

О.Г. СОРОХТИН
ГЛОБАЛЬНАЯ
ЭВОЛЮЦИЯ
ЗЕМЛИ

* *liber*

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
Институт океанологии им. П.П. Ширшова

О.Г. СОРОХТИН
●
ГЛОБАЛЬНАЯ
ЭВОЛЮЦИЯ
ЗЕМЛИ

18740



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1974



Сорохтин О.Г. Глобальная эволюция Земли. М.,
"Наука", 1974 г.

Исследуются процессы, управляющие геологической эволюцией Земли. Показывается, что основную роль играет процесс гравитационной дифференциации Земли, приводящий к образованию земного ядра и возникновению мантийных конвективных течений. Тектоническая активность Земли вызывается перемещением литосферных плит по поверхности охваченной течениями астеносферы. Океаническая кора образуется в рифтовых зонах за счет гидратации пород мантии океанической водой, континентальная кора образуется в геосинклинальных областях за счет дегидратации океанической коры при ее погружении в верхнюю мантию по зонам Бениоффа, Рис. 34, Табл.5, Библ.284 назв.

Ответственный редактор

член-корреспондент АН СССР В.Е. ХАИН

От редактора

Значение публикуемой работы О.Г. Сорохтина состоит прежде всего в том, что О.Г. Сорохтиным разработана новая достаточно оригинальная динамическая модель Земли, которая, хотя и относится к мобилистским концепциям и стоит в ряде отношений довольно близко к тектонике плит, ряд кардинальных вопросов развития Земли трактует существенно иным образом. Должен отметить три очень важных преимущества модели О.Г. Сорохтина: во-первых, развитие тектоносферы органически связывается в ней с развитием наиболее глубоких оболочек Земли, с процессами, зарождающимися на границе мантии и ядра; во-вторых, геологическое развитие Земли рассматривается как непосредственное продолжение и логическое следствие процесса ее формирования и догеологической эволюции; в третьих, тепловая конвекция в мантии принимаемая подавляющим большинством зарубежных мобилистов, решительно заменена О.Г. Сорохтиным гравитационной конвекцией.

О.Г. Сорохтиным предложено интересное решение двух геохимических парадоксов — "калиевого" и "карбонатного", первый из которых широко использовался как аргумент против мобилизма, а второй вообще не находил объяснения. В целом можно констатировать, что несмотря на отдельные упущения и просчеты, о которых речь пойдет ниже, О.Г. Сорохтину удалось успешно осуществить свой смелый замысел, и ошутимо продвинуться вперед в создании общей теории развития Земли. Такая теория может быть создана только совместными усилиями геофизиков, геохимиков и геологов, и удача О.Г. Сорохтина была обеспечена тем очень важным обстоятельством, что он свободно владеет методами всех этих трех основных наук о Земле. При этом большим преимуществом концепции О.Г. Сорохтина, качественно отличающим ее от обычно чисто умозрительных построений даже самых выдающихся геологов является то, что эта концепция во всех своих звеньях подкреплена количественными расчетами, основанными на творчески примененном аппарате математической физики.

Нельзя вместе с тем не отметить, что два из положенных О.Г. Сорохтиным в основу своей модели важнейших постулата в настоящее время оспариваются специалистами в соответству-

ющей области. Это касается, во-первых, представления о первичной однородности Земли, которому противопоставляется гипотеза о раздельной аккреции ядра и мантии, отстаиваемая в последнее время, в частности, А.П. Виноградовым, и, во-вторых, положения о медленном, растянутом на всю геологическую историю формировании ядра — многие ученые, напротив, отводят на образование ядра очень короткий срок, считая, что при этом выделилось большое количество тепловой энергии. Нельзя утверждать, что эти альтернативные взгляды могут считаться более правдоподобными, чем взгляды О.Г. Сорохтина, но их разбору все же следовало уделить некоторое место в данной работе, особенно в связи с тем, что они высказываются весьма авторитетными учеными.

Рассматривая теперь те разделы работы, которые непосредственно затрагивают геологическую эволюцию Земли, надо подчеркнуть, что перед О.Г. Сорохтиным стояла исключительно трудная задача — проанализировать и объяснить действительно самые важные черты весьма сложной и многогранной картины "геологической жизни" нашей планеты. Этот отбор в общем произведен достаточно удачно — автор рассматривает развитие геосинклиналей, происхождение складчатых горных сооружений, океанов и континентов, предлагает свое объяснение периодичности (цикличности) тектогенеза и даже касается происхождения флиша, залежей нефти и газа. Однако вместо последних вопросов в рамках подобной работы хотелось бы скорее найти анализ развития платформ и причин их тектонической активизации, происхождения окраинных и внутренних морей, генезиса планетарной сетки глубинных разломов. Не уделено внимания зональному распределению метаморфических поясов, а также не освещаются достаточно подробно условия возобновления геосинклинального процесса в областях развития более древней континентальной коры. Рифтогенез складчатых горных сооружений автор считает результатом перестройки плана конвективных ячеек, в то время как такой рифтогенез представляет вполне закономерную стадию развития эпигеосинклинальных орогенов.

Вызывают сомнения заключения О.Г. Сорохтина о слабой тектонической активности в раннем докембрии, особенно архее и об очень низком уровне океана в это время. Дело в том, что магматическая активность в раннем докембрии была наиболее высокой и параллельно с этим наиболее быстрым темпом должна была идти дегазация мантии и формирование гидросферы и атмосферы. Отсутствие зон метаморфизма высокого давления может указывать на отсутствие зон Бениоффа, по крайней мере в том, виде, в котором они существовали в позднем докембрии и фанерозое.

Сомнителен и предлагаемый автором механизм флишеобразования, учитывая, что обнаруживаемая флишевыми толщами

ритмичность распространяется и далеко за пределы зон флишенско-накопления.

Достаточно спорными, хотя и несомненно интересными являются соображения автора об образовании нефти и газа в зонах Беньюфа, поскольку, например, такие крупнейшие нефтегазовые месторождения, как месторождения Западной Сибири, возникли на огромном удалении от каких-либо зон Беньюфа.

Отмечу, наконец, что при перечислении аргументов в пользу мобилизма приведены и такие доказательства, как данные палеоклиматологии и палеобиогеографии, которые пока не получили однозначного толкования.

Однако, как ни были важны сами по себе все эти вопросы, дискуссионность их тактовки в труде О.Г. Сорохтина не может существенно снизить его общую оценку. Это выдающееся во многих отношениях, бесспорно талантливое и прогрессивное исследование, которое будет иметь большое принципиальное позитивное значение для утверждения передовых позиций нашей науки в области наук о Земле.

В.Е. Хаин

ВВЕДЕНИЕ

Впервые научно подойти к объяснению геологической эволюции Земли исходя из космогонических концепций, по-видимому, удалось Эли де Бомону (1829) в его знаменитой контракционной гипотезе (DeBeaumont, 1852). К сожалению, эта стройная гипотеза, опиравшаяся на не менее красивую небулярную гипотезу происхождения Земли по Канту и Лапласу, не удовлетворила требованиям современной физики (как, впрочем, и ее основа) и не смогла объяснить многих основных закономерностей геологического развития Земли.

В большинстве конкурировавших с ней или заменивших ее гипотез, геологическая история поверхности Земли рассматривается в полном отрыве от эволюции Земли как планеты солнечной системы.

Идея о тесной связи геологической истории Земли с ее "астрономической" историей и с эволюцией Земли на планетной стадии ее развития вновь была четко высказана лишь сто лет спустя — О.Ю.Шмидтом в 1948 г. (Шмидт, 1948). Однако, единой геологической гипотезы (и тем более теории) опирающейся на эти очевидные положения, до недавнего времени создать еще не удавалось. Причин тому, по нашему мнению, несколько:

Во-первых, геологам классического направления был достоверно известен лишь один доминирующий процесс развития земной коры — геосинклинальный процесс. О двигательном механизме этого процесса не имелось никаких фактических данных и можно было лишь гадать о его природе.

Во-вторых, до пятидесятих годов нашего столетия строение, и геология океанического дна, практически оставались неизвестными геологам, занимающимся изучением континентов, а ведь океан покрывает почти 2/3 всей поверхности Земли.

В третьих, и это тоже важно, после справедливой критики механизма дрейфа континентов в гипотезах А.Вегенера (Вегенер, 1925) и других ранних мобилистов, вместе с наивными представлениями их авторов о движущих силах тектонического развития Земли, из дальнейшего рассмотрения были выброшены и те фактические данные, которые убедительно свидетельствовали в пользу этих гипотез. В результате, в теоретической геологии установилось представление, будто в недрах Земли существуют только вертикальные дви-

жения при полном отсутствии заметных горизонтальных перемещений.

Создававшиеся гипотезы глобального развития Земли четко делились на три почти не связанных между собой группы: на геологические, геофизические и геохимические. Как правило, геологические гипотезы того времени совершенно не удовлетворяли законам физики и с этой точки зрения часто бывали просто фантастическими. В свою очередь, большинство геофизических и геохимических гипотез совершенно не учитывали или просто игнорировали фактические геологические данные.

Наконец, как это ни парадоксально, но явно тормозящую роль в создании глобальной теории развития Земли сыграла и физическая гипотеза об исключительной роли радиогенного разогрева мантийного вещества. За кажущейся логичностью этой гипотезы, которая "всех устраивала", забыли о гораздо более мощном процессе и источнике энергии — о плотностной дифференциации вещества Земли. Необходимость развития такого процесса вытекает из установленного факта расслоения современной Земли на ядро и оболочку и условия однородности первичной Земли, следующего из гипотезы О.Ю.Шмидта.

Положение стало существенно меняться только в середине пятидесятых годов, после того, как в связи с работами Международного геофизического года выяснилось, что известные ранее фрагменты океанических хребтов связаны между собой в единую глобальную систему срединно-океанических хребтов, возвышающихся над абиссальными равнинами океанов на $2,5 \pm 3$ км и опоясывающих Землю непрерывной горной цепью, превышающей по длине 60 тыс. км, а по ширине — $2 \div 3$ тыс. км (Ewing, Heezen, 1956; Menard, 1958; Heezen, 1962).

По мере сбора и систематизации данных о строении и природе срединно-океанических хребтов большинству геологов и геофизиков постепенно становилось ясно, что эти структуры образуются в результате развития каких-то грандиозных тектонических процессов, происходящих в глубинах мантии Земли. Все существовавшие ранее гипотезы и концепции, разработанные в свое время для объяснения геологического развития материков, оказались непригодными для объяснения новых данных. Не увенчались успехом, в частности, попытки включения рифтовых зон и срединно-океанических хребтов в общую схему развития земной коры по геосинклинальному циклу. С конца пятидесятых годов многим исследователям, особенно морским геологам и геофизикам, стала ясна необходимость пересмотра сложившихся взглядов на геологическое развитие Земли. С этого времени появляется все большее число гипотез, стремящихся учесть и объяснить не только вновь открытые структуры, но и геологическое развитие всей Земли в целом. Наибольшей логической стройностью и универсальностью от-

личается концепция тектоники подвижных литосферных плит (Dietz, 1961; Hees, 1962; LePichon, 1968; Isacks, Oliver, Sykes, 1968; Bullard, 1969; Menard, 1969). Согласно последней, литосфера разбита на отдельные плиты, перемещающиеся относительно друг друга. В тех районах, где они взаимно раздвигаются, возникают рифтовые зоны и срединно-океанические хребты, а там, где сближаются и наползают друг на друга — геосинклинальные зоны Земли. Причиной перемещения литосферных плит являются астеносферные течения, образующиеся за счет конвективных движений вещества мантии (Wilson, 1963; Ушаков, Красс, 1970; Morgan, 1971). В свою очередь, конвекция в мантии генерируется и постоянно поддерживается мощным процессом химико-гравитационной дифференциации вещества Земли, происходящим на поверхности раздела между мантией и ядром Земли (Артюшков, 1968; Мясников, Ушаков, Федынский, 1971; Сорохтин, 1972).

В отличие от многих других геологических гипотез, часто создающихся только для обоснования частных явлений и требующих массы ограничивающих условий, концепция тектоники подвижных литосферных плит уже в настоящее время фактически переросла в широкую концепцию глобальной эволюции Земли, объясняющую с единых позиций основные закономерности геологического развития всей Земли в целом, а не только ее океанических впадин. При этом достаточно принять лишь два исходных и вполне естественных предположения: что Земля в момент образования была достаточно однородной по составу (Шмидт, 1948; Сафронов, 1969) и что вещество Земли состояло из смеси тяжелых и легких фракций, способных к разделению (дифференциации) в гравитационном поле Земли (Артюшков, 1970; Сорохтин, 1971), все остальные условия являются скорее граничными, чем исходными.

Преимуществом концепции является то, что она позволяет количественно рассчитывать многие наблюдаемые геологические, геохимические и геофизические явления и правильно предсказывать некоторые тонкие закономерности развития этих процессов. Так, учитывая переменность во времени магнитного поля Земли, удалось определить возраст осадочной толщи дна океанов (Vine, Matthews, 1963; Heirtzler, 1968) по наблюдаемым над срединно-океаническими хребтами магнитным аномалиям. После проведения там буровых работ с судна "Гломар Челленджер" геотетические прогнозы блестяще подтвердились (Лисицын, 1970; Федынский, Ушаков, Шаболин, 1972). В рифтовых зонах Земли концепция позволила не только качественно описать форму срединно-океанических хребтов, но и количественно рассчитать положение среднего уровня склонов этих хребтов в зависимости от возраста литосферных плит (Sclater, Francheteau, 1970; Sclater, Anderson, Bell, 1971; McKenzie, Sclater, 1971; Ушаков, Федынский 1973; Сорохтин, 1973,а). Используя идею о погружении океанической коры под континентальные блоки напол-

зающей литосферной плиты, удалось рассчитать химический состав континентальной земной коры (Сорохтин, Дмитриев, Удинцев, 1971); предложить объяснение закономерностям развития геосинклинального процесса и формирования геосинклинальной складчатости (Dewey, Bird, 1970; Harsfield, Dewey, 1971; Сорохтин, 1973,б); установить причинную связь между магматическими процессами и тектоническими движениями в геосинклиналях и др. Кроме того удалось определить скорость конвективного обмена в мантии, теоретически рассчитать и успешно сопоставить с эмпирическими данными периодичность тектонических циклов, выяснить возможный механизм циклического развития тектонической активности Земли, определить характерные размеры литосферных плит и средние скорости их перемещения (Сорохтин, 1972). Можно надеяться, что в будущем на основании этой гипотезы удастся количественно рассчитать и другие геологические закономерности и характеристики тектонической и магматической активности Земли.

Гипотеза тектоники литосферных плит является последовательной мобилистской концепцией. В Советском Союзе для разработки и распространения идей мобилизма многое сделано П.Н.Кропоткиным (Кропоткин, 1961; 1962; 1964; 1969), А.В.Пейве (Пейве, 1960; 1969; 1973; Пейве и др., 1971), С.А.Ушаковым (Ушаков и др., 1965; 1970; 1971; 1972; 1973), В.В.Федынским (Федынский и др., 1972; Ушаков, Федьнский, 1973), В.Е.Хаиным (Ушаков, Хаин, 1965; Хаин, 1972; 1973) и другими исследователями.

Хотя вопросам глобальной геологии посвящено достаточно много работ, лишь небольшая часть которых цитировалась выше, в большинстве из них описываются только отдельные аспекты проблемы без их связи с общей эволюцией Земли. В данной работе делается попытка создания единой концепции планетарной эволюции Земли. В качестве исходной принята модель однородной по составу первичной Земли, образовавшейся за счет аккреции холодного протопланетного газо-пылевого облака (по гипотезе О.Ю.Шмидта). В качестве основного механизма, определяющего развитие Земли, рассматривается процесс гравитационной дифференциации вещества мантии на поверхности ядра, приводящий к росту ядра и возникновению конвективных движений в силикатной оболочке Земли. С этими движениями связывается так же тектоническая и магматическая активность литосферных плит. За критерий истины, как правило, принимается количественный расчет явлений и соответствие или непротиворечие теоретических выводов эмпирическим данным по геологии, геохимии и геофизике.

При разработке концепций оказались очень полезными обсуждения отдельных вопросов глобальной геофизики, геологии и геохимии и всей проблемы в целом со специалистами в этих областях наук о Земле, поэтому автору приятно

выразить свою благодарность А.А.Геодакяну, Р.М.Деменицкой, Л.В.Дмитриеву, А.П.Капице, В.И.Кейлис-Бороку, А.С.Монину, В.П.Мясникову, Г.Б.Удинцеву, С.А.Ушакову, В.В.Федынскому, В.Е.Хаину и Ю.М.Шейманну. При подготовке рукописи к печати большую помощь оказали сотрудники редакционного отдела Института океанологии АН СССР Л.И.Любомудрова и Г.И.Месяцева, которым автор также выражает свою искреннюю признательность.

Автор особенно благодарен члену-корреспонденту АН СССР А.С.Монину, постоянно уделявшему большое внимание настоящим исследованиям.

ГЛАВА 1. ПРИНЯТАЯ МОДЕЛЬ ЗЕМЛИ

По современным представлениям, Земля, как и другие планеты Солнечной системы, образовалась за счет аккреции холодного вещества протопланетного газо-пылевого облака (Шмидт, 1948; Hoyle, 1948; Hoyle, 1960; Cameron, 1962; Сафронов, 1969; Левин, 1972). Высказанная еще в сороковых годах, эта гипотеза оказалась на редкость плодотворной не только при объяснении механизма образования планет, но также и при рассмотрении эволюции Земли на планетной стадии ее развития. Из нее, в частности, вытекает очень важное следствие: в момент возникновения Земли она в среднем была однородной по составу (Сафронов, 1969). Если принять это условие за исходное, то дальнейшая эволюция Земли, в том числе мантии и даже коры, должна определяться условиями образования и составом ее ядра. Действительно, в современном земном ядре сосредоточена примерно треть всей массы Земли, а выделение из первичной мантии такого объема вещества, особенно если оно по своему составу существенно отличается от мантийного, не могло не сказаться самым радикальным образом на глобальном развитии всей Земли в целом.

§ 1. Строение и состав ядра Земли

По сейсмологическим данным ядро Земли состоит из двух основных частей: из жесткого внутреннего ядра и эффективно жидкого внешнего ядра; вещество, в котором характеризуется пониженными значениями вязкости ($\eta_{c_2} < 10^9$ пуаз) (Буллен, 1958; Магницкий, 1965). Между этими основными зонами ядра выделяется промежуточный слой F, по-видимому, обладающий тонкослойным строением с чередованием жестких и жидких слоев (Yanovskaya, 1972).

По последней и, по-видимому, наиболее точной модели Земли (Haddon, Bullen, 1969) радиус внутреннего яд-

ра равен $R_c = 1250$ км. Мощность промежуточного слоя $h_{c12} \approx 120$ км, а радиус внешнего ядра $R_{c2} = 3490$ км.

В отношении состава вещества, слагающего ядро Земли, ясности значительно меньше. Так, например, до последнего времени существуют две альтернативные гипотезы, совершенно по-разному определяющие состав ядра Земли. По первой из них, развитой на основе идей Е. Вихерта (Wiechert, 1897), ядро состоит из железо-никелевого сплава с небольшими добавками легких элементов (Macdonald, Knopoff, 1958; Ringwood, 1959; Кормер, Фунтиков, 1965; Balchan, Cowan, 1966; Альтшулер, Симаков, Трунин, 1968; Громов, 1971) или из соединений железа с кислородом (Сорохтин, 1971; Дубровский, Паньков, 1972). По второй гипотезе, предложенной В.Н. Лодочниковым и В. Рамзеем (Лодочников, 1939; Rumsay, 1949), состав ядра тождественен составу мантии (т.е. силикатный), но вещество в нем находится в особом металлизированном состоянии.

Современные экспериментальные данные, полученные в опытах с ударным сжатием силикатов, металлов и их окислов (Альтшулер, Кормер, 1961; Альтшулер, Симаков, Трунин, 1968; Альтшулер, Шарипджанов, 1971, б), а также квантово-механические расчеты и теоретические построения (Salpeter, 1967; Birch, 1968) не подтверждают гипотезы металлизации силикатов при давлениях и температурах, господствующих в ядре Земли. Более того, эти данные убедительно показывают, что в ядре Земли должно содержаться не менее 80–90% железа. Нам представляется поэтому, что гипотеза силикатного ядра уже сегодня имеет лишь исторический интерес.

По данным опытов с ударным сжатием металлов, плотность железа, и тем более железо-никелевого сплава, при давлениях, господствующих в ядре Земли, на 8–15% превышает плотность внешнего ядра в моделях Буллена (Birch, 1963; Альтшулер, 1965; McQueen, Marsh, 1966), поэтому чисто железный состав вещества внешнего ядра маловероятен. Кроме того, как отмечает Е.Н. Люстих (Люстих, 1965; Lyustikh, 1969), факт жидкого состояния вещества во внешнем ядре Земли и предположение о его чисто железном составе не совместимы с существованием конвекции в мантии Земли, поскольку при этом в ядре быстро установилась бы адиабатическая температура ($\sim 2500^\circ\text{K}$ на поверхности ядра) и все железо перешло бы в твердое состояние (т.к. температура плавления железа на этих же глубинах $\sim 4000^\circ\text{K}$).

Приведенные и некоторые другие соображения заставляют предположить, что вещество внешнего ядра состоит не из чистого железа или железо-никелевого сплава, а из сплава или соединений железа с легкими элементами (O, Al, Si, S), в которых железо-никелевой составляющей не более 84–92% (Альтшулер, Шарипджанов, 1971, б). Наиболее вероятный элемент добавки к железу в веществе внешнего ядра может быть определен из следующих соображений.

Из условия однородности первичной Земли следует, что все вещество, ныне находящееся в ядре, в начале геологической истории Земли было более или менее равномерно рассеяно по первичной мантии. Поскольку самые древние породы так или иначе, но произошли в результате их выделения из мантии, то можно ожидать, что в их составе в избытке должны находиться и компоненты, ныне опустившиеся в ядро. В отношении железа действительно наблюдается резкое увеличение его концентрации в древних породах ультраосновного и основного состава, а также в древних гнейсах, распространенных, например, на Кольском полуострове (Тугаринов, Войткевич, 1970)*. Заметных аномалий в концентрациях наиболее распространенных (O, Si, Mg, Al) и других элементов (S, C) в архейских породах не наблюдается, если только не считать, что в породах, богатых железом, их относительное содержание оказывается пониженным.

Судя по составу каменных метеоритов (Кринов, 1948) и архейских пород, большая часть железа в первичной мантии Земли находилась в форме окиси двухвалентного железа FeO . Поэтому, необходимо сразу же отбросить возможность образования в ядре сплавов и соединений железа с теми легкими элементами, энергия окисления которых по абсолютному значению превосходит теплоту образования окиси железа $\Delta H_f^0(FeO) \approx -64$ ккал/моль. Теплоты образования окислов наиболее распространенных элементов по сводке Р.А.Роби (Роби, 1969) приведены в порядке убывания их энергии связи в табл. 1. Из этой таблицы видно, что сплавы и соединения железа с распространенными легкими элементами (кроме кислорода и водорода) в присутствии FeO не должны образовываться в заметных количествах. На эту особенность состава вещества ядра обратил внимание еще А.Е.Рингвуд, показав, что присутствие кремния в ядре не совместимо с наличием окиси железа в мантии (Ringwood, 1966, a).

Трудно предположить также, что легкой присадкой в веществе ядра являются окислы типа Al_2O_3 , SiO_2 , MgO или CaO , т.к. их растворимость в железе крайне мала и с возрастанием давления должна уменьшаться (поскольку растворение таких примесей происходит только по дислокациям, а их количество с давлением резко падает). Маловероятно и предположение, что вещество внешнего ядра состоит из гидрида железа. Действительно, водород хотя и растворяется в этом металле, но его ионизированные атомы - протоны (H^+),

* При этом, правда, максимальная концентрация железа в осадочных породах возникает лишь в среднем докембрии, но это уже связано с влиянием окислительного воздействия кислорода атмосферы Земли (Тугаринов, Войткевич, 1970). Ниже к этому вопросу мы вернемся подробнее.

Внутренняя теплота образования окислов

Окисел	Теплота образования в ккал/моль	Окисел	Теплота образования в ккал/моль
Al_2O_3	400	CO_2	94
SiO_2	217	SO_2	71
MgO	144	FeO	64
CaO	152	H_2O	58

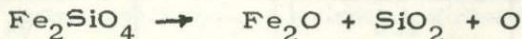
вследствие своего малого эффективного радиуса, размещаются в октаэдрических пустотах кристаллической решетки железа (Григорович, 1970). Поэтому, растворение водорода в железе почти не влияет на его плотность (теоретически даже увеличивает ее), а плотность вещества ядра, как уже отмечалось, на 8-15% ниже плотности железа при тех же давлениях.

Приведенные выше соображения показывают, что легкой добавкой к железу в веществе внешнего ядра Земли всего вероятнее является самый распространенный на земле элемент - кислород.

Современные экспериментальные данные о сжимаемости железа (Альтшулер, Баканова, 1968) и его окислов (Альтшулер, Шарипджанов, 1971,а) позволяют примерно оценить возможную стехиометрию соединений железа с кислородом в веществе внешнего ядра. Для этого по кривым сжимаемости железа и окиси FeO необходимо рассчитать плотность соединения $Fe_x(FeO)_{(1-x)}$ при давлении P и температуре T , отвечающих условиям во внешнем ядре Земли, и приравнять результат расчета к ожидаемой плотности вещества ядра. Принимая по моделям Хаддона-Буллена (НВ) (Haddon, Bullen, 1969) и Буллена (A^1) (Bullen, 1969) давления и плотности на поверхности ядра соответственно равными $P_{НВ} = 1,347$ Мбар, $\rho_{НВ} = 9,927$ г/см³ и $P_{A^1} = 1,37$ Мбар, $\rho_{A^1} = 9,79$ г/см³ и считая распределение температуры в мантии Земли адиабатическим, найдем, что наиболее подходящим соединением для аппроксимации плотностных свойств вещества ядра в модели (НВ) является окись, состава $Fe_{2,45}O$, а для модели (A^1) - $Fe_{2,04}O$.

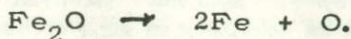
Найденную стехиометрию окислов во внешнем ядре Земли, по-видимому, можно объяснить изменениями химических свойств железа при электронно-фазовых переходах, происходящих в его атомах под влиянием высоких давлений. Теоретическое рассмотрение химических свойств железа в зависимости от конфигурации внешних электронных оболочек его

атомов, показывает, что после первого электронно-фазового перехода при давлениях $P > 130$ Кбар, у железа могут появиться свойства одновалентного металла (Сорохтин, 1971). При этом должен происходить распад железистых силикатов с образованием окиси одновалентной фазы железа и выделением свободного кислорода.



Как видно, определенный выше состав вещества внешнего ядра Земли по своей стехиометрии очень близко отвечает составу гипотетической окиси одновалентной фазы железа. Расчетные плотности окиси Fe_2O для моделей (НВ) и (А¹) соответственно равны $\rho(\text{Fe}_2\text{O})_{\text{НВ}} = 9,65 \text{ г/см}^3$ и $\rho(\text{Fe}_2\text{O})_{\text{А}^1} = 9,7 \text{ г/см}^3$, т.е. несколько ниже приводимых в моделях плотностей. Если теперь учесть, что образующиеся после перехода ковалентные химические связи s-электронов обычно сильнее действовавших до перехода связей d-электронов (Николаев, Тулупов, 1967), то можно ожидать, что межатомные расстояния $\text{Fe} \leftrightarrow \text{O}$ в соединении Fe_2O будут несколько меньшими, чем в обычной окиси FeO , а, следовательно, плотность $\rho(\text{Fe}_2\text{O})$ окажется в еще лучшем соответствии с модельными значениями. Учет этого эффекта должен несколько уменьшить и расчетные значения стехиометрических коэффициентов в определенных выше составах вещества внешнего ядра Земли (особенно для модели НВ).

После второго электронно-фазового перехода конфигурация валентных 3d-орбиталей у железа становится такой же, как и у никеля при обычном давлении. Поэтому, можно ожидать, что при достаточно больших давлениях химия железа меняется еще раз и оно по своим свойствам приближается к свойствам никеля – металла с малой химической активностью и резко пониженным сродством к кислороду. Если это так, то окислы железа при этих давлениях окажутся неустойчивыми и произойдет их распад с выделением чистого железа.



Экстраполяция экспериментальных значений давлений вторых электронно-фазовых переходов элементов ряда Ca-V на элементы группы железа показывает, что у железа такой переход может происходить при давлениях порядка 2,5–3 Мбар (рис. 1). Эта оценка давления второго перехода в железе близко совпадает с давлением на поверхности внутреннего ядра Земли $P_{\text{с}1} = 3,28$ Мбар (Haddon, Bullen, 1969).

Приведенные соображения о химии железа и свойствах его окислов при высоких давлениях позволяют высказать предположение, что внешнее ядро Земли состоит из окиси одновалентной фазы железа Fe_2O , а внутреннее ядро – из метал-

Рис. 1. Экстраполяция давлений второго электронно-фазного перехода элементов группы К-V на элементы группы железа. 1 - экспериментальные данные по (Альтшулер, Баканова, 1968); 2 - теоретические значения: для К - по (Гандельман, 1966); для Fe - ожидаемое давление второго перехода; 3 - давление первого электронно-фазного перехода у железа (совпадает с давлением перехода $d-Fe$ в $\epsilon-Fe$).

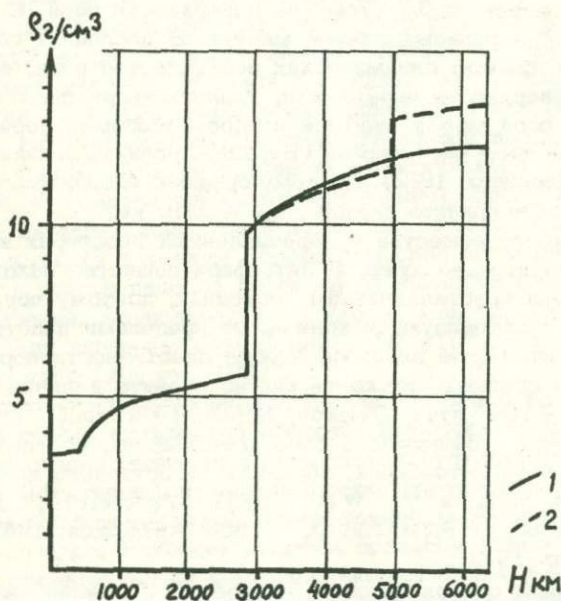
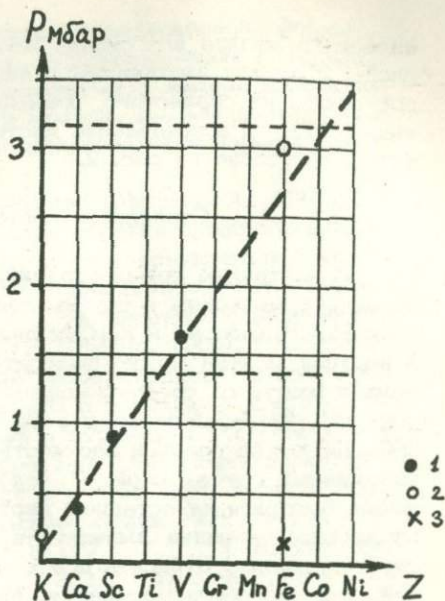


Рис. 2. Распределение плотности в модели окисно-железного внешнего и железо-никелевого внутреннего ядра. 1 - распределение плотности в ядре по модели А. К.Е. Буллена (Буллен, 1966), 2 - рассматриваемая модель.

лического железа или сплава железа с никелем. Переходный слой F между внутренним и внешним ядром можно считать состоящим из сернистого железа - троилита FeS (Сорохтин, 1971). Распределение плотности в этой модели ядра Земли приведено на рис. 2.

§ 2. Строение и состав мантии Земли

В настоящее время стратификация мантии изучена неплохо по сейсмическим и другим геофизическим данным. По модели Р.А.В.Хаддона и К.Е.Буллена (Haddon, Bullen, 1969) в верхней мантии можно выделить литосферу (включающую земную кору) со средней мощностью $H_l = 60 \div 70$ км и плотностью $\rho_l = 3,3$ г/см³ и астеносферу мощностью $H_a = 280 \div 290$ км со средней плотностью $\rho_a = 3,4$ г/см³. Расположенный глубже слой С (слой Голицына), характеризующийся быстрым нарастанием плотности с глубиной, по нашему мнению логичнее выделять в самостоятельный переходный слой или, даже, относить его к нижней мантии, но не к верхней, как это обычно делается. Мощность нижней мантии, вместе со слоем С, по модели НВ равна 2530 км, а плотность ρ_m меняется от 3,7 г/см³ на поверхности слоя С до 5,53 г/см³ у подошвы нижней мантии. В последние годы на основании анализа динамических особенностей волн, отраженных от поверхности ядра Земли, удалось выделить тонкий переходный слой между мантией и ядром толщиной порядка $H_{mc} \approx 20$ км - слой Берзон (Берзон, Коган, Пасечник, 1968; Берзон, Пасечник, 1972). Поэтому среднюю мощность нижней мантии можно принять равной $H_m \approx 2510$ км.

Вязкость вещества в перечисленных геосферах нам известна значительно хуже. В литосфере вещество находится полностью в кристаллическом состоянии, поэтому породы литосферы характеризуются конечными пределами пластичности и прочности. После перехода порога пластичности пород литосферы, ее среднюю вязкость можно оценить величиной порядка $\eta_l \approx 10^{22}$ пуаз (Ушаков, Красс, 1972) или даже $\approx 10^{23}$ пуаз. Вещество в слое астеносферы, соответствующей волноводу Гутенберга, обладает относительно пониженной вязкостью, порядка $\eta_a \approx 10^{20}$ пуаз (Takeuchi, Basagawa, 1965; Artyushkov, 1966; Артюшков, 1967; Ушаков, Красс, 1972).

В связи с происходящим в слое С и нижней мантии уплотнением вещества и полиморфными перестройками кристаллических структур силикатов, с образованием форм наиболее плотных упаковок атомов, есть основания считать, что вязкость вещества в этих геосферах должна резко повышаться с глубиной. Однако, достоверных сведений о величине вязкости в нижней мантии пока не имеется. Оценки этой величины, выполненные Д.Маккензи (McKenzie, 1966) по

Отклонению истинной фигуры Земли от равновесной формы вращающейся жидкости, делались в предположении статичной мантии и, следовательно, не применимы к модели конвектирующей мантии, а именно такая модель, как мы постараемся это показать ниже, на сегодня представляется наиболее правдоподобной.

В диффузионной теории вязкости (Магницкий, 1965) показывается, что вязкость вещества обратно пропорциональна коэффициенту самодиффузии D , а этот коэффициент, как функция температуры и давления, зависит только от отношения абсолютной температуры T к температуре плавления вещества $T_m(P)$ при давлении P (Кейес, 1966). Из этой экспериментально установленной закономерности следует, что отношение энергии активации вязкого течения $E_{\eta}(P)$ к температуре плавления вещества постоянно $E_{\eta}(P)/T_m(P) = \text{Const}$. Оценка возможных пределов увеличения вязкости мантии с глубиной, выполненная с учетом приведенного соотношения при адиабатическом распределении температуры $T = T_{\text{ад}}$ и зависимости $T_m = T_m(P)$, рассчитанной, например, Р.Аффеном (Uffen, 1952), показывает, что вязкость нижней мантии должна превосходить вязкость астеносферы по крайней мере на несколько порядков.

18740
Имеющиеся сейсмические наблюдения позволяют предположить, что в слое Берзон между мантией и ядром скорость поперечных волн убывает с глубиной от 7,3 км/сек практически до 0 (Берзон, Коган, Пасечник, 1968; Берзон, Пасечник, 1972). Снижение же скорости поперечных волн можно объяснить лишь уменьшением статического модуля жесткости, а, следовательно, и уменьшением коэффициента эффективной вязкости вещества в этом слое. Резкое изменение модуля жесткости в тонком переходном слое позволяет предположить и резкое падение эффективной вязкости его вещества от значений, характерных для нижней мантии, до величин, принятых для внешнего ядра Земли - $10^5 \pm 10^6$ пуаз на поверхности ядра (Жарков, 1962).

Расслоение первоначально однородной Земли на окисно-железное ядро и силикатную оболочку показывает, что на планетной стадии развития Земли должен существовать и действовать эффективный механизм химико-плотностной дифференциации вещества мантии, приводящий к выделению плотного земного ядра. Наиболее мощным процессом такого рода является гравитационная конвекция, возникающая в оболочке Земли благодаря плотностной дифференциации ее вещества на поверхности ядра Земли (Артюшков, 1968; Артюшков, 1970).

Количественное решение задачи о скорости процесса дифференциации мантийного вещества на поверхности ядра позволяет предположить, что за время жизни Земли существовало около 20 конвективных циклов (Сорохтин, 1972). Конвективные движения приводят к эффективному перемешиванию

вещества земной оболочки. Отсюда следует, что химический состав как верхней, так и нижней мантии, в среднем должен быть одинаковым, а все границы, выделяемые в оболочке Земли по сейсмическим данным (кроме границы земной коры), связаны не с химическим расслоением мантии, а только с фазовыми переходами в кристаллическом строении ее вещества. Этим, в частности, и объясняется возможность конвективных движений в расслоенной мантии: как показал Дж. Ферхуген (Verhoogen, 1965), преобладающая часть полиморфных фазовых переходов в силикатах не создает непроницаемых преград для вертикальной конвекции.

Приведенные соображения позволяют распространить состав верхней мантии на всю мантию Земли. В настоящее время наиболее обоснованными вариантами состава верхней мантии являются пиrolитовые модели А.Э.Рингвуда (Ringwood, 1966,6; Рингвуд, 1972) и лерцолитовая модель Л.В.Дмитриева (Дмитриев, 1969, 1973). Пиrolитовая и лерцолитовая модели близко совпадают друг с другом, но если все модели А.Э.Рингвуда теоретические, то лерцолитовая модель Л.В.Дмитриева скорее является эмпирической, т.к. она основана на анализе большого объема каменного материала, собранного в рифтовых зонах срединно-океанических хребтов, то-есть как раз в тех местах, где породы верхней мантии выходят на поверхность Земли. Пиrolитовую модель А.Э.Рингвуда можно представить смесью трех частей альпинотипного перидотита (с 20% ромбического пироксена) и одной части гавайского базальта. Согласно Л.В.Дмитриеву лерцолит верхней мантии состоит из смеси пяти частей перидотита - гарцбургита и одной части толеитового базальта океанических рифтовых зон.

Составы пиrolитовой и лерцолитовой модели мантии приведены в табл. 2. Поскольку обе модели очень близки друг к другу, то их можно считать почти эквивалентными, хотя в дальнейшем мы будем отдавать предпочтение все же лерцолитовой модели, поскольку нам представляется, что она лучше обеспечена фактическими данными.

§ 3. Состав первичного вещества Земли

В описанной выше модели ядра Земли окись железа в него поступает из мантии за счет распада железистых силикатов - в основном фаялита. Выделяющиеся при этом кремнезем и кислород в процессе эволюции Земли должны были существенно изменить первоначальный химический и минералогический составы пород мантии. В частности, по-видимому, именно этим процессом можно объяснить закономерное возрастание со временем отношения Fe_2O_3/FeO в изверженных породах, наблюдаемое начиная с архея и до наших дней.

Расчет состава первичного вещества Земли легко выполнить, мысленно смешав вещество современной мантии с

Модельные составы современной и первичной
мантии Земли

	Состав современной мантии		Состав первичного вещества Земли		Средний состав хондритов ³⁾
	Пиролитовая модель ¹⁾	Лерцолитовая модель ²⁾	рассчитано по пиролитовой модели	рассчитано по лерцолитовой модели	
SiO ₂	45,16	45,7	30,90	31,2	38,04
TiO ₂	0,71	0,2	0,63	0,1	0,11
Al ₂ O ₃	3,54	3,7	2,46	2,6	2,50
Fe ₂ O ₃	0,46	5,1	-	-	-
FeO	8,04	3,6	22,29	23,6	12,45
MnO	0,14	0,1	0,10	0,1	0,25
MgO	37,49	38,4	25,52	26,2	23,84
CaO	3,08	2,3	2,12	1,6	1,95
Na ₂ O	0,57	0,3	0,40	0,2	0,98
K ₂ O	0,13	0,1	0,10	0,1	0,17
Cr ₂ O ₃	0,43	0,4	0,38	0,3	0,36
NiO	0,20	0,1	0,14	0,1	-
FeS	-	-	0,60	0,6	5,76
Fe	-	-	14,18	13,1	11,76
Ni	-	-	0,18	0,2	1,34
Сумма	99,95	100,0	100,00	100,0	99,51
Fe	6,58	6,4	31,92	31,8	25,07
Q	-23,3	-22,8	-34,5	-34,7	-19,1
f'	10,3	4,6	32,1	33,2	21,9

1) Состав принят по модели пиролита (Ringwood, 1966, 6)

2) Состав принят по лерцолитовой модели состава верхней мантии (Дмитриев, 1973).

3) по (Urey, Craig, 1953).

веществом ядра Земли и земной коры. Результаты расчета для рассматриваемых моделей ядра, мантии и двухслойной модели континентальной коры по А.Б.Ронову и А.А.Ярошевскому (Ронов, Ярошевский, 1967), приведены в табл. 2. Одновременно, для сравнения в этой же таблице приведен средний состав хондритов по Х.Юри и Х.Крегу (Urey, Craig, 1933), а также коэффициенты А.Н.Заварицкого, характеризующие насы-

Вероятный минералогический состав первичного вещества Земли

Минералы	Состав	Содержание в вес. %
Камасит	(Fe, Ni)	13,8
Троилит	FeS	0,6
Ильменит	FeTiO ₃	0,2
Шпинель	MgAl ₂ O ₄	0,2
Магнетит *	Fe ₃ O ₄	1,9
Хромит	FeCr ₂ O ₄	0,4
Форстерит	Mg ₂ SiO ₄	45,5
Фаялит	Fe ₂ SiO ₄	29,8
Анортит	CaAl ₂ Si ₂ O ₈	6,5
Нефелин	NaAlSiO ₄	0,2
Остальные минералы	-	0,9
		100,0

* Возможность существования магнетита в первичном веществе при резком дефиците кислорода объясняется неустойчивостью ионита FeO, распадающегося при низких и умеренных температурах на магнетит и свободное железо $4\text{FeO} \rightarrow \text{Fe}_3\text{O}_4 + \text{Fe}$ (Коттон, Уилкинсон, 1969).

ценность пород кремнеземом Q и относительное содержание двухвалентной окиси железа f' .

Обращает на себя внимание значительное недонасыщение первичного вещества кремнеземом при очень высоком содержании железа. Фактор Q для этого вещества практически такой же, как и у оливинов $Q_{01} = -34$. Поэтому первичное вещество Земли должно было характеризоваться резко выраженным ортосиликатным составом и в нем полностью отсутствовали ромбические пироксены $(\text{MgFe})_2[\text{Si}_2\text{O}_6]$. Примерно на 75% это вещество было сложено оливинами состава $(\text{Mg}_{0,62}\text{Fe}_{0,38})_2\text{SiO}_4$. Отсюда следует, что ромбические пироксены и часть других метасиликатов образовались уже на планетной стадии развития Земли за счет ассимиляции кремнезема, освобождающегося благодаря разрушению фаялита при дифференциации вещества мантии на поверхности ядра. Возможный минералогический состав первичного вещества Земли приведен в табл. 3.

Сравнение составов и коэффициентов Заварицкого для вещества современной и первичной манти со средним соста-

вом и этими же коэффициентами для хондритов, показывает, что вещество хондритов либо образовалось в иных физико-химических условиях, чем вещество Земли, либо, что вероятнее, оно вовсе не является первичным, а уже прошло начальную стадию дифференциации в недрах разрушенной ныне планеты.

§ 4. Основные источники тепловой энергии в Земле

Вопрос об источниках тепловой энергии в Земле является одним из самых фундаментальных в планетарной геофизике и решаться он должен только в теснейшей связи с современными данными о составе, строении и механизмах развития Земли.

К первичным источникам энергии Земли, запасенной ею еще в процессе своего образования, можно отнести часть энергии гравитационной аккреции ее вещества, энергию адиабатического сжатия вещества во внутренних частях растущей Земли и энергию радиогенного разогрева. Суммарный эффект разогрева Земли за счет действия этих энергетических источников подробно рассмотрен в ряде работ и монографий (Любимова, 1955, 1968; Магницкий, 1965; Маева, 1967; Сафронов, 1959, 1969; Reynolds, Fricker, Summers, 1966). Из приведенных в этих работах приближенных оценок следует, что первоначальная температура Земли теоретически была сравнительно низкой и нигде не превышала 1000-1500°K.

Тем не менее, уже на самых ранних этапах геологического развития Земли (с возрастом до $3,5 \cdot 10^9$ лет) имеются бесспорные следы широкого проявления древнейшего кислого и основного магнетизма (Тугаринов, Войткевич, 1970). А это значит, что температура верхней мантии уже в то далекое время была во всяком случае выше точки солидуса базальтов ($T_{m2} > 1350 \div 1450^\circ\text{K}$). Кроме того, наличие среди древнейших магматических формаций средних и кислых пород, образующихся только в геосинклинальных зонах Земли, всегда приуроченных к нисходящим потокам вещества в мантии, указывает на существование конвективных движений в оболочке Земли на самой ранней стадии ее геологического развития. Следовательно, распределение температуры в Земле уже тогда было адиабатическим и близким к современному, но только с несколько более низким ее средним значением (т.к. температура современной верхней мантии, по-видимому, превышает точку ликвидуса базальтов и всего вероятнее равна $T_{m2} \approx 1350^\circ\text{C}$ (Шейнманн, 1968)).

Из приведенных данных и рассуждений следует, что начальная температура Земли, вероятно, не очень существенно отличалась от современной (не более, чем на 10-15%), несмотря даже на постоянно генерируемое в ее недрах тепло.

Это обстоятельство можно связать с большой эффективностью конвективного механизма охлаждения и терморегулировки теплового режима планеты. С другой стороны, из этого же вывода следует, что суммарная энергия, выделявшаяся в недрах Земли с момента ее образования, превышает теплопотери Земли с излучением не более, чем на $(0,8 \div 1,5) \cdot 10^{37}$ эрг, а генерация тепла в среднем на $(0,6 \div 1,0) \cdot 10^{20}$ эрг/сек выше суммарного теплового потока через всю поверхность Земли.

Современный тепловой поток через поверхность Земли оценивается величиной $Q = 9,9 \cdot 10^{27}$ эрг/год $= 3,14 \cdot 10^{20}$ эрг/сек (Любимова, 1968). В этой оценке не учтен вынос тепла водой, циркулирующей по системе трещин, дренирующих верхние слои земной коры в рифтовых зонах и срединно-океанических хребтах. Учет этого явления (см. § 17) позволяет предположить, что общая теплопотеря Земли достигает $Q \approx 4,2 \cdot 10^{20}$ эрг/сек. Следовательно средняя генерация тепла в современной мантии может достигать $(4,8 \div 5,2) \cdot 10^{20}$ эрг/сек, а суммарные теплопотери Земли $\sim 7 \cdot 10^{37}$ эрг. Каковы же источники этой энергии.

Для модели Земли с железным или железистым ядром это прежде всего энергия гравитационной дифференциации вещества, освобождающаяся в процессе образования земного ядра и, затем, энергия распада радиоактивных элементов, находящихся в веществе Земли. По оценкам Е.Н.Люстиха (Люстих, 1948) и Г.Юри (Urey, 1952) гравитационная энергия выделения земного ядра равна $E_g \approx (1,5 \div 2,0) \cdot 10^{38}$ эрг. По-видимому, эти оценки существенно завышенны, так как полученные значения энергии в 2-3 раза превышают общие теплопотери Земли, рассчитанные по данным экспериментального определения тепловых потоков через земную поверхность. Не исключено, правда, что заниженными оказались и расчеты теплопотерь Земли, поскольку нам достоверно неизвестен их уровень в прошлые геологические эпохи, а сами измерения тепловых потоков могут быть неполными. Во всяком случае, приведенные оценки показывают, что процесс гравитационной дифференциации мантийного вещества, приводящий к выделению земного ядра, является мощнейшим источником энергии на Земле.

Гипотеза радиогенного разогрева Земли (Strutt (Rayleigh L.), 1906; Holmes, 1915, 1916; Тихонов, 1937; Любимова, 1968) является наиболее продуманной и отработанной, однако и в ней имеется много неопределенности, связанной с выбором модели состава мантии. Обычно содержание радиоактивных элементов в мантии Земли принимают по аналогии с их концентрацией в метеоритах (хондритовые модели) (Lubimova, 1958; Birch, 1958; MacDonald, 1959, 1965; Левин, Маева, 1960) или из расчета баланса радиогенной генерации тепла с разогревом и теплопотерями Земли (модели "земной смеси") (Wasserburg et al., 1964; Люстих, 1967; Любимова, 1968).

В нашем случае принята как наиболее вероятная лерцолитовая модель мантии, поэтому естественно было бы определить содержание радиоактивных элементов в мантии по их средней концентрации в этих же породах. Однако, такой подход опять не приводит к полной определенности, поскольку разброс содержания радиоактивных элементов в породах ультраосновного состава по данным различных авторов достигает двух порядков. Так, например, содержание калия в лерцолитах (или в ультраосновных породах) по данным Р.Дели (Дели, 1936) - 0,17%; по А.П.Виноградову (Виноградов, 1962) - 0,03%; по Г.Тилтону и Г.Риду (Tilton, Reed, 1963) - 0,001%; по данным З. и С.Максимовичей (Максимович, Максимович, 1972) - 0,0024%; наконец, по Л.В.Дмитриеву (Дмитриев, 1973) - 0,025%.

В работе З.Максимович и С.Максимович, исследовавших распределение щелочей в альпинотипных ультраосновных породах Динарских Альп, показывается, что высокие содержания щелочей в породах этого типа "появляются" не только за счет ошибок анализа, но часто и благодаря тому, что не учитывается обогащение пород щелочами при их гидротермальном метасоматозе, а этот процесс, по-видимому, очень широко развит практически во всех гипербазитовых покровах. Действительно, по современным представлениям, аргументированным, например, в работах А.В.Пейве, Н.А.Штрейса и их сотрудников (Пейве, 1969; Пейве, Штрейс и др., 1971; Книппер, 1973), а также Р.Г.Колемана (Coleman, 1971,а; Coleman, 1971,б), гипербазитовые покровы представляют собой участки океанической коры, надвинутые на континенты вдоль линейных зон бывших эвгеосинклинальных областей. При образовании же океанической коры в рифтовых зонах срединноокеанических хребтов определяющую роль играют именно процессы гидратации пород верхней мантии - лерцолитов, перидотитов и базальтов (Hess, 1955; Hess, 1962; Дитц, 1966; Виноградов, Удинцев и др., 1969; Сорохтин, Дмитриев, Удинцев, 1971). Последние данные по изотопным составам кислорода и водорода (по отношениям O^{18}/O^{16} и D/H), связанных в гидроксильной группе серпентинитов, убедительно свидетельствуют о том, что вода при серпентинизации пород океанической коры поступала из океана (Wenner, Taylor Jr., 1969; Muehlenbachs, Clayton, 1972).

По-видимому, одновременно с формированием океанической коры путем гидратации мантийных лерцолитов и перидотитов водой океана могло происходить и "заражение" образующихся серпентинитов легкоподвижными элементами за счет их сорбции этими породами. З. и С.Максимовичи в своей работе (Максимович, Максимович, 1972) учитывали возможность обогащения пород щелочами за счет гидратермального метасоматоза и следили за тем, чтобы при оценках средних содержаний щелочей в ультраосновных породах использовались толь-

ко пригодные для этих целей анализы и полностью исключались данные по серпентинитам. Поэтому нам представляется, что их анализы на сегодня действительно являются наиболее достоверными в отношении содержания щелочей и, в частности, калия $C_K = 0,0024\%$.

Содержания остальных главных радиоактивных элементов — урана и тория, можно определить по характерным для пород отношениям концентраций K/U и K/Th . При этом, однако, следует иметь в виду, что отношения K/U и K/Th , определенные для пород земной коры, непосредственно не применимы к мантии Земли, поскольку образование земной коры путем преобразования вещества мантии всегда связано со сложными гидратермальными метасоматическими процессами (Сорохтин, Дмитриев, Удинцев, 1971), искажающими первичные отношения концентраций этих элементов. Поэтому, логичнее все же пользоваться хондритовыми отношениями K/U и K/Th , считая, что вещество этих метеоритов не подвергалось столь глубокой переработке и характеризуется отношениями K/U и K/Th , ближе отвечающими исходным в первичном веществе, из которого образовалась Земля и ее мантия.

Принимая искомые отношения для хондритов по А.П.Виноградову (Виноградов, 1962) $K/U = 5,7 \cdot 10^4$ и $K/Th = 2,1 \cdot 10^4$, при концентрации калия в лерцолите $K = 2,4 \cdot 10^{-5}$ Максимович, Максимович, 1972), найдем радиогенную составляющую тепловыделения в современной мантии $W_R = 0,17 \cdot 10^{20}$ эрг/сек и суммарный вклад радиогенного тепла во внутреннюю энергию Земли $E_R = 0,25 \cdot 10^{37}$ эрг. Если принять содержание радиоактивных элементов в мантии таким же как в перидотитах по данным Г.Тилтона и Г.Рида (Tilton, Reed, 1963) $K = 1 \cdot 10^{-5}$, $Th = 2,2 \cdot 10^{-8}$ и $U = 6 \cdot 10^{-9}$, то $W_R = 0,49 \cdot 10^{20}$ эрг/сек и $E_R = 0,94 \cdot 10^{37}$ эрг. Если же по калию использовать данные Л.В.Дмитриева (Дмитриев, 1973) и принять хондритовые отношения K/Th и K/U по А.П.Виноградову, то $K = 2,5 \cdot 10^{-4}$; $Th = 1,2 \cdot 10^{-8}$; $U = 4,4 \cdot 10^{-9}$ и $W_R = 0,66 \cdot 10^{20}$ эрг/сек; $E_R = 2,65 \cdot 10^{37}$ эрг.

Приведенные оценки энергий гравитационной дифференциации и радиогенного разогрева Земли показывают, что всегда

$$W_g \gg W_R \text{ и } E_g \gg E_R \quad (1)$$

причем, энергия радиогенного разогрева в рассматриваемой модели Земли вероятнее всего составляет лишь 5–10% от суммарной.

Остальные источники тепловой энергии значительно менее мощные (Магницкий, 1965) и поэтому их энергетический вклад в процессы, определяющие эволюцию Земли, очень мал.

ГЛАВА II. РОЛЬ ПРОЦЕССА ВЫДЕЛЕНИЯ ЯДРА В ЭВОЛЮЦИИ ЗЕМЛИ

Выше отмечалось, что выделение из первичной мантии земного ядра, в котором сосредоточено почти треть всей массы Земли, не могло не сказаться самым существенным образом на тектонической эволюции Земли в целом. Представляется интересным поэтому подробнее рассмотреть возможный процесс образования земного ядра.

§ 5. Возможные механизмы выделения ядра

При рассмотрении задач о дифференциации вещества Земли всегда необходимо иметь в виду, что вещество ее мантии, несмотря на кажущуюся прочность, при длительных процессах ведет себя как идеальная ньютоновская вязкая жидкость. Действительно, характерное время релаксации напряжений в вязкой жидкости определяется отношением ее динамической вязкости η к модулю жесткости μ : $\tau_{\eta} = \eta/\mu$. Для мантии $\eta_m \approx 10^{20} \div 10^{25}$ пуаз; $\mu \approx 10^{12}$ дин/см² и $\tau_{\eta} = 3 \div 3 \cdot 10^5$ лет. Следовательно, во всех процессах, длительность которых значительно превышает $10^5 \div 10^6$ лет, вещество мантии ведет себя практически как идеальная, но только очень вязкая жидкость.

Этот вывод, правда, не распространяется на тонкую оболочку кристаллической литосферы и земной коры. Для пород этой оболочки характерен предел пластичности τ_{sp} - пока этот предел не превзойден, породы ведут себя как твердое тело и лишь при больших напряжениях приобретают пластичные свойства.

С физической точки зрения мыслимы три процесса, могущие привести к плотностному расслоению Земли и выделению ядра: диффузионный, седиментационный (в том числе и механизм зонной плавки) и конвективный. Однако, первые два механизма, развиваясь в очень вязкой среде, не должны приводить к образованию резкой границы мантия-ядро. Кроме того, диффузия в гравитационном поле Земли настолько медленный процесс, что им практически можно пренебречь. Так, характерное время τ_D диффузионного расслоения мантии Земли по порядку величины определяется отношением $\tau_D \approx r_g^2/D$, где r_g - характерные размеры Земли $\sim 10^8$ см; D - коэффициент диффузии (Маркарян, Мясников, 1972). Для мантии $D \approx 10^{-21} \div 10^{-22}$ см²/сек (Магницкий, 1965), поэтому $\tau_D \approx 10^{30}$ лет! Даже если принять в расчете значение коэффициента диффузии для маловязких жидкостей $D_g \approx 10^{-5}$ см²/сек, то и в этом случае время диффузионного расслоения Земли $\tau_D \approx 10^{14}$ лет значительно превзойдет ее возраст ($\approx 4,5 \cdot 10^9$ лет).

