

# ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ И РЕЛЬЕФ ДНА ОКЕАНА



НЕДРА

МИНИСТЕРСТВО  
ГЕОЛОГИИ СССР  
НАУЧНО-  
ПРОИЗВОДСТВЕННОЕ  
ОБЪЕДИНЕНИЕ  
«СЕВМОРГЕО»

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО  
И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ СССР  
МОСКОВСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМ. М. В. ЛОМОНОСОВА

# ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ И РЕЛЬЕФ ДНА ОКЕАНА

Под редакцией  
д-ра геол.-минер. наук С. А. Ушакова

550.3 + 551.46

2949



ЛЕНИНГРАД  
«НЕДРА»  
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
1979



**Гравитационное поле и рельеф дна океана.** Под ред. С. А. Ушакова. Л., Недра, 1979. 295 с. (М-во геологии СССР. НПО «Севморгео». М-во высшего и среднего образования СССР. МГУ им. М. В. Ломоносова).

В книге дан геодинамический анализ природы аномального гравитационного поля и рельефа дна Мирового океана. Изложено физическое обоснование глобальной конвекции мантии Земли. Рассчитаны новые модели относительной и абсолютной кинематики литосферных плит. Рассмотрена природа генерально-го изменения глубины дна и положительных зональных аномалий силы тяже-сти в пределах срединно-океанических хребтов.

Представлена новая динамическая классификация трансформных разломов океанической литосферы. Дан анализ геодинамических моделей, предложенных для объяснения природы цепочек подводных вулканов.

Показано, что изменение рельефа дна океана (по мере удаления от рифтовой оси) определяется остывлением и увеличением толщины океанической лито-сферы и прогибанием под тяжестью осадков. Доказано, что изостатически не-скомпенсированные морфоструктуры островных дуг, а именно: вал, глубоководный желоб и невулканическая гряда — образованы в результате динамического эффекта сжатия краев плит в процессе пододвигания океанической литосферы.

Рассмотрены методика палеореконструкций, мезо-кайнозойская эволюция рельефа дна океана, ее связь с палеоклиматом, с регрессиями и трансгрессиями на континентах.

Книга рассчитана на геологов, геофизиков, геоморфологов, занимающихся морской геологией, изучением глубинного строения и развития земной коры.

Табл. 8, ил. 86, список лит. 567 назв.

**Авторы:** С. А. Ушаков, Ю. И. Галушкин, Г. И. Гапоненко, Е. П. Ду-  
бинин, С. С. Иванов, О. П. Иванов, К. М. Каверзин, В. Н. Шимараев.

## ВВЕДЕНИЕ

---

Проблема связи аномалий силы тяжести с рельефом поверхности твердой Земли не нова, но по мере расширения наших знаний о недрах собственной планеты эта проблема приобретает новый смысл и значение. Сравнительно недавно геологи и геофизики осознали, что с позиций механики корой Земли является не земная кора в ее традиционном понимании (горные породы, расположенные выше границы Мохоровичича), а литосфера — верхняя, наиболее холодная, поэтому прочная и хрупкая оболочка, в пределах которой все горные породы находятся в кристаллическом состоянии. Земная кора (в ее старом понимании) составляет лишь верхнюю часть литосферы. Расположенная глубже литосферы астеносфера (дословно — неустойчивая сфера), как видно из самого названия, не обладает сколько-нибудь существенным пределом прочности и на современном этапе исследований может быть с хорошим приближением аппроксимирована ньютоновым телом. Переход от астеносферы к литосфере и обратно фазовый; наиболее вероятно предполагать, что он обусловлен процессами кристаллизации и плавления базальтовых составляющих мантии Земли.

Такие свойства литосферы, как прочность и жесткость при относительно кратковременном воздействии возмущающих сил, позволили построить на основании принципиально различных по своей физической природе данных (т. е. по аномальному магнитному полю дна океана близ рифтовой трещины, простирацию развивающихся трансформных разломов и механизмам в очагах землетрясений) единую замкнутую глобальную количественную картину мгновенной кинематики главных литосферных плит. Именно доказанная теперь возможность (с помощью хорошо известной из геометрии теоремы Эйлера о перемещении жесткого тела вокруг одной из его неподвижных точек) количественного расчета глобальной картины современной кинематики всего ансамбля крупных плит отличает тектонику литосферных плит от всех предшествующих геотектонических гипотез и делает ее надежной основой для разработки фундаментальной теории образования и эволюции коры Земли.

Можно вполне определенно сказать, что рождение теории тектоники литосферных плит не представляет собой совершенного неожиданного явления (хотя к ее восприятию оказались не

готовы многие геологи и геофизики). Эта теория есть результат последовательного развития мобилистского направления в геологической науке, которое с начала XX в. благодаря пионерским исследованиям А. Вегенера [32] стало постепенно заменять господствовавшую многие годы гипотезу фиксизма. Борьба нового со старым в геологии затянулась на несколько десятилетий, и был период (от начала 30-х до 60-х годов), когда первая мобилистская гипотеза дрейфа материков, растеряв после смерти А. Вегенера своих сторонников, имела, как тогда казалось большинству исследователей, лишь исторический интерес.

Именно в начале этого наиболее трудного для мобилизма периода его наименьшей популярности основоположник морской гравиметрии Ф. А. Венинг-Мейнес впервые выдвинул для объяснения нарушений изостазии в островных дугах идею вдавливания литосферы (а не земной коры) в астеносферу. К сожалению, как и вся мобилистская концепция, эта конструктивная идея многие годы не пользовалась популярностью.

Однако дальнейшее развитие исследований поля силы тяжести привело к появлению новых идей о взаимосвязи гравитационных аномалий, рельефа поверхности твердой Земли и глубинных структур (Р. М. Деменицкая, Г. Буллард и др.).

Блестящими работами многих советских гравиметристов начиная с 30-х годов нашего столетия были заложены теоретические и методические основы исследования связей гравитационного поля и рельефа как поверхности Земли, так и различных границ раздела внутри земной коры. В этой связи должны быть названы работы А. Д. Архангельского, Б. А. Андреева, Б. К. Балавадзе, Ю. Д. Буланже, Г. А. Гамбурцева, Ю. Н. Година, Р. М. Деменицкой, Е. Н. Люстиха, В. А. Магницкого, Л. П. Пеллинена, Н. Б. Сажиной, С. И. Субботина, В. В. Федынского, Э. Э. Фотиади и других. На следующем этапе к исследованию особенностей гравитационного поля было привлечено особое внимание в связи с разработкой глобальных и частных проблем геодинамики и здесь особый вклад внесли А. С. Монин, О. Г. Сорохтин, С. А. Ушаков, Ю. А. Зорин и многие другие.

Во второй половине 60-х годов С. А. Ушаков показал, что сопряженные между собой неуравновешенные морфоструктуры — глубоководный желоб и невулканическую гряду островных дуг — может удерживать не длительная, а лишь условно-мгновенная прочность литосферы. Следовательно, существование таких характерных крупных и изостатически нескомпенсированных морфоструктур в течение значительного (порядка  $10^6$  лет и более) времени невозможно без непрерывного перераспределения напряжений в литосфере, т. е. пододвигания одной плиты и надвигания края другой [206, 218]. В дальнейшем эта идея развита в книге «Сила тяжести и вопросы механики недр Земли» [221], где был намечен новый геодинамический

подход к совместному анализу природы крупных форм рельефа поверхности и аномалий силы тяжести нашей планеты.

Развитие геодинамического подхода требует знания реологических свойств, которые даже в пределах одной оболочки могут существенно меняться в связи с ее неоднородностью, а также в зависимости от времени приложения и значения возмущающих сил. Современных знаний о реологических свойствах земных недр недостаточно для построения количественных геодинамических моделей; имеющиеся реологические параметры позволяют делать лишь грубые полукаличесственные оценки. Как отмечалось многими исследователями, источники крупных по площади (характерный линейный размер  $10^3$  км) аномалий силы тяжести расположены глубже литосферы. Но если глубже литосферы мантия при длительных динамических процессах ведет себя как ньютоновское тело, то такие плотностные аномалии с неизбежностью приводят к крупномасштабной плотностной конвекции. Проблема плотностной конвекции в мантии является предметом оживленной дискуссии и начиная с основополагающей работы С. К. Ранкорна [478] природа ее связывается с ростом ядра Земли из-за дифференциации мантийного вещества на его поверхности. Слабое знание реологических свойств о недрах нашей планеты затрудняет получение вполне определенного количественного ответа о современной структуре мантийной конвекции. Линейные размеры главных плит, а также пространственное расположение их дивергентных и конвергентных границ, т. е. рифтовых трещин и планетарных поясов сжатия литосферы, позволяют считать, что конвекция охватывает всю мантию нашей планеты.

Но мантийная конвекция определяет лишь достаточно крупные по размерам плавные черты морфологии аномального гравитационного поля и рельефа поверхности литосферы. Почти все разнообразие лика Земли определяется особенностями строения литосферы, ее термическим состоянием и динамикой в каждом конкретном регионе. Анализ природы аномального гравитационного поля и принципиальных черт рельефа дна океана как проявлений глобальной эволюции океанической литосферы (от ее рождения в рифтовой трещине и вплоть до погружения в мантию) с единых геодинамических позиций, определяемых тектоникой литосферных плит, составляет цель настоящей книги.

Мы стремимся на основе общих физических законов выявить связи между кинематикой плит и динамикой литосферы на границах. В первую очередь рассматривались те связи, которые находят достаточно четкое отражение в аномальном гравитационном поле и рельефе дна Мирового океана. Океаническая литосфера выбрана нами для анализа как существенно более молодая и однородная по сравнению с континентальной, кроме того, возраст дна современного океана изучен благодаря мор-

ской магнитной съемке и глубоководному бурению в общем вполне удовлетворительно.

Целенаправленные геофизические исследования дна Мирового океана (планированию которых, мы надеемся, будет способствовать и эта книга) позволят в дальнейшем детализировать ряд положений, рассмотренных в нашей работе. Вполне возможно, что часть из них существенно трансформируется, но в любом случае вряд ли можно сомневаться, что единый геодинамический подход станет отныне естественной методической частью не только анализа рельефа поверхности и аномального гравитационного поля Мирового океана, но также и континентальных областей литосферных плит.

Исследования взаимосвязи рельефа и гравитационного поля дна океана представляет собой сложную и многоплановую проблему, решение которой невозможно без использования широкого комплекса разнообразных данных. Поэтому в настоящей работе большое внимание уделено вопросам, связанным с физико-механическими свойствами недр Земли, современной структурой мантийной конвекции и глобальной кинематикой движения плит, а также результатами других видов геофизических исследований в Мировом океане.

Наша книга есть результат многолетнего творческого сотрудничества между кафедрой геофизики геологического факультета МГУ (С. А. Ушаков, Ю. И. Галушкин, Е. П. Дубинин, О. П. Иванов, К. М. Каверзnev), с одной стороны, отделом геофизики дна океана НИИГА и Полярной экспедицией НПО «Севморгео» (Г. И. Гапоненко, С. С. Иванов, В. Н. Шимараев) — с другой. Исследование было начато нами благодаря поддержке проф. Р. М. Деменицкой (НИИГА «Севморгео») и чл.-кор. АН СССР В. В. Федынского.

Работа посвящена памяти Всеволода Владимировича Федынского, который почти полвека жизни отдал развитию разведочной геофизики, в том числе около 40 лет — морской гравиметрии.

Современная система взглядов на характер образования литосферы океана (тектоника мобильных литосферных плит) дает возможность связать формирование основных морфоструктур дна с процессами, протекающими в недрах Земли. В этом смысле различные формы рельефа океанического дна предстают не только как источники гравитационных аномалий в своем статическом виде, но и как результат процессов, связанных с эволюцией глубинных плотностных неоднородностей, как показатель активизации вещества в одной части планеты по отношению к другой, как показатель преобладания одних глубинных процессов над другими, как показатель неравномерности динамического режима и энергетического потенциала планеты, показатель не только современного сходства или различия в различных регионах, но и различия в прошлом, причем с достаточно уверенностью геологической датировкой.

Одним из примеров постановки этой сложной задачи может быть вопрос: является ли сходство подводных форм рельефа океанического дна, где влияние экзогенных факторов минимально, случайным, т. е. вызванным ограниченностью «природных возможностей» земной поверхности, или оно обусловлено единым характером процесса, приводящего, например, к поразительному единобразию трансформных разломов или рифтовой долины срединных хребтов океана на протяжении тысяч километров, своеобразным взаимодействием вновь рождающейся литосферы и водной среды, своеобразным процессом типа саморегулирующегося устройства в масштабах всей планеты.

Весьма важно, что в пределах океанических акваторий рельеф дна, сформированный и формирующийся в результате эндогенных процессов, фактически не подвержен влиянию экзогенных, если не считать осадконакопления, скорость которого на большей части глубоководных зон Мирового океана ограничена по сравнению с материками. Это обстоятельство позволяет считать, что и рельеф и связанные с ним гравитационные аномалии в океане способны дать гораздо больше, чем на континенте, информации о процессах в недрах Земли. Кроме того, относительно малая толщина коры и литосферы в пределах глубоководных частей океана повышают возможности гравиметрической информации на пути познания процессов, происход-

дящих в недрах Земли, т. е. способствуют гравиметрическому «просвечиванию» океанического дна.

Благоприятным обстоятельством является и большая однородность (опять же в сравнении с континентом) океанической литосферы, на фоне которой ярче проявляются аномальные плотностные эффекты, вызванные проявлением глубинных процессов. Однако здесь необходимо упомянуть, что современная гравиметрия, изучающая поля на поверхности океана или на некоторой глубине (с подводных лодок), в пределах глубоководных акваторий измеряет лишь осредненные эффекты дна, находящегося от регистратора в 5—6 км. В будущем, когда будет освоена повсеместная придонная гравиметрическая глубоководная съемка, несомненно выявятся многие иные, пока даже трудно предположимые закономерности аномального гравитационного поля дна океана.

## МОРФОЛОГИЯ ДНА

Как по морфологическому, так и по структурному признакам наиболее крупными подразделениями поверхности Земли являются континенты и океаны. В морфологическом отношении это деление отражает наличие двух максимумов графика повторяемости превышений рельефа твердой Земли, один из которых примерно соответствует средней высоте суши (840 м), а другой — средней глубине океана ( $-3800$  м). Бимодальность распределения отметок рельефа свидетельствует о существовании двух основных гипсометрических уровней поверхности литосферы, безусловно отражающих принципиальные отличия и ее внутреннем строении.

Проблема границы между континентом и океаном достаточно многогранна и сложна, нельзя считать, что выработан универсальный комплекс структурных или геофизических критериев для ее однозначного определения. При рассмотрении морфологии океана наиболее естественно формально принять в качестве подобной границы береговую линию, считая океаном ту часть Земли, где ее твердая поверхность опущена ниже уровня моря. Таким образом, в понятие «океан» включаются и затопленные окраины материков, что можно считать в какой-то степени оправданным, учитывая их непосредственную связь (в настоящее время или в геологическом прошлом) с процессами развития собственно океанов.

Изучение морфологии дна океана ведется ныне все возрастающими темпами, получаемые данные свидетельствуют о достаточно сложном ее строении. Тем не менее четко выделяются три основные геоморфологические провинции: переходные зоны от континента к океану, глубоководные океанические впадины и срединно-океанические хребты. Такое подразделение впервые предложено Б. Ч. Хизеном с соавторами [358, 359] для

геоморфологического районирования Северной Атлантики. Дальнейшие исследования подтвердили правомерность подобной классификации и для Мирового океана в целом, но уточнено, что переходные зоны выделены двух типов: активного и пассивного. В табл. 1 приводятся площади, занимаемые крупнейшими морфологическими провинциями Мирового океана.

Таблица 1. Площади морфологических провинций Мирового океана по данным О. К. Леонтьева и О. Г. Удинцевой [122]

| Провинция                    | Площадь, млн. км <sup>2</sup> | Доля от площади Мирового океана, % |
|------------------------------|-------------------------------|------------------------------------|
| Срединно-океанические хребты | 62,8                          | 17,2                               |
| Океанические впадины         | 185,1                         | 51,4                               |
| Переходные зоны:             |                               |                                    |
| активные                     | 35,3                          | 9,7                                |
| пассивные                    | 77,9                          | 21,7                               |
| Итого                        | 361,1                         | 100,0                              |

Наиболее характерной особенностью рельефа дна океанов является существование системы срединно-океанических хребтов. Общая протяженность их около 70 тыс. км. Срединно-океанический хребет дна представляет собой широкий вал со сглаженным рельефом или увенчанный пиками подводных гор, разбитый поперечными и продольными трещинами со сдвигами и кулисообразными заходами. Ширина его изменяется от 200 до 3000 км. По своим характеристикам и грандиозности эта структура не имеет аналогов на суше.

Центральная часть хребта, как правило, рассечена рифтовой долиной, которая представляет собой узкое (около 30 км в ширину) ущелье с крутыми стенками и плоским дном. Дно ущелья нередко находится глубже дна обрамляющих склоны хребта абиссальных котловин. Параллельно рифтовой долине по обеим сторонам проходят расчлененные гребневые горы. Все главные элементы системы приблизительно параллельны оси срединного рифта, а иногда и материковому склону. В отдельных океанах хребты срединного типа располагаются отклоняясь от медианной линии океана, например Карлсберг в Индийском, Гаккеля (Срединно-Арктический) в Северном Ледовитом, Восточно-Тихоокеанский в Тихом океанах. Наряду с этим некоторые океаны, например Индийский, обладают как бы двумя «срединными» системами: широтной (между Африкой и Австралией) и меридиональной (между Антарктидой и Азией).

Срединно-океанические хребты находятся на различных стадиях развития, вследствие чего они по-разному выражены в рельефе дна океана. Другой причиной региональных отклонений рельефа конкретных срединных хребтов от идеализированного (или теоретического) является влияние крупных мантийных неоднородностей. Важным представляется то обстоятельство, что срединно-океанические хребты в некоторых районах имеют свои аналогии на материке в виде более или менее четких рифтовых поднятий и впадин, например рифтовые системы Африки, Калифорнии и Восточной Сибири. В других случаях срединно-океанические хребты по трансформным разломам могут сочленяться с островными дугами (район Новой Зеландии и дуги Скоша).

Глубоководные океанические котловины, занимающие более половины площади Мирового океана, представляют собой собственно ложе океана. Поверхность дна здесь в значительной степени выровнена за счет глубоководного осадконакопления, вследствие чего большая часть океанических впадин характеризуется ровным горизонтальным дном. На фоне спокойного рельефа котловин четко проявляются отдельные локальные формы рельефа — подводные горы, группы и цепи подводных гор, подводные хребты несрединного типа. Именно наличием положительных форм рельефа, в том числе крупных, таких как Китовый хребет в Южной Атлантике или цепь подводных гор Новая Англия в Северной, объясняется то, что вся глубоководная часть океана разбита на серию более или менее обширных котловин, имеющих обычно форму, близкую к изометричной. В пределах отдельных котловин иногда развиты положительные формы рельефа небольшой амплитуды — так называемые абиссальные холмы, а также линейные контрастные формы типа сопряженных желоба и поднятия, связываемых с зонами разломов океанической литосферы.

Пассивные переходные зоны, иначе называемые подводной окраиной материка атлантического типа, характерны для периферии Северного Ледовитого, Атлантического и Индийского океанов (за некоторыми исключениями). Общей чертой пассивных окраин является спокойный рельеф, малые углы наклона поверхности дна, отсутствие заметных проявлений эндогенной активности. Основными морфоструктурами этой провинции являются материковый шельф, материковый склон и материковое подножие. В пределах пассивных переходных зон основными рельефообразующими факторами являются транспортировка и отложение осадков, поэтому здесь широко развиты аккумулятивные формы рельефа, а в области склона — подводные каньоны, выработанные мутьевыми потоками.

Активные переходные зоны, иначе зоны перехода тихоокеанского типа, развиты преимущественно по периферии Тихого океана. Для них характерен своеобразный пространственный

ряд крупных морфоструктур. По направлению от континента к океану можно выделить краевое или окраинное море, обладающее собственной глубоководной котловиной, горное сооружение островной дуги (одинарной или двойной), глубоководный желоб, имеющий в большинстве случаев асимметричное строение, и внешнее поднятие, постепенно переходящее в глубоководную океаническую котловину. Рельеф дна в пределах активных переходных зон обладает наибольшей на Земле контрастностью, его амплитуда в системе дуги — желоб достигает 15 км при углах наклона поверхности дна порядка единиц градусов. Все это говорит о молодости и тектонической обусловленности морфологии активных переходных зон, процессы эрозии и аккумуляции здесь хотя и наблюдаются, однако носят подчиненный характер.

Весьма интересен вопрос о соотношении пассивных и активных окраин в Мировом океане. Уже отмечалось, что каждому океану присущ один определенный тип окраины, и в каждом из них, кроме Северного Ледовитого, отмечаются исключения, причины которых остаются неясными. Почему, например, периферия Атлантического океана, в целом пассивная, включает в себя два активных сегмента — Антильский и Скоша, а Индийского — дугу Зунда? В каких случаях могут формироваться подводные окраины пассивного типа в краевом море в тылу островной дуги (например, в Охотском море), а в каких случаях этого не происходит? В настоящее время очевидно, что географическое распределение переходных зон различных типов не является произвольным, а напротив, теснейшим образом связано с общей картиной глобального распределения напряжений в земных недрах, поэтому решение поставленных вопросов имеет большое значение для познания процесса развития Земли.

Общая принципиальная схема формирования океанического дна, обусловленного глубинными процессами, благодаря которым морфология современного Мирового океана представлена как сочетание срединного поднятия и обрамляющих его глубоководных котловин, в генерализованном виде соблюдается во всех океанах. Однако наличие подобия их рельефа не должно заслонять существенных ранее упомянутых различий между ними. Наиболее «классический» тип морфологии имеет Атлантический океан, который разделен срединным хребтом, проходящим почти по медиане океана, обрамляющие его котловины примерно симметричны. Если обратиться к морфологии Индийского океана, то срединные хребты в этом океане смешены к западу, котловины различны по своей форме и размерам, а отдельные фрагменты хребта резко отличаются по геометрическим параметрам. Тихий океан представляет собой наиболее асимметричную структуру, котловины его не имеют себе равных по размерам, а подводные горы, исчисляемые многими тысячами, занимают огромные площади океанического дна.

Наименьший из океанов — Северный Ледовитый — имеет свои отличительные особенности. Только этот океан рассечен тремя субпараллельными трансокеаническими хребтами, имеющими существенно разные морфологические характеристики и предположительно разный генезис. Один из них — хр. Гаккеля — имеет характерные признаки срединного и обрамлен симметричными глубоководными котловинами. Параллельный ему хр. Ломоносова является типичной континентальной погруженной структурой. Хр. Менделеева — более сложная по конфигурации морфоструктура, о происхождении которой судить пока трудно, хотя в последнее время появились данные, свидетельствующие в пользу его континентального генезиса [57].

## ПРОБЛЕМА ВЗАИМОСВЯЗИ АНОМАЛЬНОГО ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ И ЛИКА ЗЕМЛИ

Подход к установлению взаимосвязи гравитационного поля и рельефа твердой Земли включает в себя много аспектов, учитывающих эффекты различного порядка локальных и глобальных. Идея зависимости напряженности гравитационного поля от характера рельефа возникла еще в прошлом веке практически одновременно с первыми измерениями силы тяжести на поверхности Земли. Необходимость сравнения измерений силы тяжести, выполненных в различных условиях, привела к понятию редуцирования наблюденных значений к уровню моря, т. е. к поверхности геоида. Такие аномалии, представляющие собой разность реального и теоретического значения силы тяжести на уровне моря, как известно, называются аномалиями в свободном воздухе.

Введение той или иной поправки в измеренное значение в разных вариантах связано с учетом влияния рельефа. Так, поправка за свободный воздух, т. е. за различие расстояний от точек наблюдений до центра Земли, учитывает нормальный градиент убывания силы тяжести с высотой и, следовательно, непосредственно связана с абсолютной отметкой пункта измерений. Поправка за притяжение промежуточного слоя вводится для того, чтобы исключить гравитационное влияние масс, расположенных между уровнем наблюдений и уровнем моря, т. е. притяжение топографических масс. В том случае, когда рельеф местности достаточно расченен и его аппроксимирование плоскопараллельным слоем ведет к заметным ошибкам, применяется топографическая поправка, смысл которой заключается в непосредственном учете влияния реального рельефа. Аналогичный смысл имеет гидротопографическая поправка, вводимая в гравитационные наблюдения на акваториях.

Наконец, приведение наблюденного значения силы тяжести к эллипсоиду относимости, для которого вычислены нормальные значения силы тяжести (иначе, введение поправки Брунса), яв-

ляется не чем иным, как учетом отклонения генерализованного рельефа Земли, т. е. поверхности геоида, от эллипсоида.

Таким образом, признание связи между рельефом Земли и ее гравитационным полем является одной из фундаментальных основ гравиметрии и прочно вошло в теорию и практику редукции гравиметрических данных. Необходимо все же отметить, что перечисленные поправки учитывают лишь влияние слоя горных пород, расположенных выше уровня моря, или слоя воды до морского дна, иначе, гравитационный эффект поверхности твердой Земли. После введения этих редукций в гравитационном поле остается лишь влияние масс, расположенных ниже уровня моря на суше (при условии однородности плотностей топографических масс) и ниже поверхности дна на акватории.

Гравитационные аномалии, вычисленные путем введения перечисленных поправок, известные как аномалии Буге, обнаруживают далее явную зависимость от крупных форм рельефа, таких как континенты и океаны, отдельные хребты и впадины. Объяснение этому факту было дано гипотезой изостазии, согласно которой избыточные или недостаточные массы рельефа поверхности Земли компенсируются соответственно недостаточными или избыточными массами на глубине. Из существующих схем изостатической компенсации (Эри, Пратта и др.) наиболее близкой к реальности, очевидно, является схема Венинг-Мейнса, согласно которой избыточные или недостаточные массы рельефа компенсированы регионально. Вклад компенсирующих масс в общее гравитационное поле очень заметен в редукции Буге, с чем связано как существование известной корреляционной зависимости между аномалией Буге и превышениями рельефа поверхности твердой Земли, так и возможность оценки толщины земной коры по гравитационным данным [57, 58, 118, 566].

Наличие указанных зависимостей дало предпосылку для попыток учета влияния компенсирующих масс, т. е. для введения поправок за гравитационное влияние не только топографических, но и компенсирующих масс. Надо оговориться, что эти поправки, названные топографо-изостатическими, в значительной степени зависят от выбора той или иной схемы осуществления компенсации.

Говоря об учете эффекта компенсирующих масс в гравитационном поле, хотим подчеркнуть то обстоятельство, что в данном случае признается как непосредственная, так и опосредованная взаимосвязь между поверхностными крупными формами рельефа нашей планеты и глубинными факторами. Сам факт стремления внешних оболочек Земли к установлению равновесия не вызывает сомнений, поэтому введение изостатических поправок имеет несомненный геологический смысл с учетом сделанных выше оговорок.

В понятии изостатической компенсации заключена идея о связи рельефа твердой поверхности Земли со структурой земных глубин, тогда как значительные нарушения изостазии литосферы свидетельствуют об активных динамических процессах. В последние годы стало вполне очевидным, что толщина и строение поверхностных оболочек Земли являются следствием активных процессов, происходящих в пределах ее более глубоких слоев, а именно в мантии и даже ядре. Эти глубинные плотностные неоднородности обычно слабо проявляются в наблюдаемом на отдельном профиле или площасти гравитационном поле, а отражаются лишь в его низших гармониках при разложении поля  $\Delta g$  на поверхности Земли. Можно предполагать, что влияние этих источников на динамику литосферы, рельефа ее поверхности, на природу высоких гармоник аномального гравитационного поля очень велико. Эти соображения прямо приводят нас к заключению о важности оценки характера геодинамических процессов в недрах Земли при истолковании поля силы тяжести на ее поверхности, что и будет подробно освещено в последующих главах.

Из сказанного следует, что в аномальном гравитационном поле Земли рельеф ее поверхности проявляется непосредственно как влияние топографических масс и косвенно как влияние компенсирующих масс и плотностных неоднородностей в пределах внутренних по отношению к литосфере оболочек. Масштабы проявления этих эффектов неодинаковы и сложным образом связаны с глубиной источников, влияние нескомпенсированных форм рельефа носит, как правило, локальный характер, крупные морфоструктуры проявляются в виде региональных аномалий, а неоднородности, связанные с глубинными геодинамическими процессами, могут быть выявлены лишь при глобальном анализе гравитационного поля Земли.

Прямыми гравиметрическим индикатором геодинамических процессов, по-видимому, могло бы стать доказательство глобальных вариаций аномального гравитационного поля нашей планеты во времени. Такие изменения, названные временными вариациями поля  $\Delta g$ , были зафиксированы в различных пунктах земного шара. Так, например, имеющиеся данные по Японии свидетельствуют о наличии короткопериодных изменений силы тяжести порядка долей миллигаль, предшествующих отдельным неглубоким землетрясениям и продолжающихся после них в течение нескольких лет [500—502, 518]. Напомним, что согласно тектонике плит землетрясения в зоне подвига связаны с мгновенными подвижками заглубляющейся в мантию океанической плиты, т. е. с механическим процессом, который сопровождается нарушением взаимоположения отдельных плотностных границ, поэтому изменения гравитационного поля здесь вполне объяснимы. В другом регионе — на Байкальском геодинамическом полигоне — также установлены вариации силы тяжести в рифто-

вой зоне. Здесь наблюдалось уменьшение поля в сторону оз. Байкал с градиентом 0,001 мгал/км в год [233].

Таким образом, в областях современной тектонической активности, т. е. на границах литосферных плит, а также на границе континент — океан, имеют место вариации силы тяжести до нескольких сотых миллигала в год [225].

Менее определенные результаты получены для внутренних районов литосферных плит. По наблюдениям на протяжении десятка лет в ряде опорных пунктов Советского Союза установлено, что по отношению к мировому исходному гравиметрическому пункту в Потсдаме поле силы тяжести за указанный период было неизменным с точностью 0,14 мгал. Если предположить, что в это время происходили линейные изменения силы тяжести, то их скорость должна быть около 0,012 мгал/год [27]. Таким образом, первые измерения вариаций силы тяжести во времени свидетельствуют о том, что по краям плит возможно изменение силы тяжести на сотые доли миллигала в год. Наличие вариаций  $\Delta g$  в районе зоны подвига позволяет считать, что таковые обусловлены перераспределением плотностей в результате динамики подвига литосферы, а в рифтовой зоне, возможно, не только динамики, но и изменения плотности вещества в верхах астеносферы, которая здесь приближена к поверхности. В пределах литосферных плит, вдали от их границ вариации силы тяжести если и существуют, то их значение по-видимому, не превышает 0,001 мгал/год. Данных о вариациях  $\Delta g$  пока мало, но можно думать, что в дальнейшем, при повышении точности относительных определений на 2—3 порядка по сравнению с существующей измерения долгопериодных вариаций силы тяжести дадут новую важную информацию о динамических и термодинамических процессах, протекающих в недрах Земли.

Описанные выше в самом общем виде связи аномального гравитационного поля с рельефом поверхности Земли одинаково справедливы как для континентальных, так и для океанических областей. Отличительной особенностью последних является то, что в океанах в связи с относительно меньшей толщиной и большей однородностью земной коры и литосферы эффекты таких связей проявляются более четко. Это дает возможность для более обоснованных заключений о геодинамике и строении океанической литосферы на основании гравиметрических данных. Характер процессов, происходящих в рифтовых и переходных зонах, реакция океанической литосферы на внешнюю нагрузку — в решении этих и многих других проблем современной геодинамики совместный анализ рельефа дна и поля силы тяжести играет очень важную, а в ряде случаев ведущую роль.

Попытаемся сформулировать некоторые общие черты, присущие гравитационному полю Мирового океана в целом. При глобальном рассмотрении обращает на себя внимание несоот-

вествие между положением крупнейших гравитационных аномалий и взаимным распределением континентов и океанов. Анализ спутниковых данных позволяет достаточно уверенно определять первые 8—10 гармоник гравитационного поля\*. Показано, что эти аномалии имеют размах от 40 до —40 мгл, среднее отклонение от нулевого уровня, определяемое как корень из дисперсии, равно 12 мгл. Слабое соответствие крупнейших площадных аномалий силы тяжести основным формам рельефа подтверждается и результатами количественного анализа: коэффициенты взаимной корреляции между гравитационным полем и топографией для первых 12 гармоник разложения по сферическим функциям не превышают 0,5 по абсолютному значению, что не позволяет говорить о корреляции.

Более высокие гармоники гравитационного поля, которые в настоящее время не могут быть определены с помощью спутников, изучаются путем осреднения непосредственных наблюдений гравитационного поля на поверхности Земли. Современная густота и точность надводных гравиметрических измерений в Мировом океане позволяют характеризовать его аномальное гравитационное поле до гармоник, которые примерно соответствуют осреднению по 5-градусным квадратам. Оказалось, что такие осредненные аномалии обнаруживают значительно более тесную связь с рельефом дна океана, хотя и проявляющуюся неповсеместно [491]. В целом можно считать, что глубоководным океаническим котловинам соответствуют отрицательные аномалии силы тяжести различной интенсивности (от 0 до —40 мгл), а срединно-оceanическим хребту — положительные (от 0 до 40 мгл). В виде положительных аномалий проявляются также некоторые крупные подводные хребты и системы вулканических островов. Исследования связи гравитационного поля Атлантического океана, осредненного по клеткам размером  $5 \times 5^\circ$ , с региональным рельефом дна показывают [198, 491], что вычисление гравитационного эффекта топографии и ее компенсации не может объяснить осредненных аномалий ни при какой разумной схеме изостатической компенсации в пределах литосферы, поэтому в аномальном поле силы тяжести океана помимо рельефа отражено также влияние глубинных плотностных неоднородностей в мантии и ядре, часть из них может быть неизостатической по своей природе.

Обратившись непосредственно к измеренному по профилям или отдельным полигонам гравитационному полю в океане, т. е. к аномалиям в свободном воздухе, мы видим, что в подавляющем большинстве случаев оно прямо соответствует локальным формам рельефа дна. Объясняется это тем, что поверхность дна является весьма резкой плотностной границей, к тому же наиболее приближенной к плоскости наблюдений. Перепад плот-

\* Эта проблема более подробно будет рассмотрена в следующих главах.

ностей на этой границе во много раз превышает плотностные контрасты, связанные с геологической неоднородностью океанической литосферы. Таким образом, все локальные формы подводного рельефа (самые мелкие из них индивидуально не скомпенсированные) находят отражение в аномалиях в свободном воздухе.

Если гравитационные аномалии в свободном воздухе на континентах и океанах не имеют принципиальных различий, то в редукции Буге эта разница проявляется весьма заметно. Введение поправки за влияние промежуточного слоя в океане приводит к получению высоких положительных значений аномалий Буге, тем больших, чем больше глубина океана. Данный факт обусловлен теоретическим нарушением при введении поправки Буге («засыпке» океана) природной изостазии океанической литосферы. Так, в гребневых зонах срединно-оceanических хребтов аномалия Буге составляет около 200 мгал, для абиссальных океанических котловин в среднем от 200 до 350 мгал. Несомненно, что в аномалиях Буге отражаются генеральные черты рельефа дна океана в той степени, в какой они изостатически скомпенсированы, поскольку основной вклад в аномалии Буге вносит именно теоретическая поправка.

Характер проявления локальных форм рельефа в гравитационном поле в редукции Буге в значительной степени зависит от выбора плотности промежуточного слоя. При изучении крупных областей, как правило, принимают единую плотность 2,60—2,67 г/см<sup>3</sup>. Однако конкретные морфоструктурные элементы иногда сложены породами большей (или меньшей) плотности, в связи с чем в результате редуцирования могут появиться ложные аномалии, якобы связанные с рельефом. Другой формой проявления изолированной морфоструктуры в аномалиях Буге является отражение ее «корней» или «антакорней», если она индивидуально скомпенсирована. Во всех случаях для решения вопроса о природе локальной аномалии Буге необходим тщательный анализ правильности выбора плотности промежуточного слоя.

Таким образом, хотя рельеф дна Мирового океана очень тесно связан с аномальным гравитационным полем нашей планеты, эта связь проявляется в самых различных формах от прямой для нескомпенсированных элементов рельефа дна до очень сложной, опосредованной. Именно такой сложной и опосредованной является связь низких гармоник аномального гравитационного поля нашей планеты с глубинной мантийной конвекцией, которой, как предполагается большинством сторонников концепции современного мобилизма, объясняется перемещение всего ансамбля литосферных плит. Поэтому следующая глава посвящена проблеме глубинного строения и физическому обоснованию возможности глобальной конвекции в мантии Земли.



Согласно современным представлениям Земля, как и другие планеты Солнечной системы, образовавшиеся за счет консолидации протопланетного газопылевого облака, на начальной стадии развития имела относительно однородный состав. Такие процессы, как аднабатическое сжатие, разогрев ударными волнами, имевшие место при захвате протопланетного вещества Земли, должны были обусловить ее достаточно высокую начальную температуру, которая, как представляется, особенно в свете сравнения с данными для Луны, не могла быть меньше 1000° С [436]. Дальнейшее развитие нашей планеты, в частности выделение ядра и расслоение мантии (т. е. образование литосферы, коры, астеносферы), происходило в соответствии с изменением ее внутреннего теплового режима.

Постепенный разогрев на первой стадии осуществлялся, по-видимому, в основном за счет тепла радиоактивного распада. Затем по мере нагрева включается еще один источник, а именно гравитационная энергия, высвобождающаяся при выделении ядра из химически однородной Земли. Интенсивность выделения энергии дифференциации различна на разных этапах развития Земли; оценки суммарной энергии показывают, что она может в несколько раз превосходить общее поступление энергии от радиогенного распада [101]. Если Земля нагревается в основном изнутри, то остывает она за счет теплопотерь с поверхности. Чтобы избежать перегрева внутренних областей в мантии, должен существовать эффективный механизм теплопереноса. Все эти факторы следует учитывать при анализе термической истории и современного теплового режима Земли.

### ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ И КОНВЕКТИВНЫЕ ДВИЖЕНИЯ

Развитие термической модели Земли [422, 423] предполагало передачу тепла за счет кондуктивной теплопроводности. Тепловая постоянная времени для среднего коэффициента кондуктивной теплопроводности  $K = 7 \cdot 10^{-3}$  кал/(см·сек·°К) составляет для Земли  $10^{11}$  лет, что в 20 раз превышает возраст Земли [436]. Поэтому для восполнения, за разумные времена, оттока тепла через поверхность требовалось, чтобы коэффициент теплопроводности мантии возрастал с глубиной на несколько порядков. Другая гипотеза, согласно которой все радиоактивные эле-

Рис. 1. Термическая фононная проводимость в мантии [389].

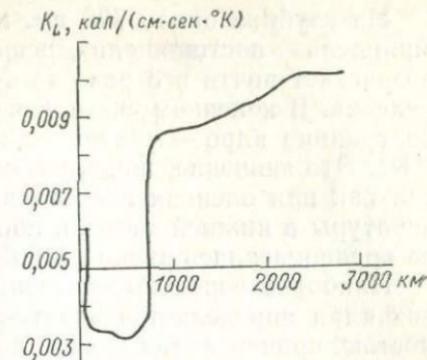
менты, обеспечивающие глобальную теплопотерию, концентрируются преимущественно у поверхности мантии Земли, крайне маловероятна [436]. Пределы изменения коэффициента теплопроводности мантии и ядра можно оценить, воспользовавшись результатами экспериментальных и теоретических исследований [490, 389, 512]. Термическая проводимость  $K$  при высоких температурах для непроводящих тел, таковыми и являются основные породы мантии и литосферы, может быть представлена в виде

$$K = K_L + K_R,$$

где  $K_L$  — решетчатая или фононная проводимость;  $K_R$  — радиационная проводимость, обусловленная поглощением фотонов веществом мантии.

Изменение коэффициента теплопроводности с глубиной для океанической и континентальной литосферы в интервале глубин от 0 до 3000 км показано на рис. 1. Обращает внимание, что коэффициенты теплопроводности в такой модели получаются существенно меньше тех, которые часто использовались ранее для оценки  $K$ , а изотермы идут круче.

Радиационный вклад в коэффициент теплопроводности растет не пропорционально  $T^3$  ( $T$  — температура мантии), как предполагалось ранее [423], а увеличивается почти линейно с температурой, достигая, например, для дунита при  $T=2500^\circ\text{К}$  значения  $K=0,011 \text{ кал}/(\text{см}\cdot\text{сек}\cdot^\circ\text{К})$ . Если экстраполировать эту зависимость до температуры на границе ядра и мантии ( $T=3200^\circ\text{К}$ ), то можно оценить вклад радиационной проводимости  $(1,3 \div 1,5) \cdot 10^{-2} \text{ кал}/(\text{см}\cdot\text{сек}\cdot^\circ\text{К})$ . Анализ решетчатой проводимости показывает, в частности, что возрастание фононной проводимости с давлением в условиях нормального геотермического градиента составляет всего лишь  $0,2\%/\text{кбар}$  или  $0,7\%/\text{км}$ , т. е. существенно меньше, чем уменьшение теплопроводности с температурой [389]. Только в экстремальных условиях зон подвига при относительно высоких давлениях (например, 35 кбар или 100 км глубины) и низких температурах ( $500^\circ\text{C}$ ) увеличение теплопроводности с давлением может составлять 50—60%. Но и здесь влияние давления не доминирует над температурным. При всех остальных условиях минимальное значение фононной проводимости в мантии достигается на глубине 400 км в области «оливин-шпинелевого» фазового перехода (рис. 1).



На глубине около 700 км, где происходит фазовый переход «шпинель — постшпинель», решетчатая проводимость, вероятно, возрастает почти в 3 раза за счет теплопроводности плотных окислов. В конечном счете фононный вклад в теплопроводность на границе ядро — мантия составляет около 0,01 кал/(см·сек·°К). Это значение, пожалуй, следует повысить в 1,2—1,5 раза, так как при оценках использовался завышенный градиент температуры в нижней мантии, ибо на границе с ядром температура предполагалась равной 4400° К [389].

Наиболее вероятно считать, что теплопроводность в пределах ядра определяется электронной и решетчатой проводимостью, причем вклад первой доминирует. Можно грубо оценить ее значение, используя соотношение Видема — Франца и оценку среднего сопротивления вещества ядра [512]:

$$K \approx (0,00817T + 1) \cdot 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ кал}/(\text{см} \cdot \text{сек} \cdot ^\circ\text{К}).$$

В интервале температур ядра ( $T = 3100 \div 4300^\circ\text{К}$ ) коэффициент теплопроводности  $K = (6 \div 9) \cdot 10^{-2}$  кал/(\text{см} \cdot \text{сек} \cdot ^\circ\text{К}) $.$  Несмотря на высокую теплопроводность ядра, средняя теплопроводность мантии [ $K = (1 \div 3) \cdot 10^{-2}$  кал/(\text{см} \cdot \text{сек} \cdot ^\circ\text{К})] явно недостаточна, чтобы объяснить наблюдаемое остывание Земли путем кондуктивного переноса тепла. Умеренное изменение коэффициента теплопроводности мантии с температурой подтверждается также и косвенно: из оценок электропроводности [436].

Таким образом, кондуктивная теплопроводность не может обеспечить достаточный теплоперенос из внутренних областей Земли, и необходимо рассмотреть более эффективный механизм теплопередачи. Этим механизмом является конвекция вещества мантии. Действительно, если рассмотреть пример наиболее вероятной для верхней мантии релей-тейлоровской конвекции с ячейками, длина которых  $L$ , глубина  $l$  и число Релея  $R_a = \alpha g l^3 \Delta T / (\nu \kappa)$ , то для нее отношение конвективного теплопереноса к кондуктивному, т. е. число Нуссельта  $Nu$  имеет вид [434]

$$Nu \approx R_a^{1/3} (l/L)^{2/3}, \quad (1)$$

где  $\nu$  — кинематическая вязкость;  $\kappa$  — коэффициент термической диффузии;  $\alpha$  — коэффициент термического расширения;  $\Delta T$  — разность температур верхней и нижней поверхностей ячейки.

Соотношение (1) показывает, что  $Nu$  пропорционально  $R_a^{1/3}$ ; так как число Релея в мантии может быть очень большим (порядка  $10^3$  и более), то увеличение теплопереноса за счет конвекции оказывается весьма значительным. Согласно оценкам [423], тепловой поток от простой вертикальной конвекции в мантии будет преобладать над кондуктивным уже при скоростях вертикальных движений  $v > 3 \cdot 10^{-3}$  см/год, в то время как под островными дугами существуют движения с вертикальными ско-

ростями около 5 см/год [436]. Конвективную теплопроводность, таким образом, следует рассматривать как единственный механизм, обеспечивающий эффективный перенос из любой внутренней области Земли к ее поверхности за времена, заметно меньшие возраста нашей планеты.

Конвекция, понимаемая в наиболее общем виде как движение масс мантии под литосферными плитами, будет влиять на расположение и размеры плит, а также на распределение аномального гравитационного и теплового полей над ними. Логично использовать эти параметры для оценки размеров конвекционных ячеек, расположения их в мантии и вида конвекции. Однако такая обратная задача далека от однозначного решения. Дело в том, что литосфера представляет собой сравнительно прочный и холодный слой, достигающий толщины 100 км и более. Характерное время для кондуктивной передачи тепла через такой слой превышает  $10^7$  лет. Поэтому короткопериодные, мелкомасштабные тепловые аномалии под литосферой могут существенно искажаться при передаче их на поверхность. То же можно сказать и о локальных напряжениях, поверхностное проявление которых определяется в значительной степени реологическими свойствами литосферы; последние существенно зависят от размеров и времени возмущения.

Аналогичная ситуация возникает и при рассмотрении гравитационных аномалий с целью выявления восходящих и нисходящих струй конвекции. Анализ природы связи поля  $\Delta g$  и конвекции показал, что при выполнении условия изостазии гравитационные аномалии над восходящей струей менее вязкой и менее плотной жидкости должны быть положительными [221]. И только в случае, если верхняя граница жесткая, абсолютно недеформируемая, аномалии над восходящим потоком будут отрицательными.

Конвективные восходящие струи с характерной шириной потока  $\lambda$ , значительно превосходящей толщину литосферы  $H$  ( $K' < 0,4$  или  $\lambda > 4H$ , где  $K' = \pi H / \lambda$  — волновое число возмущения), будут вести себя как струи со свободной верхней поверхностью и характеризуются широкими положительными аномалиями гравитационного поля [436]. Если характерный попечерный размер восходящей струи (возмущения) меньше толщины плиты  $H$  или сравним с нею и плита жесткая настолько, что ее поверхность деформирована очень слабо, гравитационные аномалии над таким потоком будут отрицательными. Следует ожидать поэтому, что распознавание такой мелкомасштабной конвекции по распределению аномалий теплового и гравитационного полей, а также картины расположения литосферных плит на поверхности Земли будет затруднено по сравнению с широкомасштабным движением. Различные мелкомасштабные тепловые и гравитационные эффекты, возникающие на границах плит, в трещинах и т. д., будут искажать поля,

создаваемые конвекцией. Поэтому о существовании и форме конвекции на основании только поля  $\Delta g$ , и тем более теплового, можно делать лишь косвенные предположения.

Еще недавно считали, что ячейки стационарной конвекции в мантии ограничены по размерам протяженностью плит. Полагали, что зонам поддвига соответствуют опускающиеся струи конвекции, а срединно-океаническим хребтам — восходящие течения. Но при дальнейшем изучении было обращено внимание на тот факт, что плиты слишком различаются по своим размерам, расположению и скоростям перемещения.

Как показывают оценки, в пределах отдельных плит не выполняется баланс масс восходящих и нисходящих мантийных течений [340]. Некоторые плиты, такие как Антарктическая и Африканская, имеют крайне малую длину границ, вдоль которых поглощается литосфера. Поэтому от идеи мозаичной разномасштабной конвекции с ячейками, всякий раз ограниченными размерами плит, пришлось отказаться.

Имеется ряд факторов глобального масштаба, указывающих на существование крупномасштабных течений масс в мантии. Так, обращает на себя внимание глобальная протяженность пояса сжатия литосферы, который можно проследить, начиная от Гибралтарского пролива, через Альпы и Средиземное море, далее от Загроса до Кавказа, через Афганистан, Копетдаг, Памир и Гималаи. Другой пояс сжатия плит протягивается по периферии Тихого океана, от Полинезии через Юго-Восточную Азию, далее через Чукотку, Аляску и продолжается по западному побережью США почти непрерывно вплоть до окончания Анд в Южной Америке (рис. 2). Такая же протяженность характерна и для срединно-океанических хребтов — глобальных зон раздвигания литосферы, почти непрерывно опоясывающих земной шар (рис. 2). Течение типа двухъячеистой конвекции или, по крайней мере близкое к нему по поверхностному проявлению, наиболее приемлемо для описания современных глобальных структур земного шара (рис. 3).

О. Г. Сорохтин [186] предполагает двухъячеистую структуру конвекции 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. При этом все срединно-океанические хребты и подавляющее число рифтовых зон включены в область восходящего потока. В нисходящем потоке оказалась подавляющая часть зон поддвига. Однако положение центра восходящего потока под тройным соединением расходящихся границ плит в районе треугольника Афар, как и само простиранье этой ячейки, не позволяет просто объяснить существование широкого Альпийско-Гималайского пояса сжатия.

Обращает внимание симметрия и упорядоченность в положении самых крупных плит литосферы на поверхности земно-

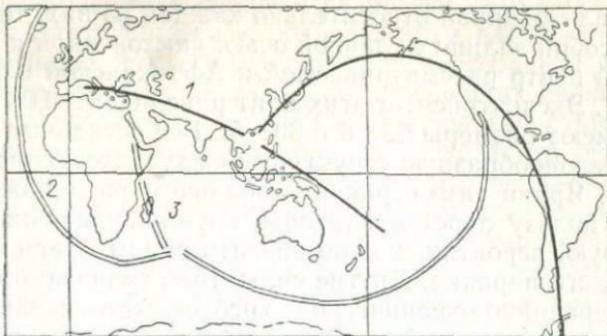


Рис. 2. Глобальная протяженность поясов сжатия литосфера (1), срединно-океанических хребтов (2) и предполагаемого рифтообразования (3).

го шара: Африканской, Тихоокеанской, Антарктической, Северо-Американской, Южно-Американской (вместе с плитой Наска), Индийской и Евразиатской. Построение контуров плит с проекцией на круг с центром, приходящимся приблизительно в центр каждой из плит (для каждой из семи плит своя проекция), обнаруживает интересные особенности [380]. Две плиты (Тихоокеанская и Африканская) — самые большие по площади (каждая по  $18,7 \pm 2,7\%$  от всей поверхности Земли) — имеют приблизительно круговые очертания с радиусом почти  $60^\circ$  дуги большого круга. Центры этих плит располагаются точно друг против друга, так что плиты образуют диполь с осью, перпендикулярной к оси вращения Земли. Одна из двух плит (Тихоокеанская) целиком океаническая, вторая (Африканская) в основном континентальная.

Эти две плиты разделяют пять (или шесть, если отделить плиту Наска от Южно-Американской) плит меньшего размера (каждая  $12,5 \pm 1,3\%$  от площади поверхности Земли), с выраженной эллиптичностью в форме, каждая из которых касается с одной стороны Тихоокеанской, с другой — Африканской плит. Все пять (или шесть) эллиптичных плит имеют одно общее свойство. Если построить их в системе коорди-

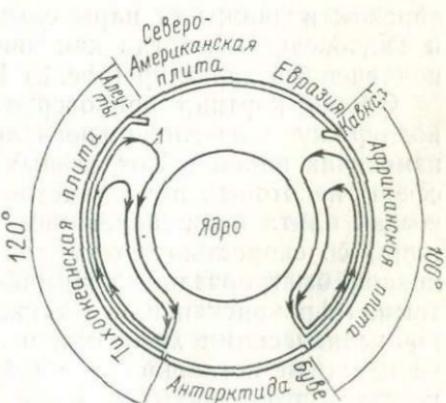


Рис. 3. Поперечное сечение Земли через центры Африканской и Тихоокеанской плит [380].

1 — линии тока конвекции.

нат, централизованной относительно каждой из них, то они представляют собой эллипс с главной осью, наклоненной к линии, соединяющей центр рассматриваемой и Африканской плит, под углом  $56 \pm 3^\circ$ . Эксцентриситет этих плит равен  $0,88 \pm 0,06$  и главные полуоси имеют размеры  $62 \pm 6$  и  $30 \pm 5^\circ$ . Все остальные плиты образуют эшеленообразную структуру между Тихоокеанской и Африканской. Яркая симметрия в глобальном расположении плит говорит в пользу простой картины крупномасштабной конвекции, которую, вероятно, можно описать рядом сферических гармоник низкого порядка. Другие силы, типа гравитационного толкания от срединно-океанических хребтов, затачивания погружающимся краем литосферной плиты, возможно, и играют роль в движении плит, но явно не в состоянии объяснить эту глобальную картину.

Полагается, что широкомасштабные конвективные течения в мантии можно описать сочетанием сферических гармоник до третьего порядка включительно [380]. Так, для приближенного описания возмущенного по плотности состояния мантии предлагаются использовать выражение

$$J \approx W(z) \left[ P_3^0 - P_1^0 + \frac{1}{4} \left( P_3^1 - \frac{2}{3} P_3^2 \right) (\cos \varphi + \sin \varphi) \right],$$

где  $\varphi$  — долгота,  $P_l^m$  — присоединенные функции Лежандра.

Это выражение описывает конвекцию, близкую к двуячестной. Получается, что обе ячейки располагаются целиком под самыми крупными плитами, Тихоокеанской и Африканской, и задают как бы главное движение. Такое движение позволяет объяснить на качественном уровне существование зоны сжатия Альпийско-Гималайского пояса, системы срединно-океанических хребтов и впадин островных дуг. Модель, как будет показано ниже, не противоречит распределению аномалий силы тяжести в свободном воздухе. Согласно такой модели картина глобальной конвекции в мантии находит прямое отражение главным образом в движении пары самых крупных плит: Африканской и Тихоокеанской, тогда как движение остальных плит имеет подчиненный характер (рис. 3) [380].

Общая картина приповерхностной части течения получает поддержку и из глобального анализа современных скоростей изменения площадей отдельных плит. Рост и поглощение литосфера некоторых плит заметно не сбалансированы, Антарктическая плита наращивает свою площадь (быстрее всех прочих плит) со скоростью  $0,5 \text{ км}^2/\text{год}$ . Ее границы образованы в основном быстрораздвигающимися срединно-океаническими хребтами. Африканская плита также окружена в основном срединно-океаническими хребтами, и лишь часть общего приращения ее площади поглощается в Средиземном море. В результате площадь этой плиты увеличивается со скоростью  $0,26 \text{ км}^2/\text{год}$ . В то же время площади Тихоокеанской, Кокосовой плит и пли-

ты Наска сокращаются с общей скоростью 0,75 км<sup>2</sup>/год. Отсутствие локального баланса в поглощении и наращивании площадей отдельных плит указывает на существование приповерхностного течения масс от плит, увеличивающих свою площадь, к плитам, сокращающим ее [340]. Предполагая существование конвекционных ячеек, следует ожидать возвратного течения масс в низах мантии на глубине, т. е. обратного по направлению к указанному. Имеющиеся данные позволяют предполагать доминирующее передвижение масс в приповерхностной области мантии (включая и литосферу) от южной полусфера, содержащей большую часть раздвигающихся хребтов, к северной. Это движение должно, в частности, включать перемещение масс от разрастающейся Антарктической плиты в сторону северной и центральной частей сокращающейся Тихоокеанской и, возможно, от Африканской и Антарктической плит в сторону северо-запада Индийской плиты. Указанные движения не противоречат простой картине глобальной конвекции мантии (рис. 3).

Глобальному перемещению масс отвечают и соответствующие глобальные нерегулярности в распределении теплового потока. Тепловой поток, средний по Южному полушарию, выше, чем в среднем по Северному. Интересно, что из общего потока тепла  $q \approx 2,8 \cdot 10^{20}$  кал/год, выделяющегося сейчас через поверхность Земли, не менее 30% составляет тепло, выделяющееся при остывании литосферы, рождающейся в срединно-океанических хребтах; заметим, что сами горизонтальные движения литосферных плит Земли являются при рассмотрении их природы с общих физических позиций результатом того, что кондуктивный вынос тепла через литосферу не обеспечивает отвода тепла, подводимого снизу из мантии [207]. Оценки показывают, что для создания литосферы толщиной 70 км со скоростью 2,4 км/год (среднее значение за 180 млн. лет) при средней плотности вещества литосферы 3,3 г/см<sup>3</sup> требуется восходящий поток массы из мантии  $5,5 \cdot 10^{17}$  г/год. Таким образом, при средней скорости образования литосферы мантия будет полностью обновлена только за счет этого процесса за  $2 \cdot 10^9$  лет до глубины 700 км [340]. Оценка, сделанная по нижнему пределу, показывает, что движение мантии, ответственное за перемещение плит, вряд ли можно рассматривать как стационарное даже для характерного времени порядка десятков миллионов лет.

## СТРОЕНИЕ, ТЕМПЕРАТУРА И РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Анализ данных позволяет предполагать, что перемещение плит обусловлено крупномасштабной конвекцией в мантии. Насколько глубоко распространена конвекция и каков ее характер, это зависит от реологических свойств мантии; прежде всего от распределения вязкости в ней, что тесно связано с распределением температуры.

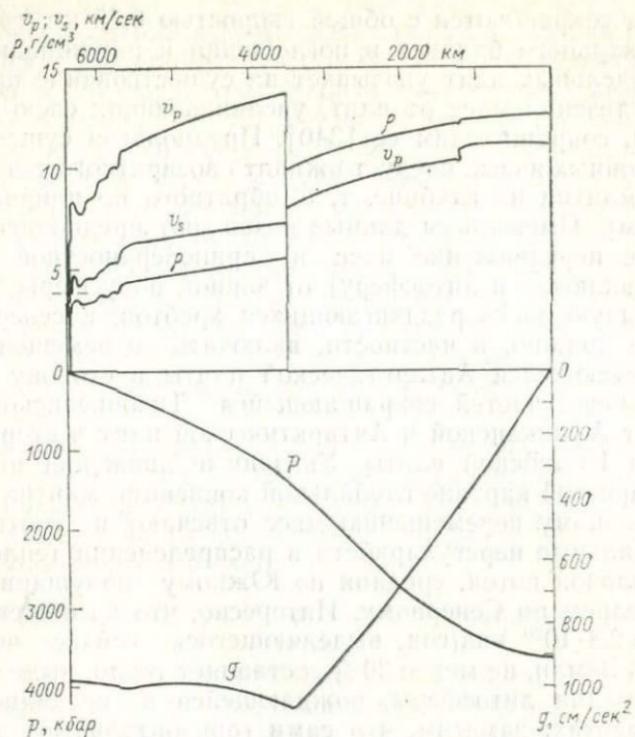


Рис. 4. Изменение скорости, плотности, давления и ускорения силы тяжести с глубиной [259].

Как отмечалось выше, конвекция в мантии необходима, чтобы переносить тепло гравитационной дифференциации, перекристаллизации и радиоактивного нагрева. Эффективная вязкость мантии уменьшается с ростом температуры, как следствие (при прочих равных условиях), возрастают скорости конвективных движений в мантии. Связанное с этим нелинейное увеличение переноса тепла с ростом температуры играет главную роль в регулировании внутренней температуры Земли. Сферически симметричная геофизическая модель глубинного строения нашей планеты недавно была детализирована благодаря использованию новых данных по объемным волнам, что позволило получить достаточно хорошее разрешение и уточнить соотношение между сейсмическими скоростями и плотностями в Земле [259] (рис. 4).

Полученные средние скорости в пределах литосфера  $V_p = 8,38$  км/сек и  $V_s = 4,71$  км/сек близки к другим определениям этих параметров. Глубина до кровли зоны пониженных скоростей получается в среднем около 60 км и возрастает до 80 км при условии, что переход от литосферы к астеносфере резкий,

а не постепенный. Средняя толщина зоны пониженных скоростей получается 180 км; средняя плотность верхней мантии  $3,5 \text{ г/см}^3$ . Представленная модель согласуется с выводом о том, что основные свойства верхней мантии и наличие областей перехода в ней объясняются составом близким к лерцолиту, в котором оливин претерпевает фазовые переходы в  $\beta$ -шпинель на глубинах 375—425 км, в  $\gamma$ -шпинель на глубинах 500—550 км, а также происходит фазовый переход пироксенового граната в окислы на глубинах 650—675 км. Верхняя мантия от подошвы зоны пониженных скоростей до глубины 600 км согласно этой модели получается химически достаточно однородной.

Сейсмическая структура Земли на глубинах, превышающих 670 км, указывает на дальнейшие фазовые переходы, вовлекающие ильменит, перовскит и смешанные ансамбли окислов. Нижняя мантия на глубинах от 1200 до 2600 км относительно однородна. Градиенты скоростей  $v_p$  и  $v_s$  в самых нижних 300 км мантии позволяет предполагать существование здесь высокого температурного градиента и, следовательно, переходного к ядру слоя, аномального по своим скоростным и плотностным свойствам относительно всей остальной нижней мантии.

Модель показывает небольшое изменение градиента скорости продольных волн в пределах верхних 400 км внешнего ядра, возрастание градиента скорости в краевой области внутреннего ядра и уменьшение по сравнению с прежними моделями скачка скорости на границе внутреннего и внешнего ядра. Здесь наблюдается скачок плотности  $0,02 \text{ г/см}^3$  и скорости  $\Delta v_p = 0,56 \text{ км/сек}$ . В пределах внутреннего ядра  $\rho = 12,52 \text{ г/см}^3$ ,  $\bar{v}_p = 11,19 \text{ км/сек}$ ,  $\bar{v}_s = 3,5 \text{ км/сек}$ .

Реологическая характеристика как верхней, так и нижней мантии в действительности довольно сложная, и описание поведения мантии как ньютоновой жидкости с некоторой вязкостью, хотя и широко распространенный, но в значительной степени условный прием. Многие исследователи [392, 516, 554] предполагают, что деформация главной компоненты вещества верхней мантии — оливина (имеющая место при условиях, близких к плавлению) — происходит в основном за счет диффузии дефектов кристалла и движения дислокаций в нем. Этим двум процессам отвечает общий реологический закон, связывающий скорость роста деформаций  $\dot{\varepsilon}$  с интенсивностью касательных напряжений  $\tau$  [566]:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{n}{T} \exp \left[ -\frac{(E^* + pV^*)}{RT} \right] \tau^n, \quad (2)$$

где  $E^*$  — энергия активации;  $V^*$  — объем активации вещества мантии;  $p$  — давление;  $T$  — температура;  $R$  — газовая постоянная.

Случай  $n=1$  отвечает ньютоновой жидкости,  $n>1$  — квазипластичному течению,  $n<1$  — течению с расширением кристал-

лов. Диффузионная ползучесть Набарро — Херринга ( $n=1$ ) наблюдалась в экспериментах с металлами при высоких температурах, однако почти отсутствуют примеры наблюдения ее в геологическом поведении интересующих нас пород [392]. Эта ползучесть может иметь место при малых значениях девиатора напряжений и малых размерах зерен. Мантийные породы ведут себя как неньютоново тело с  $n \neq 1$  уже при девиаторах в несколько десятков бар для размеров зерен кристаллов, предполагаемых в условиях мантии. Высокотемпературная ползучесть, обусловленная движением дислокаций в кристаллах, по всей видимости, влияет на неньютоновское поведение материала мантии.

Закон (2) с  $n=3$  наиболее приемлем для ползучести, обусловленной движением дислокаций. Эксперименты по ползучести и релаксации от умеренных напряжений до низких и для скоростей деформаций на несколько порядков выше, чем при тектонических процессах, приводят к значениям  $n=3 \div 5$  [397, 566]. Такие значения  $n$  не противоречат в общем и недавним результатам гидродинамического анализа областей послеледниковых поднятий [286, 466].

Эксперименты по плотностной конвекции (наиболее вероятный тип конвекции в верхней мантии) показали во многом сходную картину течений для ньютонаовского и неньютоновского течения [566]. К этому сходству, однако, следует относиться с большой осторожностью, ибо оно касается лишь самых общих черт течения. Заметим, что именно различия в величинах  $\rho$  обуславливают в теоретических моделях развитие узких восходящих мантийных струй, поверхностным выражением которых, как предполагается некоторыми исследователями, и могут быть горячие пятна Уилсона — Моргана [566].

Понятие эффективной вязкости мантии, вытекающее из реологического закона (2) с  $n=1$ , широко используется для оценки эффективной деформации вещества мантии. Естественно, что характер распределения вязкости во многом определяет реальную структуру конвекции в мантии.

Анализ исследований вязких свойств верхней мантии, основанных на поведении литосферы под нагрузкой и разгрузкой покровных ледников и озер, позволяет считать, что существуют веские доказательства существования под материками слоя астеносферы (канала низких скоростей) с вязкостью  $\eta = (0,4 \div 1) \cdot 10^{21}$  пз, толщиной около 100 км [298]. Для такого заключения использованы данные по оз. Бонневиль, послеледниковое поднятие поверхности литосферы в Гренландии и Канадской Арктике, а также в Фенноскандии и Южной Канаде. К этому также можно добавить и оценку вязкости астеносферы [ $\eta \approx (2 \div 3) \cdot 10^{21}$  пз] по деформациям коралловых террас на побережье Северо-Востока Новой Гвинеи [299]. Слой пониженной вязкости имеет различную толщину в разных тектонических

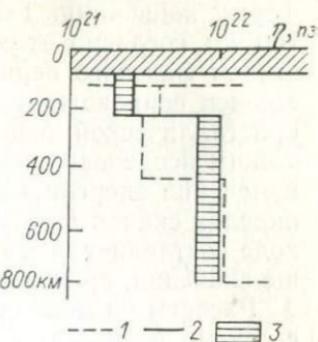
Рис. 5. Изменение вязкости мантии с глубиной.  
1 — [430]; 2 — [299]; 3 — область наилучшего совпадения.

районах. В частности, под Фенноскандией он продолжается до глубины более 400 км, тогда как в районе Новой Гвинеи заканчивается на глубине всего лишь 220 км, начинаясь от 80 км (рис. 5) (в последнем случае, глубже 220 км, по сейсмологическим данным доказана погружающаяся океаническая плита).

Можно предположить, что под океанической рифтовой трещиной астеносферный слой развит сильнее, чем под исследованными континентальными областями, и его вязкость меньше на порядок [264]. Отсюда вязкость астеносферного слоя под океанами можно оценить  $4 \cdot 10^{19} - 3 \cdot 10^{20}$  пз; таким образом, минимальную вязкость следует ожидать под осевыми областями срединно-оceanических хребтов. С удалением от них (по мере увеличения возраста океанической литосфера) должна увеличиваться и вязкость астеносферного слоя; под областями достаточно старой океанической литосферы (100 млн. лет) она может оказаться близкой к значениям под континентальными участками плит умеренной толщины ( $H \approx 100$  км). Существенное значение для распределения вязкости в мантии по глубине, а следовательно, и для структуры конвекции имеют фазовые переходы в мантии: оливин — шпинель на глубине около 350—400 км и шпинель — постшпинель на глубине 650—700 км.

Теоретический анализ физических условий для конвекции, пронизывающей зону оливин-шпинелевого фазового перехода, показывает, что стабилизирующий эффект скрытой теплоты этого перехода не будет подавлять конвекцию в мантии, но под его влиянием несколько видоизменяется течение в ней. Фазовый переход может прекращать лишь наиболее медленные потоки, вертикальная составляющая скорости которых через зону фазового перехода заведомо меньше 1 мм/год [307].

Некоторые исследователи считали, что фазовый переход шпинели в постшпинель на глубине 650—700 км приводит к такому возрастанию вязкости, которое служит препятствием для конвекции, охватывающей всю (и нижнюю, и верхнюю) мантию Земли. Предполагалось даже, что этот переход может создать своеобразный слой, возможно, даже разбитый на свои «плиты» [436]. Существование этого слоя объяснялось тем, что энергия активации  $E^*$ , определяющая в реологическом законе (2) температуру, при которой термоконвекция становится преобладающей формой теплопереноса, возрастает от 4 эв в верхней мантии до 6 эв в нижней, что должно было бы значительно изменить



форму конвекции. Такое увеличение  $E^*$  на глубине около 700 км согласно этим теоретическим оценкам является следствием фазового перехода шпинели в постшпинель, который должен сопровождаться существенным изменением в структуре кристаллической решетки. Однако, согласно другим теоретическим исследованиям реологических параметров мантии [479], изменение энергии активации для диффузии иона кислорода в окислах скачок энергии активации  $E^*$  при таком фазовом переходе составляет всего 6 мкал/моль, что почти на порядок меньше значения, принимавшегося ранее [436].

Расчеты по модели [479], наилучшим образом согласующейся с сейсмологическими данными, позволяют оценить скачки изменения вязкости в области фазовых переходов для адиабатических, линейных градиентов температур 0,3; 0,6; 0,9° С/км, следующими значениями:  $v_2/v_1 = 2,3; 3,5; 5,0$  — для фазового перехода на глубине 400 км;  $v_2/v_1 = 1,4; 2,0; 2,7$  — для перехода на глубине 525 км;  $v_2/v_1 = 1,2; 2,1; 4,5$  — для перехода на глубине 670 км (заметим, что адиабатический градиент температуры, принятый в модели [462], не исключал возможности термических пограничных слоев в основании и верхней части конвекционной ячейки, с иным распределением температур). Сделанные оценки показали: 1) вязкость при фазовых переходах изменяется менее чем на порядок; 2) вязкость существенно постоянна в пределах нижней мантии; 3) вязкость нижней мантии не более чем на два порядка превосходит вязкость верхней мантии [479]. Отметим, что оценки О. Г. Сорохтина, основанные на некоторых предположениях о структуре мантийной конвекции, дают вязкость нижней мантии  $5 \cdot 10^{22} \div 3 \cdot 10^{24}$  пз [186], согласующуюся с полученной из теоретических расчетов [479].

Плотностная конвекция, на существование которой в мантии Земли впервые указал С. Ранкорн [478], и поддержанная в работах Е. Артюшкова, С. Ушакова, М. Красса, О. Сорохтина [10, 186, 207, 221], имеет особый смысл на границе ядро-мантия, где существует значительный скачок плотностей от  $\rho \approx 5,5$  г/см<sup>3</sup> в нижней мантии до  $\rho \approx 10$  г/см<sup>3</sup> во внешнем ядре. Как известно, сейсмологически нижняя мантия делится на две области  $D'(984 \leq z \leq 2700$  км) и  $D''(2700 \leq z \leq 2900$  км),  $z$  — глубина, отсчитываемая от поверхности Земли. В пределах слоя  $D''$  градиенты скоростей  $P$ - и  $S$ -волны существенно падают и даже могут быть отрицательными [378].

Некоторые исследователи объясняют это аномальным увеличением плотности в пределах слоя  $D''$  на 0,33 г/см<sup>3</sup>, которое, по предположению, вызвано поступлением в эту зону более тяжелого вещества из ядра. Но существует и другое объяснение, его авторы рассматривают слой  $D''$  как термический граничный слой конвекционных ячеек в мантии. Выше него температурный градиент в мантии не отличается заметно от адиабатического, в то же время в этом пограничном слое конвекционной ячейки

они допускают более высокие вертикальные градиенты температуры; градиент  $\sim 12^\circ \text{C}/\text{км}$  в пределах слоя  $D''$  объяснил бы наблюдаемое уменьшение сейсмических скоростей без заметного увеличения плотности [378].

Указание на возможность высокого градиента температуры в слое  $D''$ , например, стремится получить из следующей теоретической экстраполяции результатов экспериментальных работ. Сравнение плотности материалов (близких по составу к мантийным породам), полученной из экспериментов по ударному сжатию, с плотностями пород, полученными из сейсмологических результатов, дает оценку температур верхней части слоя  $D''$ , близкую к  $3300^\circ \pm 800^\circ \text{K}$  [378]. Далее предполагается, что в основании слоя  $D''$  температура должна быть близкой к температуре плавления материала в ядре или превышать ее. Если бы ядро состояло из чистого железа, то последняя была бы близка к  $5000^\circ \text{K}$ . И хотя температурная ситуация для реального сплава внешнего ядра неясна, некоторые исследователи [378] предполагают, что скачок температур в пределах слоя  $D''$  не меньше  $1000^\circ \text{K}$ . Как отмечалось, экспериментальные данные допускают предположение о почти адиабатическом градиенте температуры  $0,33^\circ \text{C}/\text{км}$  в нижней мантии в интервале глубин от 1300 до 2800 км.

Таким образом, в этой модели слой  $D''$  рассматривается как термический пограничный мантийной конвекции [378]. Далее по модели предполагается, что в пределах этого слоя происходит резкое падение вязкости, а числа Релея ( $R_a = \alpha g \beta h^4 / \kappa$ ) превосходят значение  $10^7$  ( $\beta$  — градиент температуры в основании слоя;  $h$  — толщина слоя). При таких предположениях можно ожидать развитие неустойчивости в пределах слоя  $D''$  в виде отдельных струй, зарождение которых начинается с погружения части вещества относительно холодной нижней мантии в горячий слой  $D''$ . Флюктуации на нижней мантийной границе могут носить периодический характер с периодом  $\tau \approx 14 [\nu p C_p / (\alpha g q)]^{1/2}$ , где  $q = \beta K$  — поток тепла в слой  $D''$  из ядра [378].

Предполагается, что эти флюктуации, с одной стороны, определяют «перемежающийся» характер конвекции в нижней мантии, когда на регулярное течение типа термической конвекционной ячейки накладываются течения типа восходящих струй [511]; с другой — могут оказывать влияние на конвективные течения внешнего ядра. Некоторые исследователи даже предполагают, что именно эти флюктуации вызывают долговременные вариации в частоте обращения магнитного поля Земли (с периодом 40—50 млн. лет), отмечаемые за последние 110 млн. лет [378]. Согласно современным представлениям прецессия может не приниматься в расчет как источник энергии для геомагнитного динамика, и в таком случае конвекция во внешнем ядре остается единственным возможным механизмом геомагнитного динамика [207, 511].

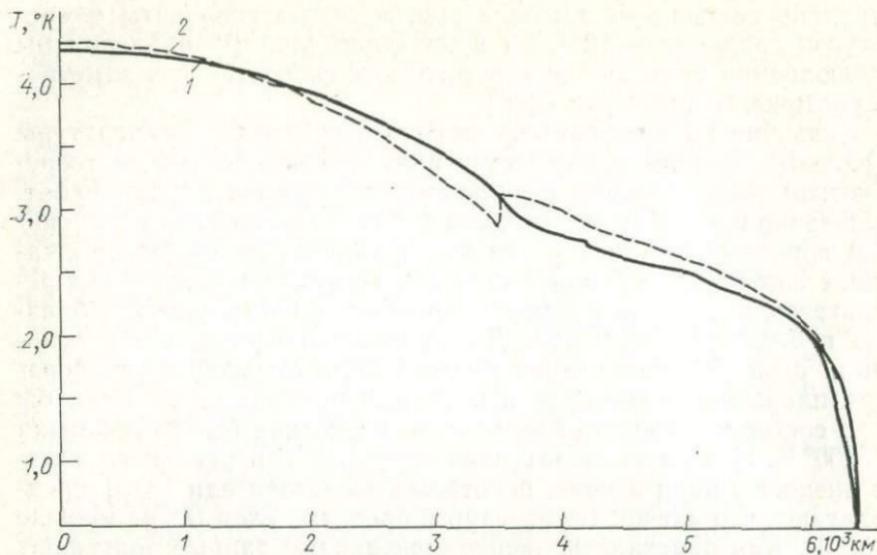


Рис. 6. Предполагаемое распределение температуры в Земле [511, 512].

1 — температура в мантии и в ядре; 2 — солидус мантии и ядра.

Внешнее ядро, судя по данным о полном затухании поперечных сейсмических волн, находится в эффективно жидким состоянии с довольно низким значением вязкости. О физических свойствах внутреннего ядра известно мало. Высокое отношение Пуассона для внутреннего ядра допускает наличие небольшого остаточного расплава, но в целом состояние внутреннего ядра, вероятно, близко к кристаллическому, хотя и не является полностью таковым [511, 512]. В присутствии конвекции распределение температур во внешнем ядре, по-видимому, не должно сильно отличаться от адиабатического. Оценки показывают, что глубина перехода от конвективного режима внешнего ядра к диффузационной проводимости внутренних областей крайне чувствительна к тепловому потоку, поступающему снизу.

Требуется всего лишь 10%-ное превышение теплового потока над диффузационной проводимостью, поддерживающее термическое состояние, близкое к адиабатическому, но не ниже его, чтобы возникла термическая конвекция в большей части внешнего ядра [511]. Следовательно, вполне резонно предполагать, что распределение температуры близко к адиабатическому всюду во внешнем ядре. Тогда отношение температур на границе внутреннего ядра  $T_y$  и на границе ядро — мантия  $T_m$  получается равным 1,33, что дает для  $T_y = 4100^\circ\text{C}$  (рис. 6) [511]. Поток тепла от омического нагрева конвектирующего ядра по верхнему пределу не превышает 1/8—1/20 от потока тепла конвекции и составляет не более 3% общего потока тепла через поверхность Земли [365].

Изменение температуры с глубиной показано на рис. 6, приходится предполагать, что для переноса тепла от ядра (которое по оценкам с приемлемым значением коэффициента теплопроводности, не может быть меньше  $3 \cdot 10^{12}$  Вт [512]) необходима конвективная неустойчивость в нижней мантии. В рассматриваемой модели предполагается, что она может проявляться в виде плотностной и термической конвекции на границе ядро — мантия и в виде преимущественно термической — выше.

Авторы этой модели предполагают, что тепло, поступающее от ядра (радиоактивных), может расплавить или почти расплавить тонкий слой в основании мантии, образуя низы слоя  $D''$ . Расплавленный слой будет термически нестабилен; к тому же сказываются возмущения плотности на границе ядро — мантия. Откуда допускается, что развивающиеся возмущения слоя могут возмущать стационарные условия термической конвекции во внешнем ядре и стимулировать образование струй, пронизывающих мантию [378, 511], охваченную ячейками, близкими по своей структуре к классической термической конвекции. Как предполагают некоторые исследователи, поверхностным выражением этой «струйной» неустойчивости служат так называемые горячие пятна — сравнительно небольшие области литосферы с поперечными размерами от первых сотен до тысячи километров, в пределах которых, как правило, наблюдаются базальтовый вулканизм, а также аномалии теплового и гравитационного полей [273, 382, 498, 549, 561].

Согласно другой гипотезе о происхождении «горячих пятен» мантийные струи рассматриваются как проявление мелкомасштабной мантийной конвекции. Предполагается, что эта так называемая цилиндрическая или струйная конвекция возникает в ответ на тепловые и химические возмущения в мантии, проявляющиеся непосредственно у границы раздела фаз на глубине 700 км, тогда как сами неоднородности продолжаются, вероятно, на гораздо большие глубины [258, 566]. Источником этих неоднородностей и может служить упоминавшаяся выше струйная неустойчивость на границе ядро — мантия. Связь с нижней мантией, как предполагается, определяет меньшую латеральную подвижность горячих мантийных пятен по сравнению с литосферными плитами.

Теоретические оценки показывают, что в формировании узкого струйного восходящего течения в пределах верхней мантии должна играть большую роль зависимость вязкости от  $p$  и  $T$ , а также неニュ顿овская реология [455, 566]. Если такие мантийные возмущения действительно существуют, то они, конечно, прогревают находящуюся над ними литосферу. Ослабленный участок литосферы, являясь областью концентрации напряжений, возникающих от усилий, ответственных за движение плит Земли, становится местом образования трещины с соответ-

ствующим щелочным базальтовым вулканизмом и аномальным тепловым потоком [213].

Анализ геофизических данных по строению и составу мантии и ядра Земли позволяет предполагать, что, несмотря на сравнительно высокую теплопроводность ядра [ $(6 \div 9) \times 10^{-2}$  кал/(см·сек·°К)], средняя теплопроводность мантии [ $(1 \div 3) \cdot 10^{-2}$  кал/(см·сек·°К)] явно недостаточна, чтобы объяснить наблюдаемое остывание Земли путем конвективного переноса. Следовательно, необходимо рассмотреть более эффективный механизм теплопередачи. Таким механизмом является конвекция вещества мантии Земли. Тепловой поток от простой вертикальной конвекции в мантии будет преобладать над кондуктивным потоком уже при скоростях вертикальных движений около тысячных долей сантиметров в год и более. Современные скорости вертикальных движений, наблюдавшиеся на поверхности Земли в таких районах, как островные дуги, пояса глобального сжатия и другие, позволяют считать, что скорости вертикальных движений могут существенно превосходить указанные значения.

Несмотря на то что сложное взаимодействие на границах, длительная прочность и жесткость литосферных плит, а также некоторые другие обстоятельства усложняют прямую связь мантийной конвекции с перемещением плит по поверхности Земли и наблюдаемым гравитационным полем, ряд фактов указывает на существование упорядоченных глобальных перемещений масс в мантии.

Данные по распространению сейсмических волн в ядре и мантии, экспериментальной петрологии и теоретических исследований указывают на то, что реологические свойства мантии, и в частности распределение вязкости в ней, допускают существование здесь конвекции, охватывающей верхнюю и нижнюю мантию одновременно. С скачком вязкости на фазовых границах оливин — шпинель, шпинель — постшпинель значительно меньше, чем предполагалось ранее, и в пределах нижней мантии вязкость меняется в сравнительно узких пределах от  $5 \cdot 10^{22}$  до  $3 \cdot 10^{24}$  пз.

Минимальное значение вязкости мантии достигается в самом верхнем слое — астеносфере — и составляет от  $4 \cdot 10^{19}$  до  $3 \cdot 10^{21}$  пз, сильно уменьшаясь под осьями срединно-океанических хребтов.

Внешнее ядро Земли находится в эффективно-жидком состоянии. Конвекция в пределах этой части ядра — наиболее вероятный источник главного магнитного поля Земли. На границе ядро — мантия ожидается появление конвективной неустойчивости (плотностной и термической), которая может принимать здесь форму струйных возмущений.

По проблеме глобальной конвекции, более вероятной, на наш взгляд, представляется конвекция, имеющая своей физи-

ческой основой фракционное разделение вещества мантии на легкие и тяжелые компоненты. Такое разделение, как предполагается, происходит в нижнем переходном слое на границе с внешним ядром, а также в верхнем переходном мантийном слое близ границ литосферных плит. В первом случае, в нижнем переходном слое, согласно химической модели О. Г. Сорохтина [186], выделяется из мантии и поступает во внешнее ядро  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ . Поступление тяжелого мантийного дифференциата и служит главной причиной геомагнитного динамо во внешнем ядре Земли. Скапливающееся в нижнем переходном слое обедненное железом мантийное вещество поднимается наверх, образуя периодически одну или две ячейки, охватывающие всю мантию [186, 207]. В верхнем переходном слое в основном близ границ литосферных плит наиболее легкие и легкоплавкие компоненты мантии поднимаются вверх и образуют земную кору — океаническую в рифтовых трещинах и континентальную в зонах подвига над погружающимися в мантию краями океанической литосфера.

Таким образом, согласно этой глобальной геодинамической модели структура плотностной мантийной конвекции определяется двумя причинами. Первая — фракционная дифференциация на границе с ядром, которая, вероятно, происходит на всей поверхности внешнего ядра. Вторая — также дифференциация в верхнем переходном слое, которая концентрируется близ дивергентных и конвергентных границ плит.

Как отмечалось, плотностную конвекцию в мантии следует рассматривать как наиболее эффективный механизм охлаждения внутренних областей Земли. Она не допускает повышения температуры до полного плавления, т. е. перегрева недр нашей планеты на протяжении всей ее геологической истории. Согласно последней модели [186, 207], которая представляется нам наиболее вероятной, на Земле никогда, видимо, не было условий для существования более чем двух крупных конвекционных ячеек. Современный альпийский цикл характеризуется, по-видимому, двумя ячейками в мантии, в то время как в предыдущий конвекция, по всей вероятности, осуществлялась по одиночечной схеме. Все дивергентные границы плит того времени должны были быть сосредоточенными в одном полушарии, а конвергентные — в другом. Сменой структуры конвекции от одиночной к двухъячеистой и наоборот можно объяснить природу глобальных тектонических циклов эволюции литосферы Земли в различные геологические эпохи [186]. Для более подробного анализа современной структуры мантийной конвекции обратимся к аномальному гравитационному полю нашей планеты и геометрии перемещения наиболее крупных литосферных плит по поверхности Земли.

# Глава III НИЗКИЕ ГАРМОНИКИ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ И СТРУКТУРА КОНВЕКЦИИ В МАНТИИ ЗЕМЛИ

---

Широкомасштабная конвекция, обсуждавшаяся в предыдущей главе, должна сопровождаться глобальной неоднородностью распределения плотностей в мантии. В частности, восходящим струям конвекции соответствуют потоки масс с более высокой средней температурой и меньшей плотностью, чем в нисходящем течении. Одновременно деформируется и поверхность Земли. Все эти эффекты должны находить отражение в картине зональных гравитационных аномалий Земли и ундуляциях геоида. Длинноволновые гармоники несут ценную информацию о форме конвекционных ячеек в мантии, дополнительную к той, что рассматривалась в предыдущей главе. Связь гравитационного поля с предполагаемыми неоднородностями в мантии усложняется рядом побочных эффектов, не лишен определенных трудностей и сам метод выделения гармоник. К обсуждению этих и связанных с ними вопросов мы переходим ниже.

## НОРМАЛЬНАЯ ФОРМУЛА И РАЗЛОЖЕНИЕ АНОМАЛЬНОГО ПОЛЯ ПО СФЕРИЧЕСКИМ ФУНКЦИЯМ

Анализ природы аномального гравитационного поля Земли в целом, областей Мирового океана в частности, начинается с определения аномалии в свободном воздухе. При этом наблюдаемое значение силы тяжести относят к невозмущенной поверхности среднего уровня океана, к квазигеоиду, совпадающему на океанах с геоидом. В дальнейшем указанную поверхность будем называть на морях геоидом, а на суше и в общем случае квазигеоидом. Поскольку учет рельефа масс, расположенных выше уровня океана, имеет значение только для прибрежных районов, поправка за свободный воздух на море, как правило, мала и учитывается как инструментальная постоянная; исключение составляют измерения, выполненные на подводных лодках, самолетах и донными гравиметрами.

В настоящее время в пределах Мирового океана только около 50% одноградусных трапеций имеют наблюденные значения силы тяжести и для них вычислены аномалии в свободном воздухе. Изученные районы распределены в пределах акватории неравномерно. Удовлетворительно изучен Индийский океан, где почти вся его северная и в значительной мере центральная области имеют в одноградусных клетках гравиметрические дан-

ные. Несколько лучше изучены акватория между Северной и Южной Америкой (Карибский регион), Средиземное море, а также средние широты северной части Атлантического океана. До 90% одноградусных трапеций имеют определения силы тяжести и в северо-восточной части Тихого океана, а также в примыкающей к нему области Северного Ледовитого океана. Но пока слабо изучены южные «ревущие» сороковые широты и моря, омывающие Антарктиду. Близкая ситуация имеет место на морях, омывающих Гренландию с запада. Очень мало определений силы тяжести в юго-восточной части Тихого и в южной части Атлантического океанов, за исключением прибрежной полосы Южной Америки.

Аномалии в свободном воздухе зависят не только от специфики гравитационного поля в исследуемом районе, но и от выбора формулы, описывающей нормальное гравитационное поле нашей планеты. Нормальное значение силы тяжести относится к уровенной поверхности, представляющей идеализированную Землю (не имеющей неравномерностей в распределении масс) в виде поверхности тела вращения, близкой к геоиду. Выбор этой поверхности подчинен следующим условиям:

- плоскость экватора и ось вращения фигуры, аппроксимирующей Землю, совпадают с плоскостью экватора и осью вращения Земли;

- сумма остаточных отступлений геоида от поверхности относимости должна быть минимальной.

Выбор подходящей поверхности относимости сопряжен с рядом трудностей. Указанные выше общие условия еще не позволяют однозначно установить, какую форму должна иметь эта поверхность, даже если положение геоида относительно физической поверхности Земли было бы точно установлено. Последнее возможно только после гравиметрической съемки на всей поверхности Земли. В геодезии обычно рассматривают в качестве поверхности относимости общий земной эллипсоид, который представляет собой частный случай нормального уровенного сфероида. Геометрически земной эллипсоид — это такая фигура вращения, объем которой принимается равным объему геоида, а полярное сжатие равно сжатию нормального уровенного сферида. Равенство объемов фигур подразумевает при задании некоторой средней плотности равенство их масс.

Как известно, значение нормальной силы тяжести на поверхности земного эллипса может быть определено на основе формулы Сомильяна

$$\gamma_0 = \frac{\gamma_e a_e \cos^2 B + \gamma_p b_p \sin^2 B}{\sqrt{a_e^2 \cos^2 B + b_p^2 \sin^2 B}}, \quad (3)$$

где  $B$  — геодезическая широта;  $a_e$  — экваториальный радиус эллипса;  $b_p$  — малая полуось эллипса;  $\gamma_e$  — экваториальная

постоянная или нормальное значение силы тяжести на экваторе;  $v_p$  — значение нормальной силы тяжести на полюсах.

Выражение (3) не очень удобно для практического применения: необходимо производить операции с громоздкими числами и вычислять иррациональный знаменатель. Указанные трудности можно обойти, если привести это выражение к более удобному виду. После избавления от дробного выражения (применив разложение знаменателя в степенной ряд) и объединения слагаемых при равных степенях  $\sin B$  получим

$$v_0 = v_e \left[ 1 + \left( \alpha_1 + \frac{1}{2} e^2 \right) \sin^2 B + \frac{e^2}{2} \left( \alpha_1 + \frac{3}{4} e^2 \right) \sin^4 B + \right. \\ \left. + \frac{3}{8} e^4 \left( \alpha_1 + \frac{5}{6} e^2 \right) \sin^6 B + \dots \right], \quad (4)$$

где  $\alpha_1 = \beta - \alpha^* - \alpha^* \beta > 0$ ;  $\beta = (v_p - v_e) / v_e > \alpha^*$ ;  $e^2 = 2\alpha^* - \alpha^{*2}$ .

В свою очередь сжатие  $\alpha^*$ , как известно, определяется из выражения  $\alpha^* = (a_e - b_p) / a_e$ . Если в разложении (4) ограничиться членами до второго порядка сжатия включительно, то получим нормальную формулу

$$v = v_e [1 + \beta_2 \sin^2 B - \beta_1 \sin^2 2B], \quad (5)$$

где

$$\beta_2 = 2,5q \left( 1 - \frac{17}{35} \alpha^* - \frac{1}{245} \alpha^{*2} - \dots \right) - \alpha^*;$$

$$\beta_1 = \frac{\alpha^*}{4} \left( \beta_2 + \frac{1}{2} \alpha^* \right) = \frac{5}{8} q \alpha^* - \frac{1}{8} q \alpha^{*2} - \frac{17}{55} q \alpha^{*3} \dots$$

В свою очередь  $q$  представляет собой отношение центробежной силы к силе тяжести на экваторе

$$q = a_e \omega^2 / v_e,$$

где  $\omega$  — угловая скорость вращения земли.

По современным данным  $\omega = 7,29211515 \cdot 10^{-5}$  рад/сек. Угловая скорость известна с высокой точностью. Погрешность указанного значения меньше  $0,5 \cdot 10^{-12}$  рад/сек. XIV Генеральной ассамблей Международного геодезического и геофизического Союза, проходившей в Москве в 1971 г., рекомендована нормальная формула

$$v_0 = 978031,8 (1 + 0,0053024 \sin^2 B - 0,0000059 \sin^2 2B). \quad (6)$$

Этой формуле соответствуют следующие параметры общеземного эллипсоида [33]:  $a_e = 6\,378\,142 \pm 6$  м,  $\alpha^* = 1 : 298,255 \pm 0,005$ . Кроме того, здесь учтена рекомендация XIV Генеральной ассамблей о переходе к новому абсолютному значению силы тяжести для Потсдама: 981 260 вместо прежнего 981 274 мгал. Учет поправки Потсдамской системы сводится к уменьшению на  $13,9 \pm 0,05$  мгал значения экваториальной постоянной, входя-

щей в нормальную формулу [207]. Если это учесть для ранее применявшейся Международной формулы Кассиниса (1930 г.)

$$v = 978049 (1 + 0,0052884 \sin^2 B - 0,0000059 \sin^2 2B),$$

то окажется, что сила тяжести, вычисленная по новой международной формуле 1971 г., отличается от прежнего значения на  $(-3,2 + 13,7 \sin^2 B)$  мгал.

Коэффициенты  $\beta_2$  и  $\beta_1$  в формуле (5) не зависят от распределения масс в теле Земли. Однако это справедливо лишь при тех допущениях, которые были приняты во внимание при выводе выражения (3). Исследования, проведенные еще в первой половине XX в., показали, что коэффициенты нормальной формулы при строгом подходе зависят от распределения масс в теле Земли. Были получены следующие выражения [43]:

$$\beta_2 = \frac{5}{2} q - \alpha^* - \frac{17}{14} q\alpha^* - \frac{2}{7} \chi_1;$$

$$\beta_1 = \frac{5}{8} q\alpha^* - \frac{1}{8} \alpha^{*2} - \frac{3}{4} \chi_1,$$

где  $\chi_1$  — показатель отступления сфероида от эллипсоида.

Показано, что любая разумная гипотеза о законе изменения плотности с глубиной приводит к следующему диапазону значений:  $-1,75 \cdot 10^{-6} < \chi_1 < -2,05 \cdot 10^{-6}$ . Если принять  $\chi_1 = -2 \cdot 10^{-6}$ , то  $\beta_1 = 7,4 \cdot 10^{-6}$ , а если  $\chi_1 = 0$ , то  $\beta_1 = 5,9 \cdot 10^{-6}$  и формула (6) характерна для эллипса. Легко видеть, например, что широко известная формула Гельмерта (1901—1909 г.)  $v_0 = 978030 (1 + 0,005302 \sin^2 B - 0,000007 \sin^2 2B)$  описывает сфероид.

Нормальный уровенный сфероид представляет собой фигуру вращения, близкую к эллипсоиду, для которой ее общая масса (при некотором почти сферически симметричном распределении плотности), угловая скорость вращения, полярный и экваториальный моменты инерции равны соответственно общей массе, угловой скорости, полярному и экваториальному моментам инерции Земли [79]. Поверхность сфероида за исключением околов полярных областей расположена над поверхностью эллипса, что видно из анализа выражения для  $\beta_2$ . Действительно, при  $\beta_2 = \pi/4$  разность силы тяжести между сфероидом и эллипсом при  $\chi_1 = -2 \cdot 10^{-6}$  близка к  $-1$  мгал, т. е. нормальное значение силы тяжести на сфероиде меньше, чем на эллипсоиде на указанное значение. Соответственно расхождение поверхностей этих фигур составит 3,7 м. Указанные оценки можно принять за максимальные погрешности, возникающие из-за игнорирования влияния распределения масс в теле Земли на выбор поверхности относительности. Заметим, что формула Гельмерта 1901—1909 гг. в максимальной мере учитывает влияние неравномерностей распределения масс.

При решении некоторых технических задач понятие сфероид связывают с иной формой поверхности, которую будем называть

техническим сфероидом. Его задание основывается на чисто геометрических соображениях. Как известно, радиус-вектор эллипсоида определяется выражением

$$r_{\text{эл}} = a_e \frac{1 - \alpha^*}{\sqrt{1 - e^2 \cos^2 \varphi}}, \quad (7)$$

где  $\varphi$  — геоцентрическая широта.

После освобождения выражения (7) от иррационального знаменателя

$$r_{\text{эл}} = a_e (1 - \alpha^*) \left( 1 + \frac{1}{2} e^2 \cos^2 \varphi + \frac{3}{8} e^4 \cos^4 \varphi + \dots \right)$$

и отбрасывания в этом разложении слагаемых, содержащих квадрат сжатия, а также членов более высоких порядков получаем выражение радиуса-вектора технического сфероида

$$r_{\text{сф}} = a_e (1 - \alpha^* \sin^2 \varphi).$$

Оценка расхождения, возникающая между техническим сфероидом и эллипсоидом, дает разность их радиусов-векторов

$$r_{\text{сф}} - r_{\text{эл}} = \frac{3}{8} a_e \alpha^{*2} \sin^2 2\varphi + O(\alpha^{*3}), \quad (8)$$

где  $O(\alpha^{*3})$  — члены разложения более высоких порядков.

Из анализа разности радиусов-векторов (8) видно, что при указанных выше параметрах земного эллипсоида максимальное расхождение поверхностей составляет 26,95 м для широты  $B = 45^\circ 09' 08''$  ( $\varphi = 44^\circ 57' 36''$ ). Поверхность технического сфероида, за исключением полюсов, всегда располагается над поверхностью эллипсоида. Отсюда следует, что при равных значениях  $a_e$  и  $\alpha^*$  объем технического сфероида превышает объем эллипса.

Аномальное гравитационное поле определяется как разность между полями, суммарным и нормальным. Его параметры — возмущающий потенциал  $T$ , аномалии силы тяжести  $\Delta g$ , высоты квазигеоида над поверхностью относимости  $e$  представляют собой нерегулярные функции криволинейных координат. Приближение этого поля какой-либо функциональной зависимостью на эллипсоиде, например функциями Ламе, достаточно громоздко. Поэтому, учитывая незначительное сжатие земного эллипсоида, обычно производят аппроксимацию нерегулярной функцией на сфере. Для этого имеется хорошо известный алгоритм, основанный на применении многочленов и присоединенных функций Лежандра (иногда называют их главными и присоединенными сферическими функциями). Представление любой произвольной функции, заданной на сфере в виде функции криволинейных координат  $L$ ,  $\theta = \pi/2 - B$ , осуществляется с помощью разложения

$$Y(\theta, L) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (A_{nm} \cos mL + B_{nm} \sin mL) P_{nm}, \quad (9)$$

где  $P_{nm}(\theta)$  — присоединенные функции Лежандра при  $m > 0$ ;  $P_{n0}(\theta) = P_n(\theta)$  — многочлены Лежандра;  $A_{nm}$ ,  $B_{nm}$  — гармонические коэффициенты, которые, как известно, при  $m=0$  называются зональными, при  $m \neq 0$  — тессеральными.

В некоторых работах [54] тессеральные коэффициенты подразделяются на секториальные ( $n=m$ ) и собственно тессеральные. Практика вычисления функций (9) не может принимать в расчет очень большое число членов. Обычно  $n \leq 20$ , хотя в отдельных случаях принималось во внимание большее количество членов разложения. При задании числа  $n$  необходимо учитывать, что с его ростом точность аппроксимации увеличивается незначительно.

Основным источником погрешностей аппроксимации при вычислении сумм (9) являются, как правило, не погрешности измерений и решения, а ошибки систематического характера, связанные с экстраполяцией нерегулярной функции на неизученные районы и заменой отсчетной поверхности эллипсоида поверхностью сферы. При экстраполяции полагают, что для неизученных районов аппроксимируемая функциональная зависимость имеет тот же характер изменения, что и для изученных. Обычно это предположение не согласуется с новыми результатами измерений и вновь вычисленные коэффициенты разложения (9) отличаются от предшествующих.

Применение спутников позволило в короткие сроки существенно увеличить объем информации о гравитационном поле Земли. Спутниковая информация имеет глобальный характер и охватывает всю поверхность Земли. Спутниковые данные позволяют уверенно определять не все коэффициенты разложения (9), а только коэффициенты для низких гармоник. Под низкими гармониками будем понимать члены разложения (9), у которых  $n \leq 8$  (длина волны  $\geq 5000$  км). Это условная граница, которой придерживается большинство исследователей. Заметим, что некоторые авторы относят указанную границу  $n \leq 6$  [382] или  $n \leq 10$  [339].

Приведем некоторые частные виды разложения (9) для различных характеристик аномального поля: возмущающего потенциала  $T$ , аномалий в свободном воздухе, высот квазигеоида  $\xi$ :

$$T = \frac{fM}{R} \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n [C_{nm} \cos(mL) + S_{nm} \sin(mL)] P_{nm}(\theta);$$

$$\Delta g = \frac{fM}{R^2} \sum_{n=0}^{\infty} (n-1) \sum_{m=0}^n [C_{nm} \cos(mL) + S_{nm} \sin(mL)] P_{nm}(\theta); \quad (10)$$

$$\xi = R \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n [C_{nm} \cos(mL) + S_{nm} \sin(mL)] P_{nm}(\theta),$$

где  $R$  — средний радиус Земли, принимаемый за шар;  $M$  — масса Земли;  $f$  — гравитационная постоянная;  $fM = 3,986013 \times 10^{14} \text{ м}^3/\text{сек}^2$  — геоцентрическая гравитационная постоянная.

Гармонические коэффициенты  $C_{nm}$  и  $S_{nm}$  обычно нормируются; при этом различают нормированные и полностью нормированные коэффициенты. Связь между ними определяется элементарными соотношениями [248]. Нормированным значениям гармонических коэффициентов соответствуют нормированные значения сферических функций  $P_{nm}(\theta)$ . В выражениях (10) отсутствуют члены с  $n=0$  и  $n=1$ . При надлежащем выборе нормального поля первый коэффициент равен нулю. Коэффициенты первой гармоники также тождественно равны нулю, если начало координат совмещено с геометрическим центром, отождествляемым с центром масс Земли, а ось аппликат совмещена с осью вращения; кроме отмеченных тождественно равны нулю и коэффициенты  $S_{n0}$ . Поэтому общее число отличных от нуля коэффициентов каждого из разложений (10) составляет  $(n+1)^2 - 4$ . С возрастанием числа  $n$  гармонические коэффициенты уменьшаются. Максимальную амплитуду обычно имеет коэффициент  $C_{20}$ .

Для исследования внутреннего строения Земли по гравиметрическим данным определенный интерес представляет изостатический редукционный потенциал. Изостатический потенциал, обусловленный влиянием одного из членов разложения (9), может быть получен из выражения [388]

$$T_{nm} = \frac{4\pi f}{2n+1} \left[ 1 - \left( \frac{a_e - d}{a_e} \right)^n \right] \frac{a_e^{n+2}}{r^{n+1}} \rho_{nm} \psi_{nm}, \quad (11)$$

где  $\rho_{nm}$  — коэффициент разложения плотности по сферическим гармоникам (9);  $d$  — глубина поверхности компенсации;  $\psi_{nm} = (C_{nm} \cos mL + S_{nm} \sin mL) P_{nm}(\theta)$ .

Учитывая уравнение  $\Delta g = -2T/R - dT/dr$ , и полагая  $R = a_e = r$ , получаем выражение аномалий силы тяжести для изостатически уравновешенной Земли:

$$\Delta g = 4\pi f \sum_{n=2}^{\infty} \frac{n-1}{2n+1} \left[ 1 - \left( \frac{a_e - d}{a_e} \right)^n \right] \sum_{m=0}^n \rho_{nm} \psi_{nm}. \quad (12)$$

Как известно из теории [54], аномалии силы тяжести, вычисленные относительно фигуры равновесия со сжатием  $\alpha^* = 1 : 299,67$ , дают отклонение реального распределения  $\Delta g$  от гидростатического эллипса.

## ГЕОМЕТРИЯ СОВРЕМЕННОГО ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ПЛИТ И ПРОБЛЕМА СТРУКТУРЫ КОНВЕКЦИИ В МАНТИИ

В предыдущей главе обсуждались физические параметры в недрах нашей планеты и теоретические предпосылки существования конвективных движений в ядре и мантии. Структуру современной мантийной конвекции позволяют нам оценивать три разнокачественных источника информации. Первый — простран-

ственное расположение литосферных плит и их границ на поверхности Земли; второй — перемещение наиболее крупных плит в системе координат, предположительно связанной с мантией; третий — генеральные черты аномального гравитационного поля, а именно структура геоида и низкие гармоники разложения  $\Delta g$  по поверхности Земли.

Пространственное расположение плит и их границ как указание на возможную картину конвекции в мантии Земли обсуждалось в предыдущей главе. Отмечалось, что высокая симметрия в расположении плит, при которой между двумя самыми крупными — Тихоокеанской и Африканской — эшеленообразно располагаются остальные эллипсоидальные по форме плиты [380], а также глобальная протяженность поясов сжатия литосферы и дивергентных границ плит позволяют предполагать простую, близкую к двухъячеистой, структуру конвекции, охватывающей всю мантию. Несмотря на то что взаимодействие плит и низкое значение вязкости астеносферы нарушает в ряде случаев простую взаимосвязь мантийных течений с движением литосферных плит, последние, как отмечалось, представляют ценную информацию о характере конвективных движений в мантии.

Абсолютное движение каждой из литосферных плит можно оценить на основании информации об их относительных движениях на границах, а также данных о движении каждой плиты относительно мантии, которая, как предполагается, записана в виде следов «горячих пятен» Уилсона — Моргана, т. е. внутриплитовых цепочек подводных вулканических гор и щелочных базальтовых провинций на континентах. Каждый из этих двух типов перемещения плит, относительные и абсолютные, является предметом специального анализа быстро развивающейся в последние годы теории относительной и абсолютной кинематики литосферных плит [441]. Остановимся на ней подробнее.

Как известно, теория тектоники плит основана на предположении об относительной жесткости отдельных литосферных плит. Проверка этого предположения и вытекающих из него следствий впервые была выполнена еще в 1968 г. У. Морганом и Кс. Ле Пишоном и позже подтверждена на основании большого количества геофизических данных. Она показала, что на протяжении сравнительно небольшого в геологическом масштабе интервала времени ( $t \leq 10^7$  лет) асейсмичные области земной поверхности, образующие литосферные плиты, в достаточно хорошем приближении ведут себя как жесткие пластины и мгновенное относительное перемещение каждой такой плиты может быть описано как вращение вокруг некоторой оси, проходящей через центр Земли [410]. Пересечение этой оси с поверхностью Земли называют полюсом вращения плиты.

Совокупность значений и направлений скоростей относительных движений на границах соседних пар плит, измеренных раз-

личными методами (магнитным — по полосовым аномалиям  $\Delta T$  океана, батиметрическим — по направлениям трансформных разломов и сейсмологическим — по механизмам в очагах землетрясений), позволяет найти векторы вращения, описывающие относительное движение всего ансамбля литосферных плит Земли. Наиболее корректно задача определения векторов вращения была решена методом максимального правдоподобия математической статистики. Решение имело вид [441]

$$\delta\vec{E} = (\hat{A}^T \hat{V} \hat{A})^{-1} \hat{A}^T \hat{V} \delta\vec{d}^\circ, \quad (13)$$

где  $\delta\vec{E}$  — отклонения искомых векторов вращения от их значений в предыдущем приближении;  $\delta\vec{d}^\circ$  — отклонение теоретических значений и направлений относительных скоростей от наблюдавших;  $\hat{V}$  — матрица погрешностей измерений наблюдавших величин;  $\hat{A} = \partial d_i / \partial E_k$  — матрица, связывающая значения и направления относительных скоростей на границах плит с искомыми векторами вращения [441];  $\hat{A}^T$  — транспонированная матрица  $\hat{A}$  (матрицы  $\hat{A}$ ,  $\hat{A}^T$  и теоретические значения относительных скоростей вычисляются со значениями векторов вращения предыдущего приближения).

Мы применили метод максимального правдоподобия [441] для вычисления глобальной модели относительного движения плит, использовав новые геофизические данные об относительных скоростях и направлениях смещения на границах плит. Всего для вычисления новой глобальной мгновенной кинематической модели было использовано 83 значения линейных скоростей на дивергентных границах и 206 азимутов направлений относительных движений, определенных по простирающим трансформным разломам и линейным магнитным аномалиям, а также горизонтальным проекциям векторов смещений в очагах землетрясений на границах плит. По сравнению с предшествующей глобальной моделью [441] нами добавлены: 2 скорости на границе Северо-Американской и Африканской плит [477], 14 скоростей на границе Северо-Американской и Евразиатской плит [95, 228, 427, 468, 477], 3 скорости и 8 азимутов на границе Африканской и Антарктической плит близ островов Буве и Принц Эдуард [325, 446, 484, 486], 24 скорости и 18 азимутов на границах плит Наска, Тихоокеанской, Кокосовой и Антарктической [369], одна скорость и 20 азимутов на границах Карибской плиты с Кокосовой и Северо-Американской [379], 14 азимутов на границах Филиппинской плиты с Евразиатской и Тихоокеанской плитами [323, 496]. Соответствующие значения скоростей и азимутов, использованные в модели [441] на приведенных выше границах, были пересмотрены. Результаты расчетов угловых векторов относительного вращения 12 наиболее крупных плит Земли (Тихоокеанской, Кокосовой, Наска, Карибской, Северо-Американской, Южно-Американской, Евразиат-

ской, Африканской, Индийской, Антарктической, Филиппинской и Аравийской) представлены в табл. 2. Положение полюсов вращения согласуется со сжатием широкого Альпийско-Гималайского пояса, в пределах которого линейные скорости сближения плит увеличиваются с запада на восток от 0,5 см/год в районе Гибралтара до 6 см/год в районе Памира и Гималаев. Это сжатие продолжается и далее вдоль Индонезийской и Меланезийской границ Индийской плиты с Евразиатской, Филиппинской и Австралийской плитами.

Таблица 2. Векторы угловой скорости относительных вращений соседних плит

| Плиты     | Координаты полюсов вращения и эллипсы доверительной вероятности |                            |                   |                            |   | Угловая скорость   |                            |
|-----------|---|----------------------------|-------------------|----------------------------|---|--------------------|----------------------------|
|           | Широта Северная   | Интервал достоверности 95% | Долгота Восточная | Интервал достоверности 95% | Угол наклона оси долготы эллипса $\alpha_c$ | Градус/10 млн. лет | Интервал достоверности 95% |
| САМ — ТИХ | 53,9°   | 3,2                        | -70,6°            | 6,5                        | -1,5°                                       | 7,8                | 0,6                        |
| КОК — ТИХ | 37,0  | 1,8                        | -105,6            | 2,8                        | -27,7                                       | 21,5               | 1,7                        |
| КОК — САМ | 25,9  | 2,1                        | -116,7            | 4,4                        | -13,2                                       | 15,2               | 1,7                        |
| КОК — НАС | -1,6  | 5,5                        | -124,5            | 5,9                        | -20,8                                       | 9,5                | 1,4                        |
| НАС — ТИХ | 56,4  | 5,6                        | -85,0             | 4,7                        | -11,2                                       | 15,8               | 0,6                        |
| НАС — АНТ | 33,9  | 12,6                       | -89,0             | 7,0                        | 7,5   | 6,4                | 1,0                        |
| ЮАМ — АНТ | -83,4   | 5,7                        | 95,2              | 73,7                       | 3,2   | 3,4                | 0,5                        |
| АНТ — ТИХ | 70,2  | 2,3                        | -79,2             | 8,0                        | 4,2   | 10,3               | 0,6                        |
| НАС — ЮАМ | 50,8  | 10,8                       | -88,6             | 6,4                        | 17,9  | 9,0                | 0,9                        |
| ИНД — ТИХ | 61,0  | 2,2                        | 0,0               | 4,5                        | -6,9  | 12,8               | 0,7                        |
| АНТ — ИНД | -13,3   | 3,8                        | -148,3            | 2,8                        | -1,0  | 6,7                | 0,3                        |
| ИНД — АФР | 17,4  | 3,2                        | 45,7              | 1,8                        | 36,5  | 6,1                | 0,4                        |
| ЕАЗ — ИНД | -22,4   | 2,5                        | -146,5            | 6,7                        | 25,6  | 7,0                | 0,6                        |
| АНТ — АФР | 10,3  | 14,8                       | 151,8             | 4,6                        | -35,2                                       | 1,66               | 0,25                       |
| САМ — АФР | -79,2   | 3,2                        | 195,4             | 45,7                       | -7,2  | 3,1                | 0,5                        |
| ЕАЗ — АФР | -29,8   | 7,8                        | 154,1             | 4,3                        | 26,5  | 1,64               | 0,8                        |
| ЮАМ — АФР | -58,8   | 9,6                        | 142,0             | 4,6                        | -10,0                                       | 3,6                | 0,3                        |
| ЮАМ — САМ | -3,0  | 21,4                       | 124,5             | 12,8                       | 4,9   | 1,61               | 0,74                       |
| ЕАЗ — САМ | 63,8  | 4,6                        | 132,3             | 7,6                        | -27,6                                       | 2,47               | 0,27                       |
| ЕАЗ — ТИХ | 66,9  | 3,0                        | -77,5             | 9,8                        | -0,6  | 9,2                | 0,8                        |
| ИНД — АРВ | 6,2   | 4,8                        | 65,4              | 6,9                        | 40,3  | 4,2                | 1,5                        |
| АРВ — АФР | 30,1  | 5,6                        | 9,5               | 24,5                       | -10,3                                       | 2,7                | 1,2                        |
| КАР — САМ | 58,8  | 43,0                       | 122,0             | 6,2                        | -37,3                                       | 1,3                | 1,3                        |
| КОК — КАР | 21,5  | 3,2                        | -114,4            | 6,1                        | -37,2                                       | 15,0               | 1,9                        |
| КАР — НАС | -49,4   | 16,2                       | 85,2              | 8,2                        | -32,3                                       | 7,6                | 1,2                        |
| КАР — ЮАМ | 51,7  | 56,0                       | -53,7             | 30,0                       | -3,6  | 1,53               | 1,0                        |
| КАР — ТИХ | 61,9  | 9,8                        | -72,7             | 7,7                        | 32,5  | 8,4                | 1,0                        |
| ФИЛ — ЕАЗ | -48,6   | 3,7                        | -24,8             | 13,0                       | -40,0                                       | 12,0               | 3,1                        |
| ФИЛ — ТИХ | -2,5  | 7,0                        | -40,7             | 2,5                        | -5,3  | 10,5               | 3,6                        |
| ФИЛ — ИНД | -58,6   | 4,2                        | -75,0             | 17,4                       | 30,5  | 13,7               | 1,2                        |

Примечания. Первая плита вращается против часовой стрелки относительно второй. Угол  $\alpha$  отсчитывается против часовой стрелки от направления на восток.

пинской и Тихоокеанской плитами. Общее состояние сжатия присуще и Карибской плите, причем рассчитанные скорости сдавливания ее соседними плитами составляют 0,3—0,4; 0,2 и 10 см/год на северной, южной и западной ее границах соответственно. Самые низкие скорости относительного движения плит на дивергентных границах наблюдаются на Арктическом участке Евразиатско-Северо-Американской границы, самые высокие — на Восточно-Тихоокеанском поднятии, на границах плит Наска и Тихоокеанской. Скорости на границах плит согласуются с балансом скоростей наращивания площадей плит и поглощения их [340], согласно которому следует ожидать направленного к северо-западу течения в верхней мантии под Тихоокеанской плитой (см. гл. I).

Информация об относительном движении литосферных плит Земли позволяет нам перейти к оценке их движения в новой системе координат, не связанной с плитами. Особый интерес, как отмечалось выше, представляет движение плит в системе координат, связанной с «горячими пятнами» Уилсона — Моргана [441, 561, 564]. Здесь исходными данными движения плит служат простирания асейсмичных подводных вулканических хребтов в пределах ложа океана и поясов щелочных базальтов на континентах. Увеличение возраста вулканических островов по мере удаления от области современной вулканической активности, которое доказано ныне для ряда островных цепей [291, 318, 375, 441], позволяет предполагать, что каждый из таких поясов подводных гор или щелочных базальтов на континентах образован при движении литосфера над областью (пятном) аномально высокого плавления или тепловой неоднородности в мантии, расположенной под областью современного вулканизма. Такое «горячее пятно» само по себе или в ответ на усилия, движущие плиты, создает область ослабленной литосферы, где концентрируются напряжения, образуются трещины и проявляется вулканализм.

Данные по относительному движению плит указывают, что с достаточной точностью можно считать «горячие пятна» неподвижными относительно друг друга за интервал времени, не превышающий 10 млн. лет [441]. Относительные скорости «горячих пятен» за такое время заведомо меньше скоростей перемещения океанических плит, и это утверждение тем более справедливо для абсолютных перемещений. Если «горячие пятна» неподвижны относительно друг друга, то азимут простирания вулканического следа движения плиты над каждым пятном указывает направление движения плиты в искомой системе координат. Построив соответствующую систему координат, можно определить в ней скорости движения плит. Естественно предполагать, что эти скорости (полученные в статистически осредненной системе) хотя бы косвенно будут характеризовать движение плит относительно мантии.

Угловые векторы вращения плит в системе «горячих пятен» определяются с помощью инверсии, полностью аналогичной той, которая применялась в модели относительных движений. Исходные данные по «абсолютному» движению плит в нашей модели, как и предыдущей [441], включали 20 азимутов простирания линейных поясов подводных гор и наземных щелочных вулканических провинций. Направление простирания соответствовало среднему за последние 10 млн. лет; погрешность определения азимутов 10—30°. Оценки скорости перемещения подводных вулканических гор основаны на определении абсолютного возраста изверженных пород. Без тщательного петрологического отбора образцов возможны значительные погрешности. Всесторонний анализ данных по островным цепям Тубуаи — Кука и Общества позволил установить скорость перемещения Тихоокеанской плиты относительно этих двух «горячих пятен» с погрешностью около 10%; скорости движения плиты  $10,7 \pm 1$  см/год и  $11,1 + 1$  см/год в пунктах с координатами  $18^\circ$  ю. ш.,  $148^\circ$  з. д. и  $29^\circ$  ю. ш.,  $141^\circ$  з. д. [318] были включены в нашу модель.

В отличие от первой кинематической модели «горячих пятен» [441], в которой раздельно определялись относительное и «абсолютное» движения плит, в нашей модели решалась задача поиска угловых векторов вращения плит с использованием данных по относительному и «абсолютному» движению. Это позволило определить не только положения мгновенных полюсов вращения всех крупных плит в системе «горячих пятен», но также вычислить эллипсы 95%-ной доверительной вероятности для каждого из этих полюсов (табл. 3). Результирующие векторы вращения для большинства плит получились достаточно близкими к векторам модели [441], однако для некоторых плит новая модель уточнила параметры. Так, существенно уменьшилась угловая скорость Антарктической плиты. Меньшая угловая скорость вращения отмечается также для плит Евразиатской, Северо-Американской, Африканской, Кокосовой и Наска. Заметим, что снижение скорости движения Африканской плиты оказывается гораздо меньшим, чем это считалось на основании приближенного анализа [318]. Как и в исходной модели, наибольшую представительность имеют азимуты следов четырех «горячих пятен»: Принц Эдуард — Крозе (0,84) и Кергелен — Гауссберг (0,37) на Антарктической плите, Реюньон — Маврикий (0,6) на Африканской плите, Мартин-Вас — Тринидад (0,3) на Южно-Американской плите. Азимуты следов от четырех «горячих пятен» в пределах Тихоокеанской плиты имеют представительность, в совокупности не превышающую 0,06, а использованные нами 2 значения скоростей перемещения плиты в районе островов Тубуаи — Кука и Общества 0,12. Следовательно, движение Тихоокеанской плиты, вычисленное на основании информации, полученной на других плитах, практически совпадает с перемещением, найденным в результате измерений на са-

Таблица 3. Векторы угловой скорости вращения плит в системе координат "горячих пятен", предположительно связанной с мантией

| Плиты* | Координаты полюсов вращения и эллипсы дополнительной вероятности |                            |                   |                            |        | Угловая скорость   |                            |
|--------|--|----------------------------|-------------------|----------------------------|--------|--------------------|----------------------------|
|        | Широта Северная  | Интервал достоверности 95% | Долгота Восточная | Интервал достоверности 95% | $\chi$ | Градус/10 млн. лет | Интервал достоверности 95% |
| ТИХ    | —67,6°   | 2,9                        | 113,6°            | 10,3                       | —1,6°  | 9,1                | 0,7                        |
| НАС    | 40,4   | 11,8                       | —95,5             | 6,3                        | 16,4   | 7,4                | 1,0                        |
| КОК    | 17,1   | 2,6                        | —113,8            | 3,5                        | —21,7  | 15,3               | 1,8                        |
| АНТ    | 61,4   | 10,8                       | —150,0            | 20,7                       | —7,2   | 1,54               | 0,7                        |
| АФР    | 39,3   | 10,8                       | —56,3             | 18,2                       | —96,3  | 1,77               | 0,4                        |
| САМ    | —60,8  | 15,0                       | —90,4             | 27,6                       | 12,8   | 2,25               | 0,5                        |
| ЮАМ    | —70,2  | 17,1                       | 178,8             | 35,2                       | —10,8  | 2,18               | 0,5                        |
| ЕАЗ    | 20,3   | 50,5                       | —159,1            | 29,8                       | —34,3  | 0,87               | 0,5                        |
| ИНД    | 27,1   | 5,8                        | 32,4              | 3,8                        | 18,4   | 6,4                | 0,4                        |
| АРВ    | 38,0   | 8,0                        | —13,7             | 25,3                       | —4,9   | 4,0                | 0,8                        |
| КАР    | —59,0  | 46,4                       | —122,9            | 92,0                       | 6,8    | I, II              | I, I                       |
| ФИЛ    | —50,2  | 13,7                       | —29,0             | 4,9                        | 39,6   | 11,5               | 3,1                        |

\* Плиты вращаются против часовой стрелки вокруг указанных полюсов. Обозначения те же, что и в табл. 2.

мой плите. Этот факт свидетельствует в пользу справедливости предположения относительной неподвижности «горячих пятен» за интервал времени порядка первых миллионов лет.

Скорости движения литосферных плит в системе координат «горячих пятен», вычисленные по данным табл. 3, приведены на рис. 7. В этой системе координат Тихоокеанская плита перемещается в северо-западном направлении с линейной скоростью в районе Гавайских островов около 10 см/год. Такое движение согласуется с ожидаемым на основании косвенных признаков о характере глобальной конвекции, рассмотренной выше. Африканская плита смещается к северо-востоку со сравнительно небольшой линейной скоростью. Тихоокеанская плита самая быстрая из всех плит, Антарктическая и Евразиатская самые медленные.

Интересно выяснить насколько согласуются эти движения с более детальной картиной конвекции, которую можно представить на основании последних данных по гравитационному полю Земли и форме геоида. Известно, что для обнаружения крупномасштабных неоднородностей, которые, по всей вероятности, должны существовать в мантии, охваченной ячейками глобальной конвекции, следует использовать карту отклонений геоида. Гравитационное поле (эквипотенциальная поверхность уровня моря) связано с внутренним гравитационным полем и отклонениями ялотности от радиально-симметричного распределения. Однако связь между высотой геоида  $\Delta G$  и гравитационными

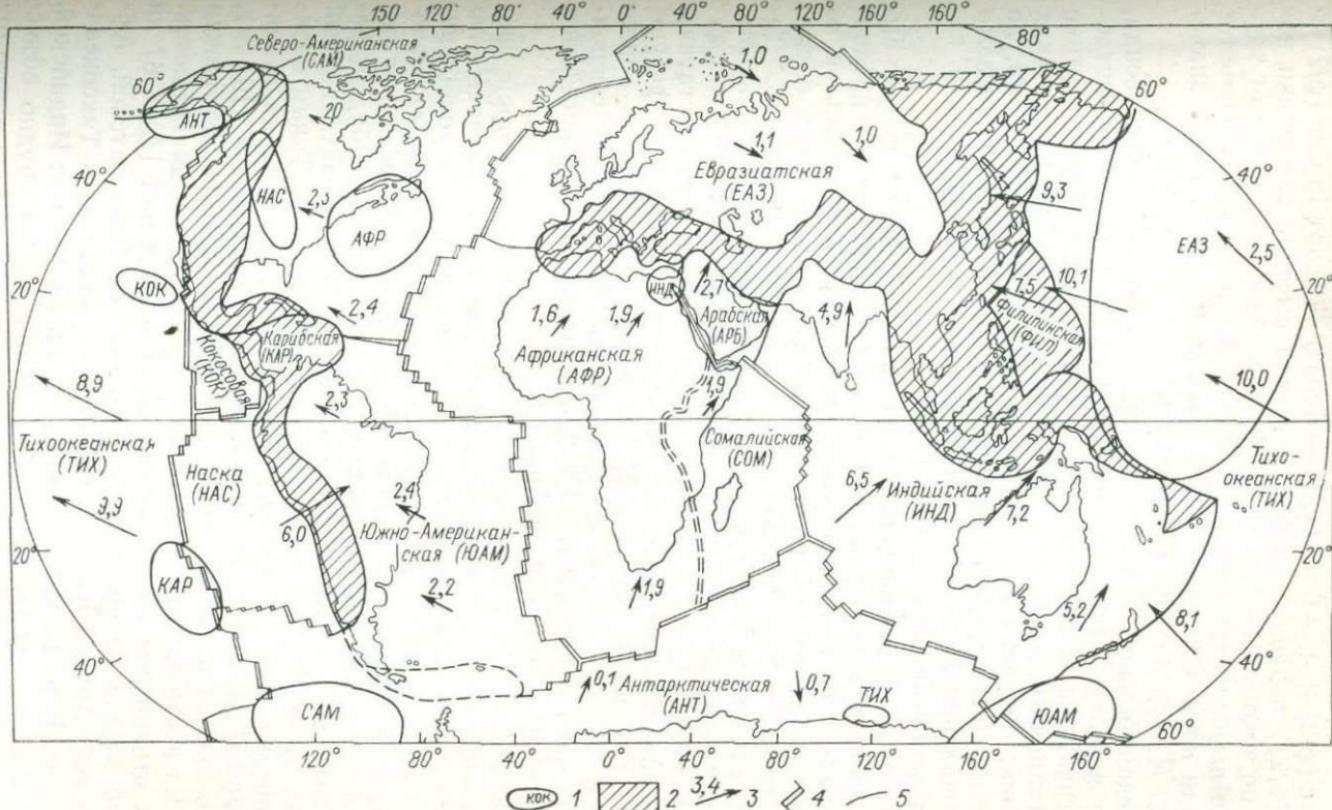


Рис. 7. Скорости движения литосферных плит в системе координат, связанной с горячими точками.  
 1 — эллипсы доверительной вероятности и положения полюсов вращения (по табл. 3); 2 — поиска планетарного сжатия; 3 — направления скоростей движения плит и их значения, см/год; 4 — оси разрастания; 5 — конвергентные границы плит.

аномалиями  $\Delta G = -4\pi g \cdot \int_S \Delta g f(\psi) d\sigma$  с весовой функцией  $f(\psi) = \text{cosec}(\psi/2) + 1 - 6 \sin(\psi/2) - 5 \cos\psi - 3 \cos\psi \ln(\sin(\psi/2)) + \sin^2(\psi/2)$  подавляет в форме геоида высокие гармоники поля  $\Delta g$  по закону  $(n-1)^{-1}$  [343] ( $\psi$  — угловое расстояние от точки, где вычисляется поднятие геоида  $\Delta G$  в пределах элемента площади  $d\sigma$ , в котором гравитационная аномалия имеет значение  $\Delta g$ ;  $R$  — средний радиус Земли).

Следовательно, функция, характеризующая форму геоида, меняется более плавно, нежели  $\Delta g$  (рис. 8, 9). Широкомасштабные структуры более очевидны в карте геоида, чем в картине гравитационных аномалий, не только из-за подавления высоких гармоник, обусловленных приповерхностными структурами, но также и в силу характера функции Стокса  $f(\psi)$ , благоприятного для выявления конвекционных ячеек типа теннисного мяча, какие предполагаются в мантии [343].

При анализе отклонений геоида вплотную встает вопрос выбора типа сфероида сравнения. Обычно для выявления предполагаемых ячеек конвекции сравнивают ундуляции геоида и по отношению к форме сфероида наилучшего совпадения, т. е. сфероида со сжатием 1/298, 256, и гравитационные аномалии. Такой сфероид наилучшим образом отображает форму Земли. Мы предпочитаем использовать гидростатический эллипсоид со сжатием 1/299, 67, так как нас интересуют именно негидростатические члены, отклонение от гидростатически равновесной фигуры Земли. Как видно из рис. 9, 10, несмотря на многие общие черты в отклонениях геоида стандартной Земли III от сфероидов со сжатием 1/298, 256 и 1/299, 67, имеются заметные отличия в районах Тихого океана и Арктики.

Предполагая изостатическое равновесие на некоторой уровенной поверхности (например, ядро — мантия), замечаем, что восходящему потоку менее плотного вещества при широкомасштабной конвекции всегда будут отвечать положительные значения  $\Delta g_{c.v}$  и отклонений геоида. Гравитационный эффект от повышения рельефа при региональной изостазии всегда будет преобладать (над центром восходящего потока) гравитационный эффект от недостатка масс в восходящем течении. Таким образом, предположив отсутствие существенных возмущений границы ядро — мантия (превосходящих по амплитуде 5—10 км), можно ожидать, что крупномасштабному повышению геоида отвечает восходящее течение, а понижению — нисходящий поток. Тогда отклонение геоида от сфероида со сжатием 1/299, 67 на первый взгляд не противоречит движениям Евразиатской, Африканской, Антарктической, Северо-Американской и Тихоокеанской плит. В то же время движение таких плит, как Индийской, Южно-Американской, Кокосовой, Филиппинской трудно объяснить в рамках концепции, по которой движение плит прямо от-

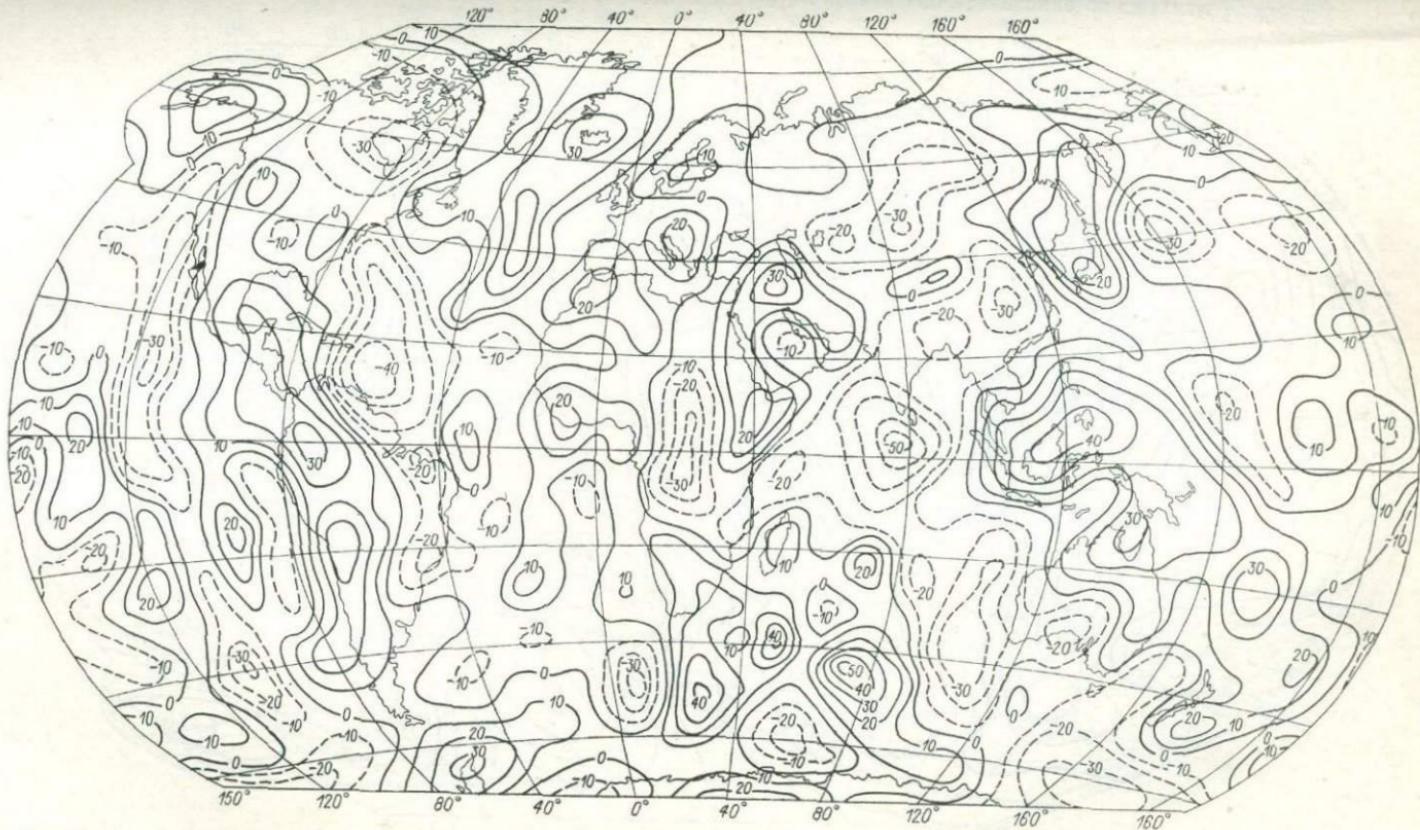


Рис. 8. Аномалии силы тяжести для стандартной Земли III (1973 г.) относительно эллипсоида со сжатием 1 : 298,256.

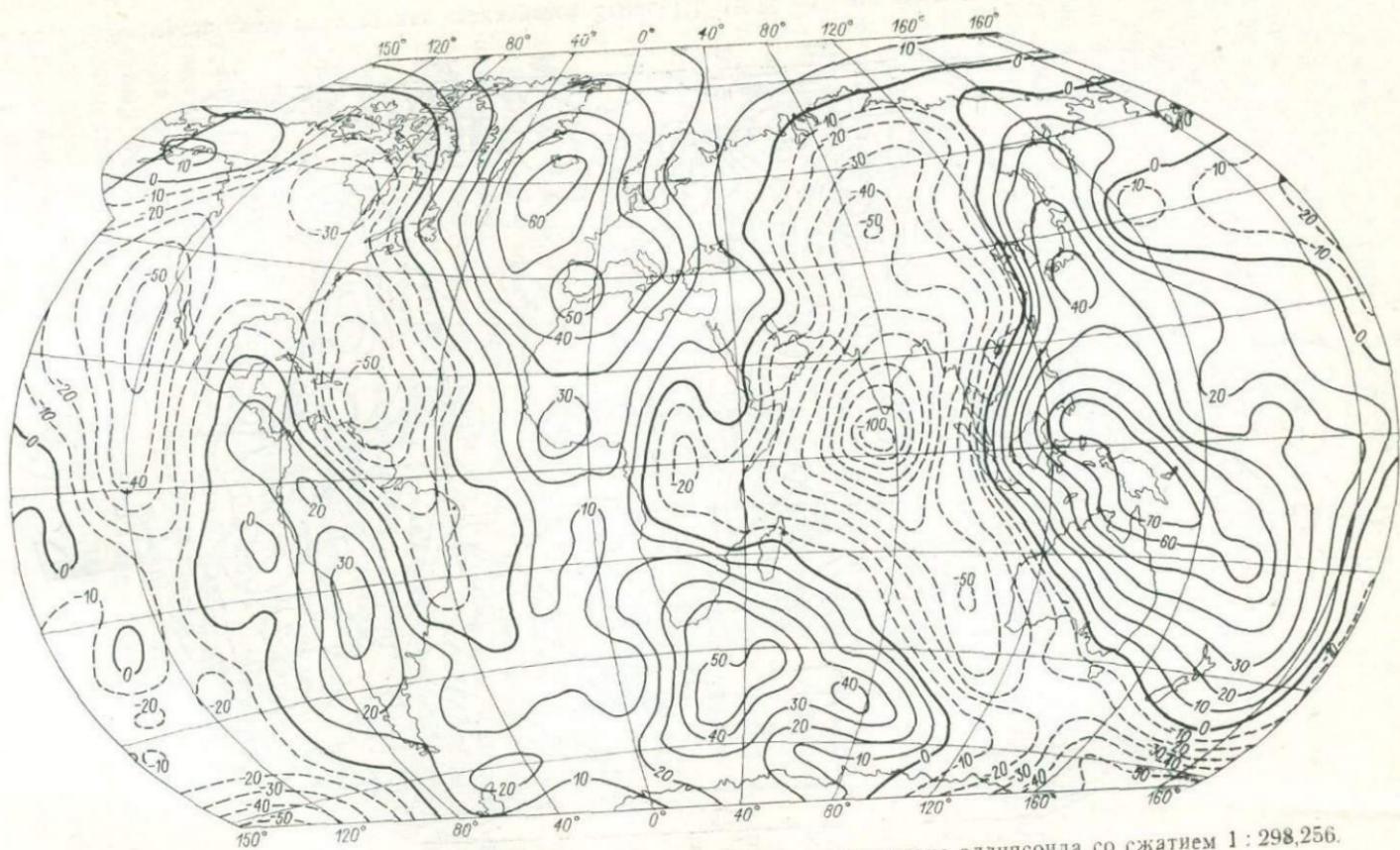


Рис. 9. Высоты квазигеоида для стандартной Земли III (1973 г.) относительно эллипсоида со сжатием 1 : 298,256.

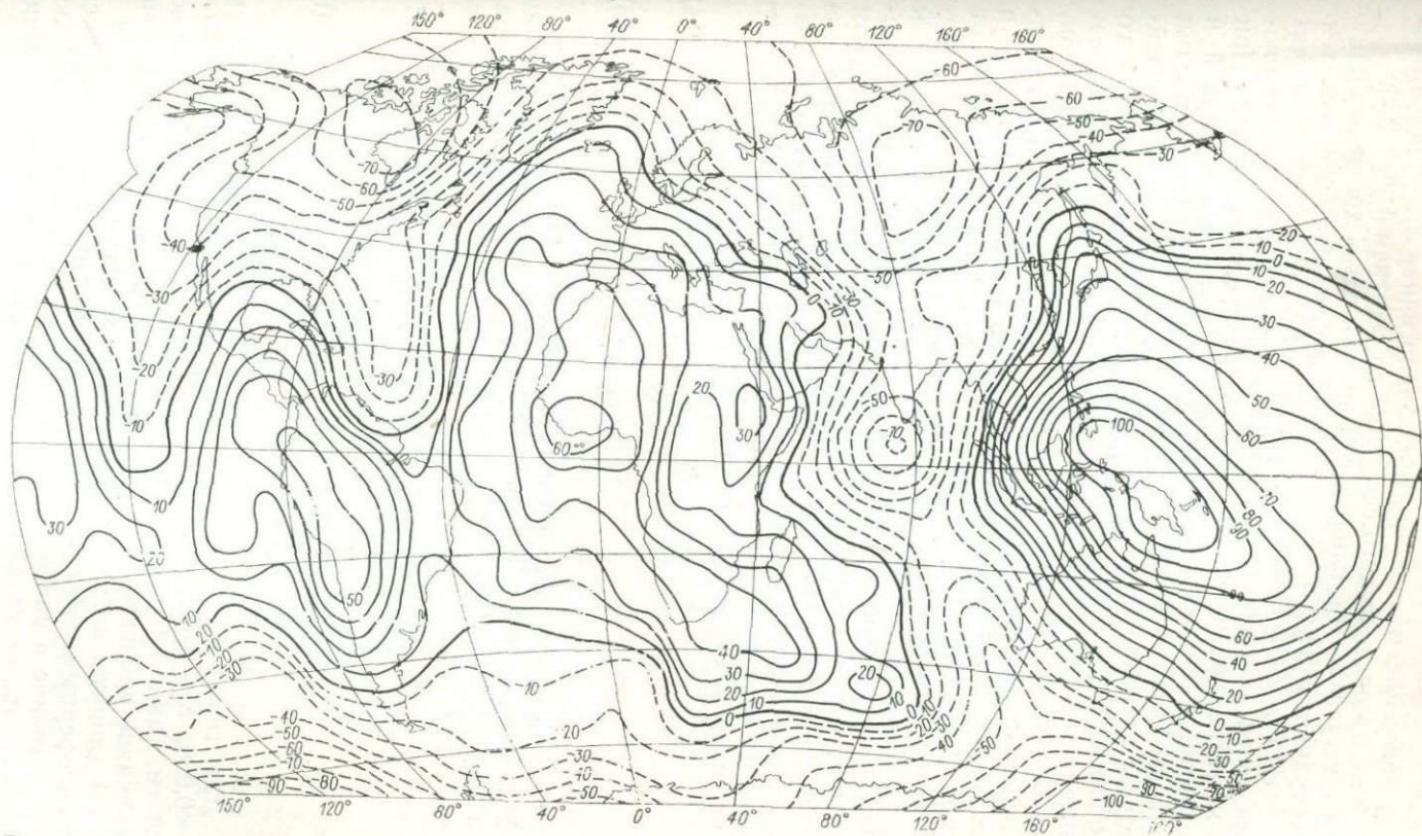


Рис. 10. Высоты квазигеоида над эллипсом со сжатием 1 : 299,67.

ражает движение масс в мантии. Аналогичная ситуация имеет место и для геодезического сфероида со сжатием 1/298, 256.

Следует учитывать, однако, что прямая связь движения плит на поверхности Земли с глобальной конвекцией осложняется прочностью каждой плиты, присутствием слоя мантии пониженной вязкости (астеносфера), до некоторой степени экранирующего мантию, механическим взаимодействием жестких плит. При сопоставлении наблюдаемого движения плит с конвекцией в мантии необходимо учесть предполагаемое воздействие мантии на плиты (зависящее и от превышения геоида) и взаимодействие плит на границах. Ввиду большого числа плит и сложного характера их взаимодействия выводы такой модели могут заметно отличаться от сделанных на основании простых оценок.

Существенная информация об условиях движения плит, распределении масс в них и астеносферного течения содержится в картах гравитационных аномалий (рис. 11). Эти аномалии от неоднородного распределения плотностей в литосфере и астеносфере до нижней мантии и ядра. Чтобы представить возможный масштаб источников аномалий  $\Delta g_{c.v}$ , обратимся к модели гармонического возмущения упругого слоя, лежащего на жидком полупространстве [432]. Согласно этой модели гравитационные аномалии и деформация геоида, вызванные гармоническим возмущением поверхности с волновым числом  $K' = 2\pi h/\lambda$  (где  $\lambda$  — длина волны возмущения), равны:

$$\Delta g = \frac{3gh\xi}{R} \cos K'x'; \quad (14)$$

$$\Delta G = \frac{3gh^2\xi}{2K'R} \cos K'x', \quad (15)$$

где  $\xi$  — амплитуда возмущения;  $x' = x/h$ ;  $R$  — радиус Земли.

Эти аномалии  $\Delta g$  поддерживаются упругими напряжениями в литосфере, максимальное значение которых оценивается выражением [432]

$$\begin{aligned} \sigma_{\max} &= \Delta g \frac{\rho R}{3} H(K') = \frac{gR\rho}{3h} K' H(K') \Delta G; \quad H(K') = \\ &= \begin{cases} e^{-1} & K' > 2; \\ 0,75(K')^{-1} & 1 < K' < 2; \\ 0,75(K')^{-2} & K' < 1. \end{cases} \end{aligned} \quad (16)$$

Для типичных отклонений геоида  $\lambda = 6000$  км,  $\Delta G = 100$  м,  $K = 0,026$ ,  $K' = 0,052$ ,  $\sigma_{\max} = 6,8 \cdot 10^4$  и  $1,7 \cdot 10^4$  бар для  $2h = 50$  и 100 км. Такие напряжения возникают не от литосферы, а имеют мантийное происхождение. Гравитационные аномалии и с меньшими длинами волн  $\lambda \approx 1200 \div 3500$  км могут быть связаны с астеносферными течениями, которые обусловливают напряженное состояние в расположенной выше литосферной плите. Такими аномалиями являются, по-видимому, гравитационный мини-

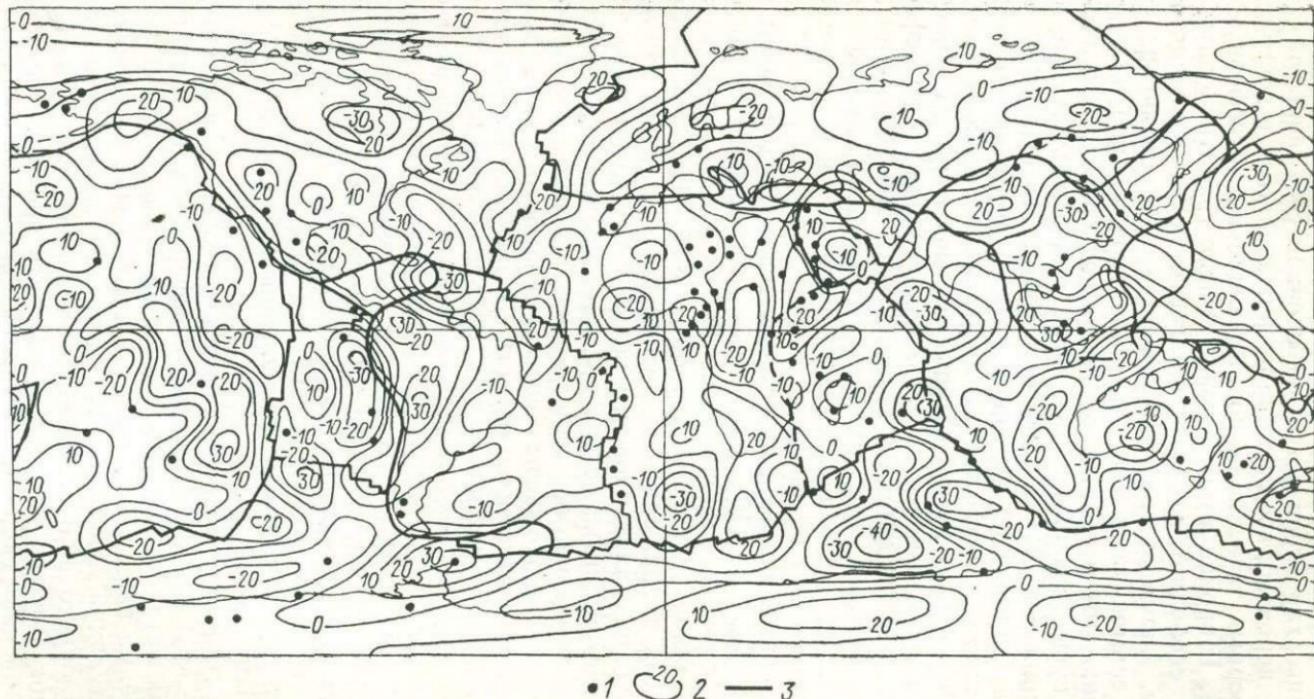


Рис. 11. Стандартная Земля III. Гравитационные аномалии, образуемые гармониками 6-го порядка и выше [564].  
1 — горячие точки; 2 — изоаномалии, мгл; 3 — границы литосферных плит.

мум к югу от Индии и максимум в Исландии. Анализ показывает, что область максимальных градиентов  $\Delta g_{c.v.}$ , окружающая эти районы, характеризуется повышенной сейсмичностью, отражающей, вероятно, воздействие погружающегося и восходящего астеносферных течений на покрывающие их литосферные плиты [541]. Широкие зоны положительных гравитационных аномалий в свободном воздухе наблюдаются над океаническими хребтами. Аномалии, наблюдавшиеся здесь со спутников, описываются гармониками 8-го, 9-го порядков и выше и согласно выражению (16) могли бы статически поддерживаться лишь при условии существования в литосфере максимальных скальвающих напряжений 1200—1500 бар [541]. Из высокочастотных аномалий с длиной волны менее 1000 км представляют интерес неизостатические сопряженные аномалии передового вала, желоба и островной дуги, которые вызываются динамическим трением погружающейся плиты о надвигающийся литосферный выступ и могут достигать по амплитуде 200—300 мгал. Для сравнения укажем, что высокочастотные аномалии континентальных окраин, связанные с неоднородностью в толще литосфера, не превосходят 60 мгал.

Аномалии, описываемые гармониками 10-го порядка и выше, по выражению (16) могут быть литосферного происхождения и не связаны с астеносферными течениями. В связи с этим представляются ошибочными работы [416, 417], использующие для анализа напряжений в литосферных плитах гармоники  $n \geq 13$  модели гравитационного поля ГЕМ-8 для Тихого океана и Африканской плиты. Авторы воспользовались формулами Ранкорна, связывающими напряжения, которые возникают в литосфере от широкомасштабного ламинарного течения под плитами, с аномалиями силы тяжести. В этой интерпретации мелкомасштабные аномалии ( $n \geq 13$ ) объясняются исключительно восходящими и нисходящими течениями в астеносфере и прочность литосферы не принимается во внимание. Каждому превышению аномалии  $\Delta g > 0$  отвечают восходящий поток и растяжение в литосфере, каждому  $\Delta g < 0$  — нисходящий поток и сжатие литосферы. Неудивительно, что восходящие и нисходящие потоки отвечают и континентальным окраинам Африканской плиты в соответствии с парными сопряженными аномалиями  $\Delta g$ , наблюдаемыми здесь.

Совместное рассмотрение пространственного расположения наиболее крупных по площади литосферных плит и их границ на поверхности Земли, геометрии современного относительного и, что весьма важно, абсолютного перемещения каждой из этих плит, ундуляций геоида и результатов разложения аномального гравитационного поля по сферическим функциям, вплоть до  $n = 25$ , показывают, что нельзя получить простого соответствия между значением скорости и направлением движения каждой из плит и структурой глобальной мантийной конвекции.

Анализ разложений гравитационного поля Земли по сферическим гармоникам и погрешностей при определении амплитуд этих гармоник показывает, что данные современных космической и геодезической служб обеспечивают измерение гравитационных полей Земли и геоида с достаточной точностью для гармоник  $n$ ,  $m$  до 25-го порядка включительно. Так, высота геоида в последних моделях стандартной Земли определяется с точностью не менее 4 м, за исключением, быть может, самых малоисследованных районов. Существующие глобальные карты аномального гравитационного поля и ундуляций геоида позволяют использовать их в качестве дополнительного критерия для распознавания возможной формы конвекционных движений в мантии. Для обнаружения крупномасштабных неоднородностей в мантии, охваченной ячейками глобальной конвекции, использование карты гравитационных аномалий геоида предпочтительнее, чем карты зональных аномалий. Предположив отсутствие существенных возмущений границы ядро — мантия (превосходящих по амплитуде самые первые километры), можно ожидать, что крупномасштабному повышению геоида отвечает восходящее течение, а понижению — нисходящее. Данные по относительному движению крупных литосферных плит, а также простижение некоторых островных цепей в океанах дают возможность оценить скорости и направления движений плит в системе координат, предположительно связанной с мантией. Сопоставление длинноволновых ундуляций геоида, позволяющих судить о форме конвекционных ячеек в мантии, не обнаруживает однозначного согласия с движением плит, хотя и не противоречит наблюдаемым движениям некоторых из них (Африканской, Антарктической и отчасти Тихоокеанской). Так как мелкомасштабные возмущения гравитационного поля Земли и поля геоида объясняются прочностью литосферы, следует крайне осторожно относиться к попыткам связывать высокие гармоники гравитационного поля с мелкомасштабной конвекцией в верхних слоях мантии.

Ундуляции геоида отражают распределение аномальных плотностей в мантии, ответственных за глобальную конвекцию. Тогда приходится признать, что гравитационное поле геодезического геоида лучше подходит для сравнения с наблюдаемым движением плит, чем гидростатического со сжатием 1/299, 67. Поэтому приходится прибегать к достаточно произвольному, хотя с общих физических позиций вполне вероятному предположению об ундуляциях поверхности внешнего ядра. Чтобы понять современную геометрию таких ундуляций (предположив, что они обусловлены плотностной дифференциацией вещества на границе ядро — мантия), необходимо попытаться установить корреляционную связь между наиболее общими чертами аномальных гравитационного и магнитного полей Земли. Хотя такая работа сейчас начата, но результаты противоречивы.

Другим весьма вероятным осложнением совместного анализа глобальной картины геометрии современного перемещения плит и зональных аномалий поля  $\Delta g$ , по нашему мнению, является значительная прочность каждой из литосферных плит, которая приводит к запаздыванию в приспособлении границ литосферных плит к структуре мантийной конвекции. В частности, если справедливы приведенные выше соображения об обратной корреляции аномальной плотности и крупных зональных аномалий силы тяжести, то наиболее мощный нисходящий мантийный поток сейчас должен быть расположен в Индийском океане между полуостровом Индостан, Австралией и Антарктидой, фокус этого потока — под о. Цейлон. Действительно, рельеф дна (в частности, желоб Оби), а также сейсмическая активность в этой области литосферы Индийской плиты позволяют предполагать, что здесь развивается новая зона поддвига — конвергентная граница плит. Другому отмеченному нами предположению, о возможном фокусе нисходящего потока под восточным краем Карибской плиты, вполне соответствует абсолютное перемещение последней.

Природу значительных (как по амплитуде, так и по площади) положительных зональных аномалий силы тяжести по всей периферии Тихого океана до некоторой степени можно объяснить с позиций тектоники плит гравитационным влиянием погружающейся в мантию под островными дугами более холодной и плотной океанической литосферой. Наконец, преимущественно положительные зональные аномалии над срединно-оceanическими хребтами получают объяснение (в рамках модели полной изостатической компенсации Пратта) постепенно остывающей и утолщающейся по мере удаления от оси хребта океанической литосферы; глубина компенсации в такой модели принимается  $\sim 100$  км.

Следует признать, что совместное позитивное обсуждение кинематики плит и природы крупных по площади зон  $\Delta g$  только еще начинается. Сейчас лишь в самых общих чертах можно описать возможные источники зональных аномалий силы тяжести, которые связаны с эволюцией литосферы «на» и «близ» границ плит и с механизмом перемещения плит, т. е. со структурой мантийной конвекции. В частности, вряд ли можно исключать из рассмотрения геодинамические модели с двухмасштабной конвекцией, в которой одна-две крупные ячей охватывают всю мантию Земли, а несколько более мелких — лишь верхнюю менее вязкую мантию. Кроме того, некоторые сравнительно близкие к поверхности аномальные плотностные источники, расположенные на глубинах около 100 км, могут быть причиной сравнительно больших по площади региональных и зональных аномалий  $\Delta g$ . Природа источников таких аномалий с общих позиций тектоники литосферы рассмотрена ниже.

Срединно-океанические хребты представляют собой важнейшую геоморфологическую провинцию дна Мирового океана. Они развиты в пределах всех океанов Земли и в совокупности образуют единую глобальную систему. Можно без преувеличения сказать, что открытие системы срединных хребтов в океане явилось крупнейшим географическим открытием XX в., а их интенсивное исследование непосредственно привело к возникновению новых идей происхождения океанов и процессов тектонического развития Земли в целом, идей, которые ныне синтезированы в теории тектоники литосферных плит.

Срединно-океанические хребты — это вытянутые непрерывные поднятия океанического дна с резко расчлененным, реже выровненным рельефом. Осевая часть хребта наиболее приподнята, на флангах по обе стороны от оси поверхность дна постепенно понижается. Различают гребневую зону хребта, состоящую из рифтовой долины, рифтовых гор и сильно расчлененного плато, и зону склона, иногда подразделяющуюся на несколько ступеней и плавно переходящую в дно океанической абиссали.

Породы осадочного происхождения, как правило, отсутствуют в гребневой зоне хребта и имеют ограниченное распространение на его склонах, выполняя отдельные локальные понижения рельефа. Их количество и стратиграфический объем закономерно увеличиваются по мере удаления от оси хребта. В результате комплексных геофизических исследований хорошо известны основные черты строения литосферы в пределах срединно-океанических хребтов. В частности, в осевой зоне установлено приближение к поверхности слоя пониженных скоростей сейсмических волн в мантии, отождествляемого с астено-сферой, а также увеличение толщины каждого из слоев океанической коры в стороны от осевой рифтовой зоны. Сейсмическая модель литосферы срединно-океанических хребтов хорошо согласуется с результатами гравиметрических наблюдений.

Весьма характерным геофизическим признаком провинции срединно-океанических хребтов является полосовое аномальное магнитное поле, представленное весьма интенсивной (до 1000 гамм и более) осевой аномалией и последовательным чередованием положительных и отрицательных магнитных аномалий на флангах хребта. Отметим, что все признаки океаническо-

го аномального магнитного поля наиболее четко проявляются именно в зонах срединно-океанических хребтов, учитывая, что молодость литосферы в этой зоне значительно облегчает определение ее возраста по магнитным данным.

Многочисленные признаки свидетельствуют о том, что осевая зона срединно-океанических хребтов является областью проявления новейшей и современной тектонической активности. Сюда относятся в первую очередь наличие действующих или недавно потухших вулканов, существование узкого, но очень протяженного пояса мелкофокусной сейсмической активности, приуроченного непосредственно к рифтовой долине, а также достоверно установленное повышение теплового потока через океаническое дно по мере приближения к оси хребта.

Перечисленные выше особенности глубинного строения и физических полей находят удовлетворительное объяснение с позиций тектоники плит, согласно которой именно рифтовые зоны срединно-океанических хребтов являются местом рождения новой океанической литосферы — осью разрастания океанического дна.

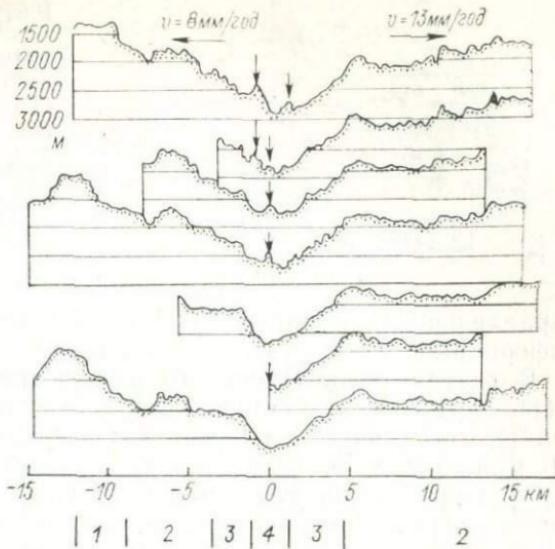
## ГЕОМОРФОЛОГИЯ РИФТОВЫХ ЗОН

Геофизические исследования дна океана, а также построенная по геоморфологическим и геофизическим данным модель мгновенного относительного движения литосферных плит показывают, что скорости раздвижения дна океана в срединно-океанических хребтах варьируют в довольно широких пределах 0,2—17 см/год. На этом основании будем подразделять срединно-океанические хребты на медленно-, средне- и быстрораздвигающиеся. Примерно половина (по протяженности) всех срединно-океанических хребтов имеет скорости раздвижения 0,5—5 см/год, т. е. относится к медленнораздвигающимся [418]. Типичными примерами таких хребтов являются Срединно-Атлантический, Карлсберг в Индийском океане, поднятие Горда. Такие хребты, как южные и северные участки Восточно-Тихоокеанского поднятия, Галапагосский рифт и Коста-Риканский, имеют средние скорости раздвижения дна 5—9 см/год.

В целом срединно-океанические хребты с такими скоростями составляют около 30% общей протяженности дивергентных границ плит. И наконец, быстрораздвигающиеся хребты со скоростями 9—17 см/год составляют 15—17% от общей длины [418]. К ним относятся только хребты, раздвигающиеся на границах Тихоокеанской плиты (Тихоокеанский-Антарктический хребет, хребет Восточно-Тихоокеанского поднятия на участке от 3 до 51° ю. ш.). Наблюдения показывают, что морфологическое выражение гребневых зон срединно-океанических хребтов существенно зависит от скорости раздвижения и, в частности, средняя рифтовая длина, ограниченная высокими горами, харак-

Рис. 12. Батиметрические профили осевой части медленнораскрывающихся рифтовых хребтов (Срединно-Атлантический хребет  $37^{\circ}$  с. ш.) [425].

1 — внешняя стенка; 2 — терраса; 3 — внутренняя стенка; 4 — внутреннее дно.



терна только для медленнораздвигающихся хребтов (рис. 12). Чтобы понять природу такого различия, рассмотрим подробнее аномальное гравитационное поле и рельеф дна в рифтовых зонах хребтов, разделяющихся с различными скоростями.

Детальными исследованиями на Срединно-Атлантическом хребте по проекту «Фэймус» (FAMOUS) установлена тонкая структура рельефа дна гребневых зон медленнораздвигающихся хребтов [268, 424, 425, 469]. В рельефе четко выделяются: 1) внутреннее дно, 2) внутренние стенки, 3) террасы, 4) внешние стенки, образующие границу срединной долины и рифтовых гор, 5) рифтовые горы (рис. 13).

Внутреннее дно (рис. 14) представляет собой депрессию осевой части хребта шириной 2—3 км, ограниченную с боков внутренними стенками. Рельеф внутреннего дна обусловлен главным образом вулканическими процессами. В центре его протягивается вулканический хребет шириной 1—1,5 км, он состоит из линейно вытянутых поднятий (удлинение 4 : 1) и депрессий между ними. Поднятия созданы за счет извержений по линейным трещинам, параллельным простиранию долины. Иногда эти линейные поднятия построены в эшеленообразные структуры, подобные тем, которые исследованы в районе  $41^{\circ}$  с. ш. Срединно-Атлантического хребта [494].

Во внутреннем дне наблюдаются довольно многочисленные трещины и сбросы; амплитуда их мала (2—10 м), рельеф внутреннего дна относительно слабо изрезан и только центральное вулканическое поднятие может достигать 200 м. Наиболее интенсивное образование трещин и сбросов, которые, как правило,

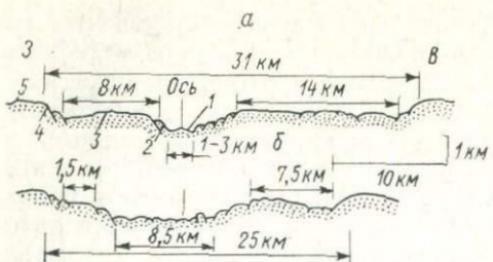


Рис. 13. Основные структурные элементы внутренней долины медленнораздвигающихся хребтов. (Проект «Фэймус».)

Рифтовая долина 2 (а) и долина 3 (б).  
1 — внутреннее дно; 2 — внутренние стены; 3 — терраса; 4 — внешние стены; 5 — рифтовые горы [425].

параллельны простианию рифтовой долины, начинается в периферийных областях внутренних долин [425].

В результате интенсивного растягивания высокая намагниченность самой молодой коры в осевой области внутренней долины уменьшается в 6 раз при возрасте океанической коры 0,6 млн. лет, т. е. уже в пределах самой внутренней долины [425]. Образование трещин и разломов, начавшееся еще в боковых зонах внутренней долины, продолжается в пределах внутренних стенок. Амплитуды уступов резко возрастают начиная с самых первых блоков внутренней стенки; в среднем они составляют 150—350 м при линейных размерах блоков в сечении от 300 до 1500 м [425]. Резкий рост тектонической активности отражается и на распределении очагов микроземлетрясений, которые группируются не вдоль оси внутренней долины, а в пределах первых уступов внутренних стенок. Уровень сейсмичности при этом довольно высокий: 10—30 микроземлетрясений в день [425]. Характеризуя разломы этой области, отметим, что плоскости сбросов с высотой уступов, превышающей 100 м, имеют среднее падение в сторону оси долины под углом 50°, а поверхность каждого такого блока имеет наклон в обратную сторону, т. е. блок запрокинут на 2—3° [425]. Между внутренними и внешними стенками располагаются террасы срединных долин (рис. 12, 13). Рельеф террас относительно ровный, ширина их (с каждой стороны долины) 5—15 км, они характеризуются пониженной тектонической активностью по сравнению с внутрен-

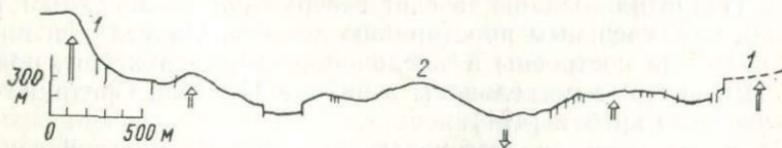


Рис. 14. Поперечное сечение внутренней рифтовой долины в Срединно-Атлантическом хребте, 37° с. ш. Стрелки указывают направление движения блоков [425].

1 — внутренние стены; 2 — центральное поднятие.

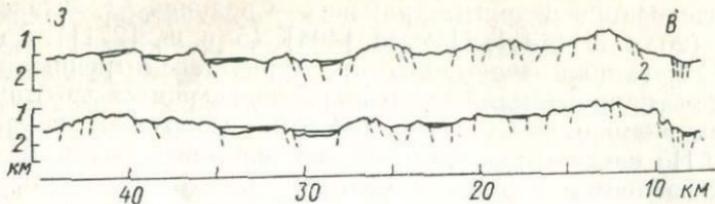


Рис. 15. Рифтовые горы гребня Срединно-Атлантического хребта, область «Фэймус» [425].

1 — внешняя стенка; 2 — основные сбросы и разломы.

ними стенками. Так, детальные исследования показали, что если в пределах внутренних стенок расстояние между разломами с высотой уступов, превосходящей 50 м, не превышает 0,8 км, то на террасах оно уже более 2,5 км [425]. В пределах террас кончается линейно вытянутые грабенообразные структуры (длиной до 20 км и глубиной 200—300 м), а также поднятия шириной 100—800 м и высотой 40—200 м, наложенные на разломные блоки. Морфология последних предполагает их вулканическое происхождение. Они приурочены в основном к краям блоков и имеют случайное распределение.

Террасы ограничены внешними стенками, определяющими ширину рифтовой долины хребта (рис. 13). Внешние стенки на 800—1000 м превышают уровень террас и на 1500—1700 м глубину внутреннего дна [425]. Эти стенки сложены отдельными блоками, поверхность которых может быть наклонена как к оси, так и от оси хребта. В последнем случае угол наклона составляет 3—8°. Высота уступов значительно варьирует от 100 до 550 м. Уступы протягиваются на 10—18 км параллельно оси хребта [425].

С внешней стороны рифтовой долины (сразу же за внешними стенками) начинаются пририфтовые горы (рис. 15). Топография рифтовых гор определяется блоковыми разломами с высотами уступов, достигающими 300 м. Крупные уступы вытянуты вдоль простирания каждого хребта на расстояние 4—8 км, а более мелкие (с амплитудой 50—100 м) простираются в виде отдельных отрезков в том же направлении на 0,5—1,5 км [425]. В отличие от срединной долины в пририфтовых горах типичны опрокинутые блоки. Сейсмичность здесь резко уменьшается по сравнению с уровнем сейсмичности внешних и внутренних стенок, но значительное увеличение плотности разломов предполагает наличие активных нормальных сбросов в коре пририфтовых гор, по крайней мере, до возраста 1,5 млн. лет. Основное превышение рельефа над уровнем дна внутренней срединной долины гасится вблизи от краев рифтовой долины, в пределах первых 10—20 км рифтовых гор (рис. 15).

Исследования в других районах Срединно-Атлантического хребта ( $20^{\circ}$  с. ш. [431],  $41^{\circ}$  с. ш. [494],  $45^{\circ}$  с. ш. [271]), а также на хр. Горда показывают, что структуры, рассмотренные выше, являются типичными для медленнораздвигавшихся хребтов. Однако их размеры могут быть разными в каждом конкретном случае. Но средние размеры сечения рифтовых долин (ограниченных внешними стенками) меняются при этом незначительно (табл. 4).

Таблица 4. Зависимость размеров срединной долины от скорости раздвижения [494]

| Хребты                         | Полускорость раздвижения, см/год | Расстояние от оси, км |               |
|--------------------------------|----------------------------------|-----------------------|---------------|
|                                |                                  | Внутренняя стена      | Внешняя стена |
| <b>Срединно-Атлантический:</b> |                                  |                       |               |
| $37^{\circ}$ с. ш. («Фэймус»)  |                                  |                       |               |
| долина 2                       | 0,8/1,3                          | 2/2,5                 | 11/20         |
| долина 3                       | 1,2/1,2                          | 5/3,5—4,0             | 10/15         |
| долина 4                       | 1,25/1,13                        | —                     | 14/12         |
| $22^{\circ}$ с. ш.             | 1,6/1,6                          | 4/5                   | 13/12         |
| Горда                          | 1,2/1,2                          | 6/5                   | 13/12         |

Примечание. Через дробь приведены значения, относящиеся к разным бортам рифтовой зоны.

Анализ топографии дна и аномального магнитного поля [424] свидетельствует, что 90% объема вулканических продуктов и наращиваемой океанической коры приходится на область внутреннего дна долины. Растижение коры в его пределах, как следует из оценок по параметрам тектонических структур, составляет всего лишь 4—6% [424]. Основное значение этого растяжения приурочено к внутренним стенкам, оно резко падает в пределах террас, хотя некоторое растяжение имеет место и здесь.

Движение по разломам позволяет объяснить большую часть морфоструктур рифтовой долины и около 95% в срединной долине [425]. Вклад вулканического рельефа в морфоструктуры с характерными размерами более 2 км крайне мал. Из общих свойств рифтовых долин отметим также явную корреляцию асимметрии в скорости раздвижения с асимметрией морфотектонических структур. Так, например, в долине 2 (в области исследования «Фэймус») склоны западной внутренней стенки ( $v=0,8$  см/год) заметно круче, чем восточной ( $v=1,3$  см/год). Различается также ширина внутренней долины и террас (табл. 4). Распределение микросейсмичности также следует асимметрии скорости спрединга. В области «Фэймус» (долина 2)

восточная и внутренняя стенки долины характеризуются более высоким уровнем сейсмичности, чем западная.

Гребневые зоны быстрораздвигающихся хребтов Восточно-Тихоокеанского поднятия в отличие от медленнораздвигающихся Срединно-Атлантического хребта не имеют такой морфотектонической структуры, как срединная долина [418, 419, 477]. Рельеф быстрораздвигающихся хребтов постепенно понижается почти от самой оси, осложняясь лишь локальными грабенами и горстами; часто гребень хребта представляет собой приподнятый на 0,3—0,8 км блок шириной 15—25 км [470, 471, 263, 418]. Типичный рельеф поверхности быстрораздвигающегося хребта показан на рис. 16, а. Здесь представлен поперечный профиль оси Восточно-Тихоокеанского поднятия со скоростью раздвижения 15 см/год. Профиль характеризует непрерывный отрезок оси хребта длиной 90 км между ближайшими трансформными разломами. Из рис. 16, а видно, что плавный рельеф приосевой зоны хребта, явно определяющийся термическим сжатием молодой литосферы, нарушается лишь в самой близости от оси (400—800 м от нее). В этой осевой части доминирующей морфоструктурой гребня является мелкий вершинный грабен глубиной до 35 м с сильно вытянутым вулканическим рельефом на его стенах. Средняя ширина главной зоны современного внедрения дайковых интрузий в грабене (кора «нулевого» возраста) около 250 м. Эта цифра соответствует ширине зоны интрузий, а лава растекается в стороны от вулканов еще на 500 м [418]. (Напомним, что близкие значения ширины зоны интрузий и лавовых течений характерны и для внутреннего дна рифтовых долин медленнораздвигающихся хребтов).

Стенки, ограничивающие грабен, представляют собой почти вертикальные сбросы с видимым вертикальным смещением около 6—10 м (рис. 16, б). Эти разломы часто построены в эшелоны, образующие от 3 до 5 субпараллельных стенок. В таких местах собственно рифтовая зона, где происходит внедрение большинства интрузий, достигает максимальной ширины 700 м, что почти в 2 раза превышает ее средние размеры (рис. 17). В сторону оси грабена эшеленообразные уступы часто заканчиваются открытыми трещинами без какого-либо вертикального смещения, а в сторону от оси они иногда переходят в линейные возвышения вулканического происхождения высотой до 15 м. Так что в той области, где периферия вершинного грабена характеризуется эшелоном уступообразных разломов, наблюдается своеобразный переход по простиранию линейных вулканических возвышений сначала в сбросы, а затем в открытые трещины (рис. 17) [418].

Непосредственно за областью разломов, ограничивающих вершинный грабен, с каждой из его сторон следует плавно поникающийся рельеф типичного вулканического поля, изредка осложненный поднятиями более поздних вулканических извер-

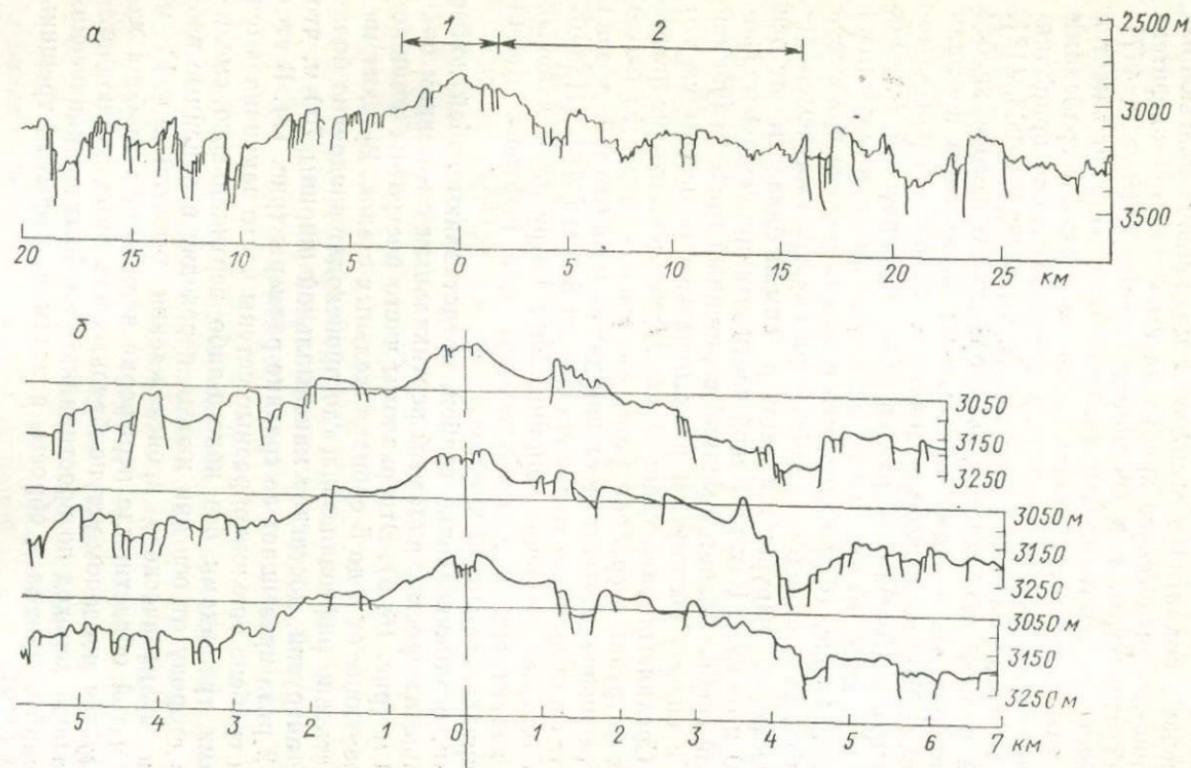
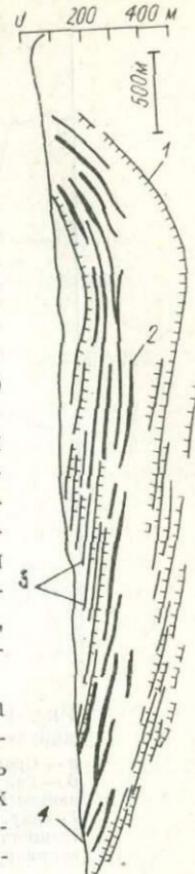


Рис. 16. Батиметрические профили Восточно-Тихоокеанского поднятия вблизи  $3^{\circ}25'$  ю. ш. [418].  
 а — гребень хребта; б — осевая часть гребня.  
 1 — осевой вулкан; 2 — краевая горсто грабеновая зона.

Рис. 17. Структура стенок, ограничивающих вершинный грабен (вид сверху).

1 — сбросы; 2 — излияния подушечных базальтовых лав вдоль стено-  
нок эшеленообразных уступов; 3 — трещины на краях эшелено-  
образных уступов; 4 — вершинный грабен [418].

жений. Подобно ситуации в медленнораздвигающихся хребтах, по мере удаления от оси на 800—1000 м постепенно понижающийся склон вулканического поля сменяется резко расчлененными участками горсто-грабеновых зон. Многочисленные разломы, сбросы и трещины, наблюдающиеся здесь, вытянуты параллельно простиранию гребневой зоны хребта, т. е. ортогонально к направлению разрастания [418]. Уступы высотой до 60 м, разломы и трещины часто ветвятся и образуют эшелон. Как показывает анализ, большинство вулканических поднятий, наблюдающихся в пределах горсто-грабеновой зоны, были обусловлены вторичными вулканическими излияниями на внешних склонах медианного грабена, а затем принесены при раздвижении дна в горсто-грабеновую область.



Рассмотренные данные по структуре рельефа гребневых зон быстро- и медленнораздвигающихся хребтов дают возможность представить наиболее характерные черты как общие для всех хребтов, так и различающие их. Изменение геоморфологии гребневых зон срединно-океанических хребтов можно иллюстрировать, переходя от медленнораздвигающихся к хребтам со средней скоростью раздвижения (Галапагосский рифт в районе  $86^{\circ}$  з. д.), а затем к хребтам с быстрым раздвижением (Восточно-Тихоокеанское поднятие,  $3^{\circ} 25'$  ю. ш.) [418] (рис. 18). Можно заметить явное сходство морфоструктуры медленнораздвигающегося хребта, обозначенной «внутренний рифт» и включающей в себя внутреннюю долину вместе с обрамляющими ее блоками внутренних стенок, с рельефом внутреннего хребта со средней скоростью раздвижения и с рельефом осевого вулканического поля быстрых хребтов.

Существенное различие начинается вне этих морфоструктур. Эволюция рельефа рифтовых долин медленнораздвигающихся хребтов демонстрирует поднятие блоков коры внутреннего дна к внутренним стенкам и далее в пределах террасы и рифтовых гор, тогда как рельеф быстрораздвигающихся хребтов не сформирован такими движениями (рис. 18). Анализ тектонических моделей, объясняющих рельеф гребневых зон срединных хребтов, начнем с осевых зон, общих для всех типов хребтов.

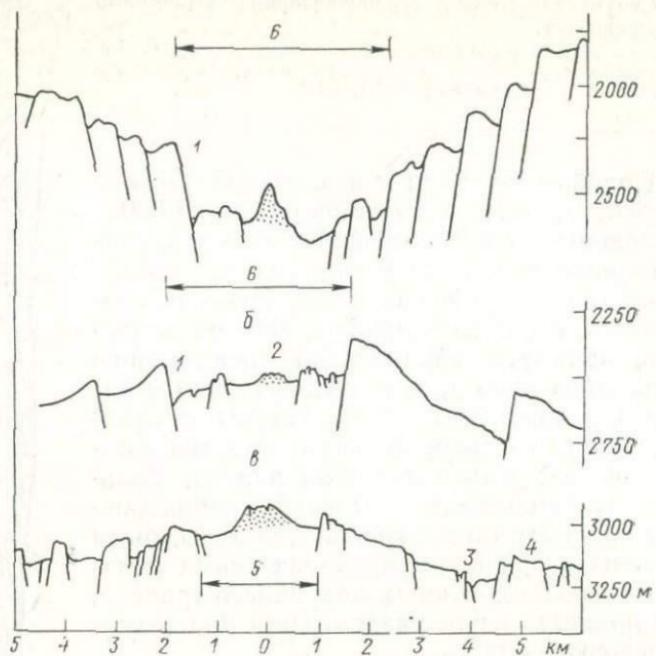


Рис. 18. Осевые зоны быстро-, средне- и медленноразделяющихся хребтов [418].

*a* — Срединно-Атлантический хребет,  $37^{\circ}$  с. ш.,  $v=2,2$  см/год; *б* — Галапагосский рифт,  $v=6,6$  см/год; *в* — Восточно-Тихоокеанское поднятие,  $3^{\circ}25'$ ,  $v=15,2$  см/год.

1 — внутренняя стена; 2 — центральное поднятие с осевыми трещинами; 3 — краевой грабен; 4 — краевой горст; 5 — осевой вулкан; б — внутренний рифт.

### ПРИРОДА РЕГИОНАЛЬНЫХ АНОМАЛИЙ $\Delta g_{c.v}$ НАД СРЕДИННО-ОКЕАНИЧЕСКИМИ ХРЕБТАМИ

Предположив полную изобарию океанической литосферы, оценим характер распределения аномалии в свободном воздухе над центральной зоной океанического рифтового хребта. Такая аномалия, представляющая собой лишь первое приближение к наблюдаемому в природе распределению  $\Delta g_{c.v}$  над срединно-океаническими хребтами, рассчитывается как топографо-изостатическая поправка по схеме Пратта — Хейфорда (рис. 19). Глубина поверхности компенсации может быть принята различной от 60 до 100 км. Одно только это условие при прочих одинаковых параметрах обуславливает вариацию амплитуды региональной аномалии  $\Delta g_{c.v}$  над осью хребта до 10 мгаль, что особенно четко проявляется при медленном разрастании. Кроме того, необходимо учесть особенности распределения плотности компенсирующих масс под осевой зоной хребта, которые в каждом конкретном регионе могут обусловливать свое отличие реальных

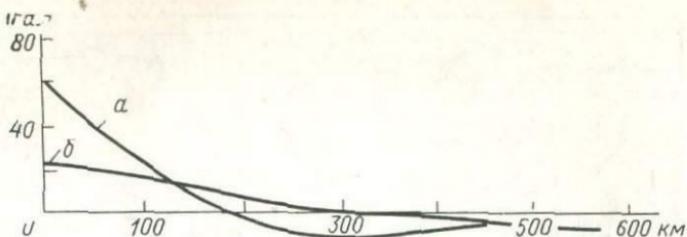


Рис. 19. Топографо-изостатическая поправка для медленно-  
(а) и быстроразрастающихся (б) рифтовых хребтов.

аномалий силы тяжести от теоретических, рассчитанных для случая полной изостазии.

Считаем, что амплитуда и форма теоретических кривых  $\Delta g_{c.v.}$ , рассчитанных для полной изостазии, позволяют объяснить характер распределения региональных аномалий в свободном воздухе над срединно-океаническими хребтами. Несмотря на то что эти морфоструктуры дна в целом уравновешены достаточно полно, над приосевыми областями хребтов почти повсеместно имеет место небольшой по амплитуде, как правило до 20—30 мгал, региональный максимум  $\Delta g_{c.v.}$  (рис. 20), который проявляется даже на карте зональных аномалий силы тяжести при разложении поля до гармоник  $m, n \leq 25$  (рис. 11). Над склонами хребтов картина регионального аномального поля  $\Delta g_{c.v.}$  достаточно сложная, но, несмотря на это, заметна тенденция к пониженным или отрицательным значениям аномалии в свободном воздухе, что объясняется наличием регионального компенсационного минимума [405]. Две такие зоны, с каждой стороны от осевой области хребта, хотя и не всегда удается проследить достаточно четко, но все же можно наметить тенденцию преобладания пониженных региональных аномалий  $\Delta g_{c.v.}$  по периферии положительной приосевой зоны хребта, шириной около сотен километров (рис. 20).

В природе распределение  $\Delta g_{c.v.}$  в значительной степени определяется реальной глубиной поверхности компенсации генерального рельефа, которая связана с изменением плотности области верхней мантии на глубинах до 200 км, особенно при переходе мантийного вещества от астеносферы в литосферу. При этом вполне естественно, что над рифтовыми хребтами с медленной скоростью разрастания региональный максимум  $\Delta g_{c.v.}$  при прочих равных условиях более выразителен, чем над быстрораскрывающимися. Примером, иллюстрирующим это теоретическое положение, является аномальное гравитационное поле над срединно-океаническими хребтами Атлантического, Индийского и Тихого океанов между экватором и  $60^{\circ}$  ю. ш. [405].

Но существуют крупные региональные особенности аномального гравитационного поля в свободном воздухе и рельефа дна близ осевых зон срединно-океанических хребтов, которые не

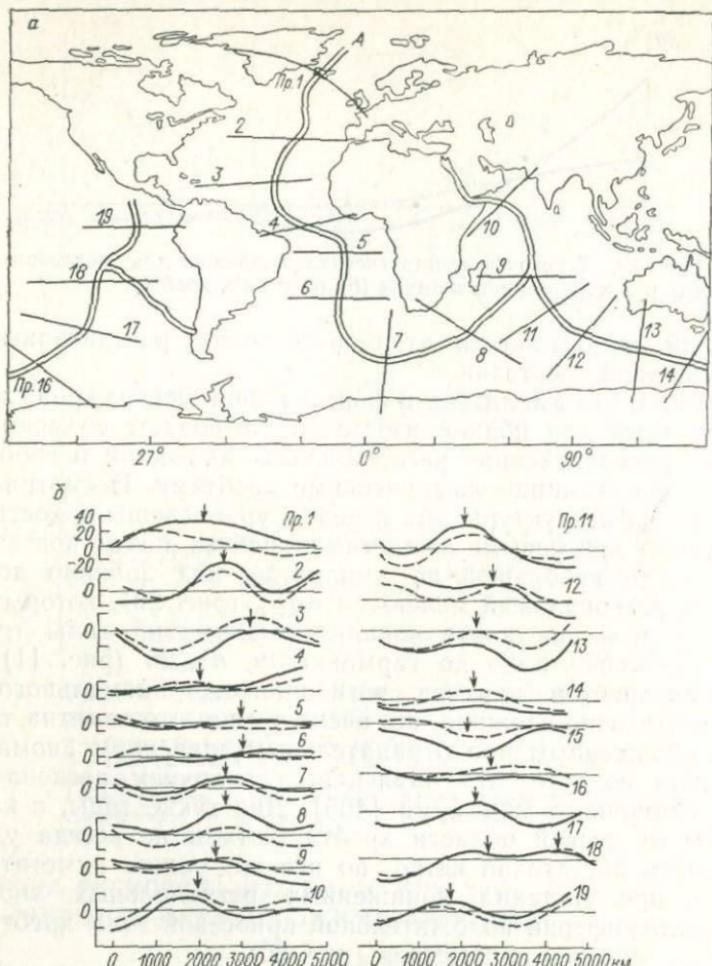


Рис. 20. Расположение профилей (а) и региональные гравитационные аномалии над срединно-океаническими хребтами (б). Сплошные линии — без учета низких гармоник, штриховые — с учетом [405].  
А — ось хребта.

удается объяснить, применяя простую модель остывания океанической литосферы (при условии соблюдения принципа изостазии). Действительно, как можно видеть на любой современной батиметрической карте Мирового океана, глубины Срединно-Атлантического хребта около Исландии и Азорских островов существенно меньше, чем средние глубины приосевых участков дна на всей остальной площади океана. Кроме этого наиболее явного факта здесь установлены и другие особенности рельефа, а также зональных аномалий гравитационного поля (рис. 21). Эти особенности получили сначала качественное [543], а потом

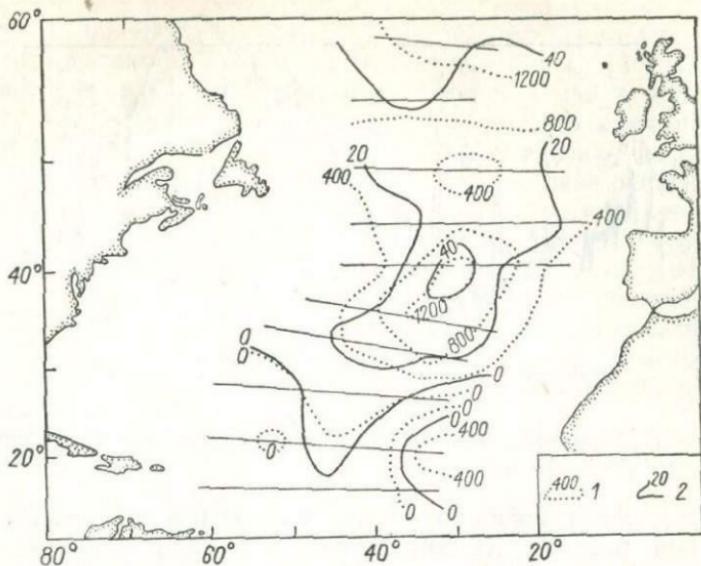


Рис. 21. Контурная схема корреляции аномальных глубин дна Северной Атлантики (1) и аномалий в свободном воздухе (2).

Среднение по пятиградусным квадратам [491].

и количественное [491, 543] объяснение в рамках модели восходящих мантийных потоков. Так как проблема природы «горячих пятен» литосферы остается дискуссионной, остановимся на анализе этого объяснения более подробно.

Анализ глубин Северной Атлантики, который был сделан после учета веса осадочного чехла и изостатического «всплыивания» поверхности океанической коры, а также их сопоставление с аномальным гравитационным полем позволили выявить определенные особенности. Во-первых, наиболее мелкие, заведомо аномальные (в функции возраста литосферы) глубины дна имеют место в районе Исландии, где амплитуда таких аномальных глубин дна превышает 1,5 км. Другой менее яркий, но вполне четкий фокус аномальных глубин приурочен к району Азорских островов. Как в первом, так и во втором случае характерный радиус каждого района близок к 1000 км (аномальный рельеф поверхности в пределах самой Исландии, а также цепи Фарерских и Азорских островов исключены из рассмотрения). Весьма наглядно аномальные глубины иллюстрирует батиметрическая кривая, проведенная вдоль оси Срединно-Атлантического хребта (рис. 22). Вдоль рифтовой оси толщина океанической коры невелика и более или менее постоянна. Поэтому такая кривая глубин дает представление об изменении поверхности «свободной» мантии вдоль профиля. Даже если исключить из рассмотрения Исландию, то и в этом случае амплитуда изменения глубин

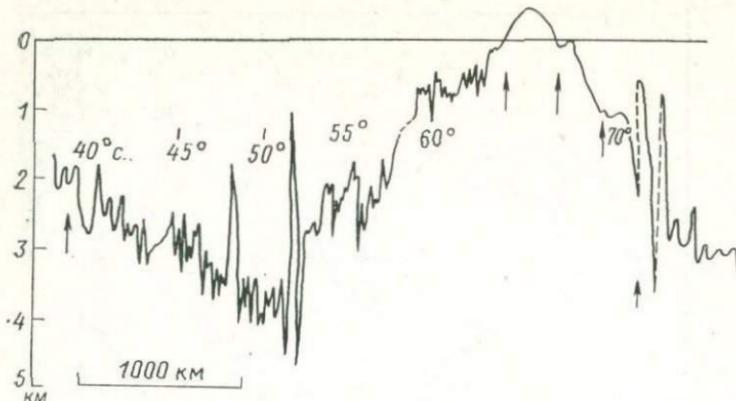


Рис. 22. Батиметрический профиль вдоль рифтовой оси Северной Атлантики [543].

бин поверхности «свободной» мантии достигает 2 км. Заметим, что такой перепад глубин происходит на расстоянии около 1000 км, следовательно, средний характерный угол «наклона» поверхности «свободной» мантии равен нескольким минутам.

Во-вторых, увеличение глубин дна в функции возраста океанической литосферы (в направлении, ортогональном к рифтовой оси) как в районе Азорских островов между 31 и 34° с. ш., так и в районе хр. Рейкьянес между 53 и 56° с. ш. оказалось существенно меньше, чем среднее для большинства районов океана. Согласно приведенной ниже базовой термической модели толщина океанической литосферы в интервале времени от 10 до 80 млн. лет увеличивается пропорционально  $t^{1/2}$  по мере остывания плиты, температура в основании которой определяется температурой солидуса базальта. Последняя зависит от всестороннего давления и от количества воды, присутствующего в мантии. Кроме того, чем больше вклад базальтовой составляющей в состав пиролитовой (или лерцолитовой) мантии Земли, тем больше при одинаковой асимптотической толщине океанической литосферы изменяется глубина дна океана.

Природу аномального горизонтального градиента изменения рельефа дна в функции возраста литосферы в районах Азорских островов и хр. Ян-Майен можно проанализировать только в рамках определенной модели. Предположим одинаковый петрологический состав верхней мантии и очень небольшое, также одинаковое количество  $H_2O$  в ней, тогда такое аномально медленное увеличение глубин по мере старения литосферы свидетельствует о ее аномально низкой асимптотической толщине. Различие в толщине между «нормальной» океанической литосферой и аномальной в районе Атлантики близ Исландии достигает 20 км, это возможно, если температура мантии в окрестностях Исландии в области радиусом около 1000 км, на глубинах,

близких к 60—80 км, превышает среднюю температуру под океаном на такой глубине примерно на 150°С [491]. Иными словами, аномальное изменение рельефа дна как в районе Исландии, так и Азорских островов объясняется влиянием аномально горячего восходящего мантийного потока. Такое предположение получает подтверждение и при анализе региональных аномалий  $\Delta g_{c.v}$  в этих регионах. Известно, что и район Исландии, и район Азорских островов характеризуются существенными положительными аномалиями силы тяжести, амплитуда которых достигает 40—50 мгал и 20—25 мгал соответственно (при различных разложениях аномального гравитационного поля по сферическим функциям значение отдельных экстремумов варьирует, чем и объясняется некоторая неопределенность приведенных выше значений  $\Delta g_{c.v}$ ).

Такие существенные положительные зональные аномалии силы тяжести можно объяснить, если допустить наличие восходящих менее плотных мантийных потоков (с фокусами под Исландией и под Азорскими островами). Предположим, что аномальная плотность каждого из них компенсирована по модели Пратта и глубина компенсации достаточно велика, например в нижней мантии или даже на ее границе с внешним ядром. Тогда более мощному исландскому восходящему мантийному течению естественно должна соответствовать и более обширная по площади и амплитуде область положительных  $\Delta g_{c.v}$ , что и наблюдается в действительности.

Интересная особенность региональных  $\Delta g_{c.v}$  и остаточных аномалий рельефа дна с учетом нормального закона изменения глубины с возрастом океанической коры получена Г. Менардом в северо-восточной области Тихого океана [437]. Здесь установлена прямая корреляция между остаточными аномалиями рельефа дна и аномалиями  $\Delta g_{c.v}$ . Характерные линейные размеры каждой из таких аномальных областей — сотни километров, амплитуда аномалий рельефа дна — первые сотни метров,  $\Delta g_{c.v}$  — первые десятки миллигал (рис. 11, 20). В качестве вероятного объяснения природы таких областей можно считать возмущение поверхности астеносфера (типа «морской зыби»), обусловленное суперпозицией различных подлитосферных мантийных течений. В этом случае находящаяся сверху литосфера будет (изгибаясь) пассивно приспособливаться к «мантийной зыби». Разумеется, такую гипотезу следует рассматривать как одну из возможных, она требует теоретической и экспериментальной проверки. Трудность экспериментальной проверки заключается в том, что, как можно ожидать из оценок вязкости астеносферы, характерный период «мантийной зыби» должен быть порядка  $10^4$ — $10^5$  лет.

Итак, в зональных аномалиях  $\Delta g_{c.v}$  (при разложении поля по сферическим функциям до  $n, m \leq 25$ ) над срединно-оceanическими хребтами будут находить отражение такие крупные гео-

динамические явления, как постепенное утолщение океанической литосферы по мере старения и остывания, восходящие и нисходящие мантийные потоки (менее и более плотного вещества), а также обусловленное этими потоками возмущение поверхности астеносферы, в которое, естественно, должна быть вовлечена и литосфера. Каждая из этих причин пока предполагается лишь на основании анализа рельефа дна и поля  $\Delta g_{c.v}$  над отдельными, как представляется наиболее рельефными по проявлению рассматриваемого явления, областями Мирового океана.

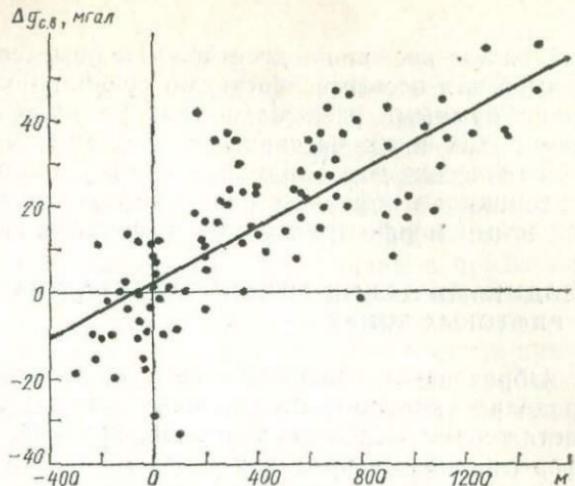
Пожалуй, не вызывает сомнений вклад в региональное поле над срединно-оceanическими хребтами распределение изостатических скомпенсированных аномальных масс, обусловленных увеличением толщины океанической литосферы с возрастом дна. Действительно, к осевой зоне всех океанических рифтовых хребтов приурочен региональный, относительный или абсолютный максимум и обрамляющие его небольшие по амплитуде, но более широкие по линейным размерам вкрест простирания минимумы  $\Delta g_{c.v}$ , не коррелирующие с рельефом дна и приуроченные к склонам хребта, а при медленной скорости раздвижения к прилегающим районам абиссальных котловин [405].

С большой долей вероятности можно предполагать наличие восходящих мантийных потоков с фокусами под Исландией, Азорскими островами и в некоторых других регионах, например в Тихом океане под островами Галапагос, а также в районе хр. Хуан-де-Фука. В каждой из этих областей положительные значения региональных аномалий силы тяжести в редукции Фая хорошо коррелируют с аномальным уменьшением глубины дна океана. Как отмечалось, данное обстоятельство наиболее рельефно проявляется на примере Северной Атлантики: зональные аномалии  $\Delta g_{c.v}$ , осредненные по пятиградусным квадратам, хорошо коррелируют с аномальными глубинами для этого района (рис. 21, 23). Сделанная нами оценка показала, что характер рельефа дна при глубине изобарической поверхности 60—100 км обуславливает зональную аномалию над осевой зоной хребта, которая по амплитуде составляет меньше половины от наблюдаемой над Исландией и по ширине значительно уже, чем последняя. Поэтому оставшуюся часть зональной аномалии силы тяжести можно объяснить, допустив, что аномально мелкие глубины дна этого обширного района обусловлены региональным подъемом поверхности «свободной» мантии.

Такой подъем поверхности и поля  $\Delta g_{c.v}$  может быть объяснен столбом менее плотной мантии с глубиной компенсации более тысячи километров. Предположим, что мантию можно аппроксимировать ньютоновым телом, тогда такая ситуация свидетельствует о восходящих глубинных мантийных потоках с фокусами под Исландией и, вероятно, под Азорскими островами. Учитывая необходимость аномально высоких температур на глубинах 60—80 км для объяснения более пологого, чем обычно, уве-

Рис. 23. Корреляционная зависимость аномалий глубин дна Северной Атлантики и аномалий в свободном воздухе.

Осреднение по пятиградусным квадратам [491].



личения глубин дна с возрастом литосферы, все вышеизложенное является серьезной дополнительной аргументацией предположения о наличии восходящих глубинных мантийных потоков над рассмотренными районами. При этом количественное сравнение рельефа и аномального гравитационного поля позволяет считать, что мощность восходящего мантийного течения под Исландией в настоящее время больше, чем под Азорскими островами.

Проблема «астеносферной зыби» (и ее отражения в региональном гравитационном поле  $\Delta g_{c,b}$  и рельфе дна океана) очень слабо изучена, она требует серьезного критического анализа в теоретическом и особенно в экспериментальном аспекте. Здесь можно добавить, что это предположение можно проверить и в континентальных условиях путем постановки долговременных высокоточных наблюдений за изменениями высоты и  $\Delta g$  по широкой сети опорных пунктов. Такие работы начаты в СССР, странах западной Европы и США. Для интерпретации результатов этих наблюдений необходимо построить глобальные и региональные теоретические модели мантийных, астеносферных течений, основанных на общих исходных геодинамических предпосылках.

Помимо рассмотренных наиболее заметных плотностных особенностей мантии, проявляющихся в зональных аномалиях силы тяжести и в рельфе дна срединно-океанических хребтов, можно ожидать в недалеком будущем выявления других мантийных источников, осложняющих общую картину поля  $\Delta g$  океана. Кроме наиболее обширных аномальных областей, которые проявляются при современном разложении поля  $\Delta g$  по сферическим функциям, над крупными морфоструктурами дна океана установлены особенности регионального поля  $\Delta g$  с характерной дли-

ной волны несколько десятков — первые сотни километров, например над осевыми участками срединно-океанических хребтов, трансформными разломами (как развивающимися в настоящее время, так и их пассивными следами), цепочками подводных вулканических гор. Геодинамическому анализу с позиций теории тектоники литосферных плит природы рельефа дна и поля  $\Delta g$  над этими морфоструктурами посвящены следующие разделы.

## ГЕОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РЕЛЬЕФА ДНА В РИФТОВЫХ ЗОНАХ

Образование поверхностных трещин нормальных разломов в пределах аккреционной границы плит вызвано горизонтальным растяжением наиболее холодной, хрупкой, верхней части литосферы. Однако в пределах узкой гребневой рифтовой зоны многие из геоморфологических черт обусловлены вертикальными силами, такими как растрескивание коры при внедрении даек из-под осевого резервуара магмы или образованием нормальных разломов вдоль границ осевого грабена при обрушении линейной кальдеры в результате высвобождения давления магмы при извержении. Эти движения имеют также и горизонтальную компоненту, зависящую от ширины даек и интенсивности разлома. Однако ориентация разломов определяется горизонтальными силами растяжения.

Изучение Срединно-Атлантического хребта в районе  $41^{\circ}$  с. ш. показало, что для медленнораздвигавшихся хребтов характерно наличие больших разломов значительной длины (до 30 км), вытянутых вдоль простирания долины и чередующихся друг за другом через  $\sim 2$  км в пределах всей срединной долины и гребневых гор [494]. Вероятнее всего предположить, что эти разломы появились впервые в пределах внутренней долины на расстоянии около 2 км от оси. Их образование можно связать с обрушением кальдеры и последующим локальным изостатическим выравниванием [494]. Заметим, что характерный интервал времени между образованием трещин порядка  $2 \cdot 10^5$  лет превосходит среднее время эпизодичности вулканизма внутреннего дна срединной долины в области «Фэймус». Эти факты позволяют предполагать, что обрушение кальдеры и локальное выравнивание, связанные с вулканизмом в осевой области, создают начальные трещины, а вязкое трение и региональное изостатическое выравнивание, которые будут рассмотрены ниже, определяют рост этих разломов, а также вертикальные смещения, создающие стенки срединной долины.

Морфологические проявления вулканизма в быстрораздвигающихся хребтах отличаются от таковых в медленнораскрывающихся, но и здесь имеет место ситуация, только что описанная для медленнораздвигавшихся хребтов. А именно, зарождение горстовых и грабеновых структур, наблюдаемое вне

вулканического поля, также обусловлено взаимодействием динамики осевого вулканизма и локального изостатического выравнивания на краях вулканического поля [418]. Рассмотрим этот процесс подробнее. Рельеф осевой части быстрораздвигающихся хребтов определяется главным образом периодическими излияниями лавы. Этот процесс начинается с основного извержения, при котором магма из-под осевого резервуара заполняет вершинный грабен и растекается по склонам вулкана в пределах вулканического поля. Резкое падение давления в магматическом резервуаре после основного извержения приводит, как отмечалось выше, к обрушению кальдеры в вершинной части, причем стенки образовавшегося при этом нового осевого грабена будут находиться внутри стенок старого вследствие расширения всей осевой области при внедрении даек [418]. После основного извержения возможны небольшие излияния через трещины, образующие невысокие (до 50 м) возвышенности на дне сформированного осевого грабена (см. рис. 16).

Отметим еще раз, что хотя именно трещинные излияния лавы, переполняющие грабен, создают первичный рельеф склонов осевого вулкана, но их наклон в конечном итоге определяется вовсе не растекающейся лавой, а быстрым изостатическим выравниванием и проседанием вне оси раздвижения [418]. Плавно опускающиеся склоны осевого вулкана подвержены региональному растяжению, подобно периферийным зонам внутреннего дна срединных долин медленнораздвигающихся хребтов. Так же как и в последних, это растяжение создает зону вертикальных трещин растяжения шириной до 500 м. В процессе накопления лав в мелком подосевом резервуаре увеличивающийся гидростатический напор в канале будет способствовать поднятию верхнего крыла близ одной из трещин растяжения. Нижнее опустится, и на изгибе (в области максимальных напряжений изгиба) произойдет раскол и смещение другой стенки блока, блок просядет, образуя грабен (рис. 24). Образование таких разломов может сопровождаться вулканализмом. Оценки показывают, что краевые грабены шириной около 500 м (рис. 24) могут образовываться при растяжении базальтовой корки толщиной 50—100 м, модуль Юнга которой  $E = (0,6 \div 0,8) \cdot 10^{12}$  дин/см<sup>2</sup>.

Отметим, что открытые трещины обнаружены в самых различных центрах раздвижения: в Исландии [306], в рифтовой долине области «Фэймус» [268], вдоль осевых поднятий Галапагосского рифта  $86^\circ$  з. д. [393, 419], в пределах осевого гребня Восточно-Тихоокеанского поднятия  $10^\circ$  с. ш.,  $6^\circ$  ю. ш. [418, 419]—везде эти открытые трещины служат подводящими каналами для гидротермальной циркуляции вод. Наиболее вероятно считать, что такие трещины растяжения тектонического или термоупругого происхождения появляются при внедрении даек, когда магма не может достичь поверхности из-за слабого гидравлического напора. Такой механизм получает некоторое

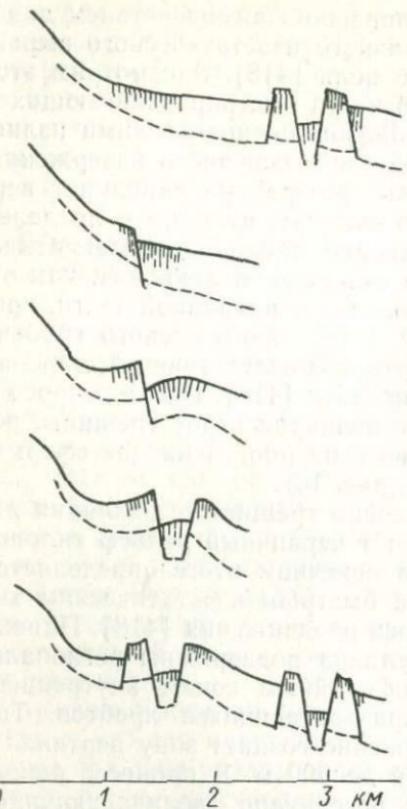


Рис. 24. Последовательные стадии образования горстов и грабенов вне осевого вулкана быстрораздвигавшихся хребтов [418]. Штриховая линия — подошва крупной коры.

подтверждение в том, что открытые трещины не наблюдаются в пределах дна вершинного грабена в быстрораздвигавшихся хребтах [418] и в центральной (до 700 м от оси) зоне внутренней части рифтовых долин медленнораздвигавшихся хребтов [425].

В быстрораздвигавшихся хребтах открытые трещины впервые появляются на продолжениях эшеленообразных разломов, ограничивающих вершинный грабен. Анализируя различия в строении быстро- и медленнораздвигавшихся хребтов, необходимо заметить, что отрезки рифтовых долин медленнораздвигавшихся хребтов всегда короткие, т. е.

пересечение осевых рифтовых долин трансформными разломами здесь сравнительно частое (через 20—30 км), тогда как быстро-раздвигавшиеся хребты характеризуются более протяженными непрерывными рифтовыми отрезками (90—100 км [418]). Природа этого явления будет обсуждаться подробнее в следующей главе, здесь только отметим, что указанное различие обусловлено во многом разной толщиной литосферы близ осевой зоны хребтов.

В быстрорастающих хребтах подосевая магматическая камера расположена ближе к поверхности, толщина литосферы в осевой зоне этих хребтов в 1,5—2 раза меньше, чем в медленнорастающих. Это подтверждается и меньшей сейсмичностью вдоль оси быстрорастающих хребтов, меньшей вертикальной изрезанностью их рельефа и хорошим соответствием топографии поверхности рельефа и поверхности в модели остывающей литосферы всего на расстоянии 0,5—0,7 км от оси (рис. 16, а). Такое близкое соответствие топографии осевого хребта модели термического охлаждения  $H=9\sqrt{t}$ , обсуждаемой ниже, даже в пределах 1 км от оси хребта свидетельствует о полной и локальной изостатической компенсации [418].

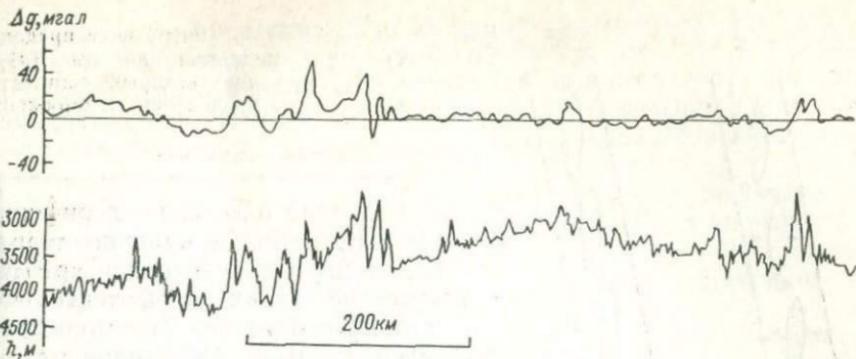


Рис. 25. Рельеф дна и гравитационные аномалии в свободном воздухе над быстрораздвигающимися хребтами.

(рис. 25). Слабая прогретая литосфера близ оси быстрораздвигающихся хребтов не может поддерживать нескомпенсированную нагрузку вулканов и горстов, поэтому, пока идет раздвижение краев плит над подосевой магматической камерой, отклонения от термического рельефа близ оси этих хребтов остаются очень небольшими по высоте (меньше 50 м), несмотря на интенсивную тектонику и быстрое накопление лав [418]. В осевой зоне медленнораздвигающихся хребтов литосфера мощнее и способна выдерживать нагрузки от морфоструктур (относительная высота которых до 0,5 км) на расстоянии 1—2 км от оси.

Картина планового расположения морфоструктурных элементов в осевой зоне позволяет предполагать, что в быстрораздвигающихся хребтах подосевая магматическая камера может непрерывно продолжаться на десятки километров. Иная картина наблюдается в медленнораздвигающихся хребтах. Здесь даже в пределах относительно коротких участков рифтовых зон (20—30 км) между трансформными разломами можно видеть еще более короткие отрезки (3—4 км), построенные в виде кулисного эшелона вдоль общего простирания дивергентной границы плит (рис. 26). Отдельные отрезки, т. е. изолированные зоны интрузий, имеют при этом в плане сигарообразный вид, вероятно, отражающий форму магматического резервуара [494]. Такое характерное построение зон интрузий медленнораздвигающихся хребтов позволяет объяснить наличие большого числа коротких разломов, наклоненных к простиранию оси хребта.

Обсуждавшиеся выше тектонические модели касались строения самой осевой зоны хребта, где общие принципы создания рельефа дна близки для всех хребтов. Рассмотрим теперь модели, которые могли бы пролить свет на природу морфотектонических черт, существенно различных для медленно- и быстрораздвигающихся хребтов. Из них прежде всего надо отметить общий горстовый характер приосевых зон для быстрораздвигающихся и долинный — для медленнораздвигающихся хребтов, а

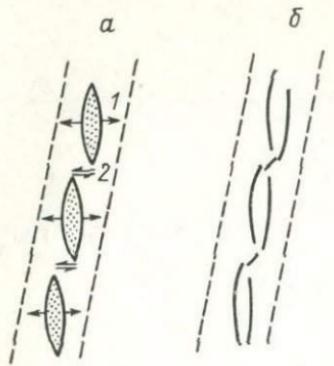


Рис. 26. Размещение зон интрузий в пределах внутреннего дна срединной долины (а) и трещины (б), появление которых ожидается от показанного распределения напряжений [494].  
1, 2 — результирующие напряжения.

также поднятие блоков по периферии внутренней долины и наличие террас для медленнораздвигавшихся хребтов и отсутствие таких морфотектонических структур близ оси быстрораздвигавшихся хребтов. Указанное различие охватывает зону шириной 20—30 км от оси.

В одной из первых моделей [263] анализировалась природа рельефа в осевых зонах океанических хребтов как следствие различия скоростей поступления лав в зону интрузий и скоростей продольных деформаций, обеспечивающих раздвигание хребта в сторону от оси. Основная идея этой и другой близкой модели [306] состоит в том, что поступающий в зоне интрузий базальт, формирующий слой 2A (см. ниже), должен удаляться из осевой зоны за счет продольных деформаций, скорость которых равна нулю на самой оси, а по периферии осевой зоны вещество переносится с постоянной скоростью равной или близкой к полускорости разрастания. Скорость поступления базальта в зоне интрузий должна быть взаимосвязана со скоростью развития продольных деформаций в той же зоне. В частности, если скорость поступления базальта выше (в среднем по сечению зоны интрузий) скорости развития продольной деформации, то образуется горст.

Интересно, что именно горстовую структуру быстрораздвигавшихся хребтов авторы этой модели (Р. Андерсон и Г. Нолтимиер) считают эталонной для строения осевой зоны. Такие системы, как они предполагают, представляют собой установленное соотношение между динамикой расширения и морфологией хребта, а осевые долины медленнораздвигавшихся хребтов следует рассматривать как аномальные образования, встречающиеся там, где периодически застывает и разрушается литосфера. Скорость поступления базальта в медленнораздвигавшихся хребтах так мала, что внедрившиеся дайки успевают остывть и затвердеть на глубине. Расширение или разделение двух плит постоянно разрушает эту застывшую границу, и новая порция расплава периодически внедряется по оси хребта. Это постоянное застывание и разламывание материала у оси хребта вызывает землетрясения и создает неровный рельеф.

На геологической шкале времени скорость расширения кажется постоянной, но в более короткие промежутки времени (соизмеримые с периодичностью землетрясений) эта скорость

представляется прерывистой. Циркуляция воды охватывает значительные глубины и еще более облегчает охлаждение лав. Предполагаемый в этой модели общий принцип соотношения скоростей поступления лав и продольных деформаций не вызывает сомнения, однако его использование в количественных моделях затруднительно.

В любом случае такая модель дает структуру, по ширине сравнимую (не больше) с шириной зоны интрузий, а значит, заранее не объясняет природу рифтовой долины и обрамляющего ее горста. Эта модель полезна для объяснения рельефа внутреннего дна долины и осевого (вершинного) грабена.

В близкой по основному принципу модели [306] предполагается, что горсты образуются в том случае, когда поступление лав достаточно велико, а скорость изостатического выравнивания (понижающего рельеф и захватывающего область более широкую, чем средняя ширина единичного лавового слоя) настолько мала, что не успевает выравнивать центральный горст (структуре более мелкого масштаба). Грабены, согласно такой модели, образуются при наличии начального общего понижения рельефа, возникшего, например, от сбросов по разломам. В такой ситуации, как предполагают авторы модели, региональная изостатическая компенсация будет повышать рельеф, приближая его к горизонтальному; как и в первом случае (при региональной компенсации), не исчезнет центральный провал.

В этой модели не ясны причины, вызывающие начальный повышенный или пониженный рельеф дна. Кроме того, региональный характер изостатической компенсации должен быть связан с толщиной и прочностью литосферы в осевой зоне, следовательно, со скоростями разрастания и накопления лав на поверхности. Эти параметры будут разными для быстро- и медленнорасширяющихся систем, следовательно, должны различаться и масштабы нескомпенсированных структур в каждом из этих случаев. Нет сомнений в том, что модели локальной деформации литосферы в осевой зоне, в которых привлекается изостатическая компенсация, полезны для объяснения таких деталей, как падение к оси слоев застывшей лавы или наличие внутреннего хребта. В то же время для рассмотрения структур большего масштаба: рифтовых долин медленнораздвигавшихся хребтов или горстовых структур быстрораздвигавшихся — необходимо предложить динамическое воздействие подлитосферных течений.

Природа топографии в осевой зоне хребта была рассмотрена с привлечением течения магмы в подводящем канале на оси хребта [403, 404]. В модели был задан канал с вертикальными стенками, образованными краями расходящихся литосферных плит. Линии тока магмы при вступлении ее в канал на глубине  $H$  предполагались направленными строго вверх, но по мере подъема магма отклоняется в стороны и, застывая, осаждается на стенках, обеспечивая прирост массы плиты пропорционально

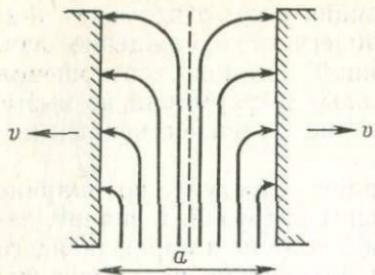


Рис. 27. Модель течения в подосевом канале магмы.  
а — ширина канала.

тальное движение на стенках канала. Движение, связанное с вертикальным восходящим течением вязкой жидкости в канале, приводит к появлению сил трения, действующих со стороны жидкости на стенки и стремящихся поднять их края выше нормального уровня.

Диссипация энергии вязкого перемещения в канале приводит к тому, что верхний уровень базальтовой жидкости устанавливается ниже гидростатического равновесия неподвижной жидкости. Использовали этот факт для объяснения горстов и рифтовых долин на гребнях срединно-океанических хребтов. Однако при таком предположении самый высокий уровень поверхностей, следовательно, и самый высокий горст, должен бы наблюдаться без восходящего движения жидкости в канале, т. е. в отсутствии раздвигания плит. Согласно модели А. Лахенбруха [403], чем больше «середняя» скорость вертикального перемещения магмы в канале, тем больше диссипативные потери при ее движении и тем ниже должен быть поверхностиный уровень базальтовых магм. Как отмечалось выше, в действительности осевые горстовые структуры обычно свойственны быстрораздвигающимся хребтам, а рифтовые долинные — медленнораздвигающимся. Поэтому, чтобы получить согласие с природными данными, в модели А. Лахенбруха необходимо показать (или предположить), что в осевом канале быстрораздвигающихся хребтов меньше потери на вязкое трение, чем в медленнораздвигающихся. Эти потери определяются не только средней скоростью движения расплавов в канале, но и шириной канала.

Обе величины связаны и с расходом массы по каналу, который для быстрораздвигающихся хребтов должен быть большим. Чтобы получить желаемое соотношение между диссипацией энергии в канале (на единицу длины хребта) и скоростью раздвигания хребта, А. Лахенбрук предполагает следующее соотношение между шириной канала  $a$  и скоростью  $v$ :

$$a/a_0 = (v/v_0)^n, \quad (17)$$

где  $a_0, v_0$  — отсчетные параметры;  $n \approx 1/3$ .

Жидкость, находящаяся в динамическом движении в вертикальном канале, из-за потерь на трение будет обладать более низким уровнем свободной поверхности, чем неподвижная жидкость при том же перепаде давления, эта идея, безусловно,

правильна. Однако имеются факторы, которые в реальной ситуации значительно изменят положение уровня, предполагаемого А. Лахенбрухом на основании формулы (17). Самые важные из них — переменная ширина канала в вертикальном сечении и переменная вязкость. Другим фактором является конечная прочность застывающей литосферы, которая может принять на себя часть давления изнутри. Этот фактор более важен для медленнораздвигающихся хребтов с более прочной и толстой литосферой. Модель А. Лахенбруха может оказаться полезной в анализе течения при внедрении отдельных даек, т. е. для узких протяженных вертикальных каналов с ньютоновским поведением вязкой жидкости, в частности при определении гидростатического уровня в них и установлении связи его с шириной дайки и напорным давлением, когда не используется соотношение (17).

Интересно объяснили природу топографии хребтов с помощью модели «шейки» Ж. Франшето и П. Таппонье [329]. В этой модели рассматривается динамическая природа возникновения долинной структуры осевых зон медленнораздвигающихся хребтов. Характер течения и реология предполагаются значительно ближе к реальным условиям, чем в модели А. Лахенбруха. В приосевой зоне океанической литосферы авторы модели задают положение нижней границы литосферы и распределение температуры по глубине и на расстоянии от оси хребта, используя известные теоретические расчеты остывания литосферы [453]. Предполагается, что в приосевой области хребта скорости деформации в вещества океанической литосферы связаны с интенсивностью напряжений сдвига  $\tau$  через обобщенный закон стационарной ползучести:

$$\dot{\varepsilon} = A \tau^n e^{-E^*/(kT)}, \quad (18)$$

где  $A$  — константа.

Предположим, что литосфера утолщается за счет излияния лав на поверхность и их охлаждения, но одновременно литосфера и утоняется в общем поле растяжения, вызванном действием сил, растаскивающих плиты от оси хребта.

Таким образом, в модели заданы распределение температур и поле деформации в океанической литосфере. Вопрос, на который модель должна дать ответ, формулируется следующим образом: могут ли указанные (конечно, в разумных пределах) распределения деформаций и температур в литосфере объяснить характерную топографию осевых рифтовых долин срединно-океанических хребтов? Соотношение (18) позволяет по известным температуре и деформации оценить напряжение в осевой зоне. Оценки Ж. Франшето и П. Таппонье показывают, что если в центральной области преобладают напряжения, связанные с растяжением литосферы, то в периферийной зоне (на расстоянии 8—15 км от оси) появляются значительные сдвиговые напряжения сжатия, достаточные для того, чтобы вызвать взбро-

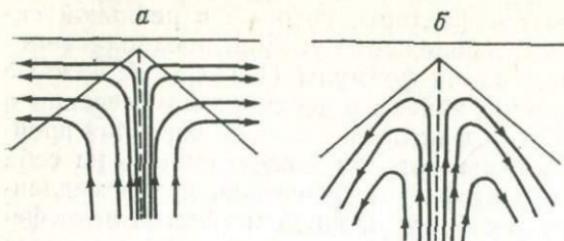


Рис. 28. Течения под литосферой в окрестности зоны интрузий.

Тип течения: а — «на стеки», обеспечивающий прирост массы литосферы, б — восходящая струя.

совые движения по сколам блоков, опрокинутых в сторону от оси. Таким образом, распределение температур и деформаций, достаточно характерные для раздвижения литосферных плит, позволяют в рамках модели объяснить морфологию рельефа поверхности рифтовой зоны. Конечно, оценки носят частный характер. Они зависят от выбора поля деформаций и температур, к тому же в них не проявляется специфичность быстрораздвигающихся хребтов, по крайней мере, трудно ожидать в рамках этой модели, что более высокие скорости раздвижения приведут к качественно новым формам рельефа поверхности литосферы. Однако доказательство с помощью модели «шайки» принципиальной возможности объяснения приосевой долины внутрилитосферными «течениями» можно считать полезным для дальнейшего развития этого направления геодинамических исследований.

Интересно отметить, что переход от преобладающих растягивающих напряжений в центре долины к напряжениям, обеспечивающим взброс (на краях долины) является, по-видимому, общим свойством расходящегося пассивного течения вязкой жидкости в клинообразной области, образованной подошвой литосферы в осевой зоне (рис. 28, а). Действительно, при условии  $v_x = \pm v$  при  $\theta = \pm \theta_0$  (т. е. на сторонах клина  $\theta = \pm \theta_0$ ) скорость постоянна и направлена по оси  $x$ ) решение бигармонического уравнения (см., например, [148]) дает составляющие  $v_r$  и  $v_\theta$  скорости жидкости в виде

$$v_r = (v/\delta) [\theta \sin \theta - \sin^2 \theta_0 \cos \theta];$$

$$v_\theta = (v/\delta) [\cos^2 \theta_0 \sin \theta - \theta \cos \theta],$$

где  $\delta = \theta_0 - \sin \theta_0 \cos \theta_0$ ;  $r, \theta$  — полярные координаты точек внутри клина;  $\theta_0$  — угол раскрытия клина.

Используя уравнение Навье — Стокса в полярных координатах (стационарный случай, инерционные члены пренебрегаются, коэффициент вязкости постоянный), определяем составляющие тензора деформаций:

$$\sigma_{rr} = \sigma_{\theta\theta} = -p = +[2v/(dr)] \cos \theta;$$

$$\sigma_{r\theta} = 2v U_{r\theta} = [2v/(dr)] \sin \theta. \quad (19)$$

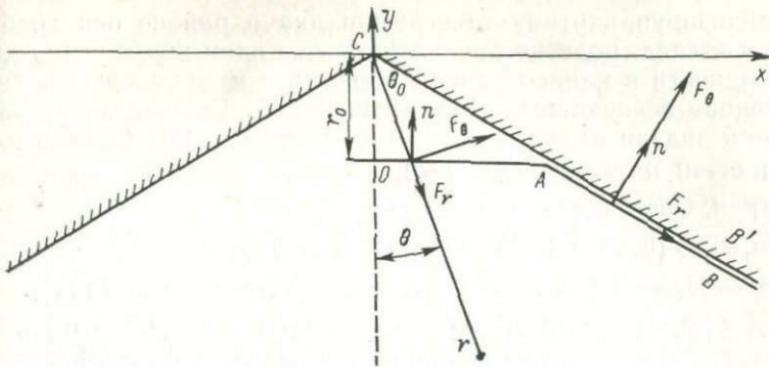


Рис. 29. Распределение сил, действующих внутри жидкости и на границах клинообразной области течений.

В выражении (19) рассмотрена лишь сверхизостатическая часть тензора. Зная составляющие тензора напряжений жидкости  $\sigma_{ik}$ , можно оценить силы, действующие на различные площадки, соприкасающиеся с жидкостью:

$$F_i = \Sigma \sigma_{ik} n_k,$$

где  $n_k$  — нормаль к площадке, направленная внутрь жидкости.

Так, на единицу боковой поверхности клина со стороны жидкости будет действовать сила  $F_x = -2vv/\delta r$ ,  $F_y = 0$  (рис. 29). Следовательно, вязкая жидкость удерживает стенки литосферы, препятствуя их раздвижению. Этот эффект аналогичен эффекту отрицательного давления на стенках вертикального канала в модели А. Лахенбруха, также препятствующего разделению плит. Силы, стимулирующие движение плит от хребта, приложены к основанию литосферы и в стороне от оси. Наличие силы на участке пассивного осаждения материала вызывает общее растяжение литосферы в зоне шириной несколько десятков километров от оси. Интересным является и распределение сил, действующих по площадке  $y = \text{const}$  в жидкости (рис. 29). Вертикальная составляющая этой силы (со стороны жидкости на площадку вверх)  $F_y = -[2vv/(r_0\delta)](\cos^2 \theta - \sin^2 \theta)$ , где  $r_0$  — расстояние до горизонтальной площадки по оси  $\theta = 0$ .

Следовательно, в центральном секторе ( $0 \leq |\theta| \leq \pi/4$ ) со стороны жидкости на площадку действует снова сила разрежения, она затягивает кору вниз; течение пассивно и расплав увлекается вверх силой  $F_y$ . В боковых же секторах ( $\pi/4 \leq |\theta| \leq \theta_0$ )  $F_y > 0$  и жидкость как бы выталкивает кору вверх. Конечно, описание течения астеносферы под осевой зоной хребта как ньютоновской жидкости с постоянной вязкостью в клинообразной области достаточно схематично. Это решение к тому же имеет особенность в вершине клина. Однако оно представляет ценность для качественного описания картины.

Анализируя картину топографии дна в районе оси хребта, на наш взгляд, полезно рассмотреть еще один вид течения вязкой жидкости в клинообразной области, а именно течение типа «активной» восходящей струи (рис. 28, б). Граничные условия для этой задачи имеют вид  $v_r = v_\theta = 0$  при  $\theta = \pm \theta_0$  (стенки клина) и  $v_\theta = 0$ ,  $v_r = -v_\mu$  при  $\theta = 0$ , где  $v_\mu$  — заданная скорость по оси струи. Составляющие скорости

$$v_\theta = -(\theta_0 \sin \theta + A \theta \sin \theta + B \theta \cos \theta) D;$$

$$v_r = [\theta_0 \cos \theta + A (\sin \theta + \theta \cos \theta) + B (\cos \theta - \theta \sin \theta) D],$$

где  $A = [\sin(2\theta_0)/(2\theta_0)] - 1$ ;  $B = -\sin^2 \theta_0 / \theta_0$ ;  $D = v_\mu \theta_0 / (\theta_0^2 - \sin^2 \theta_0)$ . Распределение давления описывается формулой

$$P(r, \theta) = \rho g r \cos \theta + (2vD/r)(A \sin \theta + B \cos \theta).$$

Для силы, действующей на единицу площади боковой поверхности со стороны жидкости, получаем выражение ( $\theta > 0$ )

$$F_x = (2vD/r)B; \quad F_y = (2vD/r)A.$$

Силы  $F_x$ , как и следовало ожидать, толкают плиты от оси (в отличие от предыдущего случая), силы  $F_y$  действуют на плиты вверх, воздымая их края. Действие воздымающейся жидкости на свободную горизонтальную поверхность сводится к почти однородному воздыманию с незначительным максимумом при  $\theta = \pi/4$ .

На наш взгляд, топография гребней срединных хребтов во многом объясняется динамикой взаимодействия двух рассмотренных выше астеносферных течений. Течение типа восходящей струи будет существовать в природе потому, что, видимо, не вся воздымающаяся астеносферная масса осаждается на нижней границе литосфера. Часть этой массы, и вполне вероятно значительная, будет возвращаться в мантию. Первое течение соответствует потоку, осаждающемуся на стенках литосфера, второе — потоку возвращающихся масс. Оба течения существуют одновременно. Для медленнораздвигающихся хребтов поток типа восходящей струи находится относительно глубоко под осевой зоной и приближается к подошве литосфера далеко от оси хребта. Тогда доминирующее влияние первого течения приводит, как было показано выше, к образованию осевой впадины срединно-океанического хребта.

Слово «доминирующее» нельзя понимать буквально, так как в любом случае только взаимодействие двух течений создает свойства растяжения в осевой зоне хребта, если не предполагать наличие других сил, растягивающих литосферу (рассмотренных в гл. II, III). Таким образом, в медленнораздвигающихся хребтах осевую зону можно рассматривать как область преобладающего действия течения первого типа. Не последнюю роль играет здесь и относительно высокая вязкость вещества, а также более мощная литосфера. Для быстрораздвигающихся

хребтов магма подходит близко к поверхности и течение типа восходящей струи может играть существенную роль, определяя плавный приподнятый рельеф дна в осевой зоне хребта. Предположим, что и вязкость астеносферы под быстрораздвигающимися хребтами меньше, хотя бы из-за разных температурных и временных условий.

Среднее воздействие астеносферных течений на литосферу в осевой зоне быстрораздвигающихся хребтов должно быть меньше, а прогретая и тонкая литосфера более пластична. Этим объясняется относительно плавный рельеф осевой зоны этих хребтов. Слабая литосфера, а также меньшее значение вязкого горизонтального воздействия мантийного вещества, поднимающегося близко к поверхности, приводит для быстрораздвигающихся хребтов к меньшим аномалиям в свободном воздухе в радиусе  $\pm 30$  км от оси. Отметим, что вопрос, почему горстовая структура быстрораздвигающихся хребтов имеет размеры сечения, близкие к сечению рифтовой долины медленнораздвигающихся хребтов, остается открытым. Подробное изучение этих структур в будущем прольет свет на физические причины этого интересного природного явления.

\* \* \*

Итак, широкомасштабная конвекция, охватывающая всю мантию и вызывающая глобальное перемещение плит по поверхности Земли, порождает ряд вторичных мантийных течений, более мелких по размерам. Течения в мантии типа восходящих струй позволяют, как мы видели, объяснить некоторые черты рельефа близ гребня срединно-океанических хребтов. Малая скорость раскрытия и соответственно малая скорость поступления расплава из верхов астеносферы обусловливают большую толщину литосферы в осевой области медленнораздвигающихся хребтов. Рельеф этих хребтов более изрезан, а сейсмичность и амплитуда аномалий  $\Delta g$  больше, чем для тонкой литосферы в близосевовой области быстрораздвигающихся хребтов, которая близка к локальной изостазии.

Как правило, литосфера срединно-океанических хребтов уравновешена уже на расстоянии  $\sim 100$  км от оси. При этом имеются обширные области аномальных поднятий дна (например, близ Исландии, близ Азорских островов в Северной Атлантике, близ Галапагос — в Тихом океане и некоторые другие), где гравитационные и геохимические, а также геотермические и батиметрические данные позволяют предположить наличие здесь восходящих мантийных потоков типа «горячих струй».

# Глава V ЭВОЛЮЦИЯ ОКЕАНИЧЕСКОЙ ЛИТОСФЕРЫ И УВЕЛИЧЕНИЕ ГЛУБИНЫ ОКЕАНА

---

В предыдущей главе рассмотрен начальный процесс образования литосферы в осевой зоне хребта при поднятии магмы и ее застывании в виде тонкой хрупкой корки. Это движение является малой частью перемещения масс в широкомасштабной конвекции мантии. Восходящие и латеральные потоки, связанные с глобальной конвекцией, воздействуя на плиты, перемещают их в стороны от гребня хребта и вызывают общее состояние растяжения в осевой зоне срединно-океанических хребтов. По мере удаления на фланги хребтов постепенно остывает литосфера и мантия. Новые массы мантии, кристаллизуясь, наращивают литосферную плиту снизу. В результате литосфера утолщается, меняются плотности слоев и состав литосферы с возрастом, постепенно погружается дно океана. Эти процессы, связанные с термической эволюцией граничного слоя конвекции, рассматриваются в настоящей главе.

## ВОЗРАСТ ОКЕАНИЧЕСКОЙ ЛИТОСФЕРЫ

Прежде чем исследовать причину зависимости изменения глубины погружения рельефа дна океана и толщины литосферы от возраста, остановимся кратко на способах определения возраста океанической коры. Наиболее широкое применение в последние годы в практике морских геофизических работ получил метод датировки возраста дна океана по распределению линейных магнитных аномалий.

После того как была высказана концепция разрастания океанического дна, Ф. Вайн и Д. Мэтьюз [539] объяснили природу линейных магнитных аномальных зон намагниченностью поступающих по рифтовой трещине и застывающих у поверхности мантийных дифференциатов в условиях регулярных периодических инверсий главного геомагнитного поля. Вещество новообразующейся коры по мере охлаждения при температуре ниже точки Кюри приобретает остаточную намагниченность. Когда происходит инверсия геомагнитного поля, новые порции остывающих в осевой части срединного хребта пород приобретают намагниченность, обратную по отношению к обрамляющим ее зонам. В процессе раздвижения краев плит создается различие в направлении намагниченности соседних участков океанической коры, грубо симметричное относительно рифтовой трещины, ко-

торое сохраняется при последующих перемещениях литосферы. С этих позиций океаническую кору можно рассматривать как магнитоактивный слой, состоящий в первом приближении из последовательности прямо и обратно намагниченных блоков, вытянутых параллельно рифтовой трещине и симметрично относительно нее.

При относительно однородном петрологическом составе океанической коры аномальное поле океана будет зависеть от широты места, а также от направления и скорости раскрытия рифтовой трещины; последний фактор определяет ширину и в некоторой степени форму одновозрастных аномальных зон, тогда как первые два (при прочих равных условиях) определяют прежде всего амплитуду и форму магнитных аномалий в различных участках океана. Так, например, над Восточно-Тихоокеанским хребтом, где скорость разрастания велика, соответствующие магнитные аномалии более широкие, чем над Срединно-Атлантическим, где скорость разрастания существенно меньше. Установлено, что к рифтовой трещине развивающегося океанического хребта приурочена отчетливая осевая аномалия, прослеживаемая на многие тысячи километров и резко выделяющаяся по амплитуде на фоне соседних аномалий.

Этот признак позволил американским и французским геофизикам (У. Питману, Дж. Херцлеру, Кс. Ле Пишону и др.) выделить по магнитному полю центральную рифтовую долину на фоне нескольких похожих по морфологии рельефа дна долин в Индийском океане и установить ось Восточно-Тихоокеанского поднятия там, где рифтовая долина не очень ярко выражена в рельефе. Советские геофизики (Р. М. Деменицкая, А. М. Карасик и др.) по аномальному полю  $\Delta T_a$  трассировали продолжение рифтовой долины Срединно-Атлантического хребта в пределах Евразиатской котловины Арктического бассейна на хребте Гаккеля. Причиной значительного уменьшения амплитуд соседних аномалий (по сравнению с центральной) является изменение минералогического состава магнитных пород по мере их старения из-за низкотемпературного окисления в течение первого миллиона лет после образования.

Инверсии геомагнитного поля происходят в геологическом масштабе времени очень быстро за  $(3 \div 8) \cdot 10^3$  лет и одновременно для всей Земли. Частота инверсий меняется значительно; средняя продолжительность периода одной полярности близка к 0,5 млн. лет (по данным за последние 100 млн. лет), но вариации могут достигать двух порядков в каждую сторону от среднего значения. Смена полярности главного геомагнитного поля определяет характер чередования зон прямой и обратной намагниченности, принципиально однотипный для всего океана, т. е. обуславливает возрастную последовательность магнитных аномалий, единую для всех одновозрастных участков коры. Различия в характере магнитных полей одновозрастных участков

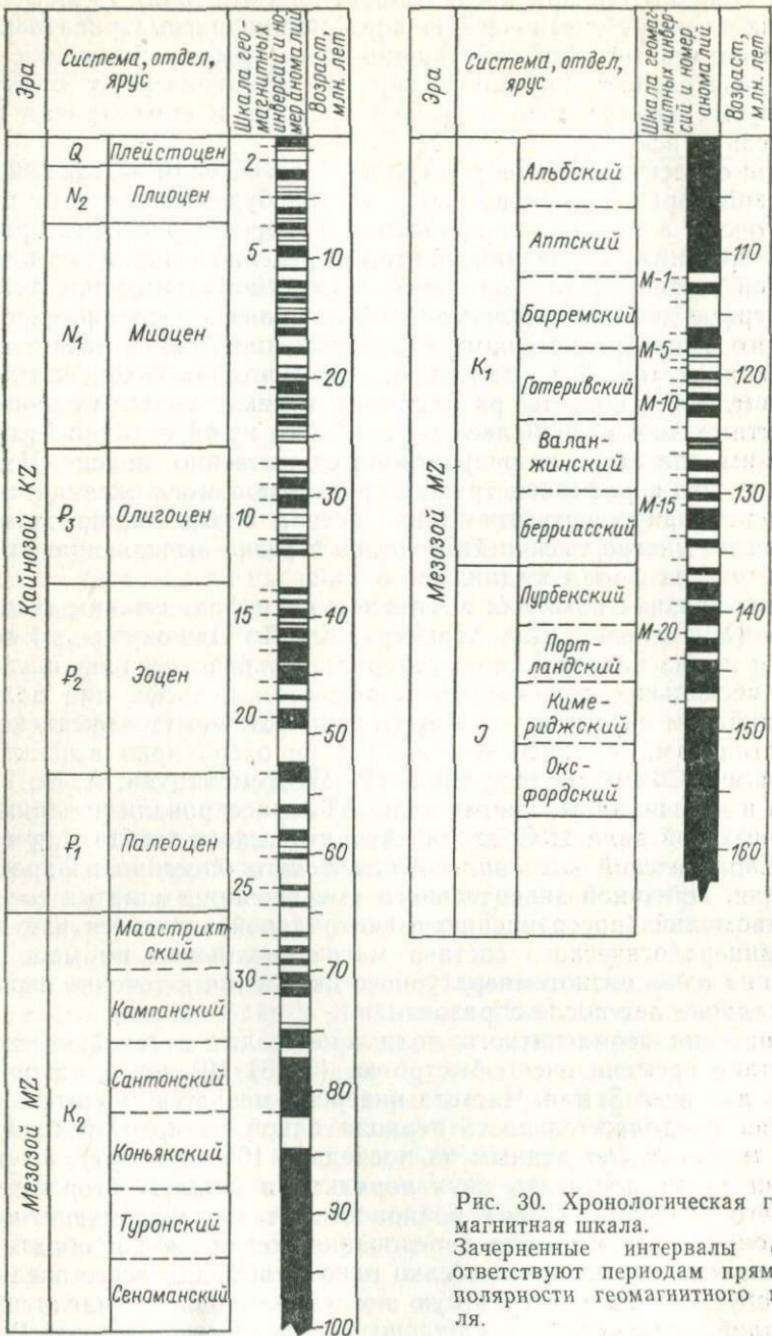


Рис. 30. Хронологическая геомагнитная шкала.  
Зачерненные интервалы соответствуют периодам прямой полярности геомагнитного поля.

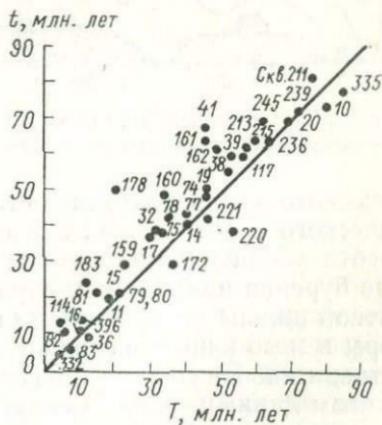
океанической коры обусловлены разницей в линейных скоростях и направлениях разрастания рифтовых трещин, а также палеомагнитными широтами в момент образования коры. С помощью временной шкалы инверсий главного магнитного поля Земли возможна возрастная корреляция магнитных аномалий на значительной части акватории Мирового океана.

На основе палеомагнитного анализа лавовых покровов на суше, а также по колонкам донных отложений и вулканическим сериям на материках (после датировки их радиохимическими методами) надежно установлена последовательность инверсий геомагнитного поля, которая хорошо коррелирует с характером чередования и с шириной магнитных аномальных зон, расположенных вблизи оси различных океанических рифтовых хребтов (рис. 30) [361]. На основе этой закономерности проведена по отдельным профилям  $\Delta T_a$  в океане экстраполяция времени инверсий для всего кайнозоя [409, 402], а затем мелового и позднеюрского времени [267] (рис. 30).

Таким образом, можно с полным основанием считать, что линейные магнитные аномалии, сформированные в процессе разрастания океанического дна, позволяют использовать новый метод определения возраста океанической литосферы. Необходимо отметить, что, несмотря на принципиальную простоту этого метода определения возраста дна, на практике приходится сталкиваться со значительными трудностями при идентификации магнитных аномалий. Естественно, что наиболее уверенно можно идентифицировать аномалии, расположенные на небольшом удалении от оси. В последние годы появилось много интересных исследований, посвященных расшифровке и идентификации сложной картины магнитных аномалий в отдельных регионах океана [96, 97, 435, 487, 492]. Они позволяют проследить геометрическую картину эволюции рассматриваемых областей дна и дают ключ для выяснения многих других аспектов истории развития океанической литосферы в каждом конкретном регионе.

Рис. 31. Сравнение возраста океанического фундамента  $t$ , предсказанного по шкале геомагнитных инверсий, с наблюденными результатами по данным глубоководного бурения,  $T$ .

Второй важный метод определения возраста дна Мирового океана — это глубоководное бурение. Результаты бурения явились доказательством справедливости идеи о разрастании океа-



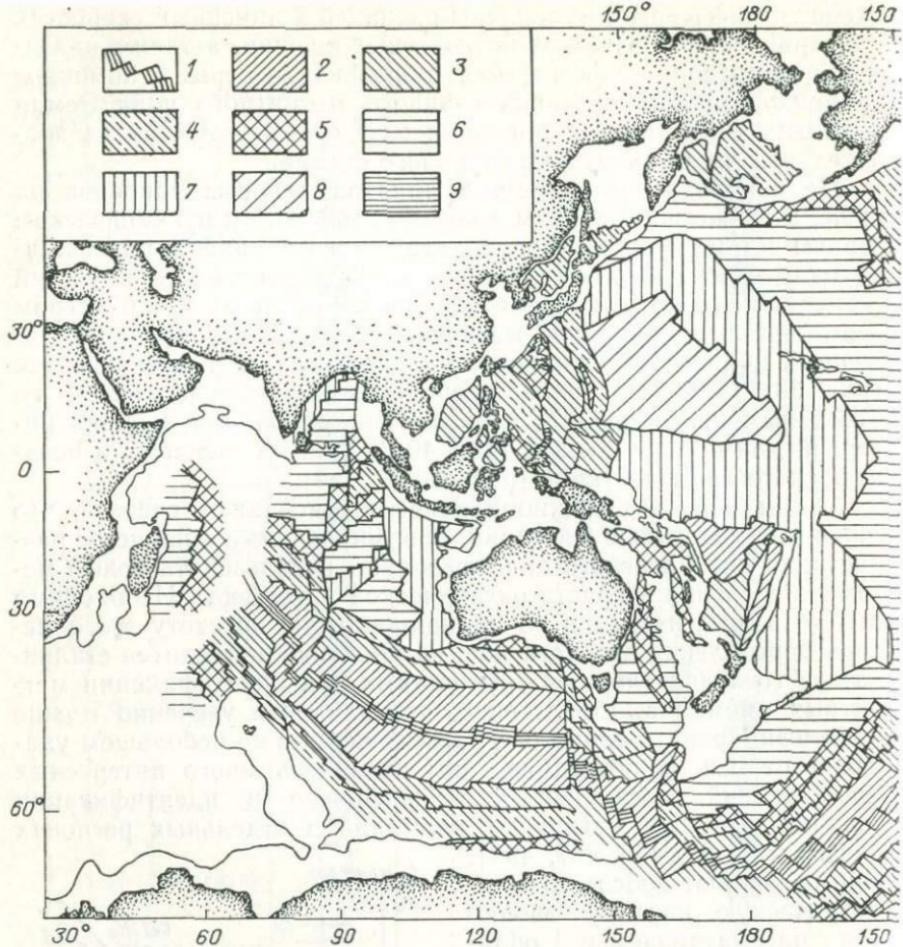
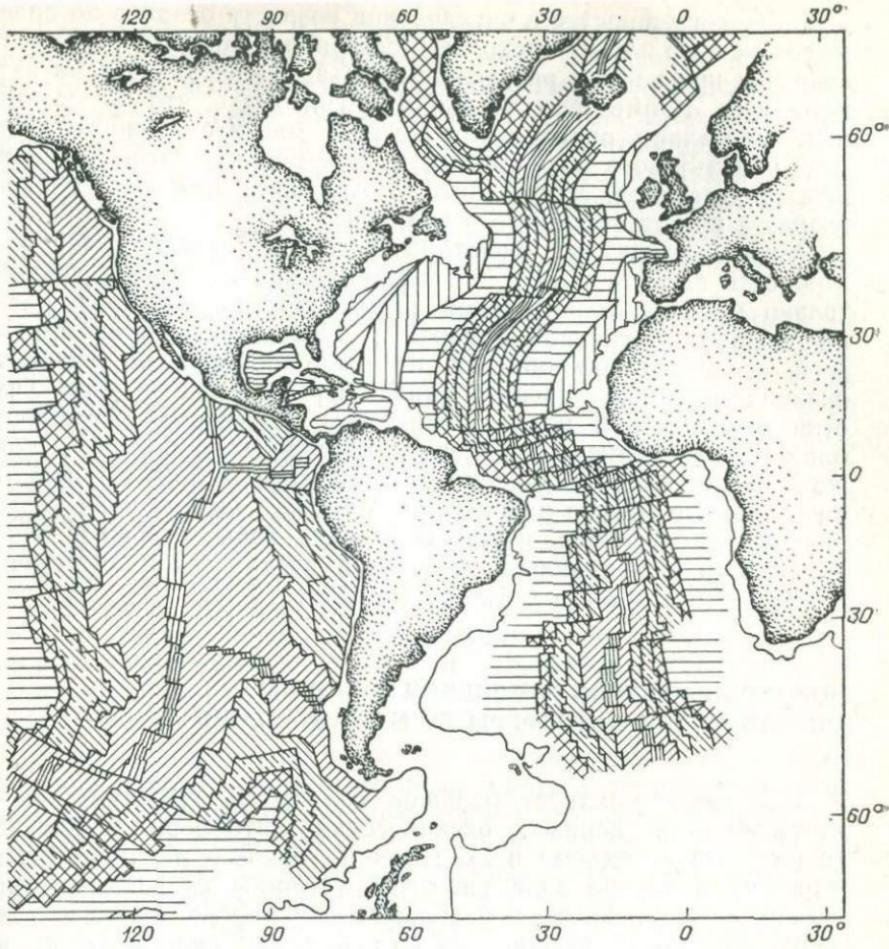


Рис. 32. Схематическая карта возраста дна Мирового океана.

1 — четвертичные отложения; 2 — неоген; 3 — олигоцен; 4 — эоцен; 5 — палеоцен; 6 — верхи

нического дна и показали, что при удалении от срединно-океанического хребта закономерно и симметрично относительно оси хребта увеличивается возраст наиболее древних осадков. Данные бурения подтвердили справедливость применения палеомагнитной шкалы инверсии для определения возраста океанической коры в мезо-кайнозойское время. Об этом свидетельствует удовлетворительное совпадение возраста дна, предсказанного по магнитным данным, т. е. по полю  $\Delta T_a$  океана, с возрастом древнейших осадков и базальтов океанической коры, полученных в результате биостратиграфических и радиохимических определений керна и скважин, пробуренных в Атлантическом, Тихом и Индийском океанах [485, 316, 317] (рис. 31). Необходимо отме-



ий мел; 7 — нижний мел; 8 — юра; 9 — триас.

тить, что в некоторых скважинах не наблюдается явной корреляции возраста океанической коры, полученного по результатам бурения и определенного по магнитным аномалиям.

По исследованиям А. П. Лисицына [123, 124], из 100 скважин, пробуренных через всю толщу осадков, в 90 возраст коры, предсказанный по магнитным аномалиям, получил подтверждение и лишь 10% скважин дали расхождение. В большинстве результаты определения возраста, полученные на основании бурения, дают меньшие значения, чем определения, сделанные по магнитным аномалиям. Такое расхождение можно объяснить либо перерывом в осадконакоплении, либо сносом осадков придонными течениями; однако это не исключает возможности от-

дельных погрешностей в определении возраста осадков по более молодым базальтовым покровам, особенно в изолированных бассейнах и при плохом разрешении картины аномального магнитного поля. Кроме того, необходимо учитывать, что по магнитным аномалиям определяется возраст магнитоактивного слоя, т. е. базальтового фундамента, в то время как возраст выше лежащих осадков, естественно, должен быть несколько меньше возраста кристаллического основания.

Анализ магнитных аномалий и данных бурения дает возможность сделать вывод, что океаническая литосфера сравнительно молода. Значительная часть площади Мирового океана покрыта магнитной съемкой и буровыми скважинами; во всей исследованной области не было обнаружено участков океанической коры древнее ранней юры. Самые древние участки океанической коры обнаружены в Северной Атлантике близ ее Американского и Северо-Африканского бортов, а также в Тихом океане недалеко от Японского желоба. И несмотря на то, что многие районы дна Мирового океана пока исследованы слабо, теперь известны возраст коры, основные закономерности и направление эволюции океанической литосферы в позднем мезозое и в кайнозое (рис. 32).

### НОРМАЛЬНЫЙ ЗАКОН ИЗМЕНЕНИЯ ТОЛЩИНЫ ОКЕАНИЧЕСКОЙ ЛИТОСФЕРЫ ПО МЕРЕ СТАРЕНИЯ

Как свидетельствует большое количество геологических и геофизических данных, океаническая литосфера рождается (в результате подъема и охлаждения горячего мантийного материала) в осевой зоне рифтовой трещины срединно-океанического хребта, вновь образованная литосфера по мере удаления от центра расширения охлаждается, сжимается и, ссывая, увеличивает свою толщину. В результате постепенно погружается литосферная плита в астеносферу и, как следствие, увеличивается глубина океана.

Прежде чем перейти к анализу термодинамики процессов образования и развития океанической литосферы, а следовательно, и эволюции рельефа дна Мирового океана, определим понятие толщины литосферы, ибо этот термин до настоящего времени имеет не совсем четкий геологический и геофизический смысл. Трудность заключается в неоднозначности определения толщины литосферы как в теоретическом, так и в экспериментальном планах. Существует по крайней мере три определения толщины литосферы [507]: 1) реологическая, 2) магматическая, равнозначная минимальной глубине, для которой характерно начало частичного плавления, и 3) термодинамическая, нижнюю границу которой можно представить

в виде уровня таких  $pT$ -условий, при которых частичное плавление начинается в мантийной системе с известными или предполагаемыми физическими свойствами. Первое определение, основанное на понятии эквивалентного упругого слоя, имеющего форму изгиба, близкую к изгибу реальной литосферы, не однозначно и явно занижает толщину. Начиная с некоторой глубины литосфера всегда включает слой с такими пластичными свойствами, которые достаточно близки к ньютонову телу. К тому же значение реологической толщины зависит от масштабов нагрузки и времени ее действия.

Магматическая и термодинамическая толщины литосферы (а также ее геоэлектрическое и сейсмологическое определения) близки друг к другу, так как все они предполагают частичное плавление на границе литосфера—астеносфера. Астеносфера слабо сопротивляется сдвиговым напряжениям, допуская движение литосферы относительно нижней мантии. Характерной особенностью астеносферы является небольшое уменьшение в ней скоростей продольных и поперечных волн (на 4—12%), что свидетельствует о частичном плавлении вещества мантии. Глубина, где начинается частичное плавление и доля расплава в астеносфере, зависит не только от стационарных  $pT$ -условий, но и от таких явлений, как диссипация тепла трения, обусловленного относительным движением литосферы и астеносферы, а также струй магмы из нижней мантии и восходящих и нисходящих мантийных потоков.

Непосредственно под осью срединно-океанических хребтов толщина хрупкой части литосферы мала. Затухание сейсмических волн указывает на существование области повышенного плавления под осью хребта, такая область образуется вследствие декомпрессии поднимающегося мантийного материала. Максимальная концентрация расплава приходится на глубины 20—40 км и простирается до 30—60 км в стороны от осевой зоны [284, 504].

Толщина литосферы вне осевой зоны хребта может быть оценена различными методами. Изменение добротности  $Q$  с глубиной позволяет наметить подошву континентальной литосферы в среднем на глубине 120 км и океанической на глубине 70 км [293]. Минимальная глубина, с которой должна подниматься магма, чтобы по закону Паскаля достичь жерла вулкана Мауна-Лоа Гавайской цепи, дает здесь толщину литосферы около 60 км [540]. Близкое значение для того же района дают и сейсмологические данные [507]. Интересно отметить, что предельная высота подводных гор над ложем океана является неплохим контролирующим фактором толщины литосферы. Ее можно оценить по закону Паскаля [186, 207]:  $\Delta H = \Delta\rho / H\rho$ , где  $\Delta\rho$  — разница плотностей базальта и литосферы;  $\Delta H$  — высота подводной горы;  $H$ ,  $\rho$  — толщина и плотность литосферы.

Подводные горы вблизи оси рифтового хребта имеют высоту около 0,5 км, отсюда получаем (полагая  $\Delta\rho=0,1$  г/см<sup>3</sup> и  $\rho=3,2$  г/см<sup>3</sup>), что толщина литосферы должна быть не более 15 км. Высота гор океанического ложа может достигать 11—12 км. Это означает, что толщина океанической литосферы при разности плотностей, достигающей здесь 0,4 г/см<sup>3</sup>, должна быть около 80—90 км. Данные по многим подводным вулканам указывают на примерную пропорциональность толщины океанической литосферы корню квадратному из ее возраста [540]. Результаты определения толщины литосферы свидетельствуют о том, что использование изотермы начала плавления базальта в качестве оценки нижней границы литосферы, принятой в большинстве теоретических работ, можно признать вполне разумным упрощением.

Первые расчеты распределения температур в литосфере были проведены для модели охлаждающейся твердой плиты неизменной толщины, движущейся с постоянной скоростью от вертикальной границы, нагретой до температуры основания плиты [432]. Эта простая модель приводила к прямой пропорциональности  $\sqrt{t}$  ( $t$  — возраст соответствующего участка литосферы) таких величин, как глубина океанического дна и глубина погружения изотерм в литосфере, и обратной пропорциональности  $\sqrt{t}$  для теплового потока через поверхность. Эти зависимости подтверждаются наблюдениями [491], однако они не дают информации о такой важной характеристике мантии, как положение нижней границы литосферы. Независимое определение толщины литосферы получается в модели, рассматривающей литосферу как оставающийся пограничный слой мантии [453]\*. Характерным свойством этой модели является пропорциональность толщины литосферы (вне осевой области срединно-оceanического хребта)  $\sqrt{t}$ .

Нижней границей литосферы здесь принимается фазовая граница твердого и жидкого состояния базальтового вещества мантии, температура плавления которого  $T_s$  в первом приближении полагалась независимой от давления. Рассмотрим стационарное раздвижение в системе координат, связанной с осью хребта; в этом случае конфигурация плиты неизменна, так как скорость кристаллизации вещества на подошве литосферы полностью компенсирует вынос массы вещества плитой, движущейся от оси. Уравнение теплопроводности в этой системе координат имеет вид, аналогичный полученному ранее [432]:

$$K\nabla^2T - \rho C_p v \nabla T = 0, \quad (20)$$

где  $K$  — коэффициент теплопроводности;  $\rho$  — плотность литосфера;  $C_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении (все

\* Независимо аналогичный принцип для оценки асимптотики мощности океанической литосферы использован в работе В. Г. Сорохтина [184].

Рис. 33. Геометрия литосферы и граничные условия в задаче остывающего термического слоя [449, 453].

три коэффициента предполагаются постоянными в пределах литосферной плиты);  $v$  — скорость движения плиты относительно оси раздвижения;  $\nabla$  — оператор градиента,  $T(x, z)$  — температура внутри плиты.

Условие на верхней поверхности литосферы:  $T=0$  при  $z=0$ . Условие на нижней поверхности  $T=T_s$ , однако глубина этой поверхности теперь не принимается постоянной, как ранее [432]; ее положение определяется в ходе решения задачи из дополнительного условия:

$$Lnv\rho = -K|\vec{\nabla}T|, \quad (21)$$

где  $n$  — внешняя нормаль к (искомой) нижней поверхности литосферы;  $L$  — скрытая теплота плавления вещества литосферы (рис. 33).

Физический смысл условия (21), как известно, состоит в том, что градиент установившегося распределения температур в литосфере должен обеспечивать отток тепла, возникающего у подошвы литосферы при кристаллизации жидкой фазы\*.

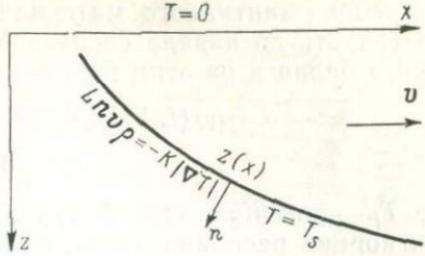
Уравнение (20) при условии (21), вместе с условием  $T=0$  при  $z=0$ , и обычным требованием на оси раздвижения

$$T=T_s \quad \text{при } x=0, \quad (22)$$

казалось бы, решает задачу. Однако легко видеть, что в окрестности оси раздвижения ( $x=0$ ) условие (21) выполняться не будет. Действительно, в силу требования (22) в решении уравнения (20) появится обычная особенность, когда изотерма  $T=0$  на верхней поверхности в точке  $x=0$  будет контактировать с изотермой  $T=T_s$ . Это приводит к бесконечному тепловому потоку в начале координат, а следовательно, и к нарушению условия (21).

Чтобы избежать такой особенности, предполагается, что материал внедряется в узкую вертикальную щель под хребтом [453, 449]. Особая область в решении моделируется вертикальной линией при  $x=0$ , уходящей от поверхности на глубину  $l$ . На всей этой линии температура предполагается средней за время одного активного

\* Заметим, что в выбранной системе координат граница литосферы неподвижна, а вещество жидкой и твердой фазы движется относительно нее со скоростью  $v$ . Поток тепла, связанный с теплоемкостью такой движущейся массы, имеющей место во всем объеме литосферы, учтен уже в уравнении.



внедрения мантийного материала и последующего остывания его (вплоть до начала следующего внедрения). Уравнение теплового баланса на этом вертикальном отрезке имеет вид

$$\rho v \{L + C_p [T_s - T_f(z)]\} = -K \nabla T \\ x=0, \quad 0 \leq z \leq l, \quad (23)$$

где  $T_f$  — конечная температура, до которой охлаждается каждая порция расплава за интервал времени до следующего эпизода внедрения.

Предполагается, что тепловой поток, обусловленный градиентом температуры  $T$ , должен обеспечивать отвод тепла, которое выделилось в осевой области ( $x \approx 0$ ) не только при кристаллизации внедрившегося мантийного вещества, как в выражении (21), но также и за счет дальнейшего охлаждения этого кристаллизованного вещества от  $T_s$  до конечной температуры  $T_f$ , которая достигается к началу следующей интрузии. Отличие условия (23) от (21) также и в том, что рассматриваемый вертикальный отрезок боковой границы литосферы не является изотермой, поэтому уравнение (23) имеет векторный вид. У поверхности, при  $z=0$ , конечная температура вещества интрузии  $T_f$  (вследствие ее быстрого охлаждения) почти не отличается от средней по времени. На нижней границе осевого канала, когда  $z=l$ , температуры  $T_f$  и  $T$  равны, так как обе эквивалентны температуре плавления  $T$ , следовательно, здесь слагаемое  $(T_s - T_f)C_p$  мало. Поэтому можно принять  $T_f(z) \approx T(z)$  в условии (23). Средняя по времени температура описывается уравнениями (20), (21).

Уравнение (20) решается методом конечных разностей; подбирается решение, удовлетворяющее условиям (21) и (23), и на основании этого решения получается глубина зоны интрузий  $l$ . Решение, как видно из выражений (23) и (20), определяется двумя безразмерными параметрами: первый  $N_0 = L/(C_p T_s)$  показывает вклад тепла, выделяющегося при кристаллизации, по отношению к теплу, выделяющемуся при остывании вещества в зоне интрузий; второй параметр  $v^* = vIC_p\rho/(2K)$  имеет смысл безразмерной скорости и является функцией  $N_0$ . Последнее, в частности, означает, что при  $N_0 = \text{const}$  и постоянных параметрах  $\rho$ ,  $C_p$ ,  $K$  глубина зоны интрузий обратно пропорциональна полускорости раздвижения плит  $v$ . Существенна форма нижней границы литосферы, которую можно получить из соответствующего асимптотического распределения температур [449]. Равенство

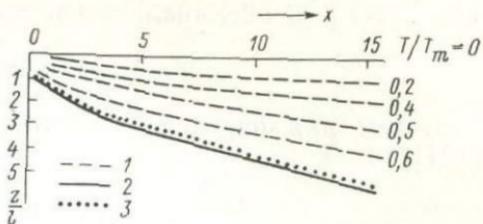
$$T(x, z) = T_s \operatorname{erf} [z \sqrt{v/(2x)}] / \operatorname{erf}(\alpha_1) \quad (24)$$

справедливо в области  $v x > 2l$  (т. е.  $x > LK/(vC_p\rho)$ ).

В выражении (24)  $\alpha_1$  является действительным положительным корнем уравнения

Рис. 34. Распределение температуры в литосфере с глубиной согласно модели остывающего пограничного слоя [449, 453].

1 — положение изотерм; 2 — нижняя граница литосферы; 3 — асимптотическое решение.



$$\sqrt{\pi} N \alpha_1 \operatorname{erf}(\alpha_1) = \exp(-\alpha_1^2), \quad (25)$$

где  $\operatorname{erf}(\alpha_1) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\alpha_1} e^{-t^2} dt$  — интеграл вероятности.

Из уравнений (24) и (25) следует, что асимптотическое решение не зависит от  $l$  — единственного характерного параметра длины в выражении (20), а следовательно, оно определяется независимо от условия (23) в зоне интрузий [85]. Нижняя граница литосферы и изотермы, полученные из решения уравнения (25) при подстановке параметров, типичных для пиролита ( $T_s = 1200^\circ\text{C}$ ,  $C_p = 0,25 \text{ кал}/\text{г}\cdot^\circ\text{C}$ ),  $x = 100 \text{ кал}/\text{г}$ ,  $\rho = 3,3 \text{ г}/\text{см}^3$ ,  $K = 7 \cdot 10^{-3} \text{ кал}/(\text{см}\cdot\text{сек}\cdot^\circ\text{C})$ , представлены на рис. 34. При таких значениях толщина литосферы на оси разрастания для  $v = 1 \text{ см}/\text{год}$  получается близкой  $\sim 4,5 \text{ км}$ . Формула (24) при постоянных значениях приведенных выше параметров дает простую зависимость толщины плиты  $H$  (км) от возраста литосферы [453]:

$$H(t) = 9,4 \sqrt{t}, \quad (26)$$

причем равенство (26) справедливо в области  $t > 2,5 \div 10 \text{ км}$  для полускоростей раздвижения  $v = 1 \div 4 \text{ см}/\text{год}$ . Следовательно, отклонения асимптотической толщины литосферы (26) от ее точных значений имеют место лишь в течение первых миллионов лет (рис. 34). Заметим, что аналогичная зависимость толщины литосферы от ее возраста может быть получена из простых соображений [184].

В системе координат, связанной с движущейся литосферой, термическая история каждого отдельного поперечного сечения (неподвижного в такой системе координат) представляется как остывание литосферы от  $T = T_s$  в момент времени  $t = 0$  у рифтовой оси до некоторого распределения температур  $T(z)$  по глубине в момент времени  $t$ , когда это сечение литосферы находится на расстоянии  $x = vt$  от оси. Если принять температуру астеносферы равной температуре плавления жидкой фазы базальтов ( $1235^\circ\text{C}$  при нормальном давлении), а температуру кристаллизации  $T_s = 1060^\circ\text{C}$  (для толеитовых базальтов Гавайских островов при нормальном давлении) и предположить, что остывание идет подобно остыванию бесконечного полупространства,

имевшего при  $t=0$  однородную температуру  $T_e$ , то используя известное решение, аналогичное выражению (24)

$$T = T_e \operatorname{erf} [x/(2\sqrt{\pi t})], \quad (27)$$

получаем для определения толщины литосферы соотношение [184]

$$H(t) = 8.5\sqrt{t},$$

где предполагается, что отношение  $T_s/T_e$  не зависит от давления.

Таким образом, при удалении от оси хребта (на расстояние, большее глубины зоны интрузий) положение изотерм в литосфере оказывается функцией только ее возраста. Изотермы погружаются по мере удаления от оси согласно параболическому закону, при котором глубина погружения растет пропорционально корню квадратному из возраста. Изотермы в литосфере быстро раздвигаются океанических хребтов всегда будут расположены ближе к поверхности, чем на том же самом расстоянии от оси соответствующие изотермы для медленнораздвигющихся хребтов. Глубина зоны интрузий в первом приближении обратно пропорциональна скорости раздвижения и не превышает, как правило, 10 км. В пределах этой зоны, сосредоточенной у самой оси раздвигавшегося хребта, температура почти линейно растет с глубиной от  $T=0$  на поверхности до температуры начала частичного плавления  $T=T_s$  близ подошвы осевой зоны интрузий.

Согласно рассмотренным термическим моделям можно ожидать, во-первых, что толщина литосферы для медленнораздвигющихся хребтов на одинаковом расстоянии от оси хребта заметно больше, чем для быстрораздвигющихся; во-вторых, с увеличением общей толщины литосферы растет ее эффективно упругий слой; в-третьих, область восходящего движения расплавленных фракций под осевой зоной имеет существенно клиновидную форму; угол раствора клина увеличивается по мере роста скорости раздвижения.

Теоретические закономерности согласуются с данными наблюдения. Так, закон увеличения толщины океанической литосферы с ее возрастом подтверждается, как косвенно через распределение теплового потока, топографии, глубины дна океана, так и по сейсмическим данным (рис. 35). Мелкофокусная сейсмичность в осевых зонах хребтов с относительно небольшой энергией в очагах землетрясений подтверждает, что толщина эффективно упругой части литосферы и ее прочность здесь небольшие. Кроме того, установлено, что для быстрораздвигющихся хребтов сейсмическая активность на гребне хребта заметно меньше и сосредоточена в более узкой осевой зоне [411]. Эти факты со-

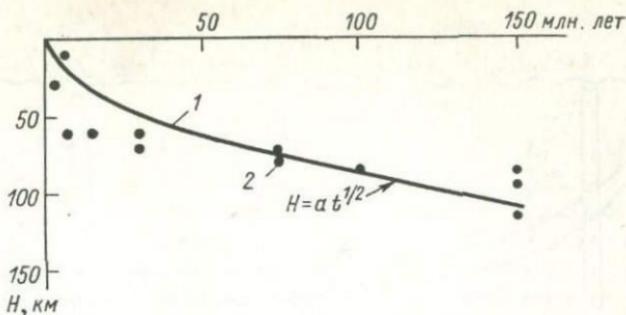


Рис. 35. Изменение толщины литосферы с возрастом.  
1 — теоретическая кривая; 2 — экспериментальные данные, полученные по дисперсии волн Релея [326].

отвечают более горячей и тонкой литосфере в случае быстро-раздвигающихся хребтов, как и следует из теоретической термической модели. Различие в толщине эффективно упругих слоев литосферы быстро- и медленнораздвигающихся хребтов отражается и в распределении гравитационных аномалий над осевыми областями срединных хребтов, но этот вопрос более подробно рассмотрен далее. Сейчас остановимся на характере увеличения дна океана по мере старения, остывания и утолщения океанической литосферы.

#### Характер увеличения глубины океана с возрастом

Всеми морскими гравиметрическими исследованиями было убедительно показано, что срединно-оceanические хребты в целом весьма близки к изостазии. Если бы масса хребта между глубинами 2 и 5 км была нескомпенсирована, то региональные аномалии в свободном воздухе достигали бы 250 мгал. В действительности, хотя над хребтами и наблюдаются небольшие (15—20 мгал) положительные  $\Delta g_{c.v.}$ , аномалии в свободном воздухе над ними близки к нулю. Глубина поверхности компенсации пока не определена точно, ясно лишь, что она больше 30 км, поэтому естественно представлять литосферу расположенной на астеносфере в соответствии с принципом изостазии. Тогда по распределению температуры в плите можно вычислить глубину дна океана, как положение кровли литосферы относительно поверхности океана [435].

Выберем уровень компенсации в виде горизонтальной поверхности, расположенной под плитой в астеносфере; предположим, что масса выше уровня компенсации остается постоянной, а литосфера испытывает лишь термическое сжатие и постепенное увеличение толщины по мере охлаждения, тогда разрез

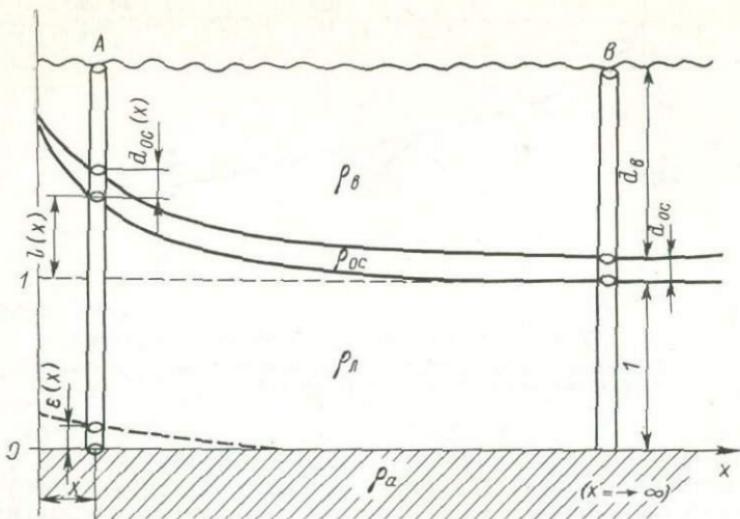


Рис. 36. Схема определения рельефа дна океана с учетом влияния слоя осадков [483].

плиты будет таким, как показано на рис. 36. Здесь использованы следующие параметры:  $\rho_l$  — средняя плотность литосферы при температуре  $T=0^\circ\text{C}$ , которая с температурой уменьшается по закону  $\rho=\rho_l[1-\alpha T(\text{ }^\circ\text{C})]$ ;  $\alpha=\frac{1}{v}\left(\frac{dv}{dT}\right)_p=-\frac{1}{\rho}\left(\frac{d\rho}{dT}\right)_p$  — коэффициент объемного теплового расширения;  $\rho_b$ ,  $\rho_{oc}$ ,  $\rho_a$  — средние плотности воды океана, осадочной толщи и верхней части астеносферы соответственно;  $d_v$ ,  $d_{oc}$ ,  $l$  — толщины слоев воды, осадков и литосферы на большом расстоянии от хребта;  $[d_v+d_{oc}-l(x)-d_{oc}(x)]$ ,  $d_{oc}(x)$  и  $[1+l(x)]$  — те же величины на расстоянии  $x$  от хребта;  $\varepsilon(x)$  — вздымание подошвы литосферы, которое необходимо ввести в модель в силу присутствия слоя воды.

По условию изобарии веса частей колонок  $A$  и  $B$  одинакового поперечного сечения, заключающих вещество литосферы, должны быть равным друг другу на горизонтальной поверхности изостазии. Такое условие предполагает, что общее расширение литосферы при нагревании будет происходить лишь в вертикальном направлении (латеральным расширением можно пренебречь). Коэффициент линейного расширения составляет лишь одну треть от коэффициента объемного расширения, и потому указанное допущение довольно сильно влияет на результаты сравнения теоретических и наблюдаемых величин рельефа, это легко обнаружилось бы, если такое упрощение оказалось несправедливым [411]. Из условия равенства давления на поверхности изостазии (ось  $x$ , рис. 34) имеем

$$\rho_B d_B + \rho_{oc} d_{oc} + \int_0^l \rho_L [1 - \alpha T_\infty(z)] dz = \rho_B [d_B + d_{oc} - l(x) - d_{oc}(x)] + \\ + \rho_{oc} d_{oc}(x) + \int_{\varepsilon(x)}^{1+l(x)} \rho_L [1 - \alpha T_x(z)] dz + \rho_a \varepsilon(x), \quad (28)$$

где  $T_x(z)$  и  $T_\infty(z)$  — распределение температуры по глубине литосферы в столбцах  $A$  и  $B$  соответственно; все величины с размерностью длины берутся в отношении к толщине литосферы  $H$  на большом расстоянии от хребта (столбец  $B$  на рис. 36).

С другой стороны,

$$\int_0^l \rho_L [1 - \alpha T_\infty(z)] dz = \int_{\varepsilon(x)}^{1+l(x)} \rho_L [1 - \alpha T_x(z)] dz \quad (29)$$

или, пренебрегая числами второго порядка малости (типа  $\alpha l$ ,  $\alpha \varepsilon$ ), из выражений (28) и (29) получаем следующее равенство:

$$-\rho_a \varepsilon(x) = (\rho_B - \rho_a) [d_{oc} - d_{oc}(x)] - \rho_B l(x).$$

С учетом того, что  $(\rho_L - \rho_a) \varepsilon(x)$  — величина второго порядка малости, т. е.  $\rho_L \varepsilon(x) \approx \rho_a \varepsilon(x)$ , из последних двух отношений получаем

$$l(x) = \frac{\alpha \rho_L}{\rho_L - \rho_B} \int_0^l [T_x(z) - T_\infty(z)] dz + \frac{\rho_{oc} - \rho_B}{\rho_L - \rho_B} [d_{oc} - d_{oc}(x)]. \quad (30)$$

Первое слагаемое представляет вклад в рельеф термического расширения вещества литосферы, второе — поправку на эффект осадков [483], который обычно уменьшает рельеф, поправку необходимо использовать при сравнении наблюдаемых и теоретических профилей [491]. Для литосферы переменной толщины  $H(x)$  первое слагаемое принимает вид

$$\frac{\alpha \rho_L}{\rho_L - \rho_B} \int_0^{H(x)} [T(z, x) - T_\infty(z)] dz. \quad (31)$$

Изменение границы фаз в результате прогрева литосферы также сказывается на рельефе. Можно показать, что фазовые переходы вносят вклад в рельеф в первом приближении независимо от вклада термического расширения [488]. Вычисляется он по довольно очевидной формуле. Если  $\rho_1 = \bar{\rho} + \delta \rho_1$  и  $\rho_2 = \bar{\rho} + \delta \rho_2$  — плотности вещества 1-й и 2-й фаз, то  $\left[ \frac{1}{\bar{\rho} + \delta \rho_1} - \frac{1}{\bar{\rho} + \delta \rho_2} \right]$  — изменение объема единицы массы вещества при переходе его из фазового состояния 2 в состояние 1, а значит,  $\left[ \frac{1}{\bar{\rho} + \delta \rho_1} - \frac{1}{\bar{\rho} + \delta \rho_2} \right] / (1/\bar{\rho})$  есть относительное изменение объема, т. е. изменение единицы объема вещества при его переходе из состояния 2 в состояние 1.

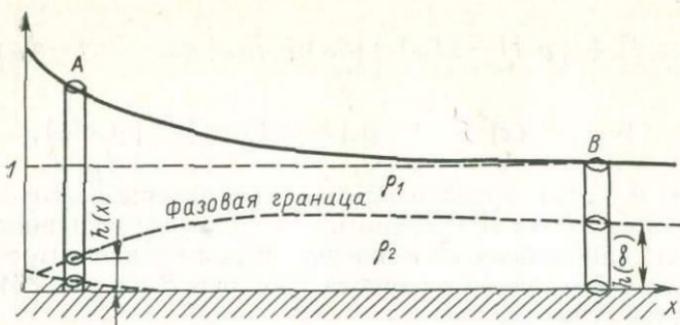


Рис. 37. Схема определения рельефа дна океана с учетом погружения фазовой границы.

Полагая, как и прежде, что расширение происходит лишь в вертикальном направлении, можно считать, что последняя величина дает нам увеличение единицы высоты объема вещества при переходе его из состояния 2 в 1. Таким образом, увеличение рельефа получается равным

$$\delta l(x)_{\text{фаз}} = \frac{\delta p_2 - \delta p_1}{\bar{p}} [h(\infty) - h(x)] = \frac{p_2 - p_1}{\bar{p}} [h(\infty) - h(x)], \quad (32)$$

где  $h(x)$  — положение фазовой границы в сечении  $x$  (рис. 37).

Выражения (30), (32) позволяют находить рельеф дна океана  $\Delta l(x) = H(x)/H(\infty)$ , где  $H(\infty)$  — толщина литосферы на «бесконечности»;  $\Delta l$  — абсолютное поднятие дна океана над средним уровнем.

Согласно соотношениям (24) и (25) толщина океанической литосферы  $H$  и тепловой поток на поверхности зависят от  $\sqrt{t}$ :

$$q = K \frac{dT}{dz} \Big|_{z=0} = \frac{\rho C_p}{\operatorname{erf}(\alpha_1)} T_s \left( \frac{x}{\pi t} \right)^{1/2}, \quad (33)$$

где  $t$  — возраст рассматриваемого участка литосферы.

Записывая соотношение (31) в виде

$$\Delta H = H(t) \frac{(\bar{\rho}_l - \rho_a)}{(\rho_a - \rho_b)},$$

где  $\bar{\rho}_l = \rho_l(x)$  — плотность литосферы, осредненная по вертикальному столбцу высотой от  $z=0$  до  $z=H(t)$ , получаем  $\Delta H \approx C \sqrt{t}$ .

Ясно, что приращение глубины дна океана  $H$  относительно гребня хребта, как и толщина литосферы, пропорциональна  $\sqrt{t}$ . Отметим, что в модели с коэффициентом теплопроводности  $K$ , являющимся функцией только температуры (а не давления, как это следует из экспериментальных исследований [480]), рельеф дна океана  $\Delta H$ , толщина литосферы  $H$  и тепловой поток  $q$  снова являются функциями  $\sqrt{t}$  [481], как и в модели с постоянным  $K$ , рассмотренным выше.

Сравнение результатов расчета по формуле (30) с генеральным изменением топографии на северной части Тихого океана дало хорошее совпадение для возраста океанической коры в пределах от 15 до 80 млн. лет, когда при расчетах были приняты следующие значения параметров:  $T_s = 1120^\circ\text{C}$ ,  $\kappa = 0,008 \text{ см}^2$ ,  $\alpha = 4 \cdot 10^5 \text{ } ^\circ\text{C}$  [308, 491].

Изучение теплового потока и рельефа дна на большом числе профилей в Северной Атлантике показало, что закон  $\Delta h \approx k\sqrt{t}$  хорошо выполняется лишь для относительно молодой океанической литосферы (15—80 млн. лет), а характеристики для более старой литосферы ( $t \geq 80 \div 90$  млн. лет) близки к характеристикам модели остывания литосферы постоянной толщины.

Сравнение с наблюдаемым рельефом дна океана и тепловым потоком показывает, что замеченные отклонения от теоретической зависимости  $\sqrt{t}$  наблюдаются для очень молодой ( $t \leq 20$  млн. лет) и для достаточно старой ( $t \geq 80 \div 90$  млн. лет) океанической литосферы. Рассмотрим это подробнее. Тепловой поток в окрестности гребней хребтов (для возраста литосферы до 20 млн. лет) имеет нерегулярные значения ниже предсказываемых теоретической термической моделью. Эта нерегулярность объясняется влиянием гидротермальной циркуляции в эффективно проницаемой океанической коре. Было сделано предположение, что в тех местах, где отдельные участки океанической коры обнажаются, не перекрываясь осадками, происходят наибольшие конвективные теплопотери, т. е. вынос тепла водной массой в местах обнажений. При удалении от оси хребта, когда слой осадков становится достаточно толстым, чтобы воспрепятствовать проникновению жидкости, потери тепла от обмена масс сокращаются [415]. В этом случае океаническая кора через определенное время (в зависимости от глубины циркуляции) возвращается к температурному градиенту, предсказываемому рассмотренной моделью. Тепловой поток приближается снизу к теоретическому лишь после того, как характерный линейный размер площади распространения достаточно толстого (порядка первых сотен метров) осадочного покрова достигает значения, существенно превосходящего возможную глубину гидротермальной циркуляции [489]. Теоретические и экспериментально наблюдаемые значения теплового потока становятся близки при возрасте литосферы не менее 12—15 млн. лет для быстрораздвигающихся хребтов и при возрасте более 15—22 млн. лет для медленнораздвигающихся (рис. 38).

В областях с высокими скоростями осадконакопления теоретические и экспериментальные значения тепловых потоков могут стать близкими и при меньших расстояниях от оси хребта, как, например, в районе Галапагосского центра раздвижения и в Калифорнийском заливе [489]. Указанные соотношения между

$q, 10^{-6}$  кал/(см<sup>2</sup>·сек)

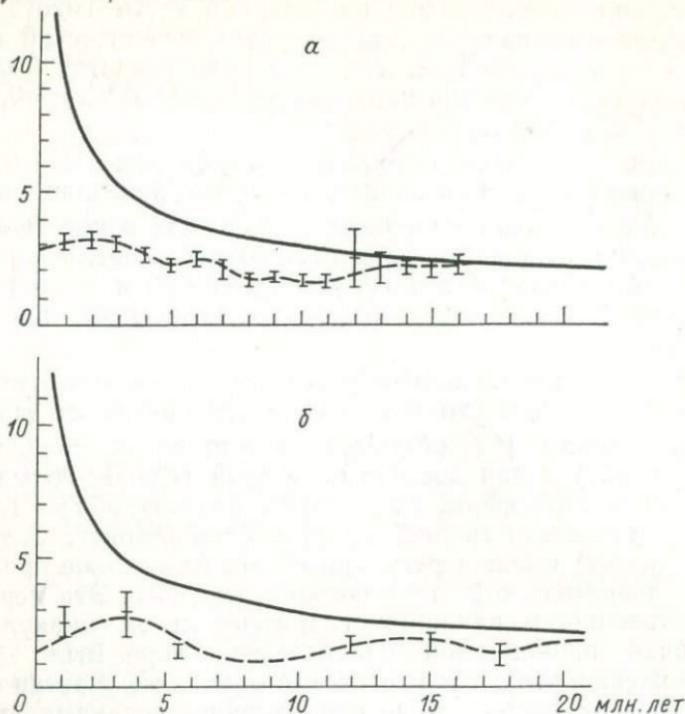


Рис. 38. График зависимости теплового потока от возраста [260].

Хребты: а — быстрораздвигающиеся, б — медленнораздвигающиеся. Штриховая линия — численное осреднение, вертикальные черточки — погрешности определения, сплошные линии — теоретические кривые.

распределением теплового потока и толщинами осадков подтверждаются исследованиями в других океанических областях: на хр. Хуан-де-Фука [415], на хр. Эксплорер около 49° с. ш. [309], а также на хребте близ Коста-Рика и др. [260, 489].

Гидротермальная циркуляция меняет как распределение, так и значение теплового потока. Тепловой поток, поступающий снизу в циркуляционную ячейку, увеличивается в зоне выхода термальных вод и уменьшается в зоне их погружения. Это создает характерное волнообразное распределение теплового потока через поверхность в приосевой зоне гидротермальной активности, а также большую дисперсию значений отдельных измерений теплового потока (рис. 38). Кроме того, контакт по трещинам глубоких слоев океанической коры с огромным резервуаром океанической воды приводит к уменьшению средних по площади значений теплового потока близ оси хребта. Если измерять теплопотери через дно океана лишь по кондуктивной теплопроводности верхних слоев океанической коры, то заниже-

ние теплопотерь составляет 32 и 42% для быстро- и медленно-раздвигающихся хребтов соответственно [565].

Заметим, что максимальная глубина гидротермальной циркуляции в осевых зонах хребтов оценивается 8—10 км для района Исландии [473], по характерной длине волны вариации теплового потока в направлении, ортогональном к простианию оси хребта, эти оценки дают глубину конвекции от 3,5—5 км в Галапагосском центре разрастания до 5—10 км в других срединно-океанических хребтах [489]. Эффективная проницаемость океанической коры при гидротермальной циркуляции в Галапагосском центре раздвижения  $\sim 4,5 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>, что согласуется с характерным значением проницаемости для базальтов океанической коры [415]. Для сравнения отметим, что проницаемость осадков, покрывающих океаническую литосферу,  $10^{-12}$ — $10^{-16}$  см<sup>2</sup> [473], при этом 10-метровый слой осадков с проницаемостью  $10^{-14}$  см<sup>2</sup> является существенно непроницаемым.

Тепловой поток зрелой океанической литосферы с возрастом более 80 млн. лет остается практически одинаковым для различных  $t$ . Для Северной Атлантики это значение составляет  $1,15 \cdot 10^{-6}$  кал/(см<sup>2</sup>·сек) вплоть до 160 млн. лет (рис. 38) [559]. Экспериментальные кривые зависимости теплового потока от возраста океанической литосферы выполняются, когда  $t \geqslant 70 \div 80$  млн. лет. Аналогичную тенденцию обнаруживает и экспериментальная зависимость глубины рельефа дна от возраста. Поверхностный тепловой поток складывается из следующих основных составляющих: 1) тепла, выделяемого при остывании первоначально горячей литосферной плиты; 2) тепла, генерируемого внутри плиты; 3) тепла, поступающего через основание плиты. Термо, создаваемое внутри плиты (радиогенное), составляет очень небольшую часть наблюдаемого теплового потока [449, 453].

После 80 млн. лет тепло, выделяющееся за счет остывания плиты, незначительно. Поэтому поверхностный тепловой поток зрелой океанической литосферы в основном обусловлен кондуктивным тепловым потоком, поступающим через основание плиты с соответствующей задержкой на тепловую постоянную. Причем постоянство поверхности теплового потока через поверхность требует постоянства теплового потока и через основание океанической литосферной плиты, при  $t \geqslant 80$  млн. лет.

Одна из попыток объяснить причину замедления роста толщины литосферы и отклонения от закона  $\sqrt{t}$  в сторону модели постоянной толщины была предпринята ранее [481]. Авторы ее попытались учесть ряд дополнительных эффектов, таких как зависимость коэффициента теплопроводности от температуры, тепло трения, нелинейную вязкость и др. При постановке задачи в их модели были рассмотрены лишь пассивные течения в астеносфере, которые вызываются движением литосферной плиты; восходящие течения в осевой области согласно этой модели су-

ществуют лишь постольку, поскольку необходимо обеспечить прирост массы раздвигающихся плит. В таком случае силы, вызывающие движение плит, должны быть сосредоточены по периферийным границам плит, что, вероятно, имеет место в природе крайне редко. Результаты расчетов такой модели [481] для распределения вязкости, скоростей течения и тепла трения являются в основном отражением влияния перемещения литосферной плиты, расположенной на покоящейся астеносфере. В такой модели заметная задержка разрастания толщины старой литосферы из-за выделения тепла трения в основании плиты имеет место лишь для относительных скоростей порядка нескольких дециметров в год, тогда как при меньших скоростях относительного движения литосферы и астеносферы эффект тепла вязкого трения пренебрежимо мал.

В некоторых работах [348, 349, 449], посвященных термическим моделям литосферы, в качестве причины, вызывающей изменения  $\Delta H$ ,  $H$  и  $q$  с возрастом, меньше чем по закону  $\sqrt{t}$ , рассматривается тепловой поток из астеносферы в основание литосферы. Учитывается также изменение процентного содержания расплава в астеносфере, максимальное под осью срединно-океанического хребта (до 30%) и уменьшающееся до 1—5% под его флангами [449]. Тогда для молодой литосферы ( $0 \leq t \leq 60$  млн. лет) определяющим является влияние скрытой теплоты плавления при тепловыделении в основании плиты. В этом случае глубина дна теплового потока и толщина литосферы изменяются с возрастом в согласии с моделью термического пограничного слоя (закон  $\sqrt{t}$ ). Вдали от оси хребта степень плавления непосредственно под литосферой падает, а вместе с этим уменьшается и тепловыделение, обусловленное скрытой теплотой плавления. При возрасте литосферы  $t \geq 80$  млн. лет тепловой поток из астеносферы превалирует над эффектом скрытой теплоты плавления и значения  $\Delta H$ ,  $H$  и  $q$  меняются с возрастом как и в модели постоянной толщины [348, 349, 449].

## СТРУКТУРА И ПРОИСХОЖДЕНИЕ ОКЕАНИЧЕСКОЙ КОРЫ

На основании имеющихся геолого-геофизических данных структуру океанической литосферы можно представить в виде разреза, состоящего из нескольких слоев, каждый из которых по геологическим и геофизическим параметрам может иметь более дробное деление (рис. 39).

Верхняя часть океанической коры и ее первый слой представлен осадками. В настоящее время существуют карты толщины осадочного покрова Мирового океана [123, 124], которые позволяют однозначно утверждать, что толщина осадков зависит от скорости седиментации и от времени накопления, т. е. от возраста дна океана. Скорость осадконакопления зависит в основном

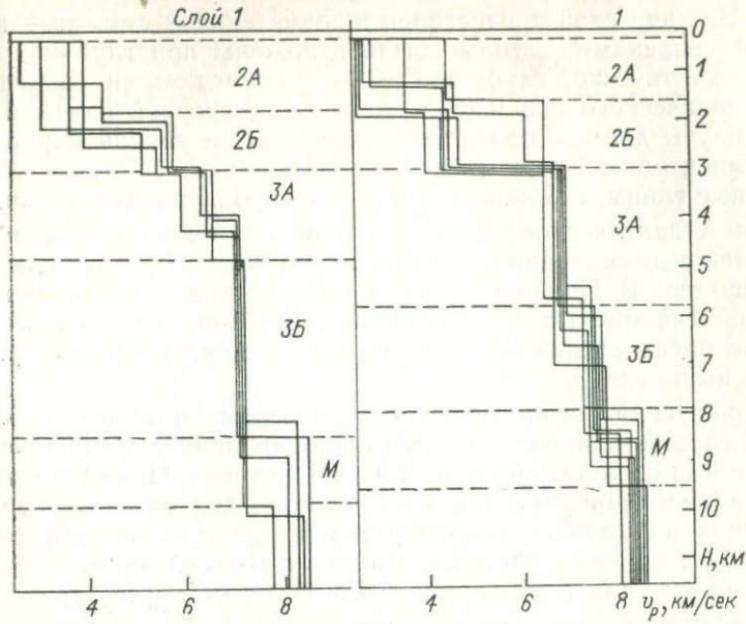


Рис. 39. Модели океанической коры по сейсмическим данным [25, 302].

Штриховые линии — предполагаемые границы слоев.

от близости источников сноса, климатической зональности, а также от вертикальной и латеральной структуры течения. Вблизи каждого из хребтов время накопления осадочных отложений мало и толщина рыхлых осадков варьирует от нулевых значений до первого десятка метров. Осадки, как правило, заполняют понижение рельефа дна и отличаются выдержанной внутренней слоистостью, спокойным залеганием и низкими значениями пластовых скоростей продольных (1,7—2,0 км/сек) [25] и поперечных волн (0,51—0,89 км/сек). Средняя плотность осадков около 2 г/см<sup>3</sup>. В гребневой зоне хребта осадки местами отсутствуют полностью. По мере удаления от рифтовой трещины толщина слоя осадков возрастает. Это связано, во-первых, с увеличением возраста дна и, следовательно, времени накопления, а во-вторых, с тем, что по мере приближения к сушке поступление терригенного материала может в 8—10 раз превышать поступление биогенного и вулканогенного материала.

Еще одна закономерность — увеличение толщины осадочного слоя в экваториальной зоне; минимальные значения толщины слоя осадков наблюдаются в северной и южной аридной зоне океана. Следует отметить также снижение скорости накопления при глубинах дна, больших глубины карбонатной компенсации [123]. Для таких более древних и глубоких областей океанической литосферы в осадочной толще часто выделяются два слоя

[114]. Нижний слой представлен в значительной степени карбонатными осадками, которые были отложены при глубинах дна меньше критической глубины  $\text{CaCO}_3$ , а затем по мере раздвижения океанического дна и охлаждения литосферной плиты были передвинуты дальше от оси и опущены ниже уровня карбонатной компенсации. Верхний слой осадков в таких областях — илы и красные глины, отложившиеся уже в глубоководных условиях.

Для Атлантического океана эта общая схема соотношения скоростей седиментации и толщины слоя осадков в основном выдерживается. В Индийском океане картина сильно осложнена системой сейсмичных и асейсмичных хребтов, однако в целом картина распространения осадков здесь не противоречит приведенной выше схеме.

Второй слой океанической коры является в общем неоднородной средой и характеризуется широким диапазоном значений скоростей продольных волн от 3,0 до 6,0 км/сек. При статистическом анализе скоростей четко выделяются два максимума, указывающих на наличие промежуточной границы внутри этого слоя [114], причем пластовые скорости верхней части слоя составляют 3,3—4,5, а в нижнем — 5,4—6,0 км/сек [25] (рис. 39).

Установлено, что верхняя часть — слой 2А — представлен сильно намагниченными подушечными базальтами, средняя толщина которых  $\sim 0,5$  км. Базальтовые покровы, образующиеся в пределах рифтовой долины, всегда линейно вытянуты, так как стенки долины являются естественным ограничением распространению продуктов излияний в сторону от оси. Слой 2А состоит из отдельных линзовидных пластин-чешуй, отличающихся сравнительно низкой скоростью распространения упругих волн (2,5—3,8 км/ч) [310]. Анализ сейсмических данных дает основание предположить, что скоростные и плотностные характеристики слоя 2А существенно изменяются с возрастом коры, при  $t=40$  млн. лет они практически не отличаются от скоростей слоя 2Б (рис. 40, а).

Плотность пород слоя 2А увеличивается до 40 млн. лет от 2,31 до 2,5 г/см<sup>3</sup> (по сейсмическим данным). Слой 2Б по аналогии с оphiолитами континентов, вероятно, состоит из даек. Скорости продольных волн изменяются в нем от 4,0 до 6,0 км/сек, диапазон изменения поперечных волн 0,5—1,5 км/сек [310]. Средняя плотность пород второго слоя около 2,5—2,6 г/см<sup>3</sup> [283, 284]. Резонно предполагать, что толщина этого слоя связана со скоростью раздвижения и объемом изливаемой лавы, но она практически не изменяется со временем и равна  $\sim 2$  км для «нормальной» океанической коры (рис. 40, б).

Состав базальтовых лав свидетельствует о небольшой глубине магматического очага. О составе 3-го слоя пока можно судить только по геофизическим данным и результатам исследований оphiолитовых комплексов. Вся толща этого слоя по сейс-

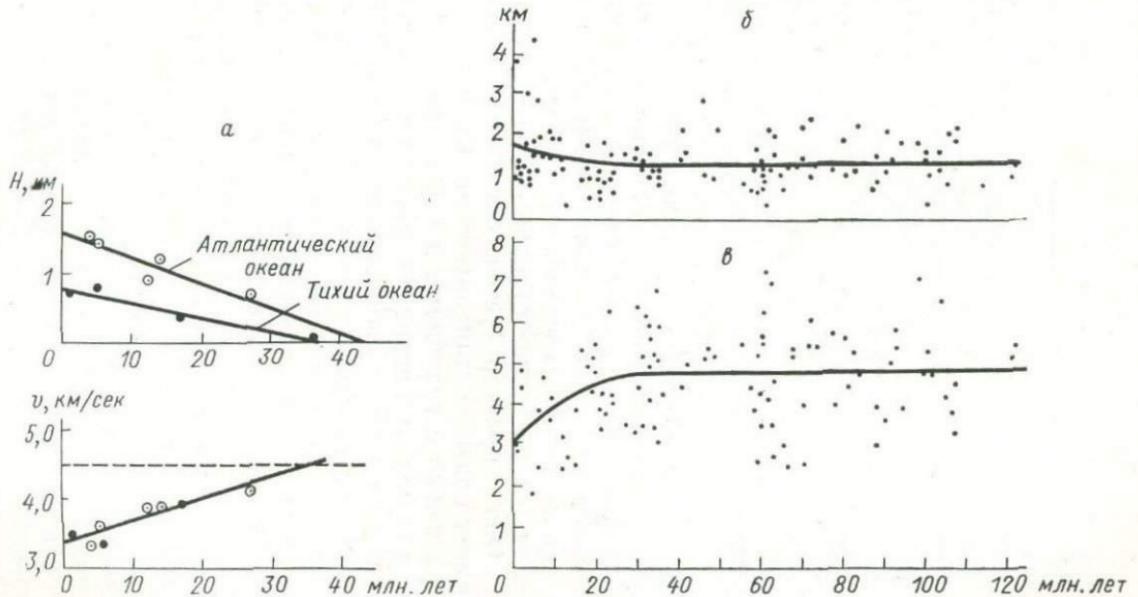


Рис. 40. Зависимость мощности слоев океанической коры и скорости сейсмических волн от возраста.

Слон: *a* — 2А [310], *б* — 2Б, *в* — 3 [302, 310]. Точки — отдельные измерения. Сплошные кривые — статистическое среднее измерений.

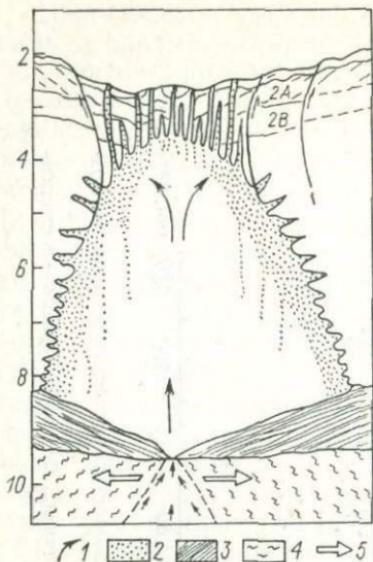


Рис. 41. Модель формирования слоя 3 океанической коры при осаждении и кристаллизации магмы на стенах и дне подосевого резервуара [287].  
 1 — линии тока магмы; 2 — изотропное габбро; 3 — слоистое габбро; 4 — кумулятивное габбро; 5 — направление раздвижения оси хребта.

волн 7,0—7,7 км/сек и плотностью, вероятно, близкой к 3,1 г/см<sup>3</sup>. Можно предположить незначительное увеличение толщины слоя 3 с возрастом. Но фактические данные имеют слишком большой разброс, чтобы принимать это с уверенностью. В целом, толщина 3-го слоя океанической коры составляет 3,5—5 км.

Границу между 3-м и 4-м слоями принято называть границей Мохоровичича. Она характеризуется скачком скоростей до 8,15 км/сек и имеет большое стандартное отклонение граничных скоростей по сравнению с границами в коре. Причем в районе оси хребта, т. е. для молодых пород, увеличение скорости на границе Мохоровичича невелико и скорость здесь близка 7,6 км/сек [411]. Плотность пород верхней мантии близка 3,3—3,4 г/см<sup>3</sup>.

Данные по составу и строению слоев океанической коры предполагают модель ее образования с привлечением приповерхностного резервуара магмы (рис. 41). В частности, такой очень мелкий очаг позволяет объяснить слои кумулятивного и слоистого габбро в олиолитах, которое образуется при осаждении из расплава на стенах и дне магматической камеры (рис. 39, 40, 41). Строение верхнего 2-го слоя коры и его более детальных слоев 2 и 2Б связано с динамикой лавовых течений. Остановимся на этом подробнее. Изучение слоистости застывших лавовых потоков в Исландии показало строгую хронологичность их: более поздние лавовые излияния всегда покрывают ранние. Излившиеся слои ограничены в горизонтальном простилении. Внедряющиеся на глубине дайки приближенно перпендикулярны к слоям излившейся лавы. Доля дайковых интрузий в слое растет с глубиной. Такая форма предполагается динамическими моделями, объясняющими топографию магнитоактивного слоя

мическим данным может быть разделена на 2 части: слой 3А и несколько более высокоскоростной слой 3Б [114, 284]. Верхний слой 3А характеризуется сравнительно небольшим разбросом скоростей продольных волн  $\sim 6,5-6,8$  км/сек и плотностью 2,9—3,0 г/см<sup>3</sup>. Нижний слой отмечается более высокими значениями скоростей продольных

как следствие постепенного изостатического выравнивания излившихся слоев лавы.

Такая модель находит подтверждение в падении даек к центру зоны вулканической активности [306]. При этом толщина каждого застывшего лавового потока растет с глубиной. Ширина зон инверсий аномального магнитного поля океана зависит не только от ширины магнитоактивного слоя, но и от его толщины, а также и от формы намагниченных слоев противоположной полярности. Многие исследователи отмечают, что так как слой 2А является наиболее магнитоактивным, то с увеличением возраста океанической коры он вряд ли подвергается интенсивному дроблению, а, скорее, должен перемещаться отдельными блоками с намагниченностью одного знака, хотя и нельзя исключить возможности наклона этих блоков на глубине на 20—30° [411].

При теоретическом моделировании динамики процесса образования слоя 2 океанической коры предполагают изостатическую компенсацию нагрузки как непосредственно в самой осевой зоне интрузий, так и в более обширной области. Все модели предполагают выравнивание рельефа дна до полной изостазии за счет вертикальных движений после излияния на поверхность каждой новой порции лавы. Физическим оправданием такой предпосылки может служить малая прочность литосферы, прогретой в процессе излияния в области около подводящего канала и излившимися лавовыми покровами.

Разумеется, анализ динамических моделей, используемых для описания процессов, происходящих на дивергентных границах, т. е. в океанических рифтовых зонах, следует рассматривать лишь как одну из первых попыток геодинамического объяснения главных черт рельефа дна и поля  $Dg$  над центрами раздвижения океанических хребтов, разрастающихся с различной скоростью. Результаты позволяют наметить пути дальнейших исследований (как в теоретическом, так и в экспериментальном плане) процессов, происходящих в областях рождения океанической коры. Сейчас ясно, что необходимо совместное рассмотрение геодинамических моделей пластичного поведения вещества литосферы и хрупкого разрушения. Необходимы детальные геодинамические полигоны, наблюдения на которых проводились бы для подтверждения (или опровержения) количественных моделей различных сторон процесса рождения океанической коры как верхнего слоя океанической литосферы. Разработка таких моделей еще только начинается. Нет сомнения, что при проверке всех динамических моделей остывающих процессов образования океанической литосферы в рифтовой трещине совместный количественный анализ аномального гравитационного поля и рельефа дна будет играть первостепенную роль.

Трансформные разломы являются, пожалуй, одной из наиболее специфических структур океанического дна, весьма своеобразной как по кинематике относительных смещений разделенных ими блоков океанической литосферы, так и по их проявлению в рельфе дна и физических полях. Некоторые трансформные разломы имеют длину до 3000 км и более.

Морфологически трансформные разломы обнаруживают большое сходство с обычными сдвигами, но имеются и существенные отличия, позволяющие выделять трансформные разломы в качестве самостоятельного структурного элемента разрывных нарушений. Для сдвигов характерно взаимно противоположное движение бортов, наблюдаемое по всей длине разлома, с амплитудой, затухающей к его краям. (Следует иметь в виду, что здесь термин «разлом» может означать также и систему нескольких тесно связанных между собой разломов, т. е. зону разломов.) Трансформный разлом имеет взаимно противоположное движение бортов лишь на своем активном участке; смещение при таком движении в среднем одинаково на протяжении всего активного участка. Сейсмическая активность вдоль обычного сдвига имеет место на всем его протяжении, тогда как в трансформном разломе она приурочена только к активному участку. Отрезки трансформного разлома, выходящие за пределы активной части, как правило, асейсмичны.

В определенных условиях, которые будут рассмотрены ниже, трансформные разломы могут служить проводящими каналами для глубинных магм. В этом случае разлом может быть непосредственно выражен в геофизических полях за счет более плотных, а иногда и более магнитных пород. Если глубинные дифференциаты достигают поверхности дна, трансформный разлом может проявляться в морфологии в виде цепочки подводных вулканов или вулканической гряды. Чаще отражение трансформных разломов в рельфе и физических полях носит косвенный характер. Так, на рельеф и гравитационное поле наибольшее влияние оказывает различие гипсометрических уровней океанической литосферы по разные стороны разлома, связанное с различием в возрасте. В магнитном поле более заметно проявляется горизонтальное смещение аномалий  $\Delta T$ , которое происходило по разлому в период его активного развития.

Упомянутое смещение осей магнитных аномалий не является результатом процесса сдвига. Сегменты одноименных аномалий по разные стороны от разлома никогда не представляли собой единой линейной зоны, разорванной затем в результате относительного горизонтального движения. Наличие же смещения отражает лишь тот факт, что в момент образования литосферы соответствующего возраста рифтовая зона была смещена по трансформному разлому именно на эту величину. В дальнейшем вся литосфера по одну сторону от рифтовой зоны двигалась как единая жесткая плита, и относительные горизонтальные перемещения по пассивному участку трансформного разлома, если и имели место, то носили исключительный или подчиненный характер. Что касается вертикальных движений, то их роль на пассивном этапе развития трансформных разломов более значительна, на чем мы остановимся в одном из разделов этой главы.

## КЛАССИФИКАЦИЯ ТРАНСФОРМНЫХ РАЗЛОМОВ

Впервые кинематическая картина трансформных разломов в процессе создания и эволюции океанической литосферы была рассмотрена И. Уилсоном [562, 563]. Следуя И. Уилсону, будем называть трансформными разломами класс разрывных нарушений, характеризующийся преимущественно сдвиговым движением литосферных плит, вдоль простирания разлома.

В зависимости от того, какие структуры связывают трансформные разломы, различают различные типы разломов хребет — хребет, хребет — дуга и дуга — дуга. Отличительной особенностью трансформных разломов является то, что смещение по ним может внезапно обрываться на осях разрастания или в зонах поглощения.

Трансформный разлом называют правосторонним, если наблюдатель, стоящий на одном его краю, будет видеть смещение противоположного края плиты вправо, и левосторонним — если влево. Так как образование новой литосферы вдоль конструктивных границ плит происходит симметрично, а погружение вдоль деструктивных — асимметрично, то для правосторонних трансформных разломов, например, будет иметь место лишь один вариант разлома хребет — хребет, два варианта хребет — дуга и четыре варианта дуга — дуга. Таким образом, возможны кинематические варианты трансформных разломов: 7 правосторонних и 7 левосторонних разломов, являющихся зеркальным отображением правосторонних [411].

Наиболее часто встречаются трансформные разломы типа хребет — хребет. Это разломы, пересекающие Срединно-Атлантический и Восточно-Тихоокеанский хребты. К ним относится и разлом Сан-Андреас, который раньше рассматривался как лево-

сторонний сдвиг. Трансформный разлом, протягивающийся от поднятия Горда к восточной оконечности Алеутской дуги, принадлежит к типу хребет — дуга. Другим примером разломов этого типа является крупный левосторонний трансформный разлом Оуэн, ограничивающий хр. Карлсберг и протягивающийся к Гиндукушу. Заметим, что разлом Оуэн разделяет две различные пары плит. Геометрически такая ситуация возможна, но в природе встречается крайне редко.

Можно выделить три главных генетических типа трансформных разломов океанической литосферы: 1) заложившиеся еще на начальной стадии раскола континента, 2) сформированные на океанической литосфере в процессе ее эволюции и 3) так называемые реактивизированные разломы.

К разломам, ведущим свое начало от самой ранней стадии раскрытия континентальной рифтовой трещины, относятся практически все крупные разломы, секущие литосферу молодых океанов вплоть до краев соответствующих континентов. Разломные зоны Романш, Чейн, Сан-Паулу, Чарли-Гиббс и многие другие относятся к их числу.

В процессе эволюции океанического бассейна не один раз менялись условия раскрытия в рифтовой трещине, включая скорости и направления разрастания. Эти изменения можно проследить, изучая пассивные следы и простирания сопряженных магнитных аномалий отдельных разломов [96, 451]. Однако изучение истории развития разломов первой группы, включая ранние стадии их зарождения и развития на континенте, лучше начать последовательно переходя от разломов Байкальской и Восточно-Африканской рифтовых систем к разломам литосферы Красного моря, Аденского залива и затем к трансформным разломам литосферы Атлантического и Индийского океанов.

На ранней стадии рифтообразования разломы, как правило, приурочены к старым ослабленным зонам континентальной литосферы. В этом нас убеждают примеры Восточно-Африканской [139, 140] и Байкальской рифтовых систем [53, 246]. Так, разломы кайнозойского Африкано-Аравийского рифтового пояса, заложенные на протерозойском складчатом основании [69, 89, 139], как правило, приурочены к древним разломам, а также к протерозойским складчатым структурам и приспособливались к их простиранию [430]. По мере раскрытия континентальной рифтовой трещины в первую очередь активизируются те древние разломы и ослабленные зоны материковой литосферы, направление простирания которых ближе всего к направлению относительного перемещения плит. Смещение рифтовой оси по этим разломам коррелирует с длиной активной части соответствующих трансформных разломов на океанической стадии их развития и со смещениями участков континентальных окраин раскололившегося материка. Если на ранней стадии развития океана (Красное море, Аденский залив) большинство транс-

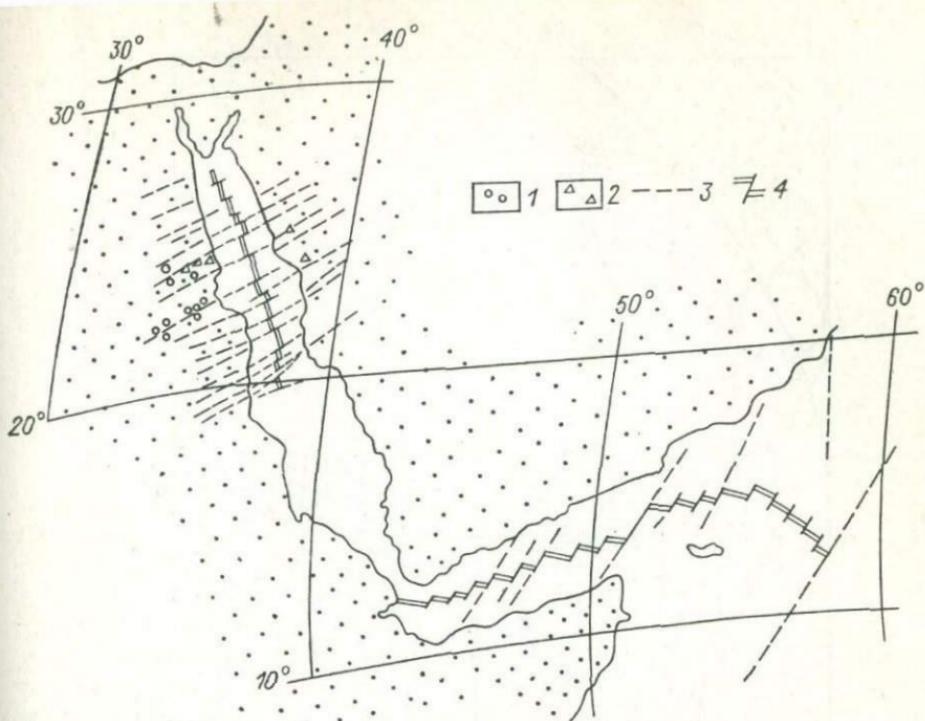


Рис. 42. Следы трансформных разломов, заложившихся на континенте [341]. Приразломные проявления: 1 — карбонатитов; 2 — ультраосновных пород; 3 — следы трансформных разломов; 4 — рифтовая ось.

формных разломов имеет соответствующее продолжение на континенте (рис. 42), то по мере развития океана часть окраинных континентальных разломов залечивается. Однако наиболее крупные из них находят свое продолжение на дне океана в активных трансформных разломах.

На континентальных продолжениях таких разломов достаточно часто имеются следы излияний щелочных базальтов, относящихся, как правило, к периоду начальной активизации разломной зоны. Встречаются также включения основных и ультраосновных экструзивных и интрузивных тел, с которыми иногда связаны и карбонатиты [341] (рис. 42). Континентальные продолжения океанических трансформных разломов в Западной Африке характеризуются проявлениями мезозойского кимберлитового магматизма, достаточно выраженного на продолжениях таких разломов, как Гвинейский, Сьерра-Леоне [560]. Кроме того, кимберлиты обнаружены также вблизи континентального продолжения трансформного разлома Чайн в Нигерии, они приурочены и к предполагаемому континентальному продолжению разломной зоны Вима в Северной Гвинее и Мали [558].

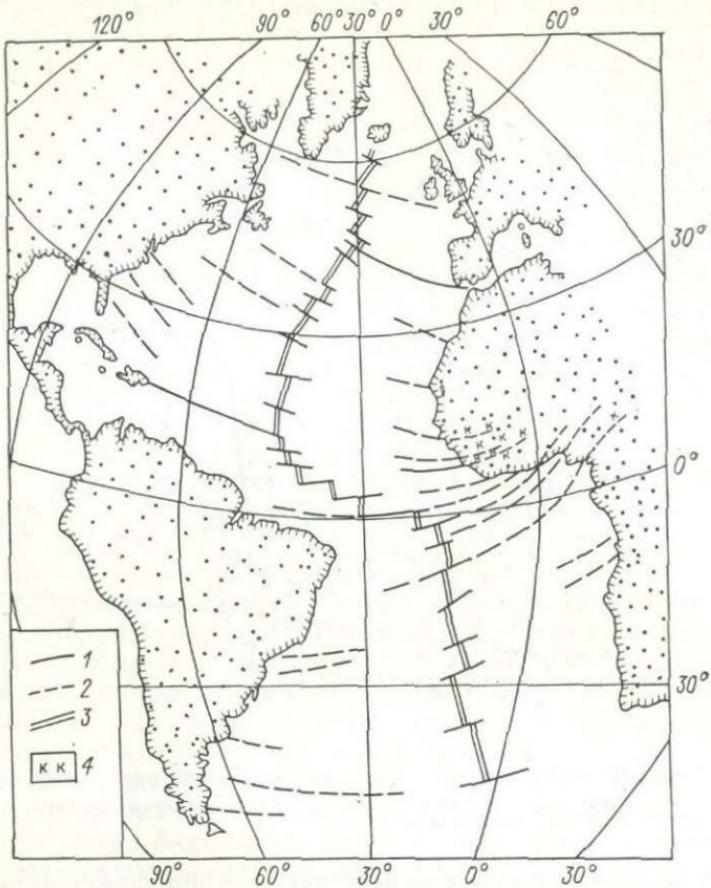


Рис. 43. Генетические типы трансформных разломов в Атлантическом океане.

1 — активная часть разломов; 2 — пассивные следы трансформных разломов; 3 — ось Срединно-Атлантического хребта; 4 — приразломные проявления кимберлитов [558].

(рис. 43). Континентальные продолжения следов крупных океанических разломов на дне океана (например, Атлантического) в течение начальной истории развития океанического бассейна могли служить преградой, разделяющей соседние области с различным режимом осадконакопления. Существенная роль трансформных разломов как естественных границ, контролирующих распределение меловых осадочных бассейнов, очевидна в крайней зоне Западной Африки и Южной Америки [328].

Продолжение зоны Романш отмечает северо-западную границу Дагомейского бассейна или западную границу бассейна Бенин, заполненных меловыми и кайнозойскими осадками. Крайний хребет разлома Чейн действовал как северная дамба

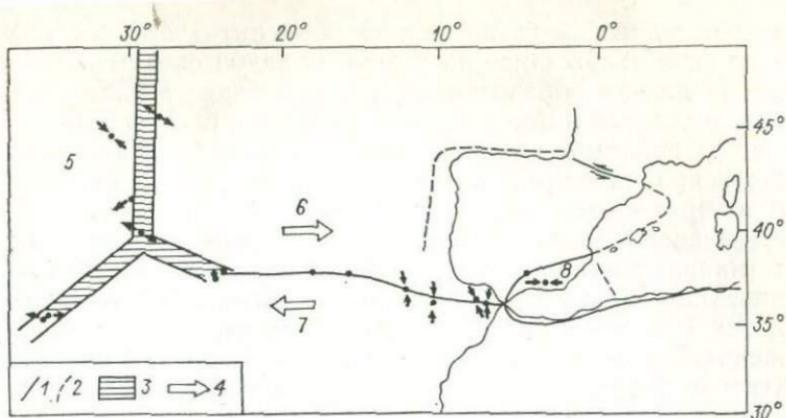


Рис. 44. Реактивизированный Азорско-Гибралтарский трансформный разлом и характер движения литосферных блоков вдоль него (по сейсмологическим данным [530]).

Границы блоков: 1 — установленные; 2 — предполагаемые; 3 — осевая рифтовая зона; 4 — направление движения блоков. Плиты: 5 — Американская, 6 — Евразиатская, 7 — Африканская, 8 — Альборанская.

для дельтовых отложений Нигера. Камерунский осадочный бассейн южнее дельты Нигера ограничивается с севера разломной зоной  $27^{\circ}$ , а с юга разломной зоной Эссеншен. С южно-американской стороны три главных экваториальных разлома также отмечают границы меловых осадочных бассейнов. Разломная зона Сан-Паулу служит северной границей (на континентальном шельфе) большого осадочного бассейна мелового возраста, расположенного восточнее устья р. Амазонки. Продолжение зоны Романш является северной границей прибрежного осадочного бассейна Мачанхао мелового возраста, в котором толщина осадков достигает 8 км.

Острова Рокас и Фернанду-ди-Норонья, расположенные на продолжении разлома Чейн, маркируют северную границу прибрежного бассейна, заполненного туронскими и более молодыми осадками [328]. Различие в осадконакоплении по разные стороны трансформного разлома обуславливает проявление разломообразования, из-за разницы осадочной нагрузки происходит возобновление активности вдоль старых линий ослабления литосфера. Это находит отражение в слабых проявлениях современной сейсмической активности, наблюдающейся вдоль краевых участков следов трансформных разломов и их континентальных продолжений [276, 328].

Разломы второго типа, заложившиеся на океанической литосфере, являются наиболее распространенными. К ним относятся многочисленные крупные и мелкие разломы, пересекающие срединно-океанические хребты. Для разломов этого типа, как правило, характерна меньшая длина активной части и относительная близость друг к другу по сравнению с разломами первого

типа. Последнее свойство можно объяснить тем, что разломы второго типа заложились на тонкой молодой океанической литосфере, тогда как образование разломов первого типа связано с расколом толстой и прочной континентальной литосферы. Самые мелкие из разломов, заложившихся на тонкой океанической литосфере, при удалении от оси срединного хребта быстро затухают и теряют свою морфологическую выраженность.

Изменение условий относительного движения литосферных плит (направления спрединга и скорости) может приводить к реактивизации пассивных следов трансформных разломов как первого, так и второго типа. Так, например, различие в скоростях движения Северо-Американской и Южно-Американской плит относительно Африканской привело к оживлению западных пассивных следов трансформных разломов в приэкваториальной Атлантике (например, разломы Барракуда). Аналогичная ситуация, вызванная различием в скоростях движения Африканской и Евразиатской плит относительно Северо-Американской, имеет место в Азорско-Гибралтарской зоне разлома (рис. 44). Другими примерами разломов этого типа являются трансформная разломная зона Оуэн, разломная зона Макуори и др.

## ДИНАМИЧЕСКИЕ ТИПЫ ТРАНСФОРМНЫХ РАЗЛОМОВ И ПОЛЕ $\Delta g$ НАД НИМИ

Подавляющее большинство трансформных разломов приурочены к районам разрастания океанического дна, где они пересекают зоны срединных хребтов и отделяют друг от друга различные литосферные плиты или разновозрастные блоки одной литосферной плиты.

Морфологические характеристики дна в области трансформных разломов хорошо описаны Г. Менардом и Т. Чейсом [438], которые впервые представили классификацию трансформных разломов по морфологическим признакам. Зоны разломов имеют вид узких протяженных линеаментов с рельефом дна, значительно более расчлененным, чем на соседних участках вне каждой из зон. Смежные участки разновозрастных плит, разделенные трансформными разломами, существенно отличаются между собой по многим параметрам, например по рисунку магнитных аномалий, глубине до фундамента, толщине литосферы, характеру гравитационных аномалий. На большом удалении от осей хребтов, трансформные разломы, как правило, слабо выражены на батиметрических картах и картах  $\Delta g_{c.v.}$ .

Характерным признаком трансформных разломов и их пассивных следов является горизонтальное сдвиговое смещение, которое происходит сейчас или имело место в прошлом. Наиболее часто встречаются трансформные разломы (и их следы после прекращения активного сдвига по разлому), вдоль которых происходит (или происходило) простое скольжение края одной океанической литосферной плиты относительно другой; будем

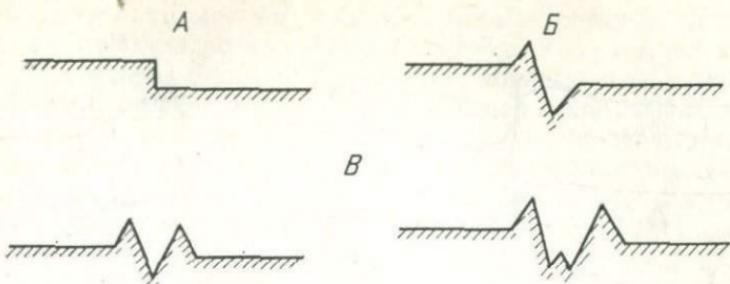


Рис. 45. Характерные морфологические профили различных динамических типов трансформных разломов.

Разломы: А — идеальные, Б — со сжатием, В — с расширением.

называть такие разломы идеальными. Кроме того, анализ фактического материала дает возможность выделить другие, более сложные динамические типы трансформных разломов, т. е. когда вдоль всей активной части или на отдельных ее участках помимо главной составляющей скольжения имеет (или имела) место еще поддвиговая или раздвиговая [212]. Все эти динамические типы трансформных разломов различаются по своему проявлению в гравитационном и тепловом полях, а также по морфологии дна.

С этой точки зрения последовательно рассмотрим три типа указанных разломов. В поперечном сечении топография трансформных разломов довольно разнообразна. Характерные геоморфологические профили через различные динамические типы трансформных разломов показывают, что при удалении разломов поверхность литосферы значительно выравнивается, выходя на некоторый асимптотический уровень (рис. 45). Со стороны более молодой и менее остывшей литосферы глубина дна меньше, чем со стороны более холодной, старой, т. е. разница в возрасте литосферы постулирует различие средних глубин по обе стороны от разлома. Для определения различия можно использовать эмпириическую зависимость изменения глубины дна океана от возраста литосферы [457]. Для молодой литосферы  $0 < t < 70$  млн. лет это соотношение имеет вид

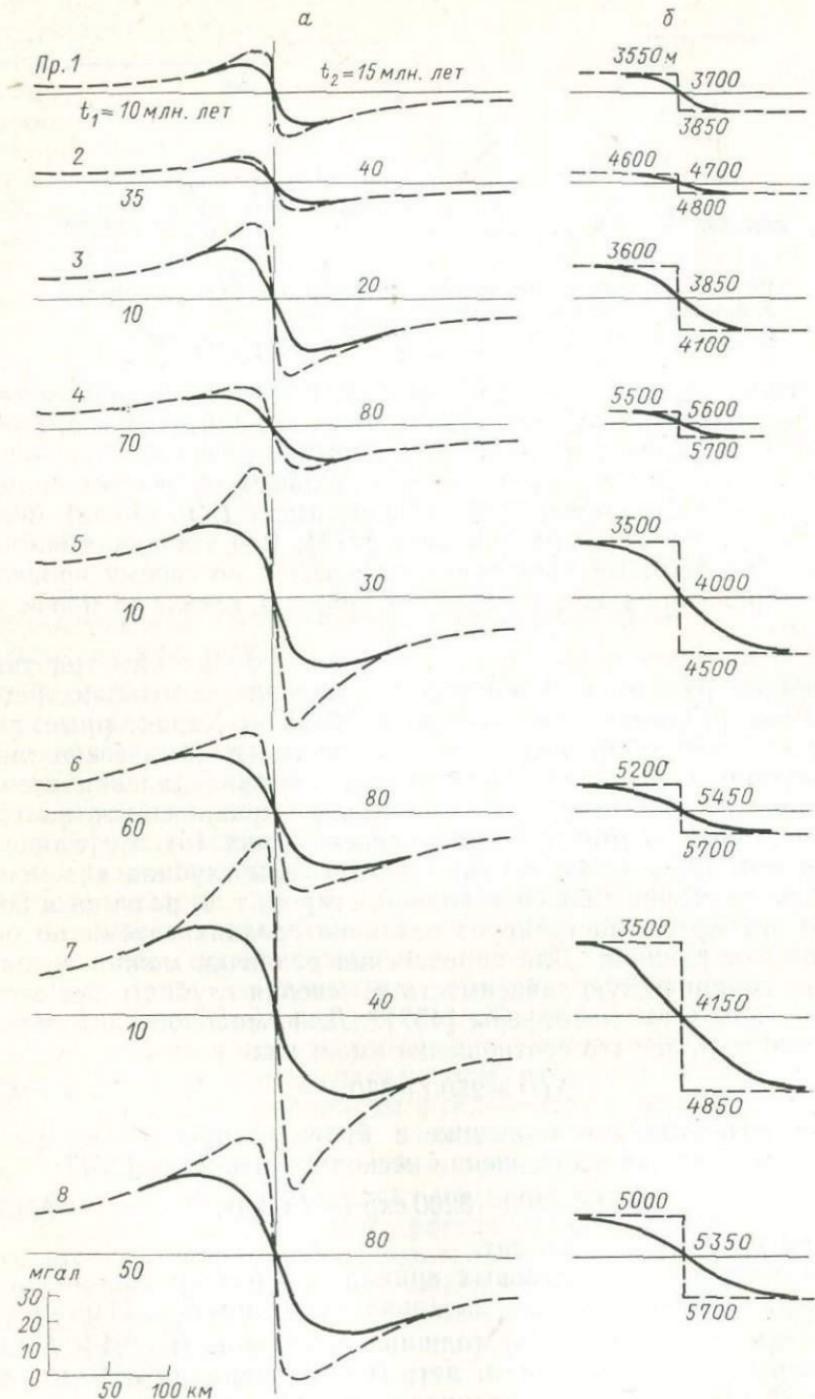
$$h(t) = 2500 + 350 t^{1/2}. \quad (34a)$$

Для возрастов, включающих и более старую литосферу с  $t > 80$  млн. лет, это соотношение несколько меняется [457]:

$$h(t) = 6400 - 3200 \exp(-t/62,8), \quad (34b)$$

где  $[h(t)] = \text{м}$ ;  $[t] = \text{млн. лет.}$

Рассмотрим на модельных примерах характер аномального гравитационного поля над идеальными разломами. Напомним, что согласно формуле (26) толщина литосферы  $H = 9,4 \sqrt{t}$ , где  $t$  — возраст литосферы, млн. лет;  $H$  — толщина литосферы, км [449]. Формула (26) рассматривает литосферу как оставающий



термический слой мантии, нижняя граница которого устанавливается по положению изотермы  $T = T_c$ , где  $T_c$  — температура солидуса базальта. Геофизические исследования показывают, что толщина океанической коры, включающей слои 2А, 2Б и 3, изменяется с возрастом незначительно. Так же незначительно меняется суммарная толщина слоев 2А и 2Б. Сейсмические скорости слоя 2А заметно менялись со временем, но после 40 млн. лет практически не отличаются от скорости слоя 2Б [371] (рис. 40).

Рассмотрим четырехслойную модель литосферы, включающую слои океанической коры 2А, 2Б и 3, а также остальную литосферу и подстилающую ее астеносферу. Глубина дна океана в зависимости от возраста определяется из условия (34); толщину слоя 2А можно получить из эмпирической зависимости (рис. 40). Суммарная толщина слоев 2А и 2Б была принята равной 2 км, а слоя 3 близкой 4 км, глубина нижней границы литосферы оценивалась по соотношению (26). Плотностные параметры соответствующих слоев этой модели, полученные на основании результатов геолого-геофизических исследований офиолитов и океанической литосферы, приведены в табл. 5.

Разность плотностей на границе литосфера — астеносфера определялась при условии полной изостазии (по схеме Эри — Хейсканена) двух разновозрастных блоков литосферы, в зависимости от особенностей их строения она изменялась в пределах 0,05—0,1 г/см<sup>3</sup>. Результаты расчетов краевого гравитационного эффекта для идеальных трансформных разломов, разделяющих разновозрастные блоки литосферы, показывают, что (при фиксированном возрасте более молодой литосферы) любое увеличение возраста более старой литосферы  $t_2$  приводит к возрастанию краевого гравитационного эффекта  $\Delta g$  (рис. 46). Например, амплитуда краевого эффекта увеличивается от 15 мгал для возрастов контактирующих литосфер  $t_1=10$  и  $t_2=15$  млн. лет (Пр. 1) до  $\Delta g=60$  мгал при возрастах  $t_1=10$  и  $t_2=40$  млн. лет (Пр. 7). Такое увеличение  $\Delta g$  является следствием, во-первых, возрастания разности глубин дна ( $h_2 - h_1$ ) по обе стороны раз-

Таблица 5. Плотность слоев литосферы

| Слои                | Плотность, г/см <sup>3</sup> |
|---------------------|------------------------------|
| Вода                | 1,03                         |
| Слой 2А             | 2,34—2,50                    |
| Слой 2Б             | 2,75                         |
| Слой 3              | 2,95                         |
| В, мантия литосферы | 3,30                         |

Рис. 46. Краевой гравитационный эффект над трансформными разломами, разделяющими разновозрастные блоки литосферы (а) и кривые рельефа дна (б).

Штриховая линия — без учета латерального теплопереноса, сплошная линия с учетом.

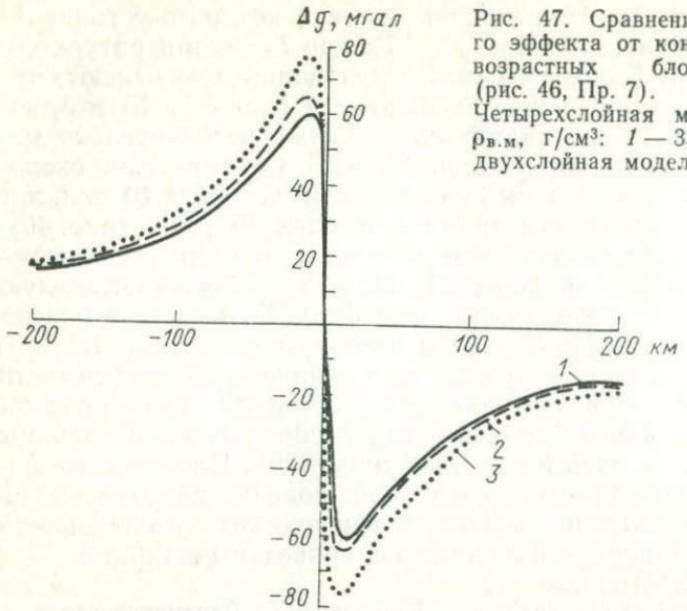


Рис. 47. Сравнение гравитационного эффекта от контакта двух разновозрастных блоков литосфера (рис. 46, Пр. 7). Четырехслойная модель литосферы,  $\rho_{\text{в.м.}}$ ,  $\text{г}/\text{см}^3$ : 1 — 3,3; 2 — 3,4; 3 — двухслойная модель.

лома, во-вторых, изменения в строении верхних слоев литосферы с возрастом. При фиксированной разности ( $t_2 - t_1$ ) возрастов, с ростом абсолютных значений  $t_1$  и  $t_2$  происходит уменьшение разности глубин дна  $h_2 - h_1$  и, как следствие, уменьшение гравитационного краевого эффекта  $\Delta g$  [от 60 мгал для  $t_1 = 10$  и  $t_2 = 40$  млн. лет (Пр. 7) до 41 мгал для  $t_1 = 50$  млн. лет,  $t_2 = 80$  млн. лет; а при  $\Delta t = 20$  млн. лет от 26 мгал для  $t_1 = 10$  млн. лет,  $t_2 = 20$  млн. лет (Пр. 3) до 14 мгал для  $t_1 = 70$  млн. лет,  $t_2 = 80$  млн. лет (Пр. 4)] [40, 71, 212].

Аналогичные варианты просчитаны для плотности литосферы ниже границы Мохоровичича, равной 3,4  $\text{г}/\text{см}^3$ . Расчеты для Пр. 7, где эффект изменения  $\Delta g$  за счет вариации плотности наибольший, показали, что такие вариации плотности нижнего слоя литосферы практически не сказываются на результатах (рис. 47).

Для сравнения были проведены также расчеты упрощенной двухслойной модели, когда вся литосфера, включая океаническую кору, принималась однородной средой с плотностью  $\rho$ . Рассматривались два варианта, когда  $\rho = 3,3 \text{ г}/\text{см}^3$ , и вариант, когда  $\rho$  полагалось равным значению плотности в пятислойной модели, но после осреднения по толщине литосферы (рис. 47).

Расчеты показывают, что превышение гравитационного эффекта  $\Delta g$  для однородной литосферы над  $\Delta g$  пятислойной модели достигает 14 мгал. Существенно меняется при этом также и форма гравитационной аномалии. Таким образом, сильное упрощение строения литосферы в модели может приводить к за-

метным ошибкам при сравнении модельных примеров с реальными наблюдениями. Следует отметить, что в рассмотренной теоретической модели можно было учитывать влияние осадочного слоя, так как его толщина определяется временем и условиями осадконакопления, она должна быть определена в каждом конкретном случае. Можно ожидать, что гравитационное влияние этого слоя (с плотностью 1,60—2,2 г/см<sup>3</sup>) близко к рассмотренному выше гравитационному влиянию слоя океанической коры.

Результаты расчетов показывают, что краевой гравитационный эффект идеальных разломов в зависимости от возраста контактирующих участков литосферы может достигать 60 мгал. Однако в рассмотренной модели не учтено, что контакт молодой и более нагретой плиты со старой и более остывшей должен сопровождаться латеральным переносом тепла от горячего блока литосферы к холодному. В результате по прошествии времени порядка нескольких миллионов лет уступообразное распределение изотерм изменится, будет иметь место их плавный переход от старой литосферы к молодой. Следуя за таким распределением изотерм, уступообразный рельеф дна океана по обе стороны от разлома постепенно становится все более плавным, его форма определяется термическим сжатием блоков литосферы в области контакта разновозрастных участков. В результате можно ожидать заметного уменьшения краевого гравитационного эффекта.

Для оценки этого эффекта воспользуемся одномерным распределением температуры в литосфере с глубиной (27):

$$T = T_s \Phi(z / \sqrt{2\pi t}),$$

где  $T_s$  — температура мантии на большой глубине;  $\Phi$  — функция вероятности;  $t$  — время остыивания литосферы.

Пусть в момент времени  $t=t_0$  имеет место контакт блока литосферы, остивающей в течение интервала времени  $t_0$ , и нового блока, только что образованного на оси хребта. Следовательно, начальное распределение температуры имеет вид [420]

$$T(x, z)|_{t=t_0} = \begin{cases} T_s & \text{при } x > 0, \\ T_s \Phi\left(\frac{z}{2\sqrt{\pi t_0}}\right) & \text{при } x < 0, \end{cases} \quad (35)$$

где  $x$  — координата, нормальная к зоне контакта двух блоков литосферы по трансформному разлому.

Распределение температуры в плоскости  $x, z$  в любой момент времени можно получить сверткой начального распределения (35) с функцией Грина для нестационарной плоской задачи в полупространстве с граничным условием  $T=0$  при  $z=0$  [98]:

$$T(x, z, t) = \frac{1}{4\pi(t-t_0)} \int_0^\infty dz' \int_{-\infty}^\infty dx' T(x, z)|_{t=t_0} \times \\ \times \left\{ \exp \left[ -\frac{(z-z')^2 + (x-x')^2}{4\pi(t-t_0)} \right] - \exp \left[ -\frac{(z+z')^2 + (x-x')^2}{4\pi(t-t_0)} \right] \right\}.$$

Интеграл берется в аналитическом виде, если воспользоваться следующим представлением функции вероятности:

$$\Phi \left( \frac{z'}{2\sqrt{\pi t_0}} \right) = \frac{1}{2\sqrt{\pi t_0}} \int_0^\infty \left\{ \exp \left[ -\frac{(z'-y)^2}{4\pi t_0} \right] - \exp \left[ \frac{(z'+y)^2}{4\pi t_0} \right] \right\} dy$$

и переменить пределы интегрирования. Тогда решение имеет вид

$$T(x, z, t) = \frac{T_s}{2} \left\{ \left[ 1 - \Phi \left( \frac{x}{2\sqrt{\pi(t-t_0)}} \right) \right] \Phi \left( \frac{z}{2\sqrt{\pi t}} \right) + \right. \\ \left. + \left[ 1 + \Phi \left( \frac{x}{2\sqrt{\pi(t-t_0)}} \right) \right] \Phi \left( \frac{z}{2\sqrt{\pi(t-t_0)}} \right) \right\}. \quad (36)$$

В каждой из точек  $x$  оно показывает вклад двух слагаемых от правого и левого распределения температуры. С удалением от трансформного разлома вправо ( $x \rightarrow +\infty$ ) распределение температур (36) переходит в распределение вида (27), свойственного молодой литосфере в модели остывающего граничного слоя:

$$T(x, z, t) \xrightarrow{x \rightarrow \infty} T_s \Phi \left( \frac{z}{2\sqrt{\pi(t-t_0)}} \right).$$

При удалении влево получаем распределение температуры в более старой литосфере:

$$T(x, z, t) \xrightarrow{x \rightarrow -\infty} T_s \Phi \left( \frac{z}{2\sqrt{\pi t}} \right).$$

Распределение температуры вида (27) справедливо уже на расстояниях порядка 2—3 толщины зоны интрузий, т. е. примерно 10—15 км от оси хребта [449, 453]. Так как  $t \rightarrow 0$ , это решение дает формально правильный предел  $T \rightarrow T_s$  на оси хребта, поэтому не следует ожидать ощутимых изменений в результатах расчета, вызванных отклонением распределения (27) от двумерного вблизи от оси.

Предположим полную локальную изостазию по любому вертикальному сечению литосферы, тогда перепад рельефа дна океана по трансформному разлому описывается формулой

$$\Delta h = \frac{\rho_a - \rho_b}{\rho_a - \rho_b} \int_0^\infty \alpha [T_x(x, z) - T_\infty(z)] dz = \\ = \frac{\alpha T_s}{V\pi} \cdot \frac{\rho_a - \rho_b}{\rho_a - \rho_b} \left\{ 2\sqrt{\pi t} - \sqrt{\pi t} \left[ 1 - \Phi \left( \frac{x}{2\sqrt{\pi(t-t_0)}} \right) \right] - \right. \\ \left. - \sqrt{\pi(t-t_0)} \left[ 1 + \Phi \left( \frac{x}{2\sqrt{\pi(t-t_0)}} \right) \right] \right\}.$$

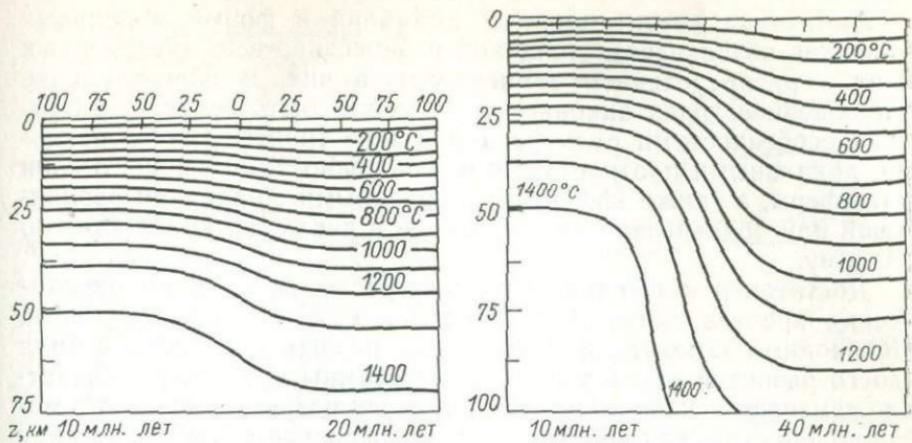


Рис. 48. Распределение температур с глубиной при контакте разновозрастных блоков литосферы по идеальному трансформному разлому.

Расчеты сделаны при коэффициенте термического расширения  $\alpha = 3 \cdot 10^{-5} 1/^\circ\text{C}$ , коэффициенте теплопроводности  $k = 7 \times 10^{-3}$  кал/(см·сек· $^\circ\text{K}$ ), коэффициенте термической диффузии  $\chi = 8,5 \cdot 10^3$  см $^2$ /сек, температуре основания литосферы  $T_0 = 1200^\circ\text{C}$  ( $T_s = 1450^\circ\text{C}$ ) (рис. 46, 48).

Как видно из расчетов, уступообразный характер дна океана в модели, не учитывающей латеральный перенос тепла через зону разлома, сменяется в новой модели постепенно выполаживающейся по мере увеличения времени контакта соседних блоков переходной зоной по отжившему трансформному разлому. Аналогично рельефу поверхности этой модели меняется и положение границ слоев океанической коры на контакте; соответственно амплитуды краевых аномалий  $\Delta g$  заметно уменьшаются. Например, для максимального краевого гравитационного эффекта (рис. 46) при  $t_1 = 10$  млн. лет,  $t_2 = 40$  млн. лет (Пр. 7) амплитуда  $\Delta g$  уменьшается от 60 до 28 мгал благодаря теплопереносу через зону разлома в течение 10 млн. лет. По мере увеличения возраста молодой литосферы, во-первых, растет время латерального теплообмена между соседними блоками, во-вторых, время остывания обоих участков литосферы. Эти два эффекта уменьшают амплитуду аномалий  $\Delta g$  так, что для  $t_1 = 50$  млн. лет и  $t_2 = 80$  млн. лет (Пр. 8) амплитуда с учетом латерального теплопереноса уменьшается от 40 до 26 мгал.

Расчеты показали, что теплоперенос через разломную зону существенно уменьшает амплитуду гравитационного краевого эффекта, за исключением очень малых времен контакта блоков литосферы  $\sim 3$  млн. лет (сравним кривые на Пр. 1). Отметим, что латеральный теплоперенос уменьшает амплитуду  $\Delta g$ , смещающая экстремумы распределения  $\Delta g$  в сторону от разлома, снижая тем самым горизонтальные градиенты  $\Delta g$  в зоне трансформного разлома или его пассивного следа.

Амплитуда гравитационных аномалий и форма модельных траекторий обусловлены толщиной разновозрастных литосферных плит и распределением температуры в них. В общем случае наблюденное гравитационное поле может быть осложнено другими особенностями рельефа дна в зоне трансформного разлома, локальными плотностными неоднородностями верхнего слоя литосферы, а также эффектами, связанными с наличием раздвиговой или поддвиговой составляющей в движении краев плит по разлому.

Достаточно много трансформных разломов срединно-океанических хребтов могут быть отнесены к категории идеальных. Необходимо заметить, однако, что на разных участках и этапах своего развития некоторые из трансформных разломов вследствие изменения скорости или направления разрастания хребта могут приобретать как поддвиговую, так и раздвиговую компоненту (например, разломы Романш, Бима и др.). Эти особенности проявляются даже и на неактивных, ныне залеченных участках бывших трансформных разломов.

### Анализ поля $Dg$ и морфологии дна на конкретных примерах

Рассмотрим разломные зоны Восточной части Тихого океана. Большое количество крупных хорошо изученных разломных зон располагается в северо-восточной части Тихого океана (Мендосино, Кларион, Клиппертон и др.). Главным образом они представляют собой сейсмически неактивные (или слабо активные) «залеченные» зоны разломов, простирающиеся с востока на запад (на расстоянии нескольких тысяч километров) линейные морфоструктуры. Насколько можно теперь судить, многие из этих разломных зон вплоть до  $145-150^{\circ}$  з. д. ранее развивались как идеальные трансформные разломы, вдоль которых происходило чистое смещение разновозрастных блоков литосферы.

Батиметрические карты Тихого океана [99, 438] показывают значительное различие в глубинах северных и южных блоков — ныне пассивных следов разломных зон. Северные и южные блоки ныне единой плиты разделены крутым уступом. Высота уступа постепенно уменьшается в западном направлении, т. е. сглаживаются неровности рельефа с возрастом литосферы. В основании этих уступов обычно имеются узкие желоба, их глубина достигает нескольких сотен метров, они хорошо прослеживаются на протяжении двух тысяч километров для разлома Молокай, Кларион и Клиппертон [438]\*. В некоторых районах эти разломы осложняют цепочки подводных вулканов.

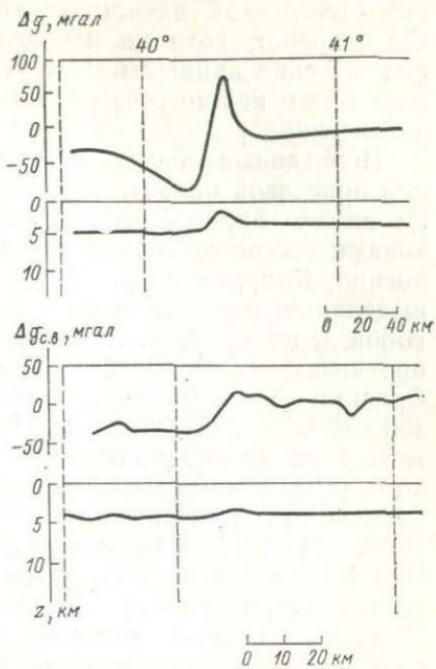
\* Не исключена вероятность, что эти желоба могут быть обусловлены и современными напряжениями в литосфере Тихоокеанской плиты; для ответа на этот вопрос необходимо провести специальные геофизические исследования.

Рис. 49. Батиметрические и гравитационные профили над разломной зоной Мендосино [312].

Положительные аномалии силы тяжести в свободном воздухе над разломом Мендосино составляют 10—30 мгал (над более молодым участком литосферы), они увеличиваются до 70—100 мгал над сопутствующими подводными вулканическими горами и отдельными хребтами. Отрицательные аномалии  $\Delta g$  имеют максимальные по модулю значения над подводной узкой депрессией (желобом), где достигают минус 50—70 мгал. Над более древними и более глубокими участками литосферы аномалии  $\Delta g_{c.v}$  характеризуются  $\sim 20$  мгал, которые постепенно выходят на нулевую асимптоту при удалении от разломной зоны. На профиле через разломную зону Мендосино, который пересекает два участка единой литосферной плиты с возрастом 20 и 50 млн. лет, оценки дают амплитуду  $\Delta g_{c.v}$  от краевого эффекта  $\sim 30$  мгал (рис. 49).

Напомним, что нами получена картина регионального поля  $\Delta g$  без учета влияния других осложняющих факторов. «Выравнивание» рельефа дна и уменьшение амплитуды гравитационных аномалий для более западных участков разломных зон в северо-восточной части Тихого океана обусловлено увеличением возраста блоков литосферы по обе стороны от разлома. Далее на запад от  $150^{\circ}$  з. д., вероятно, в результате переориентации направления прежнего разрастания хребта в строении всех рассматриваемых зон появляется ряд особенностей, которые не позволяют в этой области рассматривать развитие разломов в прошлом как «идеальное».

Большое количество разломных зон пересекает Восточно-Тихоокеанское поднятие от 0 до  $40^{\circ}$  ю. ш. [428]. Возраст этих разломов, полученный на основании интерпретации магнитных аномалий, составляет 7—10 млн. лет. Протяженность активной части разломных зон 200—300 км. Наибольшие глубины океанического дна приурочены к узким депрессиям в разломных зонах и достигают 3500—4500 м, отдельные глубины редко превышают 5000 м. В первом приближении эти разломные зоны можно рас-



сматривать как идеальные трансформные разломы типа хребет — хребет, хотя не исключена вероятность, что накопление фактических данных может уточнить это определение. К активным зонам каждого из разломов приурочены очаги слабых землетрясений.

Неактивные участки разломов, расположенные вне центральной приосевой области Восточно-Тихоокеанского поднятия, имеют вполне определенное сходство с неактивными разломными зонами северо-восточной части Тихого океана, такими как Мендосино, Кларион и др. Среди наиболее изученных в Атлантике выделяется разломная зона Чарли-Гиббс, которая представляет собой левосторонний трансформный разлом, его пассивный след протягивается от 49 до 16,5° з. д. [301, 451]. Рифтовая долина Срединно-Атлантического хребта смещается по разлому на 350 км вблизи 52°30' с. ш. На этом 350-километровом отрезке, между двумя смещенными участками рифтовой долины, между 30 и 35° з. д. имеет место наибольшая вдоль зоны сейсмическая активность. Результаты геолого-геофизических исследований [301, 324, 451] позволяют сделать вывод, что разломная зона Чарли-Гиббс состоит из серии поднятий и впадин, которые протягиваются почти вдоль всей зоны разломов от 21 до 45° з. д. Причем северная впадина разлома примыкает к северному участку, а южная — к южному участку рифтовой долины. Эти две внутриразломные опущенные зоны разделены хребтом, относительная высота которого составляет по меньшей мере 1000 м, а общая ширина этой системы равна 80 км. По мнению некоторых исследователей [451], этот хребет представляет собой своеобразную диапироподобную интрузию ультраосновных и основных пород.

Анализ данных бурения показывает, что могла иметь место четко выраженная интрузия ультраосновных тел через толентовую кору. На всем протяжении разломной зоны, за исключением ее активной части, обнаружен слой осадочных пород. Причем толщина этого слоя увеличивается с расстоянием от активной части разлома и в районе 17° з. д. достигает 1 км. Морфоструктуры разломной зоны, хорошо выраженные в пририфтовой области, довольно сильно сглажены и погребены на достаточном удалении от нее. Аномалии силы тяжести в свободном воздухе обнаруживают минимум вдоль разломной зоны. Наибольший минимум  $\Delta g_c$ , соответствует глубоким депрессиям рельефа.

Интересно отметить, что разломная зона Чарли-Гиббс осложнена сопутствующими ей приразломными хребтами и локальными подводными поднятиями. По мнению ряда исследователей [301, 532], зона разломов Чарли-Гиббс была заложена на континенте еще в палеозое, дальнейшее свое развитие она получила при раскрытии Северной Атлантики. Возможно, вследствие изменения скорости и направления раскрытия в период от 60 до 40 млн. лет появилась серия второстепенных трансформных

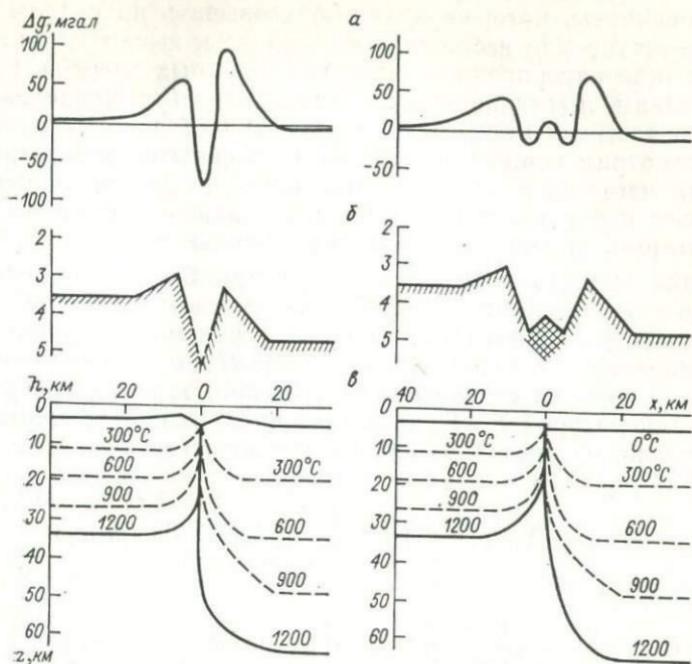


Рис. 50. Аномалии силы тяжести (а), рельеф дна (б) и распределение температур по глубине (в) для блоков литосферы, контактирующих по трансформному разлому с раскрытием.

бросов, по которым заложились депрессии, пересекающие главный разлом.

На основании морфологии дна и аномально высоких значений теплового потока можно предположить, что происходит очень небольшое расширение в активной части разлома; изучение этого интересного явления требует проведения целенаправленных площадных геолого-геофизических исследований разломной зоны.

Пока весьма вероятно считать, что на активном участке трансформного разлома Чарли-Гиббс помимо главной сдвиговой составляющей имеет место также и раздвиговая, которая по модулю много меньше главной.

Если трансформный разлом формируется под воздействием небольшой раздвиговой составляющей, то могут возникнуть две ситуации. Первая, когда кулисные трещины вдоль разлома настолько узки, что мантийные дифференциаты, поднимаясь по ним, не достигают поверхности, застывая на стенках разлома и закупоривая трещины (рис. 50). Вторая, когда раздвиговая составляющая настолько велика, что по образующейся трещине успевают подняться близко к поверхности литосферы мантийные

дифференциаты, которые будут образовывать по разлому цепи подводных гор или небольшие по ширине и высоте структурные формы типа внутриразломных рифтоподобных хребтов. Именно к последним мы предположительно относим происхождение внутриразломных морфоструктур в активной зоне Чарли-Гиббс.

Рассмотрим первый случай, когда раскрытие трансформного разлома настолько мало, что мантийное вещество не успевает подняться к его поверхности, но, поднимаясь вдоль стенок, может прогреть краевые области литосферных плит.

Чтобы оценить термическое поднятие бортов литосферных плит по сторонам трансформного разлома, вызванное прогревом поднимающегося мантийного вещества, рассмотрим распределение температуры в литосфере толщиной  $H$ , когда с момента времени  $t=0$  начался ее прогрев по трещине, заполненной расплавом с температурой  $T=T_0$ . Для «активной» жизни трещины (т. е. для времени прогрева) можно воспользоваться решением из работы [483]:

$$T_1(x, z, t) = (1 - z_1) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \theta_m(x_1, t) \sin(m\pi z_1), \quad (37)$$

где  $T_1 = T/T_0$ ;

$$\begin{aligned} \theta_m(x_1, t_1) = & \frac{(-1)^{m+1}}{2\pi m} \left\{ e^{-|x_1|m\pi} \left[ 1 - \Phi \left( \frac{|x_1|}{2\sqrt{t_1}} - m\pi\sqrt{t_1} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + e^{|x_1|m\pi} \left[ 1 - \Phi \left( \frac{|x_1|}{2\sqrt{t_1}} + m\pi\sqrt{t_1} \right) \right] \right\}; \right. \\ & x_1 = x/H; \quad z_1 = z/H; \quad t_1 = t(\rho c_p H^2/k). \end{aligned}$$

Предполагается, что вдали от трещины распределение температур в литосфере линейное. Чтобы получить аналогичное распределение температур [при условии прогрева по полубесконечной трещине, когда вдали от нее ( $x \rightarrow \pm\infty$ ) температура меняется с глубиной по закону остывающего пограничного слоя (27)], воспользуемся решением уравнения теплопроводности через функцию Грина для полуплоскостей ( $T=0$  при  $z=0$ ). Начальные и граничные (ось  $x=0$ ) условия распространяем по оси  $z<0$ . Искомое решение имеет вид

$$\begin{aligned} T(x, z, t) = & T_s \Phi \left( \frac{z}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \Phi \left( \frac{x}{2\sqrt{\kappa(t-t_0)}} \right) + \frac{27_s}{\pi} \times \\ & \times \exp \left[ -x^2/(4\kappa t) \right] \int_0^{z/x} \frac{\exp \{-q^2 x^2/[4\kappa(t-t_0)]\}}{(1+q^2)} dq. \quad (38) \end{aligned}$$

Такой прогрев по трещине имеет место во многих трансформных разломах экваториальной Атлантики, в частности он хорошо выражен на Пр. 1712 и Пр. 2206 при пересечении ими раз-

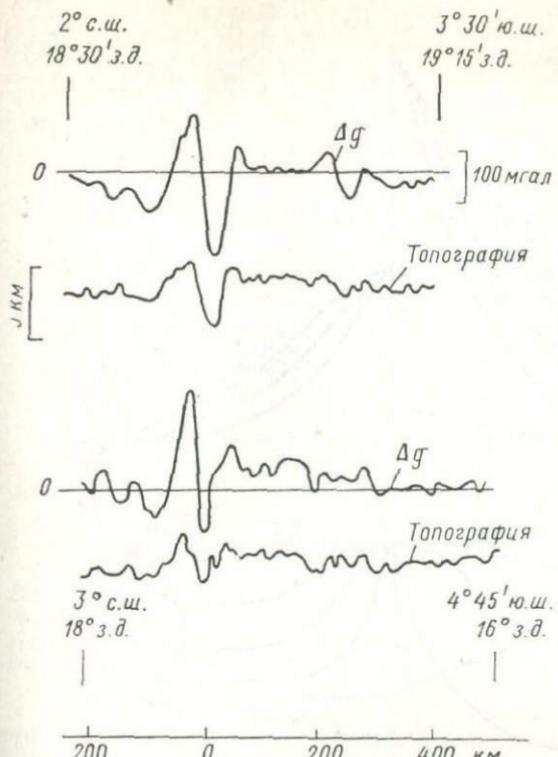


Рис. 51. Аномалии  $\Delta g$  и топография над разломной зоной Романш [303].

лома Романш (рис. 51)\*. По результатам исследований, проведенных в первом рейсе научно-исследовательского судна «Академик Курчатов», было получено, что впадина Романш имеет максимальные глубины до 7850 м. Дно впадины представляет собой относительно ровную поверхность. В ее центральной части наблюдается довольно толстый ( $\sim 3$  км) низкоскоростной слой; рассматривая его как осадочный, следует признать древнее заложение впадины Романш в процессе формирования срединно-океанического хребта [73].

Особенностью рельефа дна при пересечении этого трансформного разлома является различие средних глубин по обе стороны от него. Это объясняется различным возрастом литосферы по обе стороны разлома (рис. 52, 53). Литосфера северного борта разлома в зоне его пересечения на 30 млн. лет старше южной. Учитывая это по формулам (34a), получаем  $\Delta h = h_2 - h_1 = 1,1$  км, что хорошо согласуется с фактическим различием средних глубин по обе стороны разлома.

\* В силу случайного положения  $f$ -образных трещин нельзя ожидать совершенно подобных особенностей топографии дна, вдоль больших участков трансформных разломов.

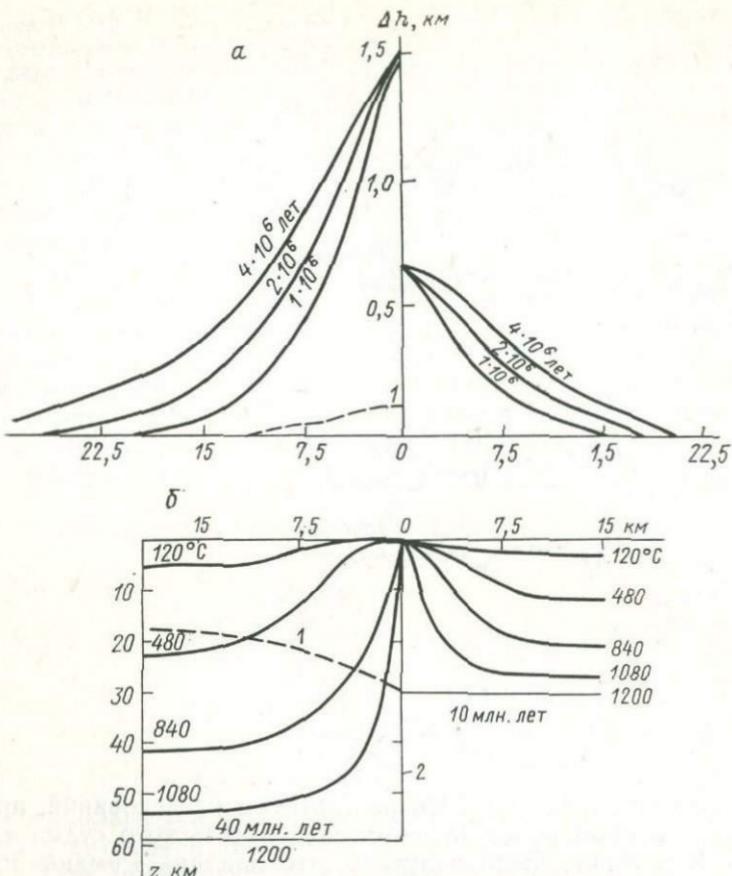


Рис. 52. Рельеф, обусловленный термическим прогреванием и фазовыми переходами [40] (а), и распределение температур в литосфере (б).

1 — граница фаз; 2 — ось трансформного разлома.

Прорыв по трещине базальтового расплава с температурой  $T \approx T_0$  приведет к прогреву областей литосферы, прилежащих к трещине. Тепловое расширение в результате этого прогрева вызовет воздымание краев  $A_2$  и  $A_1$  литосферы, т. е. образование приразломных хребтов (рис. 51).

Распределение температур в литосферных плитах по обе стороны от трансформного разлома, полученное согласно выражению (37), а также характер рельефа дна для времени существования трещины 1; 2; 4 млн. лет приведены, при указанных выше значениях параметров, на рис. 53. Вклад фазовых переходов в  $\Delta h_1$  около 150 м и пренебрежимо мал для  $\Delta h_2$ . Термический приразломный рельеф дна можно оценить и проще, если

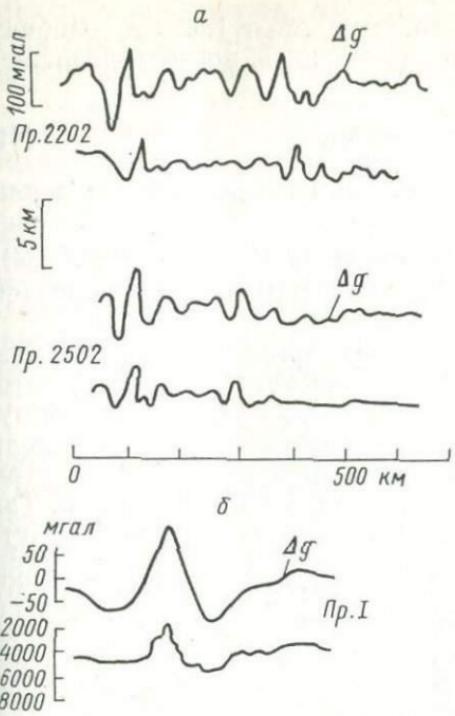


Рис. 53. Наблюденные гравитационные и батиметрические профили над разломной зоной Бима.

*a* — данные И. Кохрана [303]; *b* — данные И. Роба и М. Кана [475].

считать распределение температуры в краевой зоне литосферы с каждой стороны от разлома близким к линейному и пренебречь вкладом фазовых переходов. Действительно, поднятие края литосферы, вызванное термическим расширением, равно  $\Delta h_1 \approx \alpha \Delta T H$ , где  $\Delta T$  — эффективное среднее повышение температуры над «нормальным» литосферным распределением. При линейном распределении температур принимаем  $\Delta T = T_0/2$ , где  $T_0$  — температура плавления базальта ( $\sim 1120^\circ\text{C}$ ), и получаем  $\Delta h_1 \approx \approx \alpha \frac{T_0}{2} H_1$ ;  $\Delta h_2 \approx \alpha \frac{T_0}{2} H_2$ . Отсюда отношение высот приразломных термических хребтов с каждой стороны от разлома получается прямо пропорциональным толщине соответствующего участка литосферы:

$$\Delta h_2 / \Delta h_1 = H_2 / H_1. \quad (39)$$

Толщина литосферы, как отмечалось выше, оценивается по формуле  $H = 9,2 \sqrt{t}$ . Из выражения (39) следует

$$\Delta h_2 / \Delta h_1 = H_2 / H_1 = \sqrt{t_2 / t_1}. \quad (40)$$

Для Пр. 1712 ( $t_1 = 40$  млн. лет,  $t_2 = 10$  млн. лет)  $\Delta h_2 / \Delta h_1 = 2$ . Абсолютное значение  $h_2$  и  $h_1$  можно оценить, зная температуру подошвы литосферы ( $1200^\circ\text{C}$ ), ее толщину ( $H_2 = 32$  км,  $H_1 = 63$  км) и средний коэффициент теплового расширения ( $\alpha \approx 4 \times$

$\times 10^{-5} /^{\circ}\text{C}$ ), получаем  $\Delta h_2 \approx 0,76$  км и  $\Delta h_1 \approx 1,52$  км. Ширина приразломного хребта также можно оценить, воспользовавшись следующей формулой:

$$\Delta x \approx \sqrt{\frac{K}{\rho C_p} \Delta t}, \quad (41)$$

где  $\Delta t$  — время активного существования (раскрытия) трещины вдоль трансформного разлома.

Принимая  $K \approx 8 \cdot 10^{-3}$  кал/ $(^{\circ}\text{C} \cdot \text{см} \cdot \text{сек})$ ;  $C_p = 0,25$  кал/ $(\text{г} \cdot ^{\circ}\text{C})$ ;  $\rho \approx 3,3$  г/см<sup>3</sup>, находим  $\Delta x \approx 6,1 \sqrt{t}$ ; для  $t \approx 10$  млн. лет получаем  $\Delta x \approx 20$  км.

Аномальное поле  $\Delta g_{c.v}$  для таких приразломных хребтов, которые образованы благодаря термическому разогреву литосферы и полностью скомпенсированы, можно оценить по формуле расчета топографо-изостатических поправок, согласно модели Пратта. Глубина уровня компенсации определяется возрастом литосферы в исследуемом районе с каждой стороны хребта. Так как характерные размеры ширины такого хребта при возрасте литосферы  $t \geq 20$  млн. лет в несколько раз меньше глубины уровня компенсации (мощности литосферы), то он будет весьма заметно проявляться в поле  $\Delta g_{c.v}$ . Региональная компонента наблюденного гравитационного поля над трансформным разломом Романш (рис. 46, 52, 53), обусловленная различными мощностями разновозрастных литосферных плит, достигает 30—35 мгал. Учитывая особенности рельефа, т. е. приразломные хребты, сопровождающие этот разлом, получаем поле  $\Delta g_{c.v} = 100 \div 110$  мгал.

Зона трансформного разлома Вернадского протягивается в субширотном направлении между  $7$  и  $8^{\circ}$  с. ш. Длина активной части зоны разлома, расположенной между осевыми рифтовыми долинами хребта, превышает 600 км. С морфологической точки зрения зона этого разлома представляет собой систему вытянутых в субширотном направлении гряд и впадин [196]. Впадины имеют между собой короткие относительно неглубокие перемычки. В активной части разлома четко выделяются пять параллельных гряд с заключенными между ними четырьмя продольными впадинами. Общая ширина в этой части разломной зоны достигает 150 км. Высота гряд над уровнем абиссальных равнин в среднем близка 1500—2000 м, достигая иногда 3000—3500 м. Глубина впадин 4000—4500 м, местами увеличивается до 5500 м. Желоб, протягивающийся по  $7^{\circ}20'$  с. ш. непрерывно по всей зоне разломов, принято считать центральной или главной депрессией зоны разломов [196]. Ширина центрального желоба между вершинами ограничивающих его гряд 40—50 км, максимальные глубины достигают 5600 м. Другие желоба зоны отличаются от центрального меньшей контрастностью форм рельефа.

В местах сочленения зоны трансформного разлома с рифтовой долиной Срединно-Атлантического хребта резко увеличива-

ется глубина желоба, отдельные отметки глубин более 5500 м, а высота некоторых вершин на грядах 3000 м и менее. Осадки на дне желоба полностью отсутствуют.

Ко всем желобам зоны разлома Вернадского приурочены значительные отрицательные гравитационные аномалии в свободном воздухе, достигающие наибольших по модулю значений над центральным желобом разлома (до  $-70$  мгаль), над его грядами наблюдаются положительные аномалии до 70 мгаль. Простирание аномалий в свободном воздухе в зоне разлома полностью совпадают с простиранием главных морфоструктурных элементов разлома. Наибольшие амплитуды этих аномалий и градиенты поля силы тяжести соответствуют областям соединения рифтовой зоны хребта и зоны разлома (90 мгаль, 50 этвеш) [196].

Данные глубинного сейсмопрофилирования характеризуют сложное строение земной коры в зоне разлома Вернадского. Имеется подтверждение существования вертикальных ступенчатых сбросов и разрывов земной коры в зоне разлома с интрузиями плотного глубинного материала в виде штоков в верхние горизонты коры с возможным выходом его на поверхность [196]. За пределами активной части в восточном направлении азимут простирания зоны разлома составляет  $87^\circ$  [196]. В этом направлении разлом протягивается через северную часть поднятия Сьерра-Леоне и примыкает к континентальному склону Африканского континента.

Необходимо отметить, что разломная зона Вернадского резко отличается по своей морфоструктуре от расположенной рядом разломной зоны Вима. Есть предположения [195—197], что неактивные разломы, расположенные южнее разлома Вима, представляют собой переходные морфоструктуры между различными по своим геодинамическим признакам разломами Вима и Вернадского.

Пространственные соотношения структур в пределах экваториальной Атлантики указывают на нарастание крупномасштабных напряжений в земной коре в направлении с севера на юг, вызванных тектоническим взаимодействием Срединно-Атлантического хребта и зон разломов. Эти напряжения в большей степени проявляются в строении зоны разлома Вернадского, создавая сложный рисунок ее структурного плана.

Еще одним примером трансформного разлома с явной раздвиговой составляющей является разлом Вима (рис. 53). Эта зона разлома расположена на  $11^\circ$  с. ш. и смещает рифтовую долину Срединно-Атлантического хребта на расстояние около 300 км. Разломная зона представляет собой вытянутую депрессию, состоящую из двух, возможно, трех долин, вытянутых с запада на восток. В активной части разлома центральная долина имеет глубину около 5000 м. Слоны ее довольно крутые, угол наклона достигает  $15^\circ$ . Длинный узкий хребет шириной

30 км и длиной 400 км ограничивает долину с южной стороны. Наибольшие высоты этого хребта достигают 3000 м над уровнем депрессии, а некоторые его участки всего на 600 м ниже уровня моря. Почти такой же хребет, но с меньшей высотой (около 2000 м над уровнем депрессии) расположен вдоль ее северной стороны [533, 534]. Похожие приразломные хребты вдоль зон разломов обнаружены и в других местах Атлантики, например, вдоль разломных зон Чейн и Романш, Атлантик [327, 357, 359].

Южная и северная части Срединно-Атлантического хребта, которые разделяет разломная зона Вима, имеют максимальные глубины около 3800—4200 м. Активная часть разлома Вима маркируется очагами землетрясений, эпицентры которых расположены в основном вдоль южной стороны разлома [517]. По данным, полученным в результате 28-го рейса НИС «Михаил Ломоносов» (декабрь 1973 г.—апрель 1974 г.) и 8-го рейса НИС «Академик Вернадский» (январь—май 1974 г.), разлом Вима в виде одиночного желоба простирается далеко на восток в котловину Зеленого Мыса (в районе  $38^{\circ}$  з. д. желоб имеет глубину вреза 600—900 м, высоты южного и северного склона соответственно равны 1900 и 1000 м) [195].

Депрессия разлома перекрыта толстым слоем осадков, местами достигающим 1200 м, которые почти не нарушены. Район разломной зоны характеризует постоянный высокий тепловой поток, который имеет среднее значение около  $3 \cdot 10^{-6}$  кал/(см $^2$  × сек $^{-1}$ ), причем в южных, неактивных трансформных долинах он резко снижается, характеризуется значениями, даже меньшими, чем нормальные.

На рис. 53, б изображены два батиметрических и гравитационных профиля. Максимальные аномалии  $\Delta g_{c.v}$  приурочены к южному высокому хребту разлома Вима и достигают 40 мгал для Пр. II и 110 мгал для Пр. I, в то время как отрицательные аномалии, приуроченные к центральной долине, имеют  $\Delta g_{c.v} = -80$  мгал [475]. Была предложена оригинальная двухслойная модель для интерпретации этих профилей [475]. Учитывая, что оба эти профиля расположены в пределах зоны Срединно-Атлантического хребта, выбраны следующие параметры модели:  $\rho_b = 1,03$ ,  $\rho_k = 2,60$ ,  $\rho_m = 3,15$  г/см $^3$ . Для мощного осадочного слоя, заполняющего локальные впадины, была использована плотность  $\rho = 1,90$  г/см $^3$ , полученная по результатам бурения [266]. По-видимому, небольшие вариации плотностей модели слабо влияют на форму аномалий. Снизу модель была ограничена на глубине 40 км ровной изобарической поверхностью. Рассчитанные по этой модели аномалии хорошо согласуются с наблюдаемыми данными (рис. 53).

Форма аномалий Буге с учетом двухслойной модели позволяет предположить существование некоторого избытка масс под южным хребтом и меньший избыток масс под северным хребтом. Они также дают основание предполагать, что южный

хребет слагают неоднородные массы. Сходство профилей I и II указывают на то, что неоднородная структура южного хребта протягивается субширотно. По-видимому, имеется еще менее плотная область непосредственно под осевой частью разлома Вима. Эта разуплотненная область может представлять собой разогретый мантийный материал, поднимающийся и заполняющий пустоты при расширении разлома в процессе локального разрыва.

Источники аномалий в зоне разлома Вима, вероятно, залегают неглубоко. Эти локальные аномалии, по всей видимости, могут вызываться массами перидотитов и серпентинизированных перидотитов, какие, например, были драгированы близ основания южного склона, что подтверждает предположение о внедрении ультраосновных интрузий в зоне трансформного разлома [277, 278, 527, 534].

На основании результатов интерпретации магнитных аномалий, с учетом полускорости раздвигания 1,2 см/год, рассчитан возраст фундамента в зоне разлома Вима, вдоль Пр. 4 и Пр. 6. Так, в северной части Пр. 4 возраст основания достигает 8,06 млн. лет, в южной 17,1 млн. лет, для северной части Пр. 6 2,06, для южной 28,8 млн. лет [475, 534]. С учетом этих данных возможен другой подход к интерпретации аномалии  $\Delta g$  над разломной зоной Вима, а именно: такие аномалии обусловлены разной толщиной литосферных плит с каждой стороны разлома, а приразломная пограничная область с каждой стороны осложнена локальными ультраосновными интрузиями и соответствующими неровностями рельефа.

Характерные морфоструктурные формы разлома Вима, высокий тепловой поток и параллельность долин приразломных хребтов в зоне разлома Вима дали основание предположить [533, 534], что в настоящее время разлом Вима, как и разлом Романш, является результатом переориентации в кинематике плит в Атлантике. Эта переориентация привела некоторые зоны разломов к затуханию деятельности — южные трансформные долины — и изменила направление движения вдоль разлома Вима. Следствием такой переориентации явилось пассивное субмеридиональное расширение разлома Вима с сопутствующим излиянием мантийного материала. Скорость расширения разлома Вима — результат геометрических связей между ориентацией разлома и направлением разрастания хребта; скорость расширения разлома много меньше скорости в соседних рифтовых зонах. К тому же надо иметь в виду, что доминирующее движение по разлому все же сдвиговое. Есть основания предполагать, что такая переориентация движения плит в экваториальной Атлантике началась около 10 млн. лет назад. Но эта цифра находится в некотором противоречии с другими геолого-геофизическими данными, в частности, результаты времени переориентации, полученные на основании анализа осадконакопления [533], дают

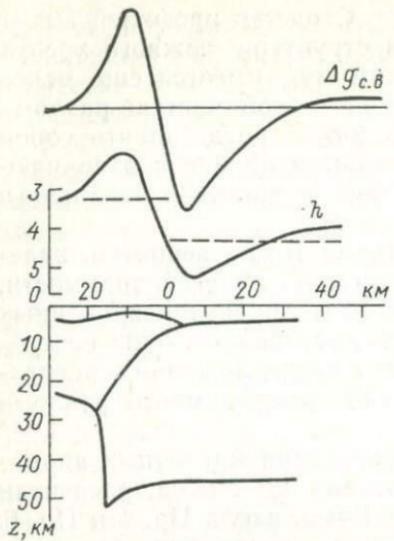


Рис. 54. Схематический контакт двух блоков литосфера и батиметрический и гравитационный профили над трансформным разломом со сжатием.

всего 1 млн. лет, что необходимо учитывать при дальнейшем изучении этого региона.

Трансформные разломы, вдоль которых имеет место не только сдвиговая составляющая, но и поддвиговая, должны характеризоваться основными элементами рельефа дна и поля  $\Delta g_{с.в.}$ , присущими островным дугам, а именно сопряженными между собой грядой (невулканической), глубоко-

водным желобом и валом (рис. 54). Все эти морфоструктуры изостатически не уравновешены, ибо образованы в процессе подвига одного края литосферы под другой и обязаны своим существованием условно-мгновенной прочности литосферы [207].

Трансформный разлом такого типа был исследован НИС «Гудзон» в юго-восточной части Тихого океана [354]. Ложе океана в окрестности зоны разлома имеет глубины около 4500 м. В самой же разломной зоне рельеф довольно сильно изрезан. Основными особенностями этой разломной зоны являются глубоководный желоб, имеющий глубины более 6500 м и протягивающийся параллельно желобу, и хребет, вершины которого поднимаются до глубины 2900 м. Также к юго-западу от желоба, т. е. со стороны поддвигаемого края плиты, имеется характерный изгиб литосферы, четко выраженный в виде вала. Кривая аномалии силы тяжести  $\Delta g_{с.в.}$  имеет форму, аналогичную той, которая наблюдается над невулканическими островными дугами, сопряженными с ними глубоководными желобами и валами. Над хребтом, который поднимается с одной стороны трансформного разлома, положительные аномалии в свободном воздухе достигают 60 магнитных галлонов, а над глубоководным желобом — 70 магнитных галлонов. Хорошо отражается в гравитационном поле и сопряженный с желобом вал; аномалии  $\Delta g_{с.в.}$  над ним достигают 20 магнитных галлонов.

Разломная зона Барракуда простирется от Срединно-Атлантического хребта до Малых Антильских островов. Основной топографической особенностью этой зоны является приразломный хребет Барракуда, имеющий очень крутой северный склон ( $30^\circ$ ) и более пологий ( $10^\circ$ ) южный. Резко изрезанная западная часть хребта отделена седловиной от более сглаженной восточ-

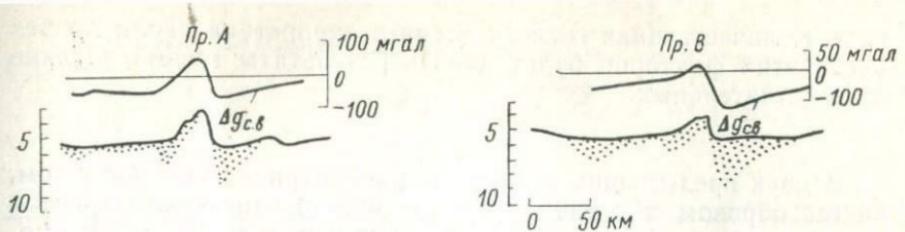


Рис. 55. Топографические и гравитационные профили аномалий в свободном воздухе над разломной зоной Барракуда [272].

ной части. Вершины хребта находятся на глубине 3500 м. К северу от хребта расположена сопряженная с ним Барракудская абиссальная равнина, где глубины превышают 6000 м. К югу от хребта также находится абиссальная равнина с максимальными отметками глубины 5500 м. Глубина подошвы земной коры, определенная по сейсмическим данным, достигает здесь 10—14 км ( $v=7,9 \div 8,4$  км/сек) [272]. Аномалии силы тяжести в свободном воздухе по профилям, пересекающим данную разломную зону (рис. 55), аналогичны аномалиям над островными дугами. Положительные аномалии над хребтом около 50 мгал, в то время как отрицательные аномалии над Барракудской абиссальной равниной достигают —140 мгал. Зональные аномалии  $\Delta g_{с.в} \approx 40$  мгал, поэтому амплитуды региональных  $\Delta g_{с.в} \approx \pm 100$  мгал.

Совместная интерпретация гравитационных, сейсмических и батиметрических данных дает возможность сделать вывод, что разломная зона Барракуда в западной своей части — это трансформный разлом с поддвиговой составляющей. Глубокая депрессия, находящаяся у северного подножия хребта, засыпана толстым слоем осадков, достигающим 3000 м, так что в рельфе дна она выражена слабо. Но в гравитационных аномалиях ясно видно наличие глубокого минимума в этой зоне. По всей видимости, скорость пододвигания северной плиты под южную очень мала: около единиц миллиметров в год. Это объясняется тем, что зона разлома Барракуда находится в области сжатия, вызванного относительным вращением Северной и Южной Америки по мере раскрытия Атлантического океана [334]. В восточной части разломной зоны Барракуда кроме сдвига происходит небольшой раздвиг. К разломам этого типа относится хорошо известная трансформная зона Кайман, разделяющая Карибскую и Северо-Американскую литосферные плиты, а также трансформные разломы, ограничивающие Карибскую плиту с юга.

Таким образом, геодинамический анализ главных типов трансформных разломов и поля  $\Delta g$  над ними позволяет считать, что в зависимости от характера составляющих движения по разлому морфоструктурные формы могут быть как изостатически уравновешенные (идеальные и раздвиговые разломы), так и неуравновешенные, когда имеет место поддвиговая составляю-

щая. Количественная геологическая интерпретация поля  $\Delta g$  без учета этих факторов будет давать результаты весьма далекие от действительных.

\* \* \*

В двух предыдущих главах мы рассматривали вопрос о том, каким образом в осевой зоне срединно-океанических хребтов рождается литосфера и, остывая, с удалением от оси хребта постепенно наращивает свою толщину. Как самый холодный верхний слой мантии — литосфера — обладает существенной прочностью, позволяющей каждой плите выдерживать значительные возмущающие усилия со стороны соседних. Это служит причиной ее относительной самостоятельности, которая выражается в том, что, несмотря на общую предопределенность движения всего ансамбля плит, по-видимому, обусловленную глобальной конвекцией (гл. II и III), несколько малых плит движется как бы независимо от структуры глобальной конвекции, подчиняясь в основном усилиям со стороны соседних плит. Прочность литосферы определяет и некоторую инерционность картины движения плит; требуется несколько миллионов лет, чтобы плиты приспособились к изменениям в структуре мантийной конвекции под ними.

Трансформные разломы могут служить своеобразными стабилизаторами движения всего ансамбля плит. Этим свойством обладают в основном разломы, по которым осуществляется контакт краев плит, обладающих достаточно большой толщиной ( $H > 40$  км) и прочностью на сдвиг. Разломы осевой зоны, где литосфера более тонкая и слабая, быстрее приспосабливаются к изменившимся условиям раздвижения плит. Именно реологические свойства литосферы, как было показано выше, определяют тот факт, что «косое» в плане разрастание, если иногда и наблюдается, то почти исключительно в медленнораздвигающихся хребтах, хотя и в них, по всей видимости, такое разрастание также неустойчиво.

Как было показано, каждый из динамических типов трансформных разломов: нормальный, со сжатием и с раздвижением краев плит — характеризуется своими особенностями рельефа дна и гравитационных аномалий. Поэтому характер рельефа и гравитационных аномалий, наблюдавшихся над трансформными разломами, помогает понять тенденцию относительного движения плит в изучаемом районе, а следовательно, и эволюцию картины глобального перемещения всего ансамбля литосферных плит.

Наиболее характерными локальными формами рельефа океанического дна являются подводные горы. В соответствии с принятой в настоящее время терминологией к подводным горам относят изолированные поднятия подводного рельефа, возвышающиеся над окружающим их дном не менее чем на 700 м. В таком определении не оговаривается ни генезис поднятия, ни положение его вершины относительно уровня моря. Таким образом, подводные горы могут быть как вулканического, так и иного происхождения, и к ним может быть отнесено большинство океанических островов. Среди многообразия форм подводных гор могут быть выделены следующие основные морфологические типы: *пик* — подводная гора с острой вершиной, *купол* — поднятие с пологими склонами и *гилот* — специфическая океанская форма рельефа в виде усеченного конуса с плоской вершиной.

Известны обособленные одиночные подводные горы, однако чаще они располагаются группами. Нередко группы подводных гор обнаруживают упорядоченность своего размещения, концентрируясь вдоль определенных вытянутых зон и образуя гряды или цепи, иногда значительной протяженности. В других случаях они расположены хаотически. Известны примеры, когда несколько подводных гор находятся столь близко друг к другу, что обладают единым цоколем, формируя так называемые многовершинные подводные горы.

Из сказанного следует, что распространение подводных гор на океаническом дне крайне неравномерно. Из общего числа известных ныне подводных гор, которое приближается к 13 000, более 10 000 обнаружено в Тихом океане, на долю остальных океанов приходится менее трети этого количества (примерно поровну). Отдельные океанические котловины вообще лишены подводных гор, тогда как другие по морфологии представляют собой настоящие горные страны, столь густо они ими усеяны.

Несмотря на отмеченную неравномерность распространения подводные горы в той или иной степени присущи всем основным морфологическим провинциям океанического дна. Наиболее характерны они для срединно-оceanических хребтов, которые собственно и являются широкими горными поясами. Однако здесь подводные горы относительно невелики по размерам и их высо-

та редко превышает 1 км. Наиболее крупные подводные горы с относительным превышением рельефа от 3 до 5 км и более встречаются в пределах глубоководных океанических котловин и активных переходных зон, где они нередко представлены действующими вулканами. Таким образом, подводные горы могут быть встречены как в пределах океанических плит, так и на их границах. Именно на приуроченности подводных гор к тем или иным элементам литосферных плит основана их наиболее общая классификация.

Вулканические подводные горы и хребты в Мировом океане распространены практически повсеместно [135]. Распределение в различных районах Мирового океана, морфология и геологическое строение подводных гор, а также структура геофизических полей и петрологический состав позволяют выделить три их типа, приуроченных соответственно к известным границам литосферных плит — срединно-оceanическим хребтам, зонам субдукции и трансформным разломам [48, 58—61]. Помимо подводных хребтов, связанных с границами литосферных плит, широко развиты подводные горы, не имеющие отношения к границам, которые можно выделить в четвертый тип — внутриплитовые подводные горы.

Высота подводных гор, приуроченных к осевой части и склонам срединно-оceanических хребтов, сравнительно невелика (0,5—1,5 км). Региональные аномалии силы тяжести в свободном воздухе над срединными хребтами обычно не превышают 30 мгал, в этих условиях к отдельным подводным горам в гребневой зоне хребта приурочены локальные максимумы, амплитуда которых редко превышает 50 мгал. Подводные горы этого типа располагаются в области образования новой океанической коры. Данный факт существенно влияет и на состав пород, слагающих эти горы. Оливиновые толеиты и щелочные базальты, драгированные с вершин подводных гор, характеризуются высокой намагниченностью  $(30 \div 50) \cdot 10^{-9}$  СГС.

Подводные горы, представленные андезитовыми вулканами островных дуг, описаны в многочисленных работах, в том числе и обобщающих [186, 207, 411]. Анализ различных геофизических факторов, в первую очередь распределение добротности в мантии под островными дугами, а также геологические модели петрологических процессов в этих областях позволили считать, что андезитовый вулканализм представляет собой поднявшиеся с глубины 80—150 км легкие и легкоплавкие дифференциаты погружающейся в мантию океанической коры. Андезитовый вулканализм является важнейшей особенностью островных дуг Тихого океана и примыкающих к ним подводных гор. Эти подводные горы обычно сложены преимущественно андезитами и липаритами, вследствие чего они обладают меньшей по сравнению с другими типами подводных гор намагниченностью  $(1 \div 10) \times 10^{-3}$  СГС [48].

Остановимся более подробно на двух типах подводных гор: подводных вулканических хребтах, сопутствующих трансформным разломам, и цепочках внутриплитовых подводных вулканических гор.

Некоторые трансформные разломы сопровождаются линейно вытянутыми вдоль одного из краев (а иногда и обоих) подводными вулканическими хребтами. Наиболее приемлемой геодинамической моделью, объясняющей многие приразломные цепочки подводных вулканических гор, может быть модель субгоризонтальных течений астеносферы во все стороны от восходящего мантийного потока [543]. Если такой субгоризонтальный астеносферный поток, текущий под литосферой вдоль оси хребта на глубинах 10—60 км, встречает на своем пути трансформный разлом, по которому значительно смешена рифтовая ось, то этот разлом играет роль запруды, препятствующей астеносферному потоку (см. рис. 56). В результате астеносферное вещество скапливается вблизи трансформной перегородки со стороны восходящего потока и образует застойную зону. Более горячее, расплавленное вещество в этой зоне стремится прорвать («пропарить») сравнительно тонкую литосферную плиту.

Эффективность трансформной перегородки зависит от многих причин, прежде всего от скорости расширения, размеров смещения оси срединного хребта по трансформному разлому (т. е. от длины этой перегородки), а также от глубины нижней границы астеносферного потока. Во всех случаях задержка более эффективна при малых скоростях раздвижения, большом смещении и небольших глубинах (несколько десятков километров) нижней границы потока под осью срединного хребта [543]. Если скорость расширения велика, а толщина литосферных блоков, разделенных трансформным разломом, одинакова, то подосевой астеносферный поток, не задерживаясь трансформной перегородкой, протекает дальше. В этом случае запруда слабая и вулканические хребты не образуются.

Если процесс «запруживания» действует достаточно длительное время, то вдоль трансформного разлома, и обычно только на одной его стороне, образуются протяженные вулканические хребты, причем только в периоды активных подосевых латеральных астеносферных течений под срединно-океаническим хребтом. Приразломные вулканические горы образуются вблизи оси расширения каждого из хребтов, и поэтому вулканы должны иметь возраст, как правило, такой же или немного меньший, что и океаническая кора, на которой эти горы расположены. Изменение направления разрастания срединных хребтов может также привести к образованию хребтов одновременно по обеим сторонам вдоль активной длины разлома.

Как было показано ранее, приразломные хребты могут быть обусловлены раздвиговой или поддвиговой составляющей движения по разлому. В последнем случае для двух разновозрастных литосферных плит, разделенных трансформным разломом, подводные хребты формируются на одной стороне трансформного разлома со стороны более молодой литосферной плиты. При разделении этих двух видов приразломных хребтов существенная роль принадлежит комплексной интерпретации геофизических полей и петрологическому анализу.

Результат эффективного воздействия трансформной перегородки в геологическом прошлом можно отчетливо наблюдать на примере приразломного хребта (Девяностого градуса или Восточно-Индийского), в настоящее время цепочки подводных вулканов, сопровождающих трансформный разлом Чарли-Гиббс в его северной части. Заметим, что более десяти лет ведутся споры относительно природы хр. Девяностого градуса. Предложено несколько моделей, так или иначе объясняющих происхождение этой протягивающейся более чем на 4500 км в меридиональном направлении линейной структуры, разделяющей Центральную котловину на западе и бассейн Уортон (Западно-Австралийская котловина) на востоке. Выдвинута гипотеза, что хребет представляет собой структуру типа горста [330]; предположили, что хребет образовался в результате сжатия при надвигании западного блока на восточный [413], но это противоречит картине относительного движения литосферных плит в Индийском океане [435, 487, 492]. На основании исследования батиметрических и геофизических данных К. Боун [285] пришел к заключению, что хр. Девяностый градус образовался вследствие внедрения разуплотненного мантийного материала, обусловленного воздействием горячей точки. Такая точка зрения получает генетическое подтверждение, если предположить, что хр. Восточно-Индийский формировался благодаря влиянию трансформного разлома как запруды и расположенного близ него восходящего мантийного потока и Астердамского горячего пятна [543].

Восточно-Индийский хребет представляет собой серию уступообразных блоков, поднимающихся над уровнем дна абиссальных котловин на 1500—2000 м. Восточный склон хребта более крутой и в ряде мест образует крупные уступы, свидетельствующие о дифференциальном движении блоков по разрывам. Вдоль всей восточной окраины хребта, параллельно ему, протягиваются сбросовые структуры, свидетельствующие о существовании сквозной меридиональной зоны разломов на восточной стороне хребта. Эта зона разломов характеризуется неровным рельефом и отмечается значительными нарушениями в геофизических полях. Данные батиметрии показывают увеличение глубины хребта к северу. Такая же закономерность наблюдается и в прилегающей к хребту с запада Центрально-Индийской котло-

вине. К востоку от хребта в котловине Уортон глубины океанического дна увеличиваются к югу.

Результаты исследований на профилях 22 и 26 по проекту Глубоководного морского бурения [462, 544] показывают увеличение к северу возраста хребта и толщины осадочного чехла. Причем возраст океанической коры западнее хребта совпадает или чуть больше возраста образования хр. Девяностоградуса, что не противоречит возрасту, определенному по магнитным аномалиям [435]; возраст коры к востоку от хребта увеличивается к югу, тогда как западнее — к северу. Предположение о том, что хр. Восточно-Индийский принадлежит Центрально-Индийской плите, подтверждается бурением. Неактивная граница бывшего трансформного разлома, отделявшего в прошлом Центрально-Индийскую плиту от плиты Уортон, проходит восточнее хр. Восточно-Индийского.

Аномалии в свободном воздухе в экваториальной зоне хребта [285] характеризуются небольшими, часто даже близкими к нулю, значениями  $\Delta g_{c.v}$  над гребнем хребта. Редко, когда значения  $\Delta g_{c.v}$  превышают 35 мгал (рис. 20, 25). Небольшие значения  $\Delta g_{c.v}$  над хребтом убедительно показывают, что его масса компенсируется на глубине. Поэтому невозможно предполагать модели образования хребта, связанные с нескомпенсированными поднятиями типа горста или с поднятиями в результате надвига, которые давали бы значительные аномалии  $\Delta g_{c.v}$ . Так, если бы хребет был нескомпенсированным приподнятым блоком океанической литосферы, то аномалии свободного воздуха над его гребнем достигали бы 200 мгал. Зона разлома, расположенная восточнее хребта, характеризуется отрицательными значениями  $\Delta g_{c.v}$ . Аномалии  $\Delta g_{c.v}$  коррелируют здесь со впадиной рельефа дна, протягивающейся параллельно хребту.

Толщина плиты Уортон во время образования хребта была значительно больше, чем толщина более молодой Центрально-Индийской плиты, такой разлом в то время вполне мог служить в качестве литосферной перегородки, преграждающей путь астеносферному потоку, восходящему в районе о. Амстердам. Вследствие внедрения разогретого материала образовалась цепочка приразломных подводных вулканических гор, которая привела к образованию значительно поднятой над уровнем дна, изостатически скомпенсированной морфоструктуры Восточно-Индийского хребта. Внедрившийся материал является менее плотным, чем породы мантии и, вероятно, представляет собой толеитовые и щелочные базальты. Данные бурения в северной части хребта свидетельствуют о том, что в начале палеогена хребет был уже поднят над уровнем моря, затем он быстро опустился [544].

Как отмечалось выше, топография разломной зоны Чарли-Гиббс в ее активной части, заключенной между рифтовыми долинами, представляет собой систему двух прогибов, между ко-

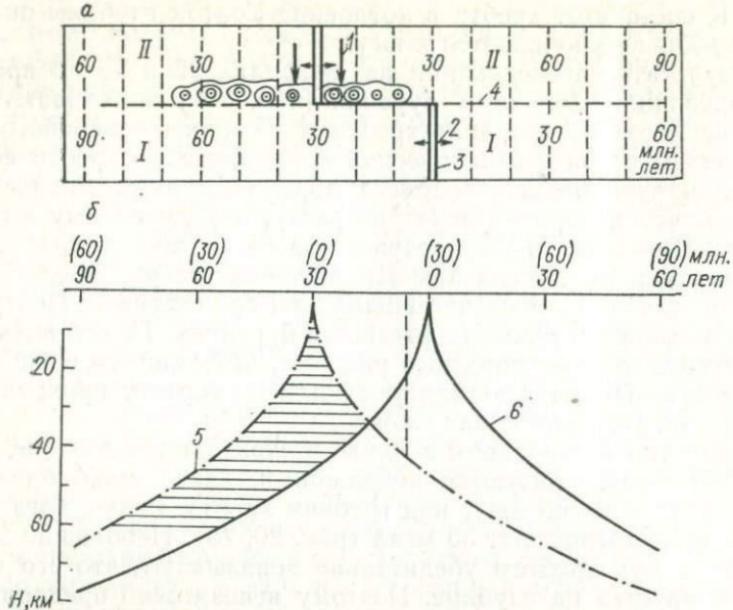


Рис. 56. Модель образования приразломных хребтов за счет дамбового эффекта в плане (а) и в разрезе (б) [543].

1 — направление движения продольного астеносферного потока под осью срединного хребта от ближайшей горячей точки; 2 — направление раздвижения dna океана; 3 — активный участок трансформного разлома; 4 — пассивный участок.

I, II — блоки океанической литосфера, разделенные трансформным разломом.

Подошва литосфера: 5 — в блоке II, 6 — в блоке I.

торыми располагается подводный хребет высотой более 1000 м. Кроме того, с севера и юга эти прогибы местами сопровождаются вулканическими хребтами. Рифтовая долина в области контакта трансформного разлома имеет асимметричную форму — ее восточная стенка довольно крутая и осложнена подводной г. Миниа, сложенной толеитовыми базальтами. Вдоль северного прогиба активной части разломной зоны, от зоны сочленения с рифтовой долиной ( $35^{\circ}$  з. д.) примерно до  $32^{\circ}$  с. з., где возраст коры достигает 18 млн. лет, протягивается конструктивный вулканический хребет.

Отдельные вершины этого хребта достигают 1850 м ниже уровня моря. К этому хребту и частично к примыкающему прогибу приурочены проявления активной сейсмичности, которые прекращаются около  $32^{\circ}$  з. д., т. е. там же, где кончается хребет [324]. Время образования хребта совпадает с временем активного проявления Исландского горячего пятна, астеносферные потоки от которого, достигая трансформной перегородки Чарли-Гиббс, формировали этот хребет (рис. 56). К востоку от  $32^{\circ}$  з. д. хребет не распространяется, так как раньше 18 млн. лет Исландская горячая точка не функционировала или ее деятельность

была очень слабой и астеносферные потоки не достигали разломной зоны Чарли-Гиббс.

Интересно, что к востоку от  $32^{\circ}$  з. д. вдоль южного прогиба наблюдается конструктивный сейсмически активный хребет, протягивающийся до южного сочленения разломной зоны с рифтовой долиной, но он проявляется менее четко. Формирование этого хребта связывается с деятельностью Азорского горячего пятна [543].

## ВНУТРИПЛИТОВЫЕ ПОДВОДНЫЕ ГОРЫ

Внутриплитовые подводные горы характеризуются большим разнообразием морфоструктурных форм. Здесь встречаются и абиссальные холмы, и локальные подводные вулканы, гийоты и атоллы, а также цепи подводных гор, которые маркируют многие внутриплитовые разломы океанической литосферы. Обособленные подводные горы и вулканические острова глубоководных котловин имеют самые разнообразные размеры. Хотя наблюдается определенная закономерность для высоты подводной горы. Недавние исследования [187, 189] показали, что высота подводных гор над ложем океана  $\Delta H$  определяется законом Паскаля  $H = \Delta \rho H / \rho$ , где  $\Delta \rho$  — разница плотностей пород астеносферы и литосферы;  $H$  — мощность литосферы;  $\rho$  — ее плотность. Таким образом, высота подводных гор пропорциональна мощности литосферы или ее возрасту. Поэтому подводные горы, образовавшиеся вблизи рифтовой трещины, где толщина литосферы мала, будут невысокими 0,5—1 км.

При образовании подводных гор в пределах древней и мощной океанической литосферы, т. е. вдали от рифтовой долины, предельная высота подводных гор может достигать 11—12 км над ложем океана. Химический состав базальтов подводных гор также в большой степени зависит от толщины литосферы, точнее от глубины выплавки базальтового вещества. Теоретический расчет показывает, что под рифтовой трещиной до глубины 20 км устойчиво выплавляются толеитовые базальты, при толщине литосферы 20—40 км непосредственно под ней существует поле устойчивости высокоглиноземистых базальтов. Если толщина океанической литосферы превышает 35—40 км, то глубже ее располагаются поля устойчивости щелочных ( $\alpha\beta$ ), оливиновых ( $ol\beta$ ) и пикритовых ( $p\beta$ ) базальтов. Ширина полосы устойчивости каждого из этих базальтов под литосферой не превышает 10 км [191]. Таким образом, один и тот же механизм разрыва океанической литосферы может приводить в зависимости от ее мощности к различному петрологическому составу изливающихся базальтов.

Над большинством подводных гор глубоководных районов, как правило, отмечаются локальные изометричные аномалии в свободном воздухе интенсивностью 50—450 мгл. По данным

ГСЗ под многими подводными горами отмечается увеличение глубины границы Мохоровичча до 20 км (10—12 км для нормальной океанической коры). Анализ гравиметрических и батиметрических данных дает возможность предположить, что большинство локальных подводных гор глубоководного ложа с доплиоценовым возрастом являются изостатически уравновешенными, что объясняется прогибом литосферы под тяжестью подводной горы. Этот вопрос будет рассмотрен особо.

Помимо обособленных подводных вулканов среди внутриплитовых подводных гор значительное место занимают цепочки подводных гор и вулканические хребты. Хребты чаще всего имеют эшеленообразную структуру сигмаобразных в плане трещин. Именно к таковым относятся подводные вулканические цепи: Гавайско-Императорская, Маршаллова-Гилberta, Австралийская, Пратта-Уэлкера и др. [374, 375]. Широкое распространение такого типа трещин позволяет предполагать единую динамическую природу их образования.

Как известно из механики сплошных сред, сигмаобразные трещины возникают при квазипластических течениях в зоне сдвиговых деформаций. Появление их обычно начинается серией сравнительно небольших разрывов, возникающих при сдвиговых деформациях. В дальнейшем трещины растут одновременно с продолжающейся пластической деформацией пород, в результате которой средняя часть каждой трещины поворачивается, тогда как края трещины продолжают разрастаться, подчиняясь первоначальному направлению осей напряжения. Такие трещины в плане имеют сигмаобразную форму. Поворот центральной части каждой трещины относительно ее краев определяется направлением сдвиговых усилий [213].

Рассмотрим особенности строения и распределения внутриплитовых трещин литосферы. Прежде всего необходимо помнить, что при квазипластическом разрыве именно края трещин отражают действительное распределение сил. В то время как центральная часть эшеленообразных трещин испытывает поворот в пластической области деформаций, края или усы сигмаобразной трещины распространяются в направлении, почти нормальному к направлению максимальных растягивающих напряжений. Таким образом, форма трещины (изгиб ее по часовой стрелке или против) позволяет судить о направлении внешних сдвиговых усилий, максимальных растягивающих и сжимающих напряжениях в области ее образования. Однако не всегда можно однозначно определить направление изгиба трещин.

Например, в Гавайско-Императорской цепи по некоторым группам подводных гор трудно уверенно определять направление изгиба. В этом случае картину распределения сдвиговых усилий можно получить по характеру эшеленообразности трещин разрыва. Из анализа экспериментальных данных следует, что «правая» эшеленообразность, при которой начало после-

дующей трещины смешено вправо от конца предыдущей, характерна только для левостороннего сдвига, тогда как «левая» эшелонобразность характеризует правосторонний сдвиг.

Анализ планового положения внутриплитовых цепей подводных гор дает возможность установить направление сдвиговых напряжений в различных районах Мирового океана, которые имеют (или имели) место во время образования таких цепей (рис. 57).

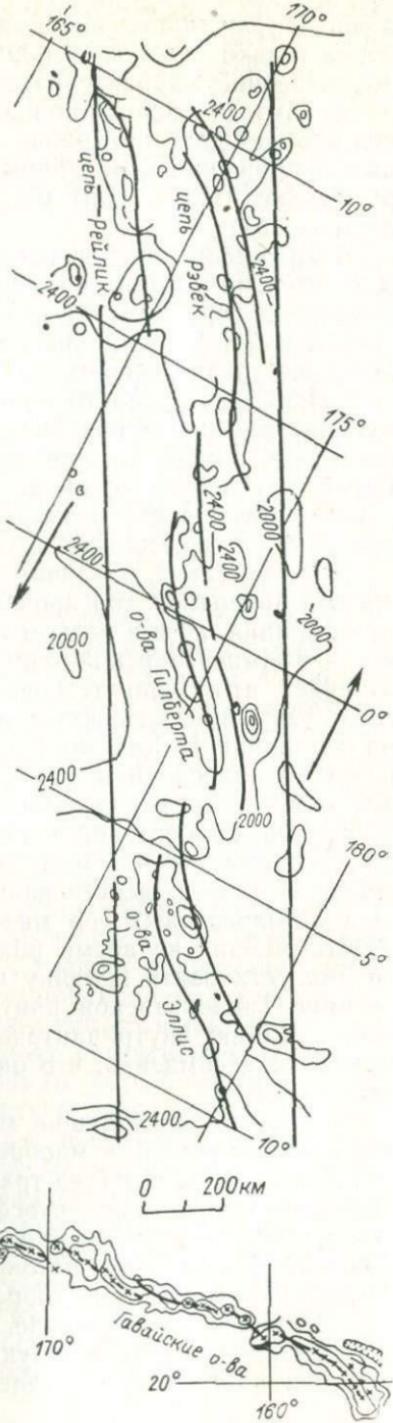
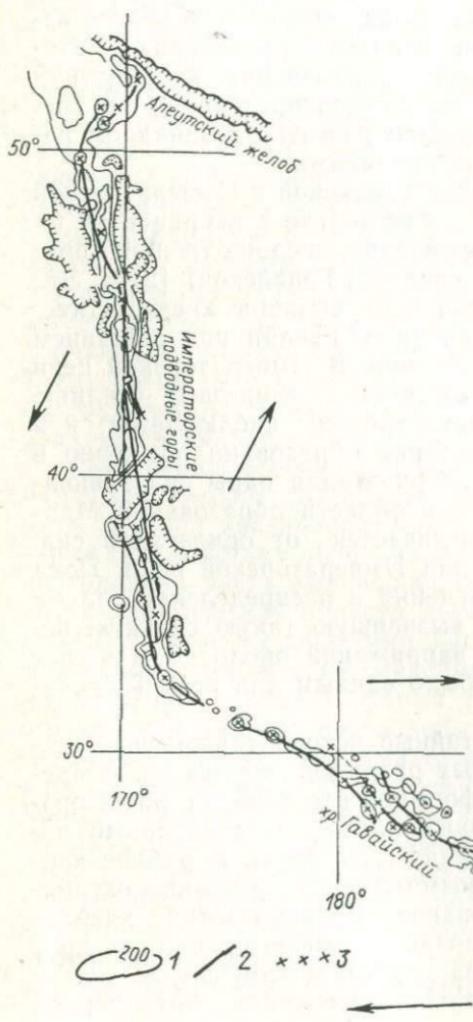
Погрешность определения этих направлений объясняется сравнительно слабой батиметрической изученностью областей подводных гор, допускающей некоторую свободу при выявлении формы каждой сигмаобразной трещины и может достигать 20°. Но даже такая точность позволяет отметить ряд важных выводов. Приблизительно 40 млн. лет назад имело место резкое изменение распределения сил, приложенных на границах Тихоокеанской плиты, которое привело к изменению направления Гавайско-Императорской цепи. Это перераспределение сил, вероятно, обусловлено помимо появления сжатия в западном направлении и некоторыми другими причинами.

Действительно, различие между Гавайской и Императорской цепями подводных гор проявляется не только в направлении их простирания, но и в разном направлении эшелона трещин (правое — в Императорской цепи и левое — в Гавайской) [213]. Это означает, что трещины Гавайской цепи вызваны квазистатическим разрывом литосферы в районе о. Гавайи под действием правосторонних сдвиговых напряжений. В Императорской цепи разрывы происходили при левосторонних сдвиговых усилиях. Такое же правое эшелонирование трещин наблюдается и в Маршалло-Гилбертовой цепи, которая образована примерно в то же время (40—70 млн. лет). Ориентация пары сил эквивалентного сдвига, действовавшего в области образования Маршалло-Гилбертовых гор мало отличается от ориентации сил, действовавших во время рождения Императорской цепи. Пока трудно установить причину изменения в распределении сил на границе Тихоокеанской плиты, вызвавшую такую сильную переориентацию внутриплитовых напряжений около 40 млн. лет назад, но несомненно, что оно было единым для всей Тихоокеанской плиты.

Локальные восходящие мантийные потоки также способствуют образованию сигмаобразных разрывов литосферы. В пределах единой плиты (без трансформной перегородки, разделяющей разновозрастные литосферные плиты) астеносферный поток растекается у нижнего основания литосферы. В районе наибольшей фокусировки потока возможно пропарывание океанической литосферы и образование вулканических хребтов (хр. Китовый, Рио-Гранде, Гавайско-Императорский и др.). Причем простижение и структура хребтов в этом случае указывают на направление относительного движения литосферной

Рис. 57. Ориентация сдвиговых пар сил, отвечающих наблюдаемой эшенообразности Гавайско-Императорской и Маршалло-Гилбертовой цепей подводных гор.

1 — изобаты; 2 — главные разломы; 3 — предполагаемые разломы.



плиты и характер функционирования горячей точки, которые практически стационарны по отношению к движущейся плите. Несомненно, что горячие точки функционируют не все время с одинаковой интенсивностью, а выделяются периоды активизации и периоды относительного слабого проявления их деятельности. Этим объясняется и эпизодичность извержения вулканов в цепочках подводных хребтов. Хотя магма генерируется непрерывно, она скапливается у основания астеносферы и прорывается в том случае, если гидростатический напор может прорвать литосферу.

В настоящее время имеется много разнообразных моделей горячих точек [258, 454, 499, 564], большинство из них соглашается с представлением «пятен» как аномально горячих областей, характеризующихся поднятием рельефа с активным проявлением вулканизма и повышенными положительными аномалиями в свободном воздухе.

Прогрев литосферы создает предпосылки для разрыва литосферы, определяя наиболее слабые ее участки. В результате взаимодействия внешних усилий, приложенных к границам плит с эффективной деятельностью горячего пятна, концентрируются напряжения в наиболее ослабленном участке литосферы, что способствует образованию вулканических поясов подводных гор и сигмообразных трещин на этом участке. Такая модель позволяет объяснить как эшеленообразное строение трещин, так и непрерывную активность вулканического центра, создающего цепочки океанических вулканов типа Гавайского, Императорского, Маршалло-Гилberta и других хребтов.

Рассмотрим на примере Гавайско-Императорской цепи, как наиболее изученной, характер формирования и геодинамическую картину вулканических образований этого типа. Эта цепь представляет собой широкое сводовое поднятие с надстраивающими его вулканическими горами. Гавайский свод имеет очень небольшую (порядка 500 м) высоту над средним уровнем окружающего его ложа океана, ширина его более 1000 км, протяженность достигает 2500 км. На поверхности свода (вдоль его оси) располагается Гавайский хребет — крупное вулканическое сооружение, вершины которого поднимаются над водой в виде Гавайских островов. К северу от северо-западного окончания хребта, отделяясь от него близ 30° с. ш. проходом с глубинами до 5000—5500 м и шириной около 80 км, лежит крупное меридиональное поднятие Императорских подводных гор (Северо-Западный хребет). Морфологически Императорский хребет походит на Гавайский и это в известной мере служит основанием к тому, чтобы считать их частями одной и той же структурной системы. Императорский хребет протягивается от 30 до 52° с. ш., где он примыкает к подводной возвышенности Обручева и упирается в глубоководный Алеутский желоб. Протяженность хребта при этом достигает 2500 км, а ширина около 70 км.

Горы Императорского хребта лежат на общем цоколе, напоминающем Гавайский вал, но выраженнее менее четко, так как на всем протяжении хребта вдоль его подножий развиты прогибы, аналогичные прогибам, сопровождающим Гавайский хребет. Глубины океанического дна в этих прогибах большей частью превышают 5500 м, а во многих местах оказываются более 6000 и 6500 м. Высота Императорского хребта значительна, несмотря на то, что ни одна из его вершин не поднимается над водой. Над дном прогибов вершины хребтов поднимаются до 5000—6000 м, хотя в седловинах между отдельными горами высота цоколя падает до 500—1000 м. Судя по данным морфологии Императорского хребта, он является вулканическим, построенным на сводовом поднятии и в настоящее время погрузившимся под воздействием своего веса на литосферу и поэтому уже плохо выраженным в рельефе дна.

Поверхностные толщи активных вулканических островов Гавайского хребта слагаются породами со сравнительно низкой скоростью продольных сейсмических волн (3 км/сек), что говорит о рыхлой структуре аккумулятивных шлейфов и лавовых потоков. На глубине около 3 км ниже уровня океана скорость продольных волн возрастает до 4 км/сек и еще ниже скачком увеличивается до 5,25 км/сек, а на глубине 9—10 км до 6,8 км/сек. Раздел Мохоровичча проходил на глубине 15 км, где скорости продольных волн возрастают до 8,25 км/сек [336]. Вероятно, литосфера под нагрузкой Гавайского хребта прогнута и с этим связано увеличение глубины границы Мохоровичча.

Важные сведения о структуре литосферы и верхней мантии дают наблюдения сейсмических волн, возбуждаемых в очагах магматизма под вулканами о. Гавайи. По разрядке напряжений в литосфере можно проследить движение магмы от основного очага до поверхности. Установлено, что источник магмы лежит на глубине не менее 60 км в верхней мантии. Мagma поступает из этого источника по постоянно действующему магмапроводу и собирается в относительно неглубоком резервуаре, лежащем уже в верхнем слое коры непосредственно под кальдерами вулканов.

Аномальное гравитационное поле под Гавайско-Императорским хребтом довольно хорошо исследовано и определены его генеральные черты [335, 391, 399, 401, 444, 549, 550]. Над гребнем хребтов наблюдаются интенсивные положительные аномалии силы тяжести  $\Delta g_{c.v} = 150 \div 250$  мгал (рис. 58). Максимальные значения аномалий приурочены к отдельным вулканическим центрам. Так, над вулканом Мауна-Лоа на о. Гавайи обнаружены аномальные поля, достигающие 700 мгал. Эти интенсивные положительные аномалии по обеим сторонам ограничиваются узким (шириной до 200 км) поясом отрицательных аномалий силы тяжести интенсивностью до  $-100 \div -150$  мгал, ко-

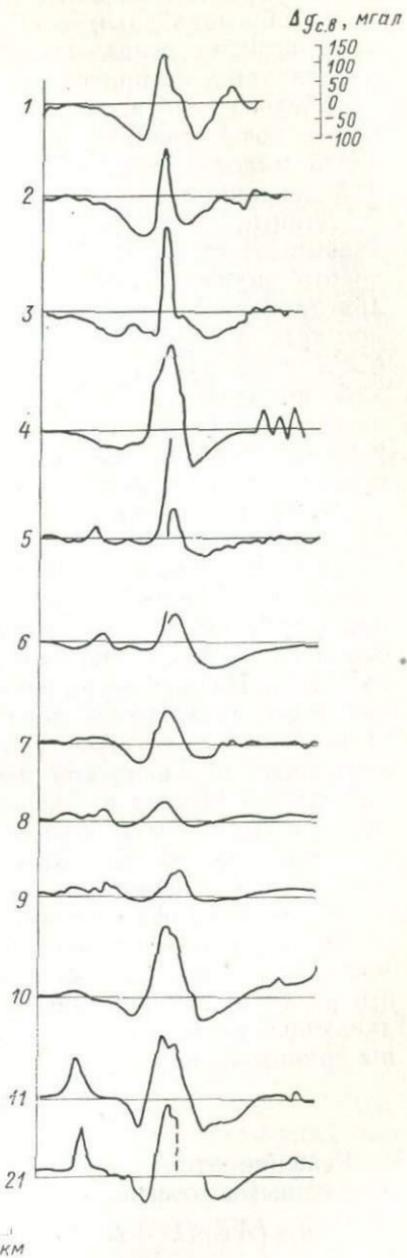
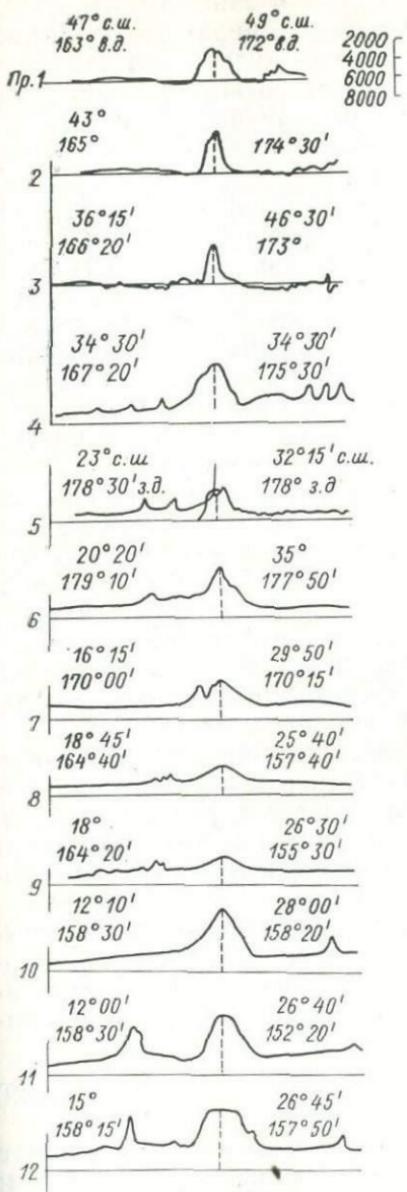


Рис. 58. Батиметрические профили и гравитационные аномалии над Гавайско-Императорским подводным хребтом [549, 551].

торые, вероятно, связаны с глубоким краевым прогибом земной коры, обусловленным нагрузкой хребта и заполненным низкоплотностными осадками. Особенностью отрицательных аномалий является их протяженность на сотни километров как вдоль Гавайского хребта, так и вдоль Императорских подводных гор. Далее пояс отрицательных аномалий ограничивается широкой зоной малоамплитудных (25—50 мгал) положительных аномалий, связанных с краевыми валами.

Данные батиметрии и аномального гравитационного поля указывают на то, что далеко не все подводные горы Гавайского хребта являются скомпенсированными. По данным бурения и драгирования известно, что для образования крупных вулканов требовалось от  $10^6$  до  $10^7$  лет. За это время они должны были либо прийти к состоянию изостатического равновесия, либо испытать дальнейший подъем. Этот вывод можно сделать на основании того, что огромные вершины вулканов находились у поверхности океанов в течение длительного периода, необходимого для их выравнивания и превращения в гийоты.

Будем рассматривать океаническую литосферу как упругую пластину жесткости  $D$ , покоящуюся на вязкой жидкости, прогибание пластины под действием заданных нагрузок должно совпадать с наблюдаемым в природе [547, 552, 553]. Прогибание океанической литосферы, наличие или отсутствие компенсации избыточных нагрузок подводных гор фиксируется по полю  $\Delta g_{c.v}$ . На дне океанических бассейнов обнаружены подводные горы, являющиеся локально нескомпенсированными в гравитационном поле структурами. К ним относятся вулканы рассматриваемой Гавайской цепи подводных гор, изолированный о. Большой Метеор в Северной Атлантике и некоторые другие. Все они могут быть объяснены поведением литосферы как эффективно упругой пластины; причем аномалии  $\Delta g_{c.v}$  позволяют оценить эффективную жесткость океанической литосферы и соответственно ее эффективную толщину.

Пусть эта пластина находится над жидкостью (плотность  $\rho_a$ ), а сверху перекрыта водой или базальтами плотности  $\rho_b$ , то прогиб коры на  $y$  приводит к появлению восстанавливающей силы  $q = (\rho_a - \rho_b)g$  и уравнение поверхности пластины принимает вид

$$D \frac{d^4y}{dx^4} + (\rho_a - \rho_b) gy = 0. \quad (42)$$

Решение этого линейного дифференциального уравнения с постоянными коэффициентами находится стандартным образом:

$$y = (A \cos \lambda x + B \sin \lambda x) e^{\lambda x} + (F \cos \lambda x + F \sin \lambda x) e^{-\lambda x}, \quad (43)$$

где

$$\lambda = \sqrt[4]{\frac{(\rho_a - \rho_b)g}{4D}}. \quad (44)$$

Из выражения (43) при условии  $F|_{x=0} = \frac{dM}{dx}|_{x=0} = D \frac{d^3y}{dx^3}|_{x=0} = -\frac{P}{2}$ ;  $y \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \infty$ ; и  $\frac{dy}{dx}|_{x=0} = 0$  получаем зависимость

$$y = \frac{\lambda P}{2(\rho_a - \rho_b)g} e^{-\lambda x} (\cos \lambda x + \sin \lambda x) \quad (x > 0), \quad (45)$$

которая определяет прогиб упругой бесконечной пластины, нагруженной по линии  $x=0$  силой  $P$  на единицу ширины пластины. Пластина лежит на жидким основании плотности  $\rho_a$ . Прогиб  $y(x)$  — четная функция  $x$ . Если потребовать выполнения условий  $y \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \infty$ ,  $F = p/2$  при  $x = 0$  и  $M = Dd^2y/dx^2 = 0$  при  $x = 0$ , (т. е. считать, что по линии  $x = 0$  произошел разрыв и литосфера изгибаются там свободно), то решение будет иметь вид

$$y = \frac{\lambda P}{(\rho_a - \rho_b)q} e^{-\lambda x} \cos \lambda x. \quad (46)$$

Рассмотрим некоторые особенности решений (45) и (46). Максимальный прогиб (в точке  $x = 0$ ) (рис. 59) равен:

$$\begin{aligned} y_{\max} &= \frac{\lambda P}{2(\rho_a - \rho_b)q} \text{ для решения (45);} \\ y_{\max} &= \frac{\lambda P}{(\rho_a - \rho_b)q} \text{ для решения (46).} \end{aligned} \quad (47)$$

Прогиб  $y(x)$  обращается в ноль в точках

$$\lambda x_1 = 3\pi/4 \text{ и } \lambda x_2 = \pi/2. \quad (48)$$

Положение первого бокового минимума определяется соотношениями  $\lambda x_1 = \pi$  и  $\lambda x_2 = 3\pi/4$ . Интересно, что отношение бокового минимума к прогибу ( $y > 0$  при направлении вниз) равно:

$$\frac{y_{\min}}{y_{\max}} = e^{-\lambda x_1} = \frac{1}{23,1}; \quad \frac{y_{\min}}{y_{\max}} = e^{-\lambda x_2} \approx \frac{1}{10,5} \quad (49)$$

для решений (45) и (46) соответственно.

Следовательно, побочные возвышения (в миллигалах или метрах) на порядок меньше максимальных прогибов. Так, для значения  $y_{\max} \approx 200$  мгаль,  $y_{\min} = 8,7$  для решения (45) и 19 мгаль для уравнения (46). Максимум изгибающих моментов наблюдается при  $\lambda x = 0$  (область  $0 \leq \lambda x \leq \pi/4$ ) в уравнении (45) и при  $\lambda x = \pi/4$  (область  $\pi/8 \leq \lambda x \leq \pi/6$ ) в уравнении (46).

Если рассмотреть аналогичный случай нагружения бесконечной пластины сосредоточенной силой, приложенной в начале

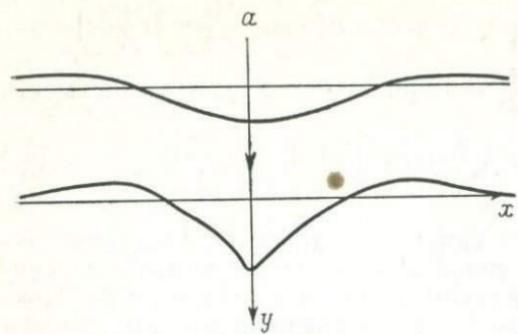


Рис. 59. Профиль упругого изгиба литосферы (схематическая модель).  
 $a = dy/dx = 0$  при  $x=0$ ;  $b = M=0$ .

координат, то дифференциальное уравнение изгиба в цилиндрической системе [148] координат имеет вид

$$D \left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \right) \left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \right) y + (\rho_a - \rho_b) dy = 0. \quad (50)$$

Решение уравнения (50) для сосредоточенной силы можно получить, либо следуя А. Надаи (1969 г.), либо пользуясь классическим решением Г. Герца [363]. В первом случае решение находится подстановкой  $z=iy$  в выражение (50) и разделением его на два уравнения второго порядка. Общее решение при этом имеет вид

$$y = \frac{P}{4\sqrt{kD}} \left\{ \frac{S_1(r_1)}{2} + \frac{2}{\pi} [0,116 S_2(r_1) - S_2(r_2) \ln r_1 - S_3(r_1)] \right\}, \quad (51)$$

где  $r_1 = (k/D)^{1/4} r$ ;  $k = (\rho_a - \rho_b)g$ ; функции  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  представляются в виде рядов по степеням  $r_1$  [363].

Прогиб в точке  $x=0$

$$y_{\max} = \frac{P}{8\sqrt{(\rho_a - \rho_b)gD}}. \quad (52)$$

Решение Г. Герца выражается в виде интеграла, зависящего от  $r_1$  как от параметра

$$y = \frac{P}{2\pi\sqrt{kD}} \int_1^{\infty} \frac{e^{-r_1 t/\sqrt{2}} \sin(r_1 t/\sqrt{2})}{\sqrt{t^2 - 1}} dt. \quad (53)$$

Для оценки прогиба в центре ( $r=0$ ) под действием рассредоточенной нагрузки интенсивностью  $q_p$  можно воспользоваться

решением (53), положив  $P = q_p r dr d\theta$ , и, определив прогиб от элемента силы, сложить прогибы от всех этих нагрузок:

$$W(0) = 2\pi (\rho_a - \rho_b) g \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \int_1^{\infty} \frac{q_p \exp(-r_1 t/\sqrt{2}) \sin(r_1 t/\sqrt{2}) r_1}{\sqrt{t^2 - 1}} dr_1 d\theta dt. \quad (54)$$

Применив эту кратко рассмотренную теорию, А. Уоттс с соавторами [550, 551] определили эффективную изгибную жесткость  $D$  литосферы океана в различных районах земного шара. Нагрузка для подводной горы оценивалась из ее топографии, которая в первой из работ проецировалась на направление, нормальное к простиранию цепи подводных гор (Императорской и Гавайской). Учитывался вклад рельефа дна, возвышающегося над «базовым» уровнем, за который принимался невозмущенный уровень дна прилегающих областей океана. Полная нагрузка разделялась на малые части прямоугольной и треугольной или цилиндрической формы. Затем определялся общий вклад суммированием прогибов от соответствующих малых нагрузок с использованием принципа суперпозиции (54). Полученный для некоторого предполагаемого значения  $D$  прогиб литосферы заполнялся разрушенными изверженными породами и осадками. Вычислялось теоретическое распределение гравитационных аномалий, отвечающее данному  $D$ . Затем из множества вычисленных профилей отбирался профиль наилучшего совпадения, у которого сумма квадратов отклонений вычисленных аномалий от наблюдаемых была наименьшей.

Таким образом, определялась изгибная жесткость литосферы, обеспечивающая наилучшее совпадение профилей не только по значению гравитационных аномалий, но и по длине волны  $\Delta g_{c.v}$ . Результаты, определенные по трех- и двумерной нагрузке, не дают значительных расхождений [550]. Расчеты для подводной г. Большой Метеор выполнялись в трехмерном варианте и привели к  $D = 6 \cdot 10^{29}$  дин/см. Подводные горы Китового хребта, по данным М. Г. Когана [111], дают  $D = (0,2 \div 0,8) \cdot 10^{29}$  дин/см. Горы Гавайского и Императорского хребтов дали  $D = 4,5 \times 10^{29}$  дин/см ( $\pm 3 \cdot 10^{29}$ ) в модели (45) и  $D = 2,3 \cdot 10^{30}$  дин/см ( $\pm 2,4 \cdot 10^{30}$ ) в модели (46). Из выражений (47) и (49) видно, что при той же нагрузке прогибы в модели (46) больше, чем в решении (45), поэтому одно и то же значение гравитационных аномалий будет в модели (46) достигаться при большем  $D$ .

Обычно при интерпретации морских гравиметрических данных используют плотность промежуточного слоя 2,67 г/см<sup>3</sup>, плотность воды 1,027 г/см<sup>3</sup>. Однако существует ряд причин для того, чтобы считать такое значение плотности земной коры не вполне соответствующим действительности. Так, например, по сейсмическим данным устанавливается связь между сейсмическими скоростями и плотностью горных пород. По этим данным плотность земной коры в районе Гавайско-Императорского подвод-

ногого хребта имеет значения свыше  $2,67 \text{ г}/\text{см}^3$ , а возможно и превышает  $2,8 \text{ г}/\text{см}^3$ . И сейчас уже многие исследователи используют значения плотностей земной коры, расположенные в диапазоне от  $2,74$  до  $2,87 \text{ г}/\text{см}^3$ .

Исходя из механизма формирования подводных гор, учитывая, что они образуются за сравнительно небольшой промежуток времени, а также на основе аномального гравитационного поля и батиметрических данных в комплексе с результатами ГСЗ можно дать принципиальную схему глубинного строения земной коры в районе подводных гор, в частности Гавайско-Императорских (рис. 60).

Физические параметры, используемые в модели, определялись по данным ГСЗ. Плотность осадочного слоя, сложенного разрушенным базальтовым материалом и осадками, была взята  $2,4 \text{ г}/\text{см}^3$ , плотность «второго» слоя —  $2,8 \text{ г}/\text{см}^3$ , «третьего» —  $2,9 \text{ г}/\text{см}^3$ , пород верхней мантии —  $3,3 \text{ г}/\text{см}^3$ . Таким образом, на границах осадки — «второй» и «третий» слои — верхняя мантия разность плотностей остается постоянной  $0,4 \pm 0,1 \text{ г}/\text{см}^3$ . На этом основании можно предположить, что полный наблюдаемый гравитационный эффект над Гавайско-Императорскими подводными горами обусловлен следующими факторами: низкочастотным эффектом астеносферного потока, создающего аномальную горячую точку, функционирующую в районе юго-восточной оконечности Гавайского хребта; среднечастотной составляющей, вызванной прогибом океанической коры под тяжестью подводной горы, и высокочастотными компонентами, связанными с собственно массой вулканической горы и с заполненными осадками прогибами, образующимися при погружении подводной горы.

Несложные оценки позволяют рассчитать мощность осадочного слоя и с учетом мощностей «второго» и «третьего» слоев построить модель прогибания океанической коры. На основании этих результатов можно сделать вывод, что для самых молодых подводных гор, расположенных в юго-восточной части Гавайской гряды, возраст которых не превышает 10—15 млн. лет, ширина краевого прогиба 30—70 км, а мощность осадков с разрушенным базальтом подводной горы, заполняющим этот прогиб, достигает 500—1000 м, что соответствует сейсмическим данным. Значение стрелы прогиба земной коры для этого района 500—1500 м. Кроме того, краевой Гавайский вал, сопутствующий хребту, объясняется реакцией упругой балки на приложенную нагрузку. Этот вал четко прослеживается положительными аномалиями в свободном воздухе (30—50 мгал) (рис. 58, Пр. 8—Пр. 12).

Для подводных гор, имеющих возраст до 30 млн. лет (Пр. 3, Пр. 4), намечается заметное увеличение стрелы прогиба и ширины краевого прогиба до 150—200 км. Мощность осадков достигает 2—3 км, что подтверждается данными ГСЗ. По всей видимости, эти горы находятся в состоянии изостатического

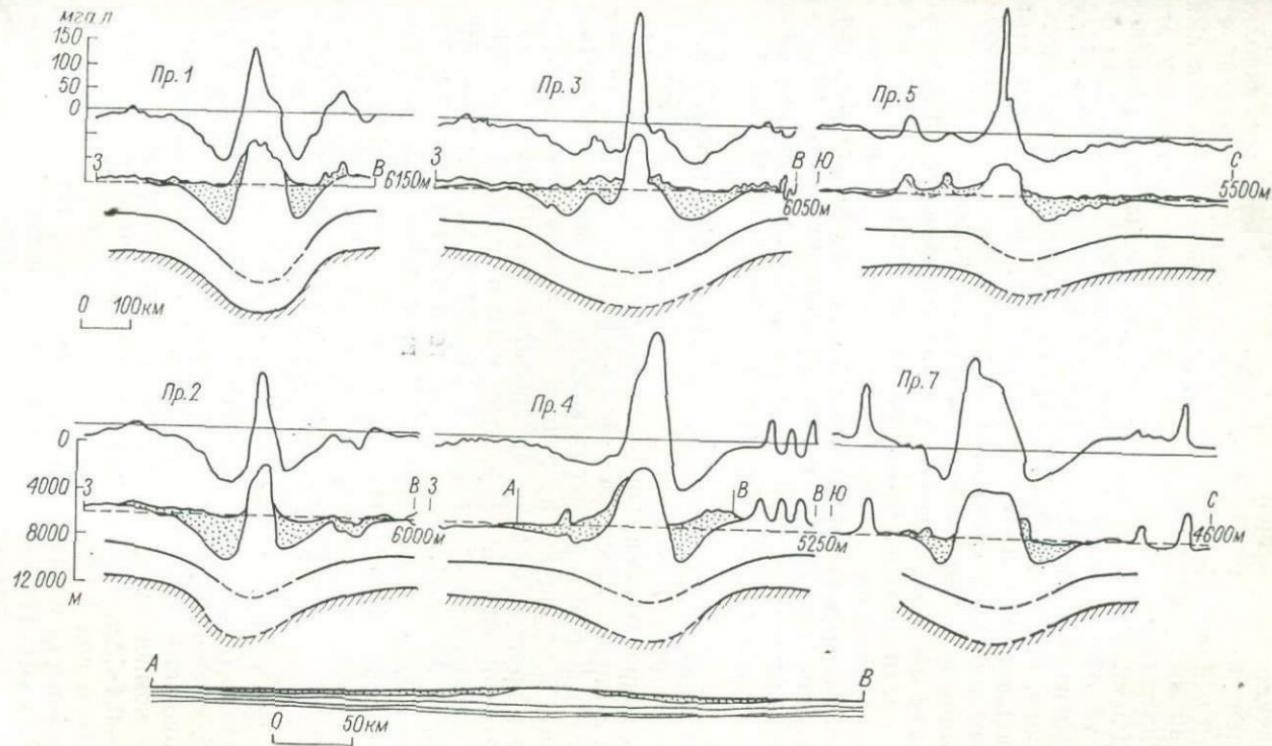


Рис. 60. Прогиб литосфера под подводными горами Гавайско-Императорского хребта.  
Профиль АВ дан при соотношении масштабов 1 : 1.

равновесия. Для самых древних подводных гор Императорского хребта с возрастом до 65 млн. лет (Пр. 1, Пр. 2) характерно уменьшение стрелы прогиба и краевого прогиба (80—120 км), в то время как глубина краевого прогиба и мощность заполняющих его осадков продолжают увеличиваться, достигая 3—4 км. Глубина же прогиба океанической литосферы здесь максимальна и достигает 3 км. Гравитационные максимумы над этими подводными горами значительно уменьшились по сравнению с более молодыми вулканами. Рельеф подводных гор стал более сглаженным и пологим. Отрицательные значения гравитационного поля, приуроченные к краевым прогибам, имеют здесь самые большие амплитуды (до 120 мгал). Ширина поля отрицательных аномалий составляет 80—120 мгал. Все это говорит о заведомой перекомпенсации древних поднятий.

Таким образом, описанные выше закономерности дают основание предположить, что деформацию литосферы под сравнительно молодыми подводными горами с возрастом до 10—15 млн. лет можно рассматривать как упругую. В то время как деформация литосферы более древних подводных гор скорее является неупругой. Необходимо заметить, что точность данной схемы составляет 20—25%, так как неоднозначен выбор плотности.

Тот факт, что вулканы юго-западной оконечности Гавайской цепи с возрастом менее 10 млн. лет являются структурами нескомпенсированными, предполагает наличие дефицита масс либо на границе литосфера — астеносфера, либо ниже литосферы. Вопрос о форме и размерах компенсирующей массы нельзя определить однозначно, но решить его можно приближенно, рассмотрев простые модели, предполагающие избыток масс в виде Гавайского свода и недостаток масс на глубине компенсации.

Анализируя осредненные карты поля  $\Delta g$  по сеткам  $5 \times 5^\circ$  и  $10 \times 10^\circ$  и исследуя корреляцию этого поля с рельефом над Гавайским сводом, А. Уоттс [549] предложил модель, в которой весь Гавайский свод разбит на конечное число элементов простой геометрической формы. Он считал, что каждому из этих элементов соответствует равный недостаток масс на глубине компенсации. Исследования сделаны для различных глубин компенсации в предположении постоянной плотности компенсирующего тела ( $\Delta\rho_k = \text{const}$ ). Вычисленные значения  $\Delta g$  сравнивались с наблюдаемыми аномалиями и по наилучшей сходимости гравитационного эффекта определялась наиболее достоверная глубина компенсации. Допуская разумные пределы изменения  $\Delta\rho_k$  ( $-0,4 < \Delta\rho_k < 0,05 \text{ г/см}^3$ ), А. Уоттс определил компенсирующее тело под Гавайскими вулканами на глубине 120 км, т. е. значительно глубже нижней границы литосферной плиты ( $H \approx 85 \text{ км}$ ). Наличие главной, основной части компенсирующего тела ниже литосферы предполагает наличие на этой глубине значительных напряжений  $\sigma \approx 340 \text{ бар}$  [549]. При высокой тем-

пературе под литосферой такое напряжение способно вызвать растрескивание.

Наиболее вероятной причиной глубокого расположения компенсирующего тела для Гавайского свода является то, что это тело связано с астеносферным потоком, который поддерживает этот свод в напряженном состоянии, обусловливая длинноволновые гравитационные положительные аномалии и способствуя образованию сигмаобразных трещин. После прохождения литосферной плиты аномальной горячей точки, подводные горы довольно быстро приходят в состояние изостатического равновесия.

Большой интерес представляют исследования изменения свойств литосферы при длительном воздействии нагрузки подводной горы. Подробно этот вопрос будет рассмотрен в следующем разделе.

### ПОДВОДНЫЕ ГОРЫ КАК ИНДИКАТОР РЕОЛОГИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЛИТОСФЕРЫ (ИЗМЕНЕНИЕ ИЗГИБНОЙ ЖЕСТКОСТИ СО ВРЕМЕНЕМ)

Как было упомянуто выше, А. Уоттс и И. Кохран [550] определили изгибную жесткость  $D$  для различных участков Гавайско-Императорского хребта. Возраст подводных гор на всем протяжении хребта меняется от 3 (для вулканов, расположенных вблизи Гавайских островов) до 60 млн. лет (для гор в районе северо-западной оконечности Императорского хребта). Океаническая литосфера в районе Гавайского архипелага имеет возраст более 80 млн. лет. Толщина литосферы этого района близка к своему асимптотическому значению и не испытывает заметных изменений в пределах обеих рассматриваемых цепей гор. Таким образом, полученные значения  $D$  позволяют в чистом виде исследовать эффект реологии океанической литосферы. Рассмотрим уравнение прогиба вязко-упругой пластины и его решения. Пусть  $y$  — прогиб балки, включающий в себя как упругий, так и остаточный (вязкий) прогибы,  $t_e = 3\mu/E$  — характерное время релаксации напряжений в вязко-упругой среде с модулем Юнга  $E$  и коэффициентом вязкости  $\mu$ . Тогда уравнение изгиба вязко-упругой балки необходимо записывать для скоростей деформации  $\dot{y} = dy/dt$ . Оно имеет вид [148]

$$D \frac{d^4 y}{dx^4} = -g(\rho_a - \rho_b)(\dot{y} + y/t_e) + \dot{p} + p/t_e, \quad (55)$$

где  $\rho(x, t)$  — распределение внешней нагрузки, зависящее в общем случае от координаты времени; первое слагаемое в правой части — реакция жидкого основания.

Если характерное время вязкой релаксации  $t$  велико, так что  $dp/dt \gg p/t_e$ , а значит, и  $dy/dt \gg y/t_e$ , то уравнение для производ-

ной по времени  $dy/dt$  не отличается от соответствующего уравнения для  $y(x)$  в упругом случае и тем самым переходит в последнее.

Интересен также случай, когда внешняя нагрузка  $p$  не зависит от времени или асимптотически выходит на стационарный предел. В этом случае  $dp/dt=0$ ,  $p$  не зависит от  $t$  и из правой части выражения (55) исчезают слагаемые, обусловливавшие зависимость прогиба  $y$  от времени. В таком случае  $dy/dt$  должна исчезать и равенство (55) тогда приводит к следующему соотношению:

$$g(\rho_a - \rho_b)y = p. \quad (56)$$

Следовательно, внешнее давление  $p(x)$  оказывается уравновешенным реакцией со стороны жидкости, что соответствует состоянию полного изостатического равновесия. Таким образом, установившееся распределение внешнего давления  $p=f(x)$  составляет в конце концов точный отпечаток в форме необратимо изогнутой пластиинки, характеризуемой кривой ее прогибов, которая отвечает наступившему состоянию совершенного изостатического равновесия между  $p(x)$  и  $-g(\rho_a - \rho_b)y(x)$  в полностью освободившейся от напряжений [148] необратимо изогнутой пластиине.

Если нас интересуют прогибы вязко-упругого слоя вне области приложения силы  $p$  (или менее интересный для нас случай, когда давление  $p$  после некоторого времени воздействия  $\Delta t$  снимается), то уравнение (55) принимает вид

$$Dd^4y/dx^4 = -g(\rho_a - \rho_b)(\dot{y} + y/t_e). \quad (57)$$

Заметим, что выражение (57) есть аналог уравнения (42) в вязко-упругом варианте. Рассмотрим решение уравнения (57) методом [148] разделения переменных. Запишем

$$y(x, t) = y_1(x) T(t), \quad (58)$$

где  $y_1(x)$  определяется соотношением (43) с  $\lambda_1$  вместо  $\lambda$ ,

$$T(t) = e^{t/t_0}, \quad (59)$$

и введены параметры

$$k = g(\rho_a - \rho_b); \quad (60)$$

$$t_0 = [(\lambda_1/\lambda)^4 - 1] t_e. \quad (61)$$

Из равенств (59) и (61) следует, что при  $\lambda_1 > \lambda$   $t_0 > 0$  и прогибы

$$y(x, t) = e^{t/t_0} y_1(x) \quad (62)$$

возрастают по времени, описывая процесс нагружения пластины при  $0 < \lambda_1 < \lambda$  —  $t_e = 3\mu/E < t_0 < 0$ . Уравнение (62) описывает процесс разгружения пластины, когда прогибы экспоненциально спадают по времени (возвращение значений  $y$  к нулевому уровню обеспечивается при этом восстановливающей реакцией жидкого основания).

Если рассмотреть случай силы, сосредоточенной на линии  $x=0$  пластины, то ( $y \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \infty$ ;  $dy/dx = 0$  при  $x=0$ ) получаем аналогично выражению (45)

$$y_1(x) = y_{01} e^{-\lambda_1 x} (\cos \lambda_1 x + \sin \lambda_1 x) \quad (63)$$

или ( $y \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \infty$ ,  $M = 0$  при  $x=0$ , т. е.  $d^2y/dx^2 = 0$  при  $x=0$ ) аналогично выражению (46)

$$y_1(x) = y_{01} e^{-\lambda_1 x} \cos \lambda_1 x, \quad (64)$$

где  $y_{01}$  — произвольная константа [148].

Следует иметь в виду, что в отличие от  $\lambda$  в равенствах (45) и (46),  $\lambda_1$  в выражениях (63) и (64) является неопределенным параметром.

Решение для экспоненциально возрастающей силы  $p$  согласно выражениям (62), (63) имеет вид [148]

$$p = \frac{2K y_{01}}{\lambda_1} e^{t/t_0} = p_0 e^{t/t_0}, \quad (65)$$

где

$$p_0 = 2K y_{01} / \lambda_1 \quad (66)$$

— определяет максимальный прогиб  $y_{01}$  в момент  $t=0$ .

Рассмотрим также случай «мгновенной разгрузки», когда пластина, имевшая в некоторый момент времени  $t$  прогиб  $y_1(x)$  вида (63) и сосредоточенную силу  $p$  в точке  $x=0$ , внезапно освобождается от действия этой силы. За очень короткий промежуток времени, который интересует нас в этом случае, вязкая релаксация деформаций под действием восстановливающей гидростатической силы пренебрежима мала; деформация меняется за счет чисто упругого восстановления. Результирующая деформация через очень малое время после снятия силы  $p_1$  выразится, таким образом, как разность исходной деформации мгновенного чисто упругого смещения [148] под действием той же силы  $p_1$ .

Рассмотренные два примера — рост деформаций под действием увеличивающейся со временем нагрузки и уменьшение деформаций при внезапном снятии напряжений — показывают, что оба процессы протекают, подчиняясь разным закономерностям: вязкий прогиб плиты в первом примере и чисто упругий начальный подъем — во втором. Такая асимметрия в законах, управляющих изменением деформаций при возрастании и снятии нагрузки, создает большие трудности при рассмотрении наиболее интересного случая  $dp=0$ . Это условие должно давать связь и

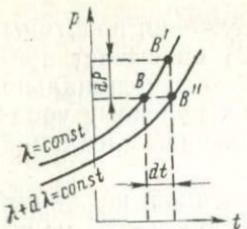


Рис. 61. Прирост прогиба вязко-упругой пластины. Зависимость давления  $p$  от времени  $t$ .

справедливо лишь для экспоненциально возрастающей по времени силы. Кроме того, дифференциал  $dp$  в соотношении  $dp=0$  должен по своему смыслу быть безотносительным к убыванию или возрастанию  $p$  по времени. Чтобы найти связь  $t$  и  $\lambda$  при  $p=\text{const}$  (а заодно и другие параметры профиля), рассмотрен [148] переход от некоторого состояния пластины с силой  $p$  в момент времени  $t$  в состояние с тем же значением силы  $p$ , но в отличный на  $dt$  момент времени  $t+dt$ . Такой переход сделан следующим образом: принималось, что сначала нагрузка возрастила на  $dp$  по закону (65), а затем следовала мгновенная разгрузка на ту же величину  $dp$  (рис. 61). В результате состояния  $p=\text{const}$  рассматривалось как динамическое, т. е. как повторяющееся увеличение нагрузки на бесконечно малую величину  $dp$  и последующая разгрузка на ту же величину. Из физических выражений следует, что в пределе (при  $dp \rightarrow 0$ ) результат не должен зависеть от вида закона, по которому мы будем увеличивать нагрузку на  $dp$  или возвращать ее в исходное состояние. Поэтому воспользуемся зависимостью  $p(t)$  вида (65) с учетом «внезапной разгрузки», для описания которых получены соответствующие формулы. Результирующий профиль изгиба для  $p=\text{const}$  имеет вид

$$y_i(x, \lambda_1) = \frac{p}{2K} \left[ \frac{1}{x} (e^{-\lambda_0 x} \cos \lambda_0 x - e^{-\lambda_1 x} \cos \lambda_1 x) - \lambda_1 y_i(x, \lambda) \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \right], \quad (67)$$

где  $\lambda_0$ ,  $\lambda_1$  — начальное и конечное значение параметра  $\lambda$ ;  $\lambda$  — упругий параметр, определенный в выражении (44).

Чтобы выразить профиль (67) как функцию времени, необходимо найти соотношение, связывающее  $\lambda_1$  и  $t$ :

$$4t/t_e = (\lambda_1/\lambda)^4 - (\lambda_0/\lambda)^4 - 4 \ln(\lambda_1/\lambda_0). \quad (68)$$

Таким образом, соотношения (68) и (67) решают поставленную задачу. Определяя для заданного времени  $t$  значение параметра  $\lambda_1$  из решения (68) и подставляя его в равенство (67),

находим профиль изгиба вязко-упругой балки при действии неизменной силы  $p$  в течение времени  $t$  (при начальном значении параметра  $\lambda_1 = \lambda_0$ ).

## АНАЛИЗ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ВЯЗКО-УПРУГИХ ПРОГИБОВ ЛИТОСФЕРЫ ПОД ПОДВОДНЫМ ХРЕБТОМ

Большой интерес представляет случай, когда сила  $p$ , приложенная в момент времени  $t=0$ , вызывает мгновенный упругий прогиб. В этом случае  $\lambda_0 = \lambda$  и

$$t = [(\lambda_1/\lambda)^4 - 1 - \ln(\lambda_1/\lambda)^4] (t_e/4). \quad (69)$$

Полный прогиб

$$y(x, t) = y_1(x, \lambda_1) + y_0(x), \quad (70)$$

где

$$\begin{aligned} y_1(x, \lambda_1) &= \frac{p}{2K} \left[ \frac{1}{x} (e^{-\lambda x} \cos \lambda x - e^{-\lambda_1 x} \cos \lambda_1 x) - \right. \\ &\quad \left. - \lambda \ln \left( \frac{\lambda_1}{\lambda} \right) e^{-\lambda x} (\cos \lambda x + \sin \lambda x) \right]; \end{aligned} \quad (71)$$

$$y_0(x) = \frac{\lambda p}{2K} e^{-\lambda x} (\cos \lambda x + \sin \lambda x). \quad (72)$$

Параметр  $\lambda$  определяется из соотношения (44). Максимальный прогиб профиля (70) меняется со временем:

$$\begin{aligned} Y(t) = y(0, t) &= \frac{p\lambda}{2K} \left[ \left( \frac{\lambda_1}{\lambda} - 1 - \ln \frac{\lambda_1}{\lambda} \right) + 1 \right] = \\ &= \frac{p\lambda}{2K} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda} - \ln \frac{\lambda_1}{\lambda} \right), \end{aligned} \quad (73)$$

где связь  $\lambda_1$  с  $t$  (рис. 62) видна из выражения (69).

Последовательные формы линии прогибов у вязко-упругого слоя под действием постоянной сосредоточенной силы, вычислены согласно равенствам (69) — (73) (рис. 63). Характерной чертой этой последовательности является то, что центральная впадина под действием постоянной нагрузки углубляется и становится более узкой, в то время как две примыкающие области по бокам от нее расширяются, точка пересечения профиля  $y(x)$  оси  $x$  перемещается к центру и незаметны значительные изменения в амплитуде боковых максимумов.

Так как  $\int_0^\infty y_1(x, \lambda_1) dx = 0$  и  $\int_0^\infty y_0(x) dx = \frac{p}{2K} = \int_0^\infty y(x, t) dx$ , что выражает требование статического равновесия, по которому

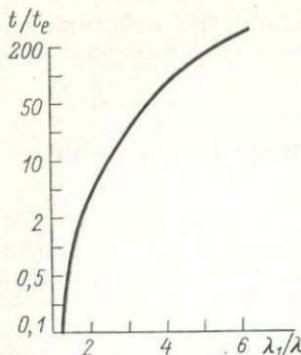


Рис. 62. Зависимость параметра  $t$  от  $\lambda$ .

вес смещенного объема основания при постоянной нагрузке остается неизменным и равным этой нагрузке. Р. Уэлкотт [547] аппроксимировал упруго-вязкие профили подходящими кривыми упругого прогиба (72), подбирая кривые с соответствующими значениями изгибной жесткости  $D$ . В общем случае оказалось невозможным подобрать одно значение  $D$  так, чтобы упругий профиль аппроксимировал с достаточной точностью вязко-упругую кривую, поэтому приходилось выбирать две кривые упругого прогиба, отвечающие двум значениям  $D$ , из которых одна лучше приближает упруго-вязкую модель по длине волны, а вторая — по амплитудам прогиба. Соответствующие изгибные жесткости приведены в функции времени приложения нагрузки (рис. 64).

Хотя эффективные жесткости  $D$  в аппроксимации по длине волны и по амплитуде изгиба отличаются друг от друга, приближение упруго-вязкого изгиба тела Максвелла деформацией упругой пластины с некоторой эффективной жесткостью  $D$  оправданно в широких интервалах  $t$ . Зависимость эффективной жесткости  $D$  литосферы от времени приложения нагрузки была использована Р. Уэлкоттом, а также А. Уоттсом и И. Кохраном для оценки временной постоянной  $t_e$  вязко-упругих свойств литосферы [547, 550]. Оценки  $D$ , проводились Р. Уэлкоттом на основе формул (53) и (54) для изгиба бесконечной пластины сосредоточенной силой. Значения, полученные таким образом, приведены в табл. 6.

Сопоставление этих данных с зависимостью  $D(t)$  приводит к заключению, что литосфера ведет себя как вязко-упругое тело с эффективной вязкостью  $\eta \approx 10^{24}$  пз, а значит, с характерным временем  $t_e \approx 3 \times 10^{24} / 10^{12}$  сек  $\approx 10^5$  лет для  $E = 10^{12}$  дин/см<sup>2</sup>. Такое значение  $t_e$  является существенно малым в геологическом масштабе времени; оно свидетельствует, что литосфера не может поддерживать сверхизостатические разности

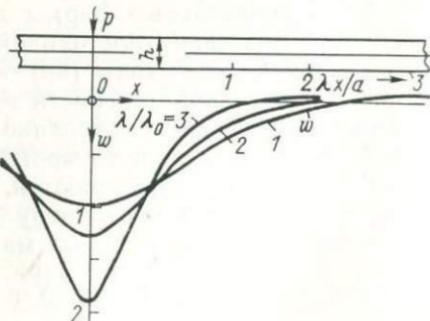


Рис. 63. Последовательные формы линии прогибов  $w$  вязко-упругого слоя под действием постоянной сосредоточенной силы  $p$  [148].

Рис. 64. Изменение со временем эффективной изгибной жесткости для вязкоупругого поведения литосферы под нагрузкой (тело Максвела) [547].

$D_0$  — мгновенная изгибная жесткость упругой литосферы; характерное значение эффективных  $D : 1$  — по длине волны изгиба, 2 — по амплитуде.

напряжений больше  $10^8$  дин/см $^2$  в течение времени более 100 тыс. лет [547].

Полученные Р. Уэлкоттом различные значения эффективной изгибной жесткости  $D$  могли быть частично вызваны различной толщиной океанической и континентальной литосферы. Кроме того, поднятие Боснии, гор Карибского региона и невулканических островных дуг, как будет показано выше, обусловлено динамическим процессом субдукции одной плиты под другую.

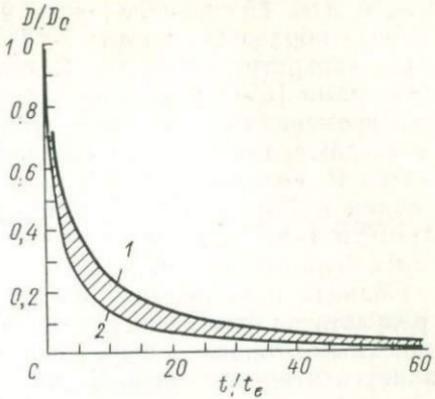
Интересны исследования А. Уоттса и И. Кохрана [550], в которых влияние возможного различия в толщине литосферы, а также ее петрологического состава в значительной степени исключено. Значения  $D_0$ , полученные этими исследователями по двум моделям упругого изгиба (45) и (46), приведены в табл. 6

Таблица 6. Эффективная изгибная жесткость  $D_0$ , вычисленная по моделям изгиба по формулам (45) и (46)

| Профиль | $T$ ,<br>млн. лет | $p$ , $10^{15}$ дин/см | По формуле (45)                       |                          |                     | По формуле (46)                       |                          |
|---------|-------------------|------------------------|---------------------------------------|--------------------------|---------------------|---------------------------------------|--------------------------|
|         |                   |                        | $D_{\text{эфф.}}$<br>$10^{29}$ дин/см | $y_{\text{max}}$ ,<br>км | $1/\lambda$ ,<br>км | $D_{\text{эфф.}}$<br>$10^{29}$ дин/см | $y_{\text{max}}$ ,<br>км |
| 1       | 58,5              | 3,8                    | 1,5                                   | 5,7                      | 57                  | 6,0                                   | 7,5                      |
| 2       | 56                | 3,9                    | 2,0                                   | 5,4                      | 61                  | 10,0                                  | 5,5                      |
| 3       | 52                | 4,8                    | 8,0                                   | 4,7                      | 86                  | 40,0                                  | 5,5                      |
| 4       | 45                | 5,8                    | 10,0                                  | 5,4                      | 91                  | 75,0                                  | 7,6                      |
| 5       | 18                | 1,0                    | 0,9                                   | 1,7                      | 50                  | 10,0                                  | 4,4                      |
| 9       | 7,5               | 1,5                    | 4,0                                   | 1,8                      | 72                  | 10,0                                  | 2,6                      |
| 12      | 3,0               | 7,7                    | 5,0                                   | 8,5                      | 76                  | 9,0                                   | 10,9                     |

совместно с полученными попутно значениями нагрузки  $p$ , длины волны изгиба  $1/\lambda$ , максимальным прогибом  $y_{\text{max}}$ . Эти данные свидетельствуют скорее о том, что эффективная жесткость слабо меняется со временем.

Значение  $D_0 = 6 \cdot 10^{29}$  дин/см, полученное из анализа прогиба литосферы в Северной Атлантике под нагрузкой подводной горы Большой Метеор [551], рассматривается как некоторое подтверждение вывода о неизменности  $D_0$  в течение десятков мил-



лионов лет. Неопределенность в возрасте нагрузки (время с момента образования горы  $7 < T < 80$  млн. лет) мешает сделать более конкретные выводы. В своих исследованиях А. Уоттс с соавторами [551] повторяют утверждение о том, что реологическая временная константа  $t_e$  равна сотням миллионов лет. Они утверждают также, что наиболее достоверные, по их мнению, данные Р. Уэлкотта [547]  $D_s$ , полученные по результатам исследования в Карибских горах и на внутреннем плато в Канаде ( $3 \cdot 10^{30}$  и  $4 \cdot 10^{30}$  дин/см при  $T=5$  млн. лет), можно вполне объяснить большей толщиной литосферы в этих областях.

Подводя итог анализу теории упруго-вязкого изгиба плиты и результатов фактических наблюдений рельефа дна и поля над подводными горами, следует признать, что исследования показали перспективность использования подводных гор (различного возраста и линейных размеров) для определения значения изгибной жесткости  $D_s$  океанической литосферы и характера изменения этого параметра в геологическом масштабе времени.

Как следует из сказанного, подводные вулканические горы существуют как на границах плит (преимущественно трансформных разломов), где они до некоторой степени являются индикаторами относительных движений плит, так и внутри плит, в виде цепочек подводных гор, в простирации и геохронологии которых отражается движение плит относительно некоторых мантийных неоднородностей. В последнем случае, как отмечалось в гл. III, изучение подводных гор помогает понять связь мантийной конвекции с движением каждой из литосферных плит.

Не менее важно изучить рельеф дна и аномальное гравитационное поле подводных гор в связи с проблемой реологии океанической литосферы. Изгиб литосферы под действием нагрузки подводных гор позволяет сделать вывод, что океаническая литосфера, возраст которой 50—80 млн. лет, ведет себя как тело Максвелла с характерной константой времени десятки миллионов лет. Это согласуется и с данными по изгибу литосферы в глубоководных желобах островных дуг (см. гл. VIII). Анализ показывает, что дальнейшее изучение геофизических характеристик подводных гор и площадная гравитационная съемка над подводными горами и окружающей их областью на расстоянии до 1000 км дадут возможность определять реологические параметры участков литосферных плит разного возраста с большей уверенностью, чем это позволяют данные, имеющиеся в настоящее время.

Переходные зоны активного (тихоокеанского) типа являются одними из наиболее ярких и специфических морфоструктур Мирового океана. Особенности их географического распространения, морфологии и геологического строения давно привлекали внимание исследователей. Высокий уровень современной и новейшей тектонической активности, приуроченной к переходным зонам тихоокеанского типа, указывает на то, что мы являемся свидетелями процессов в пределах этих структур, непосредственно формирующих, поддерживающих и преобразующих морфологический облик и внутреннюю структуру соответствующих участков Земли. Масштабы развития активных переходных зон говорят о том, что эти процессы имеют глобальный характер, поэтому любая гипотеза, касающаяся развития Земли в целом, обязательно должна учитывать процессы, происходящие в пределах островных дуг и сопряженных с ними структур, и давать им разумное истолкование. Наиболее успешно эту задачу решает тектоника мобильных литосферных плит, в рамках которой активные переходные зоны трактуются как фронтальные границы плит, вдоль которых происходит поддвигание океанической литосферы.

При огромной протяженности зон поддвигания океанической литосферы нельзя не обратить внимание на значительное сходство в распределении гравитационных аномалий, теплового потока, а также топографии дна для различных профилей, пересекающих островные дуги [519]. Это отчетливо видно на примере профилей гравитационных аномалий  $\Delta g_{c,v}$  и рельефа дна, пересекающих Алеутскую, Японскую, Идзу-Бонинскую, Тонга и Антильскую дуги (рис. 65). По мере приближения к островным дугам со стороны океана в рельефе дна проявляется плавное возвышение — вал, высотой 0,3—0,7 км и шириной вкрест профиля 200—800 км. Далее в сторону островной дуги это возвышение переходит в глубоководный желоб, глубина которого в некоторых районах превышает 10 км, а глубина над средним уровнем дна океана в прилегающих районах 4 км, внутренний склон желоба, поднимаясь под углом 3—4°, переходит в невулканическую гряду, за которой следует вулканическая. Последняя может возвышаться над уровнем моря на 1—3 км.

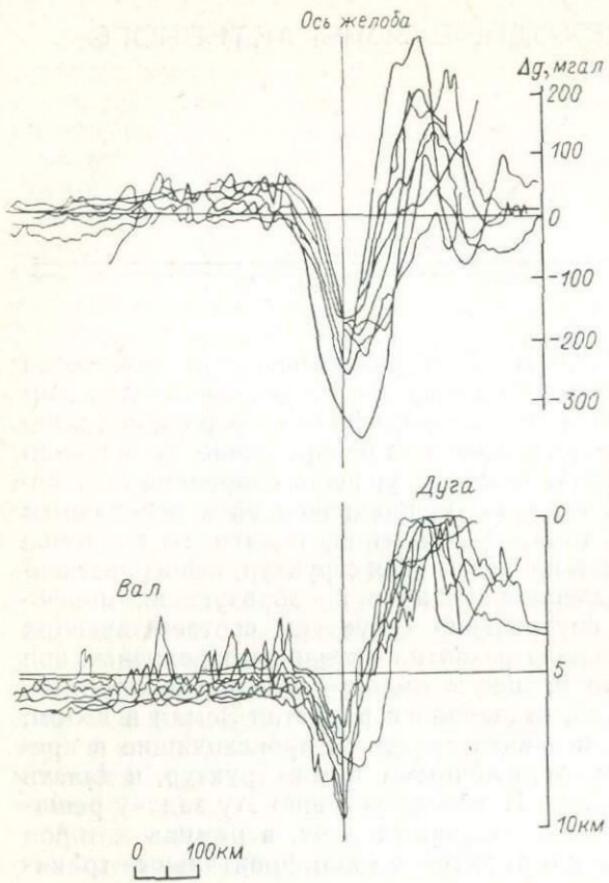


Рис. 65. Рельеф дна и аномалий  $\Delta g_{с.в}$  над передовым валом, желобом и островной дугой [519].

Таким образом, на относительно коротком участке длиной 200—300 км вкрест простирания дуги наблюдается резкий перепад рельефа дна — 10—12 км. Близкие по форме перепады характерны для аномалий в свободном воздухе при пересечении островных дуг. Невулканические гряды характеризуются большими положительными аномалиями  $\Delta g_{с.в}$  (до 200 мгал), а глубоководные желоба — близкими по модулю отрицательными аномалиями. Передовые валы выражены в аномальном гравитационном поле положительными  $\Delta g_{с.в}$ , амплитудой десятки миллигал. Необходимо отметить, что все изученные в настоящее время островные дуги характеризуются своеобразным распределением теплового потока, аномалии которого также приурочены к отмеченным морфоструктурам. При этом внутренние склоны желобов выделяются минимальным значением теплового потока, а области вулканических гряд — повышенными значениями. Таким образом, все островные дуги океанов характеризуются не только системой сопряженных между собой морфо-

структур: передового вала, желоба и невулканической дуги — но и приуроченными к ним характерными аномалиями гравитационного и теплового полей.

## ГЕОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ НАРУШЕНИЙ ИЗОСТАЗИИ В ОСТРОВНЫХ ДУГАХ

Амплитуда гравитационных аномалий  $Dg_{c.v}$  над сопряженными соседними морфоструктурами желоба и невулканической гряды часто достигает  $\pm 200$  мгал, последние явно нескомпенсированы. Известно, что многие из этих структур существуют в течение 40 млн. лет. Если считать их по природе стационарными, то длительная прочность литосферы, необходимая, чтобы поддерживать указанные  $Dg_{c.v}$ , должна бы достигать здесь нескольких килобар, почти не меняясь со временем [218]. Это значение близко к условно-мгновенной прочности материалов при нормальном давлении. Но из анализа последовательных движений известно, что при распределении на достаточно большой площади (линейные размеры порядка сотен километров) нагрузка всего лишь в десятки — первую сотню бар уравновешивается достаточно быстро.

Следовательно, для поддержания характерных структур зон островных дуг необходим механизм, отличный от простой стационарной прочности литосферы. Такой механизм впервые был предложен Венинг-Мейнесом [538] в виде упругого вдавливания всей литосферы. Эта идея была развита в работах [206, 218], где сформулирован общий принцип поддержания неизостатических нагрузок в островных дугах, согласно которому сопряженные между собой далекие от изостазии морфоструктуры островных гряд, желобов и передовых валов (или горных гряд и прогибов) могут существовать длительное время (десятки миллионов лет) только при условии непрерывного перераспределения напряжения в трущихся краях литосферных плит; последнее невозможно без непрерывного погружения края одной литосферной плиты и постепенного стирания наползающего. Позже этот принцип был использован для количественных оценок амплитуды передового вала и изменения рельефа дна океана с морской стороны желоба [350, 552, 553]. Изгиб погружающейся под островную дугу океанической литосферы был рассмотрен в виде деформации упругой полубесконечной пластины, плавающей в вязкой жидкости, с приложенными на краю вертикальным и сжимающим усилиями (рис. 66).

Рассредоточение силы трения и нормального давления со стороны наползающего клина на поверхность подвигающейся океанической плиты были заменены некоторыми эквивалентами: горизонтальной сжимающей силой  $F_1$  и вертикальной  $F_2$ , приложенными в сечении  $00'$  (рис. 67). В таком предположении был рассмотрен изгиб подвигающейся плиты (покоящейся на эф-

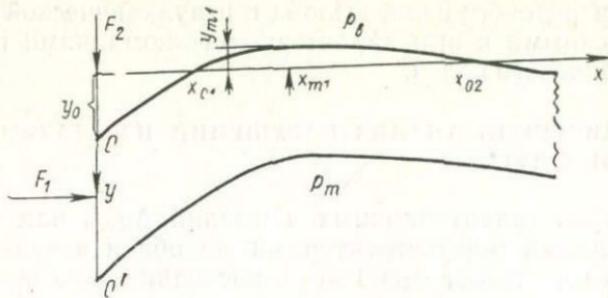


Рис. 66. Упругий изгиб литосфера в области передового вала.

Фективно жидкой астеносфере) под действием сил  $F_1$  и  $F_2$ . Дифференциальное уравнение линии изгиба в этом случае имеет вид

$$Dd^4y/dx^4 = -(\rho_m - \rho_b)yg - y''F_1, \quad (74)$$

где  $D = (1 - v^2)H^3E/12$  — жесткость литосферы;  $\rho_m$ ,  $\rho_b$  — плотности мантии и воды океана;  $v \approx 1/4$  — коэффициент Пуассона.

При условии  $y, y'' \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \infty$ , когда момент в сечении  $x=0$   $M(0) = -Dy''(0) = 0$  и поперечная сила

$$Q(0) = Dd^3y/dx^3|_{x=0} = F_b - (dy/dx)|_{x=0}F_1, \quad (75)$$

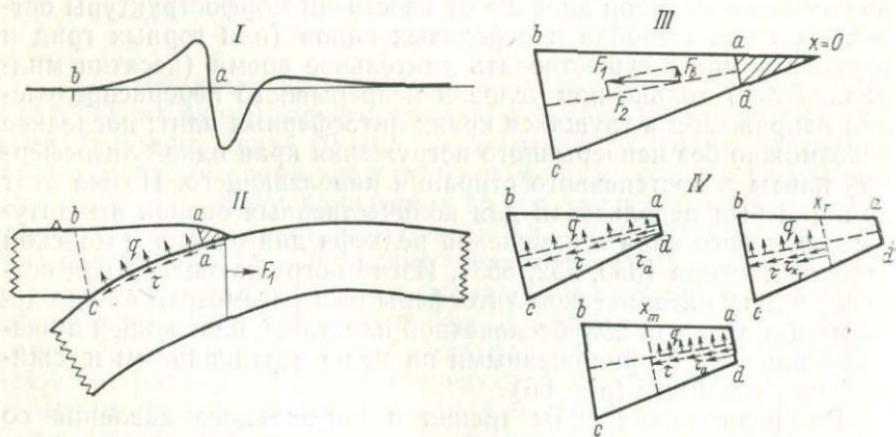


Рис. 67. Схема взаимодействия наползающего клина литосферы с погружающейся плитой.

I — характер распределения гравитационных аномалий; II — распределение силы трения  $\tau$  и нормального давления  $q$  по контактной поверхности; III — эффективно-упругий клин; IV — распределение сил на контактной поверхности.

решение (74) имеет вид [167, 552]

$$y(x) = \frac{F_2 \cdot 2\lambda^2 e^{-\alpha x}}{\Delta \rho g^3 (3\alpha^2 - \beta^2)} [2x\beta \cos \beta x + (x^2 - \beta^2) \sin \beta x], \quad (76)$$

где  $\lambda^2 = \Delta \rho g / (4D)$  определяет длину волны изгиба и затухания в отсутствие сжимающей силы ( $F_1 = 0$ ),  $\alpha = [\lambda^2 - F_1 / (4D)]^{1/2}$ ,  $\beta = [\lambda^2 + F_1 / (4D)]^{1/2}$  — длины волн затухания и изгиба соответственно при  $F_1 \neq 0$ .

Сжимающая сила  $F_1$  уменьшает характерную длину изгиба и увеличивает длину затухания. При  $\beta^2 = 3\alpha^2$  ( $F_{1\text{ кр}} = 2D\lambda^2$ ) решение выражения (103) обнаруживает неустойчивость, аналогичную потере устойчивости сжатого стержня длины  $1/\lambda$ , свободного с одного края и жестко закрепленного с другого ( $F_{1\text{ кр}} = \pi^2 D \lambda^2 / 4$ ).

Решение уравнения (103) позволяет находить изгибную жесткость литосферы  $D$ , эффективные сжимающую и вертикальную нагрузки  $F_1$  и  $F_2$  по параметрам  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\lambda$ , по измеренному полю  $\Delta g_{c,v}$ , если исключено влияние всех аномалиеобразующих источников, кроме изгиба погружающейся литосферы [552], или по рельефу дна океана, скорректированному за влияние переменной толщины осадков и возраста литосферы [295]. Действительно, совпадение теоретического профиля (103) с наблюдаемым профилем изгиба поверхности литосферы в трех наиболее характерных точках (рис. 66): максимального прогиба ( $x=0$ ,  $y=y_0 = \frac{F_2 \cdot 4\lambda^2 \alpha}{\Delta \rho g (3\alpha^2 - \beta^2)}$ ), прогиб  $y(x)$  в первый раз обращается в нуль, считая от оси желоба ( $x=x_{01} = \beta^{-1} \operatorname{arctg} [2z/(z^2 - 1)]$ ); в первом максимуме функции  $y(x)$  ( $x=x_{m1} = (1/\beta) \operatorname{arctg} (-z)$ ,  $y=y_{m1} = \frac{2V\sqrt{2}F_2\lambda^3}{\Delta \rho g (3\alpha^2 - \beta^2)} e^{-\alpha x_{m1}}$  — амплитуда передового вала) — позволяет определить параметр  $z = \beta/\alpha$  по соотношению

$$f(z) = \frac{\pi - \operatorname{arctg} z}{z} - \frac{1}{2} \ln(1+z^2) = \ln |y_0/2y_{m1}|,$$

а вместе с ним и параметры  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\lambda$ ,  $F_1$ .

В частности, для центральной части Курильского желоба, где  $x_{m1} = 160$  км,  $x_{01} = 90$  км,  $y_{m1} \approx 0,5$  км (50 мгал),  $y_0 = 2 \div 2,5$  км (190  $\div$  240 мгал) при  $S = 0,25$ ,  $g = 980$  см/сек $^2$ ,  $\Delta \rho = \rho_m - \rho_b = 2,27$  г/см $^3$ , получаем  $z \approx 1,4$ ,  $\beta = 1,4 \cdot 10^{-2}$  км $^{-1}$ ,  $\alpha \approx 10^{-2}$  км $^{-1}$  и  $1/\lambda \approx 80$  км,  $D \approx 2,6 \cdot 10^{30}$ ,  $F_1 \approx 5 \cdot 10^{16}$ ,  $F_2 \approx 1,2 \cdot 10^{15}$  дин/см. При жесткости погружающейся литосферной плиты  $D = 2,6 \times 10^{30}$  дин/см ее эффективная толщина  $H_s \approx 30$  км для  $E = 10^{12}$  дин/см $^2$  и 65 км, если  $E = 10^{11}$  дин/см $^2$  (это значение ближе к экспериментальным определениям толщины литосферы при возрасте более 100 млн. лет). Однако требуется специальное исследование, чтобы связать размеры эффективно-упругой пластины и реальной упруго-вязкой плиты. Не исключено, что первое

значение окажется в 2—3 раза меньше второго, тогда оценка  $H_3=30$  км близка к действительности.

Максимальные напряжения в океанической литосфере (которые, как известно, достигаются на ее поверхностях) для профиля изгиба (76) имеют вид

$$S_{\max}(x) = \frac{MH_3}{2J_x} = -\frac{H_3 D}{2J_x} \cdot \frac{d^2y}{dx^2} = \frac{EH_3}{D} \cdot \frac{E_2}{3} \times \\ \times \frac{\lambda^2(1-\nu^2)}{3x^2 - \beta^2} e^{-\alpha x} \sin \beta x, \quad (77)$$

где  $J_x$  — момент инерции сечения  $x$ ;  $M$  — изгибающий момент в этом сечении.

В частности, для центральной области Курильского передового вала при  $x=x_s \approx 70$  км (в общем случае  $0 < x_s < x_{01}$ ),  $E=10^{11}$  дин/см<sup>2</sup> получаем  $S_{\max} \approx (3 \div 3.5)$  кбар. Аналогичные расчеты проведены для ряда островных дуг [350, 552]. Все они показывают хорошее соответствие теоретического и наблюдаемых профилей изгиба океанической литосферы.

Почти во всех результатах таких оценок, как и в приведенной выше, наблюдается большое значение сжимающей горизонтальной силы  $F_1$ , действующей со стороны наползающего клина на поддвигающуюся литосферу. В рассмотренном примере значение силы  $F_1=6.1 \cdot 10^{16}$  дин/см приводит к напряжениям сжатия сечения плиты, достигающим 17 кбар для  $E=10^{12}$  дин/см<sup>2</sup> ( $H=30$  км) и 8 кбар для  $E=10^{11}$  дин/см<sup>2</sup> ( $H=65$  км). Близкие значения  $S$  получены и в других работах [552]. Общее состояние сжатия краев литосферы близ конвергентной границы плит находит отражение в механизмах очагов землетрясений [13, 289, 500, 513, 514]. Наличие больших давлений на трущуюся поверхность в зонах поддвига позволяет также оправдать вывод, сделанный на основании данных экспериментальной петрологии о том, что глаукофан-сланцевые пояса низкотемпературного метаморфизма при высоком давлении (10—12 кбар) образуются на начальном участке поддвига литосферы в зоне трения плит. Этот участок выделяется большими горизонтальными градиентами силы тяжести [154].

Некоторые исследователи считают, что значения напряжений сжатия  $\sim 10$  кбар, полученные в рассмотренной модели, слишком высоки и превышают даже условно-мгновенную прочность пород литосферы на скальвание. Лабораторные эксперименты указывают на значительное увеличение прочности пород на скальвание при всестороннем сжатии до 10 кбар, т. е. на глубинах 30—40 км. Однако недостаточно данных, позволяющих утверждать, что прочность пород на скальвание увеличивается при ожидаемом сжатии до первых десятков килобар (20 кбар).

В некоторых моделях изгиб океанической литосферы рассматривается без привлечения горизонтального сжатия [126, 295, 442, 456]. Указывается, например, на необходимость учета рас-

пределенной вертикальной нагрузки при изгибе океанической литосферы [126]. Предполагается, что форма этой нагрузки и ее размеры зависят от степени взаимодействия погружающейся литосферы с надвигающимся выступом, от эффективного угла подвига на малых глубинах, от реологических свойств надвигающегося клина. Их влияние на изгиб океанической плиты можно учесть введением эффективного изгибающего момента в сечении  $x=0$ , который не принимался во внимание в модели изгиба (76). При рассмотрении влияния изгибающего момента  $M_0$ , приложенного на краю плиты ( $x=0$ ), на профиль поверхности океанической литосферы сделаны [456] выводы о преобладающей роли этого момента в формировании рельефа желоба и передового вала. Такой вывод мы считаем ошибочным. Действительно, влияние такого момента можно оценить на основании решения уравнения (101) при прежних условиях, только с одним изменением; момент  $M(0) = -Dy''|_{x=0} = -M_0 \neq 0$ . Искомая кривая  $y(x)$  получается тогда суммированием решения (76) с профилем изгиба под действием сжимающей нагрузки и изгибающего момента  $M_0$  на краю плиты:

$$y(x) = \frac{M_0 e^{-\alpha x}}{D(3\alpha^2 - \beta^2)} [\cos \beta x - (\alpha/\beta) \sin \beta x]. \quad (78)$$

Можно видеть, что добавление выражения (78) к решению (76) сместит нули прогибов влево и тем самым уменьшит длину волн изгиба. Сравнение реальных профилей изгиба океанической плиты в Курильском и Алеутском желобах [552] с палетками теоретических профилей (76), (78) показывает, что профиль изгиба нельзя объяснить преобладающим влиянием момента  $M_0$ . В то же время нельзя исключить влияния вертикального изгибающего момента на формирование наблюдаемого рельефа внешнего склона желобов. Пока трудно установить значение такого влияния, ибо осложнение экспериментальных природных данных влиянием других эффектов затрудняет использование статически строгого варианта задачи, при котором в сечении  $x=0$  были бы заданы одновременно  $F_1$ ,  $F_2$  и  $M_0$ .

Отметим также, что заключение Г. Пасонса и П. Молнара о преобладающем влиянии изгибающего момента  $M_0$  в сечении  $x=0$  на формирование рельефа дна передового вала и желоба основано на ошибочно построенном решении. Их результат, в частности, не удовлетворяет условию  $D \frac{d^3y}{dx^3}|_{x=0} = -F_1 \frac{dx}{dy}|_{x=0}$ , а общее решение проявляет неустойчивость при  $\alpha=0$ , тогда как корректное значение изгибной неустойчивости, одинаковое как для условия (76), так и для решения (78), определяется равенством  $3\alpha^2 - \beta^2 = 0$ . Появление изгибающего момента вовсе не эквивалентно действию добавочного сжимающего усилия, как полагалось ранее [456], хотя этот момент безусловно может снять часть сжимающей нагрузки.

Нельзя признать также корректными выводы [295] о пре-небрежимо малой роли сдавливающих горизонтальных сил в формировании рельефа желоба и передового вала. Этот вывод был получен из-за неучета того, что постоянная  $A$  в выражении для универсального упругого профиля, предлагаемого авторами, сама зависит от сдавливающей горизонтальной силы. Это эквивалентно пренебрежению множителем  $1/(3\alpha^2 - \beta^2)$  в выражении (76). Считали [295], что при сдавливающей силе  $F_1 \approx \approx (2\sqrt{KD}) \cdot 0,3$  амплитуда передового вала изменится всего лишь на 25%, тогда как в действительности она возрастет более чем в 2 раза. При изучении реального рельефа дна океана, несмотря на отмеченные некорректности в теоретических посылках, сделаны выводы [295], что рельеф некоторых островных дуг, по-видимому, должен формироваться в условиях значительного горизонтального сжатия. Мы считаем, что сжатие играет наиболее существенную роль в определении морфологии почти всех островных дуг, а также и предгорных прогибов в поясах сжатия континентальных краев плит.

Заметим, что напряжения сжатия должны распределяться по всему сечению литосферы. Они совсем не исключают появления растягивающих напряжений у поверхности изгибающейся литосферной плиты в области между осью желоба и вершиной передового вала, где, согласно выражению (77), должны наблюдаться максимальные значения изгибающих моментов. Наличие растягивающихся напряжений подтверждается морфологией дна на склоне желоба [411] и механизмами в расположенных здесь неглубоких очагах землетрясений [13, 514].

Мы считаем, что состояние сжатия надвигающегося клина, которое поддерживается его взаимодействием с поддвигавшейся океанической литосферой, обусловливает существование изостатических аномалий силы тяжести, наблюдаемых над невулканической дугой; и тем самым вся система сопряженных аномалий и соответствующих элементов рельефа (передовой вал — желоб — невулканическая дуга) поддерживается за счет динамического эффекта поддвига океанической плиты. Некоторые детали взаимодействия надвигающегося выступа литосферы с поддвигавшейся плитой можно представить, изучая механизмы сильных землетрясений и связанных с ними деформаций. Сейсмологические наблюдения показывают, что надвиги образуются на контакте двух плит до глубины обычно  $\sim 60$  км, иногда до 100 км [387]. В зависимости от местных условий подвига (угла наклона поддвигавшейся плиты, толщины надвигающегося края и др.) деформация может охватить большую или меньшую область близ поверхности контакта двух плит.

Изучение закономерности проявления крупных надвигов вдоль островных дуг Тихого океана приводит к выводу, что размеры области (вдоль простирания дуги), вовлекаемой в сдвиговое движение при крупных землетрясениях, грубо пропорцио-

нальны ширине зоны контакта трущихся краев литосферы. Эта ширина измеряется по падению сейсмофокальной зоны. Во всех зонах, где землетрясения одновременно охватывали экстремально большие площади (чилийское, алеутско-аляскинское), ширина зоны контакта трущихся плит, прослеженная по афтершокам, ограничена областью вулканизма. Следовательно, первые проявления самого близкого к желобу вулканизма указывают край области «сейсмического» контакта плит. В других районах островных дуг зона вулканизма отдалена от тыловой границы сейсмического контакта плит [387]. В то же время последние детальные сейсмологические исследования показали, что очаги землетрясений большой магнитуды охватывают по простиранию дуги от 100 до 1000 км, они характерны для большей части зон подвига Тихоокеанского бассейна [386].

Такие землетрясения отсутствуют лишь в тех районах, где в зону подвига входит участок литосферы с аномально высоким рельефом дна (например, асейсмичные хребты подводных гор). В 70% рассмотренных случаев с этими районами, которые характеризуются пониженной сейсмичностью, связаны также затухание или нерегулярность вулканической деятельности, наблюдаемой на месте обычного расположения вулканических дуг. В остальных, т. е. в «нормальных», областях подвигания крупные землетрясения обычно сопровождаются сложными деформациями континентального выступа.

Так, наблюдения в восточной части острова Хоккайдо во время землетрясения в 1973 г. показали, что за несколько лет перед землетрясением наблюдалось устойчивое увеличение наклона поверхности в сторону океана с понижением уровня краевой области (с соответствующим повышением уровня моря). Этот этап можно связать с затаскиванием континентального края литосферы движущейся вниз плитой и накоплением деформаций. Само землетрясение вызвано сдвигом со смещением на 1—1,5 м вдоль плоскости разлома, падающей под углом около 30°. Плоскость разлома на поверхности охватывала площадь 100×110 км, а север-северо-западное направление сдвига отвечало общему направлению движения Тихоокеанской плиты в этом районе [518]. В результате сдвига континентальный склон (восточная окраина его) испытал резкий подъем, обусловленный высвобождением накопленных упругих деформаций. Вслед за этим скачком в течение 10—15 суток наблюдалось проседание поверхности континентального побережья Японии на 7—10 см/год. Необычно высокие скорости поверхностных деформаций объясняются, видимо, тем, что непосредственно после землетрясения вязкость в зоне сдвига значительно падает и восстанавливается до нормального значения за время релаксации  $\tau \approx 15$  дней ( $10^6$  сек) [518]. Именно эта вязкая релаксация, вероятно, и обуславливает проседание поверхности, наблюдавшееся в течение 10 дней после землетрясений.

Недавнее изучение истории сейсмичности юго-западной части Японии подтверждает также и тесную связь процессов, обусловленных взаимным трением плит на плавно погружающейся поверхности, с ростом напряжений и деформаций в пределах надвигающегося края континентальной литосферы [500—502]. Модель, которая естественно следует из распределения сейсмичности, позволяет предполагать, что при временном ослаблении взаимного трения на мелком участке погружающейся поверхности контакта плит (ослабление происходит за счет разрушения контакта, срыва и проскальзывания) начинается концентрация напряжений вдоль более глубокой части контактной плоскости. Такие перемещающиеся на поверхности контакта силы трения, действуя наподобие зубьев пилы, вызывают постепенное увеличение внутриплитовых напряжений в континентальном выступе литосферы. Рост деформаций и напряжений сопровождается землетрясениями умеренной амплитуды. При достижении предела прочности пород континентального выступа в пределах последнего происходит сильное внутриплитовое землетрясение, заметно меняющее здесь характер распределения сейсмичности в области с характерным линейным размером 200—300 км наползающего края.

Так, если в течение 50 лет до нанкайского землетрясения наблюдалась сейсмическая активность в основном в окрестности шарнирной линии, то в течение 10 лет после этого землетрясения активная сейсмичность характеризовала области, прилегающие к шарнирной [501]. Сильные внутриплитовые землетрясения происходят через определенное время, характерное для роста и накопления напряжений в континентальном выступе литосферы [226]. При этом землетрясения с механизмом надвигания, отражающие скольжение океанической плиты относительно континентальной, являются инициаторами сильных внутриплитовых землетрясений, играя роль возмущений для медленно-растущих внутриплитовых напряжений ведущего края континентальной литосферы.

Отмеченный характер деформаций надвигающегося края литосферы, сопровождающий сдвиговые землетрясения, в общих чертах подтверждается и при изучении других сильных землетрясений [411]. При этом механизмы всех очень больших надвиговых землетрясений (чилийское, аляскинское и др.) указывают на пологое падение плоскостей скольжения плит ( $10$ — $20^\circ$ ). Поддвигание вдоль плоскостей с малым углом падения ( $10$ — $15^\circ$ ) подтверждается также изучением механизмов землетрясений в Центральном и Северном Перу, тогда как поддвигание в Южном Перу происходило под более крутым углом (около  $30^\circ$ ) [513]. Малый угол падения плоскости относительного скольжения плит обнаруживают и механизмы землетрясений 1973 г. на острове Хоккайдо и нанкайское землетрясение [500, 501, 518].

Изложенные факты свидетельствуют о поддвигании океанических плит под островные дуги с устойчивым накоплением деформаций, периодически снимаемых крупными срывами величиной в несколько метров, происходящими в полого погружающихся зонах шириной несколько сотен километров, глубиной до десятков километров. Частота повторения таких сильных землетрясений (порядка 1 раз в 100 лет [226]) удовлетворительно согласуется со средней скоростью относительного движения нескольких сантиметров в год [411].

Говоря о пологой зоне относительного скольжения краев двух плит в зоне поддвига, мы имеем в виду ту область литосферы, которая подвержена крупным сколовым разломам, во всяком случае на глубину ее упругой части. Согласно изложенному выше, здесь характерно именно пологое поддвигание края плиты с углами погружения, не превышающими  $30-35^\circ$ . Сейсмофокальные зоны, охватывающие землетрясения как с мелкими, так и со средними глубинами очагов, имеют различное погружение, от пологого до крутого, иногда даже в пределах одной и той же сейсмофокальной зоны. При определении угла поддвигания в верхней «упругой» зоне контакта краев плит по характеру сейсмофокальных зон необходимо иметь в виду, что мелкофокусная сейсмичность имеет место и в пределах узкого переднего края надвигающегося выступа. Неучет этого обстоятельства может привести к завышению крутизны падения плоскости трения краев плит, ошибочно отождествляемой лишь с верхней границей области наибольшей сейсмичности.

Предыдущее рассмотрение дает нам возможность представить форму надвигающегося выступа литосферы и характер усилий, действующих на него, и, таким образом, попытаться хотя бы в приближенной форме теоретически объяснить природу изостатических аномалий силы тяжести невулканической гряды. Как отмечалось выше, мы предполагаем, что природа максимума изостатических аномалий  $\Delta g$  над островной дугой аналогична природе аномалий передового вала и желоба, рассмотренных выше, а именно, что антиизостатическое поднятие невулканической гряды обусловлено в первую очередь эффективно-упругой реакцией клинообразной части надвигающейся плиты на трение и давление со стороны подвигающейся под нее океанической литосферой [337].

Динамическое объяснение максимума гравитационных аномалий над островной дугой за счет трения при сжатии, на наш взгляд, обладает тем преимуществом, что позволяет с единых позиций квазиупругого изгиба рассматривать сопряженную систему вала, желоба и островной дуги. В силу сложной структуры рассматриваемой модели в предлагаемой модели речь может идти лишь о некоторой средней силе трения и среднем давлении плит. Сам изгиб наползающего клина определяет при этом генеральный изостатически нескомпенсированный рельеф невул-

канической островной дуги, на фоне которого имеют место не-значительные (в общем масштабе) поднятия и опускания рельефа, сопровождающие сильные землетрясения.

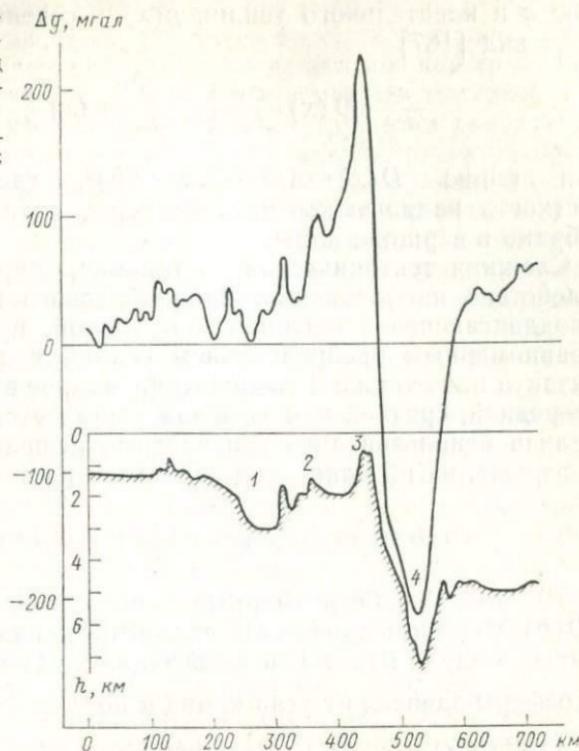
Приведенные ниже расчеты показывают принципиальную возможность обсуждаемого механизма и потому проводятся при целом ряде упрощающих предположений. Упрощения касаются не только квазиупругого характера деформаций надвигающегося края континентальной литосферы, но отчасти и его геометрии (область  $abcd$  рис. 67). Мы заменяем нижнюю границу края с плавно меняющимся наклоном на прямолинейную и получаем, таким образом, некий эффективный клин с углом раствора  $\alpha$ , средним для области контакта краев двух плит. Силу, действующую на внутреннюю поверхность надвигающегося клина со стороны поддвигавшейся литосферы, представим как совокупность сил трения и нормального давления, распределенных по участку подошвы клина. Передняя часть клина ( $0 \leq x \leq a$ ), близкая к оси желоба, как правило, заполнена пластичным материалом осадков и значительно расчленена разломами. Сечение  $x=a$  приурочим к разрыву на континентальном склоне желоба, разделяющему две относительно независимые области различного реологического поведения наползающего клина: более жесткую.

Это сечение обычно находится на расстоянии 30—50 км от оси желоба [381]. Взаимодействие краевой области  $0 \leq x \leq a$  с остальным клином учитывается через поперечную силу и силу сдавливания, приложенные в сечении  $x=a$ . Такой подход позволяет исключить особенность в вершинной части клинообразной области. Кроме того, в сечении  $x=a$  смещение оси клина задавалось из сопоставления с наблюдаемым профилем  $\Delta g_{c.v}$ . Тыловая граница клина выбиралась в точке  $x=b$  за топографическим максимумом невулканической островной дуги. Эта точка должна характеризоваться близостью к нулю гравитационных аномалий и их производных по  $x$  (подчеркнем, что в модели рассматривается лишь нескомпенсированный рельеф дна, выраженный в аномалиях в свободном воздухе над островной дугой). В частности, изостатический прогиб литосферы под действием нагрузки продуктов вулканических извержений происходит независимо от рассматриваемого динамического изгиба выступа наползающей плиты (рис. 68). В соответствии со сказанным, условия в сечении клина  $x=b$  принимают вид  $y(x) = y'(b) = 0$ , где  $y(x)$  — прогиб нейтральной линии клиновидной области. В окрестности  $x=b$  совершается переход от клинообразного края литосферы к нормальной плите постоянной толщины. Указанные условия служат для сшивания решений двух геометрически отличных участков литосферы.

Коротко остановимся на распределении сил по трущимся поверхностям. В островных дугах, характеризующихся не слишком большими площадями сдвиговых смещений даже при сравни-

Рис. 68. Профиль рельефа дна и гравитационного поля  $\Delta g$  над Курильской островной дугой [394].

1 — Охотский бассейн; 2 — вулканы; 3 — хр. Витязя; 4 — Курильский желоб.



тельно крупных землетрясениях, зона контакта литосферных плит заканчивается, как правило, еще до ближнего к желобу вулканического канала.

В тех районах, где смещения по разломам занимают аномально широкие области (Чили, Аляска) и область контакта трущихся краев плит прослеживается до зоны вулканов [387], из общих физических соображений область трения ограничиваются краем этой вулканической зоны. Действительно, вулканизм, означая начало плавления на поверхности погружающейся океанической литосферы, указывает нам ту область контакта плит, где существенно снижается трение из-за резкого понижения коэффициента эффективной вязкости.

С рассмотренными условиями было решено уравнение изгиба клиновидной балки (длины  $l=b-a$ ) под действием распределенных по боковой поверхности касательных и нормальных усилий. Эти усилия проецировались на центральную ось клина, так что на избранном участке оси могли действовать равномерно распределенные сжимающие усилия интенсивностью  $\tau$ , нормальные усилия интенсивностью  $q$  и сосредоточенная сжимающая сила. Уравнение прогиба балки с площадью сечения, зависящей от  $x$ , подверженной действию нормальных усилий интенсивно-

стью  $q$  и касательного усилия  $p(x)$  в сечении  $x[p(x)=x\tau+p_0]$ , имеет вид [167]

$$\frac{d^2}{dx^2} \left[ D(x) \frac{d^2y}{dx^2} \right] + \frac{d}{dx} \left[ p(x) \frac{dy}{dx} \right] = q \quad (79)$$

Для клина  $D(x)=Ax^3=D(b)(x/b)^3$ , где  $D(b)$  — изгибная жесткость надвигающейся литосферы, начало координат  $x=0$  выбрано в вершине клина.

Сложная тектоническая обстановка, сопровождающая взаимодействие наползающего клинообразного выступа литосферы с поддвигающейся океанической плитой, предполагает наряду с равномерным распределением усилий  $\tau$  и  $q$  по поверхности контакта плит также и сконцентрированное взаимодействие плит в передней, средней или тыловой частях этой поверхности. Для анализа использовались три частных решения уравнения (79). Во-первых, изгиб клина под действием равномерных  $\tau$  и  $q$ :

$$\bar{y}(\bar{x}) = \frac{C_1}{r} \cos(r \ln \bar{x}) + \frac{C_2}{r} \sin(r \ln \bar{x}) + C_3 \ln \bar{x} + \frac{q}{\tau} \bar{x} + C_4, \quad (80)$$

$\bar{y}=y/b$ ,  $\bar{x}=x/b$  — безразмерные переменные;  $r=\sqrt{\tau/A-1}$ ;  $A=D(b)/b^3$  — геометрический параметр клина, который при заданных модуле Юнга  $E$  и коэффициенте Пуассона  $\nu$  материала литосферы зависит от угла клина  $\alpha$  по закону  $D(b)=\frac{(1-\nu^2)Eb^3}{12} \times \left(2 \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}\right)^3$ ;  $C_1, \dots, C_4$  — произвольные константы интегрирования.

Во-вторых, изгиб участка клина, свободного от поверхностных нагрузок, т. е. при условии  $q=\tau=0$  (предполагается наличие изгибающих моментов и перерезывающих усилий в краевых сечениях):

$$\bar{y}(\bar{x}) = \frac{B_1}{\bar{x}} + B_2 \ln \bar{x} + B_3 \bar{x} + B_4, \quad (81)$$

где  $B_1, \dots, B_4$  — константы интегрирования.

Наконец, третье решение также описывает изгиб клина, свободного от поверхностных нагрузок, но при наличии осевой сжимающей силы  $R$ , не зависящей от  $x$  (предполагается, как и во втором варианте, наличие граничных усилий и моментов). Решение для этого случая имеет вид

$$\begin{aligned} \bar{y}(\bar{x}) = & \sqrt{\bar{x}} \left[ E_1 I_1 \left( 2 \sqrt{\frac{R}{Ab\bar{x}}} \right) + E_2 Y_1 \left( 2 \sqrt{\frac{R}{Ab\bar{x}}} \right) \right] + \\ & + E_3 \bar{x} + E_4, \end{aligned} \quad (82)$$

где  $I_1$ ,  $Y_1$  — функции Бесселя 1-го и 2-го рода ( $Y_1$  называют также функцией Неймана).

Сочетание решений (80)–(82) при условии равенства левых и правых производных до третьего порядка включительно в точках сшивания решений, а также использование граничных условий, указанных выше, позволяют рассматривать разнообразные случаи распределения сил  $\tau$  и  $q$  на трущемсяся поверхности клина. Анализировались возможности с равномерным распределением  $\tau$  и  $q$ , во-первых, по всей поверхности контакта литосфер, во-вторых по области  $a \leq x \leq x_1$  в передней части клина, в-третьих, по области  $x_2 \leq x \leq b$  в тыловой части клина и, в-четвертых, по области  $x_1 \leq x \leq x_2$  в любой промежуточной части интервала  $(a, b)$ . В указанных областях сжимающее усилие  $p$  в сечении изменялось по закону  $p = tx$ .

Общим свойством рассмотренных решений является пропорциональность деформаций клина (а вместе с тем моментов и напряжений) интенсивности вертикальной нагрузки  $q$ , что отражает линейный характер задачи, если при заданной геометрии сил на трущемсяся поверхности зависимость  $y$  от  $x$  определяется двумя параметрами —  $S$  и  $r$ . Параметр  $S$  — чисто геометрический и характеризует долю пластичной угловой части клинообразной области  $0 \leq x \leq a$  по отношению к полной длине клина  $l$ . Другой параметр, определенный выше, зависит как от интенсивности касательной нагрузки  $\tau$ , так и от геометрических свойств клина (через параметр  $A$ ). Максимальные значения деформаций нейтральной оси клина  $\bar{y}_{\max}$  в зависимости от параметров  $S$  и  $r$  достигаются в сечениях  $x = x_{\max}$  (рис. 69). Приближение к критическому значению сопровождается резким увеличением прогибов, изгибающих моментов и напряжений в сечениях клина. В качестве примера рассмотрим изменение с возрастанием параметра  $r$  профилей изгиба нейтральной оси клина (рис. 70) и величины  $\sigma_{\max}(\bar{x}) = \sigma(\bar{x}) / \{[EM(1-v^2)/(2b)](q/\tau)\}$ .

Все кривые приведены для равномерного распределения сил по трущемсяся поверхности клина. Отметим значительную концентрацию напряжений в передней части клинообразного выступа, в области  $a \leq x \leq x_{\max}$ . Здесь у верхней поверхности клинообразного выступа следует ожидать появления растягивающих напряжений [а у нижней (трущемсяся) —

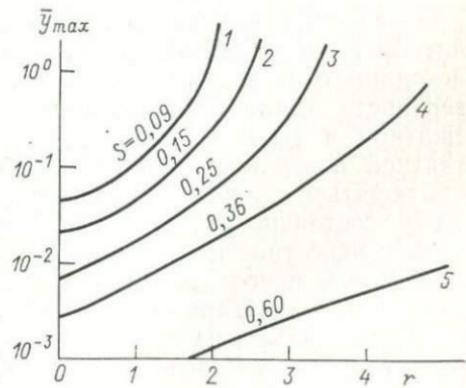


Рис. 69. Зависимость максимальных прогибов клинообразной балки  $\bar{y}_{\max} = y/(bq/\tau)$  от параметров  $r$  и  $S$ .

$x_{\max} = x_{\max}/b$ : 1 — 0,25; 2 — 0,34; 3 — 0,46; 4 — 0,56; 5 — 0,76.

$r_{kp}$  — соответствует потери устойчивости: 1 — 2,12; 2 — 2,63; 3 — 3,52; 4 — 4,74; 5 — 9,12.

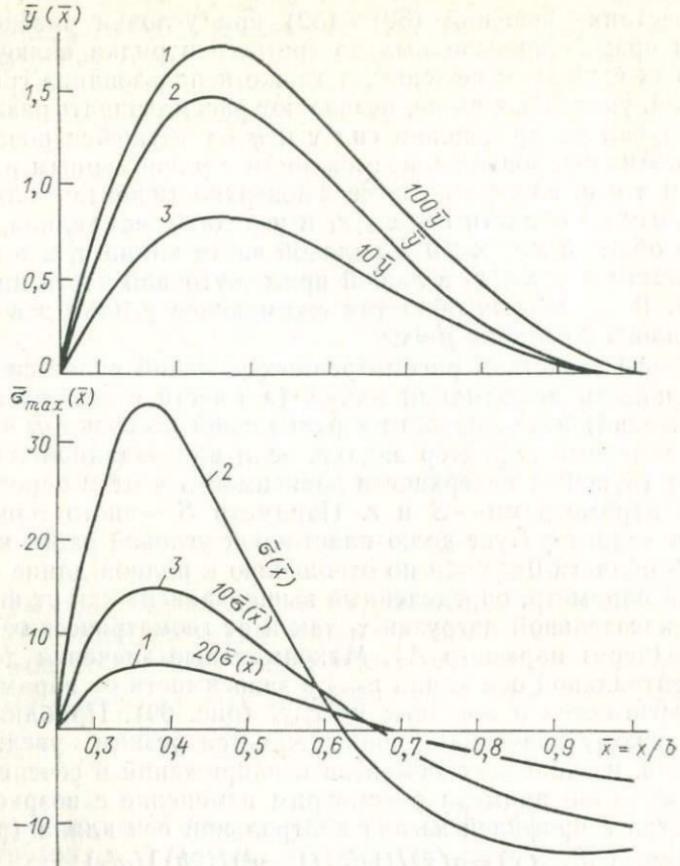


Рис. 70. Прогибы клинообразной балки  $\bar{y} = y(\bar{x}) / (bq/\tau)$ , отн. ед., и приведенные значения максимальных в сечении напряжений  $\sigma_{\max}(\bar{x})$  ( $S=0,25$ ).  
р: 1 — 1; 2 — 3,4; 3 — 2,23.

сжимающих]; напряжения растяжения обусловлены изгибом литосферы и действуют на фоне общего состояния сжатия, происходящего от взаимного давления краев плит. На верхней поверхности клина растяжение в его передней части сменяется сжатием в тыловой области. Соответственно на нижней контактной поверхности клина в той же тыловой области будут наблюдаться напряжения растяжения, обусловленные изгибом. Такое состояние растяжения характерно для всей «угловой» зоны в окрестности точки  $d$  (рис. 67).

Расчеты использованы для грубой оценки эффективно-упругого угла поддвигания океанической литосферы  $\alpha$ . Действительно, при заданных размерах клина ( $a, \bar{b}$ ), сжимающей силе  $F_1$  и предполагаемой модели распределения сил по трущющейся поверх-

ности (т. е. распределения  $\tau$  и  $q$ ) существует единственный угол  $\alpha$ , при котором деформации изгиба клина соответствуют наблюдаемым из распределения гравитационных аномалий. При этом эффективный угол поддвига  $\alpha$  входит в выражение для параметра  $r$  через коэффициент изгибной жесткости  $A = \frac{D(b)}{b^3} = \frac{E(1 - \nu^2)}{12} (2b \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2})^3$  и через отношение  $q/\tau$ , если предполагать, что имеют место статистические соотношения:  $\tau b = F_1 \cos(\alpha/2)$  и  $q/\tau = m \operatorname{tg}(\alpha/2)$  (коэффициент  $m$  зависит от модели сил, модель допускает и независимое задание  $q$  и  $\tau$ ).

Рассмотрим пример Курильской островной гряды. Максимум положительных аномалий здесь достигает 200—240 мгал. Окрестность сечения  $x=b$  должна соответствовать выходу гравитационных аномалий фаз к значениям, близким асимптотическому нулю (с точностью до десятка миллигаль). Для рассматриваемого профиля граница  $x=b$  выбирается в 220 км от гравитационной оси желоба. Ось начала вулканизма лежит в 200 км от оси желоба. Граница  $x=a$ , определяющая передний край «твердого» наползающего клина, согласно сказанному выше должна находиться в районе разрыва передового склона желоба. К сожалению, положение последнего не определено для изучаемого профиля Курильского желоба, и мы полагали  $a \approx \approx 60$  км. Это значение не должно заметно противоречить сформулированному смыслу границы  $a$ , но удобно тем, что в рассматриваемом случае в точке  $x=a$  гравитационные аномалии  $\Delta g_c$  обращаются в нуль, что упрощает решение. Таким образом, у нас фиксированы границы усеченного клина и его длина  $l=b-a$ ; в то же время положение вершины клина (точки  $x=0$ ) пока произвольно. Вместе с ним остаются произвольными и длины отрезков  $a$  и  $b$  (длина отсеченной части и всего клина) при фиксированной нами разности  $l=b-a$ .

Всевозможные вариации в положении вершины клина  $x=0$  учитываются тогда изменением параметра  $S=a/b$ . Сжимающее усилие  $F_1$  известно из предыдущих оценок, где рассматривались параметры изгиба поддвигающейся литосферы. Заданному параметру  $S$  и определенной модели распределения сил на трущаяся поверхности надвигающейся литосферы соответствует единственный эффективный угол квазиупругого поддвигания  $\alpha$ , отвечающий наблюдаемым нескомпенсированным аномалиям гравитационного поля. Этот угол для  $S=0,25$ , т. е.  $b=220$  км, получается равным 0,15 рад (0,38) для равномерного распределения сил по длине трущейся поверхности клина, 0,12 (0,25) для трения, сосредоточенного на отрезке в крайней тыловой части клина, и 0,16 (0,4) для трения на участке той же длины в передней части усеченного клина (рис. 67). Соответствующие значения толщины литосферы в сечении  $x=b$  с континентальной стороны клина составляют: 33 (84), 26 (64) и 35 км (88). Зна-

чения в скобках для  $E=10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>, без скобок —  $E=10^{12}$  дин/см<sup>2</sup>. Для  $S=0,36$  ( $b=260$  км) получаются близкие, но несколько меньшие значения углов и мощностей  $H$ ; в то же время для  $S=0,15$  они заметно превосходят аналогичные для  $S=0,25$ .

Равномерное распределение сил (рис. 76) характеризуется минимальной потенциальной энергией упругого изгиба. Так, для рассмотренных выше распределений при  $S=0,25$  соответствующие потенциальные энергии изгиба равнялись:  $3,4 \cdot 10^{21}$  ( $4,8 \cdot 10^{22}$ ),  $6,7 \cdot 10^{22}$  ( $1,1 \cdot 10^{23}$ ),  $4 \cdot 10^{21}$  ( $5,8 \cdot 10^{22}$ ) эрг/см. Таким образом, изгиб равномерно распределенными силами  $\tau$  и  $q$  оказывается энергетически выгодным. Вариант при смещении сил в переднюю часть клина ( $x=a$ ) отличается незначительно от равномерного даже при сосредоточении сил на отрезке  $0,3l$ . В то же время сосредоточение сил в тыловой стороне клина приводит к резкому возрастанию потенциальной энергии упругого изгиба уже при распределении по пятну размером  $2l/3$ .

Аналогичные оценки можно сделать и для Алеутской дуги [552]. Сжимающее усилие оценено для этого случая ниже. Из распределения аномалий с континентальной стороны от желоба имеем следующие значения параметров: расстояние от оси до нуля аномалий на приконтинентальном склоне желоба 70 км, максимум положительных аномалий в свободном воздухе над островной дугой 190 км, расстояние от этого максимума до оси желоба 110 км, выход аномалий на нулевую асимптоту и область развития вулканизма в 250 км от оси желоба и, наконец, минимум аномалий на оси желоба 200 мгал.

В модели с равномерным распределением сил по трущшейся поверхности (рис. 69) при  $S=0,15$ : эффективный угол поддвига получается равным 0,25 рад для  $E=10^{12}$  дин/см<sup>2</sup> и 0,66 рад для  $E=10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>. Мощность квазиупругой континентальной литосферы получается здесь выше, чем в Курильской дуге, и равна 49 и 130 км соответственно.

При сравнении полученных значений эффективных углов поддвига с наблюдаемыми следует учитывать несколько факторов. Во-первых, эффективные углы поддвига в нашей модели оценены по изгибу упругого клина. Они соотносятся с действительными углами поддвига (средними по глубине литосферы) подобно тому, как эффективная упругая толщина океанической литосферы, оцененная в модели упругого изгиба по глубине желоба и амплитуде передового вала и равная, например, для Курильского желоба 30 км для  $E=10^{12}$  дин/см<sup>2</sup>, относится к действительной толщине литосферы, определенной, скажем, по началу частичного плавления и равной, как известно, для Курильской дуги 70—80 км.

Эффективный угол  $\alpha$  характеризует также эффективно-упругое поведение клина, мощность континентальной литосферы  $H$  в сечении  $x=b$  клина должна согласоваться с квазиупругой

толщиной ее, близкой к соответствующей толщине океанической литосферы. В предпочтительных вариантах они действительно были близки. Последнее может служить одним из критериев отбора возможных моделей приложения сил или подтверждением выбранной модели.

Во-вторых, распределение сил по трущшейся поверхности зависит от многих факторов, таких как размеры области неконсолидированных осадков, распределение сейсмичности и др. Вопрос значительно осложняется слабой информацией о прочности, упругом и пластичном поведении вещества при больших давлениях и температурах, характерных для зон поддвига.

В заключение необходимо сказать, что несмотря на ряд упрощений и некоторые неоднозначности модель подтверждает справедливость вывода, сделанного первоначально на качественном уровне: сопряженные между собой морфоструктуры дна близ деструктивных границ литосферных плит и связанные с ними нарушения изостазии являются результатом изгиба эффективно-упругих сдавливаемых краев плит при условии, что сила сцепления между их соприкасающимися поверхностями близка к условно-мгновенной прочности пород при высоком всестороннем давлении и сравнительно низкой температуре.

Отметим, что имеются модели, в которых гравитационный максимум над островной дугой получает объяснение в принципе близкое, но в деталях отличное от нашего. Так, в модели «резца» предполагается, что поддвигающаяся плита испытывает резкий изгиб или слом где-то на глубине 15—20 км [186, 188]. Слом происходит под действием избыточного веса изостатически нескомпенсированного поднятия невулканической гряды, выполняющего роль нагружочного резца, от которого вниз, в направлении почти ортогональном к поддвигу (по линии *AC* рис. 71), уходит узкая зона пластичного сдвига шириной несколько километров. Стационарное пододвигание океанической плиты обеспечивает подход новых участков этой плиты к зоне пластичности. В этой зоне материал погружающейся океанической литосферы под действием веса нескомпенсированной нагрузки надвигающегося клина переходит в пластичное состояние и плита меняет направление движения движения от малых углов поддвига до 40—60° по выходе из зоны разрушения.

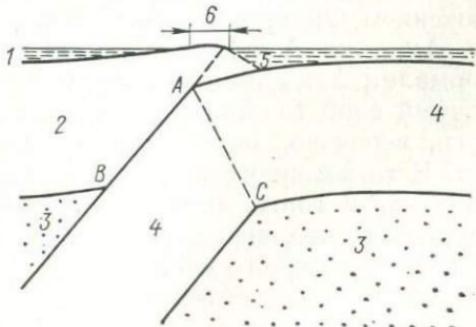


Рис. 71. Механическая модель «резца» зоны поддвигания литосферных плит [186].

1 — вода; 2 — надвигаемая литосферная плита; 3 — астеносфера; 4 — поддвигаемая плита; 5 — желоб; 6 — островная дуга.

Существенным свойством этой модели являются относительно малые напряжения, происходящие от сжатия плит и составляющие всего 1 кбар, т. е. имеющие порядок гидростатических напряжений, существующих на глубине ~3 км. В этой модели изгиб океанической литосфера достигается в основном за счет части веса наползающего выступа без учета изгибных напряжений в пределах выступа.

Говоря о характере распределений гравитационных аномалий над желобами и островными дугами, нельзя не коснуться влияния веса осадочной толщи (скапливающейся на внутреннем склоне желоба) на распределение  $\Delta g_{c.v}$  и сейсмичности в пределах островных дуг.

При пологой верхней приконтинентальной части внутреннего склона желоба выше линии разрыва в нижней, более крутой, для большой толщины океанических осадков создаются условия, благоприятные для их срыва с подвигающейся плиты и накопления в желобе. Склоновый разрыв, наблюдающийся на континентальном склоне желоба, разделяет области различной деформации; он как бы гасит силовую связь сложно деформированной нижней частью склона с более спокойной верхней. Поэтому в верхнем пологом участке склона, вплоть до склонового разрыва, осадки залегают в виде спокойных, слегка изогнутых к краям слоев, толщина слоя осадков по мере прогибания литосферы в таких бассейнах может достигать 3—8 км. Большое количество осадков, скапливающихся в пределах осадочной призмы, вызывает смещение минимума гравитационных аномалий от топографической оси желоба в сторону островной дуги на расстояние 20—40 км. Однако в Центрально-Алеутском желобе искажение распределения аномалий значительно. Здесь минимум отрицательных аномалий имеет вид широкого (до 100 км) двустороннего провала с двумя локальными минимумами [346].

Необычная форма гравитационных аномалий вызвана аномально толстым слоем осадков в пределах склоновой террасы ( $h=7 \div 8$  км), при котором глубина положения фундамента оказывается соизмеримой с глубиной близ оси желоба. За исключением Филиппинского желоба, похожего по форме минимума  $\Delta g_{c.v}$  на Алеутский, в остальных желобах отрицательные аномалии  $\Delta g_{c.v}$  над террасами менее выражены. Поэтому осадочный слой толщиной 7—8 км в пределах террасы Алеутской дуги, вероятно, можно считать максимальным для островных дуг. В то же время такие дуги, как, например, Бонинская, Марианская и Тонга, имеют очень небольшие минимумы  $\Delta g_{c.v}$  над террасами, что, вероятно, отражает меньшую толщину неуплотненного осадочного слоя в пределах верхней части внутреннего склона. Большой объем осадков на Алеутской террасе является следствием большой скорости их накопления в этом районе,

достигающей 50—100 м/млн. лет, а в областях, где наиболее существенны мутевые потоки, и до 200 м/млн. лет.

Характерно, что сейчас зоны деформированных осадков, накапливающихся вдоль нижнего края в центральной части Алеутской дуги (т. е. ширина аккреционной призмы), достигают 50—70 км и также являются необычными [346]. Глубоководные желоба, расположенные вблизи континентальных кромок, например южный край Антильского, северо-западный край Яванского, Восточно-Алеутский, Юго-Восточная Аляска, которые образуются поддвиганием океанических плит с большой толщиной абиссальных равнинных осадков, также могут иметь весьма значительные скопления осадочного материала вдоль внутреннего склона желоба, даже превосходящие таковые в Алеутском [346].

Интересно, что область наибольшей сейсмической активности в Центральноалеутской впадине начинается в 70—80 км к северу от оси желоба. Таким образом, под террасой (или по крайней мере под передней половиной ее) находится асейсмичный промежуток зоны поддвигания. Возможно, что это связано со смазывающим действием осадков, попадающих в зону подвига [127]. Аналогичный участок низкой сейсмичности под террасами отмечался также С. А. Федотовым и др. [226, 227, 321] под Камчатской террасой в Южно-Камчатском глубоководном желобе.

Для большинства дуг намечается явная корреляция между количеством осадков на террасах и в нижней части передового склона, с одной стороны, и шириной пологого участка сейсмической зоны — с другой. Так, сейсмофокальная зона молодой плиты южной впадины Новых Гебрид характеризуется участком с плавным падением в окрестности оси впадины и крутым падением на глубине, причем переход от первого участка ко второму происходит на расстоянии, меньшем 100 км, у сейсмической зоны дуги Тонга более широкое и плавное падение. На восточном краю Алеутской дуги, где накоплено наибольшее количество осадков, имеется пологий участок сейсмической зоны, протягивающийся от топографической оси желоба к северу на расстояние, превышающее 300 км [381].

Ось максимальной скорости вулканических излияний проявляет тенденцию к смещению в тыловую область лишь за 50 млн. лет и более, причем скорость такого смещения мала — единицы миллиметров в год. Увеличение расстояния между цепью вулканов и топографической осью желоба по мере развития подвига обеспечивается в основном миграцией в сторону океана оси желоба при накоплении осадков в районе внутреннего склона [381].

Выше мы обсудили возможную природу сравнительно коротковолновых ( $\lambda = 100 \div 200$  км) гравитационных аномалий в районах островных дуг и признали, что широко распространенное

изостатическое редуцирование аномалий силы тяжести в островных дугах хотя и позволяет убедиться в наличии, но несколько искажает фактическую картину нарушения равновесия литосфера близ зоны ее субдукции. Во всех работах такого рода пытаются объяснить характерное распределение гравитационных аномалий подбором различной плотности, предположив изостатическое равновесие. Ошибочное предположение о локальной скомпенсированности рельефа в районе желоба Алеутской островной дуги [353] приводит к ложному выводу о минимальной толщине коры под впадиной, а также о дефиците масс на глубине 30—80 км, способном объяснить отрицательные аномалии в этой области [353]. Другие исследователи [347] аномалии в широком районе ( $\sim 600$  км) от океанической до континентальной области Анд объяснили исключительно подбором мозаики плотностей в осадочных слоях и погружающейся плите. Аналогичный подход использован У. Бонини и др. [281] при интерпретации гравитационного поля в динамически активном районе сжатия Гибралтарского пролива. Как отмечалось выше, во всех указанных работах интерпретация поля  $\Delta g_c$  проводится без учета того, что фактическая картина отсутствия равновесия краев литосферы близ зоны сжатия аналогична влиянию аномального по плотности геологического тела в литосфере.

При геологическом анализе топографо-изостатических аномалий возможная погрешность обусловлена тем, что применяющиеся для расчетов изостатических поправок теоретические схемы глубинного распределения плотностей подчинены условию соблюдения полного равновесия всех форм рельефа поверхности (см., например, [346]). Именно это требование заставляет искусственно предполагать под желобом существование более плотных масс (коры или литосферы) по отношению к соседним океаническим участкам и вообще таких теоретических распределений плотностей, которых на самом деле в природе не существует, тогда как сам желоб и связанный с ним вал суть проявления единого процесса — эффективно-упругого прогибания литосферной плиты при поддвигании и трении о надвигающийся выступ.

Наряду с коротковолновыми аномалиями, рассмотренными выше, существенный интерес для анализа природы островных дуг представляют также длинноволновые, наблюдаемые со спутников. Такие аномалии с длиной волны порядка нескольких сотен километров над «широкими» областями близ зон поддвига, включающими районы от передового вала до краевых морей, позволяют судить о неоднородностях верхней мантии и, в частности, представить плотностные характеристики океанической плиты, погружающейся в мантию. Природа зональных аномалий над островными дугами представляет существенный интерес при анализе ряда принципиальных вопросов глобальной тектоники и служит предметом оживленной дискуссии. По мнению отдель-

ных исследователей для того, чтобы оценить плотность погружающейся плиты по гравитационным данным, необходимо с хорошей точностью выделить из наблюдаемых аномалий силы тяжести  $\Delta g_{c.v}$  вклад, связанный с земной корой. При этом, как отмечалось выше, учет гравитационного эффекта земной коры с помощью модели «засыпки» [353] приводит к ошибкам в геологической интерпретации, вследствие того что равновесие в указанной области сильно нарушено.

Как показывает анализ многих работ [346, 347, 345], в случае «засыпки» значение аномальной плотности погружающейся плиты оказывается, как правило, сильно завышенным. Среднее значение превышения плотности погружающейся части плиты над плотностью окружающей мантии до сих пор является предметом оживленной дискуссии. Так, в работах, где интерпретация поля производится после «засыпки» или подбора плотности «стандартной» коры, аномальная плотность погружающегося края плиты получается достаточно большой и в отдельных моделях превышает  $0,1 \text{ г}/\text{см}^3$  (см., например, [346]). Однако такие факторы, как заметное выполаживание глубинной части сейсмофокальной зоны с возрастанием скорости подвига [376, 381] и сравнительно медленная релаксация этой зоны после прекращения подвига, свидетельствуют о малом значении нескомпенсированной разности плотности. Чтобы продолжить этот анализ, следует еще раз вернуться к наблюдаемым распределениям гравитационных аномалий над областями подвига, так как эти распределения, если интерпретировать зональные аномалии  $\Delta g_{c.v}$ , в значительной степени ограничивают допустимые вариации аномальных плотностей в погружающейся плите и позволяют ограничить число теоретических моделей.

Анализ многочисленных профилей гравитационных аномалий системы желоб — передовой вал для Алеутской, Курильской и Бонинской дуг (рис. 72) приводит к выводу, что гравитационное поле с океанической стороны от впадины полностью или почти полностью определяется топографией этой области [552, 553]. Другими словами, изгиб передового вала и сопряженной области желоба целиком нескомпенсирован и поддерживается динамическим эффектом квазиупругого изгиба плиты. Топографический гравитационный эффект совпадает с наблюдаемыми аномалиями с погрешностью 50 мгаль в желобах и 20 мгаль в районах передовых валов [553]. Такую корреляцию, безусловно, следует учитывать в теоретическом анализе, и любые модели, использующие дополнительный источник гравитационных аномалий, не должны нарушать эту корреляцию в пределах указанных погрешностей.

Совершенно очевидно, что нельзя приписывать положительные аномалии  $\Delta g_{c.v}$ , наблюдаемые с океанической стороны желоба, влиянию аномальной плотности опускающегося в мантию холодного края океанической плиты, так как тогда амплитуда

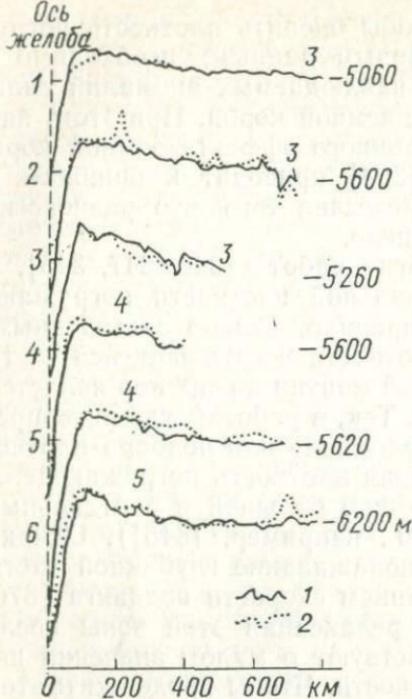


Рис. 72. Сравнение наблюдаемых аномалий в районе передового вала центральной и восточной части Алеутской (3), Курильской (4) и севера Бонинской (5) впадины с вычисленным гравитационным эффектом [553].

Кривые: 1 — наблюденная; 2 — вычислена.

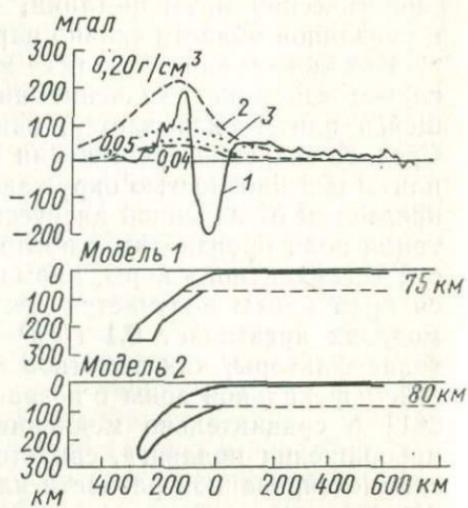


Рис. 73. Сравнение гравитационного эффекта поддвигающейся плиты под Алеутскую дугу с наблюдаемым профилем гравитационных аномалий (плита предполагается нескомпенсированной).

Кривые: 1 — наблюденная; 2 — вычислена для модели 1; 3 — вычислена для модели 2 [553].

положительной аномалии  $\Delta g_c$  над краевым морем должна быть выше 100 мгал, чего не наблюдается в природе. Наиболее перспективен поиск положительного эффекта погружающейся плиты непосредственно в области краевого моря сразу за островной дугой, где этот эффект ожидается максимальным [394]. Оценки, основанные на подборе значений аномальной плотности в простой, двухслойной модели погружающейся плиты Алеутского желоба, построенной по сейсмологическим данным, показали, что средняя разность плотностей погружающейся плиты и мантии не может превышать  $\sim 0,05 \text{ г}/\text{см}^3$  (рис. 73) [553]. При этом необходимо учитывать, что положительный гравитационный эффект погружающегося края плиты может быть уменьшен влиянием области аномально низкой добротности, зафиксированной повсеместно над сеймографической зоной островных дуг. Полагая, что низкая добротность обусловлена повышенным со-

длжанием расплава, можно предположить, что расплав менее плотный, чем окружающая мантия.

Разность плотностей в моделях с теоретическими распределениями температуры в погружающейся в мантию океанической литосфере [345, 528], как правило, больше  $0,05 \text{ г}/\text{см}^3$ , поэтому если не предполагать частичного нивелирования гравитационного влияния избыточного веса плиты за счет менее плотной области высокого расплава, то вычисленные теоретически гравитационные аномалии  $\Delta g_c$  получаются слишком длинноволновыми и значительными по амплитуде по сравнению с наблюдаемыми. Оценки этой аномальной разности плотностей мантии и погружающейся в нее плиты характеризуются значительным разбросом [8, 347, 394]. Такая неоднородность обусловлена, с одной стороны, неопределенностью в распределении плотностей в таком сложном по строению районе, оцениваемом по сейсмологическим данным, с другой — различиями в методике геологической интерпретации поля. Предположение о менее плотной горячей мантии под тонкой литосферой окраинных морей помогает скомпенсировать положительные длинноволновые аномалии от погружающейся плиты и даже в некоторых случаях перевести их в отрицательные [8, 394]. Присутствие аномально горячей мантии на сравнительно небольших глубинах (40—50 км) под краевыми морями подтверждается геотермическими и сейсмологическими данными. В ряде работ исследователи предполагают присутствие аномально горячей мантии как следствие вторичной конвекции в задуговой области.

Однако аномальная плотность мантийных масс выбирается во всех моделях достаточно произвольно и составляет один из главных факторов, обуславливающих неоднозначность в оценке аномальной плотности погружающейся плиты. Таким образом, оценки  $\Delta\rho$  погружающейся плиты, сделанные по гравитационным аномалиям, слишком грубы и неоднозначны, чтобы служить основой для дальнейших физических построений.

## РЕЛЬЕФ ДНА И НАРУШЕНИЯ ИЗОСТАЗИИ В КАРИБСКОМ МОРЕ

Поверхность литосферы в пределах Карибского региона характеризуется сложным и расчлененным рельефом. С севера Карибский бассейн ограничен цепью Больших Антильских островов и глубоководными впадинами Кайман и Пуэрто-Рико. Последняя вместе с островной цепью Малых Антильских островов ограничивает Карибскую котловину и с северо-востока. На юго-востоке расположены хр. Барбадос и впадина Табаго с глубинами, превышающими 2550 м. С юга и запада бассейн ограничен соответственно континентом Южной Америки и побережьем Центральной Америки. Бассейн Карибского моря разделен системой подводных хребтов и глубоководных желобов на ряд котловин (рис. 74).

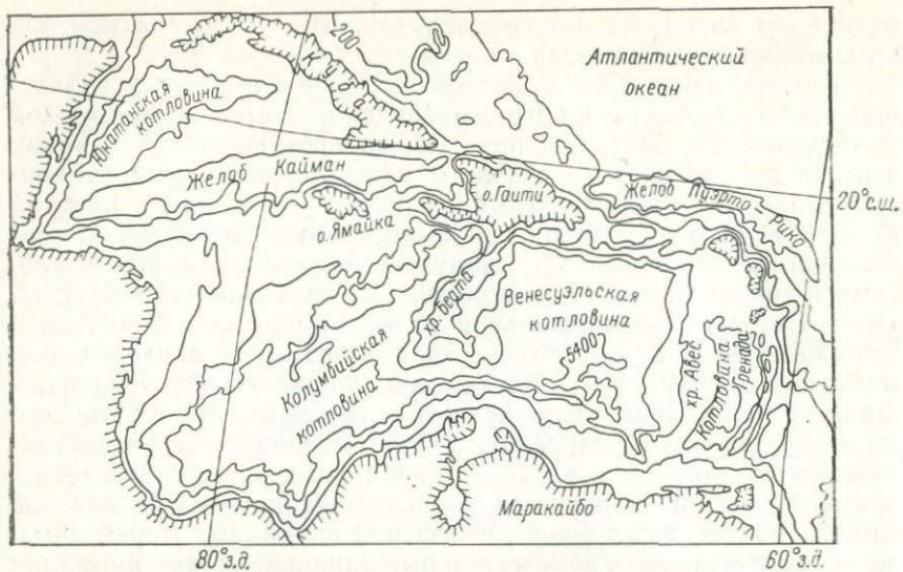


Рис. 74. Морфологическая схема Карибского моря.

Далеко не все участки Карибской плиты изучены равномерно. Значительный объем геолого-геофизической информации получен о котловине Гренада, хр. Авес и желобе Пуэрто-Рико. Наименее изучены хребты Беата и Никарагуа. Аномалии в свободном воздухе в котловинах Карибского бассейна, как правило, близки к нулю. Но в котловине Гренада они преимущественно отрицательны и достигают 100 мгал, минимум  $\Delta g_{c.v}$  приурочен к депрессии в рельефе дна. Эта депрессия составляет единую сопряженную систему с подводным хр. Авес, над которым  $\Delta g_{c.v} > 50$  мгал (рис. 75). Южные участки хр. Авес и примыкающей с востока котловины Гренада отличаются от северных большими абсолютными значениями  $\Delta g_{c.v}$  и значительным перепадом рельефа (3700 м). Подводный хр. Беата также выделяется зоной положительных аномалий в свободном воздухе. Аномалии возрастают с юга на север по мере уменьшения глубины дна. Максимум  $\Delta g_{c.v}$  в пределах хр. Беата, как правило, превышает 50 мгал, а над отдельными вершинами в его крайней северной части достигает 100 мгал.

Обширное подводное поднятие Никарагуа выделяется преимущественно зоной положительных аномалий в свободном воздухе, не превышающих 70 мгал. Исключение составляет остров Ямайка, расположенный на гребне подводного поднятия Никарагуа, над которым максимальные  $\Delta g_{c.v} > 150$  мгал, и они коррелируются с наибольшими высотами рельефа. Севернее острова Ямайка отмечается четко выраженная отрицательная аномалия  $\Delta g_{c.v} \approx -100$  мгал. Эта зона отрицательных значений  $\Delta g_{c.v}$  простирается в северо-западном направлении и соединяет-

ся с глубоким минимумом  $\Delta g_{c.v}$ , приуроченным к впадине Кайман. Отрицательные значения в восточной части впадины Кайман, южнее острова Куба, местами достигают —230 мгал. Желоб Кайман сопряжен с невулканической островной грядой Кайман и горной системой Сьерра-Маэстра на о. Куба, которые характеризуются положительными аномалиями силы тяжести, достигающими 150 мгал. Западная часть впадины Кайман гравиметрически изучена слабо. Узкая зона отрицательных аномалий с севера и юга ограничена положительными аномалиями, приуроченными к хр. Кайман ( $\Delta g \approx 50$  мгал) и поднятию Никарагуа ( $\Delta g \approx 100$  мгал). В отличие от восточной части впадины Кайман, где островная дуга располагается к северу от желоба, в западной части подводный хребет находится южнее желоба.

Поле силы тяжести север-северо-восточного обрамления Карибского моря в целом типично для островных дуг, хотя и обладает характерными особенностями. Глубоководный желоб Пуэрто-Рико характеризуется интенсивными отрицательными аномалиями в свободном воздухе — до —380 мгал. Над островной грядой, сопряженной с желобом, значение силы тяжести  $\Delta g_{c.v} = -200 \div -215$  мгал. Особенностью гравитационного поля над Большиними Антильскими островами является наличие двух субширотно вытянутых зон минимумов  $\Delta g_{c.v}$ , ограничивающих систему Больших Антильских островов с севера и с юга. При этом амплитуда  $\Delta g_{c.v}$  северной депрессии в 2 раза интенсивнее южной; над последней  $\Delta g_{c.v} \approx -180$  мгал, которые приурочены к наиболее глубоким участкам северной периферии Колумбийской и Венесуэльской котловин. Большие Антильские острова отделены от Малых Антильских разломной зоной Анегада, которая характеризуется отрицательными аномалиями  $\Delta g_{c.v} = -100$  мгал (рис. 75). В районе Малых Антильских островов наблюдается картина, типичная для островных дуг. Максимальные значения силы тяжести приурочены к северной части островной гряды и достигают здесь 150—200 мгал. Эти значения сопряжены с зоной минимума амплитудой до —200—250 мгал, наблюдаемого в примыкающих участках желоба. Приуроченная к желобу отрицательная зона  $\Delta g_{c.v}$  в южной его части осложнена локальным максимумом аномалий в свободном воздухе, сопряженным с поднятием Барбадос. На фоне широкого минимума  $\Delta g_{c.v}$  это поднятие отличается небольшими (до 50 мгал) положительными аномалиями.

Южная переходная зона Карибского моря к востоку от залива Маракайбо характеризуется двумя поясами, вытянутыми в субширотном направлении, каждый включает сопряженные между собой зоны отрицательных и положительных аномалий  $\Delta g_{c.v}$ , типичных для островных дуг. Северный пояс сопряженных антинодальных зон приурочен к желобу Лос-Рокес ( $\Delta g_{c.v} \approx -150 \div -200$  мгал) и Подветренным островам ( $\Delta g_{c.v} \approx$

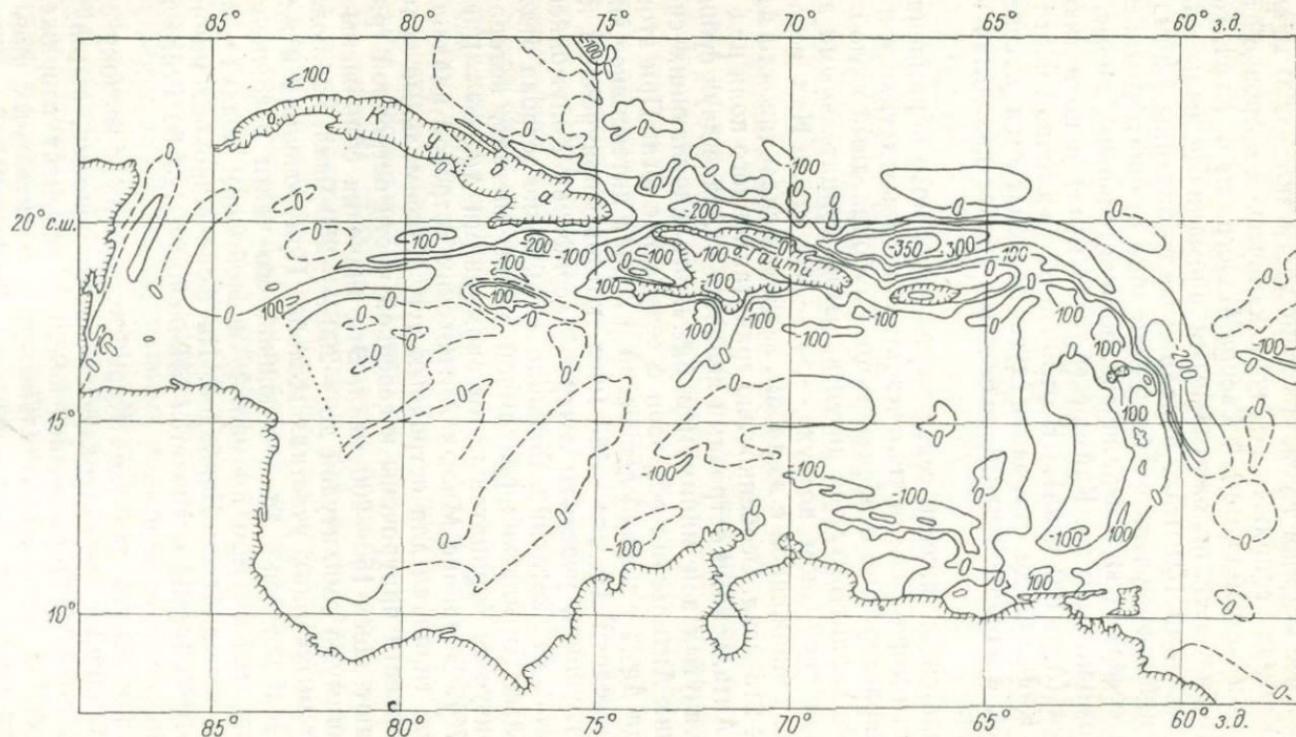


Рис. 75. Карта  $\Delta g_{c.v}$  Карибского региона [2].

≈ 100 мгал). Второй, более южный, приурочен к впадине Бонайре и прибрежным хребтам Венесуэлы [1, 503].

Наблюдаемые гравитационные аномалии и рельеф дна дают возможность вычислить остаточные топографо-изостатические аномалии. Такие аномалии в общем случае могут быть обусловлены как реальным нарушением изостазии, так и аномальным распределением плотностей в литосфере при ее полном равновесии. Топографо-изостатические поправки для Карибского региона были рассчитаны [1] по методике, изложенной ранее [215, 217].

В отличие от общепринятых моделей нами в качестве поверхности, разделяющей топографические и компенсационные массы, принималась так называемая поверхность «свободной мантии». Как и следовало ожидать, в пределах центральной котловины Карибского моря аномалии в свободном воздухе и изостатические близки между собой и, после учета регионального фона, близки к нулю. По границам Карибской плиты почти везде наблюдаются зоны, где имеет место явное нарушение равновесия. К ним относятся: район восточного обрамления Карибского моря и Малые Антильские острова; район южной переходной зоны, к востоку от залива Маракайбо; северное обрамление Карибского региона, а также его западное обрамление — Центральноамериканский регион. Все эти зоны отличаются сопряженными параллельными и линейновытянутыми поясами положительных и отрицательных изостатических аномалий [1]. Так, для желоба и Малых Антильских островов характерно нарушение изостазии амплитудой до 150 мгал, типичное для островных дуг. В южной части глубоководный желоб исчезает и сменяется подводным поднятием с вершиной на острове Барбадос. Удовлетворительное совпадение наблюденных аномалий силы тяжести с теоретически вычисленными получается здесь при условии, что изостатически неуравновешенный глубоководный желоб засыпан мощной толщей осадков с плотностью 2,6 г/см<sup>3</sup>.

Распределение изостатических аномалий южнее 15° с. ш. указывает на то, что сопряженные структуры Гренадского желоба и хр. Авес более уравновешены, чем молодая зона подвига Малых Антильских островов, хотя на самом юге эти морфоструктуры явно далеки от изостазии [2, 3].

Южное обрамление Карибского моря к востоку от залива Маракайбо характеризуется двумя, а на отдельных участках даже тремя парами сопряженных между собой линейновытянутых зон положительных и отрицательных изостатических аномалий. Северная зона представляет собой сопряженную структуру впадины Лос-Рокес и Подветренных островов. Изостатические аномалии над ними достигают по модулю 150 мгал. [1]. Самая южная пара положительных и отрицательных изостатических аномалий приурочена к прибрежным горным цепям Юж-

ной Америки и низменности Льянос, по которой протекает р. Ориноко. Эта зона нарушений изостазии является континентальным продолжением пояса нарушения изостазии Малых Антильских островов. Между этими двумя четко выраженными парами зон нарушения изостазии намечается третья зона, которая простирается с востока на запад от залива Пария до залива Маракайбо. Нам представляется, что эти сопряженные зоны нарушения изостазии обусловлены динамическим эффектом подвига края одного блока литосферы под другой.

Помимо рассмотренных двух районов имеется еще район северного обрамления Карибской плиты, где на основании изостатических аномалий также отмечаются зоны с поддвиговой компонентой движения по краям литосферных плит. Так, в западной части впадины Кайман изостатические аномалии и строение рельефа указывают на подвиг южного крыла океанической литосферы под северный борт поднятия Никарагуа. В то же время в восточной части впадины Кайман имеет место подвиг океанической литосферы преимущественно под остров Куба и островную гряду Кайман.

Характер изостатических аномалий над системой Больших Антильских островов к востоку от южной оконечности острова Куба показывает, что подвиг океанической литосферы под острова Гаити и Пуэрто-Рико происходит с двух сторон: с севера и с юга, при этом с севера (насколько позволяют судить изостатические аномалии) поддвиговая компонента существенно больше, чем с юга. Сейсмологические данные не противоречат этому выводу. По геологическим и сейсмологическим данным [443] на южной и северной границах Карибской плиты поддвиговая составляющая значительно меньше сдвиговой, которая здесь имеет место.

Окраины Карибского моря представляют собой сейсмически активные зоны. Сейсмичность западного обрамления Карибской плиты, т. е. района Центральной Америки, разделяется по глубине очагов и механизмам в них на две области, границу между которыми можно провести по меридиану  $81^{\circ}$ — $82^{\circ}$  з. д. Расположенный к востоку район Панамского перешейка характеризуется неглубокими очагами, механизм в них соответствует: в отдельных очагах — растяжению, в других — скольжению по разломам. П. Молнар и И. Сайкс [443] предположили здесь восточную границу литосферной плиты Кокосовой, а в пункте  $7^{\circ}$  с. ш.,  $82^{\circ}$  з. д. тройное сочленение границ плит — Кокосовой, Карибской и Наска. Западнее  $82^{\circ}$  з. д., где в рельефе дна фиксируется Центральноамериканский желоб, четко устанавливается падение фокальных плоскостей на северо-восток, угол погружения изменяется от  $30$  до  $50^{\circ}$ , максимальные глубины очагов достигают 250 км.

В районе впадины Кайман очаги землетрясений образуют несколько групп. Первая, наибольшая по числу очагов, находится

на крайнем западе желоба и протягивается параллельно его простиранию, вдоль южного борта на восток от  $87^{\circ}$  з. д. до  $83^{\circ}$  з. д. Вторая зона очагов расположена между  $81$  и  $82^{\circ}$  з. д. и имеет субмеридиональное простирание. Несколько очагов образуют зону, протягивающуюся к востоку вдоль южного края острова Куба. Небольшое количество очагов зафиксировано также вдоль северного края острова Ямайка, в районе залива Гонаив (западная часть острова Гаити). В основном это мелкофокусные (до 70 км) очаги [319]. Механизмы движения в очагах в западной части желоба Кайман свидетельствуют о преимущественном смещении вдоль простирания впадины, при котором северный борт разлома смещается к западу. Как было отмечено выше, в этой же части желоба Кайман имеет место и поддвиговая составляющая, направленная к северу под остров Куба.

Очаги землетрясений, расположенные в районе желоба Пуэрто-Рико и гряды Больших Антильских островов, позволяют наметить падение фокальной плоскости от оси желоба на юго-запад. Самые глубокие очаги расположены к западу от Пуэрто-Рико и под восточным краем острова Гаити, их глубина достигает 180 км [443].

В области желоба Муэртос (Доминиканского), расположенного на северном краю Венесуэльской котловины, имеет место поддвиг в северном направлении, на что указывают форма рельефа поверхности литосферы, аномалии силы тяжести в топографо-изостатической редукции и направление погружения сейсмофокальной зоны. Угол падения этой зоны около  $30^{\circ}$ . Распределение очагов землетрясений в районе Малых Антильских островов типично для островных дуг. Здесь четко фиксируется погружение сейсмофокальной зоны с востока на запад под островную гряду, максимальные глубины очагов превышают 200 км. Сейсмические области южного обрамления Карибского моря можно разделить на несколько групп. Самая восточная является продолжением сейсмического пояса Малых Антильских островов между  $63$  и  $66^{\circ}$  з. д. Далее к западу наблюдаются лишь неглубокие очаги, вплоть до  $69^{\circ}$  з. д. сейсмическая активность слабая. В районе Восточной Кордильеры и впадины Маракайбо эпицентральная зона протягивается преимущественно в субмеридиональном направлении, что совпадает с направлением поддвига, полученным из характера нарушения изостазии.

Важной характеристикой строения и динамики литосферы Карибского региона является тепловой поток через дно (табл. 7).

Для всех котловин Карибского моря средние значения теплового потока близки к значениям  $q$  в прилегающих районах Атлантики. Относительно повышенное значение  $q$  через желоб Кайман обусловлено главным образом высокими значениями  $q$  в центральной области впадины ( $81$ — $83^{\circ}$  з. д.) [ $q \approx 2,3 \times 10^{-6}$  кал/(см $^2$ ·сек)]. В восточном и западном районах желоба  $q \approx (1,3 \div 1,6) \cdot 10^{-6}$  кал/(см $^2$ ·сек).

| Район                                     | Количество измерений | $q, 10^{-6}$ кал/(см <sup>2</sup> ·сек) |
|---|----------------------|---|
| Котловина:                                |                      |   |
| Гренада                                   |                      | 1,30                                    |
| Венесуэльская                             | 26                   | 1,30                                    |
| Колумбийская                              |                      | 1,30                                    |
| Юкатанская                                | 12                   | 1,30                                    |
| Желоб Кайман                              | 10                   | 2,10                                    |
| Хр. Кайман                                | 3                    | 1,38                                    |
| Примыкающая область Атлантического океана | 15                   | 1,30                                    |

Как видно из анализа геолого-геофизических данных, а также общей глобальной кинематической модели относительного движения литосферных плит (см. рис. 7), Карибская плита испытывает значительное динамическое воздействие (скольжение, сжатие) со стороны окружающих ее плит, что очень четко проявляется на границах. Так, в пределах северного обрамления Карибской плиты одним из наиболее сложных в тектоническом отношении районов является глубоководная впадина Кайман. Как было отмечено, механизмы землетрясений свидетельствуют о наличии вдоль этой впадины левосторонних сдвиговых смещений. Результаты геолого-геофизических исследований свидетельствуют о том, что в западной и восточной частях впадины помимо сдвиговых смещений имеет место также поддвиг одной литосферной плиты под другую.

Отсутствие андезитового вулканизма в районах поддвига и наличие значительных сдвигов дает основание считать, что желоб Кайман представляет собой не что иное, как левосторонний трансформный разлом с поддвигом. Причем в пределах восточной части впадины (восточнее 81° з. д.) прослежены поддвиг Карибской плиты под Северо-Американскую и смещение последней к западу. Но в западной части впадины Кайман происходит поддвиг Северо-Американской плиты под Карибскую с левосторонним смещением. В центральной части впадины (81—83° з. д.) находится срединное поднятие, где зона сейсмичности вытянута меридионально.

Очень небольшая толщина слоя осадков, высокий тепловой поток и характер изменения рельефа дна дают возможность

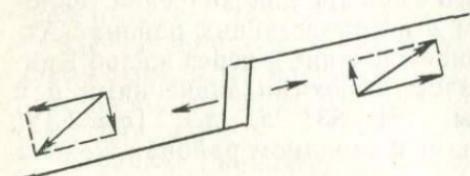


Рис. 76. Модель образования рифтовой зоны в условиях сжатия и сдвига (центральная часть впадины Кайман).

предположить наличие в этом районе локального раздвига океанической литосферы, т. е. вторичного рифтогенеза. Эта зона растяжения образуется в результате различного направления подвига (с севера в западной части желоба Кайман и с юга под остров Куба в восточной части), а также левосторонних сдвигов (рис. 76). В зависимости от сдвига и подвига геометрия рифтовой зоны, образованной в условиях сдвига и сжатия, должна довольно быстро изменяться со временем.

Левосторонний сдвиг со значительным подвигом имеет место также в желобе Пуэрто-Рико, вдоль которого океаническая литосфера Атлантики погружается под Карибскую литосферу и Малые Антильские острова. Как свидетельствует анализ механизма очагов землетрясений, относительное движение краев плит происходит не строго вдоль желоба Пуэрто-Рико. В районе Большых Антильских островов главная компонента движения направлена вдоль желоба, а небольшая часть — ортогонально к нему. Именно эта особенность (косое погружение) приводит к резкому нарушению изостазии и сравнительно неглубокому расположению очагов землетрясений под Большими Антильскими островами.

Менее заметный по морфологии и сейсмичности Южно-Гаитянский разлом (желоб Муэртос) достаточно хорошо выявляется по гравитационным аномалиям. Вдоль этого желоба погружается литосфера Карибского моря с юга под острова Пуэрто-Рико и Гаити. (Наличие подвига с юга и с севера под остров Пуэрто-Рико дает возможность объяснить природу трансформного разлома Анегада, относящегося к классу выпуклая дуга — выпуклая дуга). Аномалии силы тяжести и рельеф поверхности позволяют трассировать Южно-Гаитянскую разломную зону к западу в двух направлениях: одно — вдоль оз. Энрикильо на острове Гаити и впадины на юге залива Гонаив, а далее к западу, возможно, до глубоководного желоба Кайман, другое — по зоне нарушения равновесия южнее западной оконечности о-ва Гаити вплоть до северного подножия острова Ямайка и далее к западу во впадину Кайман. Таким образом, главной компонентой движения вдоль северной границы Карибской плиты в настоящее время является левосторонний сдвиг, и в генеральном плане сдвиг можно рассматривать как левосторонний трансформный разлом (что отмечалось многими исследователями). Но помимо сдвиговой составляющей имеет место сжатие, которое приводит к подвиганию более плотной океанической литосферы под континентальную. Поэтому данная разломная зона в действительности представляет собой серию разломов, главные из которых фиксируются глубоководными желобами Кайман и Пуэрто-Рико. Причем, как отмечалось, в районе восточной оконечности желоба Кайман наблюдается подвиг в северо-восточном направлении, в то время как в западной части желоба Пуэрто-Рико подвиг прослеживается с северо-востока

на юго-запад. Такая кинематическая картина может иметь место только в том случае, если предположить между этими двумя границами наличие трансформного разлома, проходящего между островами Куба и Гаити.

Район Малых Антильских островов характеризуется активным поддвигом Атлантической литосферы под Карибскую плиту с раннего эоцена. С начала среднего эоцена обнаружены проявления кислого вулканизма. Северная половина Малых Антильских островов и сопряженного с ними глубоководного желоба характеризуется всеми признаками типичной зоны поддвига. Единственное осложнение здесь создает разломная зона Барракуда, протягивающаяся далее на юго-восток к экваториальной части Срединно-Атлантического хребта.

Южная половина Малых Антильских островов осложнена хр. Барбадос. Как уже отмечалось, максимальная толщина осадков, слагающих этот хребет,  $\sim 20$  км [555]. Консолидированные осадки смяты в крупные складки субмеридионального простирания. Начало этой складчатости заложилось в среднем эоцене. Осадки являются нескомпенсированным грузом на поверхности опускающейся литосферной плиты, так как гравитационный эффект осадков в 3 раза больше избыточной топографо-изостатической аномалии в районе хр. Барбадос. Можно предполагать, что литосфера под хр. Барбадос находится в напряженном состоянии, обусловленном процессом поддвигания атлантической литосферы под Карибскую. Динамическая модель образования хр. Барбадос сводится к смятию в складки и скучиванию толщи осадочного чехла континентального подножия Атлантики у северо-восточного окончания Южной Америки [555]. Нагромождение и складчатость осадков происходят в результате того, что при большой толще уплотненные осадки не могут погрузиться вместе с океанической литосферой и начинается процесс их сдирания с погружающейся плиты. Толща консолидированных осадков, которая образует хр. Барбадос, создает серьезное препятствие для дальнейшего погружения литосферы под Малые Антильские острова, в результате чего появляется возможность плановой перестройки зоны поддвига.

Южная граница Карибской плиты традиционно проводится многими исследователями по разломам Эль-Пилар, Сан-Себастьян и Оса [235, 238, 443]. Кроме того, как об этом свидетельствуют анализы геоморфологических, сейсмоакустических и сейсмологических исследований, эти разломы, вероятно, представляют собой единую зону, протягивающуюся с востока на запад от  $61$  до  $75^\circ$  з. д. Вдоль всей этой пограничной зоны по сейсмологическим и геологическим данным предполагается правосторонний сдвиг. Некоторые исследователи [503] считают, что граница в районе от  $75$  до  $66^\circ$  з. д. проходит по сопряженным между собой нескомпенсированным структурам желоба Лос-Рокес и невулканической островной гряды Малых Антильских

островов, которые четко фиксируются в рельефе и аномальном гравитационном поле. Как уже отмечалось, перепад аномалий на востоке этой системы достигает 300 мгал, на западе 200 мгал. Западнее  $68,6^{\circ}$  з. д. желоб Лос-Рокес не имеет четкого выражения в рельефе дна и трассируется лишь по зоне минимума  $\Delta g_{c.v.}$ . Наиболее характерной морфоструктурой дна здесь является хр. Кюрасао, который также протягивается на восток севернее желоба Лос-Рокес. Сейсмические и сейсмоакустические данные свидетельствуют, что этот подводный хребет сложен смятыми в складки осадочными толщами ( $v_p < 4,1$  км/сек [503]), их толщина не менее 10—12 км. Можно считать, что происхождение хр. Кюрасао аналогично происхождению хр. Барбадос.

Довольно трудно пока построить схему блоков близ границы плит Карибской и Наска. Здесь выделяется блок, ограниченный с юга валом Карнеги, с запада и востока Панамской зоной разломов и западной окраиной Южно-Африканской плиты соответственно. Хотя на основании карты сейсмичности этого района можно допустить некоторую независимость в перемещении блока, но оно слабо отличается от движения плиты Наска, и на современном этапе исследований можно рассматривать данный блок как часть этой плиты. В районе Панамского перешейка полоса мелкофокусной сейсмической активности протягивается между  $7$  и  $8^{\circ}$  с. ш. Можно считать, что именно здесь проходит граница плит Наска и Карибской.

Северо-Западная область Карибской плиты ограничена с юго-запада Центральноамериканским желобом, с севера — системой разломов Куилко-Чихоу — Полохик и почти параллельной ей системой Мотагуа. Изучение геоморфологии района по космическим фотоснимкам, полученным со спутника «Скайлеб», показало, что вся эта клинообразная область расчленена разломами, образованными под воздействием общего растяжения, действующего с востока на запад. Отдельные блоки испытывают незначительное вращение против часовой стрелки, вызванное тем, что Восточный Гондурас имеет северную компоненту смещения. Главным разломом, по которому происходит движение краев плит, здесь служит разлом Куилко-Чихоу — Полохик. Он активен, в настоящее время по нему происходит левостороннее скольжение. Вместе с другим разломом, который можно рассматривать как юго-западное ответвление к Центральноамериканскому желобу, Чихоу — Полохик можно рассматривать как северо-западный участок границы Карибской и Северо-Американской плит.

Все вышеизложенное позволяет утверждать, что в настоящее время можно дать только обобщенную характеристику пространственного положения границ Карибской плиты (рис. 77). На многих участках краевой зоны имеют место весьма сложные и дифференцированные движения. В пределах Больших Антильских островов, северного края Южно-Американского континен-

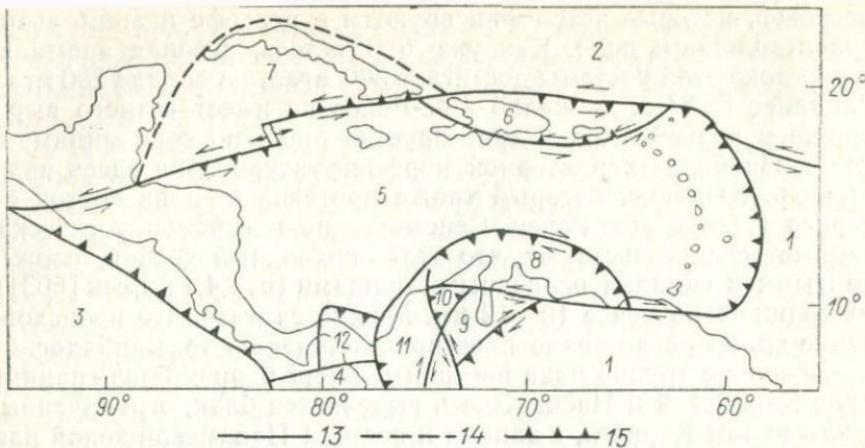


Рис. 77. Микроплиты Карибского региона.

Плиты: 1 — Южно-Американская, 2 — Северо-Американская, 3 — Наска, 4 — Карабинская; микроплиты: 5 — Гаити, 6 — Кубинская, 7 — Кюрасао, 8 — Маракайбо, 9 — Кристобаль Колон, 10 — Колон, 11 — Магдалена, 12 — Панамская; границы: 13 — достоверные, 14 — предполагаемые, 15 — сжатие.

та, выделяется система блоков литосферы, каждый из которых испытывает самостоятельное движение. Кроме того, в пределах самой плиты на основании сейсмологических данных можно выделить несколько ослабленных зон литосферы, по которым происходят отдельные подвижки. Примером таких ослабленных зон являются: граница, протягивающаяся в меридиональном направлении у восточного побережья Никарагуа, по 82° з. д., вдоль восточного склона подводного хр. Беата и по восточному склону подводного хр. Авес.

Таким образом, со стороны западной и восточной границ Карабинской плиты под нее происходит поддвиг, о чем свидетельствует комплекс геофизических и батиметрических данных, а также наличие андезит-риолитового вулканизма. В таком случае северная и южная границы, согласно Дж. Вильсону, должны представлять собой трансформные разломы типа дуга — дуга, т. е. Американские плиты как с севера, так и с юга смещаются с востока на запад относительно Карабинской. Это подтверждает механизм в очагах землетрясений северного и южного обрамления [443]. Однако более детальные исследования характера рельефа поверхности и геофизических полей показывают, что при соблюдении этой общей генеральной закономерности ее реализация на различных участках имеет значительно более сложный характер.

Другим регионом, в пределах которого происходят активные современные тектонические движения, вызванные общим режимом сжатия, является Альпийско-Гималайский пояс, изучению которого посвящено большое число работ [19, 21, 49, 70, 94, 106, 107, 120, 137, 161, 175, 180, 194, 199, 203, 242, 256].

---

### МЕТОДИКА ПАЛЕОРЕКОНСТРУКЦИИ

Имеющиеся данные позволяют предполагать, что перемещение литосферных плит, а следовательно, изменение взаимного расположения материков и океанских впадин, формирующих самые общие черты лика Земли, происходит на протяжении не менее чем 2,5—3 млрд. лет геологической истории нашей планеты [186, 207].

Мы ограничимся анализом проблемы реконструкции рельефа дна Мирового океана для последних 200 млн. лет. Причин для этого несколько, но главная из них та, что самый древний возраст земной коры в пределах современного океана меньше 200 млн. лет. По характеру аномального магнитного поля и данным бурения лишь в отдельных местах удается установить линейную скорость разрастания дна океана в геологическом прошлом только до 160 млн. лет [465]. Поэтому реконструкция рельефа дна Мирового океана для времени более раннего, чем 150—200 млн. лет назад, лишена надежной основы.

Попытаемся представить в существенно генерализованном виде рельеф дна океана максимум 200 млн. лет назад. Как свидетельствуют результаты палеомагнитных исследований образцов горных пород, отобранных на континентах, и геосторические данные (в их мобилистской интерпретации), в конце палеозоя — начале мезозоя современные материки были объединены в единый — Пангею. Соответственно, в то время была и единая океанская впадина.

Распад Пангеи, который начался в раннем мезозое, привел к образованию нескольких новых океанических впадин и сокращению площади единой, более древней, позднепалеозойской впадины. Начало распада Пангеи — удобный репер для палеотектонических реконструкций вообще и рельефа дна Мирового океана в частности.

Одним из важнейших источников информации для палеотектонических реконструкций служат палеомагнитные определения вектора остаточной намагниченности по образцам пород, различных по времени и месту своего образования. Согласно принятой методике палеомагнитных исследований ориентированные образцы пород, отобранные на континентах (а в последние годы

и со дна океана), подвергаются магнитной и термоочистке. Совокупность  $n$  векторов, полученную по образцам, близким по возрасту и отобранным в одном шурфе или скважине (для осадочных пород), обычно характеризуют результирующим вектором  $\mathbf{R}$ , который рассчитывают геометрическим сложением единичных векторов. Характеристиками каждой такой совокупности служат: кучность  $K = (n-1)/(n-R)$ , стандартное угловое отклонение  $\theta = \arccos(R/n)$  и радиус круга 95%-ной доверительной вероятности (круга доверия)  $\alpha_{95} = 140(nK)^{-1/2}$ . Координаты палеомагнитных полюсов обычно рассчитываются по формуле для поля центрального диполя [241]:

$$\left. \begin{aligned} \sin \Phi &= \sin \varphi \sin \varphi_m + \cos \varphi \cos \varphi_m \cos D; \\ \sin (\Lambda - \lambda) &= \frac{\cos \varphi_m \sin D}{\cos \Phi}; \\ \operatorname{tg} \varphi_m &= \frac{I}{2} \operatorname{tg} I, \end{aligned} \right\} \quad (83)$$

где  $\Phi, \Lambda$  — широта и долгота палеомагнитного полюса;  $\varphi, \lambda$  — широта и долгота места отбора образцов;  $D, I$  — склонение и наклонение вектора  $\mathbf{R}$ ;  $\varphi_m$  — палеомагнитная широта.

Достоверность положения палеомагнитного полюса позволяет оценить полуоси эллипса погрешности:

$$\left. \begin{aligned} \theta_1 &= \alpha_{95} \cos \varphi_m / \cos I; \\ \theta_2 &= \frac{\alpha_{95}}{2} (\cos \varphi_m / \cos I). \end{aligned} \right\} \quad (84)$$

Единым палеомагнитным определением принято считать всю совокупность данных о векторах первичной намагниченности, полученных по всем образцам одинакового возраста на площади примерно  $100 \times 100$  км. Единичным определением  $\mathbf{R}$  палеомагнитологи предъявляют четкие требования, обычные при статистическом подходе; в частности, даже для палеозоя погрешность  $\alpha_{95}$  среднего направления первичной намагниченности должна быть меньше  $20^\circ$  [241].

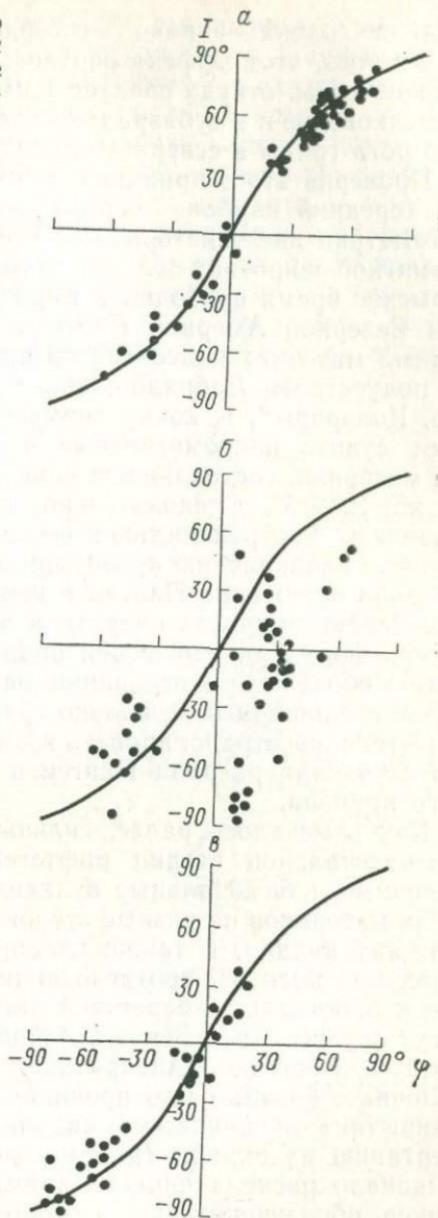
В настоящее время большинство палеомагнитологов считает, что главное магнитное поле нашей планеты, осредненное за сотни тысяч лет, с хорошим приближением может быть описано полем осевого центрального диполя. Действительно, палеомагнитными исследованиями по четвертичному периоду и неогену среднее состояние геомагнитного поля за любой промежуток времени порядка  $10^5$  лет — это поле центрального диполя, ориентированное по оси вращения Земли. Если представить палеомагнитные полюса для триаса и перми при современном расположении материков, то ни о какой дипольности геомагнитного поля в прошлом не может быть и речи.

Рис. 78. Поле осевого центрального диполя на поверхности Земли (сплошная линия) и фактические палеомагнитные данные для четвертичного (а) и пермского (б, в) периода; б — при современном расположении материков, в — при реконструкции Пангеи [241].

Однако если реконструировать взаимное расположение материков в конце палеозоя — начале мезозоя так (или почти так), как это было сделано еще А. Вегенером, то можно добиться хорошего согласия палеомагнитных данных с полем осевого центрального диполя (рис. 78) [241]. Все имеющиеся палеомагнитные данные позволяют в настоящее время считать, что (по крайней мере в течение мезо-кайнозоя) с хорошим приближением для их описания, при условии мобильности материков в составе литосферных плит, может быть использована модель осевого центрального диполя для Земли, размеры которой близки к современным.

Вариации радиуса нашей планеты за последние 200—300 млн. лет не могли превышать нескольких процентов от современного, в среднем не более 6—10% [165, 241]. Такой допуск обусловлен реальной погрешностью результатов палеомагнитных исследований.

Для осевого центрального диполя палеомагнитные данные позволяют получить палеошироту и направление палеомериана [241], но в силу осевой симметрии поля они не могут дать палеодолготу. Эффекты, обусловленные силой Кориолиса, в принципе позволяют для всех геологических эпох сопоставить географический палеоэкватор с палеомагнитным. При осадконакоплении обломочных пород эффект Кориолиса приводит к отклонению ориентировки текстур шламовых потоков от максимального



падения склона: вправо — севернее экватора, влево — южнее. Кроме того, этот эффект определяет современные и определял палеопассаты, откуда следует асимметрия гряд барханного типа на мелководье и в субаэральных условиях, большее развитие левого рога гряды в северном полушарии и правого — в южном.

Проверка этого принципа, выполненная для позднего палеозоя (средний карбон — пермь), показала, что характер и знак асимметрии вне экваториальной зоны  $0$ — $5^\circ$  совпадают с палеомагнитной широтой; палеоэкватор в позднекарбоновое — раннепермское время проходил в Европе по линии Одесса — Лондон, а в Северной Америке (которая тогда составляла с Европой единый материк) палеоэкватор протягивался от м. Сент-Чарльз на полуострове Лабрадор, далее на запад вдоль оз. Верхнего и р. Колорадо\*. К концу пермского периода, насколько позволяют судить палеомагнитные и палеогеографические данные, все материки, составлявшие единую Пангею, сместились к северу на  $10$ — $15^\circ$ . Следовательно, палеомагнитные исследования позволяют с погрешностью в несколько градусов, как по широте, так и по направлению палеомериидианов, восстановить пространственное положение Пангеи в конце палеозоя — в начале мезозоя. Реконструировав очертания этого единого материка, получаем и форму океанической впадины того времени (рис. 79). Таким образом, на основании палеомагнитных данных можно грубо, с ошибкой в несколько градусов по широте и  $10$ — $20^\circ$  по долготе, проэкстраполировать взаимное расположение континентов от начала распада Пангеи в раннем мезозое и до настоящего времени.

Как отмечалось ранее, сильными реперами первой внутриконтинентальной стадии рифтогенеза служат одновозрастные щелочные и бимодальные вулканические провинции в краевых зонах материков по разные стороны геологически молодых океанических впадин, а также палеорифтовые впадины в краевых зонах континентов, протягивающиеся параллельно или под углом к простиранию береговой линии. Примерами таких впадин могут служить трог Бенуэ в Африке или выводной ледник Ламберта в Восточной Антарктиде. Возраст ныне разобщенных щелочных базальтовых провинций, которые совмещаются при «закрытии» океанических впадин и подгонке континентов по очертанию их окраин (для мезозоя  $\sim 10$  млн. лет) указывает на начало раскола единого праматерика и разделение его осколков, образующих ныне самостоятельные материки. Дополнением, а иногда и уточнением этой информации служат результаты стратиграфических исследований осадков, заполняющих палеорифтовые впадины в краевых зонах разобщенных теперь континентов.

\* Разумеется, что современные названия использованы просто для описания простирания палеоэкватора около 300 млн. лет назад.

Естественно, что при теоретическом совмещении краев материков (составлявших единый на протяжении значительного отрезка геологического времени) необходимо учитывать несколько важных обстоятельств. Во-первых, после раскрытия океанической впадины развиваются примыкающие к новой континентальной окраине подводные вулканические провинции, которые на отдельных участках могут существенно искажить ее очертания. Во-вторых, накопление осадков по периферии материков. Естественно, чем древнее разрастающаяся океаническая впадина, тем больше осадков скопится по ее периферии; наложение таких осадков прежде всего влияет величина сноса с материка, в меньшей степени — климатическая зональность и под-

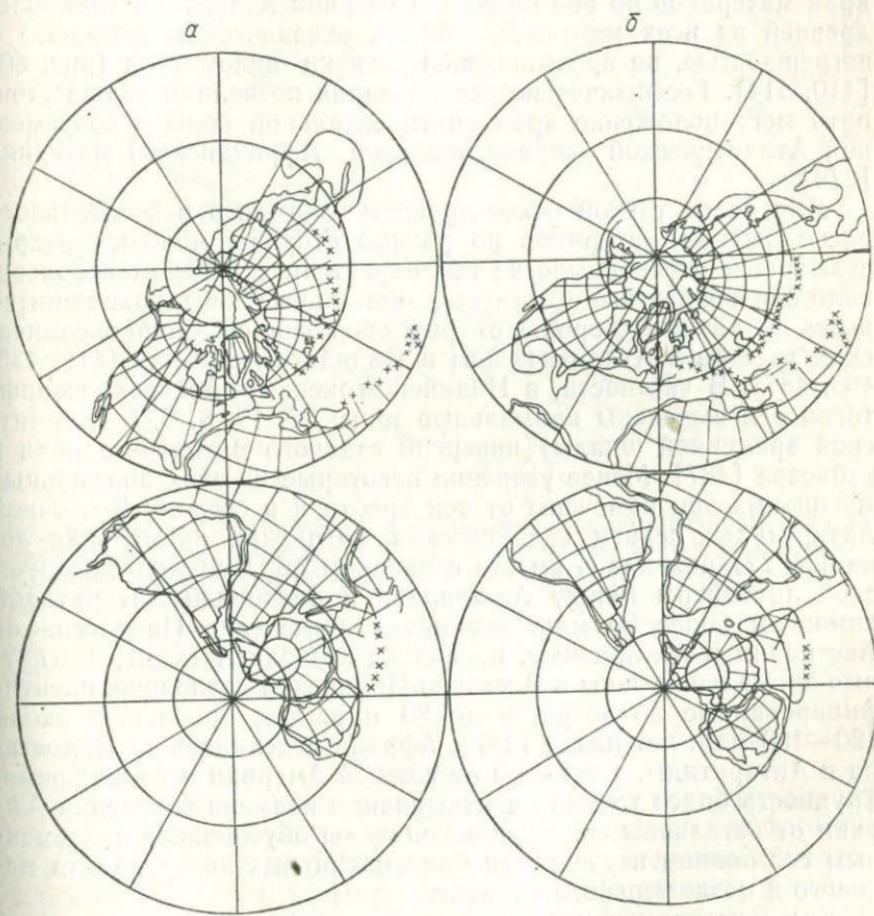


Рис. 79. Расположение материков и океанов 200 (а) и 100 (б) млн. лет назад по палеомагнитным данным [508].

водные течения [123, 124]. Именно эти два фактора, т. е. примыкающие к материкам подводные вулканические провинции и отложенные по их периферии осадки, несколько изменили первичную форму каждой краевой зоны по обе стороны Атлантики и Индийского океана. Поэтому первоначальная подгонка Э. Булларда и других по наилучшему очертанию континентального склона имела перекрытия, характерный линейный размер площади которых составлял первые сотни километров. Теперь, после учета геофизических данных о глубинном строении переходных зон, а также благодаря использованию в качестве реперов для палеореконструкций крупных древних разломов континентальной литосферы, давших начало трансформным разломам на дне новой океанической впадины, удалось совместить края материков по обе стороны Северной Атлантики (наиболее древней из всех мезо-кайнозойских океанических котловин) с погрешностью, не превышающей десятки километров (рис. 80) [410, 414]. Геофизические исследования позволили также уточнить местоположение края континентальной коры в современной Атлантической переходной зоне Африканского материка [270].

Для более точной реконструкции взаимного относительного расположения материков по разные стороны молодых разрастающихся океанов многие исследователи с успехом использовали одновозрастные магнитные аномальные зоны, находящиеся ныне по разные стороны от рифтовой оси срединно-океанических хребтов в Атлантическом и Индийском океанах [412, 435, 465, 487]. В частности, в Индийском океане от Австралии к рифтовой оси выделены аномальные зоны: 22, 19, 8, 6, 5 (ламонтской временной шкалы) инверсий главного магнитного поля в кайнозое [487]. Менее уверенно некоторые из этих аномальных магнитных зон намечены от оси хребта и в сторону Восточной Антарктиды; первая океаническая магнитная аномальная зона (№ 22) появилась вместе с началом образования океанической литосферы между Австралией и Восточной Антарктидой немногим более 50 млн. лет назад. Отделение Индостана от Австралии и Антарктиды, насколько позволяют судить магнитные аномальные зоны в Восточно-Индийской котловине, идентифицированные по возрасту до 80 млн. лет, произошло около 120—130 млн. лет назад [487]. Африка отделилась от Индостана и Антарктиды, а также и от Южной Америки в то же время. Трудность более точной идентификации времени отделения Африки от остальных материков Гондваны обусловлена современным состоянием изученности палеомагнитных инверсий для мелового и позднеюрского времени.

Как свидетельствуют результаты различных палеомагнитных исследований, в позднем мелу (около 85 млн. лет назад) окончился весьма продолжительный период нормальной, т. е. такой же, как и сейчас, полярности главного магнитного поля Земли,

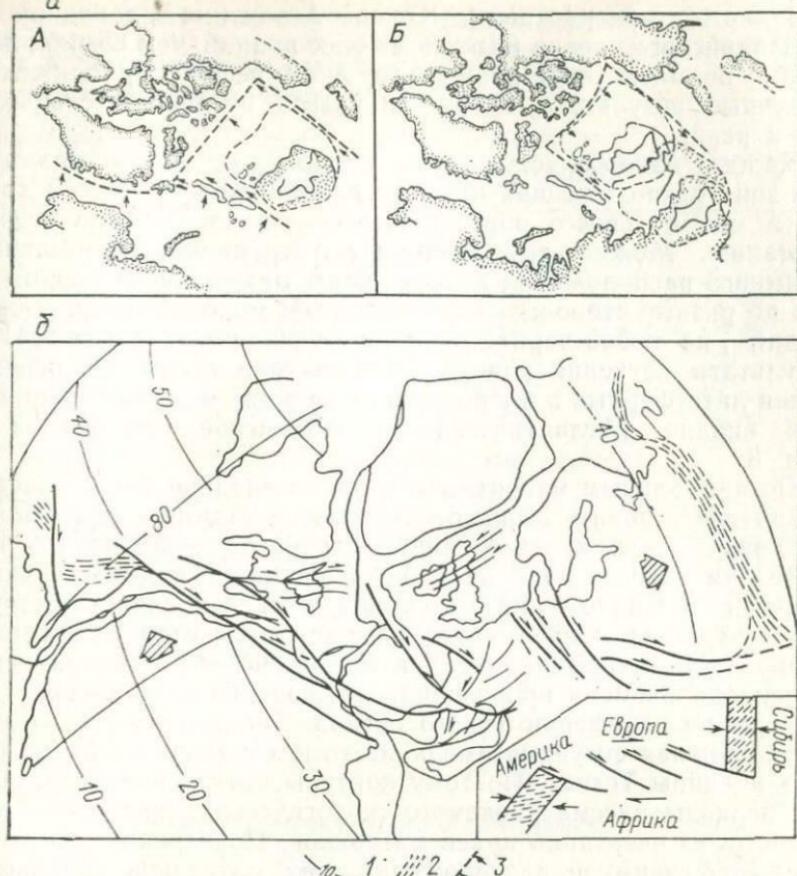


Рис. 80. Модель образования Канадской океанической котловины в позднем палеозое — раннем мезозое (а) [362], расположение континентов в позднем палеозое — раннем мезозое (до раскрытия Северной Атлантики) и система сдвиговых деформаций между Аппалачами и Уралом (б) [414].

1 — сетка географических координат; 2 — пояса сжатия; 3 — границы плит и направления движения по отношению к Северной Америке.  
Схемы: А — закрытия протамерийского бассейна в раннем палеозое, Б — открытия бассейна в юрский период.

который продолжался согласно одним данным около 25 млн. лет, а согласно другим — до 50 млн. лет.

Следовательно, начало этого продолжительного периода нормальной полярности по различным источникам информации варьирует от 135 до 110 млн. лет назад и в среднем близко к 120 млн. лет [268]. Иными словами, начало распада Гондваны на три материка: Африканский (вместе с Мадагаскаром), Южно-Американский и Австрало-Антарктический — оказалось близким к началу весьма длительного палеомагнитного периода нормальной полярности. Поэтому датировать линейную скорость

начального этапа раскрытия Южной Атлантики и западной части Индийского океана (в период более ранний, чем 85 млн. лет) можно по магнитным аномалиям лишь весьма приближенно; оценочные результаты могут отличаться от действительных в 1,5—2 раза.

Каждая одновозрастная пара линейных магнитных аномальных зон (расположенная ныне по разные стороны от оси хребта) в момент своего образования составляла единую осевую аномалию. Можно выполнить реконструкцию относительного взаимного расположения каждой пары материков, расположенных по разные стороны разрастающейся молодой океанической впадины, на любой период времени с начала ее раскрытия [411]. Результаты изучения конечной кинематики взаимного перемещения литосферных плит по разные стороны молодых океанических впадин (Атлантической и Индийской) приведены в табл. 8.

По аномальным магнитным зонам во впадине Тихого океана можно восстановить лишь относительное взаимное расположение дивергентных краев океанических плит (насколько это позволяет имеющееся поле  $\Delta T_a$ ). Но в принципе нельзя получить взаимного расположения материков, ибо, как свидетельствует геосторическая информация (возраст андезитов в пределах Циркумтихоокеанского пояса), в течение всего рассматриваемого периода времени происходило поглощение океанической литосферы по периферии Тихого океана. Аналогичная, даже еще более сложная ситуация имела место и в процессе «захлопывания» впадины Тетиса. Поэтому контуры этих впадин в различные периоды рассматриваемого геологического времени можно получить из очертаний краев материков. Подчеркнем, что относительное взаимное расположение этих материков получается на основании конечной кинематики вращения каждой пары плит по разные стороны от рифтовой трещины в молодой, разрастающейся океанической впадине, ибо в такой впадине относительное латеральное перемещение океанической литосферы и примыкающей к ней континентальной, как правило, отсутствует \*.

Все эти конечные вращения выполняются относительно какого-либо одного материка. Удобным реперным материком обычно служит Африка. Во-первых, в течение всего мезо-кайнозоя, насколько позволяют судить палеомагнитные и палеоклиматические данные, этот континент претерпел наименьшее абсолютное смещение, во-вторых, все это время Африка не выходила за пределы экваториальной зоны. Абсолютное широтное смещение это-

\* Как отмечалось, возможно очень медленное поддвигание океанической литосферы Атлантики под континентальную Пиренейского полуострова, но при глобальных реконструкциях эффект такого поддвига соизмерим с другими погрешностями.

Таблица 8. Геометрия конечного вращения пар плит, полученная на основании геоисторической интерпретации аномального магнитного поля в Атлантическом и Индийском океанах

| Интервал времени, млн. лет           | Координаты полюса |                   | Угол вращения |
|--------------------------------------|-------------------|-------------------|---------------|
|                                      | Северная широта   | Восточная долгота |               |
| Африка относительно Европы           |                   |                   |               |
| 0—9                                  | 31,4°             | —34,7°            | 2,90°         |
| 9—53                                 | 34,4              | —2,5              | 6,80          |
| 53—63                                | 28,4              | —153              | —3,30         |
| 63—80                                | 25,4              | 163,8             | —5,00         |
| 80—148                               | 57,7              | 10,5              | 31,98         |
| 148—180                              | 64,0              | 58,6              | 9,02          |
| Северная Америка относительно Европы |                   |                   |               |
| 0—36                                 | 63,1              | 142,1             | 7,24          |
| 36—53                                | 42,6              | 164,2             | 2,95          |
| 53—65                                | 82,6              | 52,3              | 6,72          |
| 65—80                                | 80,6              | —16,5             | 7,08          |
| 80—95                                | 79,7              | —14,3             | 7,05          |
| Северная Америка относительно Африки |                   |                   |               |
| 0—36                                 | 70,5              | —18,7             | 10,4          |
| 36—72                                | 71,5              | —3,25             | 13,6          |
| 72—80                                | 72,1              | 154,5             | 7,6           |
| 80—165                               | 58,6              | —1,0              | 45,6          |
| Южная Америка относительно Африки    |                   |                   |               |
| 0—80                                 | 67,3              | —39,5             | 32,8          |
| 80—125                               | 21,5              | —14,0             | 29,9          |
| Антарктика относительно Австралии    |                   |                   |               |
| 0—32                                 | 4,9               | 36,4              | 18,3          |
| 32—53                                | —21,0             | 41,9              | 14,1          |
| Австралия относительно Индии         |                   |                   |               |
| Плиты вместе                         |                   |                   |               |
| 0—32                                 | 4,0               | —3,0              | 6,0           |
| 32—53                                | 4,0               | —3,0              | 15,6          |
| 53—64                                | —2,0              | 8,0               | 25,2          |
| Антарктика относительно Индии        |                   |                   |               |
| 0—32                                 | 4,9               | 36,4              | 18,3          |
| 32—53                                | —16,0             | 27,4              | 18,4          |
| 53—64                                | 4,0               | —3,0              | 15,6          |
| 64—80                                | —2,0              | 8,0               | 25,2          |
| 80—100                               | 27,1              | 162,8             | —17,7         |

го референц-материала можно получить независимо по палеогеографическим и по палеомагнитным данным, и, кроме того, примерно с такой же погрешностью по прилегающим к нему цепочкам подводных гор.

Все три независимых источника информации определенно свидетельствуют о том, что Африка в течение всего мезо-кайнозоя медленно смещалась к северу, сначала в составе Гондванской литосферной плиты, а с середины раннемелового времени в составе собственно Африканской.

В настоящее время существуют достаточно обоснованные глобальные карты взаимного расположения в мезо-кайнозое континентов и океанов [508]. Эти карты наглядно демонстрируют принципиальную справедливость и современное развитие первых палеореконструкций А. Вегенера на основании результатов палеомагнитных исследований.

Остается весьма сложной проблема корректного построения глобальной модели эволюции границ литосферных плит даже для мезо-кайнозоя. В молодых океанических впадинах дивергентные границы плит восстановить сравнительно просто (конечно, если за время раскрытия такой впадины не происходило коренной перестройки простирания ее конструктивной границы). В этом случае очертания современной рифтовой трещины близки к контурам образованных после раскола и находящихся теперь по разные стороны от нее материков. Такая ситуация имеет место на значительной части площади дна Атлантического океана, а также в пределах восточной и западной окраин впадины Индийского океана.

В центральной части Индийского океана, как показывает анализ поля  $\Delta T_a$  и рельефа, в течение кайнозоя меняется не только местоположение, но и конфигурация дивергентной границы плит [435, 487].

Проблему реконструкции пространственного положения рифтовой оси в течение всего периода развития Атлантики (как новообразованной океанической впадины) в настоящее время (при наличии палеомагнитных и геологических данных как по обрамляющим континентам, так и по дну океана) можно считать в принципе решенной удовлетворительно. За исключением кайнозойских «перескоков» дивергентной границы в Северной Атлантике, на большей части площади дна рифтовая трещина (в течение всего периода развития этой впадины) сохраняла медианное положение относительно бортов обрамляющих ее континентов. Пространственное положение рифтовой трещины на разных этапах формирования впадины современного Индийского океана (благодаря проведению морской магнитной съемки, а также глубоководного бурения) восстановлено в настоящее время с приемлемой для глобальных реконструкций детальностью (см. рис. 32) [435, 487].

Гораздо сложнее обстоит дело с восстановлением расположения дивергентных границ плит в пределах палеоокеана Тетиса, от литосферы которого теперь остались лишь куски в виде офиолитов Альпийско-Гималайского пояса [157—160], а также небольшие области субокеанической литосферы; в Восточном Средиземноморье, в Черном и Каспийском морях (последние, как мы предполагаем, представляют собой реликты краевых морей Тетиса [212]).

В качестве реперов для восстановления пространственного положения рифтовой оси стараются использовать области щелочного вулканизма и возраст осадочных бассейнов в краевых зонах некоторых блоков и микроплит Альпийско-Гималайского пояса [72, 80, 82, 315]. Разумеется, что такие реконструкции можно рассматривать лишь как первое, достаточно грубое приближение к действительности, и многие черты мезо-кайнозойского расположения рифтовой системы в пределах Тетиса требуют дальнейшего серьезного обоснования и обсуждения. Не менее сложная ситуация складывается и при попытках реконструкции расположения в течение мезо-кайнозоя рифтовой системы на дне Тихого океана [407]. Действительно, как свидетельствуют геологические данные по обрамлению [162, 163], разумеется в их новой интерпретации с позиций тектоники плит [82—84], образование новой литосферы в Тихом океане происходило в течение всего мезо-кайнозоя, а погружение океанической литосферы в мантию — почти по всей периферии Тихого океана, размеры впадины которого за это время постепенно сокращались.

Геоисторическая информация о возрасте дна в Тихом океане имеется (полученная из анализа поля  $\Delta T_a$  и по данным глубоководного бурения) для западной части впадины вплоть до юрского периода; в восточной поддвигается и погружается в мантию океаническая литосфера, образованная в течение кайнозоя (см. рис. 32). Поэтому использование поля  $\Delta T_a$  для реконструкции расположения рифтовой оси более чем 80 млн. лет назад требует привлечения дополнительного предположения о том, что в меловой период не было быстрого изменения местоположения дивергентной границы тихоокеанских плит.

Для глобальных реконструкций положения рифтовой оси в пределах впадин палеоокеанов (начиная с Тетиса и других более древних), как нам представляется, можно использовать топографический признак: симметрия дивергентной границы плит в молодых разрастающихся океанических впадинах и расположение этой границы относительно обрамления в сокращающихся по площади, более старых по стадии эволюции литосферы, впадинах. Для океанических впадин, существовавших в начале мезозоя, в палеозое и в более раннее геологическое время, можно восстановить лишь пространственное расположение окружавших их материков (с существенной неопределенностью по долготе), а также время и место расположения относительно каждого

материала, опять-таки с определенной погрешностью, конвергентной границы, на которой происходило поддвигание океанической литосферы под островную дугу или под край материка.

Современные конвергентные границы плит маркируются, как известно, изостатически нескомпенсированными морфоструктурами, такими как глубоководный желоб и невулканическая гряда, за которой далее на расстоянии 120—250 км от желоба следует вулканическая гряда, сложенная базальтами, андезитами, дацитами и липаритами. Невулканическая гряда сложена преимущественно обломочными породами, снесенными с вулканической, а также флишем, возможно, с включением офиолитов; часть осадков, слагающих невулканическую гряду, оказалась здесь потому, что были сорваны наползающим краем с подвигающейся, океанической.

Под невулканической грядой на континенте между краем наползающей плиты и поддвигающейся существует область аномально высоких давлений (за счет динамики подвига) и сравнительно низких температур — первые сотни градусов по Цельсию. После остановки подвига изостатически выравниваются нескомпенсированные морфоструктуры, преимущественно за счет вертикальных перемещений по разрывам литосферы. В результате зона высокого давления и низких температур, образованная на конвергентной границе плит еще до остановки подвига, приближается к поверхности [154].

Парные метаморфические пояса, а именно низкой температуры и высокого давления на границе плит вблизи от оси желоба, а также высоких температур и низкого давления в пределах вулканических гряд, дают возможность восстановить направление подвига в геологическом прошлом. Другим репером для реконструкции направления палеоподвига и даже, хотя и весьма приближенно, средней глубины расположения поверхности погруженного в мантию края океанической литосферы служит известная эмпирическая зависимость между содержанием  $\text{SiO}_2$  и  $\text{K}_2\text{O}$  в породах вулканической гряды и глубиной их выплавки [411]. О том, в пределах какого типа литосферы накапливались вулканические продукты, поднимавшиеся к поверхности над зонами палеоподвига океанических плит, приближенно можно судить по характеру извержений. Подводные излияния, как правило, свидетельствуют о начальной стадии развития континентальной коры и литосферы в пределах островной дуги, субазальные — о зрелой. Если на основании геологических данных устанавливается резкая смена полярности фаций, характерных для зоны погружения океанической литосферы, или резкое окончание таковой, то это свидетельствует о смещении по трансформному разлому, которое имело место здесь в геологическом прошлом.

Нет ничего удивительного в том, что один и тот же край литосферной плиты может включать дивергентные трансформ-

ные и конвергентные участки одновременно; все определяется тем, как меняется ориентировка границы относительно центра вращения соответствующей пары плит. Хорошим примером может служить современная граница Тихоокеанской и Северо-Американской плит (см. рис. 7, 32).

Важным и даже, можно сказать, переломным моментом в эволюции рельефа поверхности Земли оказывается столкновение континентальных краев плит или края континента с островной дугой, в результате которого исчезает расположенный между ними морской бассейн. Отложенные на его дне осадки (как правило, достаточно толстый, порядка нескольких километров слой) сминаются в складки и по мере сдавливания могут быть (или сами по себе, или вместе с отдельными блоками кристаллического фундамента) сорваны со своего основания и вовлечены в формирование возникающего при столкновении континентальных краев плит горного сооружения\*.

Вполне естественно, что границы жестких литосферных плит могут оканчиваться только в точках тройного соединения с двумя другими границами; иными словами, в любой момент времени плиты образуют непрерывную мозаику. При этом в отдельных точках тройных соединений границ плит (как показывает мобилистский анализ геологической информации по Альпийскому поясу [313]) может иметь место смена типов границ и (или) быстрое смещение местоположения этих точек, т. е. такие тройные точки не были стабильными. Перестройка границ плит, а следовательно, увеличение числа нестабильных тройных точек соединения их границ происходит особенно часто после начала столкновения континентальных краев литосферных плит, по мере исчезновения океанической впадины.

Остановимся теперь на методике реконструкции глубины дна различных океанических бассейнов в геологическом прошлом. В геологически молодых океанических бассейнах, если положение рифтовой трещины относительно бортов впадины оставалось в основном симметричным, можно сравнительно просто восстановить генеральный рельеф дна на любой момент времени после начала его образования. В самом первом приближении для этого используется эмпирическая зависимость глубины дна от возраста океанической коры, полученная в среднем для всего современного океана. Такая зависимость была использована для первых реконструкций глубин Атлантической впадины по мере ее раскрытия [411]. Более детальный анализ зависимости глубин дна отдельных районов Мирового океана от возраста коры показывает: чем моложе сама океаническая впадина, тем мень-

\* На важную роль нагромождения сорванных со своего основания осадков (иногда вместе с породами кристаллического фундамента) в формировании структуры литосферы горных поясов (типа Альпийско-Гималайского) одним из первых в нашей стране обратил внимание А. В. Пейве [157].

ше глубина ее околорифтовой зоны (по сравнению со средней) [536]. Вносимая поправка не очень изменит среднюю глубину дна Мирового океана в геологическом прошлом, но она вносит важную коррекцию при анализе глубин на начальных стадиях раскрытия новой океанической впадины. Более того, установленная эмпирически сравнительно небольшая глубина околорифтовых областей в наиболее молодых океанических впадинах, по нашему мнению, подтверждает гипотезу о том, что восходящие мантийные потоки представляют собой физическую причину раскола и раздвижения литосферных плит.

Как можно видеть на примерах Северной Атлантики (в районе близ Исландии) (рис. 22) или Аденского залива, глубина околорифтовой зоны быстро уменьшается по мере удаления от фокуса предполагаемого восходящего мантийного потока. Следовательно, аномальный подъем дна близ горячих мантийных пятен обусловлен возмущением, ундуляцией поверхности мантии под литосферой. Такая ундуляция весьма плавная, тангенс угла наклона  $\sim 0,001$ , характерные размеры радиуса возмущенной области поверхности порядка нескольких сотен — тысячи километров. Это обстоятельство также следует учитывать при реконструкциях рельефа дна океана не только на начальных этапах разрастания впадин, но и в дальнейшем, когда восходящий мантийный поток образует в литосфере горячее пятно, которое маркируется обильными излияниями базальтов и, как следствие, цепочками подводных вулканических гор.

Несколько слов об изменении глубин дна в пределах переходных зон геологически молодых океанических впадин. Этот вопрос был подробно обсужден нами ранее [211], поэтому здесь остановимся на его рассмотрении весьма кратко. Сам факт увеличения глубины дна околорифтовых зон по мере старения разрастающихся впадин позволяет нам считать, что океаническая кора близ фокуса восходящего мантийного потока может начать образовываться буквально на дневной поверхности, что сейчас и происходит в треугольнике Афар к западу от «горста» Данакиль (который, по-видимому, представляет собой обколотый кусок континентальной коры). Следовательно, по мере разрастания впадины и отодвигания вновь образованного края от фокуса восходящего потока (а именно такое отодвигание маркируется цепочками подводных гор в Атлантике и на востоке Индийского океана) поверхность океанической коры, образованной над таким потоком близ континентального края, должна опуститься вместе с ним только за счет перехода литосферы из возмущенной мантийной области в нормальную на 2—2,5 км. Кроме того, океаническая кора, которая образовалась на начальной стадии раскрытия впадины вдали от фокуса восходящего потока, опустится за счет охлаждения и увеличения толщины океанической литосферы с возрастом. Если бы не было накопления осадков в переходной зоне атлантического типа, то опускание поверхно-

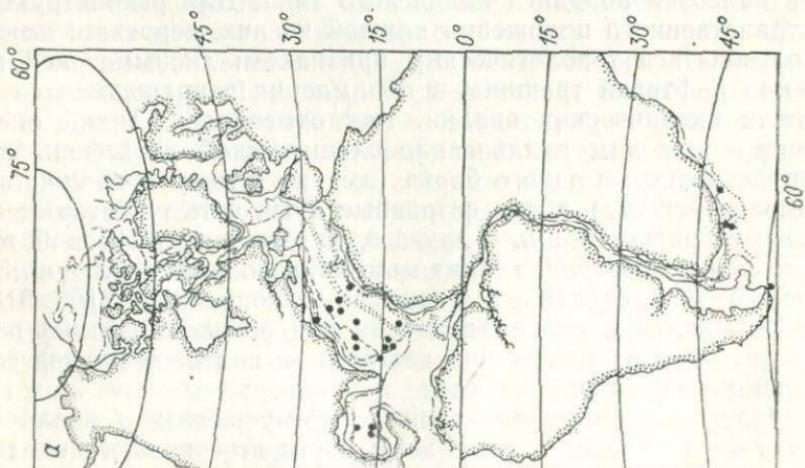
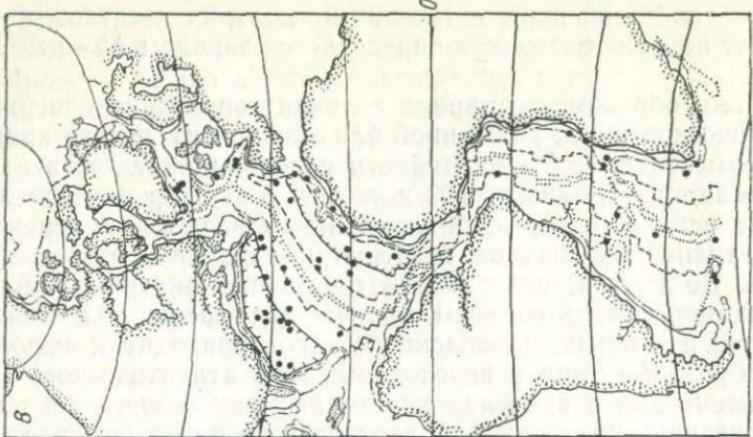
сти океанической коры в течение нескольких десятков миллионов лет после образования определяется законом  $\Delta h = kt^{1/2} \approx 2-3$  км.

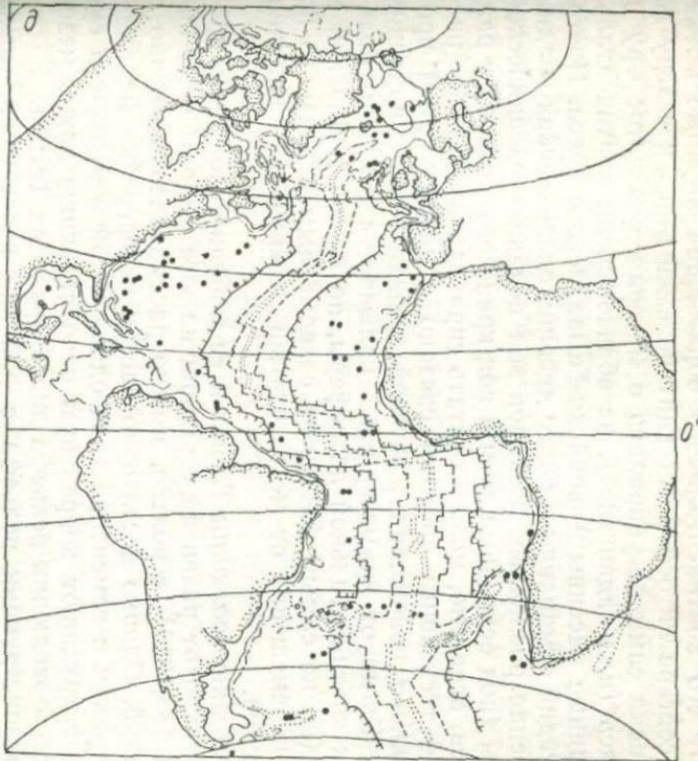
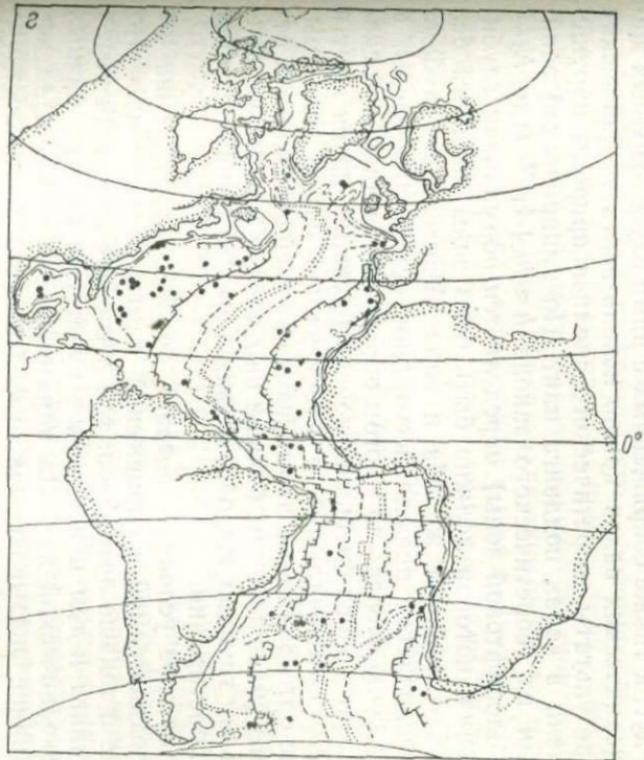
Таким образом, суммарная величина опускания поверхности океанической коры, рожденной близ континентального края над фокусом восходящего мантийного потока, может достигать 5—5,5 км за время, близкое 100 млн. лет. В эту картину искажение вносят осадки, которые обильно накапливаются в переходной зоне атлантического типа, особенно на начальных этапах ее развития. Во-первых, поверхность собственно океанической коры опускается вместе со всем блоком литосферы под тяжестью осадков; во-вторых, накопление осадков приводит к выполаживанию рельефа дна в переходной зоне атлантического типа. Опусканье дна в пределах переходных зон геологически молодых океанических впадин Атлантического и большей части Индийского океана в настоящее время доказано бурением и в большинстве районов измеряется первыми километрами [162]. Но этот факт свидетельствует не о разрушении (деструкции) литосферы в переходных зонах атлантического типа, а об опускании ее поверхности в результате охлаждения и увеличения толщины по мере старения.

Генеральное изменение рельефа дна в переходных зонах атлантического типа по мере разрастания вновь образованной впадины определяется прежде всего охлаждением, увеличением толщины и термическим сжатием литосферы, но здесь существенную роль играет и процесс осадконакопления. Последний зависит от многих факторов [124], из-за трудности графического изображения на схемах эволюции дна Атлантического и Индийского океанов изобаты в переходных зонах отсутствуют (рис. 81).

Рассмотрим теперь методику реконструкций рельефа дна в переходных зонах тихоокеанского типа, т. е. палеостровных дуг и палеозон поддвига андийского типа. Для реконструкций пространственного положения каждой из них, вероятно, можно воспользоваться топологическим признаком: диссимметрией положения рифтовой трещины и обрамления сокращающихся площади океанических впадин. Как отмечалось, Тихий океан демонстрирует нам поддвигание океанической литосферы под континентальную с одного борта (именно к нему приближается рифтовая трещина) и под островные дуги, в тылу которых существуют краевые моря, с другого, далекого от рифтовой трещины. Геоисторический анализ мезо-кайнозойской эволюции Западного Тетиса, сделанный с позиций тектоники плит [83, 313], позволяет считать, что аналогичная или близкая картина пространственного расположения каждого из подтипов конвергентных границ имела место и там.

Островные дуги располагались преимущественно вдоль северного борта впадины этого ныне почти исчезнувшего океана,





— 1 - - - 2 ..... 3 - - - 4 - 5

Рис. 81. Реконструкции глубин дна Атлантического океана 140 (а), 110 (б), 80 (в), 50 (г) и 20 (д) мли. лет назад [490].

Точкиами отмечены скважины глубоководного бурения.  
 $h$ , м: 1 — 200, 2 — 2000, 3 — 3000, 4 — 4000, 5 — 5000.

тогда как рифтовая трещина приближалась к южному и откалывала от его континентального обрамления крупные блоки. Блоки в составе литосферных плит перемещались к северу до тех пор, пока сами не упирались в материковую литосферу и, поддвигаясь (или надвигаясь), не образовывали континентальные срединные массивы Альпийско-Гималайского пояса. Поэтому для стадий отмирания и более древних океанических впадин расположение различных подтипов зон поддвига океанической литосферы (под островные дуги и под края континентов) у разных бортов, вероятно, можно считать справедливым. Такое расположение теснейшим образом связано с диссимметрией пространственного положения рифтовой трещины в отмирающих впадинах. Когда от праматерика откалывается слишком большой кусок континентальной литосферы, по площади близкий к крупным (но не самым большим) современным плитам, то по мере его перемещения от места отрыва раскрывается впадина нового океана.

Всю историю эволюции Тетиса в ее мобилистской интерпретации, начиная от развития герцинид на юге Европы и до наших дней [83, 313], вероятно, можно рассматривать именно с этих позиций. Однако достаточно частая перестройка местоположения границ и изменения типа одной и той же границы существенно затрудняют корректную реконструкцию даже мезокайнозойской эволюции рельефа дна в пределах Тетиса.

Для реконструкции рельефа в районах исчезнувших ныне островных дуг, а также сопряженных с ними глубоководных желобов и океанических валов можно использовать эмпирические данные и результаты теоретического анализа природы нарушения изостазии в зонах поддвига плит. По эмпирической зависимости или из теоретического закона  $h \approx h_0 + kt^{1/2}$  (где  $h_0$  — глубина околорифтовой зоны) определяется нормальная глубина дна океана, которая должна быть близ зоны поддвига без осложняющего влияния желоба и вала. Аномальная глубина желоба определяется прежде всего прочностью литосферы, а последняя в свою очередь во многом определяется линейной скоростью относительного смещения конвергирующих краев плит в направлении, ортогональном к простиранию самой границы. Чем больше ортогональная составляющая линейной скорости относительного смещения, тем больше при прочих равных условиях аномальная глубина желоба, а также высота и ширина вала вкrest его простирации.

Другое важное условие — возраст, точнее, определяемая им толщина поддвигаемой океанической плиты. Естественно, что чем моложе и тоньше литосфера, тем легче она изогнется перед зоной поддвига и тем ниже и уже будет при прочих равных условиях океанический вал. На параметры желоба и вала некоторое влияние оказывают также форма в плане и пространственное расположение конвергентной границы относительно на-

правления движения океанической плиты. Кроме того, плановую конфигурацию и характер рельефа дна осложняет поддвигание цепочек подводных гор. В качестве примеров, когда поддвигание цепочки подводных вулканических хребтов приводит к излому в плановом расположении, вероятно, могут служить Императорские горы, подвигающиеся на изломе Алеутской и Курило-Камчатской дуг, а также хр. Девяностого градуса в Индийском океане, резко меняющий субширотное простирание конвергентной границы Гималаев на субмеридианное в северной части Зондской дуги.

Однако главной причиной среди всех определяющих аномальную глубину желоба остается линейная скорость поддвига в направлении, ортогональном к его простиранию. При скоростях поддвига порядка нескольких миллиметров — 1 см в год аномальная глубина погружения фундамента составляет 1—1,5 км, при малых скоростях такой желоб может быть существенно засыпан осадками и поэтому не очень четко выражен в рельефе дна. При таких условиях существенную роль для установления поддвига играют гравиметрические данные: парные пояса нарушения изостазии позволяют уверенно трассировать границу, на которой имеется поддвиговая составляющая движения краев плит. При скорости поддвига 8—10 см/год аномальная глубина желоба (при возрасте океанической литосферы  $\geq 80$ —100 млн. лет) достигает 3—4 км. Необходимо отметить, что при скоплении в зоне поддвига толстого слоя осадков в виде аккреционной призмы они могут существенно засыпать желоб и увеличить глубину фундамента — поверхности океанической плиты — близ зоны поддвига, например остров Барбадос, который поднялся на месте глубоководного желоба перед Малыми Антильскими островами благодаря скоплению здесь осадков.

Рельеф вулканической гряды также меняется в процессе увеличения продолжительности и линейной скорости поддвига. На начальных этапах развития вулканической гряды островной дуги ее кора и вся литосфера сравнительно мало отличаются от океанической, да и сами извержения преимущественно подводные, а среди продуктов — велик вклад базальтов. По мере повышения скорости и продолжительности процесса поддвига постепенно (благодаря поднимающимся к поверхности дифференциатам погружающейся в мантию на переплавку океанической коры) увеличивается толщина земной коры [207] и меняется глубина структуры всей литосферы в районе вулканических гряд островных дуг; петрологический состав коры приближается к андезитам. В результате поверхность литосферы в пределах вулканической гряды поднимается выше уровня океана и извержения становятся преимущественно субаэральными.

Естественно, что восстановление лика нашей планеты даже в не очень далеком геологическом прошлом (в кайнозое и позднем мезозое) еще только начинается и здесь предстоит большая

работа. Но принципы глобальных и даже мелкомасштабных региональных палеореконструкций рельефа дна океана в настоящее время достаточно ясны. Поэтому в следующем разделе мы постараемся на основании этих принципов представить в обобщенном виде модель мезо-кайнозойской эволюции рельефа дна Мирового океана и сравнить ее с имеющимися данными глубоководного бурения, которые позволяют проверить предсказания, сделанные с помощью количественных оценок с позиций тектоники плит, а также уточнить отдельные детали и наметить дальнейшие пути развития исследований рельефа дна океанов и континентов в геологическом прошлом.

## ЭВОЛЮЦИЯ РЕЛЬЕФА ДНА ОКЕАНА В МЕЗО-КАЙНОЗОЕ

Как известно, анализ эволюции рельефа дна океана играет важную роль в общей проблеме истории геологического развития земной коры. Взаимное расположение континентов и океанов, а также границ литосферных плит определяет снос и накопление осадков, влияет на течения и климат и, как следствие, на ход развития всей биологической системы на нашей планете. Отметим, что глобальная эволюция рельефа дна океана началась не в триасе и не кончается сейчас. Благодаря глубоководному бурению дна получена новая и важная геологическая информация, позволяющая проверить принципиальную справедливость прогноза, сделанного на основании общих геодинамических моделей эволюции океанической литосфера.

Как отмечалось еще А. Вегенером, а недавно было убедительно показано на основании палеотектонических реконструкций по геологическим и геофизическим данным [83, 241, 508] в конце палеозоя, т. е. перед началом рассматриваемого периода, завершилось объединение отдельных материков в единый континент Пангею. Причем из крупных материковых фрагментов последней к Пангею присоединилась Китайская плита, в результате чего впадина Пратетиса оказалась «захлопнутой». Геологическим результатом этого события явилось образование Монгольской ветви — Урало-Монгольского пояса. Исчезновение впадины Пратетиса связано с образованием океанической впадины Тетиса. Последняя на рубеже палеозоя и мезозоя вместе с впадиной Тихого океана, которая тогда была гораздо больших, чем теперь, размеров, образовывала единый океанический бассейн (см. рис. 80).

О расположении рифтовых зон в этом бассейне можно предполагать главным образом на основании топологических признаков. Наиболее вероятно считать, что в пределах Тетиса дивергентная граница в это время постепенно смешалась в сторону Гондванской группы материков.

На основании геологических исследований на континентах еще несколько десятилетий назад было достаточно надежно установлено, что в конце палеозоя — начале мезозоя имела место крупная регрессия в фанерозойской истории Земли [193]. Принимая, что глобальные регрессии и трансгрессии обусловлены в основном изменением средней глубины дна вследствие различной линейной скорости нарастания океанической литосферы в разное геологическое время [335], можно констатировать: на рубеже палеозоя и мезозоя средняя глубина единой океанической впадины была близка к глубине современного океана.

Планетарный пояс сжатия континентальной литосферы протягивался в то время от Монголии и Урала до Аппалачей. Между Южными Аппалачами и Уралом происходило сжатие с правосторонним сдвигом, которое привело к правосторонним сдвигам и надвигам по серии разломов, протянувшихся почти через всю территорию современной Западной Европы и северо-запад Африки до востока современной территории США (рис. 81). Некоторые из этих разломных зон, например Агадирская в Африке и разлом Сорокового градуса на территории США, использованы в качестве сильных реперов для совмещения краев материков, расположенных ныне по разные стороны Северной Атлантики [414].

Раскол Пангеи начался в триасе, как минимум, в двух местах. Первое из них — район Таймыра и Западной Сибири, второе — на границе между нынешним восточным побережьем Северной Америки и северо-западным побережьем Африки. Оба эти региона занимали тогда существенно иное расположение на поверхности Земли, чем сейчас (рис. 80). Входившая в состав Пангеи и образованная в качестве общей материковой области незадолго до начала этого раскола нынешняя Евразия имела в триасе простиранье, почти ортогональное к современному, а раскол между нынешними Северной Америкой и Африкой начался, когда вся эта область находилась близ экватора. Но есть и одно общее свойство, которое роднит две области триасового внутриматерикового рифтогенеза между собой: раскол континентальной литосферы начался в непосредственной близости от горных глыбово-складчатых поясов, образованных в результате «захлопывания» геологически более древней океанической впадины, и вскоре после образования каждого из этих поясов.

Раскол материковой литосферы в районе Таймыра и Западной Сибири начался в раннем триасе. Об этом свидетельствует возраст эффузивных траппов и интрузий основного состава [139] (конечно, в современной, мобилистской интерпретации). Обильный трапповый магматизм и серия рифтовых трещин, образованных в то время, вероятно, были поверхностным проявлением крупного восходящего мантийного потока. Однако его энергии не хватило для такой перестройки структуры мантийных течений, которая бы смогла привести к образованию здесь

новой океанической впадины. Насколько можно судить по палеовому расположению рифтовых трещин в фундаменте Западно-Сибирской низменности, наиболее близким современным геодинамическим аналогом, вероятно, может служить Провинция Бассейнов и Хребтов. По площади и степени развития рифтовых трещин материковая литосфера в пределах Западной Сибири соответствует начальному этапу рифтогенеза. Размеры Западно-Сибирской низменности, которая стала таковой через несколько десятков миллионов лет после прекращения воздействия восходящего мантийного потока, позволяют судить о площади активного воздействия последнего на литосферу\*.

Другая проблема — время и место возникновения этого потока. Он мог возникнуть в триасе непосредственно в том месте, где находилась тогда область Таймыра и нынешняя Западно-Сибирская низменность. Этот поток мог начать функционировать еще в палеозое, а в триасе (в результате перемещения как континентальной литосферы Сибирской платформы, так и самого восходящего потока) начать то разрушение материковой литосферы, которое так и не закончилось образованием океанической впадины, но привело к образованию Западно-Сибирской низменности. Если дальнейшими исследованиями будет подтверждено второе предположение, то возникает новый вопрос — из какой области восходящий поток сместился под нынешнюю Западную Сибирь.

Существует предположение [362], что еще в палеозое современный Колымский массив, вероятно, предварительно раскололвшись на несколько частей (собственно Колымский, Омолонский), был оторван от нынешнего северного края Канады и смещен в сторону Азии, с которой он столкнулся в юрский период (около 180—150 млн. лет назад). В результате такого перемещения, как предполагается, и была образована океаническая литосфера Канадской котловины. Причем размеры ее должны быть больше, чем в настоящее время (рис. 82). Разумеется, это предположение требует серьезной геологической проверки на основании анализа всей геолого-геофизической информации, имеющейся по северной окраине Канады и Северо-Востоку СССР. Если оно подтвердится, то не исключена вероятность, что образование Канадской котловины (в результате перемещения Колымского массива) и затем Западно-Сибирской низменности есть результат влияния в разное время одного выходящего мантийного потока.

Раскол Пангеи, который в конечном итоге привел к образованию Северо-Атлантической впадины, начался в триасе. Об этом свидетельствуют результаты калий-argonовых определений возраста базальтовых лав и долеритов (расположенных

\* При этом необходимо учитывать, что если этот предполагаемый мантийный поток так и не смог полностью расколоть континентальную литосферу Западной Сибири, значит, он был не из самых больших.

ныне вдоль почти всей атлантической окраины США) 197—226 млн. лет [313]. В это же время здесь развивались внутриконтинентальные грабены, заполненные в основном обломочными отложениями [139]. Одновозрастные, близкие по генезису грабены известны в Марокко, а излияния базальтов в мелководных условиях происходили в триасе в пределах современного Алжира и на юго-востоке Испании [313]. Принимая в качестве наиболее вероятной модели для объяснения этого явления восходящий мантийный поток, можно предполагать, что или линейные размеры его сечения составляли 2—3 тыс. км, или происходило относительное смещение фокуса этого потока в субмеридиональном направлении с востока на запад.

В настоящее время в пределах той области Северной Атлантики, которая начала образовываться около 200 млн. лет назад, можно выделить две современные вулканические провинции — Азорскую и, расположенную немного южнее, Колорадо (по названию подводной горы,  $33^{\circ}$  с. ш.,  $37^{\circ}$  з. д.). К каждой из них от периферии впадины протягиваются цепочки подводных вулканических гор, возраст которых увеличивается в обратном направлении (т. е. от современных вулканических провинций к краям впадины). Анализ взаимного расположения геологических следов этих двух современных вулканических провинций показывает их одинаковое широтное перемещение на протяжении всей мезо-кайнозойской геологической истории развития Северо-Атлантической впадины [291]. Это дает основание поставить вопрос: не являются ли вулканические провинции Азорская и Колорадо поверхностным проявлением единого восходящего мантийного потока, того самого, который в позднем триасе привел к отколу Африки от Северной Америки, а позднее к образованию океанической впадины Северной Атлантики.

В позднем триасе геологическое развитие Загросской области и Центрального Ирана стало существенно различным: в первой началось устойчивое погружение, а в районе Центрального Ирана — дробление на блоки, общий подъем поверхности и извержения основных пород. Поэтому можно предполагать, что в позднем триасе Иранский континентальный блок отделился от Аравии [313]. С этого периода и вплоть до начала столкновения район Загроса и краевая зона Иранской материковой области развивались как континентальные окраины атлантического типа по разные стороны не очень широкого океанического бассейна, который на протяжении всей своей истории находился в пределах тропической зоны. Возможно, что эти условия (сравнительно небольшие широта и глубина океанической впадины, а также теплый климат, способствовавший богатому развитию в ней органической жизни) были главными для образования здесь нефтегазоносного бассейна.

В Омане под симейским офиолитовым покровом располагаются в аллохтонном залегании пермо-триасовые радиоляриты,

карбонатные породы и пиллоу-базальты, которые исследователи рассматривают [313] как фацию подводных вулканических гор в переходной зоне атлантического типа. Если справедливы эти данные и под симейским покровом действительно располагаются комплексы подводных вулканических гор, то последние можно рассматривать как результат восходящего мантийного потока, который привел в триасе к отделению Ирана от Аравии. Кроме того, в Южной Турции, в Анатолии, известны в аллохтонном залегании в составе офиолитового комплекса пиллоу-базальты, кремнистые глубоководные породы и известняки, которые, вероятно, свидетельствуют об отделении Турции от Африки в позднем триасе [313]. Не исключена вероятность, что близкие по возрасту и составу кремнистые породы, известняки и базальты Вардарской зоны указывают также на отделение вместе с Турцией и Родопского массива.

Следы триасового базальтового вулканизма, дробление материковой литосферы на блоки и образование горстовых и грабеновых структур намечены вдоль всего северного обрамления Тетиса (от нынешних районов Копетдага до Румынских Карпат и далее, вплоть до Балеарского массива), которое в то время развивалось в основном как переходная зона атлантического типа [313]. Можно предполагать, что эти проявления представляют собой следствия восходящего мантийного потока, под влиянием которого (или которых) господствовавший на рубеже палеозоя и мезозоя режим сжатия и сдвигов сменился растяжением и раздроблением всей континентальной перемычки между нынешними материками Европы, Африки и Америки.

Процесс дробления привел к образованию отдельных блоков и микроплит континентальной литосферы, ныне (после некоторой рекомбинации) сжатых в пределах Альпийского пояса. К ним относятся: Марокканская и Оранская, оставшиеся в пределах горной системы Атлас, Апулийская, Родопская и Турецкая, а также Иранская, которые, оторвавшись в начале мезозоя от африканского края Пангеи, сместились к северу и присоединились к Евразии. Кроме того, в конце триаса и (или) в начале юры откололись и были смещены (подобно тому как сейчас смещается Калифорнийский полуостров) Мирийская и Апулийская микроплиты [313].

В юрский период началось раскрытие впадины Северной Атлантики. По аномальному магнитному полю  $\Delta T_a$  океана точно определить время образования первой типично океанической коры трудно, так как 165 млн. лет магнитное поле Земли не меняет знак. Наиболее вероятно считать, что океаническая кора начала образовываться 165—170 млн. лет назад. Глубина этой молодой впадины была небольшая, и в первый период своего развития она по многим характеристикам напоминала современное Красное море, ибо даже находилось в тех же широтах, где оно расположено сейчас. Эта молодая Атлантическая впади-

на была с севера ограничена Ньюфаундлендской разломной зоной и Пиренейский (Иберийский) полуостров примыкал к Ньюфаундленду, а на юге — Гвинейской. Вторая половина юрского периода (от 165—170 до 135—140 млн. лет) — этап формирования в Северной Атлантике морфологии дна, типичной для молодых океанических бассейнов с достаточно четко выраженным срединным хребтом. Вероятно, наиболее близким аналогом Северной Атлантики в конце юрского периода может служить Аденский залив.

В позднеюрское время оформляется конфигурация окраин континентов Северной Америки и Африки, которая определила плановое положение рифта и его смещение по сингенетическим трансформным разломам, наследовавшим поперечное ослабление зоны в континентальной литосфере. Возможно, сразу же после раскола континента внутри вновь образованной океанической литосферы возникают новые трансформные разломы. Оценить кинематическую картину раскрытия Северной Атлантики в это время можно лишь в среднем, считая, что таковая не претерпела значительных изменений на протяжении этого этапа. Оценка средней линейной скорости разрастания по положению опознанных мезозойских линейных магнитных аномалий дает  $v \approx 4$  см/год для полной скорости раскрытия рифтовой трещины, причем положение аномалий позволяет предполагать, что разрастание было асимметричным (рифтовая зона смешалась в сторону Африки). Всего за этот этап в пределах рассматриваемой площади образовалось около 3,3 млн.  $\text{km}^2$  океанической литосферы, т. е. средняя скорость ее наращивания была  $\sim 8,2 \times 10^{-2}$   $\text{km}^2$  в год. Процесс разрастания в течение всего юрского периода проходил, вероятно, достаточно спокойно, без заметных плановых перестроек.

Несколько сложнее обстоит дело с пониманием эволюции северного берега расширяющегося бассейна. Как уже отмечалось, ось разрастания на севере была ограничена крупным трансформным разломом, который сразу же после начала дрейфа стал служить границей между континентальной литосферой на севере и вновь образующейся океанической литосферой на юге.

В настоящее время вопросы развития подобных структур совершенно не разработаны, более того, неизвестны их современные аналоги. В целом этот процесс в какой-то степени подобен процессу формирования нормальной материковой окраины атлантического типа после раскола континента, но имеет и некоторые отличия. В обычных случаях переходные зоны новообразованного океана после начала его раскрытия формируются в сравнительно спокойной тектонической обстановке, которая более или менее одинакова на всем протяжении континентальной окраины. Развитие «торцовой» переходной зоны развивающегося бассейна характеризуется принципиально отлич-

ными условиями. Океаническая литосфера близ континентальной окраины торцового типа непрерывно омолаживается по мере разрастания площади бассейна.

Особенностью системы разрастания в рассматриваемом регионе является то, что торцовый континентальный край, в который «утыкается» ось разрастания океанической впадины, является частью одной из расходящихся плит (Северо-Американско-Евразиатской). Поэтому при анализе относительных движений в процессе дрейфа удобно принять эту плиту за неподвижную. В такой ситуации становится очевидным, что западнее рифтовой оси ограничивающий впадину с севера трансформный разлом отмирает и по нему не происходит никаких горизонтальных смещений. Длина западной части торцовой окраины постепенно увеличивается со скоростью, примерно равной полускорости раскрытия. Время образования материковой окраины на этом участке совпадает с возрастом прилегающей океанической литосферы, т. е. последовательно уменьшается от берегов Северной Америки по направлению к рифту. Соответственно изменяется и стадия процесса формирования Атлантической переходной зоны.

Более сложная обстановка существовала в течение позднеюрского этапа в восточной части этой северной торцовой окраины молодого бассейна. Здесь граница между континентом и океаном была, видимо, по активному сегменту трансформного разлома, по которому тогда же происходило и левостороннее сдвиговое перемещение со средней скоростью, равной полной скорости разрастания. Говорить о возрасте зоны перехода от континента к океану здесь чрезвычайно трудно, поскольку участки континента, ранее всего «открывшиеся» к океану, последовательно граничат со все более молодой океанической литосферой. Наоборот, наиболее древние участки океана в процессе своего движения вдоль трансформного разлома входят в контакт с новыми участками континентального блока, ранее не затронутыми процессами взаимодействия континента и океана.

Таким образом, торцовая граница между океаном и континентом восточнее рифта не имеет однозначной возрастной характеристики. Что касается структурного аспекта рассматриваемого вопроса, то вряд ли следует ожидать формирования в подобных условиях столь завершенной структуры, какой является переходная зона атлантического типа. Искажающее влияние сдвигового нарушения приводит не только к осложнению процесса расползания края материкового блока, но и к постоянному разъединению источников сноса и соответствующих им областей седimentации.

Таким образом, в процессе юрского этапа разрастания в Северной Атлантике развивается особая структура, которую мы предлагаем называть «торцовым континентальным склоном». Ранее ни здесь, ни в других районах Мирового океана подобные

структурь не выделялись, именно поэтому уделено столько места вопросам ее происхождения и формирования. Подчеркнем еще раз те особенности, которые отличают торцовую переходную зону от обычной атлантического типа: во-первых, торцовый склон разновозрастен по простиранию и граничит с разновозрастными участками океанической литосферы; во-вторых, при существовавшей в Северной Атлантике системе разрастания в позднеюрское время торцовый склон был резко асимметричен в структурном отношении к западу и к востоку от рифта.

В целом весь юрский этап можно рассматривать как начальную фазу образования в Северной Атлантике молодой океанической впадины, на протяжении которого в морфологии дна оформился срединно-оceanический рифтовый хребет. Хотя положение рифтовой оси в этот период было несколько асимметрично, т. е. она была расположена ближе к африканскому борту впадины, чем к североамериканскому. Континентальное обрамление было достаточно высоко поднято, поэтому гидрографическая сеть как на востоке Северной Америки, так и на северо-западе Африки должна была быть обращена в глубь каждого из этих материков. В течение всего юрского периода (вследствие охлаждения и увеличения толщины литосферы по мере удаления от рифтовой трещины) происходило быстрое опускание поверхности как континентальных окраин, так и переходных зон, где погружение фундамента усиливалось нагрузкой быстро накапливавшихся здесь осадков. Несколько восточнее Багамских островов в области современных глубин дна около 5 км скважинами 99A, 100, 101 вскрыты известняки, отлагавшиеся в позднеюрское время, если не в неритовой, то в верхнебатиальной зоне [162]. Данный факт свидетельствует, что опускание поверхности, начавшееся в юрский период, продолжалось и потом. Размер этого опускания около 3 км за 150 млн. лет, что даже несколько меньше теоретического значения, полученного из условия оставления океанической литосферы. Поэтому можно думать, что известняки в этом районе откладывались в условиях достаточно быстрого опускания переходной зоны, начавшегося одновременно с началом разрастания бассейна 165—170 млн. лет назад. На севере молодой Северо-Атлантической впадины дивергентная граница плит по левостороннему трансформному разлому соединялась с границами плит в области Тетиса, а на юге, вероятно, также по трансформному разлому, протягивавшемуся на северо-запад южнее плато Блейк, Северо-Атлантическая рифтовая трещина соединялась с одной из границ плит в области Тихого океана. Если соединение происходило с аналогичной, т. е. дивергентной, границей плит, то первоначальное направление раскрытия Северной Атлантики совпадало с направлением раздвижения вдоль одной из рифтовых трещин в пределах юрской впадины Тихого океана; однако этот вопрос пока не имеет однозначного ответа.

В юрский период в пределах западного обрамления Тетиса продолжала развиваться ситуация, основные черты которой наметились еще в конце триаса, а именно — дробление континентальной перемычки между Северной Атлантикой и океанической впадиной Тетиса. За это время в процессе раскрытия Атлантики Африка сместилась к юг-юго-востоку относительно Европы \*; средний размер такого смещения около тысячи километров (хотя вполне естественно, что на сфере это перемещение корректно описано как серия конечных вращений [313, 411]). В течение юры продолжается начавшееся в триасе отодвигание от Африки Турецко-Родопского массива, а также Иранского, оторвавшегося от Аравии (которая тогда была частью Африки) в районе Загроса. Кроме того, смещаются отковавшиеся на границе триаса и юры Апулийский континентальный блок, Мирийский и некоторые другие. По мере расширения молодого океанического бассейна, возникшего между Африкой, с одной стороны, Турцией и Ираном — с другой, формирование принципиальных черт его dna, так же как и в пределах обрамления, в принципе должно было быть близко к описанному выше для района Атлантики. Владина Тетиса (между Евразией на севере и Турцией с Ираном на юге), заложившаяся еще в палеозое, должна была быть в юрский период достаточно глубокой.

В раннеюрское время, вероятно, почти одновременно с началом раскрытия впадины Северной Атлантики вдоль северной и южной континентальных окраин Тетиса развиваются зоны подвига океанической литосферы. О поддвигании под северный край обрамления свидетельствуют флишоидные фации, характерные для краевых морей в Крыму и на Большом Кавказе, а также юрские лавы Крыма, близкие по составу к андезитам. Вероятно, поддвигание происходило в юре (под Добруджу), о чем свидетельствуют образованные в то время структуры сжатия [313]. В средней юре зоны подвига океанической литосферы имели место не только вдоль северного обрамления Тетиса (о чем свидетельствуют андезиты Большого Кавказа [76, 129]), но и вдоль южного. Это подтверждают кварцевые диориты и общее воздымание в Понтидах, а также андезиты и гранодиориты Малого Кавказа [76], который в юрский период находился в составе отделившегося от Аравии Иранского блока континентальной литосферы. Не исключена вероятность того, что в конце юры весь Иранский блок оказался сжат и поддвигание океанической литосферы происходило под него не только с севера, но и с юга. Такое предположение основано на поздне-юрских гранитных интрузиях Санандайской зоны, а также на дислокациях и метаморфизме, установленных для конца юры во всем Центральном Иране [313].

\* Относительно современной ориентировки этих материков юрское смещение Африки относительно Европы почти эквивалентно восточному.

Таким образом, в юрский период по северной и южной периферии, достаточно глубокой, образованной еще в палеозое впадины Тетиса были развиты зоны подвига, а следовательно, и глубоководные желоба. Линейная скорость подвига возрастила (по конечной кинематике относительного вращения континентов, обрамляющих Тетис) с запада (приблизительно от района Крыма на севере и района Турции на юге) на восток [313]. Должны были расти изостатические аномалии, характерные для зон надвига и подвига, и аномальная глубина глубоководных желобов.

О юрских глубинах дна в более восточной области впадины Тетиса (располагавшейся севернее Индостана и Австралии), примыкавшей или, точнее, просто переходившей в Тихоокеанскую, можно высказать лишь самые общие предположения. Вероятно, эта впадина была достаточно глубокой, соизмеримой с северной половиной современного Тихого океана. Рифтовая ось в ее пределах была смещена к югу, в сторону гондванской континентальной окраины. Единственная скв. 261, которая достигла позднеюрских осадков, расположена в Северо-Австралийской котловине Индийского океана. По геологическим данным по северо-западному краю Австралии континентальный блок (вероятно, Тарима, затем вошедший в состав Азии [406]) откололся здесь в середине юрского периода [537]. В пределах Тихоокеанской впадины в тот период было, вероятно, несколько океанических литосферных плит\*, ибо подвиг, как и в настоящее время, происходил практически по всей периферии этой впадины [83]. Следовательно, здесь повсюду имелись глубоководные желоба и в юрский период.

Палеобатиметрию Мирового океана в меловое время можно представить гораздо лучше, чем для более раннего периода, ибо в интервале времени от 65 до 140 млн. лет назад было образовано около половины площади всей существующей сейчас океанической литосферы. В раннем мелу продолжалось расширение впадины Северной Атлантики; максимальные глубины дна по периферии срединно-оceanического хребта в то время уже превышали 4 км.

Не исключена вероятность, что на месте современного Мексиканского залива в меловой период действовал восходящий мантийный поток, который привел к существенному изменению здесь структуры литосферы. Об этом свидетельствуют и данные глубоководного бурения: на месте современной глубоководной впадины до сантонса, а в ее юго-восточной части до сеномана отлагались мелководные осадки [162]. Опускание дна, которое произошло с конца мела, явилось, вероятно, следствием

\* Нельзя исключать из рассмотрения предположения о том, что в юре рифтовая трещина Северной Атлантики могла быть продолжением Тихоокеанской рифтовой системы и иметь ее направление разрастания.

термического сжатия, т. е. охлаждения и увеличения толщины литосферы в этом регионе.

В мелу началось разделение Северной Америки и Европы, которое привело к дроблению континентальной литосферы между ними и выделению отдельных микроплит и блоков с материковой или субматериковой корой. В результате такого дробления среди океанической литосферы Северной Атлантики образовались относительно приподнятые морфоструктуры, как банка Галисии и купол Флемиш, которые составляли континентальную перемычку между современным берегом Португалии и Ньюфаундлендом. Аналогичную природу имеют подводная возвышенность Роккол (до разделения располагавшаяся между юго-восточной окