивания последних 200 км земной оболочки. Сафронов и Юри считают, что наиболее вероятная величина времени аккумуляции имеет порядок 10^8 лет. В то же время Рингвуд [Ringwood, 1966], Хенкс и Андерсон [Hanks, Anderson, 1969], а также Турекьян, Туркот и Кларк [Turekian, Turcotte, Clark, 1969] называют значительно более короткие времена аккумуляции. Джекобс выполнил расчет при некоторых допущениях и получил величину максимального теплового эффекта аккумуляции $\Delta T \sim 50\,000$ К.

Другими обсуждающимися сейчас источниками нагрева Земли являются диссипация энергии вращения Земли и тепло, освобождающееся в результате удара падающего тела.

Как видно из приведенного обзора теорий происхождения и эволюции Земли на начальном этапе ее существования, модели однородной прото-Земли встречают весьма существенные возражения. Поэтому такие модели могут рассматриваться лишь как возможная альтернатива. Плавление вещества верхней мантии представляется маловероятным, поскольку, как отмечается в работе [Turekian, Turcotte, Clark, 1969], «...при образовании ядра в процессе дифференциации могла выделиться энергия, необходимая для повсеместного плавления верхней мантии. Можно считать, что не существует кристаллической породы, которая могла бы пережить такую катастрофу».

В дальнейших построениях нами будет использоваться модель Земли, предполагающая наличие ядра около 3 млрд. лет назад, которое сформировалось на ранних этапах аккумуляции с последующей дифференциацией вещества нижней мантии в геологическое время. Тектонический режим современной Земли обеспечивают примерно равные по мощности на данном этапе развития энергетические источники: распад радиоактивных изотопов в мантии и дифференциация вещества на ядро-мантийной границе.

§ 5. ТРАНСПОРТИРОВКА ТЕПЛА ИЗ ПЕДР

Любая дискуссия об эволюции Земли, и в частности об ее тектоническом развитии, должна начинаться с обсуждения аспектов ее тепловой истории.

Первоначально считалось, что основной вклад в величину теплового потока через поверхность вносит излучение запасенного Землей тепла. Открытие радиоактивности дало ученым новый источник энергии. Холмс [1916] предполагал, что четверть тепла было запасено, а остальное генерируется радиоактивными изотопами. В 1941 г. Сликхтер указал на возможность существования больших тепловых полей в Земле и значительное различие между испускаемым и генерируемым теплом в недрах. Одной из основных проблем здесь является вопрос о способе передачи тепла из недр Земли на поверхность.

Некоторые авторы [Любимова, 1968; Mac Donald, 1959; Slichter, 1941] строили модели теплового развития Земли, полагая, что кондуктивный перенос тепла — преимущественный способ транспортировки энергии из недр. Основная трудность, с которой они столкнулись, — это большая тепловая константа для тепловой диффузии. Температуропроводность в Земле оценивается величиной 10^{-2} см²/с, тогда временная константа равняется 10^5 млн. лет, что \sim в 20 раз превышает возраст Земли. Для того чтобы кондуктивной теплопроводностью обеспечить наблюдаемый на поверхности тепловой поток, необходимо увеличение либо теплопроводности с глубиной в несколько раз, либо значительной концентрации радиоактивных элементов у поверхности. Экспериментально полученная концентрация радиоактивных элементов при изучении образцов гранитов и базальтов не в состоянии обеспечить даже половины наблюдаемого теплового потока [Любимова, Фельдман, 1975].

Р. И. Кутасом [1979] проанализирована зависимость интенсивности теплового потока от мощности земной коры. Сопоставление средних значений тепловых потоков и мощности коры, вычисленных для одних и тех же элементарных площадок ($1^\circ \times 1^\circ$), на территории юга СССР и Средней Европы проводилось в пределах однотипных и одновозрастных структур: молодых активных зон, палеозойских структур, Восточно-Европейской платформы, Украинского щита. Во всех четырех группах отмечалось уменьшение теплового потока при увеличении мощности земной коры, что позволило автору сделать вывод о большой роли верхней мантии в формировании теплового режима коры и о зависимости положения поверхности Мохо от термических условий.

Основную роль в кондуктивной теплопередаче играют фононный и радиационный механизмы переноса тепла. Так как энергия активации экситонов в подошве коры и верхней мантии велика, экситонным теплопереносом можно пренебречь. Увеличение кондуктивной теплопроводности с глубиной могло быть отнесено за счет увеличения доли радиационного переноса при высокой температуре, поскольку принятая зависимость

$$\lambda(T) = 16n^2\sigma T^3/(3\epsilon)$$

где n — коэффициент преломления; σ — постоянная Стефана — Больцмана; ϵ — коэффициент поглощения) приводит к большим ее значениям при высоких T . Поэтому было высказано предположение, что, проходя через минимум на некоторой глубине, теплопроводность мантии растет, существенно превышая свое первоначальное значение, при этом спектр поглощения не зависит от температуры. Однако более поздними исследованиями установлено, что при $T > 1500$ К λ пренебрежительно мала за счет очень быстрого роста ϵ . Экспериментальные измерения суммарной теплопроводности пород, вероятно, слагающих мантию, показали лишь небольшие отклонения в величине теплопроводности при повышении температуры [Shatz, Simmons, 1972].

С развитием идей плитной тектоники и мобильности недр утвердилось мнение о балансе между теплогенерацией и выносом тепла через поверхность [Turcotte, Oxburgh, 1967]. Появилась возможность строить тепловые модели, удовлетворяющие геологическим, геофизическим и геохимическим данным. Вообще любую модель глобальной эволюции и геодинамику в целом невозможно понять без обсуждения ключевого вопроса — истории теплового развития Земли.

Построение приемлемых тепловых моделей базируется на отношении наблюдаемого теплового потока и внутренней генерации тепла. Интересная работа в этом направлении была представлена Мак-Кензи и Вейсом в 1975 г. [McKenzie, Weiss, 1975]. Учитывая эффективность конвекции, авторы показали, что после начального разогрева Земли из-за выделения ядра тепловой поток контролируется медленно уменьшающимся образованием радиогенного тепла. Различие между потерями тепла и генерацией не превосходит у них 5%.

Шуберт с коллегами [Schubert et al., 1980] в своей работе использует предположение об общемантийной тепловой конвекции и изначально горячем состоянии Земли. Согласно построенной ими тепловой модели, удовлетворяющей геофизическим данным, радиоактивный разогрев обеспечивает 65—85% величины наблюдаемого теплового потока. Остаток авторы относят за счет внешнего остывания Земли. Джарвис и Мак-Кензи [Jarvis, McKenzie, 1980] показали, что общемантийная конвекция вряд ли возможна, поскольку эффект сжимаемости мантийного вещества не допускает стационарных конвективных ячеек через всю мантию. Дэвис [Davies, 1980] строил свои модели в предположении, что тепло переносится конвекцией, интенсивность которой зависит от вязкости. Правдоподобные результаты, по мнению автора, получены для пород с концентрацией К/И $\sim 10^4$. Радиоактивный разогрев обеспечивает 45—65% наблюдаемого теплового потока.

Названные работы показывают, что энергия распада радиоактивных элементов в недрах недостаточна для поддержания необходимого энергетического уровня, отвечающего наблюдениям. Этот недостаток авторы пытаются отнести за счет длительного существования запасов изначально приобретенного тепла.

Количество тепла, необходимое для обеспечения 50% величины наблюдаемого теплового потока, настолько велико, что, как будет показано ниже, в состоянии на 200 лет расплавить всю мантию. Поэтому длительное «хранение» такого количества энергии неминуемо должно было привести к катастрофе. К тому же мобильность недр делает невозможным существование таких вариаций температур в Земле.

Представляется более правдоподобным допустить существование в недрах источника энергии, сравнимого по интенсивности с радиоактивным распадом. Природу такого источника подсказывает ранняя эволюция планеты. Эксперименты Керриджа и

Ведера [Kerrige, Vedder, 1972] установили, что на допланетном этапе развития уже формировалось ядро посредством холодной сварки частиц железа. Однако при налипании оболочки на ядро растущая силикатная мантия из-за гравитационного притяжения также обогащалась тяжелыми компонентами типа железа. Это следует из того, что растущая масса Земли притягивала достаточно удаленные частички межпланетного вещества, которые не могли участвовать в образовании ядра. Изначальный разогрев планеты осуществлялся распадом радиоактивных элементов с различными периодами полураспада, причем концентрация долгоживущих изотопов была в 5—7 раз выше современной.

Таким образом, современный энергетический уровень тектонической активности Земли и величина наблюдаемого теплового потока на поверхности обеспечиваются примерно равными источниками энергии: распадом радиоактивных элементов в мантии и нагревом нижней мантии в результате трансформации потенциальной энергии плотностной дифференциации на границе ядро — мантия в тепло.

Необходимость существования механизма, эффективно выносящего тепло из недр, базируется на современных представлениях о процессах в глубокой мантии. Основными источниками тепла в Земле являются физико-химические процессы на границе ядро—мантия и распад радиоактивных элементов в мантии. Эти процессы обеспечивают в основном энергетический уровень современной тектонической жизни Земли. Из работ Дзивонски и др. [Dziewonski, Hales, Lapwood, 1975] следует, что нижняя мантия достаточно однородна, распределение плотности в ней только на 0,2% отличается от полученной Вильямсом и Адамсом в 1923 г. зависимости, которая показывает увеличение плотности при возрастающем давлении. Поэтому с хорошим приближением можно считать, что плотность в нижней мантии нарастает с глубиной по адиабате, в результате чего возникают крупномасштабные конвективные движения.

Критическое число Рэлея для мантии порядка $2 \cdot 10^3$. Если значение вязкости этой области оценить как $\eta \sim 10^{24}$ П, что является, вероятно, верхним пределом для допустимых значений этой величины, то сверхадиабатический перепад температуры, при котором возможна конвекция, составляет менее 50°C . Из формулы для числа Рэлея $R = \rho g \alpha \Delta T H^3 / (\kappa \cdot \eta)$ при значениях параметров $\rho \sim 5 \text{ г/см}^3$, $H = 2,1 \cdot 10^8 \text{ см}$, $\alpha \sim 10^{-5} \text{ 1/}^\circ\text{C}$, $\kappa \sim 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$, $R_{\text{кр}} = 2 \cdot 10^3$ можно получить простую связь между разностью температур на кровле и подошве области и вязкостью вещества:

$$\Delta T \sim 4,3 \cdot 10^{-23} \cdot \eta.$$

Как видно, для $\eta \sim 10^{23}$ П — значения вязкости мантии согласно работе [Cathles, 1975] — сверхадиабатический перепад температуры составляет всего $\Delta T \sim 5^\circ\text{C}$, что лежит, вероятно, в интервале допустимых значений ΔT .

Выделяющаяся при дифференциации потенциальная энергия расходуется на преодоление сил вязкого трения и в конечном счете переходит в тепло. При движении в форме крупных конвективных ячеек тепловыделение распределяется по всей нижней мантии. Выделение потенциальной энергии здесь сравнимо с энергией радиоактивного распада: $\sim 4 \cdot 10^{27}$ эрг/год [Артюшков, 1979; Любимова, 1968]. Следовательно, в год нижняя мантия нагревается на $\sim T = 20^\circ\text{C}$:

$$T = 2 \cdot Q / (c \cdot m),$$

где $c = 0,2$ кал/(г·°C), $m = 245 \cdot 10^{25}$ г, $2 \cdot Q = 8 \cdot 10^{27}$ эрг/год. Температура плавления пород нижней мантии не превосходит, видимо, 4000°C , поэтому без эффективного выноса тепла через 200 лет вещество нижней мантии было бы нагрето до состояния полного расплава, что противоречит сейсмологическим данным.

Кондуктивные механизмы тепла малоэффективны. За 200 лет тепло из нижней мантии кондуктивно распространилось бы вверх на дистанцию $L \sim \sqrt{\kappa \cdot t} = 80$ м, где $\kappa = 10^{-2}$ см²/с. Число Нуссельта $Nu = q_{\text{конв}}/q_{\text{конд}}$ показывает эффективность (КПД) механизма конвекции в передаче тепла. Для физической ситуации в верхней мантии $Nu \sim 7$ [Moore, Weiss, 1973]. Поэтому по мере прогрева нижней мантии и, следовательно, увеличения температуры основания вышележащего слоя — верхней мантии — в последней при достижении определенных условий ($R > R_{\text{кр}}$) возникают конвективные движения, обеспечивающие быстрый вынос тепла на поверхность. Из сказанного можно заключить, что тепловая конвекция в верхней мантии является сейчас по-видимому, единственным приемлемым механизмом передачи тепла из недр, который в состоянии спасти Землю от перегрева.

Некоторые исследователи предполагают глобальную конвекцию, которая охватывает всю мантию [Сорохтин, 1974; Davies, 1977]. О. Г. Сорохтин приходит к выводу, что в мантии существуют, периодически сменяясь, 3—5 глобальных конвективных ячеек, пронизывающих всю мантию. Не касаясь вопроса о возможности проникновения восходящих конвективных течений в верхнюю мантию и нисходящих — в нижнюю, остановимся на эффективности глобальной конвекции в передаче тепла из недр на поверхность. Предположим, что в мантии существуют 4 конвективные ячейки. Отношение вертикального размера к горизонтальному размеру ячейки $l/L \sim 2800$ км/9900 км составляет $\sim 2,8$. Воспользуемся формулой для числа Нуссельта в зависимости от геометрии конвективной ячейки [Moore, Weiss, 1973]:

$$Nu \sim (R/R_{\text{кр}})^{1/3} (l/L)^{2/3}.$$

Подставив значения $R = R_{\text{кр}}$, отношения l/L в эту формулу, легко убедиться в том, что конвективная ячейка, горизонтальный размер которой в ~ 3 раза превосходит вертикальный, почти вдвое менее эффективна в передаче тепла по сравнению с изометрической конвективной ячейкой.

Таким образом, если предположить существование конвективных ячеек, пронизывающих всю мантию и принимающих непосредственное участие в выносе тепла на поверхность, то тепловой поток из мантии в кору не будет превосходить $0,4 \text{ мккал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Это явно недостаточно для соответствия рассчитанной и наблюдаемой на поверхности величины теплового потока.

Измеренная величина теплового потока q , заметное постоянство ее при движении от рифта к континенту (за исключением области срединно-океанического хребта), а также равенство тепловых потоков на континентах и в океанах — все это может быть объяснено с помощью мелкомасштабной изотермической тепловой конвекции в верхней мантии. Основное движение вещества при такой конвекции идет вкрест движению крупномасштабной конвекции, принимающей непосредственное участие в перемещении литосферных плит. Как замечают Мак-Кензи и Робертс [McKenzie, Roberts, 1975], единственным механизмом передачи тепла, который в состоянии спасти Землю от перегрева и полного расплава, является механизм тепловой конвекции в ее недрах. К такому же мнению приходит и Стейси [1974]. Он считает, что для получения правдоподобной кривой распределения температуры в Земле необходимо допустить существование тепловой конвекции в верхней мантии.

Тепловое движение вещества верхней мантии непосредственно воздействует на литосферу и вносит вклад в наблюдаемые геофизические характеристики. Поскольку континенты отличаются большей геологической и геофизической изученностью по сравнению с океаническими бассейнами, далее будет оценено действие тепловой конвекции на некоторые платформенные континентальные районы.

§ 6. ЭВОЛЮЦИЯ ТЕПЛОВОЙ КОНВЕКЦИИ В ЗЕМЛЕ

Установлено, что те или иные тектонические режимы земной поверхности в значительной степени определяются тепловым состоянием литосферы в верхней мантии. О разогреве недр можно судить по величине теплового потока, наблюдаемого на поверхности Земли. На платформах, где астеносфера либо отсутствует, либо выражена очень слабо, средний тепловой поток равен $\sim 1 \text{ мккал}/(\text{с} \cdot \text{см}^2)$. В зонах слабого орогенеза на месте палеозойских геосинклиналей интенсивность потока поднимается до $1,5 \text{ мккал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, в областях новейшей тектонической активизации он возрастает в среднем до $1,8 \text{ мккал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, еще выше — до $2 \text{ мккал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, значения потока в рифтовых зонах, а самые высокие значения теплового потока на континентах наблюдаются в областях современного вулканизма: $\sim 3,6 \text{ мккал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Доставка тепла в верхнюю мантию происходит в основном снизу, из более глубоких слоев земного шара, и только конвективным путем, поскольку кондуктивным способом тепло переда-

ются в недрах Земли слишком медленно. Этим способом за все время существования Земли к поверхности могло бы подняться только то тепло, источник которого находится на глубине 500 км.

Вопрос об источниках энергии в Земле является одним из самых главных для понимания тектонической эволюции нашей планеты, но, к сожалению, эта проблема пока не решена. По мнению многих исследователей [Любимова, 1968; Магницкий, 1965; Wasserburg *et al.*, 1964], ведущую роль во внутреннем развитии Земли играют энергия распада радиоактивных элементов или энергия, освобожденная в процессе гравитационной дифференциации вещества Земли. Обсуждается сейчас также вклад в общий тепловой баланс Земли энергии приливов, химических реакций и фазовых переходов, осуществляющихся в недрах, и некоторых других процессов.

Энергия, освобожденная в процессе перестройки нашей планеты из гомогенной в хорошо стратифицированную по глубине с весьма плотным ядром преимущественно железного состава, впервые была оценена Е. Н. Люстихом как $1,5 \cdot 10^{38}$ эрг. Эта величина достаточна для того, чтобы вещество на всех глубинах находилось при температуре, близкой к температуре плавления [Джекобс, 1979]. Таким образом, без эффективного механизма выноса тепла, каким является тепловая конвекция, наша планета сейчас была бы в расплавленном состоянии.

Для интенсивной дифференциации вещества по плотности необходима граница жидкость — твердое тело, поэтому изначально должен быть разогрев недр иными источниками тепла. Одним из них является энергия, выделяющаяся при радиоактивном распаде изотопов ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th , ^{40}K . Количество радиогенной энергии, выделившейся за время жизни Земли, $W_p \sim 1,5 - 2,5 \cdot 10^{38}$ эрг. Сейчас Земля в виде теплового потока через поверхность теряет энергию, равную 10^{28} эрг/год. Выделение ее в нижней мантии при дифференциации достигает, по оценке Артюшкова [1979], $3 \cdot 10^{27}$ эрг/год. Время существования Земли $t \sim 4,5 \cdot 10^9$ лет, и можно получить среднюю величину генерации тепла радиоактивными элементами $Q = W_p/t = 4 \cdot 10^{28}$ эрг/год — порядка современной теплопотери Земли. Однако необходимо учесть, что период полураспада U составляет $4,5 \cdot 10^9$ лет, Th — $13,9 \cdot 10^9$ лет, K — $1,3 \cdot 10^9$ лет и генерация тепла радиоактивными элементами подчиняется закону

$$H(t) = H_0 \exp(-t/\tau),$$

где t измеряется в млн. лет, $H_0 = 2,07 \cdot 10^{-7}$ Вт/м³; $\tau = 2219$ для хондритовой модели [McKenzie, Weiss, 1975]. Поэтому в первой половине периода развития Земли генерация тепла долгоживущими изотопами происходила в 5—7 раз интенсивнее и значительно превышала среднее значение Q . Таким образом, недра Земли в то время могли быть разогреты до температур, в среднем больших, чем сейчас. Причем из-за более равномерного распределения радиоактивных источников и низкого гидростатического

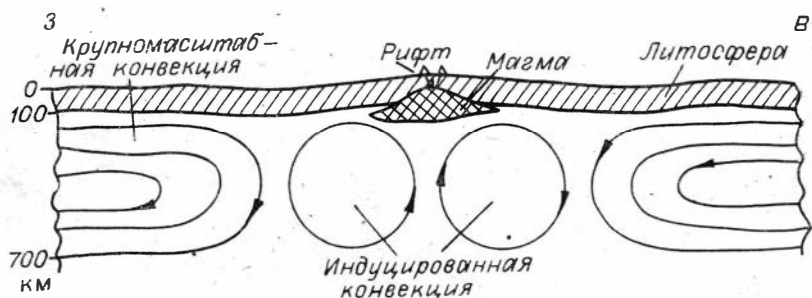
давления увеличение температуры вплоть до точки плавления могло происходить непосредственно под литосферой до уровня, необходимого для развития мелкомасштабных конвективных течений.

На существование в прошлом мелкомасштабной тепловой конвекции указывают ультрабазитовые докембрийские лавы (с возрастом более чем 2,8 млрд. лет), содержащие в расплаве более 80% оливина. Подобные минералы были обнаружены в докембрийских породах в Канаде, Австралии и Южной Африке [McKenzie, Weiss, 1975]. Как следует из работы [Green, 1972], температура плавления в данном случае должна была достигать 1600°C, или на ~200°C выше, чем температура в современных магматических очагах на глубине 100 км. При этих условиях конвективные скорости V порядка 100 см/год, а скалывающие напряжения на подошве литосферы $\sigma = \eta V / \delta$ могли превосходить значение 500 кг/см². Такой уровень напряжений, по-видимому, достаточен для раскалывания литосферных плит.

Таким образом, в раннем докембрии, по всей видимости, больших плит не существовало, а масштаб зеленокаменных поясов отражал масштаб тепловой конвекции (100 км), которая не только энергично деформировала кору (фундамент современных платформ), но и была в состоянии раскалывать ее. По мере того как интенсивность генерации радиогенного тепла уменьшалась с возрастом по экспоненте, температура недр падала и конвективные движения охватывали все более глубокие слои Земли, причем восходящие струи ячеек концентрировались под древними кратонами, образуящими теплозащитный слой.

Известно, что при высоких температурах $T > 1600^\circ\text{C}$ зависимость вязкости от температуры слабее, чем при низких (см. рис. 1). Эксперименты Рихтера показывают, что при подобной слабой зависимости $\eta(T)$ структура конвективной ячейки может быть l -гексагональной (см. рис. 2). Такой тип конвекции может образоваться при существующем горизонтальном градиенте температур. Этот градиент обуславливается вариацией мощности коры кратона при движении от центра к периферии.

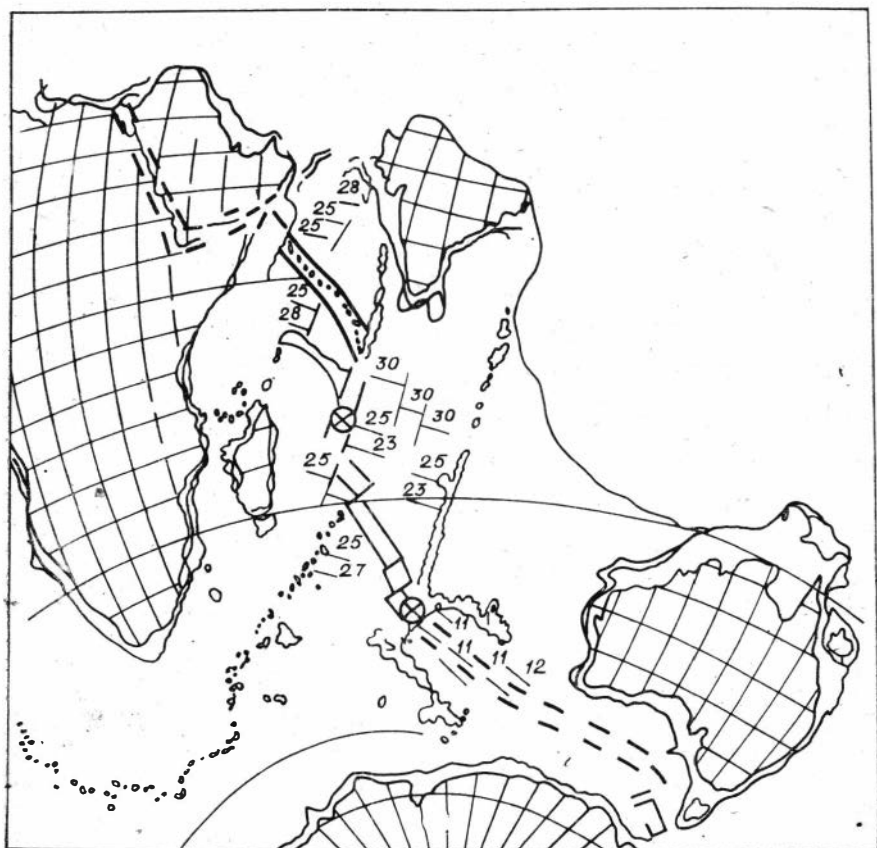
Нисходящие конвективные потоки располагались по периферии кратонов и механически индуцировали мелкомасштабные те-



Р и с. 22. Индуцированная конвекция под Восточно-Африканским рифтом.

чения, подобные, согласно [Karig, 1971], тем, которые существуют сейчас за островными дугами и, вероятно, в других областях современной тектонической активизации (например, под Африканским рифтом) (рис. 22).

Такие мелкомасштабные течения являлись основной причиной тектонической активизации по периферии кратонов. Быстрый вынос тепла конвективными механизмами приводил к тому, что зоны тектонической активизации перемещались далее от центров кратонов, а масштаб больших ячеек постепенно приближался к характерному масштабу материков, который был достигнут в период киммерийского орогенеза. Вклад энергии от распада радиоактивных элементов к этому времени заметно уменьшается и энергетический баланс теперь определяет два примерно равных источника энергии — радиоактивный разогрев и выделение энергии при плотностной дифференциации. Процесс дифференциации



Р и с. 23. Рифтовая система в Индийском океане (35 млн. лет назад) [McKenzie, Weiss, 1975]. Сплошная двойная линия соответствует начальному рифту, штриховая двойная — последующему раскрытию рифта, ⊗ — начальные «горячие точки» на срединно-океаническом хребте [Тычков, 1982].



Р и с: 24. Раскрытие Атлантического океана. Поздний триас. Усл. обозн. см. в подлиннике к рис. 23.

на ядро-мантийной границе оказывает дестабилизирующий эффект и способствует развитию конвективной неустойчивости из-за поступления к подошве мантии «легкой» компоненты продифференцированного вещества.

В свете сказанного представляется более вероятным, что на современном этапе развития Земли в нижней мантии осуществляется тепло-гравитационная конвекция в виде стандартных

тепловых ячеек, поставляющих тепло к верхней мантии и создающих на подошве последней крупномасштабные тепловые аномалии, которые, в свою очередь, возбуждают тепловые конвективные движения верхнемантийного материала различных масштабов. Можно также предположить, что совпадение в плане восходящих потоков нижне- и верхнемантийной конвекции порождает изначальные «горячие точки» на срединно-океанических хребтах (рис. 23, 24), отмечающие восходящие потоки первоначально узких конвективных ячеек.

Предложенная эволюция тепловой конвекции в Земле является весьма приблизительной в основном из-за существующей неопределенности физических параметров недр, однако имеются геологические данные, свидетельствующие в пользу подобного развития.

Современная мелкомасштабная конвекция поддерживается на платформах температурными возмущениями верхней мантии. Расчеты физических характеристик изометрической в плане мелкомасштабной конвекции, выполненные выше, показывают, что скорости конвективного движения сейчас на два порядка ниже скоростей в докембрийских ячейках и подобный механизм не способен ни к значительным деформациям коры, ни к ее расколу, но обнаруживается в рельефе и в распределении геофизических полей, в частности обеспечивает наблюдаемый на поверхности тепловой поток.

Таким образом, приведенные данные изменения основных физических параметров мантии (плотности слоев, вязкости и др.) позволяют сделать вывод о том, что в недрах не существует препятствий для развития и существования тепловых конвективных ячеек различных масштабов. Необходимость присутствия подобного механизма в Земле следует из обсуждения вопросов транспортировки энергии из недр на поверхность планеты в свете обсуждающихся гипотез происхождения Земли.

КОНВЕКЦИЯ В ВЕРХНЕЙ МАНТИИ

§ 1. ТИПЫ КОНВЕКЦИИ

Конвективные движения в слое жидкости, подогреваемом снизу, имеют место при условии, что освобождение потенциальной энергии в единицу времени L_{π} превосходит потери энергии вязкой диссипации $L_{\text{д}}$ [Busse, 1979]:

$$\begin{aligned} L_{\text{д}} &= C_1 \rho_0 \nu V^2 / d^2, \\ L_{\pi} &= C_2 \rho_0 \alpha (T_2 - T_1) g V^2 d / k. \end{aligned} \quad (5)$$

Движения возникают при

$$L_{\pi} / L_{\text{д}} \geq 1$$

или

$$R = \alpha (T_2 - T_1) g d^3 / k \nu \geq C_1 / C_2 = R_{\text{кр}}, \quad (6)$$

где C_1, C_2 — постоянные, ν — кинематическая вязкость, V — скорость движения жидкости, d — глубина слоя, α — коэффициент теплового расширения, k — коэффициент термодиффузии, ρ_0 — плотность вещества, $T_2 - T_1$ — разность температур на кровле и подошве слоя, R — число Рэлея.

Математическое описание задачи основывается на приближении Буссинеска для уравнений движения и энергии, предполагающее, что все свойства вещества кроме плотности $\rho = \rho_0 [1 - \alpha(T - T_0)]$ являются неизменными:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{V} &= 0, \\ \nu \nabla^2 \cdot \vec{V} &= \rho_0^{-1} \vec{\nabla} P + \alpha (T - T_0) \vec{g}, \\ \rho C_P (\partial T / \partial t) + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} T &= K \nabla^2 T + H, \end{aligned} \quad (7)$$

где K — теплопроводность, C_P — теплоемкость при постоянном давлении, P — давление, H — скорость генерации внутреннего тепла в единицу объема.

Приближение Буссинеска предполагает также, что вариации механической энергии внутри жидкости были малы по сравнению с изменением тепловой энергии:

$$\alpha \rho_0 (T_2 - T_1) g d / C_P \rho_0 (T_2 - T_1) = \alpha g d / C_P \ll 1. \quad (8)$$

Если в лабораторных экспериментах это условие легко выполнимо, то для Земли $\alpha g d / C_P$ может стремиться к единице. Более подробно приближение Буссинеска обсуждается в работах [Schubert, Turcotte, 1971; McKenzie, Weiss, 1975].

Вид течения и размеры конвективных ячеек при моделировании конвекции путем решения уравнений (7) очень сильно зави-

сят от граничных условий и способа возбуждения движений. Так, в случае твердых недеформируемых границ ($V_x = V_z = 0$ при $z = 0, d$) $R_{кр} = 1708$. Если положить границы свободными (напряжения на границе равны нулю), то $R_{кр}$ уменьшится почти вдвое, следовательно, конвективные движения начнутся при более низких температурах (рис. 25).

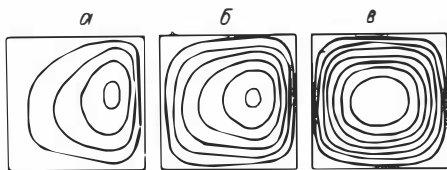
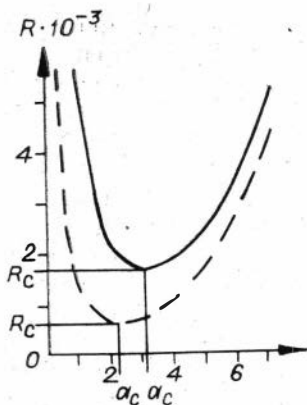
Конвекция в слое может возбуждаться либо подогревом слоя снизу, либо генерацией тепла внутри слоя. Мак-Кензи, Робертс и Вейс [McKenzie, Roberts, Weiss, 1974] исследовали оба случая. При генерации тепла внутри области симметрия восходящего и нисходящего потоков нарушается, и нисходящий поток превращается в узкий плюмаж (рис. 26).

Недавно появились работы, в которых высказывается мнение, что конвекция возбуждается латеральным остыванием [Rabinowicz, Lago, 1980], т. е. одна из стенок поддерживается при постоянной температуре. В результате организуется конвективная ячейка с $\lambda = L/d \sim 3$, где L — горизонтальный, d — вертикальный размеры ячейки. За противоположной стенкой формируется мелко-масштабная изометричная ячейка (рис. 27).

Одним из традиционных граничных условий, касающихся температурного возмущения, является фиксация температуры на верхней и нижней границах слоя. Хевит, Мак-Кензи и Вейс [Hewitt, McKenzie, Weiss, 1980] с помощью численного интегрирования исследовали двумерную тепловую конвекцию с числом Прандтля $Pr = \nu/k \rightarrow \infty$ со свободными границами. В отличие от обычной ситуации в качестве граничных условий они взяли фиксированные значения величины теплового потока на границах. Эффект такого условия выразился в увеличении горизонтального размера ячейки. Если при постоянной температуре на границе $\lambda \sim 1$, то в данном случае значение λ оказалось ≥ 5 .

Структура конвективного течения во многом зависит от физических свойств жидкости. Исследования движений жидкости, вязкость которой зависит от глубины, показали, что стабильной формой являются вытянутые по горизонтали ячейки с $\lambda \geq 5$ [Bremaecker, 1977]. Однако численные эксперименты Хевита с коллегами [1980], учитывающие вариации вязкости в зависимости от температуры, и лабораторные эксперименты Рихтера [Richter, 1978], где изучался этот эффект, показали, что λ изменится в слабых пределах и не превосходит значений λ для жидкости с постоянной вязкостью. С другой стороны, учет сжимаемости конвектирующего вещества может привести к принципиальным изменениям в структуре течения.

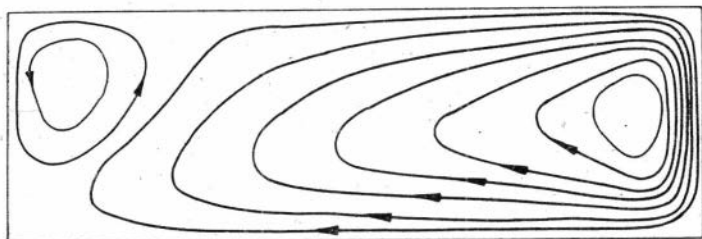
Уравнения (4) применимы для описания движения жидкости, в которой конвекция достигает глубины d , и существуют адиабатическое сжатие и расширение, когда отношение $d/H_T \ll 1$. Здесь H_T представляет глубину, на которой элемент жидкости меняет свою температуру за счет адиабатического сжатия или расширения в 3 раза, т. е. $H_T = C_p/\alpha g$, где g — ускорение свободного падения. Отношение скорости вязкого нагревания к об-



Р и с. 26. Линии тока в численной модели тепловой конвекции [McKenzie, Roberts, Weiss, 1974].

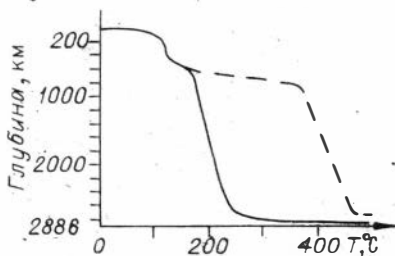
а — тепло генерируется внутри области; б — 50% тепла генерируется внутри и 50% поступает через нижнюю границу; в — тепло поступает через нижнюю границу.

Р и с. 25. Число Рэлея как функция длины волны в случае твердой (сплошная линия) и свободной (штриховая) границ [Büsse, 1979].



Р и с. 27. Линии тока в численной модели тепловой конвекции [Rabinowicz, Lago, 1980]. 40% тепла поступает через нижнюю границу, 60% генерируется внутри области, правая стенка имеет температуру 650°C при нулевой глубине и далее вниз по адиабате.

Р и с. 28. Мантийные изотермы, рассчитанные Олсоном [1981]. Сплошная линия соответствует общемантийной конвекции в сферической модели, штриховая — раздельной конвекции в верхней и нижней мантии.



щему тепловому потоку не зависит от P и пропорционально d/H_T . Для случая $d/H_T > 1$ может возникнуть такая ситуация, когда тепла от трения будет выделяться больше, чем переноситься конвекцией [Jarvis, McKenzie, 1980; Hewitt, McKenzie, Weiss, 1980].

Разнообразие представленных моделей конвективного течения, описывающих различные ситуации в недрах, определяется, с одной стороны, недостаточной информацией о физических свой-

ствах мантийного вещества, а с другой — сложностью процессов, протекающих в недрах, зависящих от большого числа параметров.

Сейчас очень распространено мнение, что основной движущий механизм плитной тектоники — тепловая конвекция в мантии. Горизонтальный масштаб ячейки достаточно хорошо определен, а вертикальный размер трактуется по-разному.

На раннем этапе обсуждения тепловой конвекции как механизма движения плит предполагалось, что конвективные движения ограничены глубиной 700 км. Поэтому большие литосферные плиты требовали ячеек с $\lambda \sim 10$. Когда было выяснено, что вязкость мантии изменяется с глубиной незначительно, в качестве двигательного механизма была предложена общемантийная тепловая конвекция [Davies, 1977; O'Connell, 1977; Schubert, 1979]. При таких вертикальных размерах конвектирующей области $\lambda = 2$ и течение становится похожим на лабораторные эксперименты. Последние работы в этом направлении [Olson, 1981; Zebib, Schubert, Straus, 1980; Busse, 1979] изучают эффекты сферической геометрии. По мнению этих авторов, модели плоских слоев позволяют описывать лишь лабораторные эксперименты, но, поскольку в рассмотрение включена нижняя мантия, необходимо решать задачу в сферической геометрии. Недавно удалось численно решить уравнения Навье — Стокса в сферическом сегменте для жидкости, вязкость которой зависит от температуры. Было найдено хорошее соответствие с лабораторными экспериментами в передаче тепла сферической конвекцией. Используя теорию граничных тепловых слоев, развитую в последнее время [Olson, Corsos, 1980], были определены характеристики движения плит, совпадающие с данными наблюдений. Сравнение общемантийной и слоистой (отдельно от верхней и нижней мантии) сферической конвекции показало, что общемантийная конвекция может обеспечить наблюдаемые плитные скорости. Принципиальное различие двух таких типов конвекции, как отмечалось в работе, заключается в том, что слоистая конвекция приводит к более горячей нижней мантии (рис. 28).

Как отмечают Хевит, Мак-Кензи и Вейс [Hewitt, McKenzie, Weiss, 1980], гипотеза общемантийной конвекции встречает ряд трудностей. В предложенных моделях, описывающих данный процесс, не исследовалась стабильность системы к коротковолновым возмущениям, и если не создавать искусственной стабильности поверхностного пограничного слоя [Parmentier, Turcotte, 1978], то маловероятно, что ячейки с $\lambda \sim 1$ будут стабильными. Ни одна из моделей общемантийной конвекции не смогла объяснить уровень напряжений в погружившейся части литосферной плиты. Другой аргумент против типа конвекции относится к измеренному изотопному отношению некоторых долгоживущих радиоактивных элементов. Верхняя мантия истощена литофильными элементами, что может быть объяснено дифференциацией континентальной коры. Поэтому вполне допустимо, что только около половины мантии участвовало в поставке указанных

элементов при образовании континентов в геологическое время и что перемешивание между верхней и нижней мантией было мало.

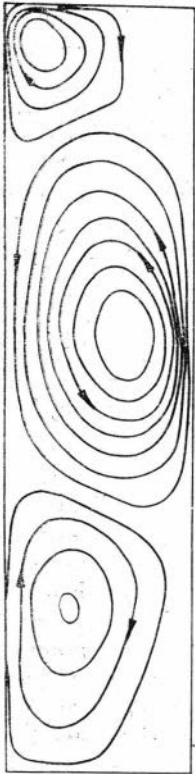
Современные геохимические исследования и особенно данные Sm—Nd характеристик источников различных типов излившихся лав приводят к заключению, что в мантии существуют изолированные геохимические резервуары, не смешивающиеся $\sim 10^9$ лет и более [Jacobsen, Wasserburg, 1979].

Раздельные резервуары были введены для того, чтобы объяснить различные свойства базальтов срединно-океанического хребта по сравнению с континентальными излившимися базальтами. Геохимические модели предполагают объем источника базальтов срединно-океанических хребтов около $1/3$ объема мантии. Такую ситуацию может обеспечить лишь верхнемантийная глобальная конвекция.

Рихтер и Мак-Кензи [Richter, McKenzie, 1981] нашли, что конвекция развивается независимо в каждом слое (слоистая конвекция), если скачок плотности между слоями больше, чем изменение плотности, ассоциирующееся с максимальным температурным перепадом в конвектирующей области. В лабораторных экспериментах была использована смесь воды и глицерина в различных пропорциях, чтобы моделировать плотностные различия слоев. Эти исследования показали, что увеличение содержания железа в нижней мантии на 2% достаточно для слоистой конвекции. Такое различие в концентрации Fe может быть результатом экстракции металла континентальной корой из верхней мантии.

Ограничение конвекции областью верхней мантии исходит также из того, что фазовые переходы в состоянии различными способами запрещают вертикальный перенос масс. Как показали Ли и Андерсон, верхняя мантия более богата Al_2O_3 , чем нижний сегмент. Окись алюминия стабилизирует гранатовые структуры и препятствует трансформации в структуру перовскита. Богатые гранатом ассоциации будут плотной фазой в верхней мантии, но легче вещества нижней мантии. Поэтому они не в состоянии проникнуть в нижнюю мантию, существующую в основном в структуре перовскита. Барьером вертикальному движению вещества через границу на глубине 700 км являются фазовые переходы с отрицательным наклоном кривой Клапейрона.

Гипотеза о глобальной конвекции, охватывающей всю мантию, предполагает необходимость дополнительных исследований, касающихся свойств веществ при высоких давлениях и температуре, соответствующей нижней мантии. Джарвис и Мак-Кензи убедительно показали, что приближение Буссинеска, которое используется при изучении общемантийной конвекции, неприменимо для описания такого механизма в столь обширной области. В данном случае d сравнимо с H_T , и поэтому необходим учет прежде всего сжимаемости жидкости. При исследовании указанных эффектов обнаружено, что относительная ширина конвективной ячейки уменьшается с увеличением глубины. По заключению ав-



Р и с. 29. Конвекция в сжимаемой жидкости [Jarvis, McKenzie, 1980]. Модель общемантийной конвекции.

торов, предположение об общемантийной конвекции не решает проблему вертикального масштаба [Jarvis, McKenzie, 1980] (рис. 29).

В свете сказанного здесь и далее принимается предположение о существовании раздельной тепловой конвекции в верхней и нижней мантии. Возбудителями движений в верхней мантии служат региональные тепловые аномалии на подошве этой области и внутренний нагрев области радиоактивными изотопами. В нижней мантии источниками энергии являются радиоактивное тепло и энергия от дифференциации вещества на ядро-мантийной границе.

В данной работе обсуждается мелкомасштабная тепловая конвекция в верхней мантии, характерная особенность которой состоит в равенстве вертикального и горизонтального участков ячейки. Впервые такой тип конвекции, наложенный на глобальную циркуляцию, предложил Рихтер в 1973 г. для объяснения равенства океанического и континентального тепловых потоков. Более подробно этот механизм исследовали Мак-Кензи, Робертс и

Вейс [McKenzie, Roberts, Weiss, 1974]. Необходимость существования мелкомасштабной конвекции следует из численных расчетов, причем часто это проявляется в работах, посвященных изучению глобальной конвекции. В работе [Вгемаескер, 1977] рассматривалась верхнемантийная глобальная конвекция в жидкости, вязкость которой меняется с глубиной, причем минимум достигается на глубине 100—200 км. Как отмечает автор, рассчитанные значения теплового потока глобальной конвекции не отвечают наблюдаемой зависимости этой величины при движении от срединно-океанического хребта. Такое соответствие легко обеспечивает введение в рассмотрение мелкомасштабной конвекции.

Обратимся к другому примеру. В работе [Olson, 1981] обсуждались два типа глобальной конвекции: общемантийная и слоистая. При расчетах модели слоистой конвекции в нижней мантии была получена нереально высокая температура, превосходящая современные оценки этой величины более чем в 2 раза. Автор демонстрирует, таким образом, несостоятельность предположения о раздельной глобальной конвекции. Однако никакого противоречия здесь нет. Известно, что чем больше горизонтальный размер ячейки превосходит вертикальный, тем менее эффективно ячейка переносит тепло [Moore, Weiss, 1973]. Крупномасштаб-

ные верхнемантийные ячейки не в состоянии эффективно выносить избытки тепла из нижней мантии, чем и объясняется полученное завышение температуры нижней мантии. Введение в рассмотрение мелкомасштабной изометричной конвекции приведет в соответствие рассчитанные и наблюдаемые характеристики.

Мелкомасштабная конвекция в верхней мантии принимает в зависимости от физических условий области и граничных условий различные формы. В 1973 г. Рихтер экспериментально показал возможность структуры мелкомасштабной конвекции в виде валов под движущейся верхней границей. Такая ситуация предполагается под литосферной плитой в период интенсивного движения. В начале движения плита обычно находится в области восходящего потока глобальной конвекции. В результате интенсивного разогрева вязкость вещества верхней мантии здесь понижена, а число Рэлея, наоборот, резко возрастает. Поэтому, основываясь на работах Буша [Busse, 1979], наиболее устойчивой формой мелкомасштабной конвекции при таких условиях являются валы, ось которых направлена по движению плиты. По мере того как плита перемещается в область нисходящих потоков глобальной конвекции, физическая ситуация в верхней мантии меняется. Прежде всего уменьшается температура недр. Конвекция теперь не в состоянии пересечь уровень фазового перехода на глубине 400 км. Точка, соответствующая физическому состоянию системы на петле гистерезиса, полученной Бушем, показывает, что теперь устойчивая форма движений переместилась из области валов в область изометрической структуры ячейки. Замыкание ячейки на глубине выше 400 км подтверждается условием Рихтера — МакКензи [Richter, McKenzie, 1981] для слоистой конвекции $\alpha \Delta T < \Delta \rho / \bar{\rho}$, где $\Delta \rho$ — перепад плотности при фазовом переходе, ΔT — разность температур на кровле и подошве верхней мантии.

Таким образом, под современными континентальными плитами, находящимися в районах нисходящих глобальных конвективных потоков, мелкомасштабная конвекция замыкается в слое на глубине 100—400 км, а под тектонически активными областями — в астеносферном слое (100—200 км). Океаническая верхняя мантия характеризуется еще более мелкой конвекцией. Из-за малой мощности океанической коры путем кондуктивного остывания развивается конвективная неустойчивость в слое на глубине 60—110 км [Parsons, McKenzie, 1978]. Такая конвекция очень похожа на ячейки под молодой корой, которые существовали, вероятно, в раннем докембрии. Разница между ними состоит в меньшей скорости перемешивания современных океанических ячеек, которые уже не в состоянии взломать кору, но служат, по-видимому, причиной ураганного распространения подводного вулканизма.

Итак, в зависимости от физической ситуации в верхней мантии в ней могут существовать различные формы мелкомасштабной тепловой конвекции:

- а) под интенсивно движущимися континентальными литосфер-

ными плитами валы с вертикальным размером 100—700 км, ось которых параллельна направлению движения плиты;

б) под платформенными областями плит, находящихся вдали от восходящих потоков глобальной конвекции, изометрические в плане с центральным нисходящим потоком конвективные ячейки с вертикальным размером 100—400 км;

в) под тектонически активными континентальными областями мелкомасштабная изометрическая конвекция замыкается в астеносфере (100—200 км);

г) под океаническими плитами можно ожидать мелкомасштабную конвекцию в интервалах глубин 60—110 км.

В данной работе подробно исследуются формы а) и б). Конвекция под тектонически активными областями обсуждается Хоузманом, Мак-Кензи и Молнаром [Houseman, McKenzie, Molnar, 1981], а конвекция под океаническими плитами — Парсонсом, Мак-Кензи [Parsons, McKenzie, 1978]. Недавно появилась работа, посвященная исследованию такого типа конвекции для жидкостей, вязкость которых зависит от температуры [Yuen, Peltier, Schubert, 1981], но авторы не совсем удачно задали зависимость вязкости от глубины. Так, вязкость на глубине 100 км у них более 10^{25} П, что вряд ли оправдано для океанической мантии. Поэтому к выводам данной работы следует относиться весьма осторожно.

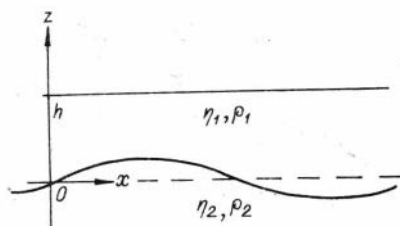
§ 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕПЛОЙ КОНВЕКЦИИ И ИЗОСТАТИЧЕСКОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ

При оценке влияния какого-либо мантийного процесса на верхние слои Земли необходимо учитывать, что в более массивной по сравнению с океанической континентальной литосфере существует процесс изостатического регулирования, который наряду с глубинными процессами играет заметную роль в тектонической жизни Земли и в значительной степени определяет ее внешний облик. Причем изостатические силы лимитируют воздействие мантийных процессов на кору [Артемьев, 1975]. Поэтому некоторые особенности тектонического развития Земли могут быть отнесены за счет взаимодействия изостатического регулирования и процесса тепловой конвекции в верхней мантии. Изучение процесса изостатического регулирования как в теоретическом, так и в экспериментальном направлении было начато в 30-е годы. Большинство исследователей [Gutenberg, 1941; Haskell, 1936] пришли к выводу о постоянстве вязкости верхней мантии по глубине.

Современные представления о механизме изостатического регулирования, его временных характеристиках в зависимости от реологических свойств вещества, не противоречащих данным наблюдений, получены главным образом благодаря работам, выполненным в последние годы [Артемьев, 1975; Артюшков, 1979; Ушаков, 1966; Lliboutry, 1971].

В работе Е. В. Артюшкова механизм изостатического регули-

Р и с. 30. Литосфера и верхняя мантия, представленная двухслойной вязкой жидкостью с начальным синусоидальным возмущением на границе слоев.



рования изучался с помощью модели, представляющей собой слой вязкой жидкости толщиной H со свободной верхней границей, лежащий на жестком основании и разделенный границей с плотностным возмущением. Как было показано, время восстановления изостатического равновесия определяется вязкостью слоя η , его толщиной H и размером возмущения L : $\tau \sim 2\pi\eta/\rho g L$ при $L \ll H$ и $\tau \sim \eta L^2/\rho g H^3$ при $L \gg H$. Здесь ρ — плотность вещества, g — ускорение свободного падения. Модели такого типа не дают представления о движении вещества на глубинах > 200 км, но обнаруживают хорошее совпадение теоретически вычисленных характеристик с наблюдаемыми (при изучении послеледникового поднятия Фенноскандии и Канадского щита). Здесь необходимо учесть, что, во-первых, в указанных работах не ставилась цель исследовать взаимодействие изостатического регулирования с мантийными процессами (поэтому модель была ограничена по глубине), но лишь найти связь наблюдаемых характеристик с реологическими свойствами вещества верхней мантии, и, во-вторых, рассматриваемые в моделях временные масштабы не в состоянии надежно отразить эффект от воздействия глубинных процессов.

В свете изложенного, а также учитывая поставленную задачу, автором были рассчитаны модели изостатического регулирования с целью получения временной зависимости от этого процесса и распределения кинематических характеристик от реологических свойств вещества до глубины 600 км.

Верхние слои оболочки Земли были представлены многослойной вязкой жидкостью, причем слои отличались как плотностью, так и вязкостью вещества. Первая модель была двухслойной и предназначалась для определения декремента затухания начального синусоидального возмущения на границе слоев (рис. 30). Движение жидкости описывается следующей системой уравнений:

$$1/\rho \Delta P + \nu \Delta \vec{V} + g = \partial \vec{V} / \partial t, \operatorname{div} \vec{V} = 0. \quad (9)$$

На свободной границе должны выполняться условия

$$\sigma_{zz}^{(1)} = -P_1 + 2\eta \partial V_z / \partial z = 0, \sigma_{xz}^{(1)} = \eta (\partial V_x / \partial z + \partial V_z / \partial x) = 0. \quad (10)$$

На границе раздела соблюдается непрерывность нормальных и скалывающих напряжений и скоростей:

$$\sigma_{zz}^{(1)} = \sigma_{zz}^2, \sigma_{xz}^1 = \sigma_{xz}^2, V_z^1 = V_z^2, V_x^1 = V_x^2. \quad (11)$$

Кроме того, введем начальные условия

$$\xi = \xi_0 e^{-ikhx} |_{z=0}, \quad \xi_1 = 0 |_{z=h}, \quad (12)$$

где ξ — амплитуда возмущения грани, k — волновое число.

На границах заданы кинематические условия

$$\partial \xi |_{\partial t} = V_z |_{z=0}, \quad \partial \xi_1 |_{\partial t} = V_z |_{z=h}. \quad (13)$$

Решение системы уравнений ищем в виде

$$V_z = V_z(z, t) e^{-ikhx}, \quad V_x = V_x(z, t) e^{-ikhx}. \quad (14)$$

Подстановкой (14) в (9) освобождаемся от производных по x и, применяя к полученной системе преобразование Лапласа, получим

$$\tilde{V}_z^{IV} - (2k^2 + \gamma/\nu) \tilde{V}_z'' + k^2(k^2 + \gamma/\nu) \tilde{V}_z = 0,$$

$$\text{где } \tilde{V}_z = \int_0^{\infty} V_z e^{-\gamma t} dt. \quad (15)$$

Решения уравнения (15):

для третьего слоя

$$V_z^{III} = C_1 e^{kz} + C_2 e^{-kz} + C_3^{\alpha_{1z}} + C_4^{-\alpha_{1z}}, \quad (16)$$

где $\alpha_{1,2}^2 = k^2 + \gamma/\nu_{1,2}$;

для второго слоя

$$V_z^{(2)} = C_5 e^{kz} + C_6 e^{\alpha_2 z}. \quad (17)$$

Подставляя (16) и (17) в преобразованные граничные условия, определим C_i . Из теоремы разложения в ряды оригиналов преобразования Лапласа для больших выполняется соотношение

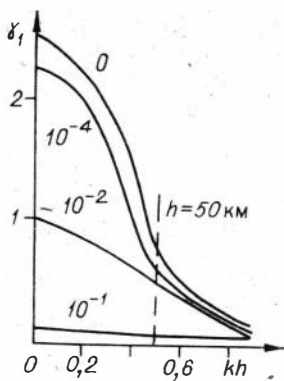
$$\begin{aligned} V &= 1/2\pi i \int_{a-i\infty}^{a+i\infty} \tilde{V}(\gamma) e^{\gamma t} d\gamma = \sum_{i=1}^l \text{res} \tilde{V}(\gamma_i) e^{\gamma_i t} = \\ &= \sum_{i=1}^l (A(\gamma_i)/B_1(\gamma_i)) e^{\gamma_i t}, \end{aligned} \quad (18)$$

где суммирование ведется по всем особым точкам. Таким образом, скорость пропорциональна $e^{\gamma_i t}$. Выражение для декремента затухания процесса может быть представлено в виде

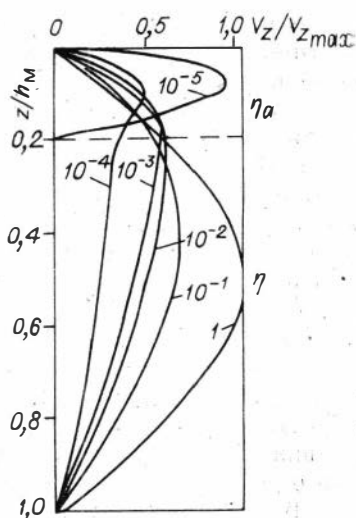
$$\begin{aligned} \gamma_{1,2} &= \{g\rho_2[\eta_2(1 + 2k^2h^2) + 2\eta_1kh(1 + k^2h^2/3)]/4k\eta_1[\eta_2(1 + \\ &+ 2k^2h^2) + 2\eta_1kh] \{-1 \pm [-(2k^2h^2\rho_1\Delta\rho\eta_1/\rho_2^2[\eta_2(1 + 2k^2h^2)] + \\ &+ 2\eta_1kh(1 + k^2h^2/3))]\}. \end{aligned} \quad (19)$$

Предельный случай $\eta_2 = 0$ приводит к известным выражениям для γ :

$$\gamma_1 = -3\rho_2gh/k^4h^4\eta_1, \quad \gamma_2 = -\rho_1\Delta\rho gh/4\eta_1\rho_2. \quad (20)$$



Р и с. 31. Зависимость $\gamma_1(kh)$ при различных значениях η_a/η_1 .



Р и с. 32. Зависимость $V_z(z)$ при различных η_a/η_1 [Davies, 1977].

Для выяснения влияния дефицита вязкости астеносферы (так, для краткости будем называть величину понижения вязкости в астеносфере по сравнению с выше- и нижележащими слоями мантии) на временные характеристики процесса изостатического регулирования на рис. 31 представлена зависимость декремента затухания от kh при различных значениях отношения η_a/η_1 . Из графика $\gamma_0(kh) = \gamma/A(\eta, \rho)$ при дефиците вязкости астеносферы 10^2 , при $kh > 0,5$ (это соответствует континентальной литосфере с $h > 50$ км) следует, что характерное время регулирования слабо зависит от вязкости астеносферы, и можно считать $\eta_a = 0$. В этом случае (при $\rho_1 = 2,8$ г/см, $\rho_2 = 3,3$ г/см, $\eta_1 = 10^{24}$ П) время изостатического всплывания $\tau_1 \sim 1/\gamma_1 = 10^{10}$ с, время растекания неоднородности $\tau_2 \sim 1/\gamma_2 = 10^{14}$ с, тогда как при $\eta_1 = \eta_2$ получим $\tau_1 \sim 10^{11}$ с, $\tau_2 \sim 10^{15}$ с. Значит, для модели вязкой литосферы неоднородности с характерным размером $L/2 \leq 300$ км могут регулироваться без существенного влияния астеносферы. Заметим, что для океанов ($h < 50$ км) пренебречь влиянием вязкости астеносферы при тех же условиях можно, лишь если $\eta_a \sim 10^{-4} \eta_1$.

Из сказанного следует, что дефицит вязкости континентальной астеносферы $10-10^2$ достаточен, чтобы характерное время изостатического регулирования соответствовало его эмпирическим значениям, а величина скорости горизонтального компенсационного течения (~ 10 см/год) позволяет не считать такую астеносферу препятствием и для больших горизонтальных перемещений литосферных плит.

В последнее время получены важные данные о латеральной неоднородности верхней мантии в интервале глубин, отвечающих положению астеносферы (80—200 км), по скоростям сейсмических волн, электропроводности и, по-видимому, как следствие, по вязкости [Алексеев и др., 1977]. Отмечено, что волноводы и зоны по-

вышенной электропроводности, соответствующие астеносфере, отчетливо выражены в тектонически активных районах (в Дальневосточной переходной зоне, в области Байкальского рифта, на Памире, Кавказе, в Карпатах), однако, например, в Алтае-Саянской горной области существенных изменений указанных свойств не обнаружено. Не выявлено заметных вариаций этих свойств в платформенных районах СССР, в том числе на Балтийском щите, для которого определена вязкость астеносферы по данным о изостазии и постгляциальных поднятиях земной коры.

Сопоставление данных о распространении астеносферных зон с результатами изучения изостазии территории СССР [Артемьев, 1975; Ладынин, 1977] приводит к парадоксальному, на первый взгляд, выводу: там, где вязкость астеносферы понижена и процессы изостатического регулирования должны иметь большую скорость и меньшее время релаксации, отмечают, напротив, наибольшие отклонения от равновесия. Это прежде всего область перехода от Азиатского континента к Тихому океану, Памир и Копет-Даг, Кавказ и Карпаты [Артемьев, 1975], т. е. области альпийского горообразования, а также Байкальская рифтовая зона [Ладынин, 1977]. В противоположность этому на Восточно-Европейской платформе, в Центральном Казахстане и Алтае-Саянской области, а также на Сибирской платформе, где отсутствует достаточно четко выраженная астеносфера [Алексеев и др., 1977], не отмечено сколько-нибудь значительных нарушений изостазии. Следовательно, современные различия в изостатическом состоянии обусловлены не столько скоростями изостатического регулирования, сколько интенсивностью продолжающихся тектонических процессов, причем последние так связаны со свойствами астеносферы, что понижение ее вязкости сопровождается интенсификацией самих процессов.

Надо отметить, что районы, различающиеся характеристиками астеносферы, не имеют других закономерных различий между собой по плотности литосферы [Ладынин, 1977] и по структурным параметрам земной коры [Фотиади, Ладынин, 1974] кроме систематически большей степени латеральной неоднородности в областях с отчетливо выраженной астеносферой.

Плановое совпадение тектонически активных областей с существенными нарушениями изостазии, с зонами пониженной вязкости астеносферы можно объяснить различием геометрии тепловых конвективных ячеек в мантии в зависимости от дефицита вязкости астеносферы. На рис. 32 дано распределение по глубине вертикальной скорости конвективного течения в зависимости от соотношений вязкости астеносферы η_a и вязкости подастеносферного слоя мантии η по результатам моделирования [Davies, 1977]. Здесь принято $h_m = 700$ км, толщина астеносферы 140 км, ее поверхность $z = 0$ свободна, а источником тепла является плоскость $z = h_m$. В этой модели при $\eta_a/\eta \leq 10^{-5}$ конвекция полностью замыкается в низковязком слое, при $\eta_a/\eta = 10^{-4}$ ее скорость \sim в 1,5 раза выше, чем в подстилающем слое, тогда как при де-

фиците вязкости астеносферы в 1—3 порядка весьма существенна конвекция в глубоких частях верхней мантии. Заметим, что V_x пропорциональна $\partial V_z / \partial z$ для $\eta_a / \eta = 10^{-5}$ и даже для $\eta_a / \eta = 10^{-4}$ много больше, чем для $\eta_a / \eta \geq 10^{-3}$.

Эти результаты показывают, что дефицит вязкости астеносферы непосредственно определяет геометрию конвективных ячеек. В тектонически активных областях конвекция может замыкаться в пределах астеносферы, тогда в ней существуют два независимых потока — горизонтальное перетекание при изостатическом регулировании и конвективное течение, скорость которого может иметь тот же порядок (10 см/год). Влияние конвективных ячеек, как будет показано ниже, приводит в таких условиях к антиизостатическим движениям земной коры и соответствующим нарушениям равновесия. В спокойных, например платформенных, районах, где дефицит вязкости астеносферы не превышает 3 порядков, конвекция должна охватывать большой объем мантии, скорость перемещения материала в этом случае мала по сравнению со скоростью изостатического регулирования, и конвекция влияет на изостазию менее интенсивно.

Поскольку более стабильными являются конвективные ячейки, горизонтальные и вертикальные размеры которых близки, то в тектонически активных областях размер ячеек и расстояние между ними могут быть в несколько раз меньше, чем в относительно спокойных, что объясняет указанную выше большую латеральную неоднородность активных областей по плотности литосферы, структурным особенностям земной коры, а также по характерным размерам новейших морфоструктур и по спектру современных движений земной коры [Магницкий, 1968; и др.].

Для того чтобы получить распределение горизонтальной скорости перемещения вещества при регулировании с глубиной, постараемся свести к минимуму факторы, влияющие на это распределение: положим, что полупространство однородно по вязкости, т. е. $\eta_1 = \eta_2$. Тогда

$$\gamma_1 = \rho_2 g / 2k\eta, \quad \gamma_2 = \rho_1 \Delta \rho g / 2(k\eta\rho_2)k^2 h^2. \quad (21)$$

Выражения для скоростей движения вещества в первом и втором слое соответственно $V_z^1, V_x^1, V_z^2, V_x^2$ имеют вид

$$V_z^1 = - \left(g \Delta \rho \xi e^{-ikx} / 2k\eta \right) \left[(\rho_1 / \rho_2) kh f_5(z) (e^{\gamma_2 t} - e^{\gamma_1 t}) + f_1(z) (e^{\gamma_1 t} - (\rho_1 \Delta \rho / \rho_2) k^2 h^2 e^{\gamma_2 t}) \right], \quad (22)$$

$$V_z^2 = g \Delta \rho \xi_0 e^{-ikx} / 2k\eta \left[(\rho_1 / \rho_2) kh f_7(z) (e^{\gamma_2 t} - e^{\gamma_1 t}) + f_3(z) (e^{\gamma_1 t} - (\rho_1 \Delta \rho / \rho_2) k^2 h^2 e^{\gamma_2 t}) \right],$$

$$V_x^1 = - \left(g \Delta \rho \xi_0 e^{-ikx} / 2k\eta \right) \left[(\rho_1 / \rho_2) kh f_6(z) (e^{\gamma_2 t} - e^{\gamma_1 t}) + f_2(z) (e^{\gamma_1 t} - (\rho_1 \Delta \rho / \rho_2) k^2 h^2 e^{\gamma_2 t}) \right],$$

$$V_x^2 = g\Delta\rho\xi_0 e^{-ikhx}/2k\eta \left[(\rho_1/\rho_2) khf_8(z) (e^{\nu_2 t} - e^{\nu_1 t}) + f_4(z) (e^{\nu_1 t} - (\rho_1\Delta\rho/\rho_2) k^2 h^2 e^{\nu_2 t}) \right],$$

где $f_1(z) = 1 + k^2/2(4h^2 - z^2)$, $f_2(z) = kz + k^3z^3/3$, $f_3(z) = 1 + k^2/2(4h^2 - z^2) - (k^3z^3/3)$, $f_4(z) = -kz - (k^2z^2/2)$, $f_5(z) = k(h - z)[1 + zk^2/6(2h - z) + k^2h^2/3]$, $f_6(z) = 1 + k^2z(h - (z/2))$, $f_7(z) = k(h - z) - k^2z^2 - k^3z^3/2$, $f_8(z) = -1 - 2kz - 3/2 k^2z^2$.

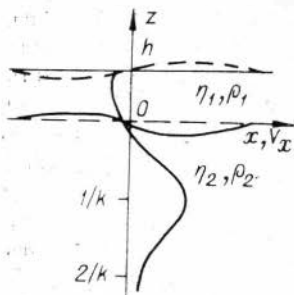
Горизонтальная и вертикальная составляющие скорости, как следует из (22), состоит из двух слагаемых. Первое описывает процесс восстановления равновесия в жидкости без возмущения поверхности в результате действия архимедовых сил на границе слоев [Ламб, 1949; Ландау, Лифшиц, 1954]. Второе слагаемое определяет вклад массовых сил (сил тяжести прежде всего). В первом слое с точностью до k^2h^2 вертикальная составляющая V_z не изменяется с глубиной, а горизонтальная обращается в нуль при $z \rightarrow 0$. Во втором слое V_x достигает максимума при $z = 1/k$ и далее монотонно затухает. Таким образом, основное горизонтальное перемещение материала при изостатическом регулировании происходит на глубинах 130—150 км для возмущения $L = \lambda/2 = 500$ км (рис. 33).

Расчеты для многослойной среды показали, что горизонтальное перетекание существенно концентрируется в слое пониженной вязкости при скачке вязкости ≥ 3 порядков [Тычков, 1979].

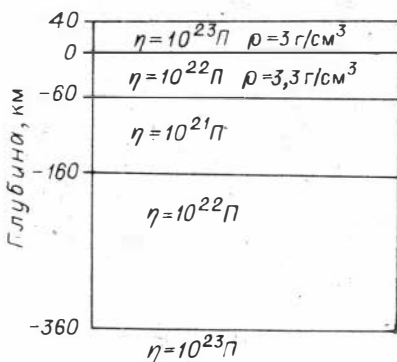
Для того чтобы оценить эффект взаимодействия изостатического регулирования и тепловой мелкомасштабной конвекции, верхняя мантия моделировалась многослойной вязкой жидкостью (рис. 34), движения которой описываются уравнениями Навье — Стокса, причем конвективные движения, вызванные вертикальным градиентом температуры, существуют только в слое на глубине 100—400 км. В более вязкой и дифференцированной по плотности литосфере наблюдается плотностная нестабильность на границе Мохо, распределение скоростей движения вещества в этой области задается уравнениями (9). Для области в интервале 100—400 км движение описывается уравнениями

$$\begin{aligned} -1/\rho \nabla P + \nu \Delta \vec{V} + \alpha g \Theta \vec{\gamma} &= 0, \\ -(\vec{V} \cdot \vec{\gamma}) A &= \kappa \nabla^2 \Theta, \operatorname{div} \vec{V} = 0, \end{aligned} \quad (23)$$

где $\vec{\gamma}$ — единичный вектор, направленный вверх; A — температурный градиент; \vec{V} — скорость; Θ — температурное возмущение; P — давление; κ — коэффициент теплового расширения; ν — кинематическая вязкость. Ось Oz направлена вверх, начало координат находится на границе Мохо. В горизонтальном направлении \vec{V} и Θ имеют синусоидальную зависимость с волновым числом k . Ре-



Р и с. 33. Зависимость горизонтальной скорости перетекания вещества при изостатическом регулировании от глубины.



Р и с. 34. Реологическая модель верхней мантии до глубины 400 км.

шение ищется в виде

$$V_z(x, z) = V_z e^{ikh}, \quad (24)$$

где

$$V_z(z) = C_1 \cos dz + C_2 \sin dz + C_3 \text{ch } az \sin bz + C_4 \text{ch } az \cos bz + C_5 \text{sh } az \sin bz + e_6 \text{sh } az \cos bz, \quad (25)$$

$$a = k \sqrt{(\sqrt{1+n+n^2} + n/2)/2},$$

$$b = k \sqrt{(\sqrt{1+n+n^2} - n/2)/2},$$

$$d = k \sqrt{n-1}, \quad n = (R/k^4 h^4)^{1/3}, \quad R = \rho \alpha g \Delta T h^3 / \kappa \nu,$$

h — глубина конвектирующей области. При решении системы уравнений (9) и (24) требовалось, чтобы нормальные и касательные напряжения и скорости были непрерывны при переходе внутренних границ, поверхность предполагалась свободной, а на глубине 400 км, учитывая действие фазового перехода, горизонтальная и вертикальная скорости, а также температурное возмущение обращались в нуль. На границе астеносферы соблюдалась непрерывность теплового потока и температурного возмущения.

Несмотря на то, что антиизостатические движения наиболее интенсивны в тектонически активных районах, целесообразнее изучать, по-видимому, влияние глубинных перемещений вещества на регулирование в спокойных платформенных районах, поскольку в них отсутствуют или менее выражены движения, порожденные иными тектоническими силами, чем регулирование и мелко-масштабная конвекция. Кора и мантия для платформенных областей могут быть представлены в виде: верхний слой до глубины 40 км с вязкостью $\eta_1 = 10^{23}$ П и плотностью $\rho_1 = 3 \text{ г/см}^3$, далее слой до глубины 100 км, где $\eta_2 = 10^{22}$ П и $\rho_2 = 3,3 \text{ г/см}^3$, ниже (на глубине 100—200 км) располагается астеносфера с $\eta_3 = 10^{21}$ П, наконец, мантия с $\eta_4 = 10^{22}$ П до глубины 400 км; сверхadiaбатиче-

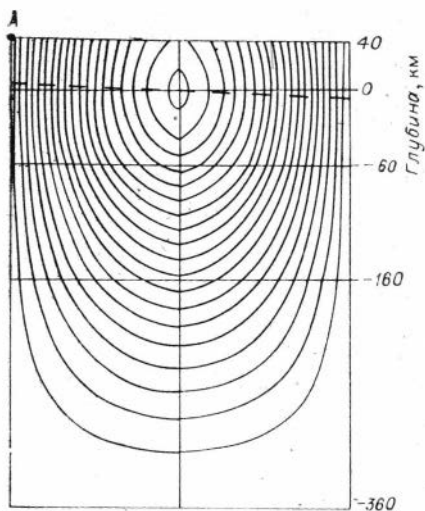
ская разность температур на границах слоя 100—400 км достигает 400—600°C.

Прежде всего были рассчитаны модели изостатического регулирования без конвективного течения в мантии. Результаты счета моделей будут представлены линиями тока жидкости как наиболее удобный и наглядный способ демонстрации вида течения вещества, поскольку касательная в любой точке линии тока указывает направление движения этой точки. Итак, вначале было рассчитано несколько моделей процесса изостатического регулирования при различных значениях вязкости астеносферы η_3 .

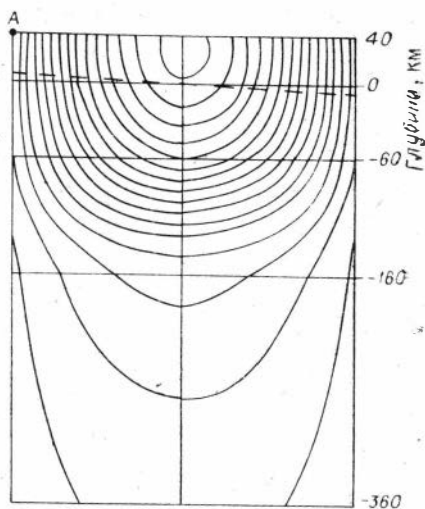
Модель I. Первым исследовался случай, когда вязкость астеносферы равна вязкости ниже- и вышележащих слоев: $\eta_2 = \eta_3 = \eta_4 = 10^{22}$ П. Линии тока представлены на рис. 35. Движение вещества в верхнем слое, как следует из графика, практически вертикально. Штриховой линией показано начальное синусоидальное возмущение границы Мохо. Вертикальная скорость имеет максимальные значения при $\sin kx = 1$, т. е. по линиям максимального вертикального смещения границ, находящимся у левого и правого краев графика. Вдоль центральной осевой линии, соответствующей значению $\xi = \xi_0 \sin kx = 0$, максимального значения достигает горизонтальная составляющая скорости движения вещества. Максимальная вертикальная скорость на поверхности в точке А $V_z^I = -1,7$ см/год, горизонтальная составляющая скорости на глубине ~ 120 км достигает своего максимума $V_x^I = 0,5$ см/год. Если учесть временную зависимость этого процесса и выражение для декремента затухания (19), то при $t \rightarrow \infty$ на дневной поверхности образуется компенсационный рельеф с максимальной амплитудой отклонения от невозмущенного уровня $\xi = 451$ м при начальном возмущении на границе Мохо $\xi_0 = 5$ км.

Модель II. При понижении вязкости астеносферы на порядок, до величины $\eta_3 = 10^{21}$ П, вид течения вещества несколько деформируется (рис. 36) по сравнению с равномерной структурой течения, изображенной на рис. 35. Наблюдается некоторое сгущение линий тока в области ($-60 \div -160$ км), соответствующей астеносфере, что говорит об увеличении скорости и концентрации перемещений вещества в этом районе. Вертикальная скорость теперь в 2 раза больше по сравнению с V_z^I ; она равна $-3,8$ см/год. Это подтверждает сделанный ранее вывод о том, что понижение вязкости астеносферы увеличивает скорости изостатических движений и уменьшает время возвращения системы в изостатически равновесное состояние. Максимум горизонтальной скорости $V_x^{II} = 2,6$ см/год и приходится на глубину 140 км.

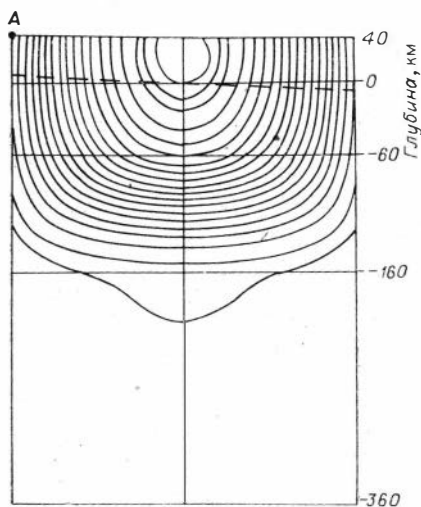
Модель III. Если вязкость астеносферы ограничить величиной $\eta_3 = 10^{20}$ П, то, как видно из рис. 37, перемещение вещества концентрируется в слое до глубины 200 км. При взгляде на этот рисунок напрашивается вывод о том, что подобная ситуация — понижение вязкости астеносферы на 2 порядка по сравнению с окружающим веществом — имеет место под Фенноскандией, поскольку



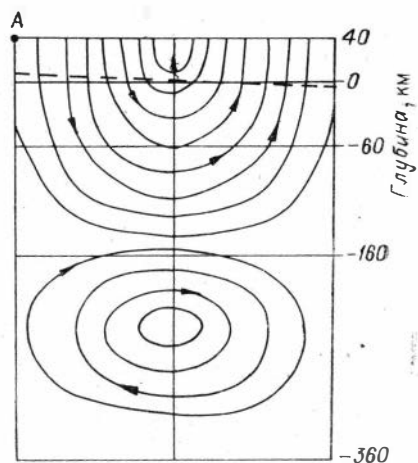
Р и с. 35. Линии тока в модели изостатического регулирования. Вертикальная скорость в точке А $V_z^I = 17$ см/год. Модель I.



Р и с. 36. Линии тока в модели изостатического регулирования. Вертикальная скорость в точке А $V_z^{II} = -38$ см/год. Модель II.



Р и с. 37. Линии тока в модели изостатического регулирования. Вертикальная скорость в точке А $V_z^{III} = -4,3$ см/год. Модель III.



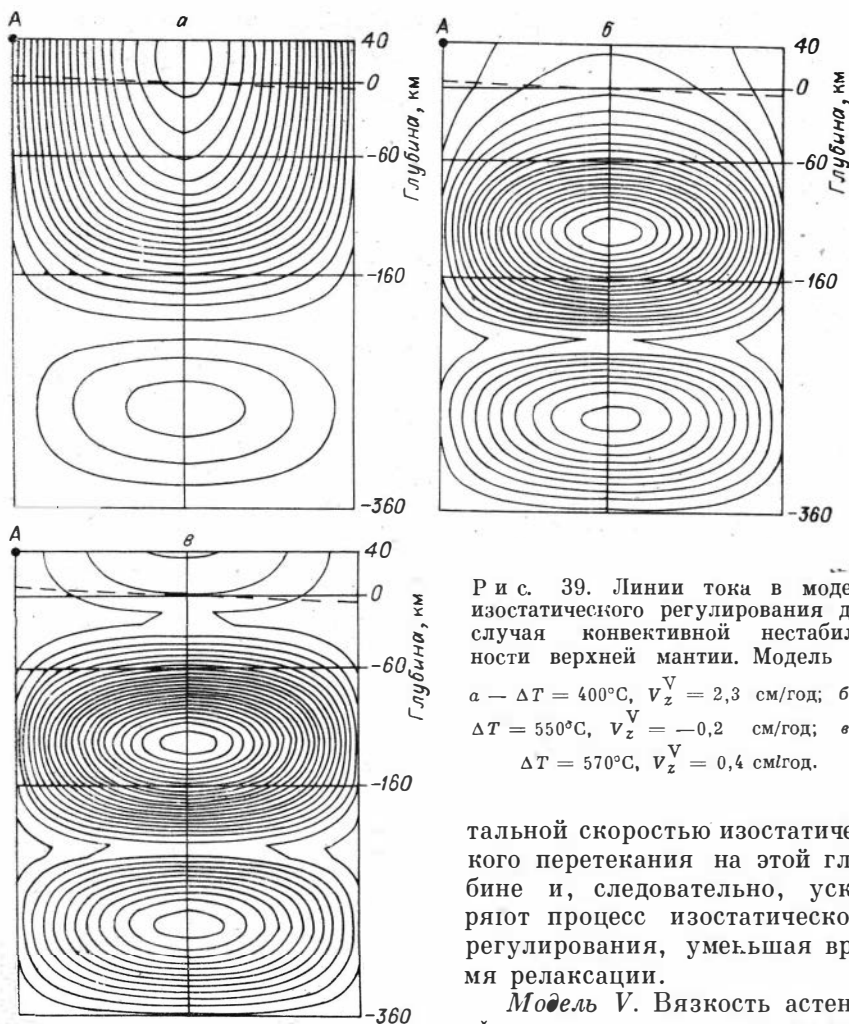
Р и с. 38. Линии тока в модели изостатического регулирования для случая конвективной неустойчивости верхней мантии, $\Delta T = 400^\circ\text{C}$, вертикальная скорость в точке А $V_z^{IV} = 2,0$ см/год. Модель IV.

жу, как уже отмечалось, для этого района были построены модели регулирования [Артюшков, 1979], ограниченные по глубине примерно до 200 км и хорошо совпадающие с результатами наблюдений за поднятием освободившейся от льда поверхности. Однако в последнее время появилась информация о латеральной неоднородности верхней мантии в интервале глубин 100—200 км по скоростям сейсмических волн и электропроводности [Алексеев и др., 1977]. Отмечено, что волноводы и зоны пониженной проводимости, соответствующие астеносфере, уверенно прослеживаются в тектонически активных областях, тогда как на платформах, в частности на Балтийском щите, изменений указанных свойств не обнаружено.

Таким образом, точность используемых в данной работе методов не позволяет обнаружить при переходе к астеносфере скачок вязкости в 2 порядка, существующий, как следует из вышесказанного, в тектонически спокойных районах. Остается добавить, что в этом случае максимум горизонтального перемещения вещества $V_x^{\text{III}} \sim 4$ см/год и приходится на глубину 150 км, а на дневной поверхности максимальная вертикальная скорость характеризуется величиной $V_z^{\text{III}} \sim -4,3$ см/год.

Расчет моделей с учетом конвективной нестабильности верхней мантии начинался с поиска критического числа Рэлея $R_{\text{кр}}$, характеризующего предел стабильности. При $R > R_{\text{кр}}$ ситуация становится нестабильной, и можно говорить о существовании конвективных ячеек. Для исследуемых моделей величина $R_{\text{кр}}$ незначительно варьирует при изменении η_3 и оценивается как $R_{\text{кр}} = 1330$ при длине волны возмущения 760 км. Так как сверхадиабатическая разность температур, необходимая для существования конвекции, равна $\sim 20^\circ\text{C}$, реальная ситуация ($400\text{--}600^\circ\text{C}$) находится в закритической области с $R \sim (40\text{--}50) \cdot 10^3$. Прежде чем приступить к описанию моделей взаимодействия процессов изостатического регулирования и тепловой конвекции в верхней мантии, следует отметить, что в оценке величин ΔT и η_i имеется некоторая неопределенность, поэтому интервал допустимых значений для ΔT составляет $400\text{--}600^\circ\text{C}$, а вязкость слоев, кроме значения вязкости астеносферы, для большей определенности зафиксирована.

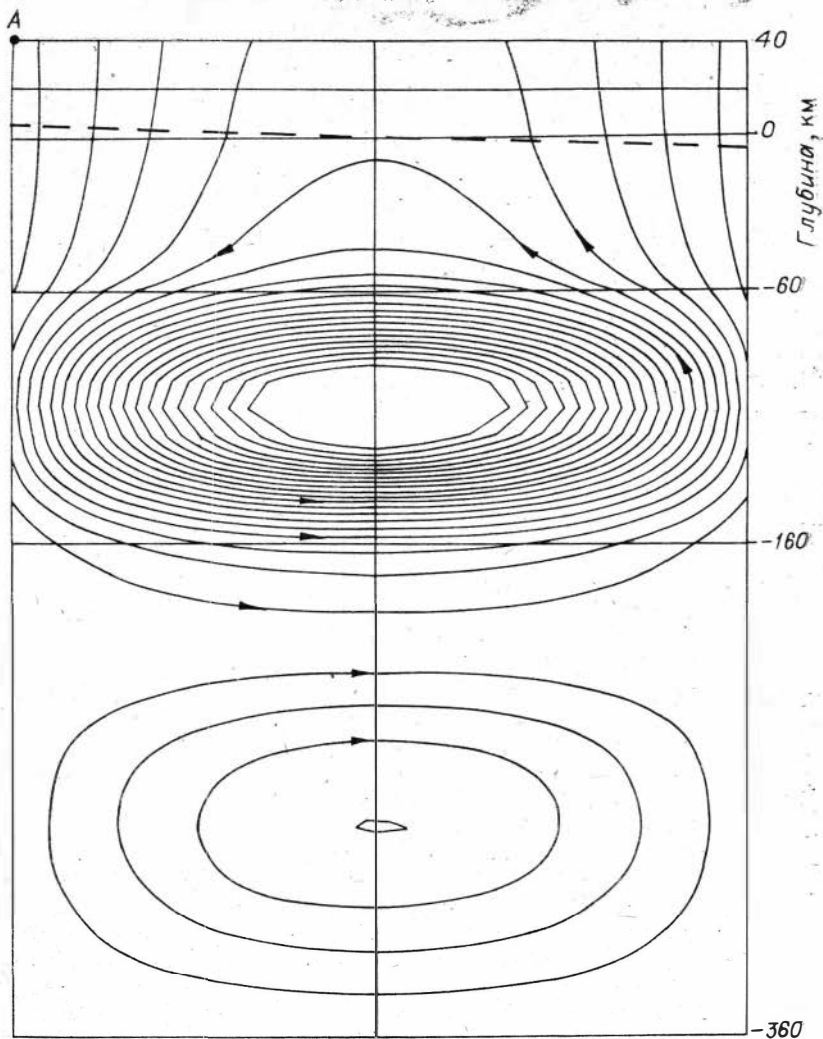
Модель IV. При отсутствии астеносферы по вязкости $\eta_2 = \eta_3 = \eta_4 = 10^{22}$ П имеет место течение, показанное на рис. 38. В интервале глубин 200—400 км существует замкнутая конвективная ячейка, вращающаяся по часовой стрелке, поскольку фазы температурного возмущения и плотностного возмущения на границе Мохо приняты совпадающими для упрощения расчетов и оценки максимального эффекта. Как видно из сравнения с рис. 35, где показана подобная модель, но без конвекции в мантии, изостатическое перемещение вещества существует теперь лишь в слое до глубины 200 км. Однако скорость движения свободной поверхности возросла в 1,5 раза: $V_z^{\text{IV}} = -2$ см/год, так как конвективные горизонтальные движения совпадают по знаку с горизон-



Р и с. 39. Линии тока в модели изостатического регулирования для случая конвективной неустойчивости верхней мантии. Модель V. а — $\Delta T = 400^\circ\text{C}$, $V_z^V = 2,3$ см/год; б — $\Delta T = 550^\circ\text{C}$, $V_z^V = -0,2$ см/год; в — $\Delta T = 570^\circ\text{C}$, $V_z^V = 0,4$ см/год.

тальной скоростью изостатического перетекания на этой глубине и, следовательно, ускоряют процесс изостатического регулирования, уменьшая время релаксации.

Модель V. Вязкость астеносферы понижена на порядок и равна 10^{21} П. Подобная реологическая ситуация, но без конвекции соответствует модели II. При разности температуры на кровле и подошве слоя на глубине 100—400 км в 400°C , как видно из рис. 39, а, в интервале глубин 200—400 км существует конвективная замкнутая ячейка, однако по сравнению с предыдущей моделью скорость на поверхности уменьшилась от значения $-3,3$ см/год без конвекции до $V_z^V = -2,3$ см/год с конвекцией. Это можно объяснить наличием астеносферы, играющей роль своего рода «смазки» между движением регулирования и конвекцией и препятствующей ускорению регулирования конвекцией, как это имело место в предыдущей модели, где астеносфера отсутствовала. При увеличении разности температуры до 550°C кон-



Р и с. 40. Линии тока в модели изостатического регулирования для случая конвективной нестабильности верхней мантии. Вертикальная скорость в точке А $V_z^{VI} = -0,2$ см/год, $T = 400^\circ\text{C}$. Модель VI.

вективная ячейка сжимается, а на глубине, соответствующей астеносфере, формируется вторая ячейка (рис. 39, б). Подобная эволюция структуры конвективного течения согласуется с экспериментальными данными [Гершуни, Жуховицкий, 1977]. Максимальная скорость движения поверхности в этом случае на порядок меньше скорости в модели II: $V_z^V = -0,2$ см/год, а при $\Delta T = 570^\circ\text{C}$ (рис. 39, в) скорость на поверхности меняет знак: $V_z^V = 0,4$ см/год. Движение в большей части литосферы весьма не-

значительно. Следовательно, компенсационного рельефа на поверхности не образуется. Более того, здесь существуют антиизостатические движения с максимальной скоростью 0,4 см/год. На границе Мохо при такой ситуации остаются нескомпенсированными возмущения с амплитудой 5 км.

Модель VI. Вязкость астеносферы понижена на 2 порядка $\eta_3 = 10^{20}$ П, но, несмотря на то, что в этом случае астеносфера будет интенсивно перемешиваться (рис. 40), на поверхности существуют слабые изостатические движения со скоростью $V_z^{VI} = -0,2$ см/год, которые весьма медленно образуют компенсационный рельеф и могут служить источником интенсивных изостатических аномалий. При увеличении разности температур существенных изменений в структуре течения и значениях скоростей не происходит.

§ 3. «КОНТАКТНОЕ» ВОЗДЕЙСТВИЕ ТЕПЛОВОЙ КОНВЕКЦИИ НА ЛИТОСФЕРУ

Конвективные потоки поставляют к подошве литосферы более легкий материал, температура которого выше окружающей среды. Оценка непосредственного «контактного» воздействия тепловой конвекции на литосферу может быть проведена решением тех же уравнений, что и в первом случае. Результаты расчета механизма конвекции [Torrance, Turcotte, 1974; Moore, Weiss, 1973] дают в основном информацию о размерах ячейки и структуре конвективного течения вещества. Подобные расчеты встречают дополнительные трудности, поскольку требуют обширного анализа стабильности полученных решений, имеющих физический смысл. Нет также единого мнения о контроле ошибок численных решений. Поэтому оценить исследуемый эффект можно с помощью модели тепловых граничных слоев [Turcotte, Oxburgh, 1967], вытекающей из уравнения Навье — Стокса при некоторых допущениях.

Конвективное движение жидкости в приближении Буссинеска может быть описано уравнением

$$-\nabla P + \rho \vec{g} + \rho_0 \nu \vec{\nabla} = 0 \quad (26)$$

при условии несжимаемости:

$$\text{div } \vec{V} = 0, \quad (27)$$

где ∇P — градиент давления, g — ускорение свободного падения, ν — кинематическая вязкость, \vec{V} — скорость движения жидкости, ρ — плотность вещества.

Уравнение состояния задается как

$$\rho(T) = \rho_0 [1 - \alpha(T - T_0)]. \quad (28)$$

Здесь T — температура, $^{\circ}\text{C}$; ρ_0 — плотность при T_0 ; α — коэффициент теплового расширения.

От слагаемого ∇P можно избавиться, применив к (26) операцию rot:

$$\alpha \nabla T \times \vec{g} = \nu \nabla^2 \vec{\omega}, \quad (29)$$

где вихрь $\vec{\omega} = \nabla \times \vec{V}$. Для температуры должно выполняться соотношение

$$\nabla (T \vec{V}) = \kappa \nabla^2 T, \quad (30)$$

где κ — коэффициент теплопроводности.

Пусть двумерная конвекция существует в плоскости (x, z) :

$$\vec{V} = (V_x, 0, V_z); \quad \vec{\omega} = (0, \omega_y, 0). \quad (31)$$

Как следует из (27), здесь имеет место функция тока ψ такая, что

$$V_x = -\partial\psi/\partial z, \quad U_z = \partial\psi/\partial x, \quad \omega_y = -\nabla^2\psi. \quad (32)$$

Выражение (29) может быть переписано теперь в следующем виде:

$$g\alpha\partial T/\partial x = \nu\nabla^2\omega_y. \quad (33)$$

В отсутствие конвекции в исследуемой области существует температурный градиент и тепловой поток будет определяться как

$$q_0 = \chi\Delta T/d, \quad (34)$$

где q_0 — кондуктивный тепловой поток, ΔT — разность температур на кровле и подошве области, d — глубина рассматриваемой области.

Если происходит конвективное движение жидкости, то осредненный в горизонтальном направлении тепловой поток есть

$$q = \overline{V_z T - \chi\partial T/\partial x}. \quad (35)$$

Устойчивая конвекция характеризуется набором чисел, зависящих от физической ситуации исследуемой области. Число Рейнольдса $Re = V/\nu$, число Прандтля $Pr = \nu/\kappa$, число Рэлея в нашем случае $R = \alpha g \Delta T d^3 / \kappa \nu$ и определяет предел стабильности, а число Нуссельта $Nu = q/q_0$ показывает эффективность (КПД) механизмов конвекции в передаче тепла. Как следует из геофизических наблюдений и проведенных оценок, конвектирующая мантия может быть представлена следующими значениями параметров: $\rho\nu \sim 10^{20} - 10^{23}$ П, $\alpha \sim 10^{-5}$ $1/^{\circ}\text{C}$, $\kappa \sim 10^{-3}$ $\text{см}^2/\text{с}$, $d \sim \sim n \cdot 10^7$ см, $V \sim n \cdot 10^{-7}$ см/с, $\Delta T \sim \cdot 10^3$ $^{\circ}\text{C}$, $\rho \sim 3 - 4$ г/см³, где $n = 1 \div 10$. Характеризующие конвекцию константы будут оцениваться как

$$Re \sim 10^{-26}, \quad Pr \sim 10^{24}, \quad R \sim 10^3 - 10^5, \quad Nu \sim n.$$

Недавними исследованиями было расширено [Moore, Weiss, 1973] физическое понимание двумерной конвекции для $Pr > 0,01$,

$R/R_{кр}$	6	10	15	20	50	100	200
Nu	3,55	4,24	4,83	5,29	7,32	9,25	11,52

$R < 10^3 R_{кр}$. В частности, определен степенной закон для числа Нуссельта в зависимости от числа Прандтля и отношения числа R к его критическому значению:

$$Nu = A(p)(R/R_{кр})^\beta.$$

Для вязкого режима, соответствующего рассматриваемому случаю, $\beta = 0,333 \pm 0,02$, $A \sim 2$ и не зависит от

$$Nu \approx 2(R/R_{кр})^{1/3}. \quad (36)$$

Как показали расчеты, для тепловой конвекции в верхней мантии (интервал глубин 100—400 км) $R_{кр} = 1330$, тогда как значение для реальной ситуации находится в пределах $(40-50) \cdot 10^4$. Поэтому $R/R_{кр} \sim 30-50$. В работе [Moore, Weiss, 1973] даны значения числа Nu при $Rg = \infty$ (см. таблицу).

Таким образом, тепловой поток при верхнемантийной конвекции в $\sim 6-7$ раз превосходит поток при кондуктивном переносе тепла, существующий в отсутствие конвекции.

Средний тепловой поток q_Σ на континентах составляет $\sim 1,41$ мккал/(см²·с), на океанах — 1,5 мккал/(см²·с). Е. А. Любимовой [1975] показано, что вклад в q_Σ , создаваемый теплом от распада радиоактивных элементов в коре, составляет $\sim 50\%$ суммарного наблюдаемого на поверхности, т. е. около 0,7 мккал/(см²·с).

Оценим тепловой поток из мантии в отсутствие тепловой конвекции. Для этого воспользуемся температурами реперных точек на глубинах 100 и 400 км. По В. Н. Жаркову [1980], $T_{100} \sim 1100^\circ\text{C}$ и $T_{400} \sim 1700^\circ\text{C}$. Кондуктивный тепловой поток из мантии в данном случае будет оцениваться величиной

$$q_{\text{конд}} = \chi \Delta T / \Delta L \sim 0,1 \text{ мккал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}).$$

Поэтому в отсутствие мелкомасштабной тепловой конвекции средний тепловой поток на континентах не должен превосходить 0,8 мккал/(см²·с). Как показано ранее, конвекция в верхней мантии в ~ 7 раз более эффективна при транспортировке тепла на поверхность. С учетом этого механизма теплопередачи тепловой поток из мантии составляет $0,1 \times 7 = 0,7$ мккал/(см²·с) и, таким образом, суммарный q_e будет

$$q_e = q_{\text{кору}} + q_{\text{мантии}} = 1,4 \text{ мккал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}).$$

Закон «1/3» для числа Nu может быть выведен из оценок, проведенных в работе [Turcotte, Oxburgh, 1967], которые позволили представить тепловую конвекцию в первом приближении моделью

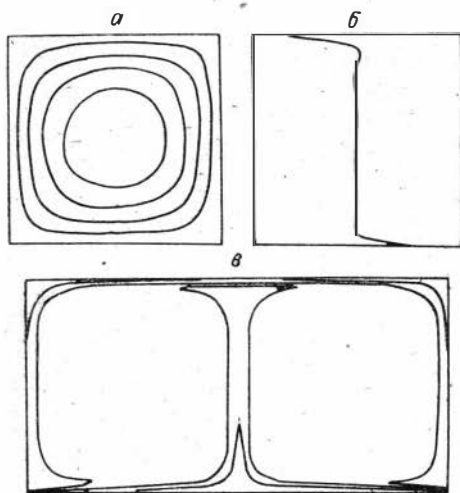


Рис. 41. Линии тока (а), профиль средней температуры (б) и изотермы (в) в численной модели тепловой конвекции [Moore, Weiss, 1973].

тепловых граничных слоев. Как показывают численные расчеты [Moore, Weiss, 1973; Turcotte, Oxburgh, 1967], большая часть конвектирующей жидкости в ячейке изотермична с температурой $T_{\text{ср}} \sim (1/2)\Delta T$ (рис. 41). Эта изотермичная область расположена между двумя горизонтальными граничными слоями толщиной δ

с температурным градиентом $T_{\text{ср}}/\delta$, по вертикали она ограничена каналами с восходящими и нисходящими потоками, в которых образование вихрей уравнивается вязкой диссипацией. Так как внутри горизонтальных пограничных слоев горизонтальная конвекция тепла балансируется вертикальной диффузией, то

$$V_x \delta T / \partial x = \kappa \partial^2 T / \partial z^2 \quad (37)$$

или

$$V_x \simeq \kappa d / \delta^2 = (d/\delta)^2 \kappa / d. \quad (38)$$

Если предположить, что $V_x = V_z$, то горизонтальные и вертикальные слои будут иметь толщину δ .

В вертикальных столбах вихрь образуется и диссипирует локально, поэтому

$$v \nabla^2 \omega = g \alpha \partial T / \partial X. \quad (39)$$

Учитывая, что в центре ячейки $T = \text{const}$, получим $\nabla^2 \omega \approx 0$, откуда

$$\begin{aligned} V_x = V_z &= \omega d, \\ V_z &\sim g \alpha \Delta T d \delta / \nu = g \alpha \Delta T d^2 (\delta/d) / \nu. \end{aligned} \quad (40)$$

Поскольку $R = g \alpha \Delta T d^3 / \kappa \nu$ и сопоставляя (38) с (40), имеем

$$(\delta/d) \sim R^{-1/3}, \quad V_z \simeq R^{2/3} \kappa / d, \quad \text{Nu} \sim (d/\delta) \sim R^{1/3}. \quad (41)$$

Нетрудно видеть, что полученные соотношения согласуются с численными экспериментами [Moore, Weiss, 1974].

Конвективная ячейка с параметрами, соответствующими верхней мантии, может быть представлена теперь как совокупность ламинарно движущихся слоев жидкости со скоростью $\sim \kappa d / \delta^2$. Полученные соотношения можно применить для оценки физиче-

ских параметров тепловой конвекции, существующей в слое на глубине 100—400 км ($d = 300$ км). Температуру на глубине 400 км примем равной $1,6 \cdot 10^{3^{\circ}\text{C}}$, а на глубине 100 км — $10^{3^{\circ}\text{C}}$. В процессе подъема вещество охлаждается на $\sim 300^{\circ}\text{C}$, и его температура снижается до температуры большей части конвектирующей жидкости, которая, как показано выше, оценивается величиной $\sim 1300^{\circ}\text{C}$.

Время остывания вещества, поднявшегося по вертикальному каналу, определим следующим образом. Количество тепла, проходящего в единицу времени через поверхность S , равно

$$d\Theta/dt = \chi T_0 S/h, \quad (42)$$

где h — мощность литосферы; T_0 — температура поднявшегося вещества, которая, в свою очередь, определяется количеством транспортируемого с глубины тепла $T_0 = Q/cm$. Интегрированием (42) найдем выражение для времени, необходимого на остывание поднявшегося вещества до температуры T_i окружающей нормальной мантии на этой глубине:

$$t = \frac{c\delta\rho h}{\chi} \ln T_0/T_i. \quad (43)$$

Подставляя значения параметров в (43): $\chi = 5 \cdot 10^{-3}$ кал/(см·с·град), $\delta = 4 \cdot 10^8$ см³, $\rho = 3,2$ г/см³, $c = 0,2$ кал/(г·град), $h = = 10^7$ см, $T_i = 1000^{\circ}\text{C}$, $T_0 = 1300^{\circ}\text{C}$, найдем

$$t \sim 2 \cdot 10^7 \text{ лет}. \quad (44)$$

Скорость подъема вещества может быть оценена как $V_z \sim \sim \kappa d/\delta^2 \sim 0,4$ см/год, а время подъема элемента вещества в вертикальном столбе $t \sim 6 \cdot 10^7$ лет, что сравнимо со временем остывания «горячего» вещества, находящегося у подошвы литосферы.

Тепловой поток области подъема вещества на глубине 100 км дается величиной

$$q_1 = \rho c \Delta T V_z/2 \sim 1,6 \text{ мккал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}).$$

При горизонтальном движении вещество, как следует из оценок, на расстоянии 100 км от оси восходящего потока остывает до температуры окружающей мантии $\sim 1000^{\circ}\text{C}$. Следовательно, здесь и далее тепловой поток определяется как

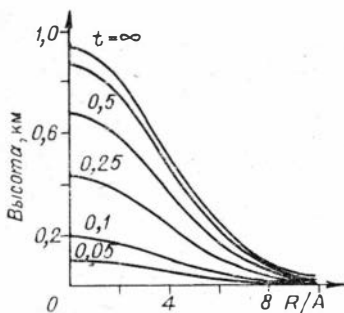
$$q_2 \sim \kappa \Delta T_2/\delta \sim 0,9 \text{ мккал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}).$$

Нетрудно вычислить, что разуплотнение поднявшегося вещества оценивается величиной

$$\Delta\rho = \rho_0 \alpha T \sim 0,04 \text{ г}/\text{см}^3.$$

Подобное распределение имеет определенный гравитационный эффект в поле, наблюдаемом на поверхности, который может быть оценен в 20—30 мгал, а вертикальное усилие этой разуплотненной массы на литосферу достигает ~ 200 кГ/см².

³⁾ δ была определена из выражения (41) при $Nu \sim 7$.



Р и с. 42. Подъем дневной поверхности как функция расстояния при различных временах (R — радиус области подъема, A — мощность литосферы) [Mareshal, 1981].

Образование положительных и отрицательных структур континентальной поверхности не имеет таких общепринятых физических моделей, как в случае с океанами, где основные топографические структуры

и вариации теплового потока объясняются в рамках плитной тектоники. Возвышенности и впадины в континентальных тектонически спокойных областях являются результатом скорее всего только вертикальных движений коры. Сейчас не существует универсального объяснения таких явлений, хотя преобладает мнение, что эти структуры связаны с изменениями в тепловом режиме литосферы.

Мелкомасштабная конвекция в верхней мантии продуцирует латеральные аномалии теплового потока на подошве литосферы. Марешал [Mareshal, 1981] рассчитал подъем дневной поверхности, вызванный тепловым расширением континентальной литосферы, ассоциирующей с этими аномалиями. Амплитуда под-

нятия определяется величиной $h_t = \int_0^a \alpha T(z, t) dz$, где a — мощ-

ность литосферы. Зависимость $T(z, t)$ определяется путем решения уравнения теплопроводности с фиксированными потоком на подошве и температурой на кровле литосферы. Амплитуда подъема дается в единицах $\alpha q_a a^2 / 2k$, где $\alpha = 3 \cdot 10^{-5}$ град $^{-1}$, $k = 2,4$ Вт/м, $a = 8 \cdot 10^4$ м, q_a — аномальный тепловой поток в литосферу. Для $q_a = 0,6$ мккал/(см $^2 \cdot$ с) и характерного времени существования неоднородности $t \sim 2 \cdot 10^7$ лет ($T \sim 0,1$) подъем поверхности составляет около 100 м (рис. 42). При длительном действии механизма конвекции амплитуда поднятия достигает 900 м. Эта величина близка к неотектонической амплитуде подъема в платформенных областях, где процессы денудации не играют существенной роли (Сибирская платформа).

Таким образом, процесс мелкомасштабной конвекции в интервале глубины 100—400 км может быть представлен следующим образом. Вещество, нагретое до 1600°C, поднимается с глубины 400 км со средней скоростью $\sim 0,5$ см/год на уровень глубин в 100 км, остывая при этом на ~ 300 °C. За время $\sim 2 \cdot 10^7$ лет поднявшееся вещество охлаждается до температуры окружающей мантии, проходя расстояние по горизонтали ~ 100 км. Основной объем конвектирующей ячейки (центральная область) имеет температуру ~ 1300 °C.

Следуя результатам, полученным в работе [Artyshkov, 1973], где показана возможность уменьшения вязкости вещества на 1—2 порядка при повышении температуры на 100—200°C, можно предположить, что над восходящими потоками мелкомасштабной конвекции на глубине 100 км существуют линзы вещества размером до 200 км по латерали и мощностью 50 км, вязкость вещества в которых на 1—2 порядка отличается от вязкости окружающей мантии и оценивается величиной 10^{19} — 10^{21} П. Следует отметить, что масштаб чередования подобных неоднородностей на порядок меньше глобальных, существующих под тектонически активными областями, где вязкость вещества астеносферы понижена до 10^{17} П [Фотиади, Ладынин, Тычков, 1978].

Мелкомасштабная тепловая конвекция внешне проявляется в вариациях теплового потока, гравитационного поля, в особенностях рельефа и нарушениях изостатического равновесия. Исследование этих характеристик по имеющим достаточную точность данным выполнено для некоторых районов Сибири и обсуждается ниже.

Проведенное моделирование и анализ результатов позволяют сделать следующие выводы.

1. Вязкость астеносферы в платформенных областях находится в пределах $(0,5-1) \cdot 10^{21}$ П.

2. Тепловая конвекция в интервале глубин 100—400 км в состоянии обеспечить квазиустойчивое положение нескомпенсированных корней гор на границе Мохо и быть причиной антиизостатических движений в тектонически спокойных районах.

3. Структура течения вещества верхней мантии во многом определяется реологическим состоянием и температурным режимом области в исследуемом интервале глубин.

4. Изменение температуры на 10—30°C на глубине 400 км может повлечь за собой смену знака движения дневной поверхности при изостатическом регулировании.

5. Наибольший эффект воздействия тепловой конвекции на изостатическое регулирование обнаруживается в случае отсутствия астеносферы, когда вязкость ее одного порядка с окружающим веществом.

6. Мелкомасштабная тепловая конвекция в состоянии обеспечить подъем дневной поверхности с амплитудой порядка неотектонических движений в платформенных областях.

МЕЛКОМАСШТАБНАЯ КОНВЕКЦИЯ И ТЕКТНИКА ПЛАТФОРМЕННЫХ ОБЛАСТЕЙ

§ 1. ПЕРЕМЕЩЕНИЕ НЕКОТОРЫХ КОНТИНЕНТАЛЬНЫХ ПЛИТ В МЕЗОЗОЕ

Под интенсивно движущейся плитой, как показали эксперименты, может существовать специфическая форма мелкомасштабной тепловой конвекции (в виде валов). В настоящем параграфе по имеющимся данным будут определены временные интервалы относительно быстрого перемещения Евразийской и Африканской плит в мезозое для того, чтобы далее попытаться найти тектонические особенности развития этих плит, которые могли быть связаны с данной формой конвекции.

Перемещения литосферных плит происходили в прошлом, по-видимому, неравномерно. Есть основания предполагать, что за определенные «короткие» интервалы времени (30—50 млн. лет) скорость движения континентальных плит была намного больше существующих скоростей материков и сравнима с современными скоростями некоторых океанических плит, в частности с Тихоокеанской плитой [Gordon, McWilliams, Cox, 1979].

Скорости перемещения плит описываются кинематической моделью, разработанной достаточно подробно в работе [Ушаков, Галушкин, 1978]. Информация о движении плит в геологическом прошлом объединяет три группы данных: палеогеологических, палеоклиматических и палеомагнитных. Палеогеологические данные дают возможность определить в основном современное положение прошлых границ литосферных плит. Каждому типу границ свойственны свои комплексы-индикаторы, позволяющие по магматическим и осадочным формациям определять характер и тип этих границ. Однако они не всегда указывают на первичное положение границ [Зоненшайн, Савостин, 1979]. К тому же сейчас появились сведения, ставящие под сомнение универсальность некоторых индикаторов [Пинус, Агафонов, Леснов, 1979].

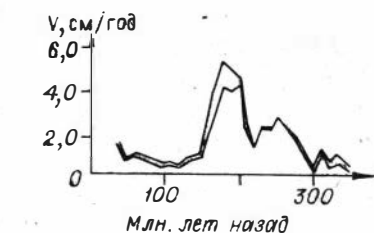
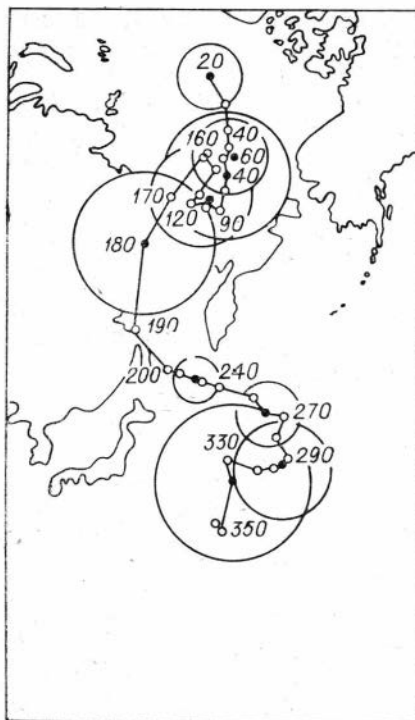
Независимым источником информации о палеоширотах являются палеоклиматические данные. В начале века они были единственным указателем палеошироты. В основе метода определения положения плит лежит предположение о том, что всегда существовали пояса арктического, умеренного, тропического и экваториального климата, причем каждому поясу соответствует набор индикаторов [Монин, 1977]. Однако границы между климатическими поясами не следуют строго по широте. Они могут смещаться к северу или югу под действием многих местных условий. Поэтому распространение индикаторов палеоклимата может дать лишь приблизительную, далеко не точную привязку данной территории по палеошироте.

Наиболее интенсивно развивающимся методом определения палеоширот в геологическом прошлом является сейчас палеомагнитный метод. Подобные исследования проводятся с целью восстановления склонения и наклонения геомагнитного поля прошлых геологических эпох. Это стало возможным, когда было обнаружено, что некоторые породы способны сохранять в течение длительного времени намагниченность, которую они приобрели в момент своего образования в соответствии с существующим в то время магнитным полем Земли. Палеомагнитным методом можно вычислять координаты осевого диполя, согласно которому современное и древнее магнитное поле Земли является полем центрального диполя, ориентированного по оси вращения Земли. Наряду с дипольной выделяется также недипольная составляющая.

Интенсивные палеомагнитные исследования, выполненные во многих районах Земли, позволили определить положения геомагнитных полюсов в различные геологические эпохи по отдельным континентам, что дало возможность не только подтвердить существование дрейфа, но и провести реконструкции положения материков в фанерозое. Особенно обширна информация для позднего палеозоя и мезозоя, поэтому перемещения материков для указанного интервала времени наиболее достоверны [Петрова, Храмов, 1970; Dietz, Holden, 1970; Creer, 1976].

На рис. 43 представлены перемещения геомагнитного полюса Евразийской плиты в мезозое, хорошо согласующиеся с большей частью мировых данных по этой плите для названного интервала времени [Irving, 1977]. Гордон, Мак-Виллиамс и Кокс [Gordon, McWilliams, Cox, 1979], модернизировав ранее предложенный ими метод обработки данных о перемещении полюсов, определили абсолютные скорости дрейфа Северной Америки, Евразии и Гондваны. Евразийская плита в позднем триасе — юре ($T - T$) перемещалась со скоростью 4,0—6,0 см/год (рис. 44). Перемещение Евразии осуществлялось разворотом по часовой стрелке, причем восточная половина двигалась быстрее, чем западная [Dietz, Holden, 1970]. Из сказанного можно заключить, что восточная часть плиты в течение 50—60 млн. лет переместилась в юго-юго-восточном направлении на 3—4 тыс. км. В дальнейшем ее скорость была, вероятно, порядка современной — 1,0—1,5 см/год.

Необходимо отметить, что в рассматриваемый период Северная Америка и Евразия составляли один праматерик — Лавразию и относительного перемещения между ними, по-видимому, не происходило. Разворот Лавразии по часовой стрелке начался с образования рифтовой системы в экваториальной Атлантике. Отделение Лавразии от Африки произошло в $T - J$, поскольку юрские полюса материков отделены друг от друга на 30° [Creer, 1976]. Крир отмечает, что «...возраст некоторых верхнетриасовых пород Северной Америки датирован радиометрическим способом 225 млн. лет, это, по-видимому, соответствует времени, когда ко-



Р и с. 44. Скорость перемещения Евразии в мезозое. Верхняя кривая получена методом Гордона и др. [Gordon McWilliams, Cox, 1979], нижняя — стандартной обработкой палеомагнитных данных.

Р и с. 43. Движение полюса для Евразии (350—20 млн. лет назад) [Irving, 1977].

ного магнитного поля позволяют предположить, что Африканская плита в T_2 — J имела, видимо, такую же скорость дрейфа в юго-восточном направлении [Dietz, Holdon, 1970]. Через 50—60 млн. лет движение Африканской плиты замедлилось, поскольку в это время начинается, вероятно, глобальная перестройка структуры конвективного течения в мантии. Перестройка завершилась 120—130 млн. лет назад формированием мощного восходящего конвективного потока, результатом чего явилось образование Южной Атлантики.

Геологические и геофизические доказательства, относящиеся к раскрытию Южной Атлантики, следующие [Gislakehand, Creer, Mitchell, 1975].

1. Последовательность магнитных аномалий в Капской впадине позволяет предположить, что спрединг океанического дна начался 110 млн. лет назад со скоростью 4,5—5,0 см/год.

2. Древнейшие магнитные аномалии (127 млн. лет) согласуются с возрастом базальтов Серра Джерал и Каоко.

3. Обширная морская трансгрессия в валанжинском веке (127—124 млн. лет назад) в южной части Африки, Аргентины и Чили может служить индикатором существования названных районов в непосредственной близости друг от друга. Есть мнение, что это было следствием более раннего дрейфования. Действительно, погружение указанных областей может ассоциировать-

ся с нисходящим крупномасштабным конвективным потоком, восходящая ветвь ячейки располагалась в экваториальной Атлантике.

4. Биостратиграфические исследования нижнемеловой формации указывают на то, что в верхнем альбе Африку и Южную Америку разделял лишь узкий пролив, вызванный случайным затоплением [Rayment, Tait, 1972].

Таким образом, движение Африканской плиты в северо-восточном направлении со скоростью 4,0—5,0 км/год началось ~110 млн. лет назад. Через 50—60 млн. лет восточная часть плиты достигла, вероятно, области нисходящего конвективного движения, пройдя 2,5—3 тыс. км. К этому времени скорость движения уменьшилась и приблизилась к современному значению: 1,5 см/год. Палеоген (Р) отмечен интенсивным перемещением Индостана в северном направлении.

Вполне вероятно, что под восточной частью Африки, начиная с Р, существуют два глобальных нисходящих конвективных потока, имеющих в плане субмеридиональное простираие. Восходящие потоки этих ячеек расположены в Атлантическом и Индийском океанах. Механизм образования Африканской рифтовой системы может быть представлен вторичной индуцированной мелкомасштабной конвекцией. На это указывает локальное по сравнению с срединно-океаническими хребтами распределение теплового потока в районе Африканского рифта.

Современное перемещение Индийской плиты, как уже отмечалось, началось в раннем кайнозое (60 млн. лет назад). Современная скорость движения плиты сохраняется довольно высокой — 5,0 см/год.

При общем взгляде на историю движения материков в мезозое вырисовывается некоторая пространственная закономерность распределения интенсивности перемещения. При движении в восточном направлении от Атлантики наблюдается «скольжение» или «дрейф» интенсивности движения плит в восточном направлении: спрединг в экваториальной Атлантике начался 220 млн. лет назад, затем произошло раскрытие Южной Атлантики (120 млн. лет назад); через 60 млн. лет интенсивное движение отмечается в Индийском океане (60 млн. лет назад), а сейчас наиболее быстродвижущейся плитой является Тихоокеанская.

Подобная закономерность обнаруживается в кинематических характеристиках абсолютного движения литосферных плит. Абсолютная скорость Африканской плиты составляет 1,6—1,9 см/год, скорость Индийской плиты увеличивается в восточном направлении с 4,9 до 7,2 см/год, Тихоокеанская плита имеет скорость 8,1—10,0 и более см/год. Если предположить, что крупномасштабная конвекция протягивается на глубину почти до 3000 км, т. е. до ядро-мантийной границы, то подобный «дрейф» интенсивности может быть связан с процессами в ядре или на ядро-мантийной границе. Очень полезной здесь может оказаться информация об изменении со временем магнитного поля Земли, поскольку существ-

вание этого поля связывают обычно с движениями вещества в ядре.

Вполне вероятно, что на некоторых участках ядро-мантийной границы могут образоваться достаточные количества аномально легкого материала [Сорохтин, 1974; Артюшков, 1979]. Когда объем вещества превысит некоторое критическое значение, материал начнет подниматься вверх под действием выталкивающей силы. С подъемом этого материала могут быть связаны так называемые «горячие точки» в районах срединно-океанических хребтов. В Южной Атлантике одна из «горячих точек» находится в районе о-вов Тристан-да-Кунья. В Индийском океане подъем мантийного вещества происходил, по-видимому, около Маскаренских островов и о-ва Амстердам. Тихоокеанская «горячая точка» расположена у о-ва Пасхи. В Северной Атлантике ей соответствуют платобазальты о-ва Исландия. Подъем легкого вещества согласно закону сохранения масс должен сопровождаться погружением материала на некотором удалении от восходящего потока. Таким образом организуется крупномасштабная конвективная ячейка. Ширина первоначальной ячейки ограничена двумя соседними трансформными разломами. С учетом вязкости недр вполне возможно, что образовавшееся конвективное течение индуцирует течение в соседних областях. Указанным образом может осуществиться построение протяженных срединно-океанических хребтов.

Результаты изучения аномального магнитного поля в Атлантическом и Индийском океанах говорят в пользу идеи о последовательном увеличении ширины конвективной ячейки (см. рис. 23, 24). На подобную эволюцию конвективных ячеек указывают структуры типа Сандвичева желоба, а также тот факт, что расположение нисходящих потоков первоначально узких ячеек в Индийском океане определяется местонахождением очагов землетрясений на глубинах ~ 100 км. Когда ширина конвективной ячейки окажется сравнимой с размером материка, последний начинает движение. Конвекция в первоначальной ячейке весьма интенсивна и сопровождается, как правило, излиянием платобазальтов еще до начала перемещения плиты. При движении континентов верхняя горизонтальная ветвь первоначально узкой ячейки образует один из восходящих потоков мелкомасштабной конвекции со структурой типа валов. Первоначальные «горячие точки» расположены вдоль рифта, как правило, через 1,5—2 тыс. км.

Как уже отмечалось, скорость интенсивного перемещения плит составляет в среднем 5,0 см/год. Предположим, что скорость движения вещества ячейки того же порядка. Следовательно, за время интенсивного движения плиты вещество, образовавшееся на ядро-мантийной границе, поднимется в верхние слои оболочки. Таким образом, интенсивное перемещение плиты можно связать с подъемом большой массы аномально легкого (различие в плотности может возникнуть, например, из-за дифференциации или теплового расширения, либо по другим причинам) вещества с уровня глубин

ядро-мантийной границы на уровень астеносферы. Подобная ситуация повторяется всякий раз, когда на глубине ~ 3000 км в определенных точках появляется легкий материал в количестве, достаточном для подъема вверх. В заключение этого параграфа отметим, что интенсивное перемещение Евразийской плиты началось 220 млн. лет назад и продолжалось 60 млн. лет ($T_3 - J_2$). Периоды интенсивного движения Африканской плиты приходится на ($T_3 - J_2$) и ($K_1 - P_2$).

§ 2. ОСОБЕННОСТИ ТЕКТОНИЧЕСКОГО РАЗВИТИЯ ПЛАТФОРМ ЕВРАЗИИ В МЕЗОЗОЕ

Таким образом, вполне вероятно, что в мезозое под Евразийским материком действовали довольно мощные тектонические силы, способствующие образованию чередующихся поднятий и опусканий с периодом следования 1500 км (двойная ширина ячейки), поскольку линиям подъема вещества должны соответствовать оси поднятий, а области нисходящих течений отмечаются прогибанием поверхности. Необходимо отметить, что в широтном направлении кора Евразийской плиты имеет существенные латеральные неоднородности. Сравните, например, прочный Балтийский щит и менее мощную, пластичную кору Западно-Сибирской плиты. Такое различие обнаруживается в структурах поднятий запада Восточно-Европейской платформы и Уральского сводового поднятия и прогибания консолидированной восточной части Русской платформы и Западно-Сибирской плиты.

Рассмотрим некоторые аспекты тектонического развития платформенных областей Евразии в мезозое, которые могли являться результатом воздействия на литосферу материка описанным механизмом верхнемантийной конвекции. Прежде всего необходимо отметить, что юрский период на рассматриваемой территории был периодом активизации тектонических движений и перестройки рельефа как в складчатых, так и в платформенных областях. В самом начале движения T_2 либо непосредственно перед движением большая часть Евразии была приподнята. В среднем триасе почти вся территория Восточно-Европейской платформы была сухой, лишь в центральных частях наиболее глубоких впадин известны маломощные пестроцветные континентальные осадки [Хаин, 1977]. С середины триасового периода на Урале, закончившем орогенный этап развития, начинается формирование платформенного чехла. В это же время завершился герцинский орогенез в Западной Сибири. В среднетриасовую эпоху значительно сnivelировались складчатые горные сооружения на территории Западно-Сибирской плиты. К концу триаса большие площади межгорных котловин были заполнены продуктами размыва кор химического выветривания и терригенными, местами угленосными осадками [Архинов и др., 1970]. Герцинский этап тектонического развития Сибирской платформы завершился в раннем и среднем триасе

мощным проявлением траппового вулканизма. Наиболее интенсивные магматические процессы были связаны с окончанием формирования Тунгусской синеклизы. Затухание вулканических извержений в центральных районах синеклизы произошло, по-видимому, сразу же после завершения осадконакопления, когда длительные прогибания синеклизы уступили место общим поднятиям.

Таким образом, к концу триаса в платформенных областях Евразии произошла почти синхронная тектоническая пауза, которую можно связать с перестройкой глобального тектонического механизма в недрах Земли.

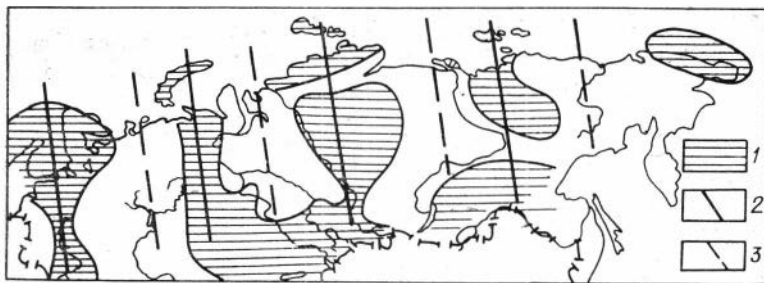
В юрский период ситуация резко изменилась. Восточная часть Русской платформы в конце герцинского этапа оказалась втянутой в интенсивные погружения, образовав огромную Восточно-Русскую впадину, южная часть которой слилась с Прикаспийской синеклизой. В западной части платформы возникло сложное поднятие вдоль меридиональной оси, соединившей Балтийский и Украинский щиты и приведшие к полному разобщению Балтийской и Московской синеклиз. В течение почти всего киммерийского этапа на востоке и северо-востоке продолжались слабые опускания, унаследованные от герцинского. По мере приближения альпийского этапа опускания перемещалась на южную периферию платформы — Украинскую и Прикаспийскую синеклизы и Причерноморский перикратонный прогиб [Хаин, 1977].

Урал в среднеюрскую эпоху представлял собой, вероятно, низкогорную страну, испытавшую незначительное поднятие, но уже платформенного характера, о котором свидетельствуют песчано-галечные отложения в основании верхней юры бассейна реки Северной Сосьвы.

Начиная с первой половины юрского периода Западно-Сибирская плита являлась областью длительного, почти непрерывного опускания. В конце позднего мела — начале неогена движения приобрели резко выраженный дифференцированный характер [Боголепов, 1967].

Юрский период на Сибирской платформе был периодом активизации движений и перестройки рельефа. В это время активно воздымались Пutorанский и Анабарский своды, северная часть Енисейского кряжа. Устойчивая зона погружения и континентальной аккумуляции охватывала огромные пространства от Байкала и далее на северо-восток через Среднее Приангарье, верховья рек Подкаменной и Нижней Тунгуски и Чоны до бассейна Вилюя, где она смыкалась с обширной областью морской седиментации в геосинклинальных морях Северо-Востока СССР.

Даже из этого, очень краткого геологического очерка тектонической ситуации изучаемых областей Евразии можно отметить, во-первых, усиление разнонаправленных движений крупных районов при движении с запада на восток, объяснить которое можно увеличением скорости субмеридионального движения плиты в этом направлении, а во-вторых, то, что в юрский период — время



Р и с. 45. Палеотектоническая упрощенная схема северной половины Евразии. Юра.

1 — области поднятий, 2 — оси восходящих потоков, 3 — оси нисходящих потоков.

основного перемещения Евразийской плиты — северная половина ее имела четкую последовательность поднятий и опусканий с характерным размером повторяемости в широтном направлении ~ 1500 км (рис. 45).

Во второй половине мелового периода и в палеогене, по палеомагнитным данным, движение замедлилось и плита оказалась в районе, близком к нынешнему. Изменилось ее положение относительно крупномасштабной ячейки. Современная скорость перемещения Евразийской плиты составляет не более 2,0 см/год [Ушаков, Голушкин, 1978]. Такая скорость, по-видимому, недостаточна для организации структуры конвекции в виде валов. Поэтому ячейки перестроились и имеют теперь в плане изометричную структуру. Стратификация вязкости мантии по глубине, как отмечалось в § 1, приводит к ограничению глубины конвектирующей области горизонтом фазового перехода оливин — шпинель. В результате на современном этапе под платформами Евразии можно предположить существование мелкомасштабной тепловой конвекции в интервале глубин 100—140 км, имеющей в плане изометрическую структуру (см. рис. 2, б).

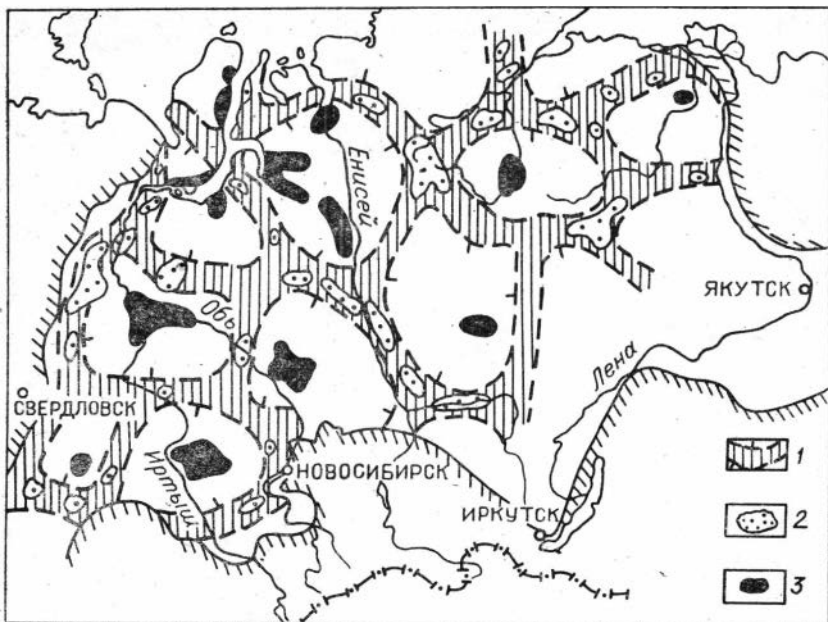
Подобные изменения в глубинном механизме нашли отражение в тектонической обстановке рассматриваемой территории. Они обнаруживаются прежде всего в частичной инверсии движений погружающихся областей. Поскольку исчезла основная причина (нисходящие потоки мелкомасштабной конвекции в виде валов), заставляющая эти области погружаться, в конце позднего мела — начале неогена на обсуждаемой территории тектонические движения приобрели резко выраженный дифференцированный характер с масштабом уже в 500—700 км (двойная ширина 300-километровой конвективной ячейки). Начавшаяся перестройка охватила платформы в палеогене, а неотектонические движения земной поверхности — это в основном результат действия мелкомасштабной конвекции с глубиной ячейки в 300 км.

При общем взгляде на рельеф изучаемой территории или на карту неотектонических движений СССР нельзя не отметить решетчатого строения их рельефа. Однако оси поднятий и опуска-

ний в схеме «орографических волн» представляют собой некоторое осреднение в простирации структур. Более точный учет азимутов простираций, особенно в местах пересечения осей, приводит к тому, что рельеф платформ представляется скорее мозаичной структурой, нежели решетчатой [Мещеряков, 1972]. Характерный размер ячеек составляет 600—800 км. История развития и географическое положение отдельных платформ накладывают специфические условия на формирование структуры ячеек и их выраженность в рельефе земной поверхности. Рассмотрим некоторые особенности современного рельефа на примере развития морфоструктур Западно-Сибирской плиты и Сибирской платформы.

Рельеф Западно-Сибирской плиты, по существу, был сформирован в четвертичную эпоху. Максимальное самаровское оледенение и последующее казанцевское и зырянское время явились этапом сглаживания рельефа — в речных долинах накапливались аллювиальные толщи большой мощности, сменявшиеся на севере морскими отложениями. В позднелайстоценовую эпоху на фоне гляциоизостатических региональных колебаний плиты развивался ее рельеф, предопределенный новейшими тектоническими движениями. История развития рельефа этой эпохи характеризовалась унаследованными от предыдущей эпохи неотектоническими движениями по знаку и по направленности основных рельефообразующих процессов. Амплитуда поднятий составила в среднем 100—120 м, редко до 200 м. Хотя поднятия дневной поверхности над восходящими потоками конвективных ячеек и прогибания над нисходящими имеют тектоническую природу и являются результатом деформации всей коры, на территории равнины амплитуды движения относительно невелики, и вряд ли подобные перемещения могли значительно отразиться на крупнейших структурах фундамента.

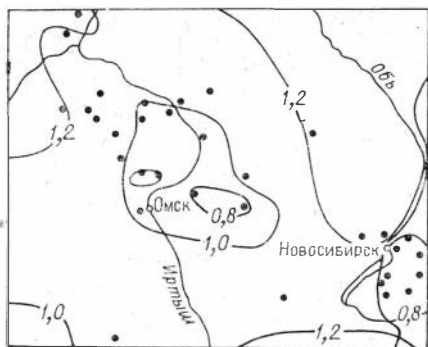
Основываясь на данных Н. И. Николаева [Николаев, 1962] о движении земной поверхности за последние 25 млн. лет (неотектонический этап), составлена схема возможного расположения в плане тепловых конвективных ячеек (рис. 46). Зоны поднятий соответствуют восходящим потокам конвектирующего вещества. Различие в амплитуде поднятий может быть отнесено за счет взаимодействия процессов изостатического регулирования и конвекции в верхней мантии. Над нисходящими потоками имело место прогибание земной поверхности. Менее четко выраженное взаимодействие конвекции на рельеф наблюдается на севере Западно-Сибирской плиты, где активную роль в формировании морфоструктур играли ледники. Необходимо отметить, что конвективные ячейки относятся к такому типу, где один нисходящий поток окружен восходящими. На структуру ячеек влияют физические характеристики конвектирующего вещества, особенно зависимость его вязкости от температуры [Гершуни, Жуховицкий, 1972]. Характерными свойствами выделенных на схеме структур являются одновременность образования и принадлежность к еди-



Р и с. 46. Схема вероятного расположения конвективных ячеек в верхней мантии под Западно-Сибирской плитой и Сибирской платформой с учетом неотектонических данных.

1 — области поднятий, соответствующие восходящим конвективным потокам, 2 — области максимальных поднятий, 3 — области максимальных прогибаний, отвечающие нисходящим конвективным потокам.

ному тектоническому процессу, имеющему мозаичную структуру точек приложения, наиболее отчетливо выраженную в рельефе Западно-Сибирской плиты, поскольку кора плиты имеет меньшую по сравнению с Сибирской платформой мощность и, вероятно, более пластична [Фотиади, Моисеенко, 1964]. Одновременно с этим на плиту большое влияние оказывают экзогенные факторы в отличие от Русской и особенно Сибирской платформ. На юге последний рельеф подчинен, по-видимому, влиянию мантийных преобразований, результатом которых явилось формирование в антропоген — неогене Байкальского свода и региональное поднятие южного борта платформы; его граница может быть условно проведена по Канско-Вилуйскому прогибу. Для рельефа Сибирской платформы характерны поднятия с амплитудой 500—700 м и несколько более. Не останавливаясь на всех причинах такого различия по сравнению с амплитудами поднятий Западно-Сибирской плиты, можно отметить более спокойный тектонический режим этой территории, существующий длительное время, а также прочность пород, слагающих наиболее возвышенные участки, что уменьшает роль экзогенных факторов в формировании общей структуры рельефа Сибирской платформы.



Р и с. 47. Карта распределения теплового потока на юго-востоке Западно-Сибирской плиты (тепловой поток измеряется в мкал/((см²·с) [Дучков, Соколова, 1977].

Существование тепловой конвекции в верхней мантии влияет на распределение теплового потока, наблюдаемого на поверхности Земли. Разность значений теплового потока q над восходящими

и нисходящими конвективными потоками была оценена путем использования модели граничных тепловых слоев. Над восходящими потоками q должен на 30% превосходить значение q над нисходящими. К сожалению, измерения теплового потока с достаточной точностью были выполнены лишь на юге Сибири [Дучков, Соколова, 1977]. Из этих данных следует, что в центре Омской ячейки (рис. 47) тепловой поток снижен до 0,8 мкал/(см²·с), тогда как над восходящими участками он составляет 1,2 мкал/(см²·с), причем латеральное изменение мощности коры в этом районе может обеспечить не более 10%-ного различия в q .

Длинноволновые (600—800 км) изостатические аномалии, присущие платформам Евразии [Артемьева, 1975], могут являться результатом воздействия конвективных потоков на литосферу. Из работы А. В. Ладынина [1977], в которой рассматривается изостатическое равновесие Сибирской платформы, следует, что как унаследованные, так и обращенные поднятия рассматриваемого района — плато Путорана, Сыверма, Вилуйский и Анабарский массивы — развиваются под действием активных антиизостатических процессов. Современное положение этих образований более чем на 100 м превышает уровень изостатического равновесия.

Таким образом, в первом приближении представляется возможным выделить два этапа воздействия мелкомасштабной тепловой конвекции в верхней мантии на литосферу Евразийской плиты. Первый, с временным масштабом 50—60 млн. лет (период интенсивного движения плиты), характеризуется наличием мелкомасштабной конвекции в виде валов и проявляется на поверхности чередованием поднятий и опусканий с длиной волны 1500—2000 км. На этом этапе вязкость в интервале глубин 400—700 км понижена из-за восходящих течений и вариации вязкости по глубине в верхней мантии весьма незначительны.

По мере своего движения плита перемещается в ту область конвективной ячейки (в плане), где течение более стратифицировано по глубине и преобладают горизонтальные потоки. Вязкость вещества в интервале 400—700 км повышается (из-за отсутствия здесь восходящих течений). При таких условиях скачка вязкости на 1—1,5 порядка достаточно для того, чтобы мелкомасштабная

конвекция замкнулась выше глубины 400 км [Жарков, Рузмайкина, 1977]. Описанное замыкание соответствует второму этапу действия конвекции на литосферу Евразии. Подтверждением существования такого типа конвекции может служить мозаичная структура современного рельефа платформенных областей с длинной волной, равной 600—800 км.

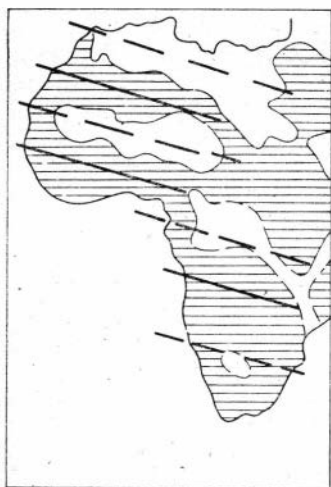
§ 3. ОСОБЕННОСТИ ТЕКТОНИЧЕСКОГО РАЗВИТИЯ АФРИКИ В МЕЗОЗОЕ

Второй областью, где рассматривалось воздействие мелко-масштабной конвекции на литосферу, является Африканская плита. Как отмечено в предыдущем параграфе, отделение Африки от Лавразии и движение Африканской плиты на юго-восток происходили в основном в юрский период. Согласно схемам, предложенным Дицем и Холденом [1970], движение было не столь монотонным, как в первом случае. Такое течение индуцирует мелко-масштабные конвективные течения в виде валов, оси которых направлены по движению плиты. Влияние такого типа конвекции на литосферу обнаруживается в чередовании поднятий и прогибаний Африканской платформы в юрский период (рис. 48). Более четкое действие эффекта конвекции на литосферу в северной половине Африки объясняется существованием под ней более интенсивного крупномасштабного течения, непосредственно связанного с раскрытием экваториальной Атлантики в юре.

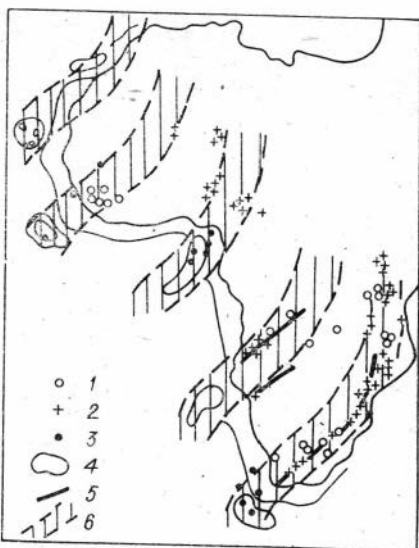
В конце юрского периода — раннем мелу происходит, по-видимому, перестройка крупномасштабных конвективных течений. Она завершается в альбе образованием нового мощного восходящего конвективного потока, в результате воздействия которого произошло раскрытие Южной Атлантики ~110—120 млн. лет назад. Период, предшествующий движению плиты теперь уже в северо-восточном направлении, отмечен здесь эпохой траппового магматизма. По данным радиометрических определений, интенсивные излияния относятся к периоду 170—140 млн. лет назад [Хаин, 1971].

В течение юрского периода почти вся платформа, за исключением северной и восточной зон перикратонных опусканий, была приподнята над уровнем океана. Высокое стояние плиты в начале дрейфа, как отмечалось в предыдущем примере, может быть обеспечено поднимающимся мантийным веществом восходящих участков крупномасштабной конвекции. В это время оформилось, вероятно, мелко-масштабное течение в виде валов, по крайней мере, под южной быстродвижущейся половиной плиты. Восходящие участки валов отмечены образованием системы разломов юго-западного — северо-восточного направления (рис. 49).

К преальбскому времени относят также образования кимберлитовых трубок Южной и Центральной Африки, хотя нет уверенности в том, что все кимберлиты Африки имеют один и тот же воз-



Р и с. 48. Палеотектоническая схема Африки. Конец триаса — юра. (По Хаину с упрощениями). Усл. обозн. см. на рис. 45.



Р и с. 49. Схема вероятного расположения восходящих конвективных потоков под Африканской плитой в верхнем мелу.

раст. Кроме кимберлитов к этой же эпохе вулканической деятельности могут принадлежать субвулканические щелочные плутоны и приуроченные к ним тела карбонатитов. Как кимберлиты, так и карбонатиты закономерно связаны с зонами отмеченных разломов [Хаин, 1971].

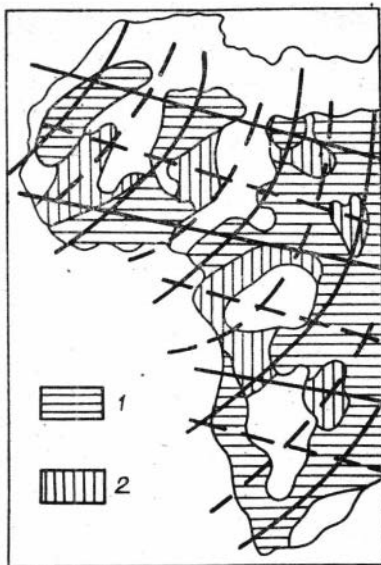
1 — кимберлитовая формация, 2 — карбонатитовая формация и формация щелочных интрузий, 3 — вулканы, 4 — океанические валы, 5 — разломы, 6 — зоны восходящих конвективных потоков (1—3, 5 — по Хаину [1971]).

Внутренние районы Африки в течение второй половины мела испытали слабое поднятие. Отдельные участки отставали в этом поднятии и являлись областями относительного погружения, где накапливались континентальные осадки. К таким областям относятся: впадина Конго, где развита верхнемеловая серия Кванго, внутренние впадины Сахары, Чад и некоторые другие. На рис. 50 представлены области поднятий и опусканий Африканской платформы в юрский и меловой периоды. В первом приближении можно сказать, что тектоника плиты в это время подчинялась двум направлениям: субширотному (движение плиты в юре) и субмеридиональному (меловые перемещения). Если принять, что в образовании структур непосредственное участие принимали конвективные валы, то, как видно из рис. 50, пересечение восходящих участков валов соответствует зонам устойчивых поднятий, а пересечение нисходящих — зонам устойчивых погружений.

Сопоставление тектонической обстановки рассматриваемых Евразийской и Африканской плит в период интенсивного горизонтального перемещения обнаруживает ряд черт, присущих регионам. Время, предшествующее началу дрейфа, характеризуется

Р и с. 50. Палеотектоническая схема Африки. Поздний триас — начало палеогена.

1 — области устойчивых поднятий, 2 — области, испытывавшие подъем в определенный период времени.



высоким стоянием плит и эпохами траппового магматизма. Периоды интенсивного движения отвечают образованию чередующихся поднятий и опусканий с длиной волны 1500 — 2000 км. Области самого быстрого горизонтального перемещения плит (из-за вращения): Восточная Сибирь на Евразийском континенте и Южная Африка отмечены наиболее интенсивным воздействием мелкомасштабной конвекции (валов), выразившимся в разломах и сопутствующих им интрузий над восходящими участками конвективных течений.

* * *

Рассмотренный в монографии материал позволяет сделать следующие выводы.

1. Понижение вязкости астеносферы на 1—2 порядка достаточно для того, чтобы характерное время изостатического регулирования соответствовало его эмпирическим значениям, а величина скорости горизонтального компенсационного течения дает возможность считать, что астеносфера под платформами не является препятствием для больших горизонтальных перемещений литосферных плит.

2. Основное горизонтальное перемещение материала при изостатическом регулировании происходит на глубине $1/k$ ниже Мохо, где k — волновое число начального возмущения.

3. Математическое моделирование глубинных процессов показало, что тепловая конвекция в верхней мантии влияет на литосферу как посредством взаимодействия с механизмом изостатического регулирования, так и с помощью аномально легких масс, доставляемых к подошве литосферы восходящими конвективными потоками.

4. Тепловая конвекция в верхней мантии может стать причиной существования изостатически нескомпенсированных структур литосферы с амплитудой в первые километры на границе Мохо.

5. Под быстродвижущейся литосферной плитой (со скоростью более 60 см/год) тепловая конвекция существует в виде валов, оси

которых направлены по движению плиты. Показано, что наличие валов в периоды интенсивного горизонтального перемещения плит Евразии и Африки проявляется в образовании на поверхности плит чередующихся поднятий и опусканий с масштабом повторения до 1,5 тыс. км, что может служить доказательством конвективных валов в верхней мантии.

6. При стабильной ситуации (скорость не превосходит 1,0 см/год) конвекция принимает под плитой изометрическую форму с глубиной до 400 км. Показано, что конвекция такого масштаба проявляется в неотектонических движениях платформенных областей Сибири и находит свое выражение в имеющихся геофизических данных по этой области.

ЛИТЕРАТУРА

- Алексеев А. С., Ваньян Л. Л., Бердичевский А. В. и др. Схема астеносферных зон СССР.— Докл. АН СССР, 1977, т. 234, № 4, с. 790—793.
- Артемьев М. Е. Изостазия территории СССР. М.: Наука, 1975. 215 с.
- Артемьев М. Е., Артюшков Е. В. Изостазия и тектоника. М.: Наука, 1975. 255 с.
- Артюшков Е. В. Геодинамика. М.: Наука, 1979. 327 с.
- Архипов С. А., Вдовиц В. В., Мизеров Б. В., Николаев В. А. Западно-Сибирская равнина. М.: Наука, 1970. 243 с.
- Биргер Б. И., Шлесберг С. Г. Конвективная неустойчивость многослойных моделей Земли.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1977, № 6, с. 24—30.
- Боголепов К. В. Мезозойская тектоника Сибири. М.: Наука, 1967. 317 с.
- Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 173 с.
- Джеккобс Дж. Земное ядро. М.: Мир, 1979. 327 с.
- Дучков А. Д., Соколова Л. С. Тепловой поток и температура земной коры Южной Сибири.— Тр. СНИИГГиМСА, 1977, т. 249, с. 127—137.
- Жарков В. И., Рузмайкина Т. В. О конвективной устойчивости верхней мантии Земли.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1977, № 10, с. 53—60.
- Жарков В. И., Трубицын В. П. Физика планетных недр. М.: Наука, 1980. 448 с.
- Зоненшайн Л. П., Савостин П. А. Введение в геодинамику. М.: Недра, 1979. 311 с.
- Кравчинский А. Я. Палеомагнетизм и палеогеографическая эволюция континентов. Новосибирск: Наука, 1979. 342 с.
- Кутас Р. И. Тепловые потоки на территории Европы.— Геофиз. журн., 1979, т. 1, № 1, с. 63—74.
- Ладынин А. В. Изостатическая характеристика новейших структур Сибири.— Тр. СНИИГГиМСА, 1977, т. 249, с. 101—116.
- Ламб Г. Гидродинамика. М.: Гостехиздат, 1949. 792 с.
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.— Л., 1954. 502 с.
- Любимова Е. А. Термика Земли и Луны. М.: Наука, 1968. 279 с.
- Любимова Е. А., Фельдман И. С. Тепловой поток, температура и электропроводность коры и верхней мантии.— В кн.: Кора и верхняя мантия Земли. Вып. 2. М.: Изд-во МГУ, 1975, с. 144—191.
- Магницкий В. А. Внутреннее строение и физика Земли. М.: Наука, 1965. 210 с.
- Магницкий В. А. О температуре и составе нижней мантии Земли.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1968, № 11, с. 38—47.
- Мещеряков Ю. В. Рельеф СССР. М.: Наука, 1972. 519 с.
- Монин А. С. Вращение Земли и климат. М.: Гидрометеиздат, 1972. 280 с.
- Николаев Н. И. Неотектоника и ее выражение в структуре и рельефе СССР.— М.: Госгеолтехиздат, 1962. 351 с.
- Петрова Г. Н., Храмов А. Н. Палеомагнетизм и внутреннее строение Земли.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1970, № 4, с. 15—23.
- Пинус Г. В., Агафонов Л. В., Леснов Ф. П. Взаимоотношение членов оффо-

- литовых ассоциаций Центрально-Азиатского складчатого пояса.— Геол. и геофиз., 1979, № 11, с. 37—46.
- Плоскогорья** и низменности Восточной Сибири. М.: Наука, 1977. 283 с.
- Рингвуд А. Е.** Минералогия Глубокой мантии.— В кн.: Природа твердой Земли. М.: Мир, 1975, с. 109—130.
- Сафронов В. С.** Эволюция допланетного облака и образование Земли и планеты. М.: Наука, 1969, 307 с.
- Сорохтин О. Г.** Глобальная эволюция Земли. М.: Наука, 1974. 193 с.
- Стейсн Ф.** Физика Земли. М.: Мир, 1974. 270 с.
- Тычков С. А.** Влияние различий вязкости литосферы и астеносферы на процесс изостатического регулирования.— Геол. и геофиз., 1978, № 6, с. 86—91.
- Тычков С. А.** Изостазия, конвекция мантии и рельеф поверхности платформенных областей.— Геол. и геофиз., 1979, № 12, с. 3—12.
- Тычков С. А.** Конвекция под быстродвижущейся плитой и ее проявление в тектонике платформенных областей.— Геол. и геофиз., 1982, № 3, с. 31—40.
- Ушаков С. А.** Динамика земной коры в зонах перехода от материков к океанам атлантического типа.— Докл. АН СССР, 1966, т. 71, № 1, с. 1270—1273.
- Ушаков С. А., Галушкин Ю. И.** Физика Земли. Т. 3. М.: ВИНТИ, 1978. 311 с.
- Фотиади Э. Э., Ладынин А. В.** Состояние и геологические задачи комплексных исследований строения литосферы на территории Сибири и Дальнего Востока.— Геол. и геофиз., 1974, № 5, с. 144—148.
- Фотиади Э. Э., Моисеенко Ф. С.** Основные черты тектонической структуры Сибири и Дальнего Востока.— Геол. и геофиз., 1964, № 12, с. 5—13.
- Фотиади Э. Э., Ладынин А. В., Тычков С. А.** О влиянии неоднородности астеносферы на конвекцию в мантии и изостазию литосферы.— Докл. АН СССР, 1978, т. 240, № 5, с. 1070—1073.
- Хаин В. Е.** Региональная геотектоника. М.: Недра, 1971. 356 с.
- Хаин В. Е.** Региональная геотектоника. М.: Недра, 1977. 402 с.
- Храмов А. Н., Гончаров Г. И., Комиссарова Р. А.** Палеомагнетизм палеозоя.— Тр. ВНИГРИ, Л.: Недра, 1974, т. 336, с. 107—138.
- Ahrens T. J., Syuko Y.** Calculation of mineral reactions in the Earth's mantle.— JGR, 1967, v. 72, p. 4181.
- Anderson D. L.** Chemical stratification of the mantle.— JGR, 1979, v. 84, p. 6297.
- Anderson O. L., McKenzie D. P.** Gravity, bathymetry and convection in the Earth.— Earth Planet Sci. Lett., 1973, v. 18, p. 391.
- Anderson O. L., Grew P. C.** Stress corrosion theory of crack propagation with application to geophysics.— Rev. Geoph. Space Phys., 1977, v. 15, p. 77.
- Artyshkov E. V.** Stress in the lithosphere caused by crustal thickness inhomogeneities.— JGR, 1973, v. 78, p. 7675.
- Ashby M. F., Verrall R. A.** Micromechanisms of flow and fracture, and their relevance to the rheology of the upper mantle.— Rev. Soc. Trans., London, 1977, v. A288, p. 59.
- Birch F.** Composition of the Earth's mantle.— Geoph. J. Roy. Astr. Soc., 1961, v. 4, p. 295.
- Birch F.** Energetics of core formations.— JGR, 1965, 70, p. 6217.
- Blander M., Katz J. L.** Condensation of primordial dust.— Geochim. Cosmochim. Acta, 1967, v. 31, p. 1025.
- Bloch S., Hales Landisman M.** Velocities in the crust and upper mantle of S. Africa from multimode surface wave dispersion.— Bull. Seis. Soc. Am., 1969, v. 59, p. 1599.
- Bremaecker J.**— C. Convection in the Earth's mantle.— Tectonoph., 1977, v. 41, p. 195.
- Busse F. H.** High Prandtl number convection.— Phys. Earth Planet Inter., 1979, v. 19, p. 149.
- Busse F. H.** Patterns of convection in the spherical shell.— J. Fl. Mech., 1980, v. 97, p. 257.

- Cathles L. M.** The viscosity of the Earth's mantle. Princeton Univ. Press, 1975.
- Chandrasekhar S.** The onset convection by thermal instability in spherical shells.— *Philos. Mag.*, 1953, v. 44, p. 233.
- Chung D.** General relationship among sound speeds.— *Phsy. Earth Planet Inter.*, 1974, 8, p. 495.
- Colran J. R., Talwani M.** Free-air gravity anomalies in the world's oceans and their relationship to residual elevation.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1977, v. 50, p. 495.
- Creer L. M.** A review of paleomagnetism.— *Earth-sci. rev.*, 1976, v. 6.
- Davies G. F.** Whole-mantle convection and plate tectonics.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1977, v. 49, p. 459.
- Davies G. F.** Thermal histories of convective earth models and constrains on radiogenic heatproduction in the Earth.— *JGR*, 1980, v. 85, p. 2517.
- Dietz R. S., Holden J. C.** Reconstruction of Pangea: break up and disperition of continents Permian to present.— *JGR*, 1970, v. 75, p. 4939.
- Dziwonski A., Hales A. L., Lapwood E. R.** Parametrically simple models consistent with geophysical data.— *Phys. Earth Planet Inter.*, 1975, v. 10, p. 12.
- Engdahl E. R.** Effects of plate structure and dilatency on relative teleseismic P-wave recidimals.— *Geoph. Res. Lett.*, 1975, v. 2, p. 420.
- Engdahl E. R., Flinn E. A.** Seismic waves reflected from discontinuities within earth's upper mantle.— *Science*, 1969, v. 163, p. 177.
- Fish R. A., Goes G. G., Anders E.** The record in the meteorites III: On the development of meteorites in asteroidal bodies.— *Astrophys. J.*, 1960, v. 132, p. 243.
- Forsyth D. W., Ueda S.** On the relative improtence of the driving forces of plate motion.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1975, v. 43, p. 163.
- Foster T. D.** Convection in the variable viscosity fluid heated from within.— *JGR*, 1989, v. 74, p. 685.
- Friedman M.** Fracture in rock.— *Rev. Geoph. Space Phys.*, 1975, v. 13, p. 352.
- Gidskehand A., Creer K. M., Mitchell J. G.** Paleomagnetism and K — Ar ages of the South — West African basalts and their bearing on the time initial rifting of the South Atlantic Oceans.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1975, v. 42, p. 1.
- Gilbert F., Dziwonski A.** An applikation of the normal mode theory to the retrieval of structurel parameters and sourse mechanisms from seismic spectra.— *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 1975, v. A278, p. 187.
- Gilbert F., Helberg D.** Generalized ray theory for layered sphere.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1972, v. 27, p. 57.
- Gilbert F., Dziwonski A., Brune J.** An informative solution to a seismological inverse problem.— *Proc. N. Acad. USA*, 1973, v. 70, p. 1410.
- Gordon R. S., McWilliams M. O., Cox A.** Pre — Tertiary velocities of the continents: lower bound from paleomagnetic data.— *IGR*, 1979, v. 84, p. 5480.
- Grenn D. H.** Arhean grenstone may include terrestrial equivalents of lunar maria?— *Earth Planet Sci. Lett.*, 1972, v. 15, p. 263.
- Griggs D. T.** The sinking lithosphere and the focal mechanism of deep earthquakes.— In: *The nature of solid Earth*. N. Y.: McGraw-Hill, 1975, p. 361.
- Grossman L.** Condensation in the primitive solar nebula. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 1972, v. 36, p. 597.
- Gutenberg B.** Changers in sea level, postglacial aplift, mobility of the earth interior.— *Bull. Geol. Soc. Am.*, 1941, v. 52.
- Haddon R. A. W., Bullen K. E.** An Earth model incorporating free Earth oscilation data.— *Phys. Earth Planet Inter.*, 1969, v. 2, p. 35.
- Hager B. H., O'Connell R. J.** A simple global model of dynamics and mantle convection.— *JGR*, 1981, v. 86, p. 4843.
- Hanks T. C., Anderson D. L.** The early thermal history of the Earth — *Phys. Earth Planet Inter.*, 1969, v. 2, p. 19.
- Haskell N. A.** The motion of viscous fluid under a surface load.— *Physics*, 1936, v. 7, p. 56.

- Helmberger D. V., Wiggins R. A.** Upper mantle structure of the midwest US.— JGR, 1971, v. 76, p. 3229.
- Herrin E.** Introduction to the 1968 Seismological Tables for P-phases.— Scism. Soc. Am. Bull., 1968, v. 58, p. 1193.
- Hewitt J. M., McKenzie D. P., Weiss N. O.** Large aspect ratio cells in two-dimensional thermal convection.— Earth Planet Sci. Lett., 1980, v. 51, p. 370.
- Hills G. F. S.** The granitic and basaltic areas of the Earth's surface.— Geol. Mag., 1934, v. 71, p. 275.
- Hopkins W.** Research on physical geology.— Philos. Trans. Roy. Soc., 1839, v. 129, p. 381.
- Housemann G. A., McKenzie D. P., Molnar P.** Convective instability of a thickened boundary layer and its relevance for the thermal evolution of continental convergent belts.— JGR, 1981, v. 86, p. 6115.
- Hoyle F.** The history of the Earth.— Geoph. J. Roy. Astr. Soc., 1972, v. 13, p. 328.
- Hurtig E., Grässl S., Oesberg R.-P.** Velocity Variation in the upper mantle beneath Europe and European platforms.— Tectonoph., 1979, v. 56, p. 133.
- Irving E.** Drift of the major continental blocks since Devonian.— Nature, 1977, v. 270, p. 304.
- Isacs B., Molnar P.** Distribution of the stresses in the descending lithosphere from a global survey of focal mechanism solutions of mantle earthquakes.— Rev. Geoph. Space Phys., 1971, v. 8, p. 103.
- Jackon I. N. S., Liebermann R. C., Ringwood A. E.** Disproportionation of spinel to mixed oxides: significance of cation configuration and implications for mantle.— Earth Planet Sci. Lett., 1974, v. 24, p. 203.
- Jacobsen S. B., Wasserburg G. J.** The mean age of mantle and crustal reservoirs.— JGR, 1979, v. 84, p. 7411.
- Jarvis G. T., McKenzie D. P.** Convection in a compressible fluid with infinite Pr number.— J. Fl. Mech., 1980, v. 96, p. 515.
- Jeffreys H.** On travel times in seismology.— Bull. Seism. Inter., 1936, v. 14, p. 1.
- Jeffreys H., Bland M. E. M.** The instability of a fluid sphere heated within.— Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 1954, v. 6, p. 148.
- Jordan T. H., Anderson D. L.** Earth structure from free oscillations and travel times.— Geoph. J. Roy. Astr. Soc., 1974, v. 36, p. 411.
- Jordan T. H., Lynn W. S.** A velocity anomaly in the lower mantle.— JGR, 1974, v. 79, p. 2679.
- Kanamory H., Press F.** How thick is the lithosphere?— Nature, 1970, v. 226, p. 330.
- Karig D. E.** Origin and development of the marginal basins in the western Pacific.— JGR, 1971, v. 76, p. 2542.
- Keilis-Borok V. I., Yanovskaya T. B.** Inverse problem of seismology.— Geoph. J. Roy. Astr. Soc., 1967, v. 13, p. 223.
- Kerrige J. F., Vedder J. R.** Accretional processes in the solar system an experimental approach.— Science, 1972, v. 177, p. 161.
- King D. W., Calcagnile G.** P-Wave velocities in the upper mantle beneath Fennoscandia and western Russia.— Geoph. J. Roy. Astr. Soc., 1976, v. 46, p. 407.
- Khan M. A.** Comparative evaluation of recent global representation of Earth's gravity field.— Geoph. J. Roy. Astr. Soc., 1976, v. 46, p. 535.
- Lambert I. B., Wylie P. J.** Low velocity zone of the earth's mantle. Incipient melting caused by water.— Science, 1970, v. 169, p. 764.
- Landisman M., Sao Y., Nafe J.** Free vibrations of the properties of its deep interior regions.— Geoph. J., 1965, p. 439.
- Larimer J. W.** Chemical fractionation in meteorites III: Major element fractionations in chondrites.— Geochim. Cosmochim. Acta, 1967, v. 31, p. 1245.
- Larsson R. L., Ladd J. W.** Evidence for opening S. Atlantic in early Cretaceous.— Nature, 1973, v. 246, p. 209.
- Lie L. C.** The system enstatite-pyrope at high pressures and temperature and the mineralogy of the earth's mantle.— Earth Planet Sci. Lett., 1977, v. 36, p. 237.

- Lieberman R. S., Jackson I., Ringwood A. E.** Elasticity and phase equilibria of spinel disproportionation reaction.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1977, v. 50, p. 553.
- Lliboutry L. A.** Rheological properties of the asthenosphere from Fennoscandian data.— *JGR*, 1971, v. 76, p. 5.
- MacDonald G. J. F.** Calculations of the thermal history of the Earth.— *JGR*, 1959, v. 64, p. 1967.
- Mareschal J.-C.** Uplift by thermal expansion of the lithosphere — *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1981, v. 66, p. 535.
- Marsh B. D., Marsh J. G.** On global gravity anomalies and two-scale convection.— *JGR*, 1976, v. 81, p. 5267.
- Masse R. D., Alexander S. S.** Compressional velocities distribution beneath Scandinavia and western Russia.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1974, v. 39, p. 587.
- McKenzie D. P.** The influence of the boundary condition and rotation on convection in the Earth's mantle.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1968, v. 15, p. 457.
- McKenzie D. P.** Surface deformations, gravity anomalies and convection.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1977, v. 48, p. 211.
- McKenzie D. P., Roberts J. M., Weiss N. O.** Convection in the Earth's mantle; toward a numerical solution.— *J. Fl. Mech.*, 1974, v. 62, p. 465.
- McKenzie D. P., Weiss N. O.** Speculations on the thermal and tectonic history of the Earth.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1975, v. 42, p. 131.
- Moore D. P., Weiss N. O.** Two-dimensional Rayleigh-Bénard convection.— *J. Fl. Mech.*, 1973, v. 58, p. 289.
- O'Connell.** On the scale mantle convection.— *Tectonoph.*, 1977, v. 38, p. 119.
- Olson P.** Mantle convection with spherical effects.— *JGR*, 1981, v. 86, p. 4881.
- Olson P., Corsos G. M.** A boundary layer model for mantle convection with surface plates.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1980, v. 64, p. 195.
- O'Nions R. K., Evensen N. M., Hamilton P. J.** Geochemical modelling of mantle differentiation and crustal growth.— *JGR*, 1979, v. 84, p. 6091.
- Orowan E.** Density of the moon and nucleation of planets.— *Nature*, 1969, v. 222, p. 867.
- Oversby V. M., Ringwood A. E.** Time formation of the earth's core.— *Nature*, 1974, v. 244, p. 463.
- Parmentier E. M., Turcotte D. L.** Two-Dimensional mantle flow beneath a rigid accreting lithosphere.— *Phys. Earth Planet Inter.*, 1978, v. 17, p. 281.
- Parsons B., McKenzie D. P.** Mantle convection and the thermal structure of the plate.— *JGR*, 1978, v. 83, p. 4485.
- Parsons B., Molnar P.** The origin of outer topographic rises with associated trenches.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1976, v. 45, p. 707.
- Pecoris C. L.** Thermal convection in the interior of the Earth.— *Mon. Not. Roy. Astr. Soc. Geoph. Supp.*, 1935, v. 3, p. 343.
- Peltier W. R.** Penetrative convection in the planetary mantle.— *Geoph. Fl. Mech.*, 1972, v. 5, p. 47.
- Peltier W. R.** Glacial-isostatic adjustment — II. The inverse problem.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1976, v. 46, p. 669.
- Peltier W. R., Farrel W. E., Clark J. A.** Glacial isostasy and relative sea level: a global finite element model.— *Tectonoph.*, 1978, v. 50, p. 81.
- Phillips R. J., Irwins E. R.** Geophysical observations pertaining to solid-state convection in the terrestrial planets.— *Phys. Earth Planet Inter.*, 1979, v. 19, p. 107.
- Press F.** Earth models obtained by Monte-Carlo inversion.— *JGR*, 1968a, v. 73, p. 5223.
- Press F.** Density distribution in Earth.— *Science*, 1968b, v. 160, p. 1218.
- Rabinowicz M., Lago B.** Thermal transfer between the continental asthenosphere and oceanic subducting lithosphere: its effect on subcontinental convection.— *JGR*, 1980, v. 85, p. 1839.
- Rayment R. A., Tait E. E.** Biostratigraphical dating of the early history of the S. Atlantic ocean.— *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 1972, v. B246, p. 55.

- Richter F. Finite-amplitude convection through a phase boundary.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1973, v. 35, p. 265.
- Richter F. Convection and the large-scale circulation of the mantle.— *JGR*, 1973, v. 78, p. 8735.
- Richter F. Experiments on the stability of convection rolls in fluid, whose viscosity depends upon temperature.— *J. Fl. Mech.*, 1978, v. 89, p. 553
- Richter F., McKenzie D. P. On some consequence and possible causes of layer mantle convection.— *JGR*, 1981, v. 86, p. 6133.
- Richter F., Parsons B. On the interaction of two scales of convection in the mantle.— *JGR*, 1975, v. 80, p. 2529.
- Ringwood A. E. Chemical evolution of the terrestrial planets.— *Geochim. Cosmochim. Acta*, 1966, v. 30, p. 41.
- Ringwood A. E. The pyroxene-garnet transformation in the earth's mantle.— *Earth Planet Sci. Lett.*, 1967, v. 2, p. 255.
- Ringwood A. E. Phase transformations and mantle dynamic.— *Earth Planet Sci. Lett.*, 1972, v. 14, p. 233.
- Ringwood A. E., Major A. Synthesis of $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ solid solution.— *Planet. Lett.*, 1966, v. 1, p. 241.
- Ringwood A. E., Major A. The system $MgOSiO_4 - Fe_2SiO_4$ at high pressure and temperature.— *Phys. Earth Planet Inter.*, 1970, v. 3, p. 89.
- Runcorn S. K. Solid-state convection and the mechanics of the Moon.— *Proc. 6th Lunar. Conf.*, 1975, p. 3221.
- Runcorn S. K. Convection in Mercury.— *Phys. Earth Planet Inter.*, 1977, v. 15, p. 13.
- Sabadini R., Peltier W. R. Pleistocene deglaciation and the Earth's rotation: implications for mantle viscosity.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1980, v. 66, p. 553.
- Sbar M. L., Sykes L. R. Contemporary compressive stress and seismicity: an example of intraplate tectonics.— *Geol. Soc. Am. Bull.*, 1973, v. 84, p. 1861.
- Schubert G. Subsolidus convection in the mantles of terrestrial planets.— *Ann. Rev. Earth Planet Sci.*, 1979, v. 7, p. 289.
- Schubert G., Stewenson D., Cassen P. Whole planet cooling and the radiogenic heat source of the Earth and Moon.— *JGR*, 1980, v. 85, p. 2531.
- Schubert G., Turcotte D. Phase changes and mantle convection.— *JGR*, 1971, v. 76, p. 1424.
- Schubert G., Yuen D. A., Turcotte D. Role of phase transition in a dynamic mantle.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1975, v. 42, p. 705.
- Sclater J. G., Lawver L. A., Parsons B. Comparison of longwavelength residual elevation and free air gravity anomalies in the N. Atlantic and possible implications for thickness of lithosphere plate.— *JGR*, 1975, v. 80, p. 1031.
- Shankland T. J., Chung D. H. General relationship among sound speeds: theory and discussion.— *Phys. Earth Planet Inter.*, 1974, v. 8, p. 121.
- Shatz J. P., Simmons G. Thermal conductivity of earth material at high temperatures.— *JGR*, 1972, v. 77, p. 6966.
- Slichter L. B. Cooling of the earth.— *Bull. Geol. Soc. Am.*, 1941, v. 52, p. 561.
- Sykes L. R. The seismicity and deep structure of island arcs.— *JGR*, 1966, v. 71, p. 2981.
- Turekian K. K., Turcotte D., Clark S. P. Jr. Inhomogeneous accumulation of the Earth from the primitive solar nebula.— *Earth Planet Sci. Lett.*, 1969, v. 6, p. 346.
- Turcotte D., Oxburgh E. R. Finite amplitude convection cells and continental drift.— *J. Fl. Mech.*, 1967, v. 28, p. 29.
- Turcotte D., Ahern J. L., Bird J. M. The state of stress at continental margins.— *Tectonoph.*, 1977, v. 42, p. 1.
- Torrance K. E., Turcotte D. Thermal convection with large viscosity variations.— *J. Fl. Mech.*, 1971, v. 47, p. 113.
- Urey H. C. Evidence regarding the origin of the Earth.— *Geochim. Cosmochim. Acta*, 1962, v. 26, p. 1.

- Wasserburg G. L., McDonald G. J. F., Hoyle F., Fayer W. A.** Relative contributions of uranium, thorium, potassium to heat production in the Earth.— *Science*, 1964, v. 143, p. 464.
- Watt J., Shankland T. J., Mao N.-H.** Uniformity of mantle composition.— *Geology*, 1975, v. 2, p. 91.
- Wats A. B.** Gravity and bathymetry in the central Pacific ocean.— *JGR*, 1976, v. 81, p. 1533.
- Whitehead J. A. Jr.** Convection models: laboratory versus mantle.— *Tectonoph.*, 1976, v. 35, p. 215.
- Wiggins R. A.** Monte-Carlo inversions of body wave observations.— *JGR*, 1969, v. 74, p. 3171.
- Williamson E., Adams L.** Density distribution in the Earth.— *J. Wash. Acad. Sci.*, 1923, v. 13, p. 413.
- Young R. E.** Finite-amplitude thermal convection in a spherical shell.— *J. Fl. Mech.*, 1974, v. 63, p. 695.
- Yuen D. A., Peltier W. R., Schubert G.** On the existence of a second scale of convection in the upper mantle.— *Geoph. J. Roy. Astr. Soc.*, 1981, v. 65, p. 171.
- Zebib A., Schubert G., Straus J. M.** Infinite Pr number thermal convection in a spherical shell.— *J. Fl. Mech.*, 1980, v. 97, p. 257.

ОГЛАВЛЕНИЕ

От редактора	3
Введение	4
Глава 1. Тепловая конвекция в мантии как один из механизмов тектоники	7
Глава 2. Физические условия в верхней мантии	17
§ 1. Структура верхней мантии по сейсмическим данным	—
§ 2. Плотностная модель верхней мантии	24
§ 3. Реологическая модель верхней мантии	30
§ 4. О гипотезах аккумуляции Земли	32
§ 5. Транспортировка тепла из недр	37
§ 6. Эволюция тепловой конвекции в Земле	42
Глава 3. Конвекция в верхней мантии	47
§ 1. Типы конвекции	—
§ 2. Взаимодействие тепловой конвекции и изостатического регулирования	54
§ 3. «Контактное» воздействие тепловой конвекции на литосферу	67
Глава 4. Мелкомасштабная конвекция и тектоника платформенных областей	74
§ 1. Перемещение некоторых континентальных плит в мезозое	—
§ 2. Особенности тектонического развития платформ Евразии в мезозое	79
§ 3. Особенности тектонического развития Африки в мезозое	—
Литература	89

Сергей Анатольевич Тычков

КОНВЕКЦИЯ В МАНТИИ И ДИНАМИКА ПЛАТФОРМЕННЫХ ОБЛАСТЕЙ

Ответственный редактор

Эпаминонд Эпаминондович Фотиади

Утверждено к печати Институтом геологии
и геофизики СО АН СССР

Редактор издательства *Л. П. Гольмиева*

Художественный редактор *Т. Ф. Каминина*

Художник *Н. А. Пискун*

Технический редактор *Н. М. Бурлаченко*

Корректоры *Т. Ф. Погиблова, В. В. Борисова*

ИБ № 23431

Сдано в набор 20.05.83 Подписано к печати 14.11.83. МН-07582. Формат 60×90^{1/16}.
Бумага типографская № 3. Обыкновенная гарнитура. Высокая печать. Усл. печ. л. 6.
Усл. кр.-отт. 6,3. Уч.-изд. л. 7. Тираж 1000 экз. Заказ № 633. Цена 1 р. 10 к.

Издательство «Наука», Сибирское отделение. 630099, Новосибирск, 99, Советская, 18.
4-я типография издательства «Наука». 630077, Новосибирск, 77, Станиславского, 25.