Столь же длительное время необходимо для расслоения Земли по седиментационному механизму, но без зонной плавки. Действительно, даже для крупных неоднородностей с характерными размерами $d \approx 1$ км и резкими перепадами плотности $\Delta \rho \approx 5$ г/см³, при $\eta \approx 10^{25}$ пуаз скорости седиментации, определенные по формуле Стокса, оказываются пренебрежимо малыми $V_s \sim 10^{-12}$ см/сек (а для кристаллов размером $\sim 0,1$ см и того меньше $V_s \sim 10^{-24}$ см/сек). В этом случае время расслоения $T_s \approx 10^{13}$ лет (для седиментации кристаллов $T_s \approx 10^{25}$ лет). Механизм зонной плавки (Виноградов, 1967) значительно ускоряет процесс седиментации. Так, если при этом процессе вязкость вещества падает до $10^8 \div 10^9$ пуаз, то даже для осаждающихся кристаллов размером $\sim 0,1$ см время седиментации (расслоения Земли) получается вполне допустимым $T_{sm} \approx 10^9$ лет. Однако механизм зонной плавки может развиваться только в условиях, при которых вещество находится в состоянии близком к расплавленному, например, в астеносфере верхней мантии. В нижней мантии, где вещество находится в фазах плотнейших упаковок атомов и, следовательно, характеризуется высокими температурами плавления, этот процесс маловероятен.

Из приведенных соображений следует, что расслоение Земли на плотное ядро и остаточную оболочку могло произойти только за счет развития конвективных движений в мантии Земли. Однако, вопрос о существовании конвективных переносов вещества в мантии Земли до сих пор вызывает оживленные споры теоретиков. При этом обычно ссылаются на критерий Рэлея (Rayleigh, 1916), согласно которому конвекция в слое вязкой жидкости возникает лишь в случае, если число Рэлея R_a превышает некое предельное значение. Для сферического слоя такое критическое значение примерно равно $2 \cdot 10^3$. Число Рэлея определяется выражением

$$R_a = \frac{\rho g N^3 \Delta T \alpha}{a \eta} \quad (2)$$

где ρ - плотность; g - ускорение силы тяжести; N - толщина слоя; ΔT - сверхадиабатический перепад температуры в слое; α - коэффициент объемного расширения; a - коэффициент температуропроводности; η - коэффициент динамической вязкости. По расчетам, приведенным, например, у В.Н.Жаркова, В.П.Трубицына и Л.В.Самсоненко (Жарков, Трубицын, Самсоненко, 1971), число Рэлея для нижней мантии меньше своего критического значения. Поэтому чисто тепловая конвекция в оболочке Земли маловероятна, или, скорее даже вовсе невозможна.

Для выяснения по критерию Рэлея возможности возникновения гравитационной конвекции, необходимо в выражение

Ra вместо произведения $\Delta T \alpha$ подставить эквивалентное ему отношение $\Delta \rho / \rho$ где под $\Delta \rho$ следует понимать перепад плотности, образующийся при дифференциации вещества мантии на поверхности ядра; а вместо коэффициента температуропроводности a — коэффициент диффузии D . В этом случае новое число Рэлея определится соотношением

$$R_g = \frac{\Delta \rho g H^3}{D \eta} \quad (2')$$

Если теперь принять для нижней мантии $g = 10^3$ см/сек²; $H = 2,5 \cdot 10^8$ см; $\eta \approx 10^{25}$ пуаз; $D \approx 10^{-21} \div 10^{-22}$ см²/сек; $\Delta \rho \approx 0,05$ г/см³ и подставить эти значения в формулу (2'), то получим $R_g \approx 10^{23}$, что на двадцать порядков превышает критическое значение числа Рэлея!

Из приведенной оценки с очевидностью следует, что связанная с дифференциацией вещества плотностная конвекция в мантии Земли может и будет возникать практически при любом сколь угодно малом сверхадиабатическом перепаде плотности, связанным с химической неоднородностью вещества, и нарушающем геостратифическое равновесие в Земле. Весь вопрос связан лишь со временем развития таких процессов. Экспериментально такую закономерность очень четко показал Х.Рамберг (Рамберг, 1970) на моделях неустойчиво стратифицированных сред при их деформациях в сильных полях ускорения, создаваемых с помощью центрифуги.

Ряд авторов (Birch, 1965; Tozor, 1965; Артюшков, 1970), рассматривающих процесс образования ядра за счет выделения из мантии тяжелых фракций, явно или подсознательно принимал, что на поверхности ядра происходит почти полное разделение исходного вещества мантии на фракции по плотности (с коэффициентом полезного действия, близким к 100%). В результате, по их мнению, должен был развиваться бурный, но короткий во времени конвективный процесс, приводящий к расплавлению мантии и к возникновению устойчивой ее стратификации. Кроме того, в этом случае должны были бы прекратиться тектонические движения еще в самом начале геологической истории Земли, что уже явно противоречит всем геологическим данным. Отмеченные противоречия иногда рассматриваются даже как веские аргументы против гипотезы железного ядра.

Если же принять, что коэффициент полезного действия механизма разделения фракций очень низок и не превышает первых единиц процентов (что более вероятно), то в этом случае в мантии Земли должны развиваться достаточно медленные и устойчивые конвективные движения, не сопровождающиеся расплавлением мантии.

В рамках гипотез о железистом составе ядра Земли можно принять за очевидное положение, что рост ядра происходит за счет поступления тяжелой фракции из мантии. С другой стороны, относительная резкость границы мантия-ядро показывает, что реакция выделения из мантии соединений железа развивается только в тонком переходном слое между ядром и мантией. Поскольку толщина переходного слоя значительно меньше радиуса ядра $H_{mc} \ll r_c$, то эту реакцию можно считать гетерогенной (поверхностной).

В этом случае скорость образования ядра Земли должна быть пропорциональной константе скорости гетерогенной реакции K (контролирующей скорость протекания выплавки), концентрации тяжелой фракции C в веществе мантии и величине активной поверхности ядра Земли S_c т.е.

$$\frac{dm_c}{dt} = \bar{\rho}_c 4\pi r_c^2 \frac{dr_c}{dt} = KC 4\pi r_c^2 \quad (3)$$

где m_c - масса ядра Земли; $\bar{\rho}_c$ - средняя плотность ядра
Из уравнения (3) следует, что

$$\bar{\rho}_c \frac{dr_c}{dt} = KC \quad (4)$$

С другой стороны, благодаря постоянному перемещению тяжелой фракции из мантии в ядро, концентрация C также будет меняться во времени:

$$\frac{dC}{dt} = -KC \frac{4\pi r_c^2}{m_m} \quad (5)$$

где m_m - масса мантии Земли.

Из (5) можно найти

$$C = C_0 \exp\left\{-4\pi \int_0^t \frac{K}{m_m} r_c^2 dt\right\} \quad (6)$$

где C_0 - концентрация тяжелой фракции в первичном веществе Земли.

Совместно решая уравнения (4) и (6) методом итераций, в первом приближении заменим K и m_m их средними значениями $K \approx \bar{K}$ и $m_m \approx \bar{m}_m$, предположив, что эти коэффициенты слабо зависят от времени. Примем также при первом шаге итераций линейную зависимость r_c от t . В этом случае после второго шага итерации получим

$$r_c = R_c \mathcal{E}_3(\tau) \quad (7)$$

$$C = C_0 \exp\left\{-\beta \int_0^{\tau} \mathcal{E}_3^2(x) dx\right\} \quad (7')$$

где $\mathcal{E}_3(\tau) = \int_0^{\tau} e^{-x^3} dx$; $\tau = \alpha t$; α, R_c, β

коэффициенты, в первом приближении не зависящие от времени.

Во втором приближении учтем зависимость коэффициента R_c от времени. Действительно, R_c пропорционален константе K скорости реакции выделения тяжелой фракции на подошве мантии, а согласно закону Аррениуса скорость реакции зависит от температуры

$$K = K_0 \exp\left\{-\frac{E_c}{RT}\right\}$$

где E_c - энергия активации вещества ядра; T - абсолютная температура; R - газовая постоянная. Если теперь учесть соотношение (1) $E_g \gg E_R$ то можно принять, что основной разогрев Земли происходит за счет гравитационной дифференциации ее вещества. В этом случае процесс тепловыделения окажется пропорциональным массе продифференцировавшего вещества (массе ядра) или, что то же самое, разности концентраций тяжелой фракции в первичной мантии и в мантии, соответствующей времени t : $Q \sim \Delta C = C_0 - C$.

Следовательно можно записать

$$T = T_0 (1 + \gamma \Delta C) = T_0 \left[1 + \gamma C_0 (1 - \exp\left\{-\beta \int_0^{\tau} \mathcal{E}_3^2(x) dx\right\})\right] \quad (8)$$

где T_0 - начальная адиабатическая температура нижней мантии на поверхности ядра.

Выше отмечалось, что температура современной мантии лишь не на много превышает температуру первичной мантии, поэтому можно принять $\gamma C_0 \ll 1$.

Тогда

$$K = K_0 \exp\left\{-\frac{E_c}{RT_0} (1 - \gamma \Delta C)\right\} \quad (9)$$

Выделив из (9) член, зависящий от времени (от разности $\Delta C = C_0 - C$), и введя параметр C_q характеризующий концентрацию тяжелой фракции в современной мантии Земли, можно определить зависимость коэффициента R_c от времени

$$R_c = R_0 \exp\left\{-\frac{E_c \gamma}{RT_0} (C - C_q)\right\} \quad (10)$$

Подставляя (10) в (7), найдем зависимость величины радиуса ядра от времени

$$r_c = R_0 \xi_3(\tau) \exp\left[-\frac{E_c \tau}{RT_0} (C - C_q)\right] \quad (11)$$

Теперь можно определить зависимость объема ядра от времени

$$V_c = \frac{4}{3} \pi R_0^3 \xi_3^3(\tau) \exp\left[-\frac{3E_c \tau}{RT_0} (C - C_q)\right] \quad (12)$$

и скорость роста ядра Земли

$$\frac{dV_c}{d\tau} = 3V_c \left[\frac{e^{-\tau}}{\xi_3(\tau)} + \xi_3^2(\tau) \frac{E_c \tau}{RT_0} C \beta \right] \quad (13)$$

Выражения (7) - (13) представлены в виде зависимостей от безразмерного параметра τ . Переход к зависимости от времени t легко выполнить путем подстановки $\tau = \alpha t$

Коэффициенты и параметры выражений (7) - (13) могут быть найдены расчетным путем, но для этого уже необходимо рассматривать конкретные модели состава вещества ядра и мантии. Учитывая приведенные в табл. 2 концентрации железа в первичной и современной мантии Земли (по перидотитовой модели), найдем соответствующие концентрации тяжелой фракции (Fe_2O) $C_0 = 0,364$; $C_q = 0,073$. Коэффициент R_c , определяемый из выражения (7), можно найти по условию, что $r_c \rightarrow r_{c\infty}$ при $\tau \rightarrow \infty$, где $r_{c\infty}$ - предельный радиус ядра Земли, соответствующий случаю полного перехода всей массы тяжелой фракции из мантии в ядро. Для принятой модели $r_{cq} = 3,49 \cdot 10^8$ см (Haddon, Bullen, 1969) и $r_{c\infty} = 3,68 \cdot 10^8$ см. Учитывая, что $\xi_3(\infty) = \Gamma(4/3) = 0,893$, где $\Gamma(4/3)$ - гамма функция Эйлера (Янке, Эмде, Леш, 1968), из уравнения (7) следует $R_c = r_{c\infty} / 0,893 = 4,12 \cdot 10^8$ см. Подставляя теперь в уравнения (7) и (7') значения $r_{cq} = 3,49 \cdot 10^8$ см; $C_q = 0,073$; $C_0 = 0,364$ и $R_c = 4,12 \cdot 10^8$ см, можно определить современные значения аргумента $\tau_q = 1,14$ и величину коэффициента $\beta = 4,45$. Принимая возраст Земли $t = 4,5 \cdot 10^9$ лет, найдем также $\alpha = 0,254 \cdot 10^{-9}$ лет⁻¹.

Среди оставшихся неизвестными параметров (E_c, T_0, τ) самым неопределенным является энергия активации вязкого течения вещества ядра E_c . Для нахождения этого параметра и показателя степени ($3E_c \tau / RT_0$) уже приходится привлекать дополнительные эмпирические данные. Ниже, на основании сопоставления теоретической кривой, характеризующей развитие конвективных движений в мантии, с тектоническими циклами Земли, найдено, что $3E_c \tau / RT_0 = 2,0$ и уточнено значение $\alpha = 0,210 \cdot 10^{-9}$ лет⁻¹.

Графики функций (12) и (13), построенные с учетом всех найденных параметров, приведены соответственно на рис. 3 и 4.

Как видно из рисунков, скорость образования ядра в начале геологической истории Земли была сравнительно низкой. Это связано с тем, что поверхность молодого ядра еще небольшая, а скорость роста ядра пропорциональна его поверхности (3). По мере роста ядра скорость его образования в начале также увеличивается. Одновременно с увеличением поверхности ядра происходит постоянное уменьшение концентрации тяжелой фракции в мантии (за счет перехода этой фракции из мантии в ядро). В результате, после некоторого максимума скорости, происходит замедление процесса образования ядра и, в конце концов, рост ядра должен прекратиться (в то время, когда все окислы железа из мантии Земли перейдут в ее ядро). Максимум скорости роста ядра, судя по расчетам, наблюдался $1100 \cdot 10^6$ лет тому назад. В наше время уже происходит спад скорости роста ядра, однако этот процесс будет продолжаться еще около $2 \cdot 10^9$ лет.

§ 7. Связь тектонической активности Земли с процессом образования земного ядра

При переходе тяжелой фракции из мантии в ядро плотность мантийного вещества должна уменьшаться, а объем ядра - возрастать. Из закона сохранения массы следует

$$\Delta \rho_m dW_m = dm_c \quad (14)$$

где W_m - объем вещества, прошедшего дифференциацию в мантии Земли; $\Delta \rho_m$ - разность плотности вещества мантии до и после дифференциации; m_c - масса ядра Земли. Из (14) следует

$$m_c = \Delta \rho_m W_m \quad (15)$$

Объем продифференцировавшего вещества W_m можно выразить через объем мантии

$$W_m = n V_m \quad (16)$$

где n - доля объема мантии, вещество которой испытало дифференциацию.

Из (15) и (16) получим

$$n = \frac{m_c}{\Delta \rho_c \cdot V_m} \quad (17)$$

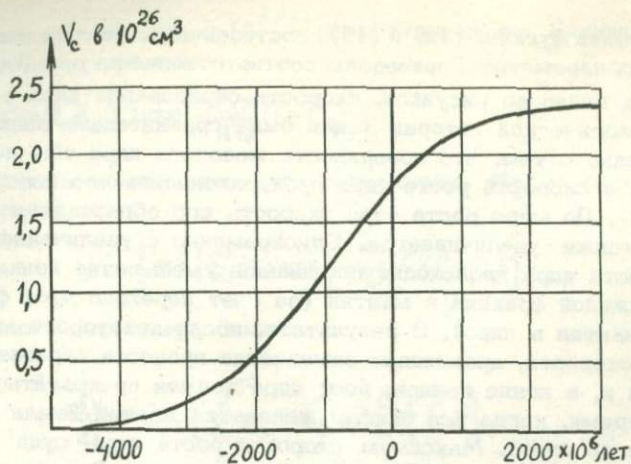


Рис. 3. Зависимость объема ядра от возраста Земли.

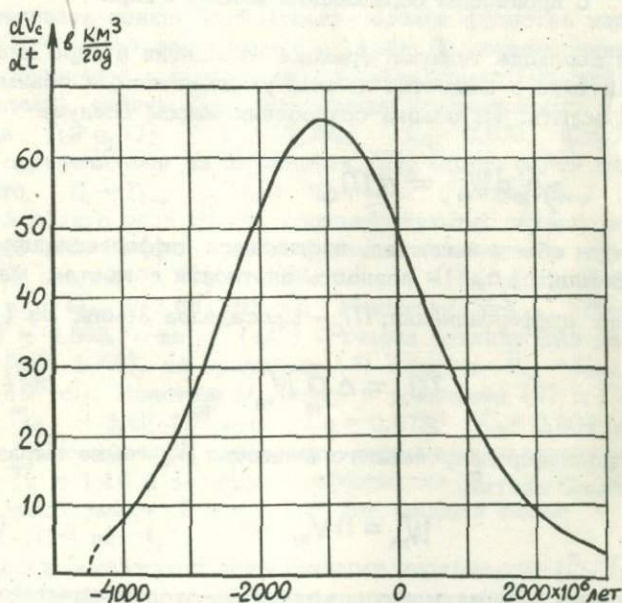


Рис. 4. Зависимость скорости образования ядра от возраста Земли.

Подставляя теперь $m_c = \bar{\rho}_c \cdot V_c$ и $V_m = V_g - V_c$ где $\bar{\rho}_c = \text{const}$ - средняя плотность ядра Земли, V_g - объем Земли, найдем*

$$\eta = \frac{\bar{\rho}_c}{\Delta \rho_m} \cdot \frac{V_c}{V_g - V_c} \quad (18)$$

В уравнении (18) аргумент V_c определяется выражением (12).

Поскольку разность между средними значениями плотности Земли и мантии примерно равна 1 г/см^3 , то всегда $\Delta \rho_m < 1 \text{ г/см}^3$. Тогда, из (18) находим, что $\eta > 1$ и, следовательно, объем мантийного вещества прошедшего дифференциацию больше объема самой мантии $W_m > V_m$.

Такая ситуация возможна лишь в одном случае - если в мантии существуют конвективные движения и за время геологического развития Земли вещество мантии несколько раз подверглось процессу дифференциации на поверхности с земным ядром, т.е. существовало несколько конвективных циклов. Аналогичные выводы о возможности существования конвективных движений в мантии Земли вытекают и из приведенных выше энергетических оценок.

Приведенные соображения позволяют нам воспользоваться высказанным Е.В.Артюшковым (Артюшков, 1968; Артюшков, 1970) естественным предположением о связи тектонической активности Земли с гравитационной конвекцией вещества в ее недрах, а также уточняющим предположением, что тектонические циклы на поверхности Земли совпадают с конвективными циклами в мантии (Сорохтин, 1972).

В этом случае за каждый цикл в среднем происходит полный оборот всего вещества мантии, при котором любой элементарный объем ее вещества попадает на поверхность ядра, подвергается там процессу дифференциации и приобретает благодаря этому отрицательное приращение плотности $\Delta \rho_m$. В конечном итоге, по такой схеме за каждый конвективный цикл проходит дифференциацию в среднем весь объем мантии. Поэтому при каждом новом цикле приращение параметра η будет равно единице $\Delta \eta = 1$, а само значение η определит номер конвективного, а следовательно, и тектонического цикла.

Из уравнений (18) и (13) найдем

$$\frac{d\eta}{d\tau} = \frac{\bar{\rho}_c}{\Delta \rho_m} \cdot \frac{3V_g V_c}{V_m^2} \left[\frac{e^{-\tau^3}}{E_3(\tau)} + E_3^2(\tau) \frac{E_c \gamma}{RT_0} C \beta \right] \quad (19)$$

* вывод выражения (18) принадлежит А.С.Монину

Переходя от производной к отношению конечных разностей $\Delta n / \Delta \tau$ и полагая $\Delta n = 1$, из уравнения (19) можно теперь определить $\Delta \rho_m$. Однако, прежде этого необходимо еще найти соответствие между параметром $\Delta \tau_q$ и периодом тектонических циклов Δt_q . Этот период приблизительно можно определить по средней продолжительности тектонических циклов фанерозоя. Учитывая, что каледонский цикл продолжался примерно с середины кембрия (-535 ± 20 млн. лет) до середины девона (-385 ± 10 млн. лет), следующий, герцинский цикл завершился на рубеже палеозоя и мезозоя (-240 ± 10 млн. лет) и, наконец, киммерийский цикл сменился альпийским на границе раннего и позднего мела (-100 ± 5 млн. лет), находим $\Delta t_q \approx 145 \cdot 10^6$ лет. Используя зависимость $\tau = 0,254 \cdot 10^{-9} \cdot t$, получим $\Delta \tau_q = 0,0368$.

Принимая $\rho_{Cq} = 10,7$ г/см³, $V_{mq} = 0,905 \cdot 10^{27}$ см³ и пренебрегая вторым членом в квадратных скобках уравнения (19), найдем минимальное значение $(\Delta \rho_m)_{\min} = 0,0750$ г/см³. Подставляя теперь это значение в (18), оценим максимально возможное число прошедших тектонических циклов $(n_q)_{\max} = 28$, соответствующее случаю постоянной температуры Земли ($\gamma = 0$), равной ее современному значению (случай, при котором разогрев Земли отсутствует).

Сделанный выше вывод о слабом изменении внутренней температуры Земли за время ее геологического развития (условие $\gamma C_0 \ll 1$) тем не менее не позволяет пренебрегать экспоненциальным членом в выражении (12), поскольку мы ничего не знаем о величине энергии активации вещества ядра E_c , а при больших давлениях она может быть достаточно высокой. Все же, несмотря на полную неопределенность величины E_c , представляется интересным сопоставить зависимость (18) с эмпирическими данными о возрастах тектонических циклов. Во-первых, такое сопоставление могло бы уточнить положения во времени отдельных тектоно-магматических циклов, обычно определяемых с большими ошибками и, во-вторых, удачное сопоставление позволило бы по-новому осветить природу тектонических процессов и показать их связь с образованием ядра Земли.

Первоначально было выполнено сопоставление теоретической кривой (18) с возрастными общепринятыми тектоническими эрами и циклами, приведенными, например, в монографии В.Е. Хаина (Хайн, 1971, а). При этом, каждой тектонической эре или циклу присваивался свой номер в зависимости от ее возраста: самой древней белозерской эре — номер 1, кольскому циклу — номер 2, кеноранскому — 3 и т.д. Затем был построен график, на который наносились точки с координатами номера эры или цикла и их возраста. Всего на этом графике, отображающем эмпирическую зависимость номера тектонической эры (цикла) от возраста, оказалось 14 точек (рис. 5). Далее, путем вариации параметров $\Delta \rho_m$, $(3E_c \gamma / RT_0)$ и α в

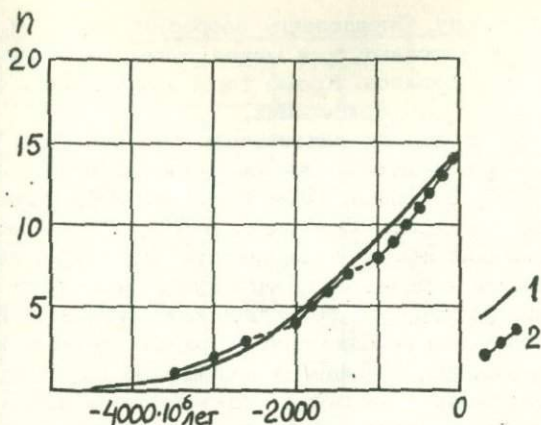


Рис. 5. Зависимость числа тектонических циклов от возраста Земли согласно общепринятой периодизации тектонической истории Земли. 1 – теоретическая кривая; 2 – значения $n(t)$ для основных этапов тектонического развития Земли (определены по данным, приведенным в (Хаин, 1971,а)).

уравнении (18), с этой эмпирической кривой по критерию наилучшего совпадения была сопоставлена теоретическая зависимость $N(t)$ (плавная линия на рис. 5).

Обращает на себя внимание особенность эмпирической кривой – она явно распадается на три участка, в пределах каждого из которых тектонические циклы расположены более или менее равномерно, а промежутки времени между участками существенно превышают периоды тектонических циклов на смежных ветвях кривой. Определенно создается впечатление, что на эмпирической кривой в пределах пунктирных линий пропущено часть точек.

Для проверки этого предположения было решено, пользуясь только самыми надежными данными об абсолютном возрасте пород, заново пересмотреть вопрос о возрастах тектонических циклов. В качестве индикаторов тектонических процессов нами были выбраны гранитные интрузии, как правило, всегда генетически связанные с геосинклинальной складчатостью, завершающей тектонический цикл, и дающие наиболее устойчивые определения абсолютного возраста. С целью уменьшения возможных ошибок сопоставления, для анализа отбирались только определения абсолютного возраста неметаморфизованных гранитов, выполненные свинцово-изотопным методом (по отношению $Pb\ 207/Pb\ 206$). Лишь при отсутствии данных по свинцово-изотопному методу, в некоторых случаях использовались анализы, полученные по рубидий-

стронцевому методу. Определения возрастов гранитов, выполненные другими методами, как менее точные, при анализе вообще не использовались. Кроме того, как правило, браковались все одиночные определения.

Несмотря на то, что цикличность тектонических процессов в глобальных масштабах проявляется достаточно четко (Белоусов, 1962; Богданов, 1969; Муратов, 1965; Хаин, 1964; Хаин, 1971,6; Тугаринов, Войткевич, 1970), все же можно ожидать нарушений полной синхронности проявления тектонических процессов в различных, часто удаленных друг от друга на большие расстояния, геологических регионах. Поэтому отобранные значения абсолютного возраста гранитов первоначально осреднялись в пределах возрастных групп по каждому из геологических регионов в отдельности, а затем только определяли возраст цикла как среднее арифметическое между возрастными гранитов в регионах, в которых проявился данный тектоно-магматический цикл.

Всего для определения возрастов тектонических циклов использовано 247 определений абсолютного возраста гранитов, взятых в основном из монографии А.И.Тугаринова и Г.В.Войткевича (Тугаринов, Войткевич, 1970), сборника (Вопросы геохронологии, 1963) и других источников.

После осреднения возрастов гранитов, полученные данные, как и прежде, были расположены в порядке уменьшения их возраста, каждому определению, начиная с самого древнего, присвоен свой порядковый номер, а затем эти данные также были нанесены на график, по оси абсцисс которого откладывалось время, а по оси ординат — номер цикла (рис. 6). Теперь удалось выделить уже 19 циклов, причем подтвердились (лишь с небольшими вариациями) возрасты большинства прежних циклов, один из прежних циклов с возрастом $1000 \cdot 10^6$ лет, расщепился на два, с возрастными $1090 \cdot 10^6$ лет (13 анализов) и $937 \cdot 10^6$ лет (4 анализа), а четыре цикла выявились вновь: $2435 \cdot 10^6$ лет (10 анализов); $2230 \cdot 10^6$ лет (3 анализа); $1493 \cdot 10^6$ лет (24 анализа) и $1210 \cdot 10^6$ лет (2 анализа). Вместе с вновь полученными эмпирическими данными на рис. 6 нанесена и теоретическая зависимость $n(t)$, построенная по уравнению (18). Результаты сопоставления, кроме того, приведены в табл. 4. Наилучшее совпадение теоретической кривой с эмпирической было получено при следующих значениях варьирующихся параметров $\frac{\Delta \rho_m}{\rho} = 0,108 \text{ г/см}^3$; $3E_{cr}/RT_0 = 2,0$; $\alpha = 0,218 \cdot 10^{-9} \text{ лет}^{-1}$ (остальные параметры остались без изменения). При этом современное значение числа $n_q = 19,7$, а кажущийся возраст Земли оказался равным $t_q^* = 5,45 \cdot 10^9 \text{ лет}$.

Совпадение теоретической кривой с экспериментальными данными убедительно свидетельствует о существовании тесной связи между процессом образования ядра Земли и тектоническими процессами на ее поверхности, а также является

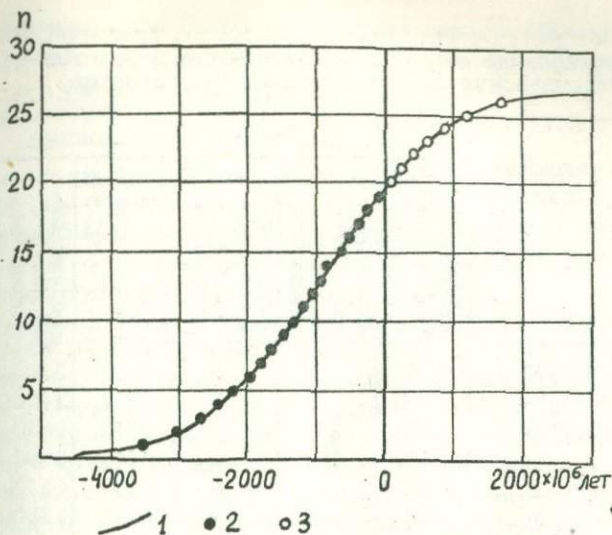


Рис. 6. Зависимость числа тектонических циклов от возраста Земли $n(t)$. 1 — теоретическая кривая; 2 — значения $n(t)$, определенные по возрастам гранитов; 3 — положение будущих тектонических циклов на теоретической кривой $n(t)$.

веским доводом в пользу принятой гипотезы о том, что тектонические циклы совпадают с конвективными циклами в мантии. Это основные и наиболее важные выводы, вытекающие из приведенных расчетов.

Кроме того, выполненные расчеты показывают, что тектоническое развитие Земли будет продолжаться еще сравнительно долго — $(1,7 \div 2,0) \cdot 10^9$ лет и прежде чем начнется остывание нашей планеты пройдет еще 7 тектонических циклов (см. рис. 6 и табл. 4).

Несколько завышенный теоретический возраст Земли по сравнению с его наиболее вероятным значением ($t_q \approx 4,5 \cdot 10^9$ лет), по-видимому, объясняется тем фактом, что при выводе уравнений (13) и (18) учитывались только происходящие на границе ядра гетерогенные реакции, скорость протекания которых всегда пропорциональна величине поверхности самого ядра. Поэтому-то при теоретических расчетах и мог оказаться затянутым процесс выделения ядра на ранних стадиях развития Земли, т.е. как раз в то время, когда поверхность ядра еще была малой.

Если учесть, что выплавка вещества ядра происходит в слое конечной толщины и в этом слое фактически протекает объемная реакция, то скорость образования ядра окажется

Таблица 4*

Сопоставление значений теоретических возрастов тектонических циклов с возрастными гранитов

Номер цикла	Фазы складчатости, завершающие тектонические циклы	Теоретический возраст конца цикла в 10 ⁶ лет	Эмпирические данные			
			число анализов, принятых для осреднения	число регионов, принятых для осреднения	средний по регионом возраст гранитов, в 10 ⁶ лет ± 5%	пределы отклонений средних возрастов гранитов, в 10 ⁶ лет
1	Белозерская	3540	6	3	3540	3500-3600
2	Трансваальская	3020	15	3	3050	2920-3140
3	Кеноранская	2670	25	5	2700	2650-2770
4		2420	10	2	2440	2390-2480
5		2210	3	2	2230	2170-2290
6	Эбурнейская	2010	62	4	1980	1930-2030
7	Карельская	1840	7	3	1830	1800-1870
8		1670	10	4	1670	1640-1720
9	Мазатцальская	1510	24	5	1490	1440-1550
10		1360	10	2	1360	1340-1380
11	Готская	1220	2	1	1210	-
12		1080	13	2	1090	1080-1090
13	Гренвильская	945	4	3	930	910-980
14	Делийская	814	1	1	865	-
15	Байкальская	680	7	1	650	-
16	Салаирская	540	18	5	516	470-580
17	Каледонская	400	17	2	406	395-429
18	Герцинская	258	11	1	261	-
19	Киммерийская	100	2	2	93	90-96
20		60				
21		241				
22	Будущие циклы	442				
23		684				
24		975				
25		1340				
26		1810				

* Таблица 4 лишь с небольшими уточнениями воспроизведена из работы 1972 г. (Сорохтин, 1972). В 1973 г. опубликована работа (Ozard, Slawson, Russell, 1973) по обобщению возрастов тектонических событий на Канадском щите. В этой работе приводятся следующие значения возрастов тектонических циклов: 3470 ± 60 , 3040 ± 10 , 2630 ± 30 , 2250 ± 20 , 1500 ± 40 и 920 ± 30 млн. лет. Обращает на себя внимание неплохое совпадение (почти в пределах точности определений) этих данных со значениями теоретических возрастов, тектонических циклов №№ 1, 2, 3, 5, 9 и 13 из таблицы 4.

пропорциональной не самой поверхности ядра, а объему активного слоя

$$\frac{dV_c}{dt} \sim V_{mc} = \frac{4}{3}\pi [(r_c + H_{mc})^3 - r_c^3]$$

В этом случае при малых r_c ($r_c \sim H_{mc}$) реакция пойдет быстрее, чем предполагается по простой зависимости и, следовательно, возраст Земли окажется меньшим. При $r_c \gg H_{mc}$ объем переходного слоя практически пропорционален поверхности ядра $V_{mc} \approx H_{mc} \cdot S = 4\pi r_c^2 H_{mc}$ и, поэтому, опять можно пользоваться принятой нами зависимостью (3). Таким образом, всегда $t_q < t_q^*$

Кривая, описываемая уравнением (18), характеризует общий или интегральный эффект тектонического развития Земли, например, объем образованной в результате тектонической деятельности континентальной коры, суммарную энергию тектонических процессов и т.д. Для получения дифференциальных характеристик процесса, например, кривой тектонической активности Земли, скорости дегазаций мантии, скорости выделения тектонической энергии и т.д., необходимо использовать зависимость (19). На рис. 7 воспроизведена кривая тектонической активности Земли, построенная по уравнению (19) и нормированная к настоящему моменту (активность современного, альпийского цикла принята за единицу). Как видно из этой кривой, максимум тектонической активности Земли приходился на гренвильскую и байкальскую (ассинскую) тектонические эры, с которыми действительно связаны наиболее грандиозные тектонические события на Земле. Так, по В.Е.Хаину (Хаин, 1971, а) "начало позднего протерозоя (рифей, альгонка, синия) знаменовалось общим дроблением континентальной коры (к этому моменту правильнее всего относить "великое обновление" структурного плана Земли Г.Штилле - Ю.М.Шейнманна) и заложением... геосинклинальных поясов, развивавшихся затем в течение всего остального неогоя". Далее В.Е.Хаин отмечает, что "докембрийская история Земли завершается мощным диастрофизмом байкальской эпохи... Байкальский диастрофизм имел большое значение в развитии земной коры и привел к консолидации (полной или временной) крупных участков геосинклинальных поясов в Азии, вокруг Сибирской и Китайской древних платформ, Африке, Австралии (Аделаидская зона), Антарктиде ("геосинклиналь Росса") и Южной Америке (геосинклиналь Эспиньясу и др.)".

Из приведенной на рис. 7 кривой также следует, что в архее тектоническая активность Земли была относительно слабой, но со временем постепенно возрастала. В настоящее же время уже наблюдается спад тектонической активности, который в еще большей мере будет продолжаться и в будущем.

Ниже будет показано, что континентальная кора образуется за счет переработки поддвигаемой под нее океанической коры,

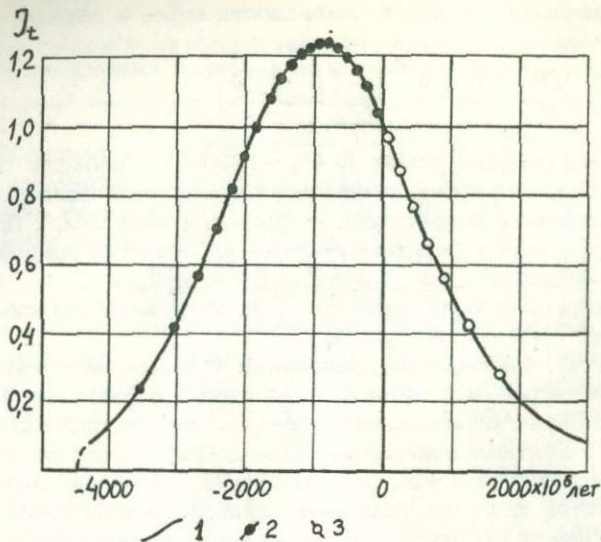


Рис. 7. Зависимость тектонической активности Земли от ее возраста $\frac{dn(t)}{dt}$. 1 - теоретическая кривая; 2 - положение тектонических циклов на теоретической кривой.

а общий объем поддвигаемой коры пропорционален суммарной интенсивности массообмена вещества в мантии. Учитывая теперь совпадение тектонических циклов с конвективными, можно заключить, что за каждый тектонический цикл, независимо от его интенсивности, в среднем должен образовываться одинаковый объем континентальной коры. Поэтому, несмотря на вялость архейских циклов, благодаря их большой длительности, общий объем континентальной коры, образованной в архее и раннем протерозое оказывается значительным.

§ 8. Эволюция химического состава мантии

В рассматриваемой модели Земли химический состав мантии меняется в соответствии с изменением концентрации тяжелой фракции (в пересчете на Fe_2O в веществе мантии). В этом случае концентрацию основных породообразующих элементов или окислов (кроме Fe , O , H_2O и некоторых других легко подвижных компонент) можно определить по простой зависимости

$$C(i) = \frac{C_0(i)}{1 - \Delta C} \quad (20)$$

где $C_0(i)$ и $C(i)$ - концентрации i -го элемента или окисла в первичном веществе и в мантии Земли; $\Delta C = C_0 - C$ - изменение концентрации тяжелой фракции в мантии (находится по формуле (7')).

Для определения концентраций железа и связанного с ним кислорода в мантийном веществе необходимо учитывать переход этих элементов в форме Fe_2O в ядро Земли. Поэтому, концентрация суммарного железа определяется выражением

$$C(Fe_{\Sigma}) = \frac{C_0(Fe_{\Sigma}) - 0,875 \Delta C}{1 - \Delta C} \quad (21)$$

где $C_0(Fe_{\Sigma}) = 0,318$ - концентрация железа в первичном веществе (по лерцолитовой модели); $0,875 = 2Mv(Fe)/Mv(Fe_2O)$; Mv - молекулярный вес. Концентрация связанного с железом кислорода находится из зависимости

$$C(O_{Fe}) = \frac{C_0(O_{Fe}) - 0,125 \Delta C}{1 - \Delta C} \quad (21')$$

где $C_0(O_{Fe}) = 0,0525$ - концентрация связанного с железом (в FeO) кислорода в первичном веществе; $0,125 = Mv(O)/Mv(Fe_2O)$.

Связывая теперь кислород и железо в пропорциях, определяемых стехиометрией соединений FeO и Fe_2O_3 и считая, что в присутствии свободного железа заметных количеств окиси Fe_2O_3 образоваться не должно, можно найти концентрации свободного железа и его окислов в мантии Земли для любого момента времени.

Результаты расчета эволюции химического состава лерцолитовой модели мантии Земли для главных породообразующих соединений приведены на рис. 8. Как и следовало ожидать, в процессе образования ядра Земли доля железа в мантии постепенно падает, а концентрация остальных окислов - возрастает.

Согласно расчетам, в докембрийской мантии большая часть железа находилась в форме двухвалентной окиси FeO и свободного железа Fe , при почти полном отсутствии окиси Fe_2O_3 . Трехвалентная окись Fe_2O_3 начала образовываться в мантии лишь после того, как все свободное железо было уже окислено кислородом, освобождающимся при реакции образования вещества ядра $2FeO \rightarrow Fe_2O + O$. Переходный рубеж от восстановительных условий в мантии к окислительным совпадает с возрастной границей между поздним протерозоем и началом палеозоя. С этого момента концентрация FeO в мантии должна резко падать, а концентрация Fe_2O_3 - возрастать. Примерно через $4 \cdot 10^8$ лет должно произойти еще одно изменение окислительных условий в

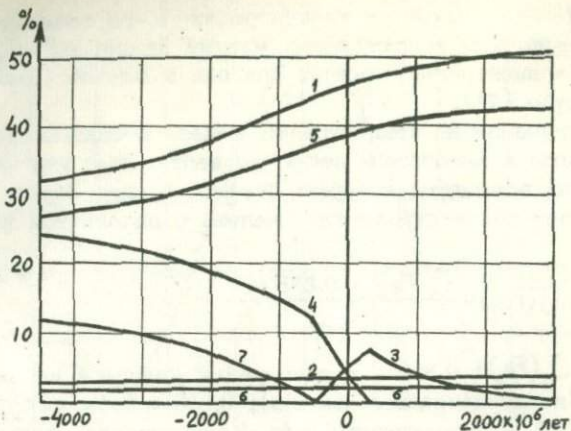


Рис. 8. Изменение со временем состава мантии Земли (по концентрации ее главных компонентов). 1 - SiO_2 ; 2 - Al_2O_3 ; 3 Fe_2O_3 ; 4 - FeO ; 5 - MgO ; 6 - CaO ; 7 - Fe .

мантии - все железо окажется окисленным до трехвалентной окиси и в дальнейшем образовании вещества ядра Земли будет происходить по реакции $\text{Fe}_2\text{O}_3 \rightarrow \text{Fe}_2\text{O} + \text{O}_2$.

Широкое распространение в древних континентальных породах гематитовых и магнетитовых руд вовсе не противоречит только что приведенным расчетам и рассуждениям. Во-первых, большинство из месторождений этих руд имеют осадочно-метаморфическое происхождение (Тугаринов, Войткевич, 1970). Во-вторых, образование континентальной коры в рассматриваемой концепции связывается с гидротермально-метасоматическими процессами переработки океанической коры в геосинклинальных зонах (Сорохтин, Дмитриев, Удинцев, 1971). Сама же океаническая кора, как уже отмечалось, образуется во многом за счет действия экзогенных факторов - гидратации и окисления пород мантии при их контакте с водами океанов. Поэтому все континентальные железорудные месторождения (даже явно магматического происхождения) никак не отражают характерное для мантии Земли отношение $\text{Fe}_2\text{O}_3/\text{FeO}$.

А.Э.Рингвуд (Ringwood, 1966,6; Рингвуд, 1972), разрабатывая модель пиrolита, основывался на анализе состава альпинотипных перидотитов. Но альпинотипные перидотиты, как теперь известно, (Пейве, 1969; Пейве, Штрейс и др., 1971; Книппер, 1973; Coleman, 1971,а; Coleman, 1971,б), всегда связаны с офиолитовыми покровами, представляющими собой фрагменты древней океанической коры или верхней мантии, надвинутой на сушу. С этой точки зрения становится понятным

низкое отношение $Fe_2O_3/FeO \approx 0,055$ в пиролите А.Э.Ринг-вуда тогда, как в перидотитовой модели мантии Л.В.Дмитриева, построенной по анализам молодых перидотитов из современных рифтовых зон, это отношение намного выше $\approx 1,4$ (см. табл. 2). Приведенное сопоставление отношений Fe_2O_3/FeO , по-видимому, свидетельствует в пользу проведенных расчетов и сделанных выводов.

Выше, при описании состава первичного вещества Земли, уже отмечалась резкая недонасыщенность кремнеземом этого вещества. Соответственно этому формировался и минералогический состав первичной мантии (см. табл. 3) - в ней доминировали ортосиликаты и отсутствовали пироксены (Сорохтин, 1971).

Обращает на себя внимание резко ультраосновной характер пород первичной мантии и отсутствие составов, свойственных современным перидотитам и базальтам. Основные магмы раннего архея должны были носить явно выраженный анортозитовый характер, а при их выделении из мантии в остатке оставался почти чистый оливинит (дунит) и свободное железо. По мере роста ядра и освобождения связанного с фаялитом SiO_2 , постепенно увеличивалась насыщенность мантии кремнеземом. Поэтому, еще в архее начали образовываться клинопироксены типа авгита и диопсида и к концу архея уже могли появиться щелочные базальты привычного состава. Остаточными породами по-прежнему были дуниты. После насыщения мантийных базальтов кремнеземом до уровня появления в них щелочных полевых шпатов, начали образовываться ромбические пироксены энстатит-гиперстенового ряда. По-видимому, лишь после этого момента (уже в протерозое) начали формироваться базальты толеитового ряда, а в остатке вместо дунитов стали образовываться перидотиты.

Рассчитать кривую концентрации легкоподвижных и малораспространенных элементов и соединений значительно сложнее, поскольку трудно количественно учесть их вынос из мантии в атмосферу, гидросферу и континентальную кору. Однако, некоторые оценки в этом направлении все же выполнить возможно.

Независимо от конкретного механизма дегазации мантии, по-видимому, можно принять, что основная потеря легкоподвижных компонент происходит из самого верхнего и относительно тонкого ($H \ll r_g$) деятельного слоя верхней мантии, определяемого толщиной литосферных плит (глубиной, в пределах которой происходит полная раскристаллизация мантийного вещества) и глубиной образования разломов - естественных путей выноса летучих. Следует также учитывать, что скорость дегазации мантии будет зависеть от скорости процесса доставки к поверхности Земли новых объемов вещества мантии, еще не потерявших летучих составляющих и поэтому способных к сепарации. Принимая, что скорость конвек-

тивного массообмена в оболочке Земли пропорциональна производной $\frac{dn(t)}{dt}$ описываемой уравнением (19), можно определить скорость потери летучих выражением

$$\frac{dC(j)}{dt} = -\alpha C(j) \frac{1}{n(\infty)} \cdot \frac{dn(t)}{dt} \quad (22)$$

где: α - показатель подвижности компонента j в деятельном слое верхней мантии (аналог константы скорости химической реакции); $n(\infty)$ - нормировочный коэффициент ($n(\infty) = n(t)$ при $t = \infty$).

В этом случае остаточная концентрация легкоподвижной компоненты в мантии определится выражением

$$C(j) = \frac{C_0(j)}{1 - \Delta C} \cdot e^{-\alpha n(t)/n(\infty)} \quad (22')$$

Для малоподвижных или широко распространенных компонент (MgO ; SiO_2) $\alpha \approx 0$; для подвижных соединений (Na_2O ; Al_2O_3 ; CaO) $0 < \alpha < 1$; для легкоподвижных элементов и окислов (N_2 ; O_2 ; H_2O ; $NaCl$; K_2O и др.) $\alpha > 1$. Для некоторых из перечисленных окислов оказывается возможным определить α . Так, например, принимая распространенность в мантии Na_2O и K_2O по З. и С. Максимо-вичам (Максимович, Максимович, 1972), Al_2O_3 и CaO - по Л.В. Дмитриеву (Дмитриев, 1973), а распространенность этих же окислов в земной коре по А.Б. Ронову и А.А. Ярошевскому (Ронов, Ярошевский, 1967), находим $\alpha (CaO) = 0,027$; $\alpha (Al_2O_3) = 0,035$; $\alpha (Na_2O) = 0,39$; $\alpha (K_2O) = 2,35$.

Отсутствие достоверных сведений о содержании воды в современной мантии не позволяет найти показатель подвижности воды. Однако, оценить пределы возможных значений α для воды все же удастся. Так, если связать вынос K_2O из верхних слоев мантии с активностью воды, то можно ожидать, что $\alpha (H_2O) > \alpha (K_2O) = 2,35$. С другой стороны, если предположить, что из деятельного слоя верхней мантии, равного по мощности толщине литосферы ($H_e = 70$ км), при погружении океанических плит в мантию под геосинклинальными зонами Земли, полностью удаляется вся вода, а за тектонический цикл через верхнюю мантию ($H_e + H_a = 350$ км) перетекает весь объем мантии Земли (Сорохтин, 1972), то за каждый такой цикл из мантии будет удаляться до 20% содержащейся в ней воды ($H_e / (H_e + H_a) = 0,2$). Принимая теперь массу гидросферы Земли равной $14,1 \cdot 10^{23}$ г (Войткевич, Мирошников и др., 1970), массу воды, связанной с породами в континентальной коре, в осадочном и втором слоях океанов, равной $3,5 \cdot 10^{23}$ г (Ронов, Ярошевский, 1967), массу воды, связанной в серпентинитовом (третьем) слое океанической коры, равной $4,9 \cdot 10^{23}$ г, получим для этого слу-

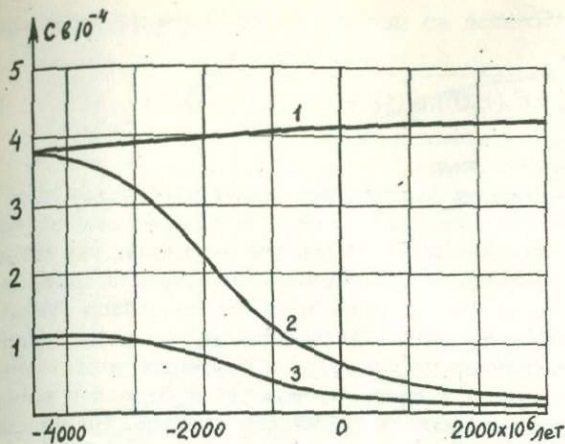


Рис. 9. Изменения со временем концентраций щелочей и воды в мантии Земли. 1 - Na_2O ; 2 - H_2O ; 3 - K_2O .

чая $\mathcal{H}(\text{H}_2\text{O})_{\text{max}} = 5,9$. Если же за каждый цикл из мантии удаляется только 10% воды, что кажется более вероятным, то $\mathcal{H}(\text{H}_2\text{O}) = 2,8$, а современная концентрация воды в мантии равна $C(\text{H}_2\text{O}) = 7 \cdot 10^{-5}$.

Для газовых составляющих первичной мантии, по-видимому, можно принять, что $2,8 < \mathcal{H} < 5,9$.

В виде примера, на рис. 9 воспроизведены кривые изменения со временем концентраций окислов, щелочей и воды в мантии. Характер кривых, определяющих концентрацию газовых составляющих в мантии (кроме CO_2 и O_2), существенно не отличается от рассмотренных, но все они более крутые. Концентрация CO_2 и O_2 находится по более сложной зависимости, так как содержание этих газов в мантии определяется уже несколькими факторами: постоянным поступлением кислорода в мантию при разрушении окислов железа на поверхности ядра, процессами окисления углерода и железа в мантии и, наконец, только дегазацией.

§ 9. Возникновение гидросферы на Земле

Образование гидросферы и атмосферы Земли естественно всего связывать с процессом дегазации мантии (Поддериарт, 1957; Виноградов, 1967). В этом случае скорость поступления воды в гидросферу и газов в атмосферу будет определяться уравнением (22), а зависимость от времени мас-

сы воды, вынесенной из мантии, легко найти по уравнению (22')

$$m_w = C_0(H_2O)m_g(1 - e^{-\lambda n(t)/n(\infty)}) \quad (23)$$

где m_g - масса Земли.

Для определения массы гидросферы необходимо еще учесть, что часть воды связывается в породах земной коры (в основном океанической). Выше мы отмечали, что по данным изотопно-кислородного анализа, связанная в современной океанической коре вода поступает в нее из океана (Wenner, Taylor, 1969). Наиболее интенсивно процесс связывания воды в серпентинитах развивается в рифтовых зонах Земли, всегда приуроченных к гребням, то-есть к наиболее возвышенным частям срединно-океанических хребтов. На ранних этапах развития Земли, когда объем свободной воды был еще мал и праскеаны покрывали тонким слоем лишь самые глубокие абиссальные впадины, а срединно-океанические хребты возвышались над уровнем древнего океана на 2,5 - 3 км, процесс гидратации океанической коры в основном мог проходить только за счет ювенильных вод. Однако поступления ювенильных вод явно нехватало для формирования океанической коры современного типа. Действительно, в течение первых тектонических циклов из мантии удалялось по $(1,3 \div 1,8) \cdot 10^{23}$ г воды за каждый цикл, тогда как для образования земной коры современного типа необходимо связать с породами около $8 \cdot 10^{23}$ г воды (см. рис. 10).

Накопления связанной воды в океанической коре тех давних времен происходить не могло, поскольку океанические литосферные плиты после своего образования неизбежно затягивались астеносферными течениями под геосинклинальные зоны, где эта вода выделялась из океанической коры, частично вновь связывалась породами формирующейся в этих зонах молодой континентальной коры, но в большей степени поступала в океан. Поэтому океаническая кора в архее и раннем протерозое вероятнее всего отличается малым содержанием воды (серпентинизация перидотитов в коре была лишь частичной).

Положение должно было резко измениться после того, как уровень океана достиг гребня срединно-океанических хребтов - сразу же началась гидратация океанической коры не только за счет ювенильных вод (дебит которых постоянно сокращался), но и за счет вод самого океана. После достижения этого порога, временно приостанавливается рост объема гидросферы, поскольку все избытки воды в океане (превышающие критический уровень океана равный уровню рифтовых зон Земли) поглощаются в это время океанической корой (за счет усиления процесса связывания внешних вод с породами коры). По-видимому, это событие произошло где-то на

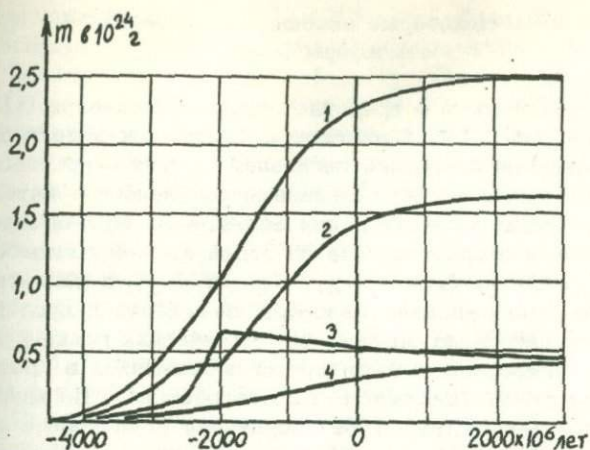


Рис. 10. Изменение со временем массы воды в гидросфере и земной коре. 1 - суммарная масса воды, дегазированной из мантии; 2 - масса воды в гидросфере; 3 - масса связанной воды в породах океанической коры; 4 - масса связанной воды в породах континентальной коры.

рубеже раннего и среднего докембрия около $2600 \cdot 10^6$ лет тому назад (см. рис. 10).

Лишь после достижения равновесной гидратации (серпентинизации) океанической водой верхних слоев мантийного вещества в рифтовых зонах Земли, океаническая кора приобрела современные черты. С этого момента вновь начинает расти объем мирового океана. Судя по расчетам, это событие произошло примерно через $600 \cdot 10^6$ лет, т.е. 2000 лет назад.

Общая картина изменения массы воды в гидросфере и воды, связанной в породах коры, показана на рис. 10. На приведенных графиках видны оба отмеченных выше критических перехода в режиме образования гидросферы и характер возрастания объемов воды в Мировом океане (без учета, правда, возможного небольшого уменьшения массы свободной воды за счет диссоциации водяных паров на кислород и водород в ионосфере). Низкое стояние уровня океана в архее и раннем протерозое предопределило в эти эпохи развития Земли распространение континентальных условий на древних платформах и шитах.

Планетарные трансгрессии моря на материки могли появиться лишь после того, как уровень Мирового океана поднялся до среднего уровня поверхности материков. По-видимому, впервые такие планетарные трансгрессии моря наблюдались в начале фанерозоя и вызывались сменой режимов образования систем срединно-океанических хребтов, вытеснявших воду из океана на материки.

По существующим представлениям (Полдеварт, 1957; Виноградов, 1967; 1969) атмосфера Земли, как и ее гидросфера, образовалась благодаря дегазации мантии — процесса, происходившего и поныне, но развивавшегося наиболее интенсивно на ранних этапах существования Земли. Обычно считается, что первичная атмосфера состояла из паров воды и газовых фракций: NH_3 , CH_4 , CO , CO_2 , N_2 и H_2 , а развитие атмосферы с освобождением газообразного азота и кислорода в основном происходило за счет фотохимических реакций в верхних слоях атмосферы и фотосинтеза появившихся в протерозое зеленых растений (вначале только водорослей). По мнению Х.Холланда (Holland, 1962) первичная атмосфера в основном состояла из CH_4 и H_2 .

В рассматриваемой концепции происхождение гидросферы и атмосферы так же связывается с дегазацией мантии Земли с тем лишь отличием, что развитие этого процесса в начале геологической истории Земли, согласно расчетам, оказывается значительно более вялым, чем это предполагалось ранее. В отношении состава первичной атмосферы и причин эволюции ее состава в последующие геологические эпохи намечается другой подход. В частности, по рассматриваемой концепции резко снижается роль биогенного фактора в эволюции атмосферы Земли.

Строго количественное решение задачи об изменении химического состава атмосферы Земли выполнить трудно, поскольку нам не известны начальные условия процесса, т.е. состав и давление газовой оболочки, выделившейся из первичного вещества при его аккреции в растущей Земле. Такое решение затрудняется также нашим незнанием констант скоростей химических реакций связывания отдельных газовых компонент атмосферы (например, O_2 и CO_2) в твердых оболочках Земли. Тем не менее, полуколичественное решение задачи построить все же удастся.

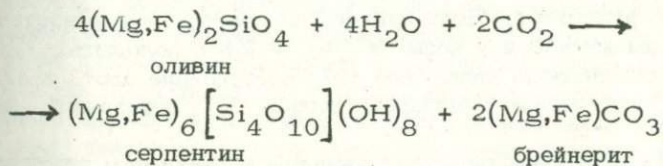
Температурное воздействие и давление солнечного излучения должно было существенно сказаться на фракционировании первичного вещества в протопланетном газо-пылевом облаке и привести к выметанию из областей формирования Земли большей части летучих элементов и соединений (Левин, 1949; Гуревич, Лебединский, 1950). О существовании интенсивного процесса удаления летучих компонент из формировавшего Землю вещества убедительно свидетельствует, в частности, факт резкого дефицита подвижных элементов в Земле по сравнению с их распространенностью в космосе (Мейсон, 1971). Так, например, по Б.Мейсону относительное содержание водорода на Земле (по отношению к кремнию) меньше чем в космосе в $10^{6,6}$ раза; азота — в $10^{5,9}$ раза; углерода — в 10^4 ра-

за, а инертных газов - в $10^6 \div 10^{14}$ раза! Поэтому, несмот-
ря на распространенность в космическом пространстве таких
летучих соединений, как H_2 ; He; N_2 ; O_2 ; H_2O ; CO;
 CO_2 ; CH_4 ; NH_3 и др., трудно было бы ожидать их замет-
ного присутствия в веществе, сформировавшем Землю.

Учитывая приведенные соображения и данные, можно пред-
положить, что в момент формирования Земли все элементы ее
будущей атмосферы находились в связанном и твердом состоя-
нии: азот - в нитридах и, может быть, нитратах; кислород -
в окислах металлов; углерод - в виде графита, в карбонатах и
карбидах; вода - в гидроокислах.

Падение на поверхность молодой Земли планетезималий
должно было сопровождаться выделением огромной энергии,
приводящей к распылению и даже частичному испарению их ве-
щества. При таком процессе некоторая часть легкоразруши-
мых соединений, например, гидроокислов, карбонатов и нитра-
тов могла распадаться с выделением летучих компонент H_2O ,
 CO_2 и N_2 . Поэтому очень возможно, что первичная атмо-
сфера у Земли начала образовываться еще в процессе ее ро-
ста за счет дегазации планетезималий при ударах (Левин, 1972).

Поверхностный слой растущей Земли формировался за счет
накопления раздробленного и распыленного вещества падающих
планетезималий и выброшенных из ударных кратеров остатков
вмещающих пород. В результате структура этого слоя должна
была напоминать лунный реголит, т.е. представлять собой ры-
хлый и тонкодисперсный аггломерат. При такой структуре и
ультраосновном составе верхнего слоя растущей Земли вода
и углекислый газ должны интенсивно и практически полно-
стью связываться реакцией серпентинизации с породами слоя



Реголитоподобное строение поверхности Земли в период
ее образования и роста определяло повышенную сорбционную
активность вещества этих слоев. В связи с этим можно ожи-
дать, что за счет адсорбции и хемосорбции из первичной ат-
мосферы быстро выводились и другие попавшие на Землю ос-
татки летучих компонент протопланетного вещества, например,
 NH_3 ; CH_4 ; H_2S , кислые дымы и др. Поэтому, если у Зем-
ли и была первичная атмосфера, то всего вероятнее, что она
в основном состояла из азота лишь с небольшими добавками
благородных газов. Во всяком случае, в этой атмосфере не
было ни кислорода, ни углекислого газа или паров воды.

После окончания процесса образования Земли, уже на ге-
ологическом этапе ее развития процесс дегазации остального

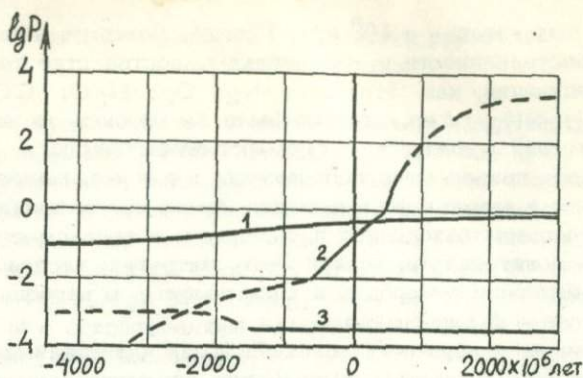


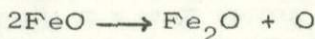
Рис. 11. Изменение со временем состава атмосферы Земли (по парциальным давлениям ее главных компонентов). 1 - N_2 ; 2 - O_2 ; 3 - CO_2 .

азота из мантии, как и любых других летучих, должен описываться зависимостью, аналогичной уравнению (23). В этом случае парциальное давление азота в атмосфере Земли будет определяться соотношением

$$P(N_2) = P_0(N_2) + \frac{P_q(N_2) - P_0(N_2)}{0,883} \left[1 - e^{-\alpha n(t)/n(c)} \right] \quad (24)$$

где $P_0(N_2)$ - давление азота в первичной атмосфере Земли; $P_q(N_2) = 0,78$ атм - парциальное давление азота в современной атмосфере. Если принять показатель подвижности азота таким же как и у воды $\alpha(N_2) \approx 2,8$ и положить $P_0(N_2) \approx 0,1$, то согласно уравнению (24) поступление азота в атмосферу Земли можно изобразить кривой "1", показанной на рис. 11.

В связи с высоким содержанием в первичном веществе свободного железа (см. табл. 2), свободный кислород на Земле полностью отсутствовал. После начала действия процесса плотностной дифференциации земного вещества с выделением плотного ядра, в мантию Земли стал поступать свободный кислород, образующийся за счет происходящей при высоких давлениях перестройки окислов железа (см. § 1)



В верхней мантии и приповерхностных слоях большая часть освобожденного кислорода должна была связываться с железом и графитом, вновь образуя окислы железа и углекислый газ. В условиях резко восстановительной среды мантии молодой Земли лишь очень незначительная доля кислорода вы-

делялась в атмосфере. Но и этот кислород не мог в больших количествах накапливаться в атмосфере, т.к. он постоянно расходовался на окисление растворенного в океанической воде двухвалентного железа до трехвалентной гидроокиси $FeO(OH)$. Двухвалентное железо в изобилии поступало в гидросферу при образовании океанической коры за счет серпентинизации богатых фаялитом ультраосновных пород литосферы (подробнее этот процесс рассмотрен в § 20).

Таким образом, рассматриваемая модель образования атмосферы приводит к заключению, что в архее и раннем протерозое парциальное давление кислорода было очень низким. Этот вывод соответствует существующим представлениям и данным о нейтральном или восстановительном характере молодой атмосферы Земли (Полдерварт, 1957; Виноградов, 1967; Мияки, 1969; Монин, 1970; Мейсон, 1971; Фолинсби, 1971; Schidlowski, 1971).

По мере эволюции химического состава мантии и уменьшения в ней концентрации свободного железа и углерода, содержание кислорода в атмосфере должно постепенно увеличиваться. К сожалению, пока еще трудно количественно оценить степень нарастания концентрации кислорода в атмосфере Земли, но, судя по широкому развитию в среднепротерозойское время формаций железистых кварцитов типа фаций Верхнего Озера в Канаде, джеспилитов Кривого Рога и Курской Магнитной аномалии на Русской платформе, именно в это время в атмосфере Земли произошла смена нейтральных условий на окислительные. По данным Р.Е.Фолинсби (Фолинсби, 1971), анализировавшего условия образования осадочных и россыпных рудных месторождений докембрия, кислород в заметных количествах начал появляться в атмосфере примерно 2,2 млрд. лет тому назад. Проведенное П.Клаудом (Cloud, 1965) изучение данных палеонтологии, стратиграфии и геохимии позволило ему сделать вывод, что атмосферный кислород в сравнительно больших количествах появился только около 1,2 млрд. лет тому назад, после чего стало возможным образование даже красноцветных континентальных толщ и кор выветривания (Cloud, 1965; Акульшина, Ивановская, Казанский, 1971). Анализы газовых включений в верхнепротерозойских (среднерифейских) кремнистых отложениях Восточной Сибири показали, что в них отношения N_2/O_2 уже близки к таковым в современных атмосфере и гидросфере (Казанский, Катаева, Щугурова, 1969).

Однако, лишь после полного окисления свободного железа в мантии освобождающийся на поверхности ядра Земли кислород смог в больших количествах поступать в земную атмосферу. Судя по расчетам эволюции лерцолитовой модели мантии, результаты которых изображены на рис. 8, это событие произошло где-то на рубеже протерозоя и фанерозоя (вероятнее всего - в конце протерозоя) (см. рис. 11).

Усиленное поступление кислорода в атмосферу безусловно должно было стимулировать развитие высокоорганизованной жизни на Земле. С этим фактом можно связывать "почти внезапное" появление многоклеточных организмов в конце позднего протерозоя и их пышный расцвет уже в раннем палеозое.

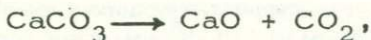
Количественные оценки процесса фотохимического разложения водяного пара в верхних слоях атмосферы показали, что таким путем могут освобождаться лишь незначительные количества кислорода (Holland, 1962). Поэтому, обычно и по традиции обильное появление кислорода в атмосфере Земли связывают только с жизнедеятельностью водорослей и других растительных форм. Часто биогенными процессами объясняют появление кислорода в атмосфере только потому, что другого столь же "эффективного" механизма просто неизвестно. По рассматриваемой концепции значительно более мощный механизм генерации кислорода действует в глубинах самой Земли. Механизм этот связан с перестройкой стехиометрии окислов железа при высоких давлениях и приводится в действие процессом плотностной дифференциации вещества мантии на поверхности земного ядра (Сорохтин, 1971).

После полного окисления свободного железа в мантии единственным буфером, связывающим выделяющийся кислород, остается закись двухвалентного железа FeO . Лишь после того, как все двухвалентное железо будет окислено до трехвалентной окиси Fe_2O_3 , вещество Земли практически окажется в предельно окисленном состоянии и кислород, уже ничем не сдерживаемый, широким потоком сможет поступать в атмосферу. Судя по расчетам этот переход должен произойти примерно через $4 \cdot 10^8$ лет (см. рис. 8 и 11).

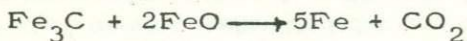
Начиная с момента достижения уровня предельного окисления вещества мантии, парциальное давление кислорода в атмосфере должно очень быстро возрастать. Действительно, к этому моменту времени $t \approx 4 \cdot 10^8$ лет в мантии останется около 7% окиси Fe_2O_3 (см. § 8 и рис. 8). В последующие эпохи при полном переходе этого железа в ядро (в форме Fe_2O) благодаря процессу, описанному в § 1, должно освободиться 1,4% кислорода, что эквивалентно гигантской массе $5,6 \cdot 10^{25}$ г! Если бы весь этот кислород к концу тектонического развития Земли (при $t > 2,2 \cdot 10^9$ лет) был выведен в атмосферу, то его парциальное давление достигло бы величины 10^4 атм. В действительности же это давление должно быть несколько меньшим, т.к. только часть освобождающегося кислорода сможет достигнуть поверхности, а большая часть останется в мантии. Принимая показатель подвижности кислорода таким же как и у воды $\alpha(O_2) \approx 2,8$, можно определить, что давление земной атмосферы к этому времени (т.е. через $2,2 \cdot 10^9$ лет) достигнет $1,7 \cdot 10^3$ атм! (см. рис. 11).

Проследим теперь эволюцию углекислого газа в земной атмосфере. В начале этого параграфа было показано, что в

первичной атмосфере этот газ, всего вероятнее, отсутствовал или составлял лишь ничтожную долю общего давления. Появление углекислого газа в атмосфере Земли в последующих геологических эпохах безусловно было вызвано его дегазацией из мантии. Образование CO_2 в мантии естественнее всего связывать с реакциями температурной диссоциации первичных карбонатов, например,



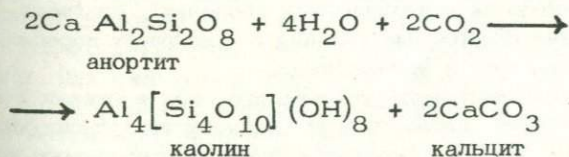
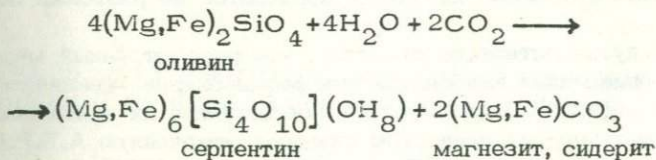
с реакцией восстановления карбида железа



и окислением распыленного в веществе мантии графита



Дегазация углекислого газа из мантии главным образом должна происходить по рифтовым зонам Земли благодаря постоянно существующему здесь подъему на поверхность вещества мантии. Попавший на поверхность углекислый газ в основном аккумулируется в гидросфере Земли (Виноградов, 1967; Мейсон, 1971). Поэтому, в процессе образования океанической коры за счет гидратации мантийных пород растворенный в океанской воде углекислый газ обязательно начнет связываться с окислами металлов, освобождающимися при реакциях серпентинизации и каолинизации



Постоянно образующиеся таким путем карбонаты выносятся термальными водами из рифтовых зон и поступают в Мировой океан. В дальнейшем, хемогенным или биогенным путем происходит равновесное выпадение карбонатов из океанических и морских вод в осадки. Несмотря на возможные колебания скорости дегидратации мантии и выноса CO_2 , уровень концентрации растворенной в океанической воде углекислоты существенно меняться не должен, поскольку при гидратации пород океанической коры освобождается значительно больше гидрокислов $\text{Mg}(\text{OH})_2$, $\text{Ca}(\text{OH})_2$ и $\text{Fe}(\text{OH})_2$,

чем это необходимо для связывания растворенного CO_2 . Действительно, при серпентинизации и каолинизации ультраосновных пород освобождается до 12% нормативных окислов, способных реагировать с CO_2 и образовывать карбонаты. Если принять для современного момента времени среднюю скорость взаимного раздвижения литосферных плит равной 5 см/год, длину всех рифтовых зон Земли 60 тыс. км = $6 \cdot 10^9$ см, мощность серпентинитового (третьего) слоя океанической коры 4,5 км = $4,5 \cdot 10^5$ см, плотность окислов $\rho = 2,6$ г/см³, то получим, что в год из силикатов литосферы при образовании океанической коры освобождается до $4,2 \cdot 10^{15}$ г окислов, а за всю историю Земли, с учетом изменений ее тектонической активности ($K = 0,78$), должно было выделиться порядка $(10 \div 15) \cdot 10^{24}$ г таких окислов. С этим количеством окислов могло бы соединиться примерно $(8 \div 12) \cdot 10^{24}$ г углекислого газа. По расчетам А.Б.Ронова и А.А.Ярошевского (Ронов, Ярошевский, 1967) в современной земной коре содержится $0,76 \cdot 10^{24}$ г карбонатов, в которых связано около $0,37 \cdot 10^{24}$ г CO_2 . Таким образом, при образовании океанической коры потенциальные возможности процесса связывания CO_2 в карбонатах примерно в $20 \div 30$ раз выше средней скорости поступления углекислого газа в гидросферу и атмосферу. Поэтому описанный буферный процесс очень точно может поддерживать постоянный уровень концентрации в воде как растворенного в ней углекислого газа, так и концентрацию ионов карбонатобразующих металлов (несмотря на постоянное поступление больших количеств карбонатов из рифтовых зон в океан).

Попутно интересно отметить, что рассмотренный механизм образования карбонатов при формировании океанической коры в рифтовых зонах Земли и последующее их накопление в осадочных породах полностью снимают отмеченную А.Б.Роновым и А.А.Ярошевским (Ронов, Ярошевский, 1967) "загадочную черту геохимии поверхностных оболочек", согласно которой среднее содержание кальция в осадочных породах значительно выше, чем в изверженных.

Между концентрацией углекислого газа в океане и атмосфере существует динамическое равновесие (Виноградов, 1967; Мейсон, 1971). Поэтому, постоянному уровню концентрации CO_2 в океане должен соответствовать и постоянный уровень содержания углекислого газа в атмосфере. Следовательно, в прошлые геологические эпохи, начиная с архея и кончая современным периодом, парциальное давление CO_2 было близким к современному, т.е. к $3 \cdot 10^{-4}$ атм. К аналогичным выводам ранее пришли В.Руби (Rubey, 1951), Б.Мейсон (Мейсон, 1971) и некоторые другие исследователи.

Интересно отметить, что на Венере, в связи с высокой температурой ее поверхности ($400 \div 500^\circ\text{C}$) и полным испаре-

нием воды из венерианских океанов, реакция серпентинизации происходить не может. Следовательно, на этой планете не действует карбонатный буфер и не происходит связывания углекислого газа в карбонатах, что приводит к его накоплению в атмосфере планеты.

Отсутствие водяных паров в атмосфере Венеры легко объяснить термическим разложением воды на свободном железе, первичная концентрация которого в мантии этой планеты, по-видимому, была более высокой чем на Земле. Необходимые количества свободного железа на поверхность Венеры постоянно должны были выноситься, как и на Земле, благодаря развитию рифтогенных процессов. Термолиз воды



наиболее активно развивается при температурах превышающих 600°C , однако реакция проходит с заметной скоростью и при несколько более низких температурах ($300 - 400^\circ\text{C}$). Поэтому за длительное время жизни "горячей" планеты она вполне могла потерять всю свою гидросферу.

Повышенную концентрацию углекислого газа в атмосфере Марса можно объяснить другой крайностью: на этой холодной планете вода должна находиться в твердом состоянии, а при этом окажется "замороженной" и реакция серпентинизации в марсианских рифтовых зонах.

ГЛАВА Ш. ПЛОТНОСТНАЯ КОНВЕКЦИЯ В МАНТИИ ЗЕМЛИ И ПРИРОДА ТЕКТОНИЧЕСКИХ ЦИКЛОВ

Строгое решение задачи о нахождении поля скоростей конвективных движений вещества в мантии Земли может быть получено только путем совместного решения уравнения Навье-Стокса для сжимаемой жидкости с уравнениями неразрывности и состояния вещества при граничных и начальных условиях, соответствующих строению реальной мантии Земли и развивающимся в ней процессам. Однако строение мантии и происходящие в ней процессы известны лишь приблизительно с точностью до принятых ограничений в моделях строения Земли и в гипотезах ее развития.

В предпринимавшихся ранее попытках исследования процесса конвекции (Kopal, 1963; Ashworth, 1968; Ashworth, 1969; Danes, 1969) это обстоятельство не всегда учитывалось и находились математически строгие решения задачи для очень грубых моделей, в которых, например, для всей мантии Земли вязкость принималась либо постоянной, либо монотонной функцией радиуса. В результате

полученные решения лишь очень схематично отображали природу явления. Это обстоятельство позволяет нам искать решение задачи о конвекции вещества в мантии Земли в приближенной форме, но для более сложной модели мантии, ближе соответствующей реальным условиям, и обязательно в таком виде, чтобы точность решения полностью соответствовала точности построения модели.

§ 11. Характер конвективных движений в многослойной модели мантии

Гидродинамической особенностью мантии Земли является то обстоятельство, что ее наиболее вязкий слой — нижняя мантия ($\eta_{m1} \gg 10^{20}$ пуаз) расположен между двумя значительно менее вязкими средами: жидким внешним ядром ($\eta_c < 10^9$ пуаз) с перекрывающим его переходным слоем (10^6 пуаз $< \eta_{mc} \ll 10^{20}$ пуаз) и астеносферой верхней мантии ($\eta_a \approx 10^{20}$ пуаз). Эта особенность строения оболочки Земли позволяет предположить, что в нижней мантии доминируют вертикальные движения, а объединение восходящих и нисходящих потоков в замкнутые конвективные ячейки происходит за счет горизонтальных течений вещества в астеносфере верхней мантии и в переходном слое между мантией и ядром Земли (см. рис. 12). При таком механизме конвекции диссипативная энергия вязких течений оказывается минимальной, поскольку наиболее вязкий слой — нижняя мантия пронизывается потоками по кратчайшему пути.

Для большей наглядности описываемую схему конвекции можно сравнить с движениями льда и воды в замкнутом замерзшем бассейне — в тех местах, где лед намерзает сверху, а тает снизу, он будет оседать и перемещаться только вертикально вниз. В тех же местах, где он намерзает снизу, а тает сверху — наоборот, он станет всплывать, но опять же только в вертикальном направлении. Горизонтальные течения в такой системе с фазовыми переходами, очевидно, смогут возникнуть только в маловязких (жидких) слоях талой воды как сверху, так и снизу. Условием такой конвекции является соотношение η (воды) $\ll \eta$ (льда) $\gg \eta$ (воды), вполне аналогичное тому, которое предполагается и для мантии

$$\eta_a \ll \eta_{m1} \gg \eta_{mc}$$

В рассматриваемой схеме конвекции гравитационная дифференциация вещества мантии может происходить в пограничном с ядром тонком переходном слое Берзон на нижней горизонтальной ветви конвективной ячейки. Выплавление и удаление тяжелой и жидкой фракции из вещества переходного слоя в ядро Земли в этом случае можно объяснить явлениями диффузии, происходящими в тонких пограничных слоях. Однако сама физика процесса образования переходного слоя еще не

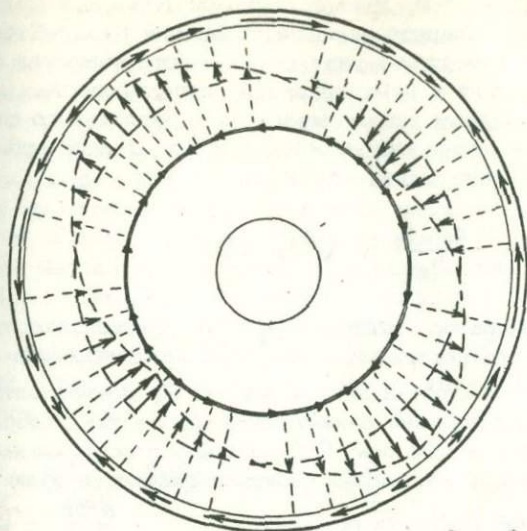


Рис. 12. Схема конвективных движений в многослойной модели мантии Земли (случай двух конвективных ячеек).

ясна. Не исключено, что вещество переходного слоя представляет собой смесь веществ мантии и ядра Земли, обладающую свойствами эвтектических расплавов или растворов, и поэтому находящуюся в состоянии с пониженной эффективной вязкостью. Быть может, распад мантийного вещества с образованием такой "смеси" происходит под влиянием избыточных напряжений, возникающих при погружении нисходящих потоков нижней мантии в плотное ядро Земли. Во всяком случае, оценки показывают, что такие избыточные напряжения в веществе мантийных выступов — корней нисходящих течений могут достигать значений порядка 10^{10} дин/см².

§ 12. Поле скоростей конвективных течений в мантии

Для рассматриваемой модели мантии условие $\eta_e \gg \eta_a \ll \eta_{m1} \gg \eta_{mc} \gg \eta_c$ позволяет искать самостоятельные решения для каждой из трех геосфер (астеносферы, нижней мантии и переходного слоя). Полученные таким образом частные решения могут быть затем сшиты между собой с помощью уравнения неразрывности и условий общего массообмена в мантии Земли.

Условие $\eta_a \ll \eta_{m1} \gg \eta_{mc}$ позволяет предположить в нижней мантии существование только вертикальных движений, характеризующихся радиальной компонентой скорости U_r при равенстве нулю горизонтальных составля-

ющих $V_{\theta} = V_{\varphi} = 0$. В первом приближении для мантии будем искать стационарное решение уравнения Навье-Стокса для несжимаемой жидкости, а учет сжимаемости вещества осуществим, присоединив к нему уравнение неразрывности.

В стационарном случае медленного радиального течения несжимаемой и очень вязкой жидкости в гравитационном поле Земли уравнение Навье-Стокса имеет вид

$$\frac{\Delta \bar{\rho}_m g}{\eta_{m1}} + \nabla^2 V_r = 0 \quad (25)$$

где ∇^2 - оператор Лапласа; g - ускорение силы тяжести; $\Delta \bar{\rho}_m$ - средний перепад плотности, возникающий за счет дифференциации вещества нижней мантии на поверхности ядра Земли. Соответствующей ориентацией сферических координат, таким образом, чтобы ось OZ совпала с осью симметрии конвективного потока, можно добиться равенства нулю второй производной скорости по долготе $\frac{\partial^2 V_r}{\partial \varphi^2} = 0$. В

этом случае решением уравнения (25) для фиксированного уровня r_c будет выражение

$$V_{r_c} = \frac{\Delta \bar{\rho}_m g}{\eta(r_c)} \cdot r_c^2 \cdot \ln \frac{1 + \cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} \quad (26)$$

где ϑ - полярный угол; ϑ_0 - значение полярного угла на внешней боковой поверхности вертикального потока (на поверхности $V_r = 0$).

Радиальные конвективные течения в сферическом слое обязательно будут расходящимися. Учет расхождения потока и сжимаемости вещества легко получить из уравнения неразрывности потока

$$V_m(r_c) \rho_m(r_c) S_m(r_c) = V_m(r) \rho_m(r) S_m(r) \quad (27)$$

где $S_m(r)$ - площадь мантийного потока на уровне r . Присоединяя теперь уравнение (27) к решению (26), найдем скорость потока в нижней мантии на любом уровне r

$$V_m = \frac{\Delta \bar{\rho}_m g}{\eta_m(r_c)} \cdot \frac{\rho_m(r_c)}{\rho_m(r)} \cdot \frac{r_c^4}{r^2} \cdot \ln \frac{1 + \cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} \quad (28)$$

или в приближенной форме

$$V_m = \frac{\Delta \bar{\rho}_m g}{\eta_m(r_c)} \cdot \frac{\rho_m(r_c)}{\rho_m(r)} \cdot \frac{r_c^4}{r^2} \left[\ln \frac{2}{1 + \cos \vartheta} \right] \cdot \left(1 - \frac{\vartheta^2}{\vartheta_0^2} \right) \quad (28')$$

В выражениях (28) и (28') под r_c следует понимать радиус подошвы нижней мантии. В этом случае коэффициент $\eta_m(r_c)$ характеризует вязкость нижней мантии у ее основания в самом узком сечении потока.

Если в мантии Земли существует одна конвективная ячейка, то формулами (28) и (28') будут описываться скорости как восходящих V_{\uparrow} , так и нисходящих V_{\downarrow} потоков, для одного из потоков потребуется лишь заменить ϑ и ϑ_0 на $\pi - \vartheta$ и $\pi - \vartheta_0$ (здесь и ниже индексом - стрелкой указывается направление потока). В двухячейковой конвективной структуре нисходящие потоки расположатся в экваториальной, по отношению к восходящим потокам, кольцевой зоне. Поэтому выражение (28) определит скорость V_{\uparrow} только в восходящих потоках. Скорость нисходящих потоков в этом случае будет равна

$$[V_{\downarrow}]_2 = \frac{\Delta \bar{\rho}_m g}{\eta_m(r_c)} \cdot \frac{\rho_m(r_c)}{\rho_m(r)} \cdot \frac{r_c^4}{r^2} \cdot \ln \frac{\sin \vartheta}{\sin \vartheta_0} \quad (29)$$

или в приближенной форме

$$[V_{\downarrow}]_2 = \frac{\Delta \bar{\rho}_m g}{\eta_m(r_c)} \cdot \frac{\rho_m(r_c)}{\rho_m(r)} \cdot \frac{r_c^4}{r^2} \cdot \left[\ln \frac{1}{\sin \vartheta_0} \right] \cdot \frac{(\vartheta^2 - \vartheta_0^2)}{(\frac{\pi^2}{4} - \vartheta_0^2)} \quad (29')$$

Высказанная в (Сорохтин, 1972) идея о совпадении конвективных циклов с тектоническими позволяет определить среднюю вязкость нижней мантии на ее подошве $\eta_m(r_c)$. Действительно, согласно этой идеи за время t_c , равное периоду тектонического цикла, через суммарное сечение потоков одного направления перетекает весь объем V_m мантии Земли: при одноячейковой структуре конвекции $\bar{\rho}_m V_m = \bar{v}_{\uparrow} \rho_m S_{\uparrow} t_c = \bar{v}_{\downarrow} \rho_m S_{\downarrow} t_c$; при двухячейковой структуре $\bar{\rho}_m V_m = 2 \bar{v}_{\uparrow} \rho_m S_{\uparrow} t_c = 2 \bar{v}_{\downarrow} \rho_m S_{\downarrow} t_c$, где $\bar{\rho}_m$ - средняя плотность мантии. Учитывая приведенные соотношения и определяя среднюю скорость \bar{v}_{\uparrow} (или \bar{v}_{\downarrow}) по приближенному представлению вертикальной скорости (28') (или (29')), получим

$$[\eta_{m+}(r_c)]_1 = \frac{4\pi}{3} \cdot t_c \cdot \frac{\Delta \bar{\rho}_m g}{V_m} \cdot \frac{\rho_m(r_c)}{\rho_m} \cdot r_c^4 (1 - \cos \vartheta_0) \cdot \ln \frac{2}{1 + \cos \vartheta_0} \quad (30)$$

при одной ячейке, и

$$[\eta_{m+}(r_c)]_2 = \frac{8\pi}{3} t_c \cdot \frac{\Delta \bar{\rho}_m g}{V_m} \cdot \frac{\rho_m(r_c)}{\rho_m} r_c^4 (1 - \cos \vartheta_0) \cdot \ln \frac{2}{1 + \cos \vartheta_0} \quad (30')$$

при двух ячейках (здесь и далее индексом у квадратных скобок отмечается число конвективных ячеек).

В выражениях (30) и (30') наиболее неопределенным членом является величина $\Delta\bar{\rho}_m$. Выше, в § 7 было найдено $\Delta\rho_m = 0,108 \text{ г/см}^3$. Тогда $\Delta\bar{\rho}_m = \Delta\rho_m/2 = 0,054$, что близко совпадает с другим приближением $\Delta\bar{\rho}_m = (\bar{\rho}_g - \bar{\rho}_m) / n_g = 0,05 \text{ г/см}^3$, где $\bar{\rho}_g = 5,52 \text{ г/см}^3$ - средняя плотность Земли; $\bar{\rho}_m = 4,55 \text{ г/см}^3$ - средняя плотность мантии; $n_g = 19,7$ - по-прежнему, число завершившихся тектонических циклов. Принимая теперь $t_c = 1,6 \cdot 10^8 \text{ лет} = 5 \cdot 10^{15} \text{ сек}$ (определено по табл. 4 для современного периода); $g = 10^3 \text{ см/сек}^2$; $V_m = 0,9 \cdot 10^{27} \text{ см}^3$; $r_c = 3,5 \cdot 10^8 \text{ см}$ и полагая также $[\vartheta_0]_1 = 90^\circ$ и $[\vartheta_0]_2 = 53^\circ$ (при $\eta_1 = \eta_2$), получим $[\eta_m(r_c)]_1 = 1,5 \cdot 10^{25} \text{ пуаз}$ и $[\eta_m(r_c)]_2 = 3,9 \cdot 10^{24} \text{ пуаз}$.

Из приведенных расчетов, в частности, следует, что двухъячейчатая структура конвекции в мантии Земли может возникать при более низких значениях вязкости, чем это требуется для образования структуры с одной ячейкой.

Подставляя найденные выражения для вязкости в формулы (28') и (29') и осредняя их по интервалу ϑ_0 , можно определить средние скорости потоков на любом уровне

$$[\bar{v}]_1 = \frac{V_m}{2\pi r^2(1 - \cos\vartheta_0)t_c} \cdot \frac{\bar{\rho}_m}{\rho_m(r)} \quad (31)$$

$$[\bar{v}_\uparrow]_2 = \frac{V_m}{4\pi r^2(1 - \cos\vartheta_0)t_c} \cdot \frac{\bar{\rho}_m}{\rho_m(r)} \quad (32)$$

$$[\bar{v}_\uparrow]_2 = \frac{V_m}{4\pi r^2 \cos\vartheta_0 t_c} \cdot \frac{\bar{\rho}_m}{\rho_m(r)} \quad (32')$$

Подстановкой соответствующих значений параметров в формулы (31) - (32'), находим, что на подошве нижней мантии

$$[\bar{v}]_1 = 6,1 \text{ см/год}; \quad [\bar{v}_\uparrow]_2 = 7,5 \text{ см/год}; \quad [\bar{v}_\uparrow]_2 = 5,1 \text{ см/год},$$

а на ее поверхности $[\bar{v}]_1 = 2,9 \text{ см/год};$
 $[\bar{v}_\uparrow]_2 = 3,6 \text{ см/год}; \quad [\bar{v}_\uparrow]_2 = 2,4 \text{ см/год}$ (при $\eta_1 = \eta_2$).

Из условия неразрывности движения вязкой жидкости следует, что масса вещества, поступающего в единицу времени из нижней мантии в любой объем астеносферы через сечение ее подошвы, равна массе вещества, вытекающего из этого же объема астеносферы через ее боковое сечение. Для потока вещества, проходящего через участок астеносферы, расположенный над центром восходящего потока в нижней мантии, согласно этому условию должно выполняться следующее соотношение

$$\bar{v}_m(\vartheta) \cdot \bar{\rho}_m \cdot 2\pi \cdot r_a^2(1 - \cos\vartheta) = \bar{v}_a \cdot \bar{\rho}_a \cdot 2\pi \cdot r_a \cdot \sin\vartheta \cdot H_a \quad (33)$$

где \bar{v}_a - средняя скорость горизонтального течения вещества астеносферы.

Поскольку скорость астеносферных течений может существенно превышать скорость смещения литосферных плит (Ушаков, Красс, 1970; 1971; 1972; Сорохтин, 1972), в первом приближении будем считать литосферную оболочку неподвижной. Тогда, пользуясь решением о течения вязкой жидкости между двумя жесткими поверхностями (Надаи, 1969) и приближенным представлением средней скорости $\bar{v}_m(\vartheta)$, получаемой осреднением выражения (28') или (29') по углу ϑ , из (33) найдем

$$[\bar{v}_a]_1 = \frac{g}{8\pi} \cdot \frac{V_m \bar{\rho}_m / \bar{\rho}_a}{t_c H_a r_a (1 - \cos \vartheta_0)} \cdot \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} \cdot \left(1 - \frac{1}{3} \frac{\vartheta_0^2}{\vartheta^2}\right) \cdot \left(1 - Z^2 \frac{4}{H_a^2}\right) \quad (34)$$

$$[\bar{v}_a]_2 = \frac{g}{16\pi} \cdot \frac{V_m \bar{\rho}_m / \bar{\rho}_a}{t_c H_a r_a (1 - \cos \vartheta_0)} \cdot \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} \cdot \left(1 - \frac{1}{3} \frac{\vartheta_0^2}{\vartheta^2}\right) \cdot \left(1 - 4 \frac{Z^2}{H_a^2}\right) \quad (35)$$

$$[\bar{v}_a]_2 = \frac{3}{8\pi} \cdot \frac{V_m \bar{\rho}_m / \bar{\rho}_a}{t_c H_a r_a \sin \vartheta_0} \cdot \left[1 - \frac{(\cos \vartheta_0 - \cos \vartheta)(\vartheta - \vartheta_0)(\vartheta + 2\vartheta_0)}{\cos \vartheta_0 \left(\frac{\pi}{2} - \vartheta_0\right) \left(\frac{\pi}{2} + 2\vartheta_0\right)}\right] \cdot \left(1 - 4 \frac{Z^2}{H_a^2}\right) \quad (35')$$

где $Z = r - r_a$ и меняется от $-H_a/2$ до $+H_a/2$.

Зависимости средней скорости астеносферных течений от текущего значения полярного угла ϑ при одно- и двухячейстой структурах конвективных потоков (для случая $\eta_+ = \eta_-$) приведены на рис. 13. Как видно из этого рисунка, в случае одной конвективной ячейки $[\bar{v}_a]_{1 \max} \approx 70$ см/год, а при двух конвективных ячейках $[\bar{v}_a]_{2 \max} \approx 40$ см/год.

Среднюю скорость \bar{v}_{mc} в переходном слое Берзон между мантией и ядром легко определить по балансу протекающего через него вещества

$$\bar{v}_{mc} = \bar{v}_a \cdot \frac{r_a H_a \bar{\rho}_a}{r_{mc} H_{mc} \bar{\rho}_{mc}} \quad (36)$$

при этом зависимость $\bar{v}_{mc} = \bar{v}_{mc}(\vartheta)$ остается такой же как и для астеносферных течений, меняется только направление скоростей.

Если бы вязкость переходного слоя между мантией и ядром можно было бы принять постоянной, то скорости течений в этом слое определялись бы формулами, близкими к (34)-(35'). В действительности же, скорее всего вязкость в слое резко падает по направлению к ядру, в результате чего скорость в том же направлении должна резко увеличиваться.

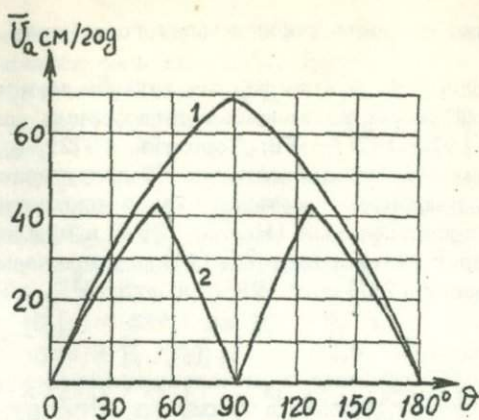


Рис. 13. Зависимость средней скорости астеносферных течений от полярного угла. 1 - одна конвективная ячейка; 2 - две конвективные ячейки.

§ 13. Диссипация энергии конвективных движений и распределение вязкости в мантии

Благодаря внутреннему трению, возникающему в веществе мантии при деформациях вязкого течения, кинетическая энергия конвективных потоков переходит в тепловую энергию. Обозначая через dq количество тепла, генерируемого вязким течением в единице объема вещества за время dt , согласно А.Зоммерфельду (Зоммерфельд, 1954) имеем

$$\frac{dq}{dt} = 2\eta \sum_i^3 \sum_j^3 \dot{E}_{ij}^2 + \lambda \dot{\theta}^2 \quad (37)$$

где \dot{E}_{ij} - компоненты тензора скорости деформации;
 $\dot{\theta} = \sum_i \dot{E}_{ii}$ - скорость объемного расширения; λ - вторая вязкость, характеризующая скорость объемного расширения.

Для нижней мантии отлична от нуля только радиальная составляющая смещения, поэтому (37) можно представить в виде

$$\left(\frac{dq}{dt}\right)_{m1} = (\lambda_m + 2\eta_m) \left(\frac{\partial v_r}{\partial r}\right)_m^2 + \eta_m \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial v_r}{\partial \lambda}\right)_m^2 \quad (38)$$

В астеносфере и переходном слое между мантией и ядром, сжимаемостью вещества можно пренебречь и принять $\dot{\theta} = 0$. В осесимметричной задаче также равна нулю широтная со-

ставляющая скорости v_φ и все ее производные, поэтому из условия $\dot{\theta} = 0$ находим $\left(\frac{\partial v_r}{\partial r}\right)_a = -\frac{1}{r}\left(\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta}\right)_a$. Поскольку рассматриваемые геосферы могут считаться тонкими слоями ($r_g \gg H_a$), то в них $\frac{\partial v_a}{\partial r} \gg \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta}$ и

$$\frac{\partial v_a}{\partial r} \gg \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} = \left| \frac{\partial v_r}{\partial r} \right| \quad \text{и, следовательно}$$

$$\left(\frac{dq}{dt}\right)_a \approx 2\eta_a \left(\frac{\partial v_a}{\partial r}\right)_a^2; \quad \left(\frac{dq}{dt}\right)_{mc} \approx 2\eta_{mc} \left(\frac{\partial v_a}{\partial r}\right)_{mc}^2 \quad (39)$$

Общая энергия, рассеиваемая в виде тепла за единицу времени конвективными потоками в мантии Земли, очевидно, равна сумме интегралов

$$W_m = \int_0^{V_{m1}} \left(\frac{dq}{dt}\right)_{m1} dV + \int_0^{V_a} \left(\frac{dq}{dt}\right)_a dV + \int_0^{V_{mc}} \left(\frac{dq}{dt}\right)_{mc} dV \quad (40)$$

Если вязкость переходного слоя настолько мала, что $\eta_a/H_a^2 \gg \eta_{mc}/H_{mc}^2$, то третьим членом в (40) можно пренебречь и считать, что основная доля тепловой энергии вязкого течения выделяется только в нижней мантии и в астеносфере.

В уравнении (38) наиболее неопределенным членом является коэффициент второй вязкости λ . Если считать, что объемная вязкость нижней мантии значительно меньше сдвиговой вязкости $(\lambda + \frac{2}{3}\eta) \ll \eta$, а такое предположение, по-видимому, правомерно (Магницкий, 1965), то $\lambda \approx -\frac{2}{3}\eta$.

Подставляя теперь в (38) и (39) выражения для скоростей потоков из (28'), (29'), (34)-(35') и вязкостей на подошве нижней мантии из (30) и (30'), можно определить диссипативные функции соответственно для нижней и верхней мантии. Численно интегрируя затем эти функции, согласно (40), по всему объему мантии получим зависимость выделяемой конвективными потоками тепловой энергии от вязкости мантии. С учетом влияния движения литосферных плит (при $v_e/v_a \approx 0,1$) на величину диссипативной функции астеносферы, эту энергию можно выразить (соответственно для случая одной и двух конвективных ячеек) сравнительно простой зависимостью

$$\begin{aligned} [W_m]_1 &= [\tilde{\eta}_{m1}]_1 \cdot 4,16 \cdot 10^{-4} + [\bar{\eta}_a]_1 \cdot 6,35 \\ [W_m]_2 &= [\tilde{\eta}_{m1}]_2 \cdot 9,6 \cdot 10^{-4} + [\bar{\eta}_a]_2 \cdot 3,10 \end{aligned} \quad (41)$$

где $\tilde{\eta}_{m1}$ - эффективное значение вязкости в нижней мантии;
 $\bar{\eta}_a$ - среднее значение вязкости в астеносфере.

Из уравнений (41) можно определить отношение критических значений вязкости $(\tilde{\eta}_{m1})_{кр}$ и $(\bar{\eta}_a)_{кр}$, при которых осуществляется перестройка конвективной структуры. Для этого надо положить $([W_m]_1)_{кр} = ([W_m]_2)_{кр}$, тогда $(\tilde{\eta}_{m1})_{кр}/(\bar{\eta}_a)_{кр} = 6 \cdot 10^3$ и условия равновесия конвективных структур выразятся неравенствами

$$\begin{aligned} [\tilde{\eta}_{m1}/\bar{\eta}_a]_1 &\geq 6 \cdot 10^3 \\ [\tilde{\eta}_{m1}/\bar{\eta}_a]_2 &\leq 6 \cdot 10^3 \end{aligned} \quad (42)$$

Выше (в гл. П) отмечалась вероятность того, что Земля со временем разогревается, хотя ее отклонение от теплового равновесия, по-видимому, не превышает $10 \pm 15\%$. Примерно такой же величины оказывается и вклад радиогенного тепла - от 2 до 13% от суммарной тепловой энергии, генерируемой в недрах Земли. Поэтому, в первом приближении будем считать, что энергия $[W_m]_i$, генерируемая в мантии конвективными течениями за единицу времени, равна энергии $[Q]_i$, теряемой Землей за то же время через ее поверхность путем излучения, а дополнительный средний разогрев земных недр целиком отнесем за счет радиогенной энергии W_R . В § 17 будет показано, что современный суммарный тепловой поток через поверхность Земли можно принять равным $Q = 4,2 \cdot 10^{20}$ эрг/сек.

Если основания предполагать, что в современной мантии действуют две конвективные ячейки (см. § 14), тогда $[W_m]_2 = 4,2 \cdot 10^{20}$ эрг/сек. Для оценки теплового потока, отвечающего одноячейковой конвективной структуре, необходимо учитывать, что в рассматриваемой модели эволюции Земли различия в ее теплотерях, в основном, определяются изменениями скорости образования океанических литосферных плит путем остывания и кристаллизации вещества астеносферы. Объем образующихся и погружающихся в мантию плит V_e пропорционален их мощности H_e и скорости смещения v_e . В первом приближении можно считать, что $[H_e]_1 \sim [H_e]_2$. Естественно так же принять, что $v_e \sim v_a$ поэтому можно считать $Q_{oe} \sim V_{oe} \sim v_a$. Учитывая, что площадь океанических плит составляет примерно 2/3 поверхности Земли, определим величину теплового потока при одной ячейке

$$[Q]_1 \approx \frac{2}{3} [Q]_2 \cdot \frac{[\nu_a]_1}{[\nu_a]_2} + \frac{1}{3} [Q]_2 \quad (43)$$

и после подстановки в это выражение расчетных значений $[\nu_a]_1$ и $[\nu_a]_2$, получим $[Q]_1 = 6,3 \cdot 10^{20}$ эрг/сек.

Подставляя теперь найденные значения тепловых потоков $[Q]_2 = 4,2 \cdot 10^{20}$ эрг/сек и $[Q]_1 = 6,3 \cdot 10^{20}$ эрг/сек в уравнения (41) и решая их совместно с (42), найдем эффективную вязкость нижней мантии и среднюю вязкость астеносферы: $[\bar{\eta}_m]_1 \geq 4,3 \cdot 10^{23}$ пуаз; $[\bar{\eta}_a]_1 \leq 0,73 \cdot 10^{20}$ пуаз;

$[\bar{\eta}_m]_2 \leq 2,8 \cdot 10^{23}$ пуаз; $[\bar{\eta}_a]_2 \geq 0,47 \cdot 10^{20}$ пуаз. Критическим значениям вязкости здесь соответствуют знаки равенства.

Как видно из приведенных оценок, теоретическая вязкость астеносферы оказалась достаточно близкой к тому значению, которое определено по эмпирическим данным из условия изостатического выравнивания областей недавно освободившихся от покровных олединений $\eta_a \approx 10^{20} \div 10^{21}$ пуаз (Takeuchi, Basegawa, 1965; Artyushkov, 1966; Артюшков, 1967; Красс, Ушаков, Фадеев, 1969; Ушаков, Красс, 1972). Неплохое соответствие получилось и между значениями эффективной вязкости нижней мантии и ранее определенными значениями вязкости на подошве мантии. Из выявившегося неравенства $\eta_m(r_c) > \bar{\eta}_m$, в частности, следует, что с глубиной вязкость нижней мантии возрастает.

На рис. 14 приведена зависимость вязкости вещества в Земле от глубины. Для построения графика использованы определенные значения вязкости в астеносфере и нижней мантии. Вязкость литосферы $\eta_e \approx 2 \cdot 10^{24}$ пуаз определена по скорости деформации литосферных плит в океанических желобах наиболее активных геосинклинальных зон (см. § 18). Вязкость в ядре $\eta_c \approx 10^{-2} \div 10^{-4}$ пуаз рассчитана по энергии активации вязкого течения вещества ядра $E_c = 16$ ккал/моль, найденной из условия $3E_c \rho / RT_0 = 2$ (полученного путем сопоставления зависимости $n(t)$ (18) с кривой возрастов тектонических циклов (рис. 6)) в предположении, что разогрев поверхности ядра за время жизни Земли равнялся 150°C ($\gamma = 0,206$ при $T_0 = 2500^\circ\text{K}$). При расчете принималось также, что предэкспоненциальный множитель в формуле $\eta = \eta_0 \exp\{E_c/RT\}$, как и у большинства силикатно-окисных расплавов примерно равен $\eta \approx 10^{-4} \div 10^{-5}$ пуаз (Кларк, 1969) и слабо зависит от давления.

§ 14. Возможная природа тектонических циклов

Подставляя найденные выше критические значения вязкости $(\bar{\eta}_m)_{кр}$ и $(\bar{\eta}_a)_{кр}$ в уравнения (41), получим интересную закономерность

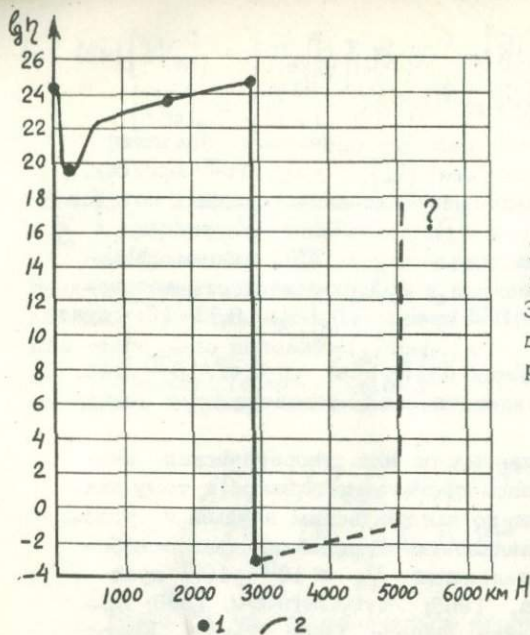


Рис. 14. Распределение вязкости в недрах Земли. 1 - расчетные данные; 2 - аппроксимирующая кривая.

$$\begin{aligned}
 [W_m]_1 &= [W_{m1}]_1 + [W_a]_1 = 1,8 \cdot 10^{20} \text{ эрг/сек} + 4,5 \cdot 10^{20} \text{ эрг/сек} \\
 [W_m]_2 &= [W_{m1}]_2 + [W_a]_2 = 2,7 \cdot 10^{20} \text{ эрг/сек} + 1,5 \cdot 10^{20} \text{ эрг/сек}
 \end{aligned}$$

показывающую, что при одной конвективной ячейке основная энергия выделяется в астеносфере Земли (72%), а при двух-ячейковой структуре - в нижней мантии (64%).

При выводе соотношения (43) было показано, что теплопотери Земли через океаническую литосферу пропорциональны первой степени скорости астеносферных течений

$$Q \sim \bar{v}_a$$

в то же время, как следует из уравнений (37) и (40), генерация тепла астеносферными течениями пропорциональна квадрату этой скорости $W_a \sim \bar{v}_a^2$. Учитывая теперь, что $[\bar{v}_a]_1 \approx 2 \cdot [\bar{v}_a]_2$ из условия среднего теплового равновесия Земли $\bar{W}_m = \bar{Q}$ получим $[W_m]_1 > [Q]_1$;

$[W_m]_2 < [Q]_2$. Следовательно, в периоды существования одной конвективной ячейки мантия будет разогреваться, а в периоды действия двух конвективных ячеек мантия должна остывать.

Есть основания считать, что возникающие при конвективных течениях сверхдиабатические перепады температуры ($\Delta T \approx 50^\circ\text{C}$) будут в большей степени менять вязкость вещества в нижней мантии, а не в астеносфере (в основном за счет существенно более высокой энергии активации вещества в нижней мантии и за счет того, что при адиабатической кон-

векции $\Delta T_{m1} > \Delta T_a$). В результате, отношение η_{m1}/η_a не останется постоянным, а будет меняться в зависимости от температурного режима мантии. Как только это отношение перейдет через критическое значение $6 \cdot 10^3$, сразу же нарушатся неравенства (42) и существовавшая прежде конвективная структура станет энергетически невыгодной — ей уже не будет соответствовать минимум диссипативной энергии. Следствием этого должен явиться самоускоряющийся процесс перестройки конвективной структуры в мантии Земли.

После перехода в новое квазистойчивое положение область выделения основной доли энергии перемещается в другую геосферу (из астеносферы в нижнюю мантию или наоборот), поэтому отношение η_{m1}/η_a вновь начнет постепенно приближаться к своему критическому значению, но уже с противоположной стороны. После нового перехода отношения η_{m1}/η_a через критическое значение, начинается новый процесс перестройки конвекции с возвращением к исходной структуре и т.д.

В рассматриваемой схеме автогенераторный режим развития конвективного процесса с последовательными резкими перестройками конвективных структур от одноячейстой к двухячейстой и наоборот, напоминает работу электронного мульти-вibratorа, также обладающего двумя квазистойчивыми состояниями и релаксационным режимом перестройки.

В циклической перестройке конвективных движений вещества мантии можно видеть действие эффективного механизма авторегулировки температурного режима Земли, приводящего в соответствие энергию, выделяемую в процессе гравитационной дифференциации мантийного вещества, с энергией, теряемой Землей путем излучения. При этом, средние за много циклов значения выделяемой и теряемой энергии оказываются равными $W_m = \bar{Q}$. Предполагаемый незначительный общий разогрев Земли здесь можно не учитывать, поскольку в энергетическом балансе Земли эту дополнительную тепловую энергию можно связать с выделением радиогенного тепла W_R . Тогда уже $W_m + W_R > \bar{Q}$.

В рассмотренном механизме конвективных течений перегрев мантии может происходить только за счет выделения избыточной энергии в астеносфере Земли при существовании одной конвективной ячейки. В процессе конвективного переноса, перегретое вещество из астеносферы попадает в нижнюю мантию, уменьшая тем самым ее эффективную вязкость и обеспечивая условия для перехода конвекции от одноячейстой к двухячейстой структуре. При таком механизме переноса избыточного тепла период цикла перестройки конвекции в мантии будет определяться характерным временем полного "перемещения" мантийного вещества, т.е. периодом самого конвективного цикла, а, как было показано выше, это время близко соответствует периодам тектонических циклов Земли. Таким

образом, периодическую активизацию тектонической деятельности на земной поверхности можно объяснить перестройками конвективных движений в глубинах мантии Земли.

По-видимому, на Земле никогда не существовало условий, при которых могло образоваться более двух конвективных ячеек — для реализации такой ситуации вязкость в нижней мантии должна была бы уменьшиться до уровня вязкости вещества в современной астеносфере или даже ниже, что очень маловероятно, так как в этом случае вязкость астеносферы понизилась бы еще более, а отношение $\bar{\eta}_{m1}/\bar{\eta}_a$ сохранилось прежним.

Судя по геологическим, геофизическим и геоморфологическим данным, всего вероятнее, что в современной мантии существует двухячейстая конвективная структура или эквивалентная ей по энергии структура типа "теннисного мяча", при которой восходящие и нисходящие потоки в мантии охватывают друг друга широкими ортогональными дугами, простирающимися по длине на три четверти окружности Земли. Центр одного из восходящих потоков, по-видимому, расположен под Восточной Африкой в районе так называемого треугольника Афар на севере Эфиопии, а центр второго потока — в юго-восточной части Тихого океана возле острова Пасхи. Интересно отметить, что оба "горячих" центра почти антиподы друг другу, а большинство современных развивающихся геосинклинальных зон Земли (островных дуг и побережий материков, окаймленных глубоководными желобами) расположены вблизи линии, занимающей экваториальное положение по отношению к центру в треугольнике Афар.

Отмеченные закономерности иллюстрируются картой, изображенной на рис. 15. На этой же карте нанесено возможное расположение современных восходящих и нисходящих мантийных конвективных потоков в проекции на поверхность Земли. Обращает на себя внимание, что при структуре конвективных потоков типа "теннисного мяча", изображенной на рис. 15, все без исключения рифтовые зоны и срединно-океанические хребты попадают на одну из ветвей структуры, приуроченную к восходящим потокам, а подавляющее большинство развивающихся в настоящее время геосинклинальных зон — на другую ветвь, образованную нисходящими потоками (Альпийско-Гималайский орогенный пояс здесь не рассматривается, поскольку это структуры особого типа геосинклинали, к настоящему времени уже закрытой, и во-вторых, его происхождение во многом определено сближением и "столкновением" двух континентов — Гондваны (Африка, Малая Азия, Индия) и Евразии. Движущей силой, определяющей сближение этих континентальных плит, являются расходящиеся астеносферные течения восходящего мантийного потока под Восточной Африкой).

Если современный альпийский цикл действительно характеризуется двумя конвективными ячейками или эквивалентной

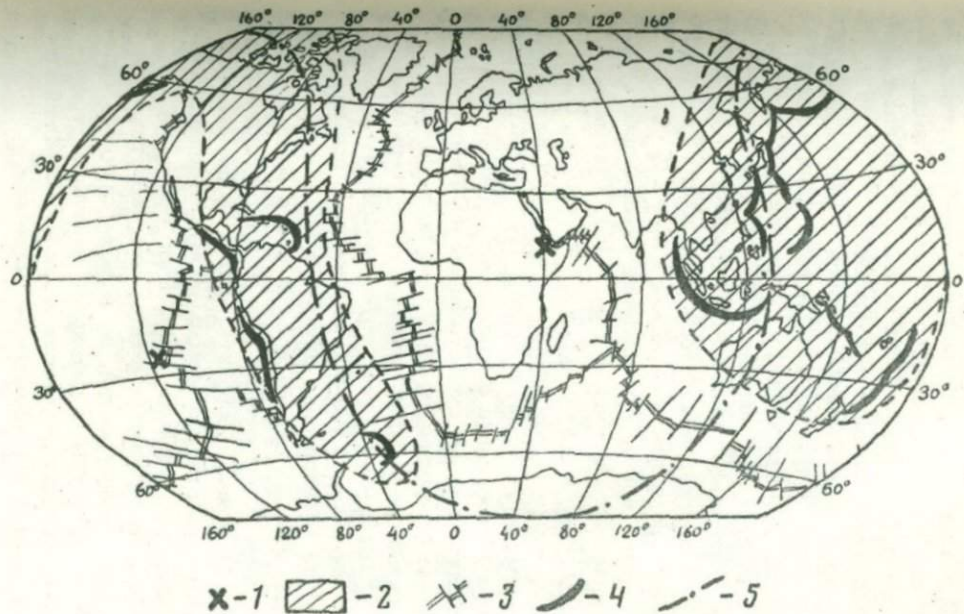


Рис. 15. Схема вероятного расположения восходящих и нисходящих мантийных потоков в проекции на дневную поверхность. 1 - центры восходящих потоков; 2 - области нисходящих потоков; 3 - рифтовые зоны; 4 - современные, развивающиеся геосинклинальные зоны; 5 - экваториальная линия по отношению к центру восходящего потока, расположенного под Восточной Африкой.

им конвективной структурой типа "тенисного мяча", то в предыдущий киммерийский цикл, судя по рассмотренной схеме, конвекция в мантии осуществлялась по одноячейковой схеме, и, следовательно, все действующие геосинклинали того времени должны были быть сосредоточены только на одном из полушарий Земли. В действительности так оно и было - киммерийский цикл проявился лишь на побережьях Тихого океана (Хаан, 1971). Для выяснения соответствия рассмотренной схемы с общими планами тектонического развития Земли в более древних эпохах, необходимо уже пользоваться палеоре-конструкциями положений древних материков.

Сменой структур конвективных потоков в мантии, повидимому, можно объяснить и природу глобальных трансгрессий моря на континенты. Действительно, из формулы (62'), приведенной в § 16, следует, что ширина $2X_r$, а следовательно, и объем V_r срединно-океанических хребтов пропорциональны скорости раздвигания литосферных плит $2v_e$. Ширину хребта можно определить из условия $2X_r = 2v_e \cdot t_{st}$, где $t_{st} \approx 10^8$ лет - время установления стационарного режима передачи тепла через литосферу (см. § 16). Учитывая теперь, что $[v_e]_1 \approx 2[v_e]_2$ и принимая $[2v_e]_2 \approx 5$ см/год, $L_r \approx 6 \cdot 10^4$ км, где L_r - суммарная длина рифтовых зон, из формул (62) и (62') найдем $[V_r]_2 \approx 1,8 \cdot 10^{23}$ см³ и $[V_r]_1 \approx 3,6 \cdot 10^{23}$ см³. Следовательно, при установлении стационарного режима движения литосферных плит во время существования в мантии одной конвективной ячейки (примерно через 10^8 лет после начала этого цикла) из океана на континенты окажется вытесненным около $1,8 \cdot 10^{23}$ см³ воды, что соответствует повышению уровня Мирового океана примерно на 400-500 м. Наоборот, примерно через 10^8 лет после установления двухячейковой конвективной структуры уровень стояния океана должен стать минимальным.

Исходя из ранее определенных возрастов тектонических циклов (см. табл. 4) можно заключить, что в позднем протерозое и фанерозое относительно максимальные стояния уровня океана наблюдались в периоды 1220; 940; 680; 400 и 100 млн. лет назад. Интересно отметить, что теоретические возрасты глобальных трансгрессий, во всяком случае в фанерозое, совпадают с известными девонской и меловой трансгрессиями, а максимальные регрессии моря - с кембрийским и пермским периодами и с современным временем.

ГЛАВА 1У. ТЕКТОНИКА ЛИТОСФЕРНЫХ ПЛИТ И ПРОБЛЕМА ДРЕЙФА КОНТИНЕНТОВ

В ранне-мобилистских концепциях Ф.Тейлора, А.Вегенера, Э.Аргана, Р.Штауба, Д.Джоли и других геологов первой четверти XX века (Taylor, 1910; Wegener, 1915; Wegener, 1925; Argand, 1920; Argan, 1935; Staub, 1928; Joly, 1924; Джоли, 1929) наиболее слабым местом было объяснение причин перемещения материков. Привлекавшееся для этих целей механизмы движения в большинстве случаев основывались на действии внешних факторов: приливных сил Луны и Солнца и ротационных эффектов, связанных с вращением Земли.

С геологической точки зрения представления ранних мобилистов резко критиковал Н.С.Шатский (Шатский, 1946) за то, что в мобилистских гипотезах того времени отдавалось предпочтение чисто внешним силам, тогда как развитие основного геологического процесса — формирование геосинклинальных поясов Земли явно происходит за счет внутренних сил развития Земли. Кроме того, эти гипотезы не могли объяснить длительного и унаследованного развития геосинклинальных зон иногда в течение целого ряда тектоно-магматических эр. С точки зрения геофизики экзогенный механизм перемещения континентальных глыб был подвергнут критике английским геофизиком Г.Джеффрисом (Джеффрис, 1960), показавшим, что величина напряжений, вызываемых центробежными и приливными силами, действующими на земную кору, на несколько порядков (!) ниже предела прочности пород и, следовательно, эти силы не могут быть причиной дрейфа континентов.

После высказанной А.Холмсом (Holmes, 1931; Holmes, 1945) идеи о возможности существования в мантии Земли конвективных течений радиогенно-термического происхождения и особенно после эффектных опытов Д.Григгса (Griggs, 1939) по моделированию геосинклинальной складчатости над нисходящими течениями подкорового субстрата, выдвигавшиеся Н.С.Шатским возражения казалось бы должны были сняться, поскольку появился новый физически правдоподобный глубинный механизм геологического развития земной коры. Однако чисто термическая конвекция в мантии, как теперь представляется, маловероятна. Другой возможный и несравненно более мощный механизм тектонической активности Земли — это рассматриваемая в данной работе плотностная конвекция, возникающая в оболочке Земли за счет гравитационной дифференциации мантийного вещества на поверхности ядра Земли. Высказанная Е.В.Артюшковым в 1968 г (Артюшков, 1968) идея о существовании в Земле гравитационной (плотностной) конвекции в сочетании с современной немобилистской концепцией тектоники литосферных плит (Isacks, Oliver, Sykes, 1968; LePichon, 1968; Morgan, 1968; Bullard, 1969; Menard, 1969), по нашему

мнению, полностью снимают возражения Н.С.Шатского (Шатский, 1946) и Г.Джеффриса (Джеффрис, 1960) в критике мобилистских концепций.

По мнению В.Е.Хаина (Хаин, 1972), "новая глобальная тектоника в общем удовлетворительно справилась с геосинклиналями", а простота гипотезы является одной из наиболее сильных ее сторон. Другим преимуществом гипотезы является весьма полный учет ею разнообразных явлений, описываемых геологией, геофизикой и даже геохимией. К этому замечанию В.Е.Хаина можно лишь добавить, что еще одним неоспоримым достоинством и преимуществом неомобилистской концепции является возможность проводить с ее помощью количественные расчеты многих глобальных геологических и даже геохимических явлений, происходящих в земной коре.

Пользуясь отмеченными особенностями концепции, удалось рассчитать некоторые из основных характеристик глобальных геологических процессов, развивающихся в литосферных плитах и земной коре (Сорохтин, Дмитриев, Удинцев, 1971; Сорохтин, 1973,а; 1973,б; 1973,в). В данной главе приведены результаты количественного расчета процесса формирования и деформации литосферных плит, а в следующих главах с этой же точки зрения рассмотрена геохимия процесса образования земной коры, а также дано описание геосинклинального цикла развития коры.

§ 15. Напряжения в литосфере и разломы литосферных плит

Литосфера представляет собой тонкую ($H_l \ll r_g$) сферическую оболочку, лежащую на охваченной течениями астеносфере, поэтому при решении задачи о напряженном состоянии литосферы можно ограничиться рассмотрением лишь двумерного варианта. В первом приближении будем также считать литосферу жестко-пластичным телом, характеризующимся пределом пластичности τ_s при сдвиге и пределом прочности σ_s при разрыве.

Между движущимся веществом астеносферы и расположенной на ней литосферой действуют силы вязкого трения

$$dF = \eta_a \left(\frac{dV_a}{dz} \right)_{z=r_l} \cdot dS$$

где: dS - элемент нижней поверхности литосферы, а скорость течения V_a задается выражениями (34)-(35'). В принятой модели мантии $\left(\frac{dV_a}{dz} \right)_{z=r_l} = -4 \frac{V_a}{H_a}$; $dS = 2\pi r_l^2 \sin \vartheta d\vartheta$;

$$r_l \approx r_g.$$

Возникающие в литосферных плитах напряжения связаны с вызывающими их силами простым соотношением

$$d\sigma_{\vartheta} = \frac{dF}{S_{\vartheta}} = \frac{dF}{2\pi r_2 H_2 \sin \vartheta}$$

откуда

$$d\sigma_{\vartheta} = \eta_a \cdot \frac{4\bar{v}_a r_a^2}{H_a H_2 r_2} d\vartheta$$

и

$$\sigma_{\vartheta} = \frac{4\eta_a r_a^2}{H_a H_2 r_2} \int_0^{\vartheta} \bar{v}_a d\vartheta + \sigma_{\vartheta}^0 \quad (44)$$

где σ_{ϑ}^0 — напряжение над центром восходящего потока в точке $\vartheta = 0$.

Постоянную составляющую σ_{ϑ}^0 можно найти из условия равновесия абсолютно прочной литосферной оболочки

$$\int_0^{\pi} \sigma_{\vartheta} d\vartheta = \int_0^{\pi} (\sigma_{\vartheta}^* + \sigma_{\vartheta}^0) d\vartheta = 0$$

откуда

$$\sigma_{\vartheta}^0 = -\frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sigma_{\vartheta}^* d\vartheta = -\bar{\sigma}_{\vartheta}^*$$

где σ_{ϑ}^* — первый член правой части уравнения (44). Поэтому окончательно получим

$$\sigma_{\vartheta} = \frac{4\eta_a r_a^2}{H_a H_2 r_2} \left[\int_0^{\vartheta} \bar{v}_a d\vartheta - \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{\vartheta} \bar{v}_a d\vartheta d\theta \right] \quad (45)$$

Поскольку в нашей задаче полюс сферических координат ($\vartheta = 0$) совмещен с осью восходящего мантийного потока, то напряжение σ_{ϑ} , описываемое уравнением (45), определяет долготную нормальную составляющую тензора механических напряжений в тонкой и абсолютно прочной ($\sigma_S \gg \sigma_{\vartheta}$) литосферной оболочке, лежащей на охваченной течениями астеносфере. Широтная нормальная составляющая σ_{φ} того же тензора напряжений находится из соотношений сферической геометрии

$$\sigma_{\varphi} = \sigma_{\vartheta} \cos \vartheta \quad (46)$$

Эпюры напряжений σ_{ϑ} и σ_{φ} , возникающие в тонкой и прочной литосфере Земли под влиянием осесимметричных

астеносферных течений, порожденных одним восходящим потоком мантийного вещества, приведены на рис. 16. При расчете было принято $\eta_a = 0,5 \cdot 10^{20}$ пуаз; $H_a = 280$ км; $H_z = 70$ км; $r_a = 6000$ км; $r_z = 6300$ км; значения \bar{v}_a определялись по формуле (34). Как видно из рисунка, в идеализированном случае ($\sigma_s \gg \sigma_\phi$) максимальные напряжения в литосфере могли бы превышать 10^9 дин/см². При существовании в мантии Земли двух конвективных ячеек $|\sigma_\phi|_{\max} > 5 \cdot 10^8$ дин/см².

В реальных условиях, однако, прочность пород литосферы σ_s имеет порядок нескольких единиц на 10^7 дин/см² (Магницкий, 1965) и в среднем можно принять $\sigma_s = 5 \cdot 10^7$ дин/см², тогда всегда $|\sigma_\phi|_{\max} > \sigma_s$. Поэтому, в литосферной оболочке Земли под влиянием астеносферных течений неизбежно должны возникать разломы, нарушающие целостность этой оболочки и приводящие к раздроблению ее на отдельные плиты.

Для определения основных закономерностей развития литосферных разломов в первом приближении воспользуемся моделью жестко-пластичного тела, в котором предел прочности материала на скалывание τ_{sp} зависит от давления.

$$\tau_{sp} = \tau_s + \sigma_n \operatorname{tg} \psi \quad (47)$$

где σ_n - нормальное напряжение (давление), приложенное к поверхности скалывания; ψ - угол сухого трения пород. Как известно (Качанов, 1969), нормальное σ_n и касательное τ_n напряжения на любой плоскости, наклоненной под углом α к максимальному главному напряжению σ_1 , находятся из уравнений

$$\sigma_n = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} - \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \cos 2\alpha \quad (48)$$

$$\tau_n = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \sin 2\alpha$$

где σ_2 - минимальное главное нормальное напряжение (см. рис. 17).

После того, как величина касательного напряжения τ_n достигнет значения предела пластичности материала ($\tau_n = \tau_s$), общее сопротивление сдвигу τ определится выражением

$$\tau = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \sin 2\alpha + \left(\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} - \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \cos 2\alpha \right) \operatorname{tg} \psi \quad (48')$$

Следовательно, в условиях общего сжатия или растяжения в плоскости максимальных касательных напряжений ($\alpha = 45^\circ$)

при $\psi \geq 45^\circ$ всегда $\tau \geq \sigma_1$, но $|\sigma_1| > 2 \left| \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \right| = 2|\tau_n| = 2\tau_s$

Для кристаллических пород обычно

Рис. 16. Распределение напряжений в прочной, тонкой литосфере при одной конвективной ячейке. 1 - σ_x ; 2 - σ_y - главные нормальные напряжения; 3 - $\tau_{xy} = \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}$ - максимальное сдвиговое напряжение.

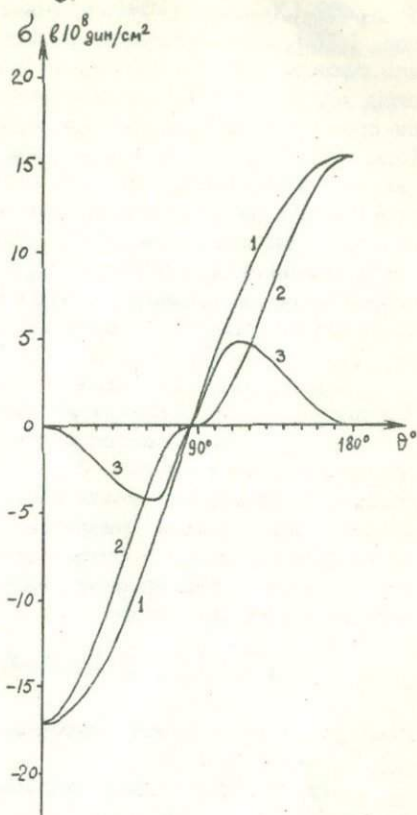
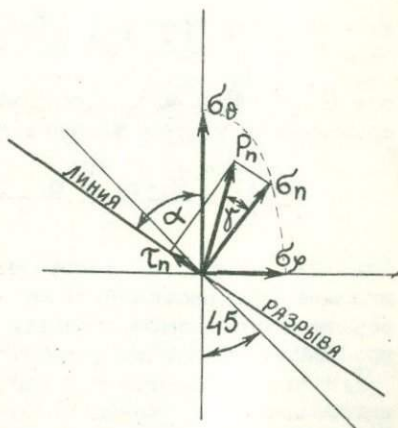


Рис. 17. Напряжения в зоне разлома и положение линии разлома.



$\psi > 45^\circ$ (Хендин, 1969), кроме того $2\tau_s = \sigma_s$ (Качанов, 1969), поэтому для литосферы в условиях общего сжатия или растяжения всегда $\sigma_n \neq 0$ и $\tau_{sp} > 2\tau_s = \sigma_s$. Отсюда видно, что еще до появления деформаций сдвига окажется превзойденным предел прочности пород на разрыв $\sigma_n > \sigma_s$ (т.к. $\sigma_s < \tau_{sp}$), после чего в литосфере начнут развиваться только разрывные деформации: при $\sigma_n > \sigma_s > 0$ - геосинклинальные надвиги литосферных плит, при $\sigma_n < \sigma_s < 0$ - разломы рифтовых зон Земли. Чистый сдвиг в напряженной литосфере может произойти лишь на тех участках, где главные нормальные напряжения имеют противоположные знаки, т.к. в этом случае всегда существует сечение, для которого $\sigma_n = 0$ и $\tau_{sp} = \tau_s < \sigma_s$.

Можно ожидать, что в направлениях перпендикулярных к поверхностям, на которых достигнут предел пластичности $\tau_n = \tau_s$ оказывается резко пониженным и предел прочности пород на разрыв $\sigma_{ss} < \sigma_s$. Это явление можно объяснить развитием вдоль потенциальных поверхностей скольжения микро трещин Гриффитса (Griffith, 1921), резко активизирующихся при достижении предела $\tau_n = \tau_s$. В этом случае тектонические разломы должны возникать по тем поверхностям, на которых

$$\tau_n = \tau_s; \tau_n = \sigma_n \operatorname{tg} \beta; \sigma_n \geq \sigma_{ss} \quad (49)$$

где β - угол между вектором полного напряжения P_n и σ_n (см. рис. 17).

Эпюра касательных напряжений $\tau_n = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \sin 2\alpha$ симметрична относительно угла $\alpha_0 = 45^\circ$, поэтому каждому значению $\tau_s < \left| \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \right|$ могут отвечать два направления, вдоль которых выполняется условие

$$\tau_s = \tau_n = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \sin(45^\circ \pm \beta)$$

где $\beta = (45 - \alpha)$. Согласно (48) нормальные напряжения, приложенные к этим же плоскостям, будут уже различными

$$(\sigma_n)_{1,2} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \pm \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \cos \beta$$

Очевидно теперь, что разрушение тонкой оболочки по типу разрыва (при растяжении) или разлома с надвиганием образовавшихся фрагментов оболочки друг на друга (при сжатии) произойдет по той поверхности потенциального разрушения

$\tau_n = \tau_s$, для которой нормальное напряжение окажется наибольшим, т.к. именно по этому направлению раньше всего будет превзойден предел прочности материала на разрыв $\sigma_n \geq \sigma_{ss}$. Этому случаю соответствует угол $\alpha > 45^\circ$ (см. рис. 17).

Условие (49) возникновения разрыва в жестко-пластичной оболочке аналогично условию возникновения сдвиговых деформаций в идеально пластичной (сыпучей) среде $\tau_n = \sigma_n \operatorname{tg} \psi$ (Надаи, 1969). Отличие состоит лишь в том, что в пластичной среде на поверхности скольжения отношение τ_n / σ_n всегда максимально (при заданном $\tau_n = \tau_s$), а угол $\alpha < 45^\circ$.

Угол α наклона поверхности разлома к направлению максимального главного нормального напряжения σ_1 , легко найти из известных соотношений теории упругости и пластичности (с учетом, что $\alpha > 45^\circ$), приведенных, например, в монографии А.Надаи (Надаи, 1969)

$$\begin{aligned} \sigma_n &= \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \cos 2\alpha \\ \tau_n &= \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \sin 2\alpha \end{aligned} \quad (50)$$

$$\tau_n = \sigma_n \operatorname{tg} \rho; \quad \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} = \sin \rho$$

Решая эти уравнения относительно α , находим

$$\alpha = 45^\circ + \frac{\rho}{2} \quad (51)$$

Учитывая теперь, что в нашем случае $\sigma_1 = \sigma_\varphi$ и $\sigma_2 = \sigma_\varphi$, а согласно (46) $\sigma_\varphi = \sigma_\varphi \cos \vartheta$, получим

$$\operatorname{ctg} \alpha = \sqrt{\cos \vartheta} \quad (51')$$

В рассматриваемой задаче поле напряжений является осесимметричным: в любой точке литосферы максимальное главное нормальное напряжение σ_φ всегда горизонтально и направлено по лучам либо от оси восходящего потока, либо к центру нисходящего потока. В обоих случаях разломы будут пересекать эти лучи под углом α , образуя на поверхности Земли спиральные линии

$$l = l_0 \exp\{\pm \varphi \sqrt{\cos \vartheta}\} \quad (52)$$

где l - расстояние, отсчитываемое по поверхности Земли от эпицентра вертикального мантийного потока до произвольной точки разлома; l_0 - расстояние от эпицентра потока до начала разлома; φ - долготный угол, отсчитываемый от направления l_0 ; $\vartheta = l/r_g$ - полярный угол (r_g - радиус Земли).

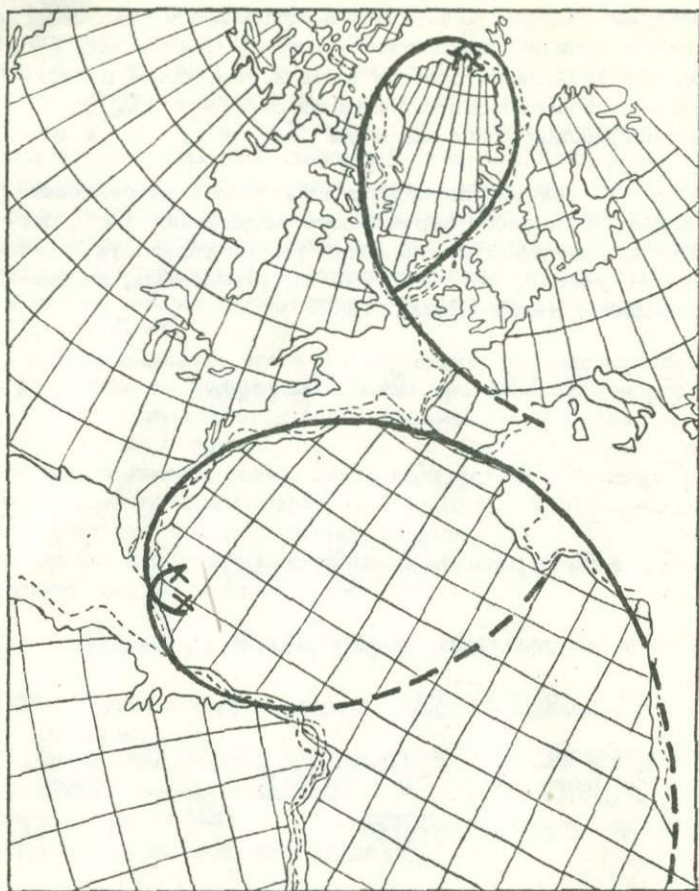


Рис. 18. Сопоставление логарифмической спирали (52) с формой разломов Лавразии и Гондваны. Реконструкция положения материков по (Bullard, Everett, Smith, 1965). 1 - положение центров восходящих потоков в момент образования расколов.

Зависимостью (52) можно аппроксимировать форму современных и древних зон разломов лишь в том случае, если они образовались над восходящими или нисходящими потоками, обладающими в плане округлыми очертаниями. Условия возникновения трещин над потоками с более сложными очертаниями будут иными, соответственно окажется другой и форма разломов. На форму глубинных разломов может также влиять неоднородность в строении литосферных плит, особенно континентальных.

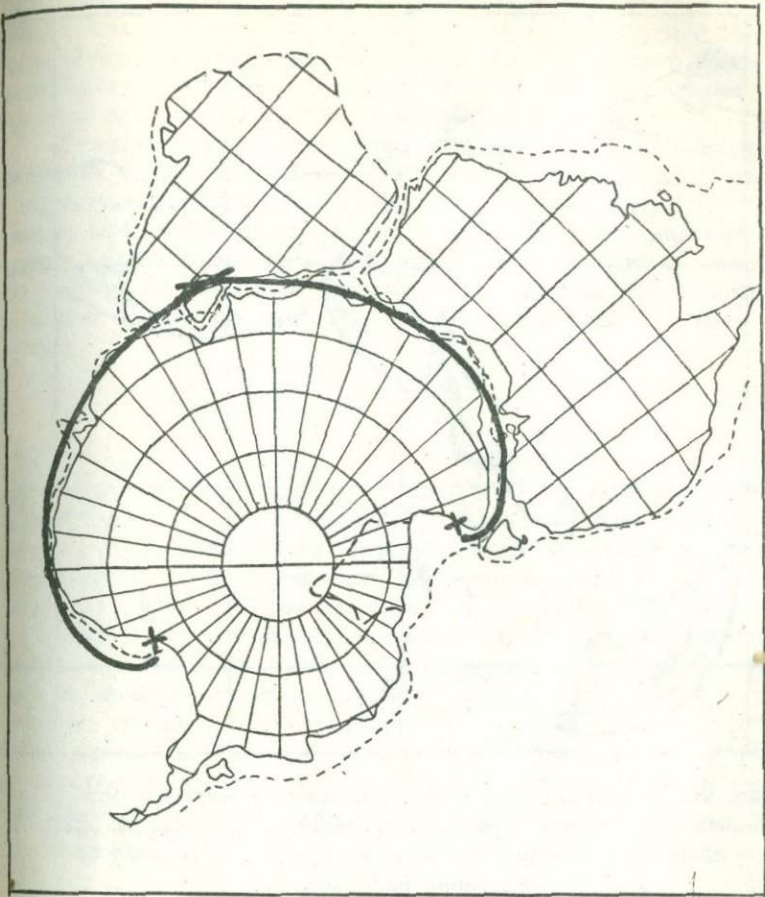


Рис. 19. Сопоставление логарифмической спирали (52) с формой расколов Восточной Гондваны. Положение материков показано на основе реконструкции (Кинг, Дауэворд, 1966; Кинг, 1967). 1 - обозначение см. рис. 18.

Единственным параметром кривой (52) является радиус Земли R_g . Поэтому в условиях Земли кривая (52) является универсальной для всех литосферных разломов, образующихся над осесимметричными мантийными течениями. Примерами структур, описываемых зависимостью (52), могут служить: границы материковых склонов континентов, обрамляющих Северную Атлантику (рис. 18); очертания Антарктиды и Южного берега Австралии (рис. 19); конфигурация глубоководных желобов в современных геосинклиналиных зонах

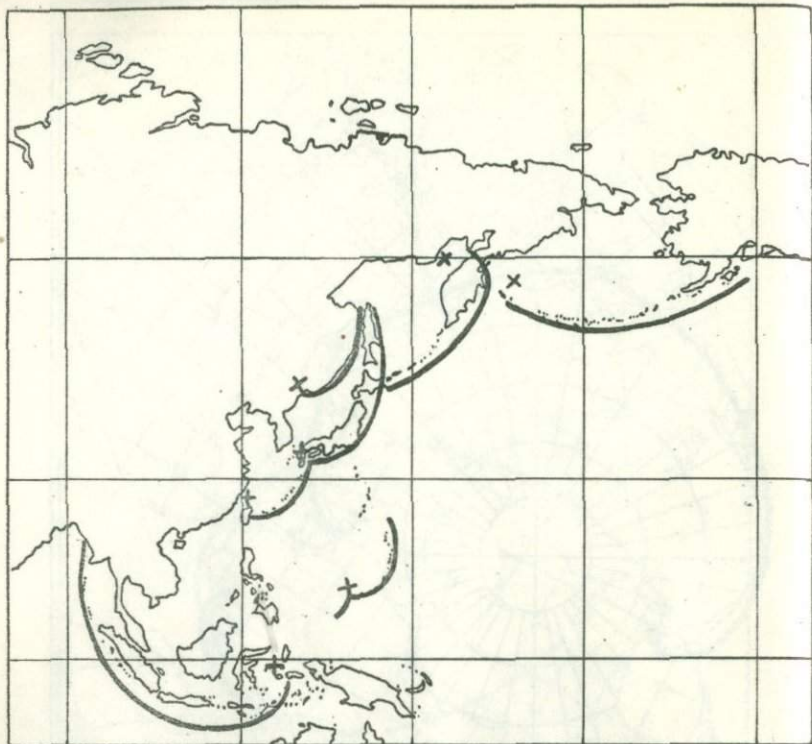


Рис. 20. Аппроксимация геосинклинальных желобов островных дуг Тихого океана логарифмической спиралью (52).
1 - положение центров нисходящих потоков в момент образования разлома.

(рис. 20), а также горные дуги Альп, Гималайских гор, Новой Земли, некоторые хребты и разломы южного и восточного обрамления Восточно-Сибирской платформы, впадины Байкала, Восточно-Африканских озер и другие структуры. Кривая (52) неплохо совмещается и с линиями расположения мелкофокусных землетрясений в некоторых сейсмоактивных зонах Земли (например, в районах островных дуг Тихого океана) и поэтому может быть использована для целей сейсморайонирования и при прогнозах землетрясений.

§ 16. Образование литосферных плит и природа срединно-океанических хребтов

При раздвижении литосферных плит между ними возникает трещина разрыва, постепенно расширяющаяся в зону разлома. Под влиянием архимедовых сил в образовавшийся

раскол литосферы внедряется вещество верхней мантии, образуя протрузии ультраосновных пород. Процесс такого внедрения будет существенно зависеть от скорости раздвижения смежных плит и вязкости поднимающегося вещества.

В связи с линейно-вытянутыми формами развивающихся протрузий можно ограничиться рассмотрением этого процесса в двумерном варианте. Если направить координатную ось OX поперек оси симметрии протрузии, ось OZ - вертикально вниз, а начало координат поместить в центр протрузии, как это указано на рис. 21, то из решения уравнения Навье-Стокса можно определить скорость v_p подъема вещества протрузии:

$$v_p = \frac{\Delta \rho_p g}{2 \eta_p} (\xi^2 - x^2) \quad (53)$$

где $\Delta \rho_p = \rho_p - \rho_w$; ρ_p - здесь плотность вещества протрузии; ρ_w - плотность океанической воды (учитывается, что рифтовые зоны сверху перекрыты толщей океанической воды); η_p - вязкость вещества протрузии; ξ - текущее значение ширины разлома.

Рост протрузии происходит одновременно с раздвижением литосферных плит и сопровождается постепенным изменением во времени ширины разлома и экструзивной зоны ξ . Поэтому, среднюю скорость роста протрузии за полное время ее формирования t_p (от начальной фазы раскола литосферы до поднятия протрузии на уровень изостатической компенсации) можно найти путем двойного осреднения скорости

$v_p(\xi, x)$ из (53) по x и ξ :

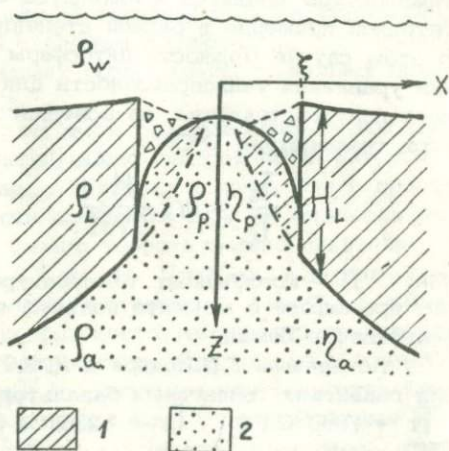


Рис. 21. Схема внедрения протрузии. 1 - породы литосферы; 2 - вещество астеносферы

$$\bar{v}_p = \frac{1}{X_0} \int_0^{X_0} \frac{1}{\xi} \left[\int_0^{\xi} v_p dx \right] d\xi = \frac{\Delta \rho_p g}{9 \eta_p} \cdot X_0^2 \quad (54)$$

где $2X_0$ - максимальная ширина разлома (рифтового ущелья), при которой поверхность протрузии достигает уровня изостатической компенсации.

Учитывая, что $t_p = \frac{H_\ell}{\bar{v}_p}$ и $X_0 = v_\ell t_p$, найдем средний период формирования протрузий в рифтовых зонах:

$$t_p = \left(\frac{9 \eta_p H_\ell}{v_\ell^2 \Delta \rho_p g} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (55)$$

Образование литосферных плит можно объяснить охлаждением и полной кристаллизацией базальтовой составляющей вещества астеносферы (пиролита верхней мантии) (Сорохтин, 1973,а). Поэтому, в принятой модели верхней мантии мощность литосферы H_ℓ можно определить по температуре кристаллизации базальтов T_s , если известна исходная температура T_a вещества астеносферы. Однако, температура астеносферы известна нам лишь приближенно: по наиболее обоснованным современным оценкам, приведенным, например, у В.А.Магницкого (Магницкий, 1965), Ю.М.Шейнманна (Шейнманн, 1968) и других авторов, температура астеносферы на глубине 100 км лежит в пределах от 1250°C до 1400°C. В связи с этим, при определении мощности литосферы, в первом приближении лучше воспользоваться предположениями, что температура астеносферы соответствует температуре ликвидуса базальтов на глубине этого слоя ($T_a \approx T_\ell$) и что температуры солидуса и ликвидуса базальтов возрастают с глубиной примерно в равной степени ($T_s/T_\ell \approx \text{Const.}$). В этом случае мощность литосферы легко находится из решения уравнения теплопроводности для охлаждающегося однородного полупространства, на поверхности которого поддерживается температура 0°C:

$$\frac{T_s}{T_\ell} = \text{erf} \frac{H_\ell}{2\sqrt{\alpha t}} \quad (56)$$

где: α - коэффициент температуропроводности; t - время, прошедшее с момента подъема вещества астеносферы на поверхность Земли.

По данным Г.С.Йодера и К.Э.Тилли (Йодер, Тилли, 1965) для гавайских толеитовых базальтов при нормальном давлении $T_s = 1060^\circ\text{C}$ и $T_\ell = 1235^\circ\text{C}$. Следовательно, исходя из (56), получим:

$$H_\ell = 2,08\sqrt{\alpha t} \quad (57)$$

Поскольку образование литосферных плит в рифтовых зонах связано с кристаллизацией поднимающегося на поверхность Земли вещества астеносферы, то можно считать, что за время внедрения протрузии t_p ее вещество успеет раскристаллизоваться как раз на величину H_e . Следовательно, при подстановке значения H_e в выражение (55) мы должны положить в формуле (57) $t = t_p$. В этом случае время внедрения протрузии определится выражением:

$$t_p = \left(\frac{18,7 \cdot \eta_p \sqrt{a_e}}{v_e^2 \Delta \rho_p \cdot g} \right)^{\frac{2}{5}} \quad (58)$$

Учитывая, что $X_0 = v_e t_p$, можно найти теперь и ширину рифтового разлома:

$$2X_0 = 2 \left(\frac{18,7 \cdot \eta_p \sqrt{a_e}}{\Delta \rho_p \cdot g} \right)^{\frac{2}{5}} \cdot v_e^{\frac{4}{5}} \quad (59)$$

Выражение (59) является приближенным, так как оно не учитывает эффекта сокращения ширины экструзивного канала за счет преимущественной кристаллизации пиролита вдоль стенок разлома, а также не учитывает дополнительного веса пород, обрушиваемых с крутых стенок разлома и формирующих на поверхности протрузии своего рода милонитовую шапку.

Влияние первого эффекта можно исключить, заменяя в (59) коэффициент вязкости η_p его эффективным значением $\eta_a < \tilde{\eta}_p < \eta_e$. Необходимо учитывать, что вещество протрузии должно быть сложено более вязкими остаточными перидотитами, так как основная масса насыщающих пиролит базальтов отделяется от перидотитовой составляющей и изливается на поверхность литосферы еще в начале экструзивного цикла, при образовании первой трещины раскола (Сорохтин, Дмитриев, Удинцев, 1971). Оценка величины $\tilde{\eta}_p$, проведенная с учетом приведенных соображений, позволяет принять $\tilde{\eta}_p \approx 10^{22}$ пуаз.

Эффект "засыпки" рифтового разлома обломочным материалом к тому же цементируемого габброидными интрузиями и базальтовыми излияниями, приводит к тому, что в процессе развития разлома разность плотности $\Delta \rho_p$ меняется от величины близких к 0 до своего теоретического значения

$\Delta \rho_p = \rho_p - \rho_w \approx 2,2 \text{ г/см}^3$. Поэтому, в первом приближении можно принять среднее значение $\Delta \rho_p \approx 1,1 \text{ г/см}^3$.

Среднее значение коэффициента температуропроводности пород литосферы \bar{a}_e можно найти, подставляя в известное соотношение $a = \lambda / c_p \rho$ значения коэффициентов теплопроводности λ и теплоемкости c_p , определенные по справочникам (Кларк, 1969,6) и (Наумов, Рыженко, Ходаковский, 1971). Для пород состава лерцолита, нагретых до сред-

ней температуры литосферы $\bar{T} = 730^{\circ}\text{C} = 1000^{\circ}\text{K}$, таким путем было определено: $\lambda_{\ell} = 5 \cdot 10^{-3}$ кал/см·сек·град; $C_p = 0,28$ кал/г·град; $\alpha_{\ell} = 5,4 \cdot 10^{-3}$ см²/сек.

Подставляя теперь все определенные выше параметры в выражение (59), найдем $2X_0 \approx 30 \div 40$ км при $V_{\ell} = 2 \div 5$ см/год. Найденные значения $2X_0$ характеризуют поперечные размеры полностью развитого рифтового разлома, то-есть максимальную ширину рифтового ущелья, а значения

$X_0 \approx 15 \div 20$ км – среднюю периодичность рельефа срединно-океанических хребтов. Выполненные оценки неплохо соответствуют реально наблюдаемым закономерностям. Так, по данным Г.В.Агаповой, А.Г.Гайнанова, Е.П.Калининой и П.А.Строева (Агапова, Гайнанов и др., 1969) средние расстояния между боковыми гребнями на склонах срединно-индийского хребта равны $12 \div 23$ км.

В ряде последних работ Дж.Склятора, Д.Маккензи и их коллег (Sclater, Francheteau, 1970; McKenzie, Sclater, 1971; Sclater, Anderson, Bell, 1971) делается предположение, что региональный рельеф срединно-океанических хребтов в основном определяется температурным сжатием охлаждающихся в процессе раздвижения литосферных плит и, в меньшей мере, – за счет фазовых перестроек в веществе литосферы. При этом, мощность литосферы под всем океаном, включая и рифтовые зоны Земли, принимается постоянной и примерно равной 75–100 км. Хотя последнее предположение с физической точки зрения обосновано и недостаточно полно, его использование в этих работах позволяет получить качественное совпадение теоретических расчетов с эмпирическими данными.

Кристаллизационная модель, по нашему мнению, лучше соответствует наиболее вероятному механизму образования литосферных плит. В этой модели толщина литосферы определяется глубиной охлаждения и кристаллизации пиролита и, следовательно, зависит от времени экспозиции вещества мантии на поверхности Земли. Поэтому, мощность литосферы под срединно-океаническими хребтами здесь уже не является постоянной, а закономерно увеличивается по мере удаления от рифтовых зон. В центре рифтовых долин мощность литосферы минимальна (теоретически равна нулю) и астеносфера выходит почти на поверхность Земли.

Кристаллизация силикатов сопровождается возрастанием их плотности, поэтому, с увеличением мощности литосферы уровень ее поверхности должен понижаться. Поскольку структуры срединно-океанических хребтов в основном изостатически уравновешены в гравитационном поле Земли и среднее значение аномалий Фая над ними близко к нулю (Деменшкая, 1967; Делингер, 1972; Тальвани, ЛеПишон, 1972; Фогт, Шнейдер, Джонсон, 1972), то для определения характеристик регионального рельефа этих хребтов можно воспользоваться усло-

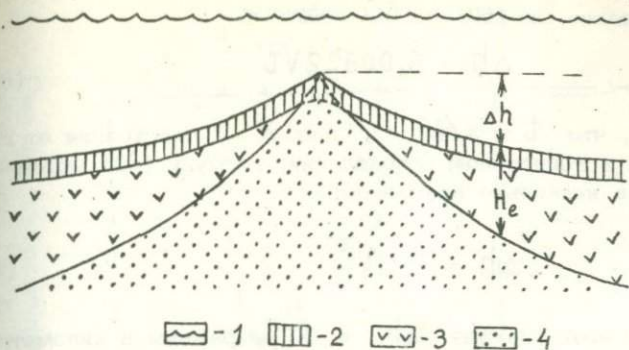


Рис. 22. Модель строения океанических литосферных плит. 1 - уровень океана; 2 - океаническая кора; 3 - литосфера; 4 - астеносфера. (вертикальный масштаб искажен)

вием равенства гидростатических давлений в астеносфере на любом уровне под литосферной плитой. В этом случае, из геометрии процесса образования литосферных плит (см. рис. 22) следует:

$$(H_l + \Delta h)\rho_a = \Delta h\rho_w + H_l\rho_l$$

Отсюда легко находится средний перепад уровней поверхностного рельефа срединно-океанического хребта между его гребнем и любой точкой склона:

$$\Delta h = H_l \frac{\rho_l - \rho_a}{\rho_a - \rho_w} \quad (60)$$

Мощность литосферы находится из выражения (57) подстановкой в него найденного выше значения $Q = 5,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{сек}$. В этом случае:

$$H_l = 0,153\sqrt{t} \quad (61)$$

При кристаллизации базальта его плотность увеличивается примерно на 8,5% (для диабазовой разновидности базальта данные приведены в справочнике (Скиннер, 1969)). Учитывая эту величину, среднюю плотность литосферы $\rho_l = 3,3 \text{ г/см}^3$, ее среднюю температуру $\bar{T} = 730^\circ\text{C} = 1000^\circ\text{K}$ и принимая согласно (Forsyth, Press, 1971) коэффициент объемного расширения пород литосферы равным $\alpha = 3,0 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$, найдем для принятого состава лерцолита: $\rho_a = 3,21 \text{ г/см}^3$ и $\Delta\rho_l\alpha = \rho_l - \rho_a = 0,09 \text{ г/см}^3$.

Следовательно, из (60) и (61) получим:

$$\Delta h = 0,00622\sqrt{t} \quad (62)$$

Учитывая, что $t = x/v_e$, где X - расстояние от гребня хребта в поперечном направлении, формулу (62) можно переписать в несколько ином виде:

$$\Delta h = 0,11\sqrt{\frac{x}{v_e}} \quad (62')$$

причем, в этой формуле Δh и X выражены в километрах, а v_e - в см/год.

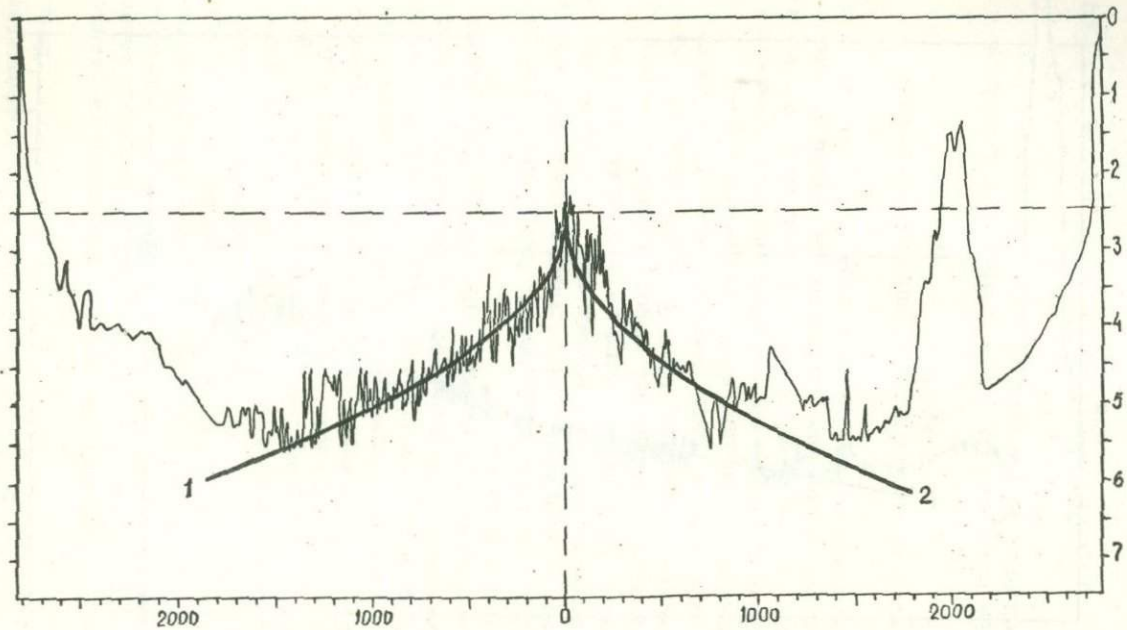
Зависимостью (62) можно аппроксимировать только рельеф молодых океанических плит, возраст которых меньше времени развития одного тектонического цикла ($t < 10^8$ лет). Для соизмеримых и больших времен уже необходимо учитывать влияние астеносферных течений на режим охлаждения и кристаллизации литосферных плит. При этом, обязательно должна существовать предельная мощность литосферной плиты, отвечающая стационарному режиму передачи тепла на дневную поверхность от движущейся и постоянно обновляемой (а потому и нагретой до постоянной температуры) астеносферы.

На рис. 23 и 24 показано сопоставление теоретических кривых, рассчитанных по формуле (62'), с профилями дна срединно-океанических хребтов, расположенных соответственно в южной части Атлантического океана и в восточном секторе Тихого океана. Отмеченные профили дна приведены на врезках карт (Карта Атлантического океана, 1971; Карта Тихого океана, 1964).

Для Срединно-Атлантического хребта наилучшее совмещение теоретических кривых с рельефом получено при значениях параметра $v_e = 1,9$ см/год, по западному склону, и $v_e = 1,6$ см/год, по восточному склону хребта. Наилучшей аппроксимации рельефа Восточно-Тихоокеанского поднятия соответствует теоретическая кривая, характеризующаяся параметром $v_e = 5,0$ см/год.

Сопоставление приведенных данных с картой возрастов дна океана, составленной на основании анализа структуры магнитных аномалий (Le Pichon, 1968; Bullard, 1969), показывает исключительно хорошее совпадение результатов определения скорости движения дна океана, полученных этими двумя совершенно различными и независимыми способами. Действительно, судя по карте возрастов дна океана, скорости раздвижения литосферных плит для этих же профилей равны:

$v_{em} = 1,8$ см/год на склонах Срединно-Атлантического хребта и $v_{em} = 5,2$ см/год - на Восточно-Тихоокеанском поднятии. Близкое совпадение результатов свидетельствует в пользу реальности исходных положений, заложенных в основу



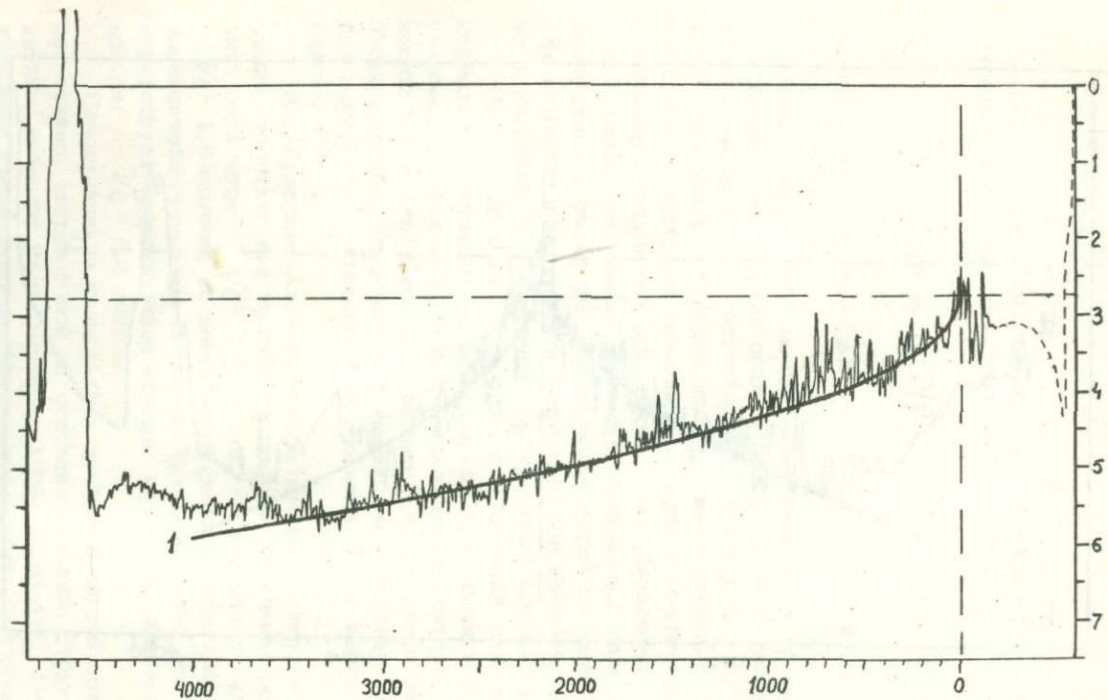


Рис. 24. Аппроксимация рельефа Восточно-Тихоокеанского поднятия зависимостью (62').
 1. - $v_e = 5$ см/год; $v_{em} = 5,2$ см/год по (Bullard, 1969).

обоих способов. Однако, геоморфологический способ обладает определенным преимуществом перед магнитным, так как позволяет определять возраст литосферных плит и в экваториальных районах, для которых магнитный способ малоэффективен или даже вовсе неприемлем (Sclater, Anderson, Bell, 1971).

Интересно отметить, что при образовании по рассмотренной схеме океанических литосферных плит обязательно возникает ситуация гравитационной неустойчивости, так как вещество астеносферы сверху оказывается перекрытым более тяжелыми породами литосферы. Развитие возникшей гравитационной неустойчивости должно сопровождаться "выжиманием" легких базальтовых жидкостей с уровня астеносферы, расположенных непосредственно под подошвой литосферы, на поверхность океанического дна. Удаление части базальтовых жидкостей из-под литосферы приводит к увеличению плотности подстилающих ее участков астеносферы и уменьшает тем самым возникшую ранее неустойчивость. Для полного восстановления гравитационного равновесия океанической литосферы, из подстилающих ее слоев астеносферы должно быть удалено до 11% базальтовой жидкости.

Подъем базальтовых магм при их "выжимании" на поверхность может происходить по системе трещин, образующихся за счет перемещения литосферных плит по сферической поверхности Земли. Механизм такого выталкивания магм под влиянием тяжести вышележащих пород впервые описан Ю.М.Шейнманном (Шейнманн, 1968) и объясняется тем, что вес столба жидкой базальтовой магмы меньше суммарного веса вышележащих пород мантии и океанической коры.

По-видимому, именно возникающей при образовании литосферных плит гравитационной неустойчивостью и объясняется столь широкое проявление на акваториях Мирового океана подводного вулканизма базальтового типа.

§ 17. Тепловые потоки через срединно-океанические хребты

Величина теплового потока на поверхности литосферной плиты определяется по формуле:

$$q = \lambda \left(\frac{dT}{dH} \right)_{H=0} \quad (63)$$

Вертикальный градиент температуры можно найти, решая уравнение теплопроводности при граничном условии $T = 0^\circ\text{C}$ при $H = 0$ (см., например, Магницкий, 1965). В этом случае:

$$q = \lambda_e \frac{T_a}{\sqrt{\pi a t}} \quad (64)$$

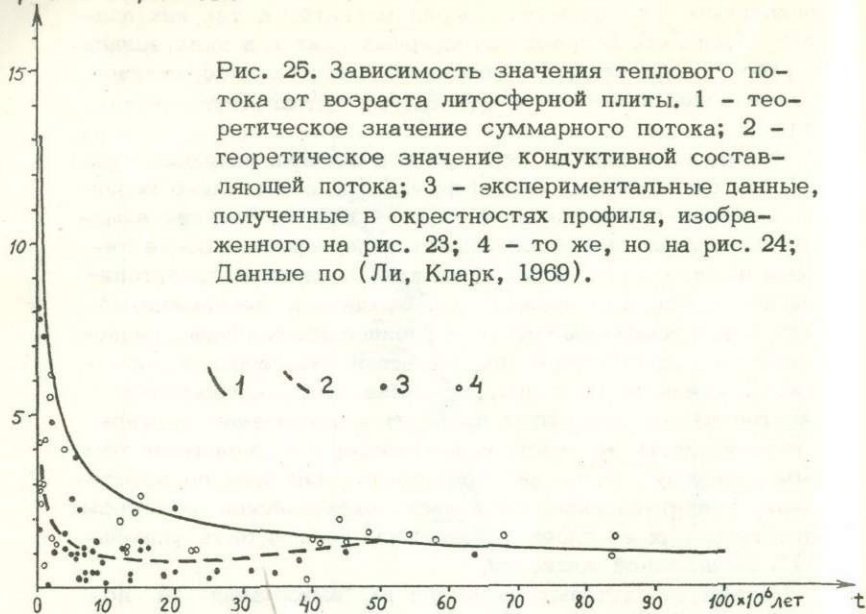
$q, \text{ в } 10^6 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сек}$ 

Рис. 25. Зависимость значения теплового потока от возраста литосферной плиты. 1 - теоретическое значение суммарного потока; 2 - теоретическое значение кондуктивной составляющей потока; 3 - экспериментальные данные, полученные в окрестностях профиля, изображенного на рис. 23; 4 - то же, но на рис. 24; Данные по (Ли, Кларк, 1969).

Учитывая теперь, что $t = x/v_e$, найдем зависимость величины теплового потока от расстояния X до гребня срединно-океанического хребта:

$$q = \lambda_e T_a \sqrt{\frac{v_e}{\pi a x}} \quad (64')$$

Зависимость (64) для принятых значений теплофизических характеристик $\lambda_e = 5 \cdot 10^{-3}$ кал/см · сек · град, и $a_e = 5,4 \cdot 10^{-3}$ см²/сек и $T_a = 1350^\circ\text{C}$ (температура T_a принята по (Шейнмани, 1968)) показана сплошными линиями на рис. 25. Одновременно на графике в функции возраста литосферных плит нанесены все экспериментальные определения тепловых потоков, выполненные на дне океана в районах расположения профилей, изображенных на рис. 23 и 24. Экспериментальные данные взяты из каталога У.Г.Ли и С.П.Кларка мл. (Ли, Кларк, 1969). Всего на график нанесены 49 измерений, выполненных в Южной Атлантике в полосе широт от $33^\circ 45'$ ю.шю до $04^\circ 57'$ ю.ш. и 32 измерения, выполненных в Восточном секторе Тихого океана в пространстве, ограниченном трансформным разломом Молокаи на севере и разломом Клариян на юге.

Как видно из приведенного графика, теоретическая кривая в обоих регионах скорее является огибающей максимальных значений теплового потока, чем осредняющей эксперимен-

тальные данные. Обращает на себя внимание также тот факт, что с удалением от центра рифтовых зон разброс результатов измерений резко уменьшается и на расстояниях, примерно соответствующих возрасту 50 млн. лет, сокращается до минимальных значений.

Отмеченные разбросы данных измерений повсеместно наблюдаются в областях повышенных тепловых потоков на дне океанов и всегда приурочены к срединно-океаническим хребтам. Так как дисперсия экспериментальных данных значительно превышает величины возможных ошибок измерения, то обычно считают, что областям высоких тепловых потоков органически присущи и большие локальные вариации этих величин (Герцен, Ли, 1972). Отсюда делается вывод, что для "объективной" характеристики теплового поля этих регионов необходимо использовать только средние значения измеренных потоков. На основании этих же средних величин обычно подсчитывают и тепловые потери Земли.

С точки зрения рассматриваемой модели образования срединно-океанических хребтов такая методика интерпретации является в корне неверной. Для характеристики истинных потоков через рифтовые зоны и срединно-океанические хребты необходимо использовать не средние, а максимальные значения измеренных потоков. При этом, в рамках модели находит естественно объяснение и факт повышенного разброса экспериментальных данных в этих регионах океанического дна.

Действительно, согласно описанному выше механизму образования рифтовых зон и срединно-океанических хребтов, для этих структур характерно доминирование растягивающих напряжений, приводящих не только к разрывам литосферных плит в рифтовых зонах, но и к возникновению трещиноватости на их поверхности. Кроме того, как уже отмечалось, в рифтовой зоне при внедрении мантийных интрузий, за счет обрушения стенок канала и серпентинизации ультраосновных пород, должен формироваться достаточно проницаемый приповерхностный слой, обладающий милонитоподобным строением. В результате, поверхность молодых участков срединно-океанических хребтов оказывается разбитой системой трещин, создающих густую дренажную сеть, по которой свободно может циркулировать океаническая вода, вынося при этом из неостывших еще литосферных плит значительную часть тепла в виде термальных источников на дне океана. В результате деятельности таких термальных источников в придонных океанических водах могут возникнуть температурные градиенты, превышающие адиабатический градиент, что неизбежно приведет к конвективному перемешиванию воды в этих слоях океана. Ситуация, близкая к описанной, по-видимому, наблюдается в придонных водах Тихого океана над Восточно-Тихоокеанским поднятием (Любимова, Герцен, Удинцев, 1966). Подтверждением идеи о циркуляции океанической воды в приповерхностных слоях ли-

литосферы также могут служить определения изотопного состава кислорода в зеленокаменных породах Срединно-Атлантического хребта, показывающие, что метаморфизм основных и ультраосновных пород океанической земной коры осуществляется за счет взаимодействия этих пород с океанической водой (Wenner, Taylor Jr., 1969; Muehlenbachs, Clayton, 1972).

Благодаря свободной циркуляции вод в поверхностном слое повышенной проницаемости, общий тепловой поток в нем оказывается разбитым на две составляющие – конвективную и обычную – кондуктивную. Появление конвективной составляющей приводит к увеличению эффективного значения коэффициента теплопроводности $\tilde{\lambda}_e$, а, следовательно, и к уменьшению температурного градиента в веществе слоя. Экспериментально же тепловой поток определяется по измеренному температурному градиенту в осадках и определенному для этих же осадков коэффициенту теплопроводности:

$$Q_{\text{exp}} = \lambda_s \left(\frac{\Delta T}{\Delta H} \right) \lambda = \tilde{\lambda}_e \quad (65)$$

При наличии конвективного выноса тепла $\lambda_s < \tilde{\lambda}_e$, поэтому измеренные с помощью термозондов по обычной методике тепловые потоки в заполненных осадками карманах рельефа срединно-океанических хребтов часто оказываются меньше истинных (суммарных) потоков Q_{Σ} , пронизывающих всю поверхность океанического дна:

$$Q_{\text{exp}} < Q_{\Sigma} = \tilde{\lambda}_e \left(\frac{\Delta T}{\Delta H} \right) \lambda = \tilde{\lambda}_e \quad (66)$$

Большой разброс измеряемых значений теплового потока и мозаичность планового расположения тепловых аномалий в рифтовых зонах и на склонах срединно-океанических хребтов можно объяснить случайным распределением трещиноватых зон на дне океана, а также случайным расположением точек измерения по отношению к сети трещин. С увеличением возраста литосферы проницаемость ее поверхностного слоя должна уменьшаться за счет накопления осадков и базальтовых излияний, перекрывающих сверху трещиноватые зоны, а также за счет отложения термальными водами минеральных веществ в самих трещинах. По-видимому, за время порядка 50 млн. лет этот процесс завершается полным перекрытием и закупоркой трещиноватых зон. В результате полностью пропадает конвективная составляющая теплового потока, а кондуктивная составляющая становится равной величине истинного потока. По этой же причине на более древних участках океанического дна уменьшается разброс экспериментальных данных, приближаясь по своей величине к ошибкам измерения.

Из формул (65) и (66) следует, что:

$$q_{\text{exp}} = q_{\Sigma} \frac{\lambda_s}{\bar{\lambda}_l} \quad (67)$$

В выражении (67) коэффициент теплопроводности осадков λ_s можно считать постоянным, а $\bar{\lambda}_l$ - меняющейся во времени функцией. Если принять, что проницаемость поверхностного слоя со временем меняется по линейному закону, то эффективный коэффициент теплопроводности в дренированной зоне срединно-океанических хребтов так же окажется линейной функцией времени (и расстояния от гребня хребта):

$$\bar{\lambda}_l = \lambda_s + \frac{\bar{\lambda}_l(0) - \lambda_s}{t_s} (t_s - t) \quad (68)$$

где t_s - период времени, за который происходит полное перекрытие трещин, дренирующих поверхностный слой литосферы ($t_s \approx 50 \cdot 10^6$ лет).

По формулам (67) и (68) были рассчитаны ожидаемые значения кондуктивной составляющей теплового потока при условии, что суммарный поток q_{Σ} совпадает с теоретическим, определяемым выражением (64), а среднее значение кондуктивной составляющей в центре рифтовых зон равно $\bar{q}_{\text{exp}}(0) \approx 5 \cdot 10^{-6}$ кал/см² сек. Кроме того, было принято $t_s = 50 \cdot 10^6$ лет. Результаты расчета показаны на рис. 25 пунктирной линией. Как видно из этого графика, рассчитанная таким способом кривая неплохо аппроксимирует средние значения экспериментальных определений теплового потока. Более того, на приведенной кривой очень четко проявляется тонкая, но характерная особенность теплового поля срединно-океанических хребтов. По осредненным экспериментальным данным на флангах хребтов обычно отмечают пологие депрессии теплового поля (Любимова, 1968). Точно такой же широкий и неглубокий минимум виден на теоретической кривой кондуктивной составляющей (пунктирная кривая на рис. 25).

Учитывая приведенные данные, можно заключить, что происхождение кажущихся минимумов теплового потока на склонах срединно-океанических хребтов связано с расщеплением общего потока на две составляющие: конвективную и кондуктивную, из которых удастся измерить только последнюю. Таким образом, эти минимумы являются фиктивными и не характеризуют величину полного потока. До тех пор, пока мы не научимся измерять конвективную составляющую, полные тепловые потоки через срединно-океанические хребты можно определить только путем теоретических расчетов или по максимальным значениям измеренных потоков в тех точках, где конвективная составляющая оказалась не очень существенной.

Как следует из (64'), с изменением скорости раздвижения литосферных плит меняются и теплотери Земли через эти плиты. Из графиков, приведенных на рис. 25, видно, что основная доля нестационарных тепловых потоков приурочена к рифтовым зонам и центральным частям срединно-океанических хребтов, поэтому, любые изменения скорости раздвижения литосферных плит приводят к соответствующим изменениям и величин суммарных тепловых потоков, пронизывающих эти зоны. В этом проявляется, отмеченная С.А.Ушаковым и В.В.Федынским (Ушаков, Федынский, 1973), важная роль процесса рифтогенеза в общем механизме регулирования теплотерей Земли.

Приведенные соображения заставляют заново пересмотреть имеющиеся оценки тепловых потерь Земли. По-видимому, только за счет конвективного выноса тепла в срединно-океанических хребтах, протянувшихся по поверхности нашей планеты в общей сложности почти на 60 тыс. км, дополнительная и не учитывавшаяся ранее потеря тепла примерно равняется $2,4 \cdot 10^{12}$ кал/сек. Из этой оценки следует, что общая теплотеря Земли должна быть примерно на 30% выше принимавшегося ранее значения $7,7 \cdot 10^{12}$ кал/сек (Любимова, 1968) и примерно равняться $Q = 10^{13}$ кал/сек = $4,2 \cdot 10^{20}$ эрг/сек.

§ 18. Скорость смещения литосферных плит

Под влиянием астеносферных течений между образовавшимися после расколов обломками литосферных плит неизбежно должны возникнуть подвижки и взаимные перемещения. При этом, в зонах расходящихся астеносферных течений, образующихся над восходящими потоками вещества в нижней мантии, литосферные плиты станут расходиться в стороны и между ними возникнут рифтовые зоны Земли. В противоположность этому, над нисходящими потоками в нижней мантии преобладают сходящиеся астеносферные течения, следовательно, в этих районах Земного шара литосферные плиты будут наезжать одна на другую и деформироваться, образуя геосинклинальные зоны Земли.

Скорость взаимных подвижек литосферных плит будет лимитироваться скоростью возникающих деформаций по краям сближающихся плит. Рассмотрим, поэтому, характер деформаций, возникающих в литосферных плитах при их столкновении и наползании друг на друга в геосинклинальных зонах Земли. Пусть поддвигаемая плита под тяжестью наползающей на нее плиты изгибается и погружается в верхнюю мантию. В этом случае сдвиговая деформация в погружаемой плите равна отношению приращения глубины ее опускания dH к величине горизонтального смещения плиты dL $\epsilon = \frac{dH}{dL} = \operatorname{tg} \beta$, где β - угол, под которым плита погружается в верхнюю

мантию (угол падения зоны Бениоффа). Деформация вязкой среды в стационарном случае (при временах процесса t значительно превышающих период релаксации τ_{η}) развивается по весьма простой зависимости, связывающей между собой скальвающее напряжение τ и скорость сдвиговой деформации $\dot{\epsilon}$ $\tau = \eta \dot{\epsilon}$ (Магницкий, 1965). Но $\dot{\epsilon} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dH}{dL} \right) = \frac{d}{dL} \left(\frac{dH}{dt} \right) = \frac{d}{dL} (v_{\ell} \operatorname{ctg} \beta)$, где v_{ℓ} - скорость смещения (поддвижения) литосферной плиты. Поскольку обычно $30^{\circ} < \beta < 55^{\circ}$, то в среднем можно положить $\beta \approx 45^{\circ}$ (Isacks, Oliver, Sykes, 1968), тогда $\dot{\epsilon} \approx \frac{dv_{\ell}}{dL}$, откуда:

$$v_{\ell} = \int_0^{L_{\ell}} \frac{\tau}{\eta_{\ell}} dL \quad (69)$$

где τ - действующее в литосфере скальвающее напряжение; η_{ℓ} - вязкость пород литосферы.

Подставляя в (69) значение напряжения τ из выражения (48') с учетом (44) и (46) можно найти зависимость скорости смещения литосферной плиты v_{ℓ} от ее размера L_{ℓ} и скорости астеносферных течений v_a , определяемой уравнениями (34)-(35'). В первом приближении при $\alpha = \beta = 45^{\circ}$ и $\operatorname{tg} \psi = 1$, найдем

$$v_{\ell} = 4 \frac{\eta_a}{\eta_{\ell}} \frac{r_a^2}{H_a H_{\ell} r_{\ell}} \int_0^{L_{\ell}} \int_0^{D_{\ell}} \bar{v}_a d\vartheta dL \quad (70)$$

Функция \bar{v}_a симметрична относительно центров восходящих и нисходящих потоков в нижней мантии, поэтому литосферные плиты, занимающие симметричное положение по отношению к этим же точкам ($\vartheta_0 = \vartheta_{\ell}$) или линиям ($[\vartheta_0]_2 = [\pi - \vartheta_{\ell}]$ при двух конвективных ячейках) теоретически не должны перемещаться по астеносфере (если, конечно, прочность литосферных плит превышает возникающие в них напряжения). Наибольшими скоростями смещения, согласно (70), будут характеризоваться плиты, расположенные между встречными потоками на участках с наибольшими скоростями астеносферных течений.

Максимальная скорость движения литосферных плит находится проще - путем подстановки в (69) значения предела прочности пород литосферы на скальвание τ_{sp} , тогда

$$(v_{\ell})_{\max} \approx \frac{\tau_{sp}}{\eta_{\ell}} L_{\ell} \quad (71)$$

Уравнение (71) позволяет определить вязкость литосферы по эмпирическим данным.

Можно ожидать, что максимальные скорости смещения литосферных плит будут наблюдаться в районах с наибольшей активностью и контрастностью потоков в нижней мантии, например, на участках, расположенных между центром расширения в юго-восточной части Тихого океана и обрамляющими его геосинклинальными зонами (см. рис. 15). По распределению полосчатых магнитных аномалий К. Ле Пишон (Le Pichon, 1968) рассчитал скорости движения литосферных плит на этом регионе. Согласно его данным, литосферная плита, погружающаяся под Южную Америку в районе Перуанско-Чилийского желоба, перемещается со скоростью 5,8 см/год, скорость же опускания Тихоокеанской плиты в желоб Тонго-Кермадек равна 7,7 см/год. Характерные размеры этих плит

L_ℓ соответственно равны примерно 4000 км и 6000 км. Предел прочности на скалывание известен для диабазов $9 \cdot 10^8$ дин/см² (Магницкий, 1965) поэтому для литосферы в целом можно принять $\tau_{\text{ср}} \approx 10^9$ дин/см². Подставляя теперь эти данные в (71), найдем $\eta_\ell = (2,2 \div 2,4) \cdot 10^{24}$ пуаз. В отличие от проводившихся ранее оценок вязкости литосферы, основанных на определении скорости "расползания" краев континентов ($\eta_\ell \approx 10^{22} \div 10^{23}$ пуаз) (Красс, Ушаков, Фадеев, 1969; Ушаков, Красс, 1972) или на скорости "расплавления" резких форм рельефа континентальной коры ($\eta \approx 10^{25}$ пуаз) (Артюшков, 1972), полученная оценка $\eta_\ell \approx 2,3 \cdot 10^{24}$ пуаз характеризует эффективную вязкость только океанических литосферных плит.

§ 19. Проблема дрейфа континентов

Рассмотрев механизм конвективного массообмена в Земле, а также показав возможность перемещения литосферных плит по поверхности Земли и количественно рассчитав скорость их движения, мы тем самым вплотную подошли к идеям мобилизма. Более того, даже ничего не зная о проблеме дрейфа континентов, мы должны были бы прийти к этой идее чисто теоретическим путем, количественно решая задачу о гравитационной дифференциации вещества Земли и связанной с этим процессом плотностной конвекции в ее силикатной оболочке.

Со времен Ф.Тейлора (Taylor, 1910), А.Вегенера (Wegener, 1915) и А.Дю Тойта (Du Toit, 1937) классическими аргументами в пользу гипотезы дрейфа континентов стали факты подобия береговых линий материков восточного и западного обрамлений Атлантического океана, сходство ископаемой фауны и флоры в верхнепалеозойских и нижнемезозойских отложениях южных материков, следы покровного оледенения позднепалеозойского возраста и согласованное с реконструкцией Пангеи распределение палеоклиматов на разобщенных

ные фрагментах древнего пракоиндента Гондвана (Коррен, Wegener, 1924).

После возрождения идей мобилизма в конце пятидесятых годов старые аргументы получили новые подтверждения и были обоснованы с еще большей строгостью. Так, например, реконструкция вегенеровской Пангеи по контурам материкового обрамления Атлантики оказалась значительно более убедительной после того, как она была проведена не по береговой линии континентов, а по их материковому склону на уровне изобаты 900 м (Bullard, Everett, Smith, 1965) (часть этой реконструкции воспроизведена на рис. 18). Одновременно появились новые убедительные свидетельства взаимного перемещения материков, во всяком случае, в течение фанерозоя — это прежде всего палеомагнитные и дополнительные палеоклиматические данные (Кропоткин, 1961; Runcorn, 1962; Op-djike, 1962; Ранкорн, 1968; Монин, 1972).

Сильным аргументом в пользу гипотезы раздвижения континентов оказалось обнаружение в Атлантическом и других океанах над срединно-океаническими хребтами симметричных полосчатых магнитных аномалий, связанных с инверсиями магнитного поля Земли в прошлые геологические эпохи. Эти аномалии были истолкованы Ф.Вайном и Д.Метьюзом (Vine, Matthews, 1963) как признак расширения дна Атлантического океана, а их сопоставление со шкалой инверсий магнитного поля, полученной на суше, позволило определить возраст аномалий, а, следовательно, и возраст океанического дна в пределах до 80 млн. лет (Heirtzler, Hayes, 1967). После проведения на тех же акваториях буровых работ с судна "Гломар Челленджер" выяснилось, что геофизические прогнозы блестяще подтвердились (Лисицын, 1970).

Очень веским доказательством раскола Пангеи является не только общность палеозойского геологического строения смежных материков, обрамляющих Атлантический океан, но и точное совпадение сложного узора тектонических структур докембрийского возраста этих материков при их совмещении в реконструкции вегенеровской Пангеи (Хаин, 1973).

Аргументы, свидетельствующие в пользу существования дрейфа континентов, частичный перечень и анализ которых приведен, например, в работах В.Е.Хаина (Хаин, 1972, 1973) и обзоре Д.Тарлинг и М.М.Тарлинг (Тарлинг, Тарлинг, 1973), по нашему мнению, столь убедительны, что не оставляют сомнений в правильности основных положений мобилизма. По-видимому, сегодня можно еще спорить о причинах и механизмах перемещения материковых глыб, но не о самом факте существования континентального дрейфа.

В настоящее время в пользу концепции тектоники литосферных плит можно привести более двадцати веских аргументов, подробно исследованных и обоснованных многими цитированными выше авторами. Вот далеко не полный список как

традиционных, так и недавно полученных доводов в пользу этой концепции.

1. Сходство очертаний континентальных склонов материкового обрамления Атлантического океана и некоторых других материков Южного полушария.

2. Общность ископаемых форм жизни на континентах Гондваны до ее распада в конце мезозоя и различные пути развития жизни на южных материках после ее распада.

3. Синхронное покровное оледенение южных материков и Индии в верхнем палеозое.

4. Общность геологического строения Африки и Южной Америки; Антарктиды, Австралии и Индии; восточного побережья Северной Америки и западного побережья Европы.

5. Совпадение палеоклиматических зон смежных материков при их реконструкции в Гондване и Лавразии.

6. Палеомагнитные данные, показывающие иное широтное положение материков в прошлые геологические эпохи, совпадающее с реконструкциями древних суперматериков Гондваны и Лавразии.

7. Симметрия срединно-океанических хребтов и их медианное положение на дне молодых океанов.

8. Совпадение теоретической формы срединно-океанических хребтов с действительным их рельефом.

9. Данные бурения о последовательном увеличении возраста океанических осадков по мере удаления от гребней срединно-океанических хребтов.

10. Совпадение значений возраста дна океанов, определенных по полосчатым магнитным аномалиям, рельефу срединно-океанических хребтов и по данным бурения.

11. Данные сейсмологии о приуроченности напряжений растяжения к рифтовым зонам и напряжений сжатия - к геосинклинальным зонам Земли.

12. Приуроченность повышенных теплых потоков к рифтовым зонам срединно-океанических хребтов и к вулканическим поясам геосинклинальных зон.

13. Объяснение факта примерного равенства средних тепловых потоков через абиссальные равнины океанического дна и через поверхность древних платформ на континентах.

14. Объяснение механизма образования океанической коры и закономерностей проявления базальтового вулканизма на океаническом дне и океанических островах.

15. Объяснение происхождения плосковершинных подводных гор на дне океанов-гайотов.

16. Объяснение механизма связывания углекислого газа в карбонатах и факта повышенного содержания кальция в осадочных породах.

17. Объяснение механизма обогащения континентальной коры калием и другими литофильными элементами, совпадение

теоретического состава континентальной коры с расчетами по эмпирическим данным.

18. Объяснение основных закономерностей развития геосинклинального процесса.

19. Объяснение происхождения региональных надвигов, аллохтонного положения офиолитовых формаций, механизма образования геосинклинальной складчатости, флишевых толщ и других более тонких черт строения геосинклинальных областей.

20. Объяснение основных закономерностей развития геосинклинального магматизма и связи этого процесса с тектоническими движениями.

21. Объяснение природы глобальных трансгрессий моря на континенты.

22. Объяснение происхождения нефти и механизма обогащения ею предгорных прогибов и краевых зон платформ.

Перечисление доводов в пользу концепции тектоники литосферных плит можно было бы продолжать и далее, но и приведенного перечня достаточно для полной ее аргументации.

С другой стороны, обоснованных возражений против концепции с каждым годом становится все меньше, поскольку в ее рамках со временем находят свое естественное объяснение все большее число геологических явлений. Так, например, после появления идеи о существовании гравитационной конвекции в мантии (Артюшков, 1968), главный аргумент противников мобилизма, утверждавших, что на Земле нет механизма, способного перемещать континентальные массивы на большие расстояния, оказался снятым. После того, как в 1968 г. были сформулированы основные положения гипотезы тектоники литосферных плит (Isacks, Oliver, Sykes, 1968; Le Pichon, 1968; Morgan, 1968; Heirtzler, 1968), выяснилось, что развитие геосинклиналей органически связано с глубинными процессами, происходящими в зонах Бениоффа. С разработкой этой идеи удалось ответить и на второе главное возражение против гипотезы дрейфа континентов — показать связь развития геосинклиналей и образования континентальной коры с глубинными процессами. Иногда как принципиальное возражение против идей мобилизма рассматривается факт существования поперечных зон глубокого заложения, пересекающих складчатые пояса и продолжающихся на соседние платформы. Но с точки зрения механизма деформируемых плит именно такие поперечные зоны разломов и должны возникать в напоздающей (континентальной) плите над трансформными разломами поддвигаемой плиты. Это объясняется тем, что вдоль трансформных разломов обычно происходят дифференциальные подвижки смежных фрагментов поддвигаемой плиты, а это неизбежно приведет к появлению разрывных напряжений и в напоздающей на нее плите. Остальные возражения являются более частными. На многие из них уже

получены исчерпывающие объяснения, теперь вошедшие даже в арсенал аргументов за гипотезу дрейфа континентов.

Учитывая приведенные доводы и соображения, свидетельствующие в пользу рассматриваемой концепции, по нашему глубокому убеждению, ее вполне можно и должно воспринимать как достоверную научную теорию глобальной тектоники.

Выше было показано, что конвективные движения в мантии Земли существовали с момента ее образования, менялась лишь их интенсивность и строение конвективных ячеек (происходило чередование одноячейстых и двуячейстых структур). Поэтому следует признать, что дробления, образование и перемещения литосферных плит происходили в течение всей геологической истории Земли, а не только в мезозое, как это иногда представляется. По-видимому, за время жизни Земли неоднократно могли складываться условия, при которых все или большинство континентальных литосферных плит перемещались астеносферными течениями в область нисходящих мантийных потоков, формируя при этом единые континенты типа Пангеи конца палеозоя. В последующие циклы при изменении структуры мантийных потоков эти суперконтиненты могли вновь дробиться и расходиться в стороны подобно осколкам Гондваны и Лавразии при мезозойском расколе Пангеи.

Аналогичная картина должна была наблюдаться и с океанами — в периоды образования Пангеи возникал и единый океан Панталасс, при дроблении Пангеи на ряд фрагментов распадался на ряд самостоятельных океанов и Панталасс. При сближении континентов древние океаны подобно Тетису закрывались за счет поддвижения океанических плит под континентальные (обратного процесса происходить не может, поскольку континентальные плиты заметно легче океанических $\Delta\rho \approx \approx 0,5 \text{ г/см}^3$). Вместо старых появлялись новые океанические впадины, возникавшие над восходящими мантийными потоками между расходящимися континентальными плитами. Затем могли пропадать и они, уступая место еще более молодым структурам. Этот процесс продолжается и в настоящее время, т.к. увеличение площади растущих молодых океанов — Атлантического и Индийского неизбежно должно сопровождаться сокращением площади Тихого океана (за счет дрейфа обеих Америк на запад, а Евразии на восток в сторону центра основного нисходящего потока в западной части Тихого океана (см. рис. 15). Следует еще отметить, что в океанах, окруженных зонами погружения литосферных плит в мантию и восходящим потоком под центром океана, как, например, в Тихом океане, возраст океанических впадин может быть существенно большим, чем возраст дна океана.

Учитывая сказанное, необходимо признать, что отдельные океанические впадины существуют лишь ограниченное время и, следовательно, все впадины современных океанов, в том числе и Тихого, молоды по сравнению с возрастом Земли.

Происхождение континентальной коры является одной из самых фундаментальных и, по-видимому, самой сложной проблемой современной геологии. Причем наиболее трудным вопросом здесь является механизм обогащения континентальной коры и особенно гранитов калием. Действительно, содержание K_2O в современной мантии, как мы видели ранее, порядка $0,003 \div 0,03\%$, в то время как в континентальной коре $\sim 3\%$ (2,9% по (Ронов, Ярошевский, 1967)), следовательно, существующий механизм выделения континентальной коры из вещества мантии приводит к обогащению коровых пород калием в 100–1000 раз! При построениях современных моделей процесса формирования континентальной коры с этим фактом уже нельзя не считаться. По этой же причине процесс образования земной коры должен явиться пробным камнем для любой гипотезы (и тем более теории), объясняющей глобальную эволюцию Земли.

Большинство гипотез, рассматривающих формирование состава континентальной коры, фактически сводятся к гипотезам происхождения кислых пород гранитного ряда. Наиболее ранняя из таких гипотез основывалась на представлении об одновременном и изначальном существовании в Земле двух исходных магм – основного или базальтового и кислого состава, соответственно происходящих из слоев *Sima* и *Sial* Э.Зюсса (Suess, 1885–1909). Эта модель была удобна тем, что путем смешения таких магм или их ликвацией можно получить состав практически любой изверженной горной породы (Левинсон-Лессинг, 1934; 1940; Дэли, 1936). Одновременно были разработаны многочисленные модели происхождения кислых пород за счет дифференциации единой родоначальной базальтовой магмы (Bowen, 1928; Niggli, 1942; Osborn, 1959; 1962; Dickinson, 1970), мантийного вещества (Hamilton, 1964; Matsumoto, 1965) и андезитовой магмы (Тейлор, 1972).

После того, как выяснилось, что под океанами сиалический слой Зюсса отсутствует, а в теоретической геологии утверждается представление о "холодном" происхождении Земли, стало ясно, что о двух первичных магмах говорить не приходится. Трудно было ожидать и образования гранитов путем простой магматической дифференциации материала мантии, поскольку при этом процессе происходило бы образование пород среднего состава в значительно больших объемах, чем это реально наблюдается в природе. Кроме того, сам процесс дифференциации верхней мантии весьма маловероятен (если не просто невозможен) из-за высокой эффективной вязкости ее вещества (Менерт, 1971).

Эти и другие чисто петрографические соображения обусловили появление некоторых других гипотез. Согласно одной

из них, в образовании гранитов существенную роль играют термальные минерализованные растворы, поднимающиеся из мантии главным образом по глубинным разломам в геосинклинальных зонах Земли и приводящие к гранитизации вмещающих пород (Sederholm, 1926; Рид, 1949; Read, 1951; Полдерварт, 1957). Согласно другой концепции основная масса гранитной магмы образуется на сравнительно небольших глубинах за счет разогрева и мобилизации вещества земной коры (Шейнманн, 1968; 1970), путем частичного плавления (анатексиса) гнейсов и осадочных пород (Винклер, 1969). Существует также точка зрения, что граниты могут образоваться всеми тремя путями: магматическим, метасоматическим и за счет анатексиса (Менерт, 1971). Наконец, в последние годы опубликован ряд интересных работ Д.Грина и А.Рингвуда (Грин, Рингвуд, 1968; Рингвуд, Грин, 1968), в которых подчеркивается возможная роль перехода базальта в эклогит при фракционной выплавке андезитовых и даже более кислых магм.

Однако, гипотезы и этой группы не избежали внутренних противоречий. Так, например, во всех гипотезах, основанных на идее гранитизации за счет "флюидов", необходимо допустить существование поднимающихся из глубин мантии потоков воды, но мантия, как это следует из анализа Ю.М.Шейнманна (Шейнманн, 1969) всего вероятнее суха. Об этом же говорят условия выплавки базальтов в рифтовых зонах (Дмитриев, 1973), а также и приведенные выше наши теоретические расчеты (см. рис. 9). По-видимому, в больших количествах нужна вода и для увеличения выхода и выноса андезитовых фракций при эклогитизации базальтов по схеме Д.Грина и А.Рингвуда. Если же считать, что граниты образуются в самой коре за счет анатексиса вулканогенных, осадочных и метаморфических пород, то непонятным становится механизм обогащения пород коры калием и некоторыми другими легкоподвижными элементами — ведь для получения единицы объема пород континентальной коры с наблюдаемой концентрацией калия необходимо переработать более чем в сто раз большие объемы вещества мантии, т.е. практически всю мантию!

Иной подход намечается в тех работах, в которых за первичное образование на поверхности Земли принимается океаническая кора, а континентальная рассматривается как продукт ее переработки в геосинклинальных зонах Земли (Магницкий, 1958; Wilson, 1959; Fisher, Hess, 1963; Fitton, 1971; Сорохтин, Дмитриев, Удинцев, 1971). Этот подход интересен тем, что в комбинации с теорией тектоники литосферных плит он позволяет объяснить резкое обогащение щелочами геосинклинальных магм (Hart, Brooks et al., 1970). Одновременно при этом устанавливается и причинная связь между геосинклинальным магматизмом и сверхглубинными наклонными разломами (зонами Бениоффа). О существовании такой связи в свое время писал А.Н.Заварицкий (Заварицкий, 1946).

Кроме того, становится понятным происхождение воды и избыточного кремнезема, стимулирующих развитие кислого магматизма и регионального метаморфизма в геосинклинальных зонах Земли: вода и кремнезем поступают в зону Бениоффа благодаря дегидратации пород океанической коры при ее погружении вместе с океанической литосферой в мантию Земли (Fisher, Hess, 1963; Сорохтин, Дмитриев, Удинцев, 1971).

Рассмотрим поэтому подробнее процессы формирования земной коры с точки зрения теории тектоники литосферных плит, естественным образом вытекающей из описанной концепции эволюции Земли.

§ 20. Природа третьего слоя океанической коры

В предыдущем разделе было показано, что за счет расходящихся астеносферных течений в рифтовых зонах Земли происходит раздвижение литосферных плит. Благодаря действию архимедовых сил (изостатической компенсации) в образовавшуюся между плитами щель в виде мантийных протрузий поднимается вещество астеносферы (точно так же, как и вода, заполняющая трещину или разводье в плавающей льдине).

Очевидно, что постоянно происходящее в рифтовой зоне раздвижение литосферных плит приводит к появлению в теле растущей протрузии напряжений растяжения. Величину этих напряжений σ_p легко найти из приводившегося в § 18 условия деформации вязко-пластичного тела с постоянной скоростью

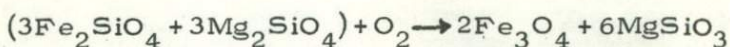
$$\sigma_p = \nu_l \frac{\eta_p}{2X_0} \quad (72)$$

здесь, как и прежде, ν_l — скорость раздвижения литосферных плит, η_p — вязкость вещества протрузии, $2X_0$ — максимальная ширина развития протрузии (рифтовой долины). По-прежнему принимая $\eta_p \approx 10^{22}$ пуаз; $2X_0 \approx 30 \div 40$ км и $\nu_l \approx 1 \div 10$ см/год, найдем $\sigma_p \approx 10^8 \div 10^9$ дин/см². Можно ожидать, что предел прочности пород протрузии на разрыв σ_s будет меньшим, чем таковой в полностью сформированной литосферной плите и, в частности, меньше принятого нами значения (см. § 15) $(\sigma_s)_p < (\sigma_s)_l \approx 5 \cdot 10^7$ дин/см².

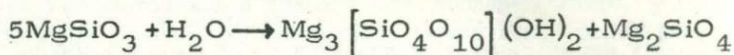
Таким образом, в рифтовых зонах всегда $|\sigma| > (\sigma_s)_p$ и, следовательно, в теле протрузии обязательно должны образоваться разрывные трещины. Судя по сейсмическим данным, так оно и происходит — в рифтовых зонах все землетрясения мелкофокусные (с глубиной до 20 км), а их природа связана только с горизонтальными растяжениями, ориентированными перпендикулярно простиранию рифтовых долин (Балакина, Введенская и др., 1967; Мишарина, 1967; Sykes, 1967; Isacks, Oliver, Sykes, 1968).

Толщина литосферы в рифтовых долинах минимальна и астеносфера выходит почти на поверхность дна океана (см. рис. 22). Поэтому, образующиеся здесь трещины фактически развиваются в "горячей" астеносфере, дренируя базальтовые жидкости, пропитывающие межгранулярные пространства в перцолитах. При этом, благодаря местному снятию давления в районе трещины должно происходить "плавление" базальтовых составляющих и их выжимание на поверхность - за счет упругого сжатия кристаллического остова вещества астеносферы (перидотитов) под влиянием веса вышележащих пород. Движущей силой такого механизма по Ю.М.Шейнманну (Шейнманн, 1968) является разность в весе столба легкой (жидкой) базальтовой магмы ($\rho_{\text{жл}} \approx 2,7 \div 2,8 \text{ г/см}^3$) и заметно более тяжелых окружающих ее пород ($\rho_{\text{л}} \approx 3,2 \div 3,3 \text{ г/см}^3$).

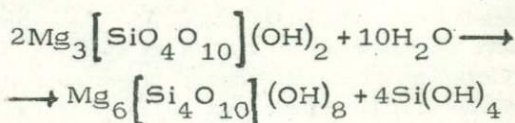
Каждая вновь образующаяся в рифтовом ущелье трещина разрыва в верхней своей части будет открытой и в нее неизбежно попадет океаническая вода. Ультраосновные породы, как известно, очень неустойчивы к процессам выветривания. Поэтому, при контакте океанической воды с еще горячими породами протрузии сразу же начнется реакция гидратации перидотитов на стенках трещины. По-видимому, в присутствии растворенных в воде активных газов - кислорода и углекислого газа, реакция гидратации пойдет по сложной многоступенчатой схеме. В начале, за счет взаимодействия растворенного (и возникшего при термическом разложении воды) кислорода с горячими оливинами может происходить образование энстатита и магнетита (подобная реакция описана Дж.Муиром, К.Тилли и Дж.Скуном (Muir, Tilley, Scoon, 1957) для гавайских базальтов)



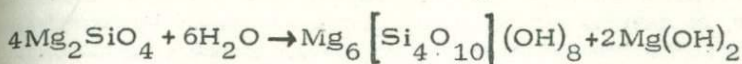
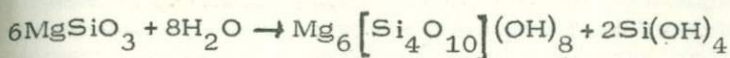
Судя по фазовым диаграммам системы $\text{MgO} - \text{SiO}_2 - \text{H}_2\text{O}$, исследованной Н.Боуэном и О.Таттлом (Боуэн, Таттл, 1950), на следующих этапах реакции, при понижении температуры ниже 600°C , начнет образовываться тальк



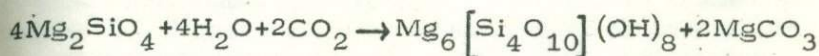
При снижении температуры ниже 500°C начнется образование серпентинита



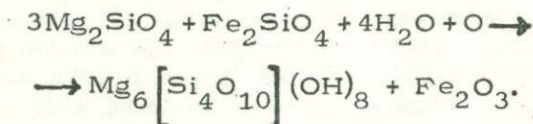
Наконец, при $T < 400^{\circ}\text{C}$ реакция пойдет по линии образования только серпентинита



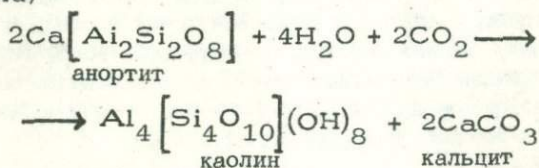
В присутствии углекислого газа вместо брусита будет образовываться магнезит



Следует еще отметить, что при образовании серпентинитов за счет перидотитов, большая часть железа, присутствующего в исходных оливинах или пироксенах, не входит в структуру серпентинита, а выделяется в форме магнетита или гематита (Дир, Хауи, Зусман, 1966)



Габброидные интрузии и дайки, пронизывающие тело растущей протрузии, также претерпят ряд изменений: при $T > 500-550^{\circ}\text{C}$ в них будет развиваться метаморфизм амфиболитовой фации, а в интервале температур $400^{\circ} < T < 500^{\circ}\text{C}$ — метаморфизм зеленых сланцев. Наконец, в условиях совсем низких температур цеолитовой фации доминирующими будут реакции коалянизации, например, при разрушении плагиоклазов (анортита)



Побочные продукты приведенных реакций: гели кремнезема, карбонаты, окислы щелочных металлов и другие легкоподвижные компоненты (в том числе и рудные) будут выносятся из трещин циркулирующими по ним водами и поступать в океан. По-видимому, этим процессом можно объяснить повышенное содержание кремнезема в океанических осадках (часто образующего выдержанные в пространстве кремневые прослойки и отдельные конкреции), аномально высокое содержание кальция в осадочных породах (Ронов, Ярошевский, 1967), повышенное рудопроявление в рифтовых зонах (Барсуков, Дмит-

риев, 1972) и образование железо-марганцевых корок и конкреций в абиссальных котловинах океана (Безруков, 1971).

Приведенная схема гидратации мантийных пород океанической водой полностью согласуется с современными петрохимическими данными и представлениями. Как уже отмечалось выше, по данным кислородно-изотопного анализа серпентинизация перидотитов и зелено-каменный метаморфизм габброидных пород срединно-океанических хребтов в настоящее время происходит только за счет океанической воды и без участия ювенильных вод. Более того, поскольку можно ожидать, что метаморфизм базальтов и габбро здесь развивается в открытой системе, то по фракционированию изотопов O^{18} и O^{16} между сосуществующими метаморфическими минералами удалось определить температуру процесса $T \approx 200 \div 300^\circ C$ (Muehlenbachs, Clayton, 1972).

Идею о том, что океаническая кора, а точнее ее так называемый третий слой, состоит из серпентинитов, высказал Г.Хесс еще в 1955 г. (Hess, 1955; 1962; Хесс, 1969). С тех пор путем драгировок рифтовых зон и срединно-океанических хребтов было получено много тому подтверждений (Shand, 1949; Enhel, Engel, 1964; Nicholls, Nalwalk, Hays, 1964; Cann, Vine, 1965; Дмитриев, Шараськин, Фарафонов, 1969; Виноградов, Удинцев и др., 1969; Дмитриев, 1973). Поэтому на сегодня гипотеза Г.Хесса о серпентинитовом составе третьего слоя океанической коры является наиболее обоснованной. Быть может только ее следует несколько расширить и считать, что помимо серпентинитов в состав слоя (особенно в его низах) входят и зеленокаменные породы, но их удельный вес в разрезе коры, по-видимому, меньший.

Описанный процесс гидратации мантийных пород позволяет теоретически определить мощность серпентинитового слоя океанической коры. Действительно, в этой модели мощность коры равна глубине h_c развития открытых трещин растяжения, в которые может попасть океаническая вода. Глубина же развития трещин определяется условием равенства давления вышележащих пород, слагающих стенки трещин и предела прочности этих же пород на скалывание τ_{sp}

$$h_c = \frac{\tau_{sp}}{(\rho_p - \rho_w)g} \quad (73)$$

где $\rho_p = 3,2 \text{ г/см}^3$ - плотность вещества протрузии;
 $\rho_w = 1 \text{ г/см}^3$ - плотность океанической воды.

Согласно (47) прочность пород на скалывание τ_{sp} значительно превышает их прочность на разрыв σ_s . Судя по данным, приведенным В.А.Магницким (Магницкий, 1965), для диабаза $\tau_{sp} = 9 \cdot 10^8 \text{ дин/см}^2$, тогда как $\sigma_s = 5 \cdot 10^7 \text{ дин/см}^2$. Принимая для перидотитов в среднем $\tau_{sp} \approx$

$\approx 10^9$ дин/см², найдем по (73) $H_c \approx 4,5$ км. Поскольку условия гидратации мантийных пород в рифтовых зонах различных океанов примерно одинаковые, так как одинаковы составы исходного вещества и его физические свойства, то и мощность этого слоя должна быть достаточно выдержанной и одинаковой во всех океанах.

Если воспользоваться средними значениями скоростей распространения упругих волн в серпентинитах и габбро для давлений порядка $1 \div 2$ кбар, приведенными, например, в справочнике (Пресс, 1969), то оказывается, что теоретическая скорость сейсмических волн в серпентинитовом слое равна примерно 6,5 км/сек.

Непосредственно под зоной гидратации (под серпентинитовым слоем) должны залегать исходные мантийные породы — перидотиты и перидотиты. Обычно переход от пород третьего слоя (в данном случае от серпентинитов) к первичному веществу мантии связывают с сейсмической границей Мохоровичича под океанами. В стороне от рифтовых зон мантийные породы охлаждены и полностью раскристаллизованы, поэтому здесь граница Мохоровичича достаточно выдержанная. Под рифтовой зоной они еще разогреты и по своим свойствам приближаются к веществу астеносферы, а граница Мохоровичича выражена слабее. В связи с однородностью состава современной мантии, о чем уже говорилось выше, скорость сейсмических волн вдоль границы Мохоровичича также должна быть примерно постоянной на различных акваториях океана, за исключением только районов рифтовых зон. Вблизи от этих зон и непосредственно под ними, граница Мохоровичича может быть менее выраженной (т.к. она еще не полностью сформирована), а скорость распространения сейсмических волн вдоль нее должна быть пониженной.

Рассмотренная модель образования третьего (серпентинитового) слоя океанической коры в общем неплохо соответствует сейсмическим данным, приведенным, например, в (Raitt, 1963; Talwani, Le Pichon, 1965; Шор, Райтт, 1972; Юинг, 1972) и многих других работах. Так, мощность третьего слоя в стороне от рифтовых зон во всех океанах на редкость постоянна и примерно равна 4,7–5,0 км, а скорость сейсмических волн в нем колеблется возле значений $6,7 \div 6,8$ км/сек. Для границы Мохоровичича везде, кроме рифтовых зон, скорость продольных волн равна $8,0 \div 8,2$ км/сек, под рифтовыми зонами эта скорость снижается до 7,3 км/сек.

§ 21. Базальтовый вулканизм и природа второго слоя океанической коры

По расчетам, кристаллизация базальтовой составляющей вещества астеносферы перидотитового или пиролитового состава увеличивает плотность этого вещества на $0,08 \div 0,09$ г/см³

(соответственно при 20±25%-ном содержании базальтовой фракции в лерцолите или пиролите). Поэтому, образование литосферных плит за счет охлаждения и полной кристаллизации вещества астеносферы неизбежно приводит к возникновению ситуации гравитационной неустойчивости, поскольку вещество астеносферы ($\rho_a \approx 3,22 \text{ г/см}^3$) сверху оказывается перекрытым более тяжелыми породами литосферы ($\rho_l = 3,3 \text{ г/см}^3$). Развитие возникшей неустойчивости должно сопровождаться "выжиманием" легких базальтовых жидкостей с уровней астеносферы на поверхность океанического дна. По-видимому, массовый подъем базальтовых магм на поверхность может происходить только в зонах, в которых постоянно развивается и поддерживается процесс разрывного трещинообразования - т.е. в рифтовых долинах.

Удаление части базальтовых жидкостей из-под литосферы приводит к увеличению плотности подстилающих ее участков астеносферы и к уменьшению средней плотности литосферы. Тем самым уменьшается и возникшая ранее гравитационная неустойчивость. Если бы базальтовые жидкости только изливались на поверхность литосферной плиты и частично не кристаллизовались бы в ее теле, то для полного восстановления гравитационного равновесия из подстилающих ее слоев астеносферы должно быть удалено до 11±12% базальтовой составляющей. Если же считать, что в теле литосферы задерживается и кристаллизуется в виде габброидных интрузий - даек третья часть поднимающихся из астеносферы базальтовых магм, то для восстановления равновесия уже достаточно удалить из астеносферы только 9% базальтовых жидкостей, из которых лишь 5% достигнут поверхности литосферы, образуя на ней покровные излияния.

Мощность слоя астеносферы с инверсным распределением плотности вещества под рифтовой зоной, определяется глубиной расположения границы фазового перехода плагиоклазового перидотита в пироксеновый. Согласно данным А.Э.Рингвуда (Ringwood, 1962; Рингвуд, 1972) при таком переходе плотность перидотита должна скачком увеличиться примерно на $0,07 \text{ г/см}^3$. В результате, плотность вещества астеносферы ниже границы перехода окажется примерно равной или даже несколько превысит среднее значение плотности растущей сверху литосферной плиты (с учетом "облегчающего" влияния габброидных интрузий средняя плотность пород литосферы должна превышать плотность частично расплавленного лерцолита в верхней части астеносферы не более, чем на $0,06-0,07 \text{ г/см}^3$). Поэтому, ниже границы перехода плагиоклазового перидотита в пироксеновый разрез верхней мантии под рифтовой долиной будет гравитационно устойчивым. По экспериментальным данным Д.Х.Грина и А.Э.Рингвуда (Green, Ringwood, 1967) отмеченный фазовый переход в веществе верхней мантии при температурах близких к солидусу пиролита

происходит примерно при давлении 10 кбар, т.е. на глубине около 30 км.

Мощность деятельного слоя астеносферы ΔH_a из которого будут удаляться базальтовые жидкости, можно определить по глубине развития в вязком веществе астеносферы разрывных деформаций. Предельная скорость деформации $\dot{\epsilon}$ отвечающая началу образования хрупких расколов при растяжении, определяется простой зависимостью $\dot{\epsilon} \approx \sigma_s / \eta$ где σ_s - предел прочности вещества на разрыв. В рассматриваемой модели процесса $\dot{\epsilon} = 2\sigma_e / \Delta H_a$ откуда $\Delta H_a = 2\sigma_e \eta_a / \sigma_s$. Вблизи точки плавления прочность на разрыв невелика, поэтому для лерцолитов астеносферы можно принять нижний предел напряжений, приводящих к землетрясениям, т.е. положить $\sigma_s \approx 10^7$ дин/см². Принимая также $\sigma_e \approx 2+5$ см/год и $\eta_a = 0,5 \cdot 10^{20}$ пуаз, получим $\Delta H_a \approx 6+16$ км.

Время развития рифтовой долины близко к 10^6 лет. Согласно формуле (57), за это время под долиной возникнет слой литосферы, толщиной порядка $H_e \approx 9$ км. Следовательно, глубина источников базальтового вулканизма под рифтовыми зонами в среднем достигает 15+25 км.

В процессе раздвижения литосферных плит наибольшее число трещин разрыва должно возникать строго по центру рифтовой долины, поскольку именно в этом месте мощность образующейся молодой литосферы минимальна (см. рис. 21 и 22) (этим явлением, в частности, объясняется и симметричное строение срединно-океанических хребтов). Очевидно также, что все трещины должны ориентироваться вдоль длинной оси рифтовой зоны. Поэтому образующиеся в рифтовой долине базальтовые покровы всегда будут линейно вытянутыми и симметрично расположенными по отношению к оси раздвижения литосферных плит. Естественными границами каждого вновь образующегося базальтового покрова будут являться борта рифтовой долины, препятствующие распространению покровов вширь.

Из описанной схемы образования базальтовых покровов следует, что ширина каждого из них в рифтовых долинах будет определяться выражением (59) и в среднем равняться $2 X_0 = 30+40$ км. На флангах хребта ширина отдельных элементарных покровов будет вдвое меньшей $X_0 = 15+20$ км. Вся же толща базальтовых покровов в сумме образует единый "базальтовый" слой на поверхности океанической литосферной плиты - второй слой океанического дна.

Согласно (58), время развития мантийных протрузий в рифтовых зонах в зависимости от скорости раздвижения литосферных плит колеблется в пределах от $4 \cdot 10^5$ лет до $8 \cdot 10^5$ лет. За это же время должны образоваться на полную свою мощность (1,5+1,7 км) и компенсационные базальтовые покровы второго слоя. Учитывая сравнительно короткое время формирования этого слоя, можно с большой уверенностью

утверждать, что доля осадочных пород в его разрезе совершенно ничтожна — не более 5–10 метров осадков на весь слой мощностью 1,5–1,7 км.

При остывании базальтов ниже температуры точки Кюри они будут намагничиваться в соответствии с направлением существовавшего во время излияния магнитного поля Земли. При этом, линейно-вытянутые базальтовые покровы создадут и линейно-вытянутые магнитные аномалии, ширина которых будет полностью определяться шириной самих базальтовых покровов $X_0 = 15 \pm 20$ км.

Рассматриваемая схема образования второго (базальтового) слоя океанической коры в общем соответствует совокупности современных геофизических и петрохимических данных. Так, наблюдаемая скорость распространения сейсмических волн в слое 5,2–5,5 км/сек (Юинг, 1972; Шор, Райт, 1972) позволяет считать его базальтовым. Об этом же непосредственно свидетельствуют и результаты глубоководного бурения — судя по буровым данным, кровля второго слоя практически всегда представлена базальтами (Лисицын, 1970). Сам факт существования симметричных полосчатых магнитных аномалий, прослеживающихся далеко в стороны от рифтовых зон и уверенно отождествляемых с древними эпохами инверсии магнитного поля (Vine, Matthews, 1963; Heirtzler, Hayes, 1967; Heirtzler, 1968), показывает, что второй слой океана образуется только в рифтовых ущельях (иначе последующие базальтовые покровные излияния экранировали бы и искажали симметрично-полосчатое магнитное поле над срединно-океаническими хребтами).

Все базальты срединно-океанических хребтов представлены слабодифференцированными толеитами и глиноземистыми базальтами (Engel, Engel, 1963; Engel, Engel, Havens, 1965; Nicholls, 1965; Шейнманн, 1968; Виноградов, Удинцев и др., 1969; Дмитриев, Шараськин, Фарафонов, 1969). Этот факт показывает, что первичные базальтовые магмы под рифтовыми зонами не успевают дифференцироваться и немедленно доставляются по трещинам от мест своего рождения в область остывания, т.е. на поверхность океанического дна (Дмитриев, 1973). Состав срединно-океанических базальтов убедительно свидетельствует о сравнительно неглубоком их зарождении. Так, по экспериментальным данным Д.Х.Грина и А.Э.Рингвуда (Грин, Рингвуд, 1968; 1972) на малых глубинах 0–15 км при частичном плавлении пиролита от него будет отделяться кварц-толеитовая магма. На несколько больших глубинах, но еще в пределах деятельного слоя астеносферы под рифтовой зоной (15–35 км), вблизи температур солидуса пиролита, должны отделяться высокоглиноземистые толеитовые базальты с 10% нормативного оливина.

Приведенной закономерностью, в частности, можно объяснить развитие кварцевых толеитов непосредственно в рифто-

вых ушельях и широкое распространение высокоглиноземистых оливиновых толеитов на склонах срединно-океанических хребтов. Дело в том, что трещины, по которым поднимаются базальтовые жидкости, компенсирующие гравитационную неустойчивость растущей литосферы, всегда развиваются по направлению с поверхности в глубину. В результате, вначале на поверхность станут выжиматься только жидкости с самых мелких горизонтов астеносферы и лишь по мере их гравитационного уравнивания с литосферой (за счет удаления легких фракций) уровень магмообразования опустится ниже по направлению к подошве деятельного слоя астеносферы ($H = 30$ км). Поэтому, кварц-толеитовые базальты всегда должны залегать в основании второго слоя океанической коры и обнажаться лишь в некоторых рифтовых ушельях, развитие которых еще находится на ранних стадиях образования. Сверху второго слоя и на его поверхности по рассмотренной схеме должны залегать базальты последней стадии рифтового магматизма, т.е. высокоглиноземистые оливиновые толеиты. По-видимому, именно таким положением глиноземистых базальтов в разрезе второго слоя океанической коры и возможно объяснить их широкое развитие на океаническом дне.

В рамках рассматриваемой модели образования литосферных плит находит естественное объяснение и специфическая закономерность развития базальтового вулканизма и эруптивных циклов на вулканических островах океанических впадин. Типичными представителями эффузивных пород, распространенных на таких островах, являются вулканические серии Гавайских островов. Ю.М.Шейнманн (Шейнманн, 1968), обобщив исследования Х.Винчелла (Winchell, 1947), Г.Макдональда, Р.Кацуры (Macdonald, 1949,а; 1949,б; Macdonald, Katsura, 1964) и Х.Пауэрса (Powers, 1955), выделяет по этой серии три последовательных этапа эволюции первичной толеитовой магмы: вначале изливаются толеитовые базальты, затем их сменяют оливиновые базальты, а завершается цикл поступлением сравнительно небольших количеств щелочных (нефелиновых) базальтов и базанитов.

Как следует из выражений (60) и (61), литосфера под океаническими впадинами всегда бывает достаточно развитой и по мощности достигает 40 ± 70 км. Поэтому, источники базальтовых магм, питающих вулканизм расположенных здесь островов, всегда залегают на глубинах, превышающих $40-70$ км. Очевидно, что химизм этих магм полностью определяется РТ условиями, господствующими в подстилающих литосферу слоях астеносферы. На подошве литосферы температура мантии должна в точности соответствовать температуре солидуса самых легкоплавких базальтовых фракций. С глубиной температура астеносферы увеличивается, приближаясь к температуре ликвидуса недифференцированных первичных базальтов. Следовательно, всегда можно представить себе, что литосфера сни-

зу подстилается слоями астеносферы, в которых температурная дифференциация базальтовых магм (возникающая за счет фракционной кристаллизации тугоплавких компонент) с глубиной постепенно уменьшается. Поэтому, последовательная эволюция дифференцированных базальтовых лав в вулканических сериях океанических островов по рассматриваемой модели легко объясняется последовательными изменениями глубины развития дренирующих астеносферу трещин и каналов, по которым происходит подъем глубинных магм.

Обычно вулканические острова рассматриваемого типа располагаются вдоль активных зон глубинных разломов литосферных плит или на их пересечениях. В местах подвижек смежных фрагментов литосферных плит вдоль зон разломов, последние могут распространяться и в астеносферу. Если разломы достигают уровней, на которых вещество астеносферы разогрето до температуры ликвидуса базальтов, то вулканические извержения на таких островах всегда будут начинаться с подъема под большим напором недифференцированных магм и заканчиваться относительно более спокойными излияниями остаточных (надсолидусных) лав. Это явление объясняется тем, что гидродинамическое давление базальтовых магм в эруптивном канале определяется распределением максимального гидростатического давления, существующего на подошве разлома, вдоль всей длины выводного канала $H_f + \Delta H$ (включая и высоту острова ΔH), а гидростатическое давление во вмещающих породах в основном зависит только от веса вышележащих слоев астеносферы и литосферы (поскольку в пластичной астеносфере влиянием веса острова можно пренебречь). В результате, на всех уровнях выше основания разлома гидродинамическое давление магмы в выводном канале вулкана превысит гидростатическое давление во вмещающих породах (см. рис. 26). Возникшее таким образом избыточное давление $\Delta P = P_{hdm} - P_{hst}$ будет препятствовать поступлению в эруптивный канал магм со всех вышележащих горизонтов кроме самого нижнего из вскрытых трещиной горизонтов.

Избыточное давление в вулканическом канале островного вулкана на уровне Z в астеносфере легко найти по сравнительно простой зависимости:

$$\Delta P_z = \tilde{\rho} g \left[\frac{z + \Delta H}{H_f + \Delta H} \cdot H_f - Z \right] \quad (74)$$

где $\tilde{\rho} = [\rho_l H_l + \rho_a (H_f - H_l) + \rho_w h] / [H_f + h]$ - средняя плотность слоя; h - глубина океана; H_f - глубина разлома; ΔH - высота острова (Z , H_f и ΔH отсчитываются от поверхности литосферы, как это показано на рис. 26). Из формулы (74) также следует, что при образова-

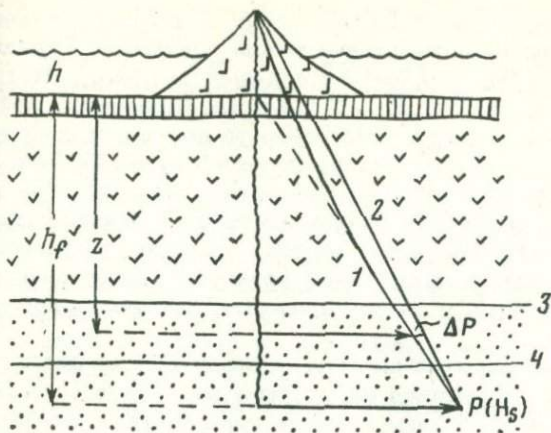


Рис. 26. Схема распределения давлений в эруптивном канале вулканического острова. 1 - гидростатическое давление; 2 - гидродинамическое давление; 3 - изотерма солидуса базальтовой магмы (подошва литосферы); 4 - изотерма ликвидуса базальтовой магмы (поверхность недифференцированной астеносферы).

нии покровных излияний на дне океана, как, например, в рифтовых зонах ($\Delta H = 0$), никакого избыточного давления в магматическом канале не возникает. Это явление специфично только для вулканов, у которых $\Delta H \neq 0$.

Избыточные давления в магматических каналах вулканов, расположенных на высоких островах, могут достигать значительных величин. Показательным примером является вулкан Мауна-Лоа на острове Гавайи в Тихом океане. Высота вулкана над уровнем моря равна 4,16 км, средняя глубина океана вокруг острова $h = 5$ км ($\Delta H = 9,16$ км). На основании сейсмических наблюдений установлено, что магмы в вулкане поднимаются примерно с глубины от 58 ± 66 км до 43 ± 44 км (Шейнманн, 1968), поэтому можно принять $H_f = 60$ км, $Z = 40$ км. В этом случае, во время подъема магмы с глубины 60 км, на уровне $Z = 40$ км возникает избыточное давление порядка 800 бар. При таком избыточном давлении должно происходить томпонирование стенок магматического канала и полное прекращение поступления базальтовых жидкостей со всех вышележащих горизонтов (кроме самого низкого).

Время жизни разлома в астеносфере не может быть большим - по порядку величины оно определяется временем релаксации напряжений в астеносферном веществе $\tau_{\eta} = \frac{\eta_{\alpha}}{\mu_{\alpha}}$.

Согласно выполненным в § 13 оценкам, вязкость астеносферы

примерно равна $\eta_a \approx 0,5 \cdot 10^{20}$ пуаз, а модуль жесткости для верхних слоев астеносферы можно принять по Р.Хаддону и К.Буллену $\mu_a = 0,68 \cdot 10^{12}$ дин/см² (Haddon, Bullen, 1969). В этом случае $\tau_r \approx 2,3$ года. Примерно такой же (или несколько меньшей) длительности должны быть и эруптивные циклы. Поэтому, вскоре после образования (или лучше сказать обновления) астеносферного разлома и подъема по нему глубинных магм, сам разлом постепенно начнет сокращаться в размерах. При этом, закрытие разлома обязательно должно происходить снизу вверх (поскольку внизу вязкость пород минимальная, а гидростатическое давление, наоборот — максимальное).

По мере закрытия разлома последовательно должно уменьшаться и сниматься избыточное давление в магматическом канале на все более высоких горизонтах. Следовательно, будет постепенно открываться доступ на поверхность и все более охлажденным магмам, пока, наконец, процесс не закончится излиянием последних и наиболее дифференцированных надсолидных магм.

Согласно экспериментальным данным Д.Х.Грина и А.Э.Рингвуда (Грин, Рингвуд, 1968; 1972) на глубинах порядка 35–70 км при температурах близких к ликвидусу базальтов, из пиролита верхней мантии должны выплавляться оливиновые толеиты. С понижением температуры сначала появляются оливиновые базальты, а затем и щелочные оливин-базальтовые жидкости с нормативным нефелином. В отличие от пиролитовой модели мантии, для принятой лерцолитовой модели дифференционный ряд базальтов, по-видимому, должен начинаться не оливиновыми толеитами, содержащими до 10% нормативного оливина, а толеитами с нормативным гиперстеном.

В соответствии с приведенными экспериментами (с учетом поправки на лерцолитовую модель мантии) и рассмотренной выше схемой развития астеносферных разломов, должна происходить и эволюция составов базальтовых лав в течение эруптивного цикла: каждый цикл должен начинаться с подъема толеитовых магм, сменяемых затем оливиновыми базальтами, а заканчиваться — излиянием щелочных нефелиновых базальтов.

Таким образом, в рассматриваемой концепции нашла естественное объяснение описанная Ю.М.Шейнманном (Шейнманн, 1968) и приведенная выше характерная закономерность циклического изменения состава базальтовых лав в вулканических сериях океанических островов.

В заключение следует заметить, что происхождение базальтовых магм, питающих вулканизм океанического дна, связано не с фракционным плавлением вещества мантии, а скорее наоборот, с подъемом первичных или остаточных магм, выделившихся при охлаждении и фракционной кристаллизации исконо горячего вещества астеносферы.

Образование и раздвижение литосферных плит в рифтовых зонах компенсируется их погружением в верхнюю мантию в геосинклинальных зонах. Этот процесс, как мы видели выше, связан со сжатием и надвиганием литосферных плит друг на друга под влиянием сходящихся астеносферных течений, возникающих над нисходящими потоками вещества в нижней мантии. Плита, оказавшаяся "подмятой", погружается в верхнюю мантию вдоль наклонной поверхности, обычно именуемой поверхностью Бениоффа (Isacks, Oliver, Sykes, 1968). Вместе с литосферой в глубины верхней мантии затягивается океаническая кора и слой осадков.

На погружающуюся в мантию литосферу оказывает сильное давление наползающая на нее плита (см. рис. 29). В результате этого, на границе между плитами, т.е. в зоне расположения опускающейся коры, возникают значительные напряжения трения и сдвиговые деформации. Эффективная вязкость η_{cr} океанической коры, в основном состоящей из серпентинитов, должна быть значительно ниже вязкости литосферы, поэтому, породы коры, попав на контакт между смещающимися жесткими литосферными плитами, станут играть роль смазки. В этом случае, приходящееся на единицу массы вещества океанической коры количество тепла dq , выделяемого за счет деформаций вязкого трения в слое коры при смещении литосферных плит вдоль зоны Бениоффа на интервал $d\ell$, определится выражением

$$dq = \frac{P \operatorname{tg} \psi}{h_{cr} \rho_{cr}} d\ell \quad (75)$$

где: $P = H\rho g$ — давление; H — глубина погружения рассматриваемого объема коры в зоне Бениоффа; ψ — угол внутреннего трения; h_{cr} и ρ_{cr} — соответственно мощность и плотность океанической коры. Учитывая, что $d\ell = dH/\cos\beta$, где $\beta = 45^\circ - \frac{\psi}{2}$ — угол наклона зоны Бениоффа, отсчитываемый от вертикали, можно определить суммарную удельную тепловую энергию, выделяемую при опускании подвигаемой литосферной плиты на глубину H

$$q = \frac{H^2 g \operatorname{tg} \psi}{2 h_{cr} \cos(45^\circ - \frac{\psi}{2})} \quad (75')$$

Ниже, в § 23, на примере зоны Бениоффа Курильской островной дуги показано, что $\psi \approx 14^\circ$. Принимая также $g = 10^3$ см/сек²; $h_{cr} = 6$ км, найдем, что при опускании оке-

анической коры на глубину 100 км на каждый грамм ее вещества выделится до 630 кал. Расчеты показывают, что этого тепла вполне достаточно не только для разогрева самой океанической коры до температуры плавления базальтов, но и для прогрева всей толщи пород над зоной Бениоффа. Если бы в геосинклинальной зоне не происходил интенсивный вынос тепла с термальными водами, освобождающимися при дегидратации океанической коры, то средняя температура надвигаемой литосферной плиты над зоной Бениоффа поднялась бы на 450°C и повсеместно достигла точки плавления базальтов ($750^{\circ} + 450^{\circ} = 1200^{\circ}\text{C}$).

Отмеченные процессы безусловно значительно снижают температуру коры в зоне Бениоффа и, по-видимому, стабилизируют ее на уровне анатексиса пород. Во всяком случае, это предположение не противоречит тому факту, что андезитовые вулканы часто располагаются над сравнительно неглубокими (60 ± 100 км) участками зоны Бениоффа, как это, например, наблюдается на Курильских островах (Федотов, Багдасарова и др., 1969) (см. рис. 29).

Попадая в зоне Бениоффа на глубины с высокими температурами и давлениями, породы коры и осадочного покрова постепенно теряют связанную в них воду, избыточный кремнезем, глинозем и легкоподвижные компоненты (Fisher, Hess, 1963; Сорохтин, Дмитриев, Удинцев, 1971).

Процесс дегидратации океанической коры должен протекать по достаточно сложной многоступенчатой схеме, определяемой последовательной сменой равновесных минеральных ассоциаций все более глубоких стадий метаморфизма, соответствующих постепенно изменяющимся $P-T$ условиям в погружающейся в мантию коре. К тому же, рассматриваемая система не является закрытой и из нее постоянно удаляются наиболее подвижные и легкие фракции. Тем не менее, основные реакции, контролирующие ход процесса дегидратации коры, выделить все же возможно.

Поскольку океаническая кора на 70% состоит из серпентинитов, то безусловно, определяющими окажутся процесс дегидратации и последующие за ним реакции в системе $\text{MgO}-\text{SiO}_2-\text{H}_2\text{O}$. Многоступенчатый процесс дегидратации серпентинитов состоит из нескольких равновесных реакций. Обозначая через В - брусит, Е - энстатит, F_o - форстерит, Q - кварц, S - серпентин, Т - тальк и V - водяной пар, этот ряд реакций согласно экспериментальным данным Н. Боуэна и О. Таттла (Боуэн, Таттл, 1950) можно представить следующими уравнениями:

1. $S + B \rightarrow F_o + V$ при $T < 400^{\circ}\text{C}$
2. $S \rightarrow T + F_o + V$ при $400 < T < 500^{\circ}\text{C}$
3. $T + F_o \rightarrow E + V$ при $500 < T < 650\pm 700^{\circ}\text{C}$
4. $T \rightarrow F_o + Q + V$ при $650\pm 700 < T < 750\pm 800^{\circ}\text{C}$

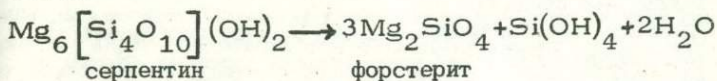
Энстатит в присутствии ненасыщенного кремнеземом пара неустойчив (Шинкарев, 1970), поэтому можно ожидать, что в условиях выноса кремнезема термальными водами из дегидратируемых участков океанической коры, третья реакция фактически будет проходить, как и четвертая — по схеме распада талька $T \rightarrow Fo + Q + V$.

Схема Н.Буэна и О.Таттла соответствует только гидротермальным процессам, развивающимся в закрытых системах. Если сухой остаток в такой системе строго отвечает составу форстерита, то весь процесс десерпентинизации должен закончиться уже на первой стадии — реакцией серпентинита и брусита — с образованием форстерита и выделением воды. Если же в системе находится еще и энстатит, то реакции развиваются по полной схеме, и в конечном продукте может появиться растворенный в воде кремнезем (ранее связанный в энстатите).

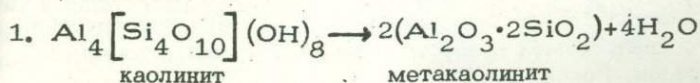
В открытой системе гидротермальные процессы могут развиваться иначе. Так, если в процессе серпентинизации из системы удаляется брусит, например, благодаря сопутствующей реакции карбонатизации или же за счет серпентинизации оливинов с заметной фаялитовой составляющей (см. § 20), то обратный этому процесс дегидратации серпентинитов уже должен будет пойти по несколько иной схеме

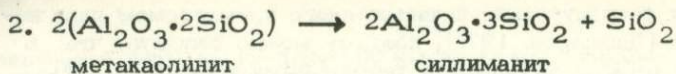


Как было показано в § 20, серпентинитовый слой океанической коры образуется в условиях открытой системы, содержащей CO_2 , за счет гидратации магнезиально-железистых ультраосновных пород. Следовательно, в серпентинитах океанической коры брусит практически должен отсутствовать. Поэтому, можно ожидать, что дегидратация серпентинитов коры пойдет именно по схеме открытой системы, эквивалентную реакцию которой можно представить следующим простым уравнением



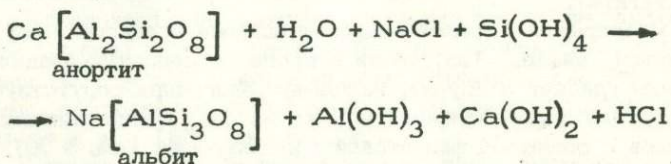
Аналогичные реакции происходят при дегидратации каолинита. Согласно исследованиям Г.Бриндли и М.Накахиры (Brindley, Nakahira, 1958) каолинит при нагревании до $500^\circ C$ теряет воду, превращаясь в метакаолинит. После $925^\circ C$ образуется кремневая шпинель состава силлиманита и выделяется кремнезем.





(более высокотемпературные превращения здесь опущены).

В гидротермальных процессах, протекающих в зоне Бениоффа, заметную роль должны играть и солевые растворы поровых вод, пропитывающих породы коры. Поровые воды океанической коры формируются за счет воды океана, поэтому в них всегда много NaCl. Согласно Г. Винклеру (Винклер, 1969) в условиях метаморфизма NaCl гидролизуется, Na₂O связывается с минералами пород, фиксируясь главным образом, в альбите, в то время как HCl входит в состав газовой фазы. Этим процессом, по-видимому, можно объяснить реакцию альбитизации, протекающую в зонах Бениоффа (Сорохтин, Дмитриев, Удинцев, 1971)



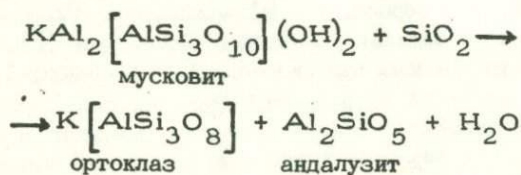
Вместе с океанической корой в зону контакта литосферных плит затягиваются и осадочные породы, представленные в основном пелагическими осадками — илами и глинами. Поступая в зону развития гидротермальных процессов, океанические осадки привносят с собой многие дополнительные геохимические компоненты, накопившиеся в этих породах за время их седиментации. Поскольку механизм затягивания океанических осадков под геосинклинальные зоны постоянно действует практически в течение всей истории Земли, то значение такого процесса обогащения континентальной коры рассеянными геохимическими компонентами, преимущественно сконцентрированными в осадках, может быть очень большим. Прежде всего к таким геохимическим компонентам относятся калий и биогенные вещества.

Известно, что глинистые осадки хорошо сорбируют из раствора океанической воды ионы многих тяжелых металлов, а также калий. Обычно калий связывается гидрослюдами (гидромусковитом), в изобилии находящимися в глубоководных илах и глинах. Согласно данным С.К. Эл-Векил, Дж.П. Райли (Эл-Векил, Райли, 1965) и А.П. Виноградову (Виноградов, 1967), среднее содержание K₂O в современных пелагических осадках примерно равно 2,3%.

Содержание K₂O в пелагических осадках прошлых геологических эпох, по-видимому, было еще более высоким. Об этом свидетельствуют закономерные повышения концентраций K₂O с увеличением возраста глин на Русской платформе (Виноградов, Ронов, 1956) и концентраций калия в древних

глауконитах (Тугаринов, Войткевич, 1970). Так, в глауконитах среднего протерозоя содержание K_2O достигало 10%, к концу протерозоя оно упало примерно до 7%; в глинах Русской платформы содержание K_2O снизилось с 4% в рифее до 2,6% в кайнозое. Этот же вывод следует из теоретических расчетов, показывающих, что в прежние геологические эпохи вынос калия из мантии был значительно более высоким, т.к. более высоким было и его содержание в мантии (см. рис. 9).

Попадая в гидротермальную зону, содержащие калий гидрослюды вначале теряют кристаллизационную воду и превращаются в обычные слюды, а в конце концов - в мусковит. На более глубоких стадиях метаморфизма в области амфиболитовой фации при высоком давлении водяного пара и температурах порядка 600-700°C мусковит в присутствии свободного кремнезема неустойчив и распадается на калиевый полевой шпат и андалузит (Винклер, 1969)



При достижении температуры анатексиса подвижность соединений калия резко увеличивается, в результате чего они приобретают возможность мигрировать из зоны контакта литосферных плит.

Освобождающийся при дегидратации океанической коры насыщенный кремнеземом, щелочами и летучими компонентами водяной пар является легким, очень подвижным и химически чрезвычайно активным флюидом. Происходящий в зоне Бениоффа избыточный разогрев вещества коры (за счет диссипации энергии вязкого трения) приводит к перегреву водяного пара и к появлению в нем избыточного (сверхгидростатического) давления. Под влиянием этого давления минерализованные флюиды выжимаются из зоны контакта литосферных плит, поднимаются вверх, пропитывают и метасоматически изменяют фронтальную часть наползающей литосферной плиты. Поступающие снизу термальные воды несут с собой большие запасы тепла из глубинных частей геосинклинали, поэтому фронт метасоматических процессов над зоной погружения литосферной плиты постепенно расширяется и поднимается вверх (см. рис. 27).

По-видимому, процессы такого пропитывания и насыщения пород литосферы богатыми кремнеземом и щелочами флюидами, в конце концов могут привести к формированию андезитовых и более кислых составов, а также к появлению андезитового магматизма, типичного для геосинклинальных областей. При этом, в соответствии с P-T условиями, господст-

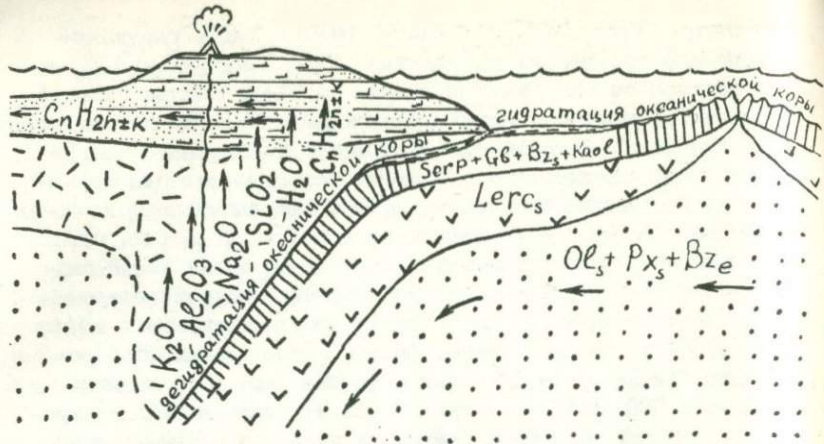


Рис. 27. Схема процесса образования континентальной коры. Lerc - лерцолит; Ol - оливин; Px - пироксен; Bz - базальт; Serp - серпентин; Gb - габбро; Kaoe - каолин; индекс: l - ликвидус; S - солидус.

вующими в зоне Бениоффа, должна наблюдаться поперечная по отношению к простиранию геосинклиального пояса геохимическая зональность эффузивного магматизма. Выделение основных объемов воды и кремнезема за счет реакции десерпентинизации происходит еще при сравнительно низких температурах и на небольших глубинах. Поэтому, естественно ожидать, что в лавах вулканов, расположенных ближе всего к внешней (океанической) стороне геосинклинали, содержание H_2O и SiO_2 будет максимальным. С удалением от океана (над более глубоко расположенными участками зоны Бениоффа) содержание H_2O и SiO_2 в продуктах извержения будет уменьшаться. Одновременно, в этом же направлении должно увеличиваться содержание тех компонент, которые освобождаются при более высоких степенях метаморфизма. В частности, это относится к калию, поскольку реакция демусковитизации, в результате которой освобождается калий, одна из самых высокотемпературных в ряду метаморфических реакций.

Отмеченная закономерность, по-видимому, достаточно четко проявляется и в реальных условиях. Во всяком случае по данным Е.К.Мархинина и Д.С.Стратула (Мархинин, Стратула, 1971) для Курильской островной дуги выявлена четкая зависимость химического состава вулканических пород от глубины сейсмофокальной поверхности. С ростом глубины до этой поверхности в вулканических продуктах уменьшается содержание летучих, воды и кремнезема, а концентрация калия - наоборот возрастает. По мере удаления от океана в сторону

континента увеличивается и отношение K_2O/Na_2O , что также свидетельствует о более высокотемпературных условиях выделения K_2O по сравнению с Na_2O .

Таким образом, в рассматриваемом механизме андезитовые магмы уже не являются мантийными. Их составы, характеризующиеся нормативным кварцем и повышенным содержанием щелочей, могут служить той исходной средой, из которой впоследствии выплавляются граниты сиалической коры (Сорохин, Дмитриев, Удинцев, 1971).

Легкие выплавки андезитовых и кислых магм, поднимаясь вверх, концентрируются у подошвы земной коры или изливаются по расколам напорзающей плиты на дневную поверхность. При этом образующиеся интрузии постепенно формируют корни и фундаменты островных дуг, примыкающих к глубоководным океаническим желобам, или "подушки" легкой сиалической коры под горными сооружениями геосинклинальных зон. В дальнейшем, после завершения геосинклинального цикла, накопившийся сиалический материал остается под горными сооружениями и создает типичную континентальную кору. При этом нижний, так называемый базальтовый слой континентальной коры, по-видимому, формируется из вторично переплавленных и измененных метаморфизмом амфиболитовой и гранулитовой фаций базальтов океанической коры и андезитов.

С геохимической точки зрения процесс образования континентальной коры в рассматриваемой концепции связан с метаморфической переработкой всего вещества океанической коры, сосредоточенного в трех ее основных слоях: в серпентинитовом - третьем океаническом слое, в базальтовом или втором слое и в осадочном или первом слое океанического дна. Диаграммы равновесных реакций и P-T условий метаморфизма, приведенные в монографии Г. Винклера (Винклер, 1969), показывают, что при высоких давлениях водяного пара анатексис большинства пород и минералов начинается при температурах порядка 600-700°C. При более высоких температурах метаморфические породы полностью переходят в расплав. Поэтому, вещество базальтового и осадочного слоев в условиях глубоких стадий метаморфизма, господствующих в зонах Бениоффа, должно практически полностью переходить в расплав, выжиматься из зоны контакта литосферных плит и подниматься вверх к области формирования континентальной коры.

Иначе обстоит дело с веществом серпентинитового слоя. Освобождающийся при дегидратации серпентинитов форстерит в условиях высоких температур и давлений водяного пара сохраняет свою устойчивость и не переходит в расплав или раствор даже в присутствии других расплавов, содержащих щелочи (Боуэн, Таттл, 1950; Йодер, Тилли, 1965; Kitachara, Takanouchi, Kennedy, 1966). Аналогичная ситуация должна наблюдаться и с окислами железа. Образовавшийся при серпентинизации фаялита магнетит является устойчивым минера-

лом — он характеризуется слабой растворимостью в геотермальных водах (Барнс, Чаманский, 1970) и высокой температурой плавления $\sim 1600^\circ\text{C}$ (Торонов, Базарковский и др., 1970). Двухвалентные окись или гидроксид железа, если таковые остались после кристаллизации магнетита, в условиях насыщенных кремнеземом гидротерм, вновь должны приводить к образованию и выделению фаялита.

В результате этого, в состав формирующихся в зонах Бениоффа сиалических расплавов не должны входить нормативные оливины и магнетит из серпентинитового слоя океанической коры. Эти фракции выводятся из системы и погружаются в мантию вместе с литосферной плитой. По-видимому, вместе с ними из системы выводятся остальные элементы группы железа и другие "инертные" соединения.

Таким образом, можно считать, что континентальная кора формируется за счет глубокой метаморфической переработки и ассимиляции всего вещества из осадочного покрова и базальтового слоя океанической коры. Из серпентинитового слоя в континентальную кору переходят только вода и остаток после удаления нормативных оливина, магнетита и других "инертных" соединений и элементов.

На основании сделанного вывода уже можно попытаться теоретически определить состав континентальной коры. Схема расчета, предложенная впервые Л.В.Дмитриевым (Сорохтин, Дмитриев, Удинцев, 1971), заключается в следующем. Из состава серпентинитов, отвечающего среднему гарцбургиту рифтовых зон, вычитается нормативный оливин и удаляются окислы Cr_2O_3 , Fe_2O_3 , FeO , MnO , NiO . Затем, полученный остаток в весовых пропорциях смешивается с составом базальтов срединных океанических хребтов и со средним составом пелагических осадков океана. После нормирования смеси к 100% принимается, что полученный состав отвечает среднему составу континентальной коры. Весовые пропорции определялись по отношениям произведений $h_i \rho_i / h_j \rho_j$, где h — мощность того или иного слоя океанической коры; ρ — плотность пород в слое. При расчете было принято $h_3 = 4,5$ км, $\rho_3 = 3$ г/см³; $h_2 = 1,5$ км, $\rho_2 = 2,8$ г/см³; $h_1 = 0,5$ км, $\rho_1 = 2$ г/см³. Результаты расчета приведены в табл. 5. Для сравнения в этой же таблице помещены результаты расчета состава континентальной коры, выполненные А.Б.Роновым, А.А.Ярошевским (Ронов, Ярошевский, 1967) и А.Полдервартом (Полдерварт, 1957) на основании анализа эмпирических данных о распространенности пород на континентах.

Как видно из табл. 5, теоретический состав континентальной коры, рассчитанный по рассматриваемой схеме, в общем правильно отражает основные закономерности распределения элементов в континентальной коре. Ближе всего расчетные данные соответствуют вероятному составу двухслойной модели коры, в которой принимается, что состав нижнего, так называе-

Таблица 5

Расчет состава континентальной коры

	Исходные данные и результат теоретического расчета					Расчет по эмпирическим данным		
	1	2	3	4	5	6	7	8
SiO ₂	45,0	40,0	49,4	42,7	59,1	57,4	61,9	59,8
TiO ₂	0,1	0,1	1,4	0,6	1,1	1,0	0,8	1,2
Al ₂ O ₃	1,7	1,5	16,0	12,3	14,5	15,7	15,6	15,5
Fe ₂ O ₃	6,8	6,0	2,3	4,9	2,1	3,8	2,6	2,1
FeO	2,2	2,0	7,6	0,9	4,7	4,7	3,9	5,1
MnO	0,1	0,1	0,2	0,4	0,2	0,2	0,1	0,1
MgO	42,6	37,8	8,0	2,9	5,4	4,3	3,1	4,1
CaO	0,7	0,6	11,4	13,3	10,0	7,1	5,7	6,4
Na ₂ O	0,2	0,2	2,7	1,1	2,2	3,1	3,1	3,1
K ₂ O	0,1	0,1	0,2	2,1	0,6	2,4	2,9	2,4
P ₂ O ₅	-	-	-	0,2	0,1	0,3	0,3	0,2
Cr ₂ O ₃	0,4	0,4	-	-	-	-	-	-
NiO	0,1	0,1	-	-	-	-	-	-
	100,0	88,9	99,2	81,4	100,0	100,0	100,0	100,0

1. Океанический гарибургит (Дмитриев, 1973).
2. Серпентинит, сухой остаток.
3. Базальт срединных океанических хребтов (Дмитриев, 1973).
4. Пелагические осадки, сухой остаток без CO₂ и органических соединений (Эл-Векил, Райли, 1965).
5. Теоретический состав континентальной коры.
6. Состав двухслойной модели континентальной коры (Ронов, Ярошевский, 1967).
7. Состав континентальной коры, принятый в (Ронов, Ярошевский, 1967).
8. Состав коры в области континентальных щитов (Полдерварт, 1957).

мого "базальтового" слоя аналогичен составу континентальных базальтов (Ронов, Ярошевский, 1967). При расчете не учитывались существующие различия в подвижности элементов и их соединений. В результате, наибольшие расхождения получились именно в содержаниях наиболее подвижных окислов CaO, Na₂O, K₂O, и P₂O₅.

Оценим теперь мощность описанного механизма образования континентальной коры. В настоящее время длина всех рифтовых зон достигает 60 тыс. км, а средняя скорость раз-

движения литосферных плит примерно равна 5 см/год. Следовательно, при суммарной толщине коры 6,5 км и ее средней плотности $2,88 \text{ г/см}^3$, в год образуется и погружается под геосинклинальные зоны около $5,6 \cdot 10^{16} \text{ г}$ вещества океанической коры. В § 7 было показано, что тектоническая активность Земли в прошлые геологические эпохи существенно отличалась от современной. Поправочный коэффициент, учитывающий переменную активность тектонических процессов в прошлом, равен 0,78. Отсюда следует, что за все время существования Земли под геосинклинальные зоны погрузилось $0,78 \cdot 4,5 \cdot 10^9 \cdot 5,6 \cdot 10^{16} \approx 2 \cdot 10^{26} \text{ г}$ вещества океанической коры. Теоретически, из всей массы этого вещества на формирование континентальной коры могло пойти только 37% или $7,4 \cdot 10^{25} \text{ г}$, что, тем не менее, в 3,3 раза превышает массу современной континентальной и субконтинентальной коры вместе взятых ($\sim 2,25 \cdot 10^{25} \text{ г}$ по (Ронов, Ярошевский, 1967)). Приведенная оценка показывает, что рассмотренный процесс является достаточно мощным и способным сформировать современные объемы континентальной коры.

Из выполненной оценки также следует, что коэффициент полезного действия механизма выплавления силикатических масс коры в среднем близок к 30%. Однако для элементов и соединений разной подвижности он может отличаться от этого среднего значения. В частности, для наиболее легкоподвижных из литофильных элементов, например, для K_2O и Na_2O , коэффициент полезного действия механизма может быть заметно выше 30%. Так, полная согласованность расчетов с эмпирическими данными достигается, если предположить, что для Na_2O такой коэффициент равен 41%. Для получения согласованных результатов по K_2O необходимо уже учесть, что в прошлые геологические эпохи выброс калия из мантии был на много более существенным, чем теперь, о чем уже упоминалось выше и в § 8. Расчет по формуле (22) показывает, что средний за время жизни Земли уровень выделения K_2O из мантии мог превосходить современный примерно в 2–2,5 раза. Следовательно, для получения полного баланса по K_2O необходимо допустить, что коэффициент полезного действия процесса выделения K_2O в геосинклинальной зоне равен 50–60%, т.е. в 1,5–2 раза выше, чем у остальных элементов.

Таким образом, в рамках рассматриваемой концепции удалось не только показать возможность образования континентальной коры за счет переработки вещества океанической коры в геосинклинальных зонах, но и количественно рассчитать основные закономерности этого процесса. Более того, с этим процессом оказался органически связан естественный механизм обогащения континентальной коры калием. Это очень важное обстоятельство, поскольку в других гипотезах происхождения континентальной коры проблема калия всегда остается нерешенной.

В заключение отметим еще интересную особенность эволюции геосинклинального магматизма. Как было показано в § 9, серпентинитовый слой океанической коры в архее и раннем протерозое был выражен слабо, поскольку гидратация пегидротитов (дунитов) в рифтовых зонах того времени в основном происходила за счет ювенильных и, частично, дождевых вод. Малая насыщенность океанической коры водой безусловно ограничивала развитие гидротермальных процессов в геосинклинальных зонах архея и раннего протерозоя. В результате, обогащение континентальной коры литофильными элементами шло еще медленно, а среди магматических пород континентов преобладали анортозиты, чарнокиты, диориты и плагиограниты. По-видимому, этим же явлением можно объяснить, почему в архее и раннем протерозое настоящих гранитоидных плутонов еще не известно (Тугаринов, Войткевич, 1970).

Иначе должны были складываться условия геосинклинального магмаобразования после перехода через рубеж $2600 \cdot 10^6$ лет назад. К этому времени поверхность океана уже достигла уровня рифтовых долин срединно-океанических хребтов и насыщение океанической коры водой стало более полным. Как следствие этого, должны были активизироваться гидротермальные процессы и измениться химизм выплавки силикатических пород в геосинклинальных зонах. Интересно отметить, что начиная именно с этого времени, т.е. с середины раннего докембрия, постепенно стал меняться и характер геосинклинального магматизма, это привело к становлению крупных гранитоидных плутонов, охватывающих порой тысячи квадратных километров (Тугаринов, Войткевич, 1970).

Наконец, наиболее радикальные перестройки характера геосинклинального магматизма должны были произойти в то время, когда океаническая кора почти полностью насытилась водой, т.е. около 2000 лет тому назад. Не исключено, что именно с насыщением океанической коры водой связано проявление интенсивного диастрофизма Карельской и Готской эпох. В.Е.Хаин (Хаин, 1970,а) отмечает, что в Карельскую эпоху ($\sim 1700 \cdot 10^6$ лет назад) образовалось гораздо больше крупных массивов континентальной коры, чем во все предыдущие эпохи и возникли "настоящие" платформы современного типа, а Готская эпоха ($\sim 1350 \cdot 10^6$ лет) характеризовалась широким проявлением регионального метаморфизма и гранитизации.

Насыщение океанической коры водой в среднем докембрии должно было привести не только к усилению гидротермальной, а, следовательно, и магматической активности в геосинклинальных зонах, но и к резкому увеличению переноса щелочей из океанической коры (т.е. из мантии) в континентальную. Этот вывод находится в полном соответствии с имеющимися геологическими данными. Так, А.И.Тугаринов и Г.В.Войткевич (Тугаринов, Войткевич, 1970) пишут, что важной особен-

ностью магматизма среднего докембрия является возникновение первых в геологической истории Земли интрузий щелочного состава. Наряду с распространенными типами щелочных интрузий нефелин-сиенитового и граносиенитового состава, в это время возникают близкие к ним по типу интрузий граниты рапакивы.

Далее А.И.Тугаринов и Г.В.Войткевич обращают внимание на очень интересный и в высшей степени показательный факт: "примечательно, пишут они, что в геологической истории земной коры щелочные интрузии появляются вслед за образованием первых карбонатных осадочных формаций в среднем докембрии" (Тугаринов, Войткевич, 1970). В рассматриваемой концепции этот факт находит естественное объяснение: после того, как поверхность растущего океана поднялась до уровня гребней срединно-океанических хребтов, возникающие при серпентинизации карбонаты (см. § 20) смогли из рифтовых долин вымываться термальными водами и поступать в Мировой Океан. Сразу же должна была резко увеличиться насыщенность океанических вод карбонатами и как следствие этого появление карбонатных осадков. Одновременно с карбонатами выход в океан получил и кремнезем, освобождающийся в рифтовых зонах при серпентинизации пироксенов (см. § 20).

В этом отношении становится понятным парагенезис магнетита и гематита с кварцитами в среднедокембрийских железорудных месторождениях. Осаждение железа в те далекие геологические эпохи происходило в форме массовых отложений сидерита (Тугаринов, Войткевич, 1970). С нашей точки зрения это объясняется тем, что в мантии среднего докембрия содержание железа еще было очень высоким ((16+18%) FeO + (3+5)% Fe), а свободного кислорода, необходимого для образования магнетита при реакции серпентинизации перидотитов - нехватало. Поэтому среди карбонатов доминировали сидериты. Условия для окисления железа в открытых водах океана и особенно на мелководьях, безусловно, были более благоприятными, чем в термальных водах рифтовых долин. В результате железо окислялось и осаждалось в виде гидроокиси



а углекислый газ вновь поступал в воду океана и связывался с новыми порциями карбонатов. Поскольку вместе с карбонатами из рифтовых зон в это время усиленно выносился и кремнезем, то осаждение гидроокиси железа и кремнезема происходило практически одновременно в тесном парагенезисе.

В настоящее время сидериты практически не образуются. Повышенное парциальное давление кислорода в водах современного океана приводит к тому, что все железо, освобождающееся при серпентинизации перидотитов, (фаялита), окисля-

ется до магнетита или осаждается в форме гидроокиси и гематита непосредственно в рифтовой зоне. Существенно в меньшей степени сейчас происходит и химическая садка кремнезема, поскольку основную часть его поглощают радиолярии и губки, образующие после своего отмирания слои кремнистых илов на дне океанов.

ГЛАВА УІ. ГЕОСИНКЛИНАЛЬНЫЙ ПРОЦЕСС

Геосинклинальный процесс развития земной коры — основной геологический процесс, формирующий структуру, состав и морфологию континентальной коры, к настоящему времени изучен достаточно полно, хотя движущий механизм этого процесса до сих пор оставался еще невыясненным. Возникнув более 100 лет тому назад после основополагающих работ Дж.Холла и Дж.Дэна, современное учение о геосинклиналях сформировалось далее благодаря трудам Э.Ога, Э.Крауса, Э.Аргана, Р.Штауба, Г.Шгилле, а в нашей стране А.Д.Архангельского, Н.С.Шатского, В.В.Белоусова, М.В.Муратова, А.В.Пейве, В.Е.Хаина, Ю.М.Шейнманна и других исследователей. Наиболее полно проблема геосинклинального развития земной коры изложена в недавно вышедших монографиях Ж.Обуэна (Обуэн, 1967), Л.П.Зоненшайна (Зоненшайн, 1972) и В.Е.Хаина (Хаин, 1973).

Согласно обобщению В.Е.Хаина, "геосинклинали (геосинклинальные пояса) это зоны высокой подвижности, значительной расчлененности и повышенной проницаемости литосферы, характеризующиеся на ранних этапах своего развития преобладанием интенсивных погружений, а на заключительных — интенсивных поднятий, сопровождаемых значительными складчато-надвиговыми деформациями...". Эта общая схема развития геосинклинальных областей сейчас принимается большинством геологов лишь с незначительными вариациями в ее деталях. Однако, относительно природы самого геосинклинального процесса, сегодня еще существует много разных и часто исключаящих друг друга точек зрения.

Так, развитие земной коры по В.В.Белоусову (Белоусов, 1966, 1968) происходит благодаря радиогенному разогреву, плавлению и дифференциации вещества верхней мантии, а геосинклинальное складкообразование связано с трансформацией вертикальных движений, происходящих благодаря развитию глубинного диапиризма и подъему легких дифференциатов — астенолитов (Белоусов, 1969). Р.В.ван Беммелен (van Bemmelen, 1966) считает, что процесс дифференциации и подъем разуплотненного вещества может происходить с

уровней нижней мантии. Благодаря сверхглубинному диапиризму (уидациям) происходит подъем верхней мантии под рифтовыми зонами. Этот процесс сопровождается разрывами литосферы и гравитационным соскальзыванием образовавшихся плит в сторону геосинклинальных зон, где благодаря внутреннему разогреву развивается магматизм и происходит смятие осадочного чехла. Согласно другой группе гипотез, основанных на идее О.Ампферера (Ampferer, 1906) о существовании в Земле подкорковых течений, геосинклинальный процесс развивается над нисходящими мантийными течениями за счет затягивания в мантию, смятия и частичного переплавления осадочного покрова (Holmes, 1944; Kraus, 1951; Ажгирей, 1966; Кропоткин, 1967). Наконец, по классической мобилистской концепции геосинклинальная складчатость и сопутствующие ей процессы возникают по краям блоков континентальной коры, перемещающейся по поверхности мантии под влиянием внешних сил — приливных и ротационных (Taylor, 1910; Wegener, 1915; Вегенер, 1925; Staub, 1928; Джоли, 1929; Арган, 1935; Пейве, 1960).

Проведенный В.Е.Хаиным (Хаин, 1973) подробный анализ каждой из перечисленных выше тектонических гипотез показывает, что ни одна из них полностью не удовлетворяет наблюдаемому в природе закономерностям развития геосинклинальных областей. Не удастся с помощью этих гипотез объяснить и основные черты строения складчатых структур (Хаин, 1970). Кроме того, ни одна из этих гипотез не поддается количественным расчетам, приводящим к естественным и согласованным с геологическими наблюдениями результатам.

В последние годы успешно разрабатываются схемы и механизмы развития геосинклиналей с позиций тектоники литосферных плит. Одна из интересных попыток такого рода принята в работах Дж.Дьюи, Дж.Берда и Б.Хорсфилда (Dewey, Bird, 1970; Harsfield, Dewey, 1971). Согласно этим работам, горные пояса образуются благодаря деформациям и метаморфизму осадочных и вулканогенных толщ континентальных окраин, возникающими при натолзании одной из литосферных плит на другую.

Обоснованность общего подхода Дж.Дьюи и его коллег к проблеме горообразования с точки зрения рассматриваемой концепции не вызывает сомнений. Однако, предложенный ими конкретный механизм возникновения складчатости за счет смятия передовых частей наползающей литосферной плиты представляется слишком обобщенным и не объясняющим некоторых характерных закономерностей развития геосинклинальных зон. Кроме того, модель Дж.Дьюи не позволяет связать орогенную стадию развития геосинклинали с историей ее развития на предыдущих стадиях и не объясняет эволюцию геосинклинального магматизма.

В работе (Сорохтин, 1973,б) развитие геосинклиналей по возможности рассматривается уже в историческом аспекте, а эволюция магматической активности связывается с дегидратацией океанической коры и тектоническими движениями в зоне Бениоффа.

На основании ряда последних работ по тектонике литосферных плит (Isacks, Oliver, Sykes, 1968; Dewey, Bird, 1970, Сорохтин, Дмитриев, Удинцев, 1971; Сорохтин, 1973,б и др.), по-видимому, уже сегодня можно определить природу геосинклинального процесса и предложить для этого следующее наиболее общее определение: геосинклинальный процесс — это процесс образования континентальной коры в зоне контакта литосферных плит (в зоне Бениоффа) за счет дегидратации океанической коры поддвигаемой плиты, а также за счет магматической переработки, метаморфизма и деформации фронтальных участков надвигаемой литосферной плиты.

Рассмотрим теперь несколько подробнее эволюцию геосинклиналей, в рамках приведенного выше определения В.Е.Ханина, но по схеме, вытекающей из сделанного нами определения геосинклинального процесса.

§ 23. Предорогенные стадии развития геосинклиналей

Выше уже неоднократно отмечалось (см., например, § 15), что геосинклинали возникают в тех районах, где литосфера, под влиянием сходящихся астеносферных течений, испытывает сжатие, т.е. над нисходящими конвективными потоками вещества в нижней мантии (в этом отношении О.Ампферер и его последователи правы). Рассмотрим вначале наиболее простой вариант — образование и эволюцию геосинклинальной зоны в ненарушенной океанической литосферной плите за счет возникновения под ней нисходящего мантийного потока при перестройке структуры конвективных течений в мантии Земли (см. § 14).

После образования нисходящего мантийного потока, первоначально, пока напряжения сжатия еще не достигли предела прочности пород, литосферная плита над таким потоком будет лишь прогибаться. Как только нарастающие напряжения превысят предел прочности пород, сразу же произойдет раскол литосферы, сопровождающийся активным основным магматизмом, питаемым базальтовыми магмами, поднимающимися из верхних слоев астеносферы, т.е. с глубин порядка 40-70 км. В соответствии с рассмотренным в § 21 наиболее вероятным механизмом магмавыделения, состав базальтовых лав на этих ранних стадиях развития геосинклиналей должен соответствовать ряду от щелочных до нефелин-толеитовых и толеитовых базальтов.

Этой первой стадии развития новой геосинклинальной зоны в геологической номенклатуре соответствует стадия на-

чальных погружений с накоплением глинисто-сланцевой, аспидной или граувакковой осадочной толщи и спилито-диабазовой подводно-вулканогенной формации (рис. 28 а,б).

После раскола литосферной плиты, одна из ее частей, под влиянием астеносферных течений, начнет поддвигаться под другую часть. Благодаря напряжениям сжатия и давлению наползающей плиты, поддвигаемая плита должна изгибаться и деформироваться. В упруго-пластичном материале, каковым является вещество поддвигаемой литосферы, сдвиговые (пластические) деформации разовьются как только избыточное давление, создаваемое весом наплзающей плиты, превысит предел прочности пород на скалывание, определяемый уравнением (47).

В этом случае, на уровне H_K критического давления $P_K = \tau_{sp}$ в теле поддвигаемой литосферной плиты произойдет сдвиг (скол) под углом $\alpha = 45 - \frac{\psi}{2}$, где ψ - прежнему угол внутреннего трения в породах. Для силикатов обычно $\psi > 45^\circ$ (Хендин, 1969), поэтому угол сдвиговых деформаций, возникающих в теле поддвигаемой литосферной плиты α_q может быть достаточно крутым (см. рис. 28,в). С другой стороны, в зоне контакта литосферных плит, за счет описанных выше гидротермальных и метасоматических процессов, создающих как бы слой смазки между смешивающимися друг относительно друга плитами, угол внутреннего трения не должен быть большим. Поэтому, угол наклона зоны Бениоффа β ниже критической глубины H_K будет лишь ненамного меньшим 45° (см. рис. 28,в). Судя по разрезу зоны поддвига под Курильскими островами, изображенному на рис. 29, в этом районе $\beta = 38^\circ$ и, откуда, угол трения $\psi_\beta = 14^\circ$.

Процесс дегидратации океанической коры в зоне Бениоффа, как это уже отмечалось в § 22, приводит к формированию очагов андезитового магматизма и к метасоматической переработке фронтальных частей наплзающей плиты. Пропитывание пород перегретыми флюидами, насыщенными кремнеземом, щелочами и летучими, безусловно, должно снижать температуру плавления, а, следовательно, уменьшать прочностные свойства и вязкость вещества в этих частях литосферы. Благодаря этому, лобовая часть наплзающей плиты при ее трении с опускающейся литосферой будет усиленно разрушаться, а зона контакта между плитами постепенно станет перемещаться в сторону наплзающей плиты. В результате, впереди этой плиты начнет формироваться литосферный выступ.

Время формирования выступа определяется временем частичного переплавления и выноса вещества фронтальных участков наплзающей плиты $t_{en} = Q / \frac{dq}{dt}$ где $\frac{dq}{dt}$ - скорость выноса тепла из зоны поддвига; Q - суммарная теплота разогрева и анатексиса пород переработанного участка плиты. Расчет это-

го процесса, проведенный с учетом интенсивности генерации тепла в зоне Бениоффа, массы флюидов, образующихся за счет дегидратации океанической коры и доли вещества, расплавляемого при анатексисе ($T_{ан} \approx 700^{\circ}\text{C}$), показывает, что литосферный выступ длиной 200 км при скорости подвига 5 см/год формируется примерно за 10^8 лет. Таким образом, характерное время образования выступа оказывается соизмеримым с периодами тектонических циклов.

Пример существующего в природе литосферного выступа, превышающего по длине 100 км, по-видимому, можно видеть в геосинклинальной зоне Курильской островной дуги под островом Итуруп. На разрезе этого района, изображенном на рис. 29, внешние границы земной коры (за исключением ее погружающейся ветви) воспроизведены с геофизического разреза, приведенного в монографии С.А.Федотова и его коллег (Федотов, Багдасарова и др., 1969). Внутренние границы проведены в соответствии с рассматриваемым механизмом надвига литосферных плит. Наклон зоны Бениоффа и погружающейся ветви подвигаемой плиты определены по изолиниям сейсмической активности, воспроизведенным с того же геофизического разреза, что и внешние границы земной коры.

Обращает на себя внимание тот факт, что внешний угол изломанного профиля подвигаемой плиты точно совпадает с участком максимальной сейсмической активности на разрезе. Такое совпадение можно объяснить тем, что в этом месте происходят основные сдвиговые (сколовые) деформации в теле подвигаемой плиты. Кроме того, именно здесь эта плита подобно гигантскому резцу врезается в тело напользающей плиты и именно здесь давление плит друг на друга максимальное. Плавный спад сейсмической активности вдоль зоны Бениоффа, несмотря на постоянную среднюю скорость сдвига плит вдоль всей этой зоны, по-видимому, связан с уменьшением вязкости среды на глубине.

Надвигаемая литосферная плита оказывает значительное избыточное давление ΔP на погружающуюся под нее плиту. После достижения предела прочности пород литосферы на скальвание $\Delta P = \tau_{sp}$ подвигаемая плита ломается и изменяет направление своего движения, начиная круто опускаться в мантию (см. рис 29). Можно ожидать, что избыточное давление ΔP создается не полным весом всего литосферного выступа, а лишь весом изостатически некомпенсированной его части - слоем мощностью Δh Тогда

$$\Delta h \approx \frac{\tau_{sp}}{\rho_c g} \quad (76)$$

Избыточная масса такого слоя неизбежно вызовет появление положительной гравитационной аномалии $\Delta g = 2\pi f \Delta \rho \Delta h$, где f - гравитационная постоянная; $\Delta \rho = \rho_c - \rho_w$ - избыточная

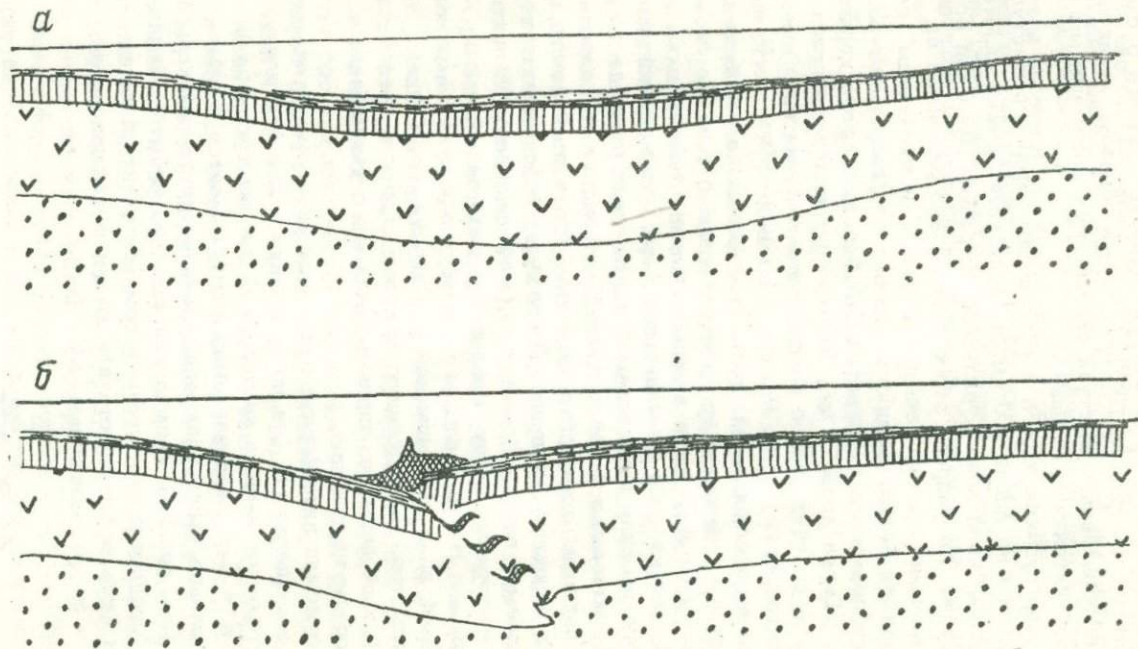


Рис. 28 (а; б)

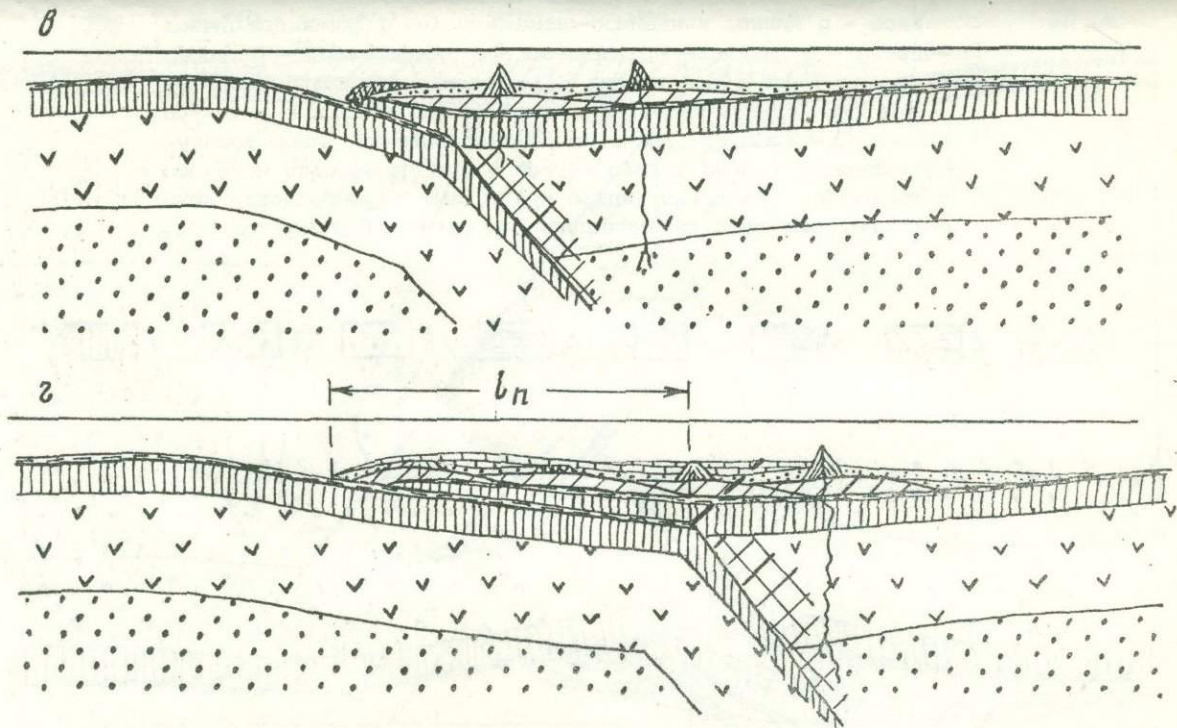


Рис. 28 (в; г)

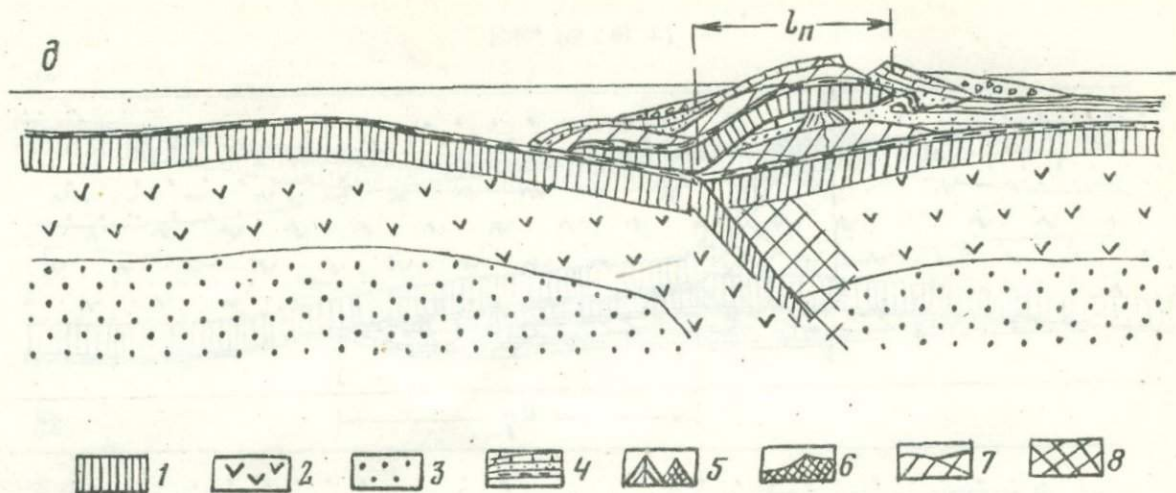


Рис. 28. Схема развития геосинклинальной зоны на океанической литосферной плите: а, б - стадия начальных опусканий и расколов литосферы. в, г - зрелая стадия развития геосинклинальной зоны, формирование фронтального литосферного выступа. д - орогенная стадия развития геосинклинали, образование регионального надвига. 1 - океаническая кора; 2 - литосфера; 3 - астеносфера; 4 - осадки; 5 - вулканы; 6 - базальтовые излияния; 7 - вулканогенно-осадочная толща; 8 - зона развития метасоматических процессов.

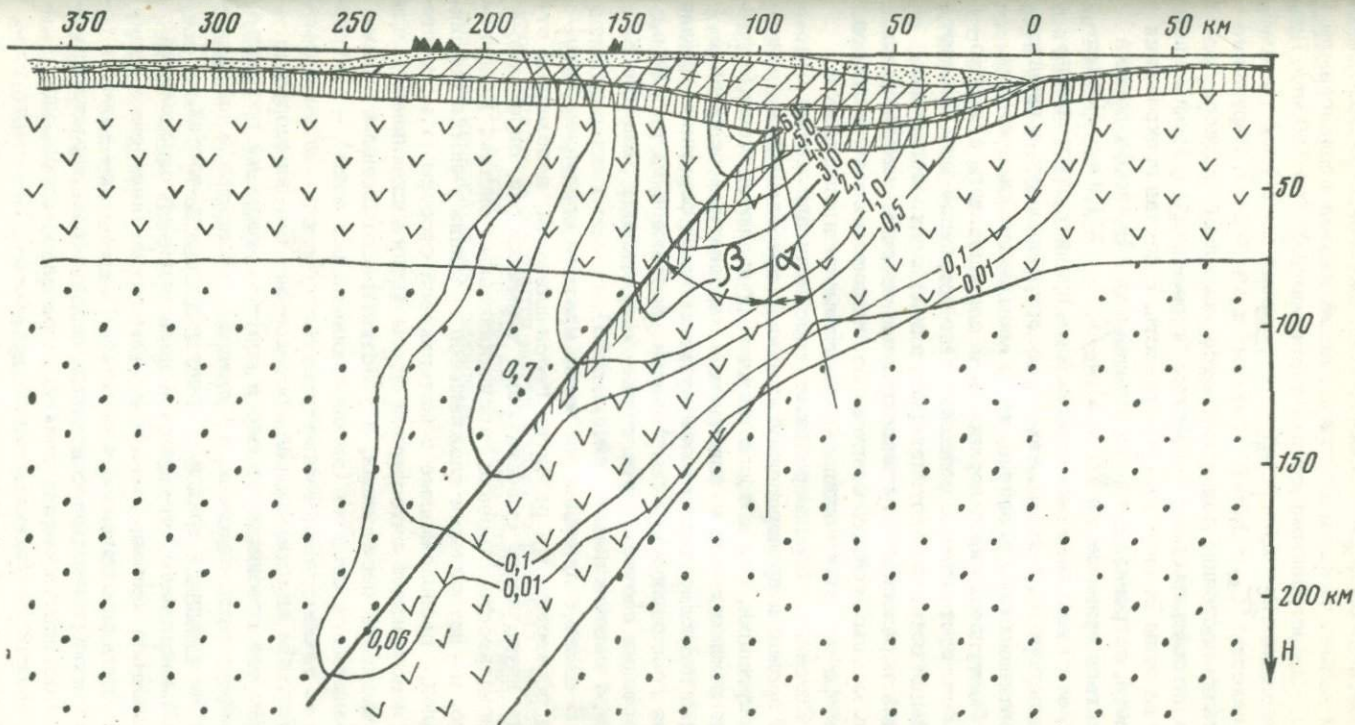


Рис. 29. Вероятное строение зоны сочленения литосферных плит в районе формирования литосферного выступа на Курильских островах. Изолинии сейсмической активности в единицах A_{10} и внешние границы земной коры (кроме зоны Бениоффа) показаны по (Федотов, Багдасарова и др., 1969). Горизонтальный и вертикальный масштабы совпадают. (Обозначения см. рис. 28).

плотность слоя (ρ_w - плотность воды океана). Максимум аномалии должен располагаться над линией излома поддвигаемой плиты. Над островными дугами в среднем $\Delta g \approx +150$ мгл. Принимая также $\rho_c = 2,7$ г/см³, из выражения для Δg и формулы (76) находим $T_{sp} = 0,56 \cdot 10^9$ дин/см² и $\Delta h \approx 2$ км. Нарушение изостазии постоянно поддерживается динамикой процесса поддвига литосферных плит (эффектом "торошения") и выжиманием магм из зоны Бениоффа на поверхность. В случае прекращения поддвига, островная дуга над бывшей зоной Бениоффа должна опуститься примерно на $\delta h \approx \Delta h \rho_c / \rho_l \approx 1,6$ км. Повидимому, этим явлением можно объяснить причину опускания на глубины порядка 1-1,5 км некоторых островных дуг, в прошлом прекративших свое развитие, но не испытавших сладчатости.

Поступление на поверхность из зоны поддвига андезитовых магм постепенно наращивает тело островной дуги. За счет денудации островов этот материал в виде мелкодисперсных фракций переносится в предостровные прогибы накапливаясь там в мощных толщах осадков. Под влиянием веса этих пород литосфера под геосинклиналью прогибается и опускается.

Описанную стадию развития геосинклинали можно отнести к зрелой и предороговой стадии с преобладающим режимом опусканий, для которой типичными являются мощные толщи мелкокластических, флишевых и карбонатных осадочных пород и подводно-андезитовая вулканогенная формация. Зрелая стадия геосинклинали схематически изображена на рис. 28 в, г. Этой стадии соответствует также современное развитие Курильской геосинклинали (см. рис. 29).

В связи с приведенным выше кратким описанием механизма образования и развития геосинклиналей, необходимо отметить неудачность существующей терминологии, определяющей зональность строения геосинклинальных систем. Действительно, по исторически сложившейся традиции участки геосинклиналей, расположенные с материковой стороны, т.е. со стороны наползающей литосферной плиты (миогеосинклинали), принято называть передовыми, а участки, расположенные ближе к океанической стороне (эвгеосинклинальные зоны) - внутренними. С точки зрения рассматриваемого механизма естественнее было бы ввести как раз противоположные определения, так как все геосинклинальные и сопутствующие им процессы развиваются над наползающей литосферной плитой и направлены от ее внешнего края в сторону внутренних частей.

Мы понимаем, что простой перестановкой определений ограничиться нельзя, так как в этом случае неизбежно произойдет путаница привычных понятий. Поэтому нам кажется более целесообразным ввести новые определения, характеризующие зональность геосинклиналей и правильно передающие направленность протекающих здесь процессов. Так, часть геосинклинали, расположенную над передним краем наползающей литосферной плиты, можно называть фронтальной зоной, а

часть, расположенную над внутренними участками плиты — тыльной зоной геосинклинали. Участки, расположенные над поддвигаемой плитой перед краем напользающей плиты, в этом случае можно называть префронтальной зоной геосинклинали.

§ 24. Механизм образования региональных надвигов и орогенная стадия развития геосинклиналей

Образовавшийся на зрелой стадии развития геосинклинали литосферный выступ в напользающей плите не является устойчивым. Как только сила трения, действующая на этот выступ и возникающая за счет относительного перемещения плит, превысит прочность самого выступа в поперечном сечении у его основания, в этом месте сразу же произойдет раскол и начнет развиваться надвиг, приводящий к перемещению бывшего фронтального литосферного выступа по поверхности напользающей плиты в направлении от фронтальной части геосинклинальной зоны к ее тыльной стороне (см. рис. 28, д).

В первом приближении, сила трения между единичным сечением литосферного выступа и поддвигаемой плитой в рассматриваемой модели определяется простой зависимостью $F_f = \sigma_{s1} L_n$, где σ_{s1} — предел прочности осадочных пород, затянутых в зону контакта между плитами и играющих роль смазки; L_n — длина литосферного выступа. Прочность поперечного сечения выступа равна $P_s \approx \sigma_{s2} h_n / \sin \alpha_n$, где σ_{s2} — средний предел прочности коренных пород и консолидированных осадков, слагающих тело литосферного выступа; h_n — толщина выступа возле его основания; $\alpha_n = 45 - \frac{\psi}{2}$ — угол наклона поверхности потенциального разлома выступа; ψ — угол внутреннего трения. В этом случае условие образования надвига можно записать

$$\frac{L_n}{h_n} \geq \frac{\sigma_{s2}}{\sigma_{s1}} \cdot \frac{1}{\sin \alpha_n} \quad (77)$$

Принимая $\sigma_{s2}/\sigma_{s1} \approx 10$; $\psi \approx 30 \div 50^\circ$, найдем $L_n/h_n \approx 20 \div 30$, откуда следует, что длина выступа L_n может превышать его мощность h_n в несколько десятков раз. Предполагая, что мощность выступа h_n соответствует предельной высоте устойчивого сечения пород, при котором породы нижней части слоя еще не разрушаются под тяжестью вышележащих масс ($h_n \approx 5 \div 10$ км), получим $L_n \approx 100 \div 300$ км.

Развитие надвига будет продолжаться до тех пор, пока сила трения между образовавшимся надвиговым покровом и напользающей литосферной плитой не станет равной силе трения между оставшейся частью выступа и поддвигаемой плитой. Если надвиг происходит по глинистым породам, перекрывающим напользающую литосферную плиту, то эти силы вырав-

ниваются при длине покрова l_n , примерно равной половине длины исходного выступа. В общем же случае $l_n < L_n/2$. Следовательно, длина покровных надвигов теоретически может достигать десятков и даже первых сотен километров.

Выше было показано, что образование литосферного выступа происходит за время порядка 10^8 лет, т.е. за время, близкое к продолжительности тектоно-магматических циклов. Развитие надвигов происходит быстрее, т.к. скорость перемещения покрова примерно лишь вдвое меньше скорости подвигания литосферных плит. Принимая среднее значение этой скорости равным 5 см/год, получим, что надвиг амплитудой 100 км может образоваться примерно за 4 миллиона лет.

Из описанного механизма образования покровных надвигов, в частности, следует, что в геосинклинальных зонах островных дуг или окраинно-материковых поясов, прошедших только один цикл развития и расположенных над бывшими океаническими литосферными плитами, в фундаментах возникших надвигов должна залегать древняя океаническая кора догеосинклинальной эпохи. По-видимому, этим явлением можно объяснить как происхождение самих офиолитовых поясов и их аллохтонное положение среди других геосинклинальных формаций, так и их широкое развитие в орогенных областях всех прошлых геологических эпох.

Примером надвигов описанного типа могут служить третичные офиолитовые покровы Новой Каледонии и полуострова Папуа на Новой Гвинее (Davies, 1968; Coleman, 1971, a). Возникновение этих надвигов следует связывать с функционированием ныне закрытой, но существовавшей еще в эоцене геосинклинальной зоны, протягивавшейся от Северного острова Новой Зеландии через хребет и остров Норфолк к Новой Каледонии и полуострову Папуа на Новой Гвинее.

В полициклических геосинклинальных зонах или в геосинклиналях, возникших непосредственно у края материковых платформ со сформировавшейся корой континентального типа, фундамент покровных надвигов может быть сложен породами среднего и даже кислого состава (гранито-гнейсами).

После откола фронтального выступа и начала образования покровного надвига, уровень островной гряды начнет испытывать ритмичные колебания. Это объясняется тем, что скольжение покрова по литосферным плитам осуществляется за счет передачи усилий от поддвигаемой плиты по механизму вязкоупругих деформаций. Известно, что в упруго-вязкой среде деформация с постоянной скоростью нарастает только до того момента, пока связанное с ней напряжение не превысит предела прочности пород. Сразу же после этого в зоне контакта надвига с плитой нарушается сплошность пород и покров резко смещается относительно своего основания. Смещение покрова приводит к скачкообразному повышению уровня его по-

верхности (т.к. он наползает на толщу пород, слагающих основание островной дуги). Однако, уже в следующий момент времени наползающая плита начнет плавно прогибаться и опускаться под тяжестью сместившегося покрова и под влиянием затягивающего вниз действия поддвигаемой литосферы. Опускание будет происходить до возникновения новой подвиги и нового скачка уровня. Таким образом, во время возникновения регионального надвига, уровень поверхности островной дуги должен испытывать ритмичные колебания по пилообразному закону: после резкого подъема должно наблюдаться плавное опускание, затем вновь резкий подъем и плавное опускание и т.д.

Благодаря надвигу литосферного выступа на фронтальную часть наползающей литосферной плиты, уже в начале орогенной стадии на месте будущего центрального хребта эвгеосинклинали зоны образуется поднятие, возвышающееся над уровнем моря в виде пологой гряды — кордильеры. Это линейно-вытянутое по оси геосинклинали первичное поднятие и является основным источником денудационного материала, сносимого в мелководные бассейны формирующихся предгорных прогибов. Периодические изменения уровня эрозии и угла наклона дна аккумулятивных бассейнов создают благоприятные условия для накопления в последних мощных толщ ритмичных флишевых осадков (Вассоевич, 1951). В соответствии с описанным пилообразным законом колебания уровня, всегда на тонко-дисперсных (глинистых) отложениях с резким контактом должны залегать более грубозернистые (песчанистые) отложения, выше постепенно сменяемые вновь тонко-дисперсными осадками и т.д.

Накопление флишевых формаций, как правило, совпадает со временем начальных воздыманий на орогенной стадии развития геосинклинали. Эта закономерность проявляется настолько регулярно во многих геосинклиналиных зонах, что Ж.Обуэн выделяет даже отдельный флишевый период в общем цикле геосинклиналиного осадко-накопления (Обуэн, 1967).

Развитие региональных надвигов должно сопровождаться возникновением мелкофокусных землетрясений. В.А.Магницкий (Магницкий, 1953) приводит решение задачи о частоте возникновения землетрясений в модели упруго-вязкой среды, деформируемой с постоянной скоростью $\dot{\epsilon}$

$$t_e \approx \frac{\sigma_s}{\dot{\epsilon} \mu} \quad (78)$$

где: t_e — период следования землетрясений; μ — модуль упругости материала; σ_s — прочность материала на разрыв. Формулу (78) легко применить и к нашему случаю, считая, что t_e — время между следующими друг за другом подвигами покрова по поверхности литосферных плит. Для широкого класса материалов и горных пород отношение $\frac{\sigma_s}{\mu} \approx 10^{-5}; 10^{-4}$. Далее, $\dot{\epsilon} = v_e / L_n$. Принимая $v_e = 5$ см/год;

$L_n = 200$ км, получим, что средний период подвижек, сопровождаемых крупными землетрясениями, лежит в пределах от 40 до 400 лет.

Этот же период характеризует и ритм флишеобразования. Учитывая повышенную скорость эрозии молодых и растущих геосинклинальных структур, можно ожидать, что скорость осадконакопления в предгорных прогибах достигает $0,1 \pm 1$ мм/год. В этом случае толщина отдельных пропластков во флишевой толще будет достигать $4 \div 40$ см, а общая мощность флишевой толщи, образующейся только в начале орогенной стадии развития геосинклинали (за период $\sim 10^6$ лет) достигнет нескольких сотен и даже тысяч метров.

С началом образования регионального надвига наступает орогенная стадия развития геосинклинали. За счет надвига, смятия осадочных толщ и магматических интрузий на этой стадии увеличивается эффективная мощность осадочно-вулканогенной толщи в центре геосинклинальной зоны (см. рис. 30). Если при этом мощность толщи h_s увеличивается в K раз (обычно $K \approx 1,5-2$), то уровень поверхности повышается на

$$\delta h_c = (K-1) \frac{\rho_e - \rho_c}{\rho_e} \cdot h_s$$

При $h_c \approx 20$ км, как, например, на Курильских островах (см. рис. 29), уровень структуры поднимается на $1,8-3,6$ км.

С прекращением действия механизма поддвига заканчивается и процесс развития геосинклинали. Основной из таких причин, по-видимому, является периодическая перестройка структуры конвективных течений в мантии Земли, о чем уже говорилось более подробно в § 14. В этом случае ранее действовавшая геосинклиналь прекращает свое существование просто потому, что в этом месте режим нисходящих мантийных течений сменился, скажем, на обратный. Наглядным примером района, в котором произошла такая смена тектонических режимов, может служить западное побережье Северной Америки.

Закрытие геосинклинали может произойти и при "столкновении" двух континентальных массивов, если вместе с поддвигаемой плитой в геосинклинальную зону оказалась вовлеченной континентальная кора смежного массива (Dewey, Bird, 1970). В этом случае возникающая за счет малой плотности континентальной коры архимедова сила просто не позволяет ей опуститься глубоко в зону Бениоффа. В результате, механизм поддвигания литосферных плит в этом месте как бы "заклинивается" и геосинклиналь закрывается. Ярким примером такого рода геосинклиналей, по-видимому, является Альпийско-Гималайский горный пояс, оказавшийся зажатым между Евразией и сместившимися к северу фрагментами Гондваны (Динарские Альпы, Тавриды, включая Малый Кавказ, Иранское нагорье, Индостан).

Закрытие геосинклинали не обязательно должно совпадать со временем окончания образования регионального надвига — такая ситуация наблюдается только при "столкновениях" континентальных массивов, как это, например, произошло в Альпийско-Гималайском поясе. Часто геосинклинальные зоны продолжают свое активное развитие и после образования надвига. В этом случае можно говорить о возникновении полициклических геосинклиналей.

Региональный надвиг в геосинклинальной зоне возникает как только начинает выполняться неравенство (77). В принципе такое событие может произойти в любой момент времени и, казалось бы, оно вовсе не должно совпадать с периодами перестройки структуры конвективных ячеек в мантии Земли. Однако, это не совсем так. Перестройка конвективных ячеек в мантии Земли приводит к перестройке всего плана астеносферных течений и, как следствие этого, к изменениям направлений и скоростей поддвига литосферных плит. В результате, вероятность образования региональных надвигов в периоды таких глобальных перестроек оказывается более высокой, чем в другие промежутки времени. По-видимому, именно этим и возможно объяснить циклическую активизацию тектонических процессов на Земле, происходящую в примерно совпадающие и сравнительно короткие промежутки времени, обычно выделяемые как эпохи тектоно-магматической активности.

Перестройки структур конвективных ячеек в мантии могут приводить к смене тектонических режимов на поверхности Земли. Поэтому, условия развития геосинклинальных процессов, возникающие при господстве напряжений сжатия в литосферных плитах, могли сменяться противоположными условиями рифтогенеза, образующимися только в зонах растяжения литосферных плит. В таких условиях геосинклинальный процесс уступает место рифтогенезу (как, например, это произошло на западном побережье Северной Америки или в районе Южного Чили).

Закрытие геосинклинали в данный тектонический цикл вовсе не препятствует возобновлению геосинклинального режима в том же месте в один из следующих циклов. Унаследованию геосинклинальных режимов в этом случае будут способствовать те структурные формы, которые возникли на предыдущих этапах и которые внесли асимметрию в строение литосферных плит. Поэтому в полициклических геосинклиналях могут наблюдаться перерывы геосинклинальных режимов и даже их смена типичными рифтогенными условиями с характерным основным магматизмом и излияниями базальтов.

Внедряющиеся в осадочную толщу гранитные интрузии формируют в ней тела крупных батолитов и плутонов. Фундаментом у таких батолитов часто могут являться тугоплавкие породы основного ряда, перекрывающие поверхность коренных пород литосферной плиты или слагающие поверхность бывшей океанической коры. Поэтому основание у многих батолитов может быть плоским.

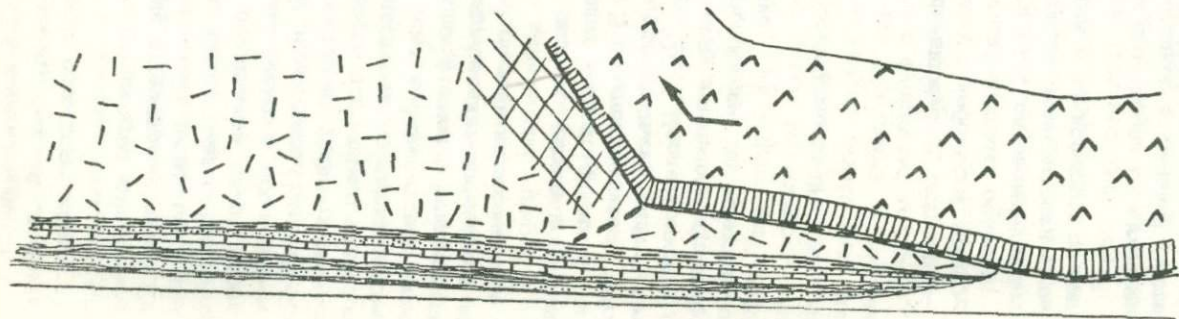
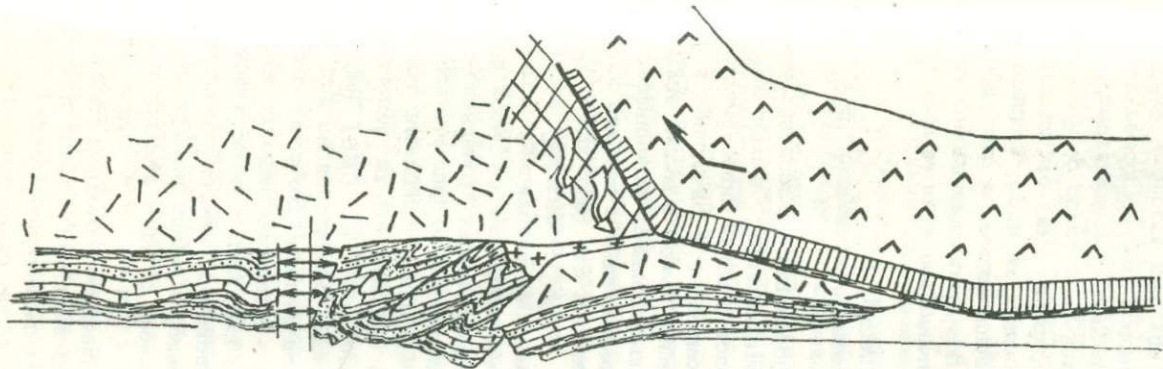
При подъеме магм с уровня нижних горизонтов наползающей литосферной плиты в более высокие структурные этажи геосинклинали, должна происходить интенсивная дегазация этих насыщенных водой и летучими средними и кислыми магм. Несущие тепло горячие растворы — флюиды, поднимаясь вверх, пропитывают собой окружающие породы и вызывают в них характерные для регионального метаморфизма изменения (Коржинский, 1968, 1970). По мере подъема флюидов на уровни меньших давлений, их температура и активность постепенно падают. Этим, вероятно, можно объяснить постепенную смену метаморфических фаций от высокотемпературных амфиболитовой и зелено-сланцевой, характерной для нижних этажей континентальной коры, до низкотемпературных пумпеллит-пренитовой и ламонтит-пренитовой кварцевых фаций по терминологии Г. Винклера (Винклер, 1969).

Не исключено, что проникновение жидких магм в зону контакта покрова с фундаментом приводит к резкому снижению коэффициента трения между ними. В результате этого амплитуда надвига может существенно увеличиться, приближаясь к предельному значению $l_n > L_n/2$. После полной раскристаллизации магмы, попавшей в зону контакта, образовавшийся покров "приплавается" к фундаменту. На этом заканчивается процесс надвигообразования.

§ 26. Механизм образования геосинклинали складчатости

В чистом виде покровные надвижки с фундаментом, сложенным кристаллическими породами, по-видимому, могут развиваться лишь в геосинклиналичных зонах с небольшой мощностью осадков. Если же мощность геосинклиналичных осадков значительна, то тектонические надвижки уже сопровождаются складчатостью осадочного чехла. Развитие складчатости может осуществляться различными путями в зависимости от конкретных геологических условий.

Если мощность выступа в месте его откола от литосферной плиты соизмерима с мощностью осадков в тыльной части геосинклиналичной зоны, то складчатость в основном будет образовываться за счет простого сжатия осадочных пород торцовой стороной покрова (рис. 30). При этом ширина зоны смятия будет определяться скоростью надвига, релаксационными свойствами осадочных пород и силами сцепления в тех слоях,



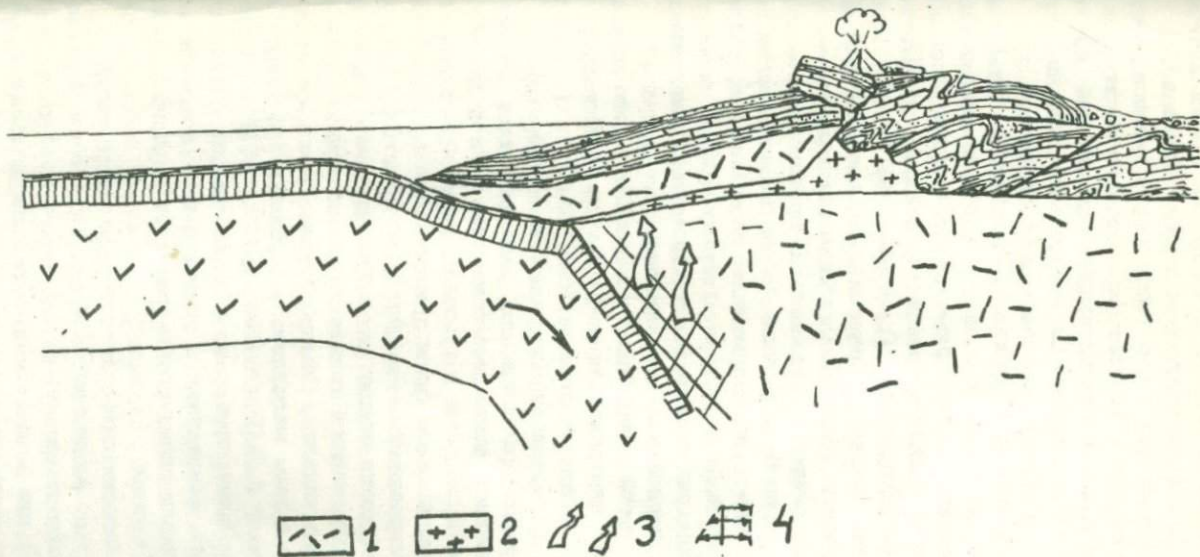


Рис. 30. Схема развития моноклиальной складчатости. 1 - континентальная литосферная плита; 2 - гранитные и гранитоидные интрузии; 3 - направление движений кислых магм при их выжимании из нижних горизонтов наплывающей плиты; 4 - эпюры напряжений, возникающих в осадочной толще; (остальные обозначения см. рис. 28).

по которым происходит скольжение вышележащих сминаемых толщ.

В связи с конечным значением силы трения в этих пластах, основная нагрузка надвигающегося покрова будет восприниматься лишь ближайшими к его торцу участками осадочной толщи. По мере смятия и консолидации осадков на этих участках, зоны пликативных и дизъюнктивных деформаций переместятся далее от края покрова. Следовательно, складчатость этого типа всегда будет развиваться одновременно с перемещением надвига и в направлении от фронтальных частей геосинклинали к ее тыльным зонам, т.е. от эвгеосинклинали к миогеосинклинали. Экспериментально такого рода деформации исследованы А.В.Михайловой (Михайлова, 1971), а теоретически — А.С.Григорьевым (Григорьев, 1971).

Движение покрова создает в сечении сминаемой им толщи напряженное состояние, в первом приближении характеризующееся равномерной эпурой напряжения. В противоположность этому, силы сцепления осадочной толщи с фундаментом создают в ее теле обратное по направлению и убывающее с высотой поле напряжений. В результате образующийся момент равнодействующих сил всегда будет стремиться сместить вышележащие слои относительно нижележащих. Это приведет к образованию опрокинутой складчатости и возникновению шарьяжей в направлении перемещения покрова, т.е. в сторону от эвгеосинклинали к миогеосинклинали (рис. 30,б).

Таким образом, в геосинклинали рассмотренного типа образуется моновергентная складчатость, развивающаяся по направлению к материковой платформе с чешуйчатыми надвигами и шарьяжами, обращенными в ту же сторону. Фронтальные участки эвгеосинклинали зоны представлены приподнятым, но слабо деформированным осадочным чехлом. Если в процессе эрозии и денудации осадки оказываются смытыми, то на этих участках обнажаются кристаллические породы (фундамент) тела основного надвига. Обычно эту часть эвгеосинклинали называют срединным массивом. Аллохтонную природу таких массивов отмечает А.В.Пейве (Пейве, 1969, 1973). В тыльной части эвгеосинклинали широко развиваются геосинклинали складчатость, магматизм и региональный метаморфизм. В миогеосинклинали складчатость затухает по направлению к ее тыльным частям.

Примером складчатости описанного типа могут служить горные сооружения Альп, Аппалачей и Урала. Восточные Альпы построены по такому же плану, но наблюдаемая здесь картина осложняется тем, что в этом районе оказались сближенными две разные горные системы с противоположной вергентностью структур. Одна из этих систем, включающая собственно Восточные Альпы и Карпаты, возникла на месте геосинклинали, обрамлявшей в мезозое Европу, а вторая система, состоящая из Динарских Альп и Балканид, представляет собой

структуры геосинклинальной зоны, обрамлявшей Гондвану. Между этими двумя геосинклиналями еще в мезозое располагался океан Тетис (Carey, 1955).

Если мощность литосферного выступа в месте его откола от напользающей плиты литосферы невелика по сравнению с мощностью перекрывающих его осадков, то, в отличие от предыдущего случая, возникнет дивергентная складчатость (рис. 31).

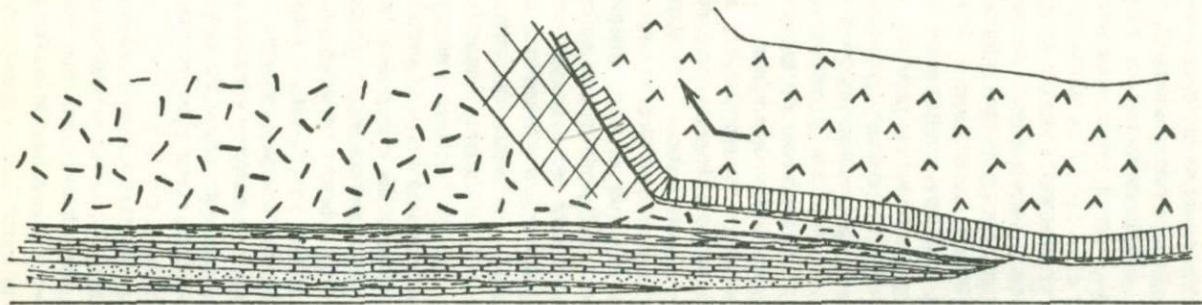
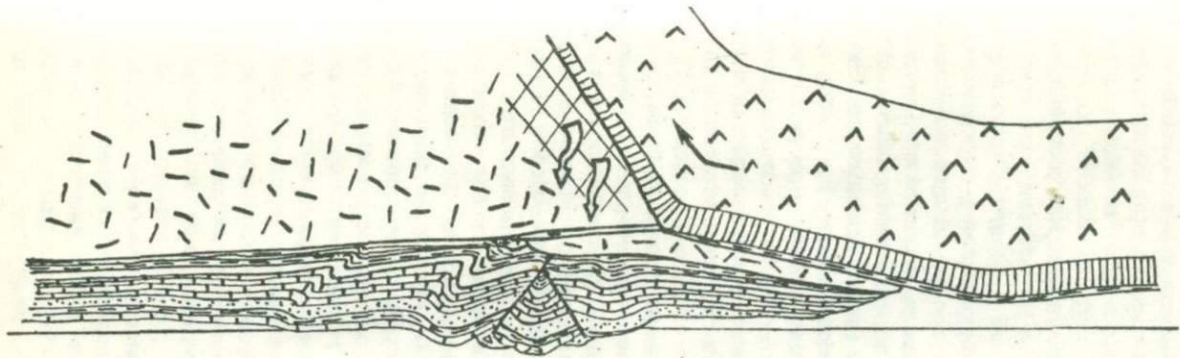
Действительно, в этом случае надвиговый покров будет внедряться только в нижнюю часть разреза осадочной толщи. Одновременно он потянет за собой и перекрывающие его осадки. В результате этого два участка осадочной толщи, соответственно расположенных над движущимся покровом и над неподвижным фундаментом, взаимно сближаясь, окажут друг на друга противоположные по направлению, но одинаковые по характеру воздействия, подобные тем, которые в предыдущем случае оказывала торцовая сторона перемещающегося покрова на сминаемый осадочный чехол. Следовательно, в этих частях осадочной толщи возникнут и подобные по структуре, но взаимно противоположные по направлению дизъюнктивные и складчатые деформации, т.е. возникнет дивергентная складчатость.

Ось симметрии дивергентной складчатости должна проходить вблизи лобовой стороны движущегося покрова, поэтому внедрение кислых магматитов на конечной стадии орогенеза также будет происходить вблизи от центра складчатости.

Приведенная схема, по-видимому, может объяснить основные черты строения Большого Кавказа, особенно если представить, что фронтальная часть этой геосинклинали в момент ее развития омывалась водами еще не закрывшегося тогда Тетиса, а Малый Кавказ располагался на противоположном, южном берегу Тетиса со стороны Гондваны. В частности, в рамках рассмотренной схемы получает естественное объяснение дивергентный характер складчатости Большого Кавказа, направление ее развития и затухания от центрального хребта — к предгорьям, приуроченность зоны максимальной магматической активности к центральному хребту и северному склону, кислый состав эфузивов и ряд других признаков. Описанный выше механизм надвигания тектонического покрова позволяет понять и происхождение флишевых толщ, столь характерных для южных предгорий Большого Кавказа.

В тех случаях, когда геосинклинальная зона возникает непосредственно возле края континента, а континентальный склон и прилегающие к нему участки океанического дна перекрыты мощными толщами осадочных пород, накопившихся на ранних стадиях развития геосинклинали или в период квазищитового режима, то в префронтальной зоне геосинклинали также возникает складчатость (см. рис. 32).

Механизм образования этой складчатости такой же, как и в первом (альпийском) случае; только роль фундамента, по



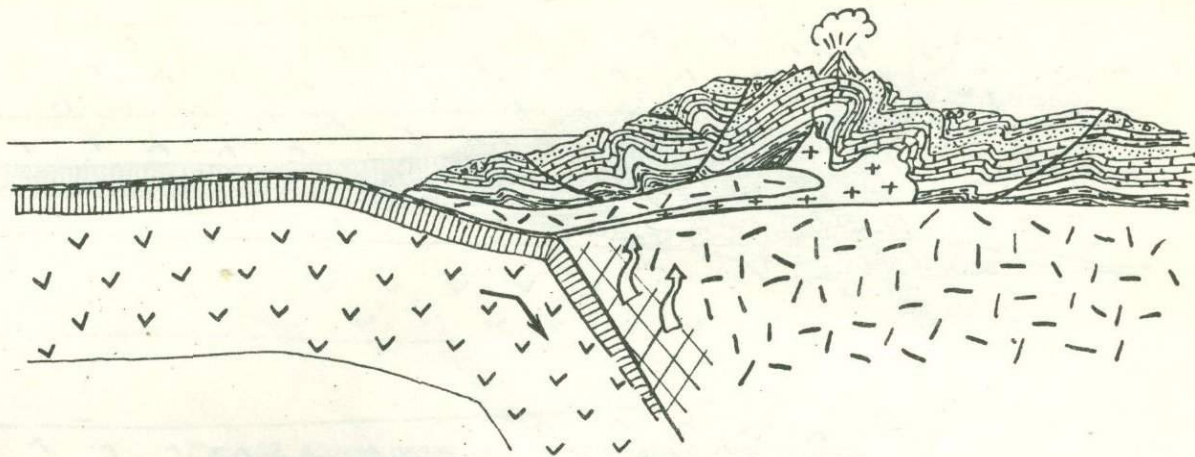
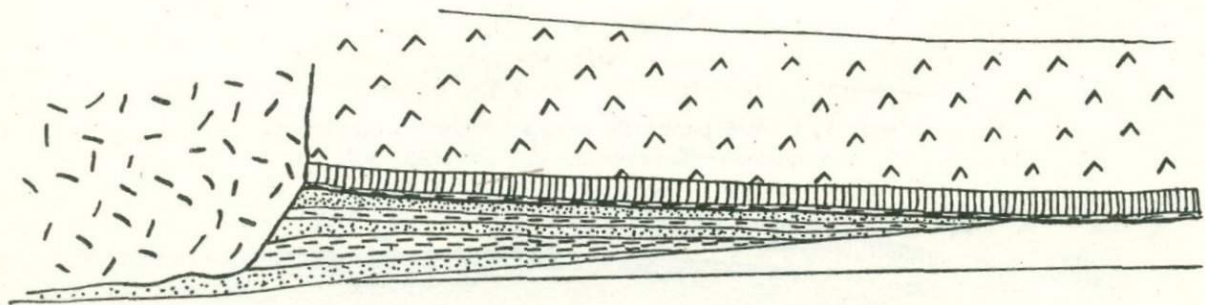
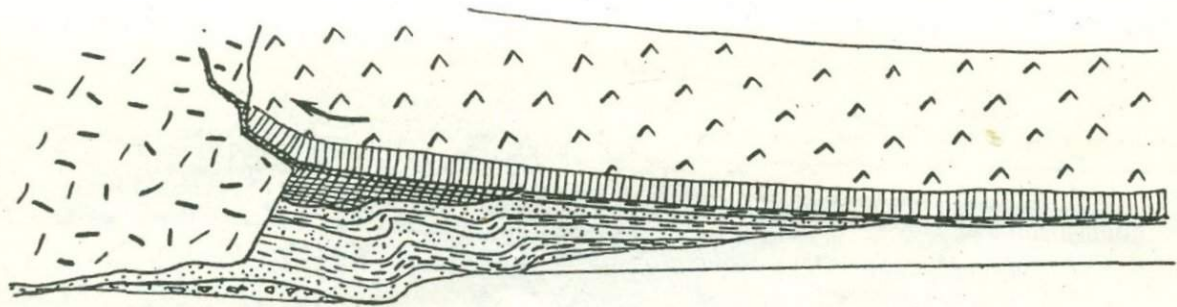


Рис. 31. Схема развития дивергентной складчатости
(условные обозначения см. рис. 28, 30).



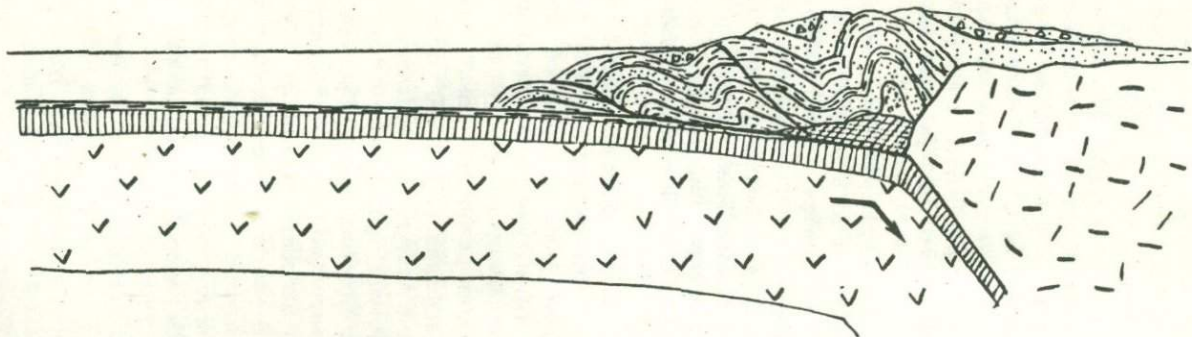


Рис. 32. Схема развития моноклиальной складчатости над океанической литосферной плитой (условные обозначения см. рис. 28 и 30).

которому происходит скольжение осадочной толши, здесь играет поддвигаемая плита литосферы, а роль упора, сдвигающего и сминающего эту толщу, выполняет фронтальная сторона напользающей литосферной плиты. В рассматриваемом случае направление относительных смещений и связанных с ними напряжений, возникающих в осадочной толще, прямо противоположно тем, которые наблюдаются в первом примере. Поэтому окажется противоположной и вергентность образовавшейся складчатости, вторичных чешуйчатых надвигов и шарьяжей: все эти структуры будут опрокинуты и направлены от континента в сторону океана. В связи с тем, что такого рода складчатые сооружения возникают над океаническими плитами литосферы, их образование не будет сопровождаться магматической деятельностью геосинклинального типа (кислым магматизмом).

Примером складчатости рассмотренного типа, по-видимому, может служить притихоокеанская зона Кордильер в районе залива Аляска (Stoneley, 1967; Бейли, Блейк, 1969).

В полициклических унаследованных геосинклиналях каждый цикл складчатости развивается примерно по тому же плану, что и в моноциклических геосинклиналях. Однако, накладывающиеся друг на друга циклы вносят специфические особенности в строение эвгеосинклинальных зон и в фациальный состав осадочных толщ.

Каждая фаза орогенеза приводит к консолидации бывшего осадочного чехла. Поэтому во время развития нового цикла, новый фронтальный выступ напользающей литосферной плиты будет образовываться из толши пород, уже прошедших консолидацию и метаморфическую переработку во время орогенеза предшествующего цикла. Во время развития каждого нового цикла, охватывающего период порядка $(1,5 \pm 2) \cdot 10^8$ лет, происходит частичное разрушение ("истирание") фронтального края старого литосферного выступа, приводящее к сокращению его продольных размеров. Поэтому вновь образующийся литосферный выступ, а, следовательно, и новый надвиг, захватит не только зону бывшей эвгеосинклинали, но и участки старой миогеосинклинали. В результате повторения нескольких таких орогенических циклов может образоваться характерная структура горного пояса, состоящая из ряда гребней-кордильер, протягивающихся параллельными линиями вдоль края геосинклинального пояса (см. рис. 33).

Интересной особенностью таких структур является то обстоятельство, что ближние к океану кордильеры могут оказаться более древними, а молодая складчатость будет располагаться вдоль последней и самой высокой кордильеры, как, например, это наблюдается в Северных Андах (Хаин, 1971, а) или в Чилийских Андах (Пушаровский, Архипов, 1972). К центральному горному кряжу в этом случае должна быть приурочена и максимальная современная вулканическая и магмати-

ческая активность. Поскольку полициклические геосинклинали развиваются на краях континентальных плит, в них также должны отсутствовать офиолитовые формации.

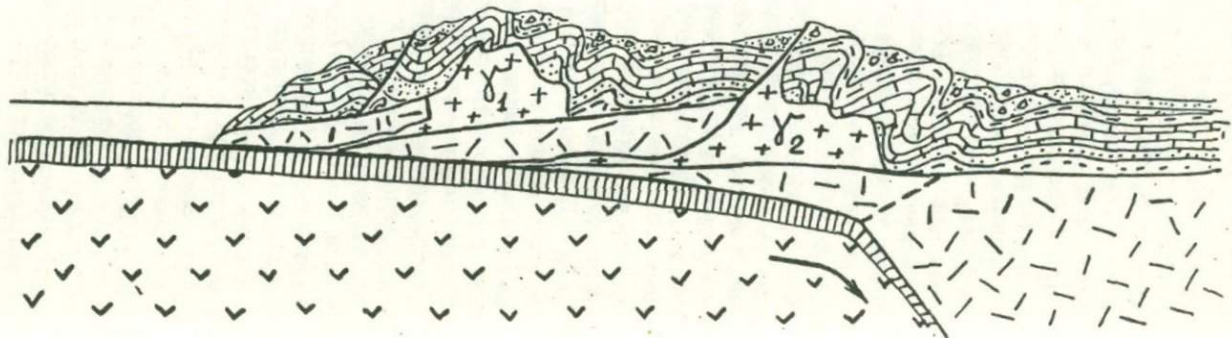
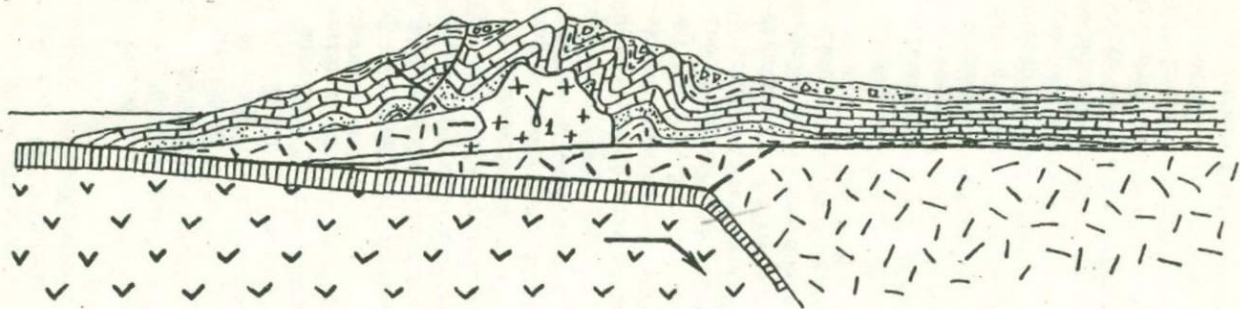
Второй характерной особенностью полициклических унаследованных геосинклиналей такого типа является континентальный режим их развития и широкое распространение моласовых отложений, заполняющих межгорные прогибы между грядками смежных кордильер. Благодаря унаследованному развитию геосинклинальной зоны в течение нескольких циклов, ее литосферная плита оказывается особенно сильно и глубоко переработанной процессами метасоматоза. Поэтому в таких геосинклиналях огромная масса легких силикатических веществ концентрируется вдоль зоны контакта двух литосферных плит и в верхних этажах напоздающей плиты. Благодаря этому, напоздающая литосферная плита характеризуется высоким уровнем своей поверхности, а горные пояса описываемого типа обладают исключительно глубокими "корнями" и относятся к высочайшим горным сооружениям Мира.

Здесь же следует заметить, что благодаря своей исключительной высоте горные сооружения полициклических геосинклиналей, вероятно, не являются устойчивыми в гравитационном поле Земли и со временем постепенно расплываются и расширяются за счет оползней, оседания, образования гравитационных надвигов и за счет пластических деформаций. Причины неустойчивости крупных утолщений континентальной коры в изостатически уравновешенной литосфере подробно исследованы Е.В.Артюшковым (Артюшков, 1971, 1972). По-видимому, этим явлением можно объяснить, почему в таких геосинклиналях от цикла к циклу происходит прирост не только объемов континентальной коры, но и ее поверхности.

Типичным примером горных сооружений, возникших на месте полициклической геосинклинали, являются Южно-Американские Анды. Развитие геосинклинальной зоны здесь происходит начиная со времени байкальского орогенеза и до наших дней (Хаин, 1971, а).

Исключительной интенсивности складчатые и дизъюнктивные деформации могут достигать при "столкновении" в геосинклинальной зоне двух континентальных массивов. В таких геосинклиналях амплитуда и мощность надвигов должны быть особенно значительными, так как в этом случае на литосферный выступ напоздающей плиты (помимо действия сил трения) оказывает давление континентальный склон материковой глыбы, подошедшей к фронтальной стороне этого выступа вместе с поддвигаемой плитой (см. рис. 34).

Если континентальный массив поддвигаемой литосферной плиты перекрыт достаточно мощной толщей осадочных пород, то эта толща сама испытывает давление со стороны литосферного выступа напоздающей плиты. В результате, осадочный чехол поддвигаемого массива окажется разбитым надвигами и



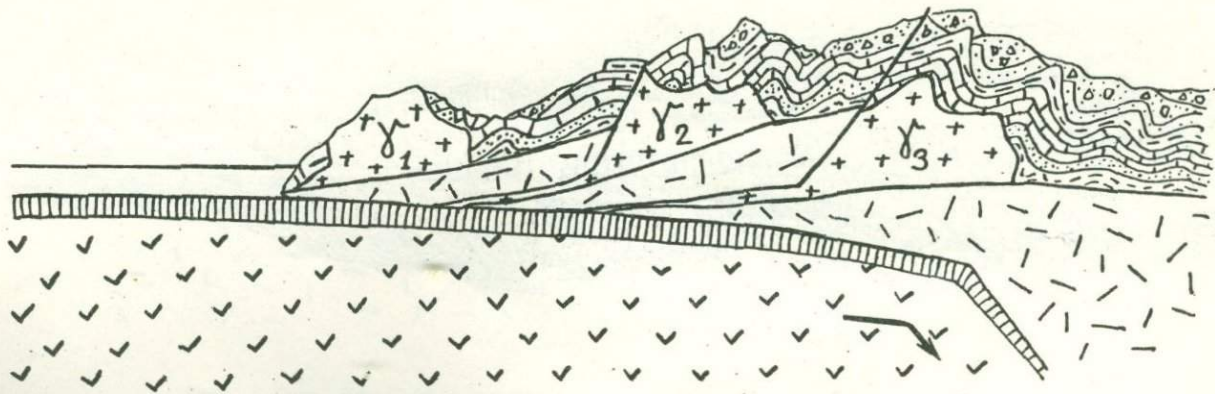
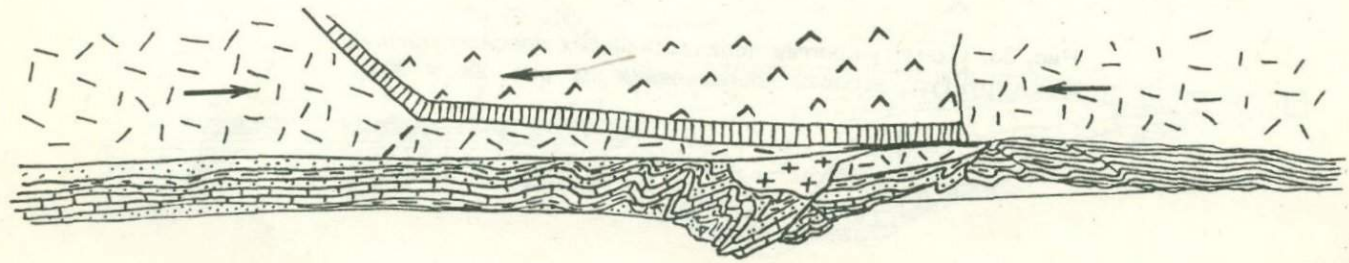
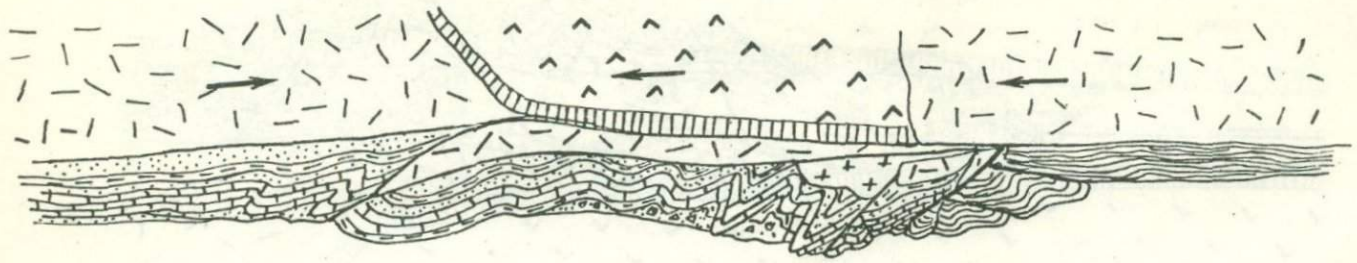


Рис. 33. Схема развития полициклических геосинклинальных структур (условные обозначения см. рис. 28 и 30).



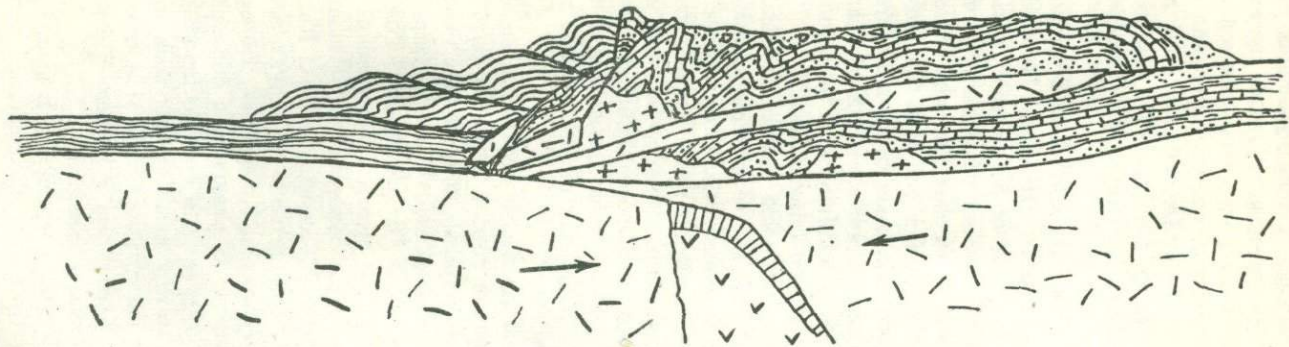


Рис. 34. Схема развития геосинклинальных структур при "столкновении" двух континентальных массивов (условные обозначения см. рис. 28 и 30).

смятым по типу складчатости возникающей над поддвигаемыми литосферными плитами в префронтальных участках геосинклинали. Очевидно, что все образовавшиеся таким путем структуры окажутся опрокинутыми в сторону поддвигаемой платформы (как и в случае складчатости, возникающей над океаническим дном). Продолжающееся сближение массивов в конце концов может привести к срыву уже частично смятого осадочного чехла и к надвиганию его на структуры литосферного выступа наподвигаемой плиты.

В рамках приведенной схемы находят свое объяснение многие особенности и закономерности строения Гималайского горного пояса, описанные в монографии А. Гансера (Гансер, 1967). В частности, таким путем можно объяснить причину гималайских надвигов, благодаря которым высокие и молодые горные сооружения Гималаев оказались сложенными докембрийскими и нижнепалеозойскими породами осадочно-метаморфической толщи Индийского кристаллического щита, поднятыми здесь на высоту почти 9 км и надвинутыми на мезозойские сооружения азиатского горного обрамления.

Выше, на основе теории глобальной тектоники были описаны наиболее характерные и "чистые" в классификационном смысле примеры. В реальных условиях, безусловно, часто встречаются промежуточные и более сложные случаи строения горных сооружений, возникающих, однако, за счет наложения друг на друга и в разной последовательности "чистых" структурных форм. Поэтому, приведенные схемы могут оказаться полезными и при восстановлении геологической истории более сложных горных систем.

Примером горных поясов со сложным строением может служить Альпийско - Гималайский пояс с широким распространением в нем двойных и более сложных виргентных геосинклинальных структур, возникших в этом месте после закрытия мезозойского океана Тетис за счет "столкновения" Гондваны и Лавразии в третичное время. При таком столкновении континентов геосинклинальные структуры северного обрамления Гондваны: Динарские Альпы, Элениды, Тавриды, Малый Кавказ, Эльбурс и Гиндукуш оказались сдвинутыми со структурами южного обрамления Евразии: Альпами, Карпатами, Большим Кавказом, Копетдагом и Памиром. В результате образовались характерные симметричные дивергентные геосинклинальные структуры с расположенными между ними срединными массивами (бывшими литосферными выступами) типа Панонского массива между Динаридами и Карпатами и Курино-Рионского массива между Большим и Малым Кавказами.

На тех участках, где структуры Гондваны и Евразии остались еще не сдвинутыми, до наших дней сохранились реликты океана Тетис - Черное море и южная часть Каспийского моря (Средиземное море является новообразованной морфоструктурой и считать его реликтом Тетиса нельзя).

ГЛАВА УП. ПРОИСХОЖДЕНИЕ НЕФТИ И ГАЗА С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ТЕОРИИ ГЛОБАЛЬНОЙ ТЕКТОНИКИ

Дегидратацией океанической коры в зоне Бениоффа можно объяснить не только происхождение салических изверженных пород и связанных с ними месторождений эндогенных полезных ископаемых. С точки зрения теории тектоники литосферных плит новое и несколько неожиданное освещение получает и проблема происхождения нефти. С позиций этой теории образование нефти можно объяснить результатом возгонки и термоллиза биогенных веществ, затаянутых вместе с океаническими осадками в зону поддвига литосферных плит. Впервые эта идея качественно и без каких-либо оценок была высказана Х.Хедбергом в 1970 г. (Hedberg, 1970). Рассмотрим теперь более подробно и на уровне количественных оценок возможный механизм образования нефти с точки зрения теории глобальной тектоники (Сорохтин, Ушаков, Федьинский, 1974).

Вместе с океанической корой под напозлающую плиту затагивается и содержащий биогенные вещества слой пелагических осадков. За счет диссипации энергии трения в зоне Бениоффа происходит постоянный разогрев пород океанической коры (в том числе и осадков) до весьма высоких температур ($\sim 1000^{\circ}\text{C}$), о чем уже говорилось в § 22. Однако в начале зоны поддвига такой разогрев пород и осадков еще невелик. Поэтому, всегда должен существовать участок зоны, на котором устанавливается оптимальный температурный режим ($\sim 100\text{--}400^{\circ}\text{C}$) для возгонки и термоллиза биогенных веществ, рассеянных в слое пелагических осадков поддвигаемой плиты. При этом, благодаря недостатку свободного кислорода в пелагических осадках, окисление биогенных веществ в процессе термоллиза происходить не будет, а возникнут углеводороды состава $\text{C}_n\text{H}_{2n\pm k}$

Попадающие в зону поддвига пелагические (преимущественно глинистые) осадки всегда насыщены поровыми и кристаллизационными водами (до 50%). При разогреве пород эти воды резко активизируются, превращаясь в условиях закритических давлений ($P > 219$ атм) в термальные флюиды. При высоких температурах (в интервале от 100 до 400°C) должны переходить в парообразное или флюидообразное состояние и углеводороды — продукты термоллиза биогенных веществ. Под влиянием возникающего за счет перегрева избыточного давления, водные флюиды вместе с образовавшимися углеводородами будут выжиматься из зоны поддвига в область развития осадочно-вулканогенной толщи, перекрывающей фронтальную (эвгеосинклиналиную) часть напозлающей плиты (см. рис. 27).

Прорвавшиеся в осадочно-вулканогенную толщу перегретые пары воды и углеводородов также будут находиться под

избыточным давлением. Если теперь в этой части разреза существуют водоупорные (экранирующие) слои, а такая ситуация обычно и наблюдается в геосинклинальных толщах, то благодаря этому давлению нефтегазовые фракции начнут мигрировать вдоль водопроницаемых слоев в сторону от места их подъема над зоной Бениоффа. Часть углеводородов при этом, безусловно, будет теряться, но какая то их часть окажется выжатой в область развития миогеосинклинальных отложений и в область будущих предгорных прогибов.

Несмотря на появление нефти из зоны поддвига литосферных плит, расположенной непосредственно под эвгеосинклиналью, накопления больших количеств нефти в этих районах происходить не может по двум причинам. Во-первых, в зоне Бениоффа в процессе формирования геосинклинали всегда существует избыточное давление перегретых водяных флюидов, активно вытесняющих из эвгеосинклинали все способные к миграции жидкости, в том числе и нефть, которая проходит эти участки лишь "транзитом" (в схеме образования нефти эту зону можно назвать транзитной). Во-вторых, на орогенной стадии развития геосинклинали именно эвгеосинклинальные зоны подвергаются не только пликативным, но и наибольшим дизъюнктивным деформациям, дренирующим практически всю осадочную толщу в этих районах.

По мере удаления от зоны Бениоффа температура и давление паров падают, вода и нефть конденсируются, а скорости их миграции постепенно замедляются. Естественно ожидать, что именно на этих расстояниях в аккумулятивной зоне миогеосинклиналей и краевых частей платформ начнут постепенно накапливаться залежи нефти и газа, формируя будущие нефтегазоносные месторождения. Оценить расстояние аккумулятивной зоны от места образования первичной нефти (от эвгеосинклинали) можно, например, по закону Дарси для расхода жидкости, фильтрующейся через пористую среду

$$L^2 = \frac{\kappa \Delta P}{\eta m} t \quad (79)$$

где L - расстояние, на которое фильтруется вязкая жидкость за время t ; κ - проницаемость пористой среды; ΔP - перепад давлений,двигающий фильтрующуюся жидкость; m - коэффициент пористости.

Избыточное давление перегретого пара в термальной зоне поддвига примерно равно гидростатическому давлению пород, перекрывающих эту зону, т.е. $\Delta P_0 \approx 3,6$ кбар. Благодаря конечной проницаемости пород, давление этого пара в осадочно-вулканогенной толще, расположенной над термальной зоной, будет значительно ниже. По порядку величины можно принять $\Delta P \approx 0,1$ кбар = 10^8 дин/см² (этому перепаду давлений соответствует превышение уровня эвгеосинклинали над

аккумулятивной зоной всего на 400 м). Примем также $K = 0,05$ дарси $= 5 \cdot 10^{-10}$ см²; $m = 0,1$; $\eta = 0,1 \div 10$ пуаз, тогда по формуле (79) найдем, что за время, соизмеримое с периодом тектонического цикла $t = 10^8$ лет $= 3 \cdot 10^{15}$ сек нефть сможет мигрировать на расстояния порядка от 120 км (тяжелые фракции) до 1200 (легкие фракции).

Выполненные оценки, безусловно, являются очень приближенными, и скорее показывают возможности описываемого механизма миграции нефти, чем определяют количественную сторону этого процесса. Однако из этого расчета вытекает, что должна наблюдаться приуроченность основных нефтегазоносных месторождений к предгорным прогибам и краевым участкам платформ, а также зональность распределения фракций: чем дальше от геосинклинальной зоны сформировалось месторождение, тем большую роль в нем должны играть легкие и газовые фракции, характеризующиеся низкими значениями вязкости η (если, конечно, картина не окажется искаженной последующей утечкой этих фракций).

Интересно отметить, что рассмотренная схема образования нефтяных и газовых месторождений, по нашему мнению, полностью снимает основные (если не все) возражения противников концепции органического происхождения нефти. Так, по рассмотренной модели нефть имеет биогенное происхождение, но появляется снизу, просачиваясь под большим давлением через породы фундамента эвгеосинклинальной осадочно-вулканогенной толщи. Поэтому остатки молодой нефти можно встретить и в сколь угодно древних породах (в том числе и кристаллических). Происходящая под избыточным давлением латеральная миграция нефти может привести к насыщению ею даже терригенных (неморских) отложений, а также более древних осадочных толщ в предгорных прогибах и краевых зонах платформ. В частности, так называемая "девонская" нефть Волго-Уральской области с этой точки зрения может оказаться более молодой — пермского возраста. Понятным становится появление признаков нефти в фумаролах молодых вулканических поясов геосинклинального типа, на Камчатке и обнаружение нефти в структурах некоторых островных дуг, например, на острове Тонга. Рассмотренная схема позволяет понять и механизм мобилизации рассеянного биогенного вещества и микронефти в осадках, в которых образуются и через которые фильтруются термальные воды. Это прежде всего процесс активной "промывки" слоев перегретым паром и горячей водой, уменьшающими благодаря сильному прогреву пород капиллярное взаимодействие нефти со стенками пор и срывающими под большим напором молекулярные пленки биогенных веществ с поверхности гранул и зерен осадочной породы. Избыточное давление, вызывающее направленную миграцию нефти, постоянно поддерживается в течение всего времени развития геосинклинали за счет мобилизации и перегрева поровых вод

пелагических осадков и вод, освобождающихся при дегидратации пород океанической коры, затягиваемых в зону поддвига литосферных плит (в зону Бенюффа).

Рассмотрим теперь мощность описанного процесса нефтеобразования. Будем считать, что в геохимии осадков биогенное вещество начало играть заметную роль только около $1 \cdot 10^9$ лет тому назад, причем, с тех пор содержание этих веществ в пелагических осадках линейно возрастало со временем вплоть до современного уровня. Объем осадков, затянутых за этот промежуток времени легко определить используя принцип актуализма и исходя из значения средней мощности осадочного слоя в океанах $h_s \approx 0,5$ км, величины средней скорости поддвига литосферных плит $v_l \approx 7$ см/год и длины всехразвивающихся в настоящее время геосинклинальных зон $L_g \approx 40$ тыс. км. Такая оценка показывает, что за отмеченное время $1 \cdot 10^9$ лет под геосинклинальные зоны погрузилось $1,4 \cdot 10^{24}$ см³ или около $2,8 \cdot 10^{24}$ г пелагических осадков. Содержание биогенных веществ в современных океанических осадках колеблется от 0,25 до 0,9% и в среднем, по-видимому, близко к 0,5%. Отсюда следует, что за принятый период активной биопродуктивности Земли в зоны поддвига литосферных плит было затянуто около $7 \cdot 10^{21}$ г биогенных веществ, что более чем в 10^3 раз (!) больше всех геологических запасов нефти $1,5 \cdot 10^{12}$ тон = $1,5 \cdot 10^{18}$ г и соизмеримо с массой органического углерода в земной коре $3,5 \cdot 10^{15}$ тон = $3,5 \cdot 10^{21}$ г (Вассоевич, 1971). Поэтому, даже приняв коэффициент полезного действия описанного механизма образования нефти и газа, равным 0,1% (что явно занижено), все же с его помощью можно объяснить происхождение всех геологических запасов нефти. По-видимому, КПД процесса значительно выше 0,1% и, следовательно, таким путем можно объяснять не только образование многих, в том числе и гигантских нефтегазоносных месторождений, но и происхождение какой то части рассеянной "микронепти".

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предпринята попытка синтезирования современных данных и представлений о геологическом строении, геофизических полях и химическом составе Земли в единую концепцию глобальной эволюции Земли. При составлении концепции принималось, что эволюция Земли является следствием развития тех глобальных процессов, которые в конечном итоге приводят к уменьшению ее потенциальной энергии. Главным, движущим эволюцию планетарным процессом является процесс плотностной дифференциации первичного вещества Земли, приводящий к выделению тяжелого ядра и расслоению Зем-

ли на две основные геосферы — на железистое ядро и силикатную оболочку. Все остальные процессы играют более подчиненную роль (например, радиогенный разогрев планеты) или являются следствием главного процесса (например, плотностная конвекция в мантии Земли).

С целью уменьшения неоднозначности концепции при ее построении каждый происходящий в Земле процесс рассматривался с трех основных точек зрения: с геологической, геохимической и геофизической, а развитие этих процессов обязательно рассматривалось в историческом аспекте с одновременным учетом взаимосвязанности и возможной взаимозависимостью явлений, протекающих в Земле. Такой подход позволил отсеивать может быть и правдоподобные, но не реализуемые в природе процессы и их механизмы и выделять из них лишь наиболее вероятные. Кроме того, такой подход позволял формулировать дополнительные жесткие условия и тонкие критерии проверки промежуточных и рабочих гипотез, выдвигаемых для объяснения наблюдаемых явлений. Большинство сделанных в работе выводов подкрепляется расчетами и проверяется на их соответствие с наблюдаемыми геологическими явлениями и фактами.

В результате проведенных теоретических исследований показано, что наиболее вероятным составом внешнего ядра Земли является окись одновалентной фазы железа, а внутреннего — сплав железа с никелем. Благодаря процессу плотностной дифференциации мантийного вещества на поверхности ядра, мантия Земли охвачена конвективными движениями. Поэтому химический состав мантии в среднем одинаков по всей толще и, по-видимому, соответствует лерцолитам срединно-океанических хребтов. Выделяемые в мантии границы являются фазовыми, а распределение плотности и температуры — адиабатическими.

Всего вероятнее, что конвективные движения в мантии происходят циклически с последовательными перестройками структуры конвективных ячеек. Природа таких перестроек связана с механизмом регуляции термического режима Земли. Каждому конвективному циклу в мантии соответствует тектонический цикл на поверхности Земли: настоящий, альпийский цикл — по счету двадцатый от момента образования Земли.

Удаление железа из мантии в ядро и дегазация мантии приводят к изменению ее химического состава: со временем мантия обогащается кремнеземом, магнием, глиноземом и некоторыми другими компонентами, одновременно в ее веществе уменьшается содержание железа, калия, воды и других подвижных элементов и соединений. С дегазацией мантии связано происхождение гидросферы и атмосферы на Земле. Кислород в атмосфере Земли, в основном, имеет абиогенное происхождение и связан с распадом окислов железа в глубинах нижней мантии. В земной атмосфере всегда превалировал азот, а со-

держание углекислого газа никогда существенно не отличалось от современного.

При остывании и полной кристаллизации вещества астеносферы, на поверхности верхней мантии образуется наружная оболочка Земли — ее литосфера (земная кора является лишь верхним слоем литосферы). Горизонтальные ветви мантийных конвективных потоков — астеносферные течения — ломают литосферу Земли на отдельные плиты, перемещающиеся в дальнейшем по поверхности астеносферы в соответствии с направлениями ее течений. В местах расхождения литосферных плит возникают рифтовые зоны и срединно-океанические хребты; в местах наложения плит друг на друга образуются геосинклинальные зоны Земли. Практически все тектонические процессы на Земле связаны с перемещениями и деформациями литосферных плит. Мощным источником энергии тектонических движений является процесс выделения ядра за счет гравитационной дифференциации мантийного вещества и связанный с ним процесс конвективного массообмена в мантии Земли.

Океаническая кора образуется в рифтовых зонах Земли за счет серпентинизации ультраосновных пород литосферы и сепарации базальтов из верхних слоев астеносферы. Континентальная кора возникает в геосинклинальных зонах Земли за счет процесса дегидратации и частичного переплавления океанической коры в зонах поддвига литосферных плит (в зонах Бениоффа). Геосинклинальная складчатость развивается благодаря деформациям наплазующей литосферной плиты и в результате образования региональных надвигов фронтальных участков этой плиты на ее тыловые части.

Развиваемая в работе концепция глобальной эволюции Земли не является полностью законченной. Например, в ней пока еще количественно не исследованы природа магнитного поля Земли и соответствие региональных гравитационных аномалий предполагаемой структуре конвективных потоков в мантии, хотя качественное рассмотрение этих вопросов уже проведено.

В настоящее время процесс эволюции Земли хотя и исследован разными авторами достаточно всесторонне, но отдельные его стороны все же носят гипотетический характер. Поэтому, описанная в настоящей работе общая концепция глобальной эволюции Земли еще не может претендовать на положение полностью доказанной теории. Совершенно иная ситуация, на наш взгляд, сложилась в более частной концепции тектоники литосферных плит — уже имеется настолько много веских и убедительных аргументов в ее пользу, что всякие сомнения в правильности этой концепции сегодня представляются совершенно необоснованными. Это положение остается в силе, даже если признать, что в настоящее время существует пока еще не объясненные этой концепцией глобальные геологические явления (в принципе необъяснимых концепцией глобаль-

ных геологических явлений, автору этих строк, пока не известно). Отсюда вовсе не следует, что концепция неверна — просто такие явления будут объяснены несколько позже. Эти соображения и приведенные в § 19 доводы в пользу концепции позволяют считать ее полностью доказанной научной теорией глобальной тектоники.

По нашему мнению эта теория окажется исключительно эффективной при изучении генезиса эндогенных полезных ископаемых, при поиске и прогнозировании запасов минерального сырья, а также при исследовании и прогнозировании землетрясений. Действительно, процессы образования континентальной коры, протекающие в зоне Бениоффа, приводят к обогащению коры очень многими элементами и соединениями, находившимися ранее в рассеянном виде в океанической коре. При этом, пространственное положение рудоносных залежей над зоной Бениоффа будет полностью определяться P-T условиями протекания реакций в самой зоне. Примеры таких реакций, приводящих к обогащению континентальной коры некоторыми соединениями, более подробно были рассмотрены в § 22.

Помимо образования месторождений рудных полезных ископаемых, таким же путем (но на более мелких уровнях) может происходить обогащение осадочных толщ геосинклинальных зон нефтью и газом, образующимися при возгонке биогенного вещества, рассеянного в осадочных породах океанической литосферной плиты, поддвигаемой в зону Бениоффа (Hedberg, 1970). По-видимому, именно с этим процессом можно связывать повышенную нефтегазоносность миогеосинклинальных зон и предгорных прогибов большинства геосинклиналей фанерозоя, а также нефтеносность некоторых современных островных дуг.

Механизм поддвига литосферных плит дает очень наглядную и полностью согласующуюся с наблюдаемыми данными картину возникновения землетрясений в молодых разрывающихся геосинклиналях тихоокеанского типа. Описанный в § 24 механизм образования региональных надвигов позволяет понять природу землетрясений в геосинклиналях, находящихся на орогенной или заключительной стадии своего развития. К таким сейсмоактивным горным поясам, например, относятся Карпаты, Кавказ, некоторые хребты Средней Азии и Гималаи. Объясняя механизм образования землетрясений, теория глобальной тектоники, в принципе, позволяет вычислять средний период повторяемости сильных землетрясений (если, правда, известна скорость подвига, и предел прочности пород). Кроме того, эта теория может оказаться очень полезной при проведении сейсмического районирования, при трассировании активных зон разлома и даже при проведении работ по предотвращению самих землетрясений. Исследования в этом направлении уже проводятся в Америке на разломе Сан-Андреас в Калифорнии.

ЛИТЕРАТУРА

- Агапова Г.В., Гайнанов А.Г., Калинина Е.П., Строев П.А. Статистические характеристики некоторых морских геофизических профилей. В сб. "Морские гравиметрические исследования, вып. 4 (1965-1967), изд. МГУ, 1969.
- Ажгирей Г.Д. Структурная геология. Изд. 2-е. Изд-во МГУ, 1966.
- Акульшина Е.П., Ивановская А.В., Казанский А.В. Об условиях седиментации в позднем докембрии. В сб. "Проблемы общей и региональной геологии". Новосибирск, "Наука", 1971.
- Альтшулер Л.В., Кормер С.Б. О внутреннем строении Земли. Изв. АН СССР, сер. геофиз., №1, 1961.
- Альтшулер Л.В. Применение ударных волн в физике высоких давлений. Усп. физ. наук, т.85, вып.2, 197-258, 1965.
- Альтшулер Л.В., Баканова А.А. Электронная структура и сжимаемость металлов при высоких давлениях. Усп. физ. наук, т.96, вып.2, 193-215, 1968.
- Альтшулер Л.В., Симаков Г.В., Трунин Р.Ф. К вопросу о химическом составе ядра Земли. Изв. АН СССР, Физика Земли, №1, 1968.
- Альтшулер Л.В., Шарипджанов И.И. Аддитивные уравнения состояния силикатов при высоких давлениях. Изв. АН СССР, Физика Земли, №3, 1971.
- Альтшулер Л.В., Шарипджанов И.И. О распределении железа в Земле и ее химической дифференциации. Изв. АН СССР, Физика Земли, №4, 3-16, 1971.
- Арган Э. Тектоника Азии (под ред. Ю.М.Шейнманна), ОНТИ, 1935.
- Артюшков Е.В. Об установлении изостатического равновесия земной коры. Изв. АН СССР. Физика Земли, №1, 1967.
- Артюшков Е.В. Гравитационная конвекция в недрах Земли. Изв. АН СССР, Физика Земли, №9, 1968.
- Артюшков Е.В. Дифференциация по плотности вещества Земли и связанные с ней явления. Изв. АН СССР, Физика Земли, №5, 1970.
- Артюшков Е.В. Горизонтальные напряжения в изостатически уравновешенной литосфере Докл. АН СССР, т.201, №5, 1971.
- Артюшков Е.В. Происхождение больших напряжений в земной коре. Изв. АН СССР, Физика Земли, №8, 1972.

- Балакина Л.М., Введенская А.В., Мишарина Л.А., Широкова В.И. Напряженное состояние в очагах землетрясений и поле упругих напряжений Земли. Изв. АН СССР, Физика Земли, №6, 1967.
- Барнс Г.Л., Чаманский Г.К. Растворимость и перенос рудных минералов. В сб. "Геохимия гидротермальных рудных месторождений". М., "Мир", 1970.
- Барсуков В.Л., Дмитриев Л.В. О верхней мантии Земли как о возможном источнике рудного вещества. Геохимия, №12, 1972.
- Безруков П.Л. Проблемы геологического исследования полезных ископаемых океана. Океанология, т. XI, вып. 6, 1971.
- Безруков П.Л. Древность и молодость океанов. Океанология, т. XIII, вып. 1, 1973.
- Бейли Э.Г., Блейк М.К. Тектоническое развитие западной Калифорнии в позднем мезозое. Геотектоника, № 3,4, 1969.
- Белоусов В.В. Основные вопросы геотектоники. М., Госгеол-издат, 1962.
- Белоусов В.В. Земная кора и верхняя мантия материков. М., "Наука", 1966.
- Белоусов В.В. Земная кора и верхняя мантия океанов. М., "Наука", 1968.
- Белоусов В.В. Складчатость и основные типы тектонических деформаций. Бюл. Моск. о-ва испыт. природы, т. XLIV, вып. 4, 1969.
- Берзон И.С., Коган С.Д., Пасечник И.П. О возможности построения тонкослоистой модели области перехода от оболочки к ядру Земли. Докл. АН СССР, т. 178, №1, 1968.
- Берзон И.С., Пасечник И.П. Динамические характеристики волны P_cP в случае тонкослоистой модели области перехода от мантии к ядру. Изв. АН СССР, Физика Земли, №6, 1972.
- Богданов А.А. Тектонические эпохи (к вопросу о периодизации тектонической истории Земли). Бюлл. Моск. общ. испытателей природы, отдел геологич., 5, 1969.
- Богданов Ю.А., Лисицын А.П., Романкевич Е.А. Органическое вещество взвесей и донных осадков морей и океанов. В сб. "Органическое вещество в современных и ископаемых осадках". М., "Наука", 1971.
- Боуэн Н.Л., Таттл О.Ф. Система $MgO-SiO_2-H_2O$. В сб. "Вопросы физико-химии в минералогии и петрографии." М., ИЛ, 1950.
- Буллен К.Е. Сейсмология и внутреннее строение Земли в целом. В сб. "Физика и химия Земли". М., ИЛ, 1958.
- Бэрнем К.В. Гидротермальные флюиды магматической стадии. В сб. "Геохимия гидротермальных рудных месторождений". М., "Мир", 1970.
- Вассоевич Н.Б. Условия образования флиша. М.-Л., Гостоптехиздат, 1951.
- Вассоевич Н.Б. Источник нефти - биогенное углеродистое вещество. Природа, №3, 1971.

- Вегенер А. Происхождение материков и океанов. "Современные проблемы естествознания". кн. 24, Госиздат, 1925.
- Винклер Г. Генезис метаморфических пород. М., "Мир", 1969.
- Виноградов А.П. Среднее содержание химических элементов в главных типах изверженных горных пород земной коры. Геохимия, №7, 1962.
- Виноградов А.П. Введение в геохимию океана. М. "Наука", 1967.
- Виноградов А.П. Атмосферы планет солнечной системы. Вестн. Моск. Университета, сер. Геол., №4, 1969.
- Виноградов А.П., Ронов А.Б. Эволюция химического состава глин Русской платформы. "Геохимия", № 2, 1956.
- Виноградов А.П., Удинцев Г.Б., Дмитриев Л.В., Канаев В.Ф., Непрочнов Ю.П., Петрова Г.Н., Рыкунов Л.Н., Коган Л.И. Строение рифтовых зон Индийского океана и их место в Мировой системе рифтов. Изв. АН СССР, сер. геол., №10, 1969.
- Войткевич Г.В., Мирошников А.Е., Поваренных А.С., Прохоров В.Г. Краткий справочник по геохимии. Недра, 1970.
- Вопросы геохронологии. Сборник под ред. Н.И.Полевой, М., ИЛ, 1963.
- Гандельман Г.М. Квантовомеханическая теория уравнения состояния калия, алюминия и железа. Ж. эксп. и теорет. физ., т.51, вып.1 (7), 1966.
- фон Герцен Р.П., Ли У.Х.К. Тепловой поток в океанических областях. Сб. "Земная кора и верхняя мантия". М., "Мир", 1972.
- Григорович В.К. Электронное строение и термодинамика сплавов железа. М., "Наука", 1970.
- Григорьев А.С. Напряженное состояние и деформации прямоугольного вязкого массива при боковом смещении. В сб. "Тектонофизика и мех. свойства горн. пород". М., "Наука", 1971.
- Грин Т.Х., Рингвуд А.Э. Происхождение магматических пород известково-щелочного ряда. В сб. "Петрология верхней мантии". М., "Мир", 1968.
- Грин Д.Х., Рингвуд А.Э. Происхождение базальтовых магм. В сб. "Петрология верхней мантии". М., "Мир", 1968.
- Грин Д.Х., Рингвуд А.Э. Происхождение базальтовых магм. В сб. "Земная кора и верхняя мантия". М., "Мир", 1972.
- Громов А.М. О химическом составе внешнего ядра Земли. Геол. и геофизика, СО АН СССР, №6, 1971.
- Гуревич Л.Э., Лебединский А.И. Об образовании планет. Изв. АН СССР, сер. физ., №6, 1950.
- Делингер П. Гравитационное поле Тихого океана и его связь с рельефом и геологическим строением. В сб. "Земная кора и верхняя мантия". М., "Мир", 1972.
- Деменицкая Р.М. Кора и мантия Земли. "Недра", М., 1967.

- Джеффрис Г. Земля, ее происхождение, история и строение. М., ИЛ, 1960.
- Джолли Д. История поверхности Земли. "Современные проблемы естествознания", кн. 43, Госиздат, 1929.
- Дир У.А., Хауи Р.А., Зусман Дж. Породообразующие минералы, т.3, листовые силикаты. М., "Мир", 1966.
- Дитц Р.С. Эволюция океанов как следствие разрастания площади их дна. В сб. "Дрейф континентов, горизонтальные движения земной коры". М., "Мир", 1966.
- Дмитриев Л.В. К вопросу о происхождении ультраосновных пород Индоокеанского хребта. Геохимия, №10, 1969.
- Дмитриев Л.В. Геохимия и петрология коренных пород срединных океанических хребтов. Докторская диссертация. Фонды Инстр. Геохим. и аналитич. химии АН СССР, М., 1973.
- Дмитриев Л.В., Шараськин А.Я., Фарафонов М.М. Коренные породы рифтовых зон Индоокеанского хребта и некоторые черты их геохимии. Докл. АН СССР, т.185, №2, 1969.
- Дубровский В.А., Паньков В.Л. О составе земного ядра. Изв. АН СССР, Физика Земли, №7, 1972.
- Дэли Р.А. Изверженные породы и глубины Земли. М., ОНТИ, 1936.
- Жарков В.Н. Физика ядра Земли. Тр. Инст. Физики Земли, №20, АН СССР, 1962.
- Жарков В.Н., Трубицын В.П., Самсоненко Л.В. Физика Земли и Планет, фигуры и внутреннее строение. М., "Наука", 1971.
- Заварицкий А.Н. Некоторые новые факты, которые надо учитывать при тектонических построениях. Изв. АН СССР, сер. геол., №2, 1946.
- Зоммерфельд А. Механика деформируемых сред. М., ИЛ, 1954.
- Зоненшайн Л.П. Учение о геосинклиналях и его приложение к центрально-азиатскому складчатому поясу. М., "Недра", 1972.
- Йодер Г.С., Тилли К.Э. Происхождение базальтовых магм. М., "Мир", 1965.
- Казинский Ю.П., Катаева В.П., Шугурова Н.А. Опыт изучения состава газовой и жидкой фаз включений как реликтов древних атмосфер и гидросфер. Геология и геофизика СО АН СССР, №11, 1969.
- Карта Атлантического океана. М 1:10 000 000. ГУГК, М., 1971.
- Карта Тихого океана. М 1:10 000 000. ГУГК, М., 1964.
- Качанов Л.М. Основы теории пластичности. М., "Наука", 1969.
- Кейес Р. Континуальные модели влияния давления на активационные процессы. В сб. "Твердые тела под высоким давлением. М., "Мир", 1966.
- Кинг Л. Морфология Земли. М., Изд. Прогресс, 1967.
- Кинг Л., Даунворд Т. Антарктида и гипотеза мобилизма. В сб. "Новейшие геологические исследования в Антарктиде". М., "Мир", 1966.

- Кларк С.П. мл. Вязкость. В сб. "Справочник физических констант горных пород." М., "Мир", 1969.
- Кларк С.П. мл. Теплопроводность. В Справочнике физических констант горных пород. М., "Мир", 1969.
- Книппер А.Л. Океаническая кора в структуре Альпийской складчатой области Юга Европы, Западной части Азии и Кубы. Докторская диссертация, фонды Института геологии АН СССР, М., 1973.
- Коржинский Д.С. Трансмагматические потоки растворов подкорового происхождения и их роль в магматизме и метаморфизме. В сб. "Кора и верхняя мантия Земли." М., "Наука", 1968.
- Коржинский Д.С. Проблемы метасоматических процессов. В сб. "Проблемы метасоматизма". М., "Недра", 1970.
- Кормер С.Б., Фунтиков А.И. Исследование ударного сжатия ферросилиция и возможный состав ядра Земли. Изв. АН СССР, Физика Земли, №5, 1965.
- Коттон Ф., Уилкинсон Дж. Современная неорганическая химия. ч.3, М., "Мир", 1969.
- Красс М.С., Ушаков С.А., Фадеев В.Е. О реологических свойствах тектоносферы. Геолог. и Геофизика, СО АН СССР, №6, 59-67, 1969.
- Кропоткин П.Н. Палеомагнетизм, палеоклиматы и проблема крупных горизонтальных движений земной коры. Сов. геология, №5, 1961.
- Кропоткин П.Н. Плавают ли материки? (Современное состояние теории мобилизма). Природа, №11, 1962.
- Кропоткин П.Н. Критика некоторых тектонических теорий фиксизма. Изв. АН СССР, сер. геологич. №6, 1964.
- Кропоткин П.Н. Механизм движений земной коры. Геотектоника, №5, 1967.
- Кропоткин П.Н. Проблема дрейфа материков (мобилизма). Изв. АН СССР, Физика Земли, №3, 1969.
- Кринов Е.Л. Метеориты. Изд. АН СССР, М.-Л., 1948.
- Левин Б.Ю. Строение Земли и планет и метеоритная гипотеза их происхождения. Природа, №10, 1949.
- Левин Б.Ю. Происхождение Земли. Изв. АН СССР, Физика Земли, №7, 1972.
- Левин Б.Ю., Маева С.В. О термической истории Земли. Изв. АН СССР, Серия геофиз., №2, 1960.
- Левинсон-Лессинг Ф.Ю. Проблема генезиса магматических пород и пути к ее разрешению. Изд. АН СССР, Л., 1934.
- Левинсон-Лессинг Ф.Ю. Петрография. Гос. изд. геологич. лит., Л., М., 1940.
- Ли У.Г.К., Кларк С.П. мл. Тепловой поток и вулканические температуры. Сб. "Справочник физических констант горных пород." М., "Мир," 1969.
- Лисицын А.П. Бурение дна Тихого океана. Природа, №12, 1970.

- Лодочников В.Н. Некоторые общие вопросы, связанные с магмой, дающей базальтовые породы. Записки минерал. общ. СССР, т.2, №2-3, 1939.
- Любимова Е.А. О нагревании земных недр в процессе образования Земли. Изв. АН СССР, сер. геофиз., №5, 1955.
- Любимова Е.А. Термика Земли и Луны. М., "Наука", 1968.
- Любимова Е.А., фон Герцен Р., Удинцев Г.Б. О теплообмене через дно океана. Сб. "Проблемы глубинного теплового потока." М., "Наука", 1966.
- Люстих Е.Н. О возможности использования теории акад. О.Ю.Шмидта в геотектонике. Докл. АН СССР, т.59, №8, 1948.
- Люстих Е.Н. Конвекция в мантии и сферические функции. Изв. АН СССР, Физика Земли, №8, 1965.
- Люстих Е.Н. О термике земного шара. Изв. АН СССР, Физика Земли, №12, 1967.
- Магницкий В.А. Основы физики Земли. М., 1953.
- Магницкий В.А. К вопросу о происхождении и путях развития континентов и океанов. Вопросы космогонии, т.6, АН СССР, 1958.
- Магницкий В.А. Внутреннее строение и физика Земли. М., "Недра", 1965.
- Маева С.В. О термической истории Земли. Изв. АН СССР, Физика Земли, №3, 1967.
- Максимович З., Максимович С. Литий, натрий, калий в альпиноидных ультраосновных породах. В сб. "Распространенность элементов в земной коре". М., "Мир", 1972.
- Маркарян Е.Г., Мясников В.П. Гидродинамическая модель эволюции Земли. Препринт ИКИ АН СССР, №103, 1972.
- Мархинин Е.К., Стратула Д.С. Некоторые петрологические, геохимические и геофизические аспекты связи вулканизма с глубинами Земли. В сб. "Вулканизм и глубины Земли". М., "Наука", 1971.
- Мейсон Б. Основы геохимии. М., "Недра", 1971.
- Менерт К. Мигматиты и происхождение гранитов. М., "Мир", 1971.
- Михайлова А.В. Разрывы, деформации и перемещения в моделях надвиговой структуры. В сб. "Тектонофизика и мех. свойства гор. пород". М., "Наука", 1971.
- Мишарина Л.А. Напряжения в земной коре в рифтовых зонах. М., "Наука", 1967.
- Мияки Я. Основы геохимии. Л., "Недра", 1969.
- Монин А.С. Краткий очерк истории Земли. Л., "Наука", 1970.
- Монин А.С. Вращение Земли и климат. Гидрометеоиздат, Л., 1972.
- Муратов М.В. Главнейшие эпохи складчатости и мегастадии развития земной коры. Геотектоника, №1, 1965.
- Мясников В.П., Ушаков С.А., Федынский В.В. О механизме внутреннего развития Земли в свете геофизических данных. Вестн. МГУ, вып. геологич., №3, 1971.

- Надаи А. Пластичность и разрушение твердых тел. т.2, М., "Мир", 1969.
- Наумов Г.Б., Рыженко Б.Н., Ходаковский И.Л. Справочник термодинамических величин (для геологов). Атомиздат, М., 1971.
- Николаев Л.А., Тулупов В.А. Физическая химия. Изд. Высш. шк., М., 1967.
- Обуэн Ж. Геосинклинали, проблемы происхождения и развития. М., "Мир", 1967.
- Пейве А.В. Разломы и их роль в строении и развитии земной коры. Междун. геол. конгр. XXI сес. Докл. сов. геол. Пробл. 18. Изд-во АН СССР, 1960.
- Пейве А.В. Океаническая кора геологического прошлого. Геотектоника, №4, 1969.
- Пейве А.В. Тектоника и развитие Урала и Аппалачей - сравнение. Геотектоника, №3, 1973.
- Пейве А.В., Штрейс Н.А., Книппер А.Л., Марков М.С., Богданов Н.А., Перфильев А.С., Руженцев С.В. Океаны и геосинклинальный процесс. Докл. АН СССР, т.196, №3, 1971.
- Полдерварт А. Химия земной коры. В сб. "Земная кора". М., ИЛ, 1957.
- Пресс Ф. Скорости сейсмических волн. В сб. "Справочник физических констант горных пород", М., "Мир", 1969.
- Пушаровский Ю.М., Архипов И.В. Тектонические аспекты Чилийских Анд. Геотектоника, №1, 1972.
- Равич М.Г. Геология Антарктиды - ключ к проблеме Гондваны. Природа, №6, 1973.
- Рамберг Х. Моделирование деформаций земной коры с применением центрифуги. М., "Мир", 1970.
- Ранкорн С.К. Связь палеомагнетизма с палеоклиматами. В сб. "Проблемы палеоклиматологии". М., "Мир", 1968.
- Рид Х. Размышления о граните. В сб. "Проблемы образования гранитов". М., ИЛ, 1949.
- Рингвуд А.Э. Состав и эволюция верхней мантии. В сб. "Земная кора и верхняя мантия". М., "Мир", 1972.
- Рингвуд А.Э., Грин Д.Х. Экспериментальное изучение перехода габбро в эклогит и некоторые геофизические выводы. В сб. "Петрология верхней мантии". М., "Мир", 1968.
- Роби Р.А. Термодинамические свойства минералов. В сб. "Справочник физических констант горных пород". М., "Мир", 1969.
- Ронов А.Б., Ярошевский А.А. Химическое строение земной коры. Геохимия, №11, 1967.
- Сафронов В.С. О первоначальной температуре Земли. Изв. АН СССР, сер. геофиз., №1, 1959.
- Сафронов В.С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М., "Наука", 1969.
- Сафронов В.С. Начальное состояние Земли и некоторые черты ее эволюции. Изв. АН СССР, Физика Земли, №7, 1972.

- Скиннер Б.Дж. Тепловое расширение. Сб. "Справочник физических констант горных пород". М., "Мир", 1969.
- Смит Ф.Г. "Физическая геохимия", М., "Недра", 1968.
- Сорохтин О.Г. Возможные физико-химические процессы образования ядра Земли. Докл. АН СССР, т.198, №6, 1971.
- Сорохтин О.Г., Дмитриев Л.В., Удинцев Г.Б. Возможный механизм образования земной коры. Докл. АН СССР, т.199, №2, 1971.
- Сорохтин О.Г. Дифференциация вещества Земли и развитие тектонических процессов. Изв. АН СССР, Физика Земли, №7, 1972.
- Сорохтин О.Г. Зависимость топографии срединно-океанических хребтов от скорости раздвижения литосферных плит. Докл. АН СССР, т.208, №6, 1973.
- Сорохтин О.Г. Возможный механизм образования региональных надвигов и геосинклинальной складчатости. Изв. АН СССР, сер. Физика Земли, № 7, 1973.
- Сорохтин О.Г. Напряженное состояние и тектонические разломы в литосфере Земли. Докл. АН СССР, т.212, № 4, 1973.
- Сорохтин О.Г., Ушаков С.А., Федьинский В.В. Динамика литосферных плит и происхождение месторождений нефти. Докл. АН СССР, т.214, №6, 1974.
- Тальвани М., Ле Пишон К. Гравитационное поле над Атлантическим океаном. В сб. "Земная кора и верхняя мантия". М., "Мир", 1972.
- Тарлинг Д., Тарлинг М. Движущиеся материки. М., "Мир", 1973.
- Тейлор С. Геохимия андезитов. В сб. "Распространенность элементов в земной коре". М., "Мир", 1972.
- Тихонов А.Н. О влиянии радиоактивного распада на температуру земной коры. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., №3, 1937.
- Торопов Н.А., Барзаковский В.П., Бондарь И.А., Удалов Ю.П. Диаграммы состояния силикатных систем. Справочник, вып. 2. Л., "Наука", 1970.
- Тугаринов А.И., Войткевич Г.В. Докембрийская геохронология материков. Изд. "Недра", 1970.
- Ушаков С.А., Исаев Е.Н., Красс М.С. Динамика литосферы в области перехода от континентов к Тихому океану. Вести. МГУ, сер. геологич., №3, 1968.
- Ушаков С.А., Красс М.С. О механизме дрейфа континентов. Сб. 5-й научн. конф. геол. ф-та, тез. докл. изд. МГУ, 1970.
- Ушаков С.А., Красс М.С. Реологическая характеристика и некоторые вопросы динамики тектоносферы. Сб. "Морская геофизика", вып.2, Рига, 1971.
- Ушаков С.А., Красс М.С. Сила тяжести и вопросы механики недр Земли. М., "Недра", 1972.
- Ушаков С.А., Федьинский В.В. Рефтогенез, как механизм регулирования теплототерь Земли. Докл. АН СССР, т.208, №5, 1973.

- Ушаков С.А., Хаин В.Е. Структура Антарктиды по геологогеофизическим данным. Вестн. МГУ, сер. геологич., №1, 1965.
- Федотов С.А., Багдассарова А.М., Кузин И.П., Тараканов Р.З. Землетрясения и глубинное строение юга курильской островной дуги. М., "Наука", 1969.
- Федынский В.В., Ушаков С.А., Шабалин Н.А. Возраст дна Мирового океана по геофизическим данным. Докл. АН СССР, т. 204, №6, 1972.
- Фогт П.Р., Шнейдер Э.Д., Джонсон Г.Л. Кора и верхняя мантия под океанами. В сб. "Земная кора и верхняя мантия". М., "Мир", 1972.
- Фолинсби Р.Е. Докембрийские металлогенические эпохи – атмосферные или глубинные? Международный геохимический конгресс, тезисы докладов, т. П, 967–968, М., 1971.
- Хаин В.Е. Общая геотектоника. М., "Недра", 1964.
- Хаин В.Е. Современные представления о происхождении геосинклинальной складчатости. Геотектоника, №3, 3–29, 1970.
- Хаин В.Е. Региональная геотектоника (Северная и Южная Америка, Антарктида, Африка). М., "Недра", 1971.
- Хаин В.Е. Об общих закономерностях развития тектонических процессов во времени – проблемы прерывистости–непрерывности, цикличности–направленности. Вестн. Моск. ун-та. Геология, №4, 1971.
- Хаин В.Е. О современном положении в теоретической геотектонике и вытекающих из него задачах. Геотектоника, №4, 1972.
- Хаин В.Е. Общая геотектоника, М., "Недра", 1973.
- Хенидин Д. Прочность и пластичность. В сб. "Справочник физических констант горных пород". М., "Мир", 1969.
- Хесс Х. Срединноокеанические хребты и тектоника дна океана. Сб. "Геология и геофизика морского дна". М., "Мир", 1969.
- Шатский Н.С. Гипотеза Вегенера и геосинклинали. Изв. АН СССР, сер. геол., №4, 1946.
- Шейнманн Ю.М. Очерки глубинной геологии. М., "Недра", 1968.
- Шейнманн Ю.М. Заметки о развитии магмы. Советская геология, №1, 1969.
- Шейнманн Ю.М. Об условиях образования магм. Изв. АН СССР, Физика Земли, №5, 1970.
- Шинкарев Н.Ф. Физико-химическая петрология изверженных пород. Л., "Недра", 1970.
- Шмидт О.Ю. Четыре лекции о теории происхождения Земли. "Наука", 1948.
- Шор Дж.Г. мл., Райтт Р.У. Кора и верхняя мантия Тихого и Индийского океанов по данным глубинного сейсмического зондирования. В сб. "Земная кора и верхняя мантия". М., "Мир", 1972.

- Эп-Векил С.К., Райли Дж.П. Химические и минералогические исследования глубоководных осадков. В сб. "Вопросы геохимии и геохронологии океана". М., "Мир", 1965.
- Юинг Дж. Сейсмическая модель строения коры Атлантического океана. В сб. "Земная кора и верхняя мантия". М., "Мир", 1972.
- Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции, формулы, графики, таблицы. М., "Наука", 1968.
- Ampferer O. Über das Bevegungsbild von Faltengebirgen. Jahrb. K.K.Geol. Reichs-Anstalt Bd.56, Wien, 1906.
- Argand E. Plissements précurseurs et plissements tardifs des chaines de montagnes. Act. Soc. Helvét, Sci. nat. Nenchâtel, 1920.
- Artyushkov E.V. On the isostatic equilibrium of the Earth's crust. "Ann. Acad. sciens Fennicae, AIII, 90, 1966.
- Ashworth D.G. Convection in planetary mantles. Icarus, 8, 40-53, 1968.
- Ashworth D.G. The combined effect of thermal and nonthermal convection in planetary mantles. Icarus, 10, 26-36, 1969.
- Balchan A.S., Cowan G.R. Shock compression of two iron-silicon alloys to 2,7 megabars. J. Geophys. Res. v.71, 3577-3588, 1966.
- De Beaumont E. Notice sur les Systèmes de Montagnes. Bertrand, Paris, 3, 1544, 1852.
- van Bemmelen R.W. On mega-undations: a new model of the Earth's evolution. "Tectonophysics", vol.3, N2, 1966.
- Birch F. Some geophysical applications of high-pressure research. In Solids Under Pressure, Mc Graw-Hill, 1963.
- Birch F. Energetics of core formation. J. Geophys. Res., v.70, 6217-6221, 1965.
- Birch F. On the possibility of large changes in the Earth's volume. Phys. Earth Planet interiors, 1, 141-147, 1968.
- Bowen N.L. The Evolution of the Igneous Rocks. Princeton Univ. Press, Princeton N.J., 1-334, 1928.
- Brindley G.W., Nakahira M. A new concept of the transformation sequence of kaolinite to mullite. Nature, v.181, N1333, 1958.
- Bullard E.C. The Origin of the Oceans. Scientific American, v.221, N3, 66-75, 1969.
- Bullard E.C., Everett J.E., Smith A.G. The fit of the continents around the Atlantic. Philosoph.

- Trans. Roy. Soc. London, Series A, v.258, 41-51, 1965.
- Bullen K.E. Seismic and related evidence on compressibility in the Earth. The Application of Modern Physics to the Earth and Planetary Interiors, Edited by S.K.Runcorn Wiley-Interscience a division of John Wiley and Sons, London, New York, Sydney, Toronto, 1969.
- Cameron A.G.W. The formation of the sun and planets. *Icarus*, 1, 13-69, 1962.
- Carey S.W. The Orocline Concept in Geotectonics. *Proc. Roy. Soc. Tasmania*, v.89, p.255-288, 1955.
- Cann J.R., Vine F.J. An area of the Carlsberg Ridge, petrology and magnetism, *Proc. Roy. Soc. A.*, 1965.
- Cloud P.E. Significance of the Gunflint (Precambrian) microflora. *Science*, 148, 27-35, 1965.
- Coleman R.G. Plate Tectonic Emplacement of Upper Mantle Peridotites along Continental Edges. *J. Geophys. Res.* vol 76, N5, p.1212-1222, 1971.
- Coleman R.G. Petrologic and Geophysical Nature of Serpentinites. *Geological Society of America Bulletin*, v.82, p.897-918, April 1971.
- Danes Z.F. Convection in the interiors of Planets. *Icarus*, 10, 1969.
- Davies H.L. Papuan ultramafic belt. Intern. Geol. Cong. Prague 1968, Rep. Proc. Sec.1, 209-220, 1968.
- Dewey J.F., Birg J.M. Mountain Belts and the New Global Tectonics. *J. Geophys. Res.*, v.75, N14, 2625-2647, 1970.
- Dietz R.S. Continent and ocean basin evolution by spreading of the Sea floor. "Nature", v.190, N4779; 1961.
- DuToit A.L. Our wandering continents. Edinburgh, 1937.
- Engel C.G., Engel A.E.J. Basalts dredged from the northwestern Pacific Ocean. *Science*, v.140, 1321-1324, 1963.
- Engel A.E.J., Engel C.G. Igneous rocks of the East Pacific Rise. *Science*, v.146, 477-485, 1964.
- Engel A.E.J., Engel C.G., Havens R.G. Chemical characteristics of oceanic basalts and the upper mantle. *Geol. Soc. Am. Bull.* v.76, 719-734, 1965.
- Ewing M., Heezen B.C. Some problems of Antarctic submarine geology. *Geophys. Mon.*, 1, 75-81, 1956.

- Fisher R.L., Hess H.H. Trenches. in *The Sea*, 3, edited by N.N.Hill, pp.411-436, Interscience Publishers, New York, 1963.
- Fitton J.G. The generation of magmas in island arcs. *Earth and Planet Sci. Lett.*, v.11, N1, 63-67, 1971.
- Forsyth D.W., Press F. Geophysical tests of petrological models of the spreading lithosphere. *Journ. Geophys. Res.* v.76, N32, 7963-7979, 1971.
- Green D.H., Ringwood A.E. The stability fields of aluminous pyroxene peridotite and garnet peridotite and their relevance in upper mantle structure. *Earth and planetary sci., letters.* vol.3, N2, 1967.
- Griffith A.A. On the phenomena of rapture and flow in solids. *Phil. Trans. Roy. Soc. London, ser.A.*, v.221, 1921.
- Griggs D.T. A theory of mountain building. *Amer. J. Sci.*, v.237, 1939.
- Haddon R.A.W., Bullen K.E. An Earth model incorporating free Earth oscillation data. *Phys. Earth Planet. Interiors*, 2, 35-49, 1969.
- Hamilton W. Oroidin of high-alumina basalt, andesite and dacite magmas. *Science*, v.146, 635, 1964.
- Hart S.R., Broks C., Krogh T.E., Davis G.L., Nava D. Ancient and modern volcanic rocks: a trace element model. *Earth and Planet. Sci Lett.*, v.10, N1, 17-28, 1970.
- Hedberg H.D. Continental margins from the viewpoint of the petroleum geologist. *Am. Assoc. Petroleum Geol. Bull.*, v.54, N1, 1970.
- Heezen B.C. The deep-sea floor. In "Continental drift", v.3, N.Y., 1962.
- Heirtzler J.R. Sea-floor spreading. *Scient. Am.* v.219, N6, 1968.
- Heirtzler J.R., Hayes D.E. Magnetic boundaries in the North Atlantic ocean. *Science*, v.157, N185, 1967.
- Hess H.H. The oceanic crust. *J. Marine Res.* v.14, 1955.
- Hess H.H. History of ocean basins in *Petrologic Studies. A volum to honor A.F.Buddington*, *Geol. Soc. Am.* 599-620, 1962.
- Holland H.D. Model for the evolution of the earth's atmosphere. A volum to honor A.F.Buddington, *Geol. Soc. Am.* 447-477, 1962.
- Holmes A. Radioactivity and the Earth's thermal history. *Geol. Mag.*, VI N2, 3, 1915-1916.

- Holmes A. Radioactivity and Earth movement. Trans. Geol. Soc. Glasgow, XVIII, 1931.
- Holmes A. Principles of physical geology. L., Edinburgh etc. Thomas Nelson & Sons, 1944.
- Holmes A. Physical Geology. Ronald Press, N.Y. 1945.
- Horsfield B., Dewey J. How continents are made and moved. Science Journal, v.7, N1, 1971.
- Hoyle F. On the condensation of the planets. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., v.106, 406, 1948.
- Hoyle F. On the origin of the solar nebula. Quart. J. Roy. Astron. Soc., 1, 28-55, 1960.
- Isacks B., Oliver J., Sykes L.R. Seismology and the New Global Tectonics. J. of Geophys. Res. v.73, N18, 1968.
- Joly J. The surface history of the Earth., 1924.
- Kitachara S., Takanouchi S., Kennedy G.C. Phase relations in the system MgO-SiO₂-H₂O at high temperatures and pressures. Amer. J. Sci., v.264, 1966.
- Kopal Z. Convection in planetary interiors. Icarus, 1, 391-400, 1963.
- Köppen W., Wegener A. Die Klimate der geologischen vorzeit. Berlin, 1924.
- Kraus E. Vergleichende Baugeschichte der Gebirge. B., Akad.-Verlag, 1951.
- Le Pichon X. Sea-floor spreading and continental Drift. J. Geophys. Res. v.73, N12, 1968.
- Lubimova E.A. Thermal history of the Earth with consideration of the variable thermal conductivity of its mantle. Geophys. J. Roy. Astron. Soc. v.1, N2, 1958.
- Lyustikh E.N. Problem of convection in the Earth's mantle. The Earth's crust and upper mantle. American Geophysical Union Washington, 1969.
- Macdonald G.A. Petrography of the island of Hawaii. U.S. Geol. Surv., Professional Paper, 214-D, pp.51-96, 1949.
- Macdonald G.A. Hawaiian petrographic province. Bull. Geol. Soc. Amer. v.60, N10, 1949.
- Macdonald G.A., Katsura R. Chemical composition of Hawaiian Lavas. Journ. Petrol. v.5, N 1, 1964.
- MacDonald G.J.F. Calculations on the thermal history of the Earth. J. Geophys. Res. v.64, N11, 1959.
- MacDonald G.J.F. Geophysical Deductions from observations of heat flow. Ch.7 in Terrestrial Heat flow, by ed. W.H.K. Lee, Acad. Press, Washington, N1288, 1965.

- MacDonald G.F., Knopoff L. On the chemical composition of the outer core. *Geophys. J.* 1, 284-297, 1958.
- Matsumoto T. Some aspects of the formation of primary granitic magmas in the upper mantle. The Upper mantle symposium, New Delhi, Copenhagen, 1965.
- McKenzie Don P. The viscosity of the Lower Mantle. *J. Geophys. Res.* v.71, N16, 1966.
- McKenzie D., Sclater J.G. The evolution of the Indian Ocean since Cretaceous. *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* vol.24, N5, 437-528, 1971.
- McQueen R.L., Marsh S.P. Shock wave compression of iron-nickel alloys and the terrestrial core. *J. Geophys. Res.* v.71, N6, 1966.
- Menard H.W. Development of median elevations in ocean basins. *Bull. Geol. Soc. Am.* v.69, N9, 1179-1186, 1958.
- Menard H.W. The deep-Ocean floor. *Scient. Am.* v.221, N3, 127-142, 1969.
- Morgan W.J. Rises, trenches, great faults and crustal blocks. *J. of Geophys. Res.* v.73, N6, 1968.
- Morgan W.J. Convection plumes in the lower mantle. *Nature*, v.230, N5288, 42-43, 1971.
- Muehlenbachs K., Clayton R.N. Oxygen isotope geochemistry of submarine gree-stones. *Can. J. Earth Sci.* v.9, N5, 471-478, 1972.
- Muir I.D., Tilley C.E., Scoon J.H. Contributions to the petrology of Hawaiian, basalts. The picrite basalts of Kilauea. *Am., Journ. Sci.* v.255, 241-253, 1957.
- Nicholls G.D. Basalts from the deep ocean floor. *Min. Mag.* v.34, Tilley vol., 373-388, 1965.
- Nicholls G.D., Nalwalk A.J., Hays E.E. The nature and composition of rock samples dredged from the Mid-Atlantic Ridge between 22°N and 52°N. *Mar. geol.* 1,333-343, 1964.
- Niggli P. Das Problem der Granitbildung. *Schweiz. Mineral. Petrog. Mitt.* v.22, 1-84, 1942.
- Opdjike N.D. Paleoclimatology and Continental Drift. in *Continental Drift*, ed. by S.K.Runcorn, Intern. Geophys. series, 3, Academ. Press N.Y.-L. 1962.
- Osborn E.F. Role of oxygen pressure in the crystallization and differentiation of basaltic magma. *Am. Journ. Sci.* v.257, 609, 1959.
- Osborn E.F. Reaction series for subalkaline igneous rocks based on different pressure. *Am. Mineral. J.*, v.42, 211, 1962.

- Ozard J.M., Slawson W.F., Russell R.D. An integrated model for lead isotopic evolution for samples from the Canadian Shield. *Can. J. Earth Sci.*, v.10, N4, 1973.
- Powers H.A. Composition and origin of basaltic magma of the Hawaiian Islands. *Geochim. et Cosmoch. Acta*, 7, pp.77-107, 1955.
- Raitt R.W. The crustal rocks. In the Sea, v.3, edited by M.N.Hill, pp.85-102, Interscience Publishers, New York, 1963.
- Rayleigh Lord. On convection currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the underside, *Phil. Mag. Ser. 6*, v.32, 529-546, 1916.
- Read H.H. Metamorphism and granitization. In Alex. du Toit Memorial Lectures, 2-Trans. Geol. Soc. S.Africa, v.54, 1-17, 1951.
- Reynolds R.T., Fricker P.E., Summers A.L. Effects of melting upon thermal models of the earth. *J. Geophys. Res.*, v.71, N2, 573-582, 1966.
- Ringwood A.E. On the chemical evolution and densities of the planets. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 15, 257-283, 1959.
- Ringwood A.E. A model for the upper mantle. *Journ. Geophys. Res.*, v.67, 857-867, 1962.
- Ringwood A.E. Chemical evolution of the terrestrial planets. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 30, 40-104, 1966.
- Ringwood A.R. Composition and origin of the earth. In *Advances in Earth Science*, edited by P.M.Hurley, MIT Press, Cambridge, 1966.
- Rubey W.W. Geologic history of sea water. *Bull. Geol. Soc. Amer.* v.62, 1111-1173, 1951.
- Rumsay W.H. On the nature of the Earth's core. *Mouth. Not. Roy. Astorn Soc. geophys. Suppl.* v.5, N9, 1949.
- Runcorn S.K. Paleomagnetic evidence for continental drift and its geophysical cause. In *Continental Drift* edit. Runcorn S.K. *Int. Geophys. series*, 3, Academ. Press, N.Y. and L., 1962.
- Salpeter E.E. Theoretical high-pressure equations of state including correlation energy. *Phys. Res.* v.158, N3, 1967.
- Schidlowski M. Probleme der atmosphärischen Evolution im Präkambrium. *Geol. Rdsch.* v.60, N4, 1351-1384, 1971.
- Sclater J.G. Francheteau J. The implications of terrestrial heat flow observations on current tecton-

- nic and geochemical models of the crust and upper mantle of the Earth. *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, 20, 509-542, 1970.
- Sclater J.G., Anderson R.N., Bell M.L. Elevation of Ridges and Evolution of the Central Eastern Pacific. *Journ. of Geophys. Res.* v.76, N32, 1971.
- Sederholm J.J. On migmatites and associated rocks of southwestern Finland. Pt. II The region around the Barösundsfjärd west of Helsingfors and heighbonring areas. *Bull. Commn. geol. Finl.* N77, 1926.
- Shand S.J. Rocks of the Mid-Atlantic ridge. *J. Geol.* v.57, 89-92, 1949.
- Staub R. *Der Bewegungsmechanismus der Erde*, Berlin, 1928.
- Stoneley R. The structure development of the Gulf of Alaska sedemetary province in southern Alaska. *Quart. J. Geol. Soc.* London, v.123, p.1, 1967.
- Strutt R.I. (Rayleigh L.) On the distribution of radium in the Earth's crust and the Earth's internal heat. *Proc. Roy. Soc. London A*, v.77, 1906.
- Suess E.D. *Das Antlitz der Erde*. Bd, 1-3, Wien, 1885-1909.
- Sykes L.R. Mechanism of earthguakes and nature of faulting on the mid-oceanic ridges. *J. of Geoph. Res.* v.72, N8, 1967.
- Takeuchi H., Basegawa Y. Viscosity distribution within the Earth's. *Geophys. Journ.*, 9, 1965.
- Talwani M., Le Pichon X., Ewing M. Crustal structure of the mid-ocean ridges. Part 2, *J. geophys. Res.*, v.70, 341-352, 1965.
- Taylor F.B. Bearing of the Tertiary mountain belt on the origin of the Earth's plan. *Bull. Ceol. Soc. America*, v.21, 1910.
- Tilton G.B., Read G.W. Radioactive heat production in eclogite and some ultramafic rocks. In "Earth science and meteoritics" North-Holland publ. co., Amsterdam, 1963.
- Tozer D.C. Thermal history of the Earth. I The formation of the core. *Roy. Astron. Soc. Geophys. J.*, v.9, 95-112, 1965.
- Uffen R.J. A method of estimating the melting-point gradient in the Earths mantle. *Trans. Amer. Geoph. Un.* v.33, N6, 1952.
- Urey H.C. *The Planets*. University of Chicago Press. Chicago, 1952.

- Urey H.C., Craig H. The composition of the stony meteorites and origin of the meteorites. *Geochim. cosmochim. acta*, v.4, 36, 1953.
- Verhoogen J. Phase changes and convection in the earth's mantle. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A, v.258, 276-283, 1965.
- Vine F.A., Matthews D.H. Magnetic anomalies over oceanic ridges. *Nature*, London, v. 199, 947, 1963.
- Wasserburg G.L. MacDonald G.J.F., Hoyle F., Fowler W.A. Relative contributions of uranium, thorium and potassium to heat production in the Earth. *Science*, v.143, 465-467, 1964.
- Wegener A. *Die Entstehung der Kontinente und Ozeane*. Braunschweig, 1915.
- Wenner D.B., Taylor H.P., Jr. δD and δO^{18} studies of serpentinization of ultramafic rocks. *Abstr.: Geol. Soc. Amer.*, *Abstr. Programs for 1969*, Pt.7, p.234-235, 1969.
- Wiechert E. *Nachr. Ges. Wiss. Gottingen*, 221-243, 1897.
- Wilson J.T. Geophysics and continental growth. *Amer. Sc.*, v.47, N1, 1959.
- Wilson J.T. Hypothesis on the earth's behavior. *Nature*, v.198, 925-929, 1963.
- Winchell H. Honolulu series. Oahu, Hawaii. *Bull. Geol. Soc. Amer.* v.58, N1, 1947.
- Yanovskaya T.B. Determination of a set of velocity-depth curves for the transition zone of the Earth's core from travel times of successive arrivals of PKP waves. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* v.29, N2, 1972.

ОГЛАВЛЕНИЕ

От редактора	3
Введение.	6
Гл. 1. Принятая модель Земли.	10
§ 1. Строение и состав ядра Земли.	10
§ 2. Строение и состав мантии Земли.	16
§ 3. Состав первичного вещества Земли.	18
§ 4. Основные источники тепловой энергии в Земле.	21
Гл. II. Роль процесса выделения ядра в эволюции Земли.	25
§ 5. Возможные механизмы выделения ядра.	25
§ 6. Дифференциация вещества мантии и образование ядра Земли.	28
§ 7. Связь тектонической активности Земли с процессом образования земного ядра.	31
§ 8. Эволюция химического состава мантии.	40
§ 9. Возникновение гидросферы на Земле.	45
§ 10. Некоторые особенности развития атмосферы Земли.	48
Гл. III. Плотностная конвекция в мантии Земли и природа тектонических циклов.	55
§ 11. Характер конвективных движений в многослойной модели мантии.	56
§ 12. Поле скоростей конвективных течений в мантии.	57
§ 13. Диссипация энергии конвективных движений и распределение вязкости в мантии.	62
§ 14. Возможная природа тектонических циклов.	65
Гл. IV. Тектоника литосферных плит и проблема дрейфа континентов.	71
§ 15. Напряжения в литосфере и разломы литосферных плит.	72
§ 16. Образование литосферных плит и природа срединно-океанических хребтов.	80
§ 17. Тепловые потоки через срединно-океанические хребты.	89
§ 18. Скорость смещения литосферных плит.	94
§ 19. Проблема дрейфа континентов.	96
Гл. V. Процессы образования земной коры.	101
§ 20. Природа третьего слоя океанической коры.	103
§ 21. Базальтовый вулканизм и природа второго слоя океанической коры.	107
§ 22. Происхождение континентальной коры.	115

Гл. У1. Геосинклинальный процесс.	127
§ 23. Предорогенные стадии развития геосинклинали.	129
§ 24. Механизм образования региональных надвигов и орогенная стадия развития геосинклинали.	137
§ 25. Связь геосинклинального магматизма с тектоническими движениями.	142
§ 26. Механизм образования геосинклинальной складчатости.	143
Гл. УП. Происхождение нефти и газа с точки зрения теории глобальной тектоники.	159
Заключение.	162
Литература.	166

Олег Георгиевич Сорохтин

ГЛОБАЛЬНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ЗЕМЛИ

Утверждено к печати Институтом океанологии им. П.П. Ширшова

Редактор Издательства Г.Г. Мергасов

Подписано к печати 15/УЩ-74 г. Т - 12084. Усл.печ.л. 11,5. Уч.-изд.л. 11,6
 Формат 60 x 90 1/16. Бумага № 1. Тираж 1600 экз. Тип. зак.1459
 Цена 74 коп.

Книга издана офсетным способом

Издательство "Наука", 103717 ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., 21
 1-я типография издательства "Наука". 199034, Ленинград, В-34, 9-я линия, 12

74 коп.

18740



ИЗДАТЕЛЬСТВО
·НАУКА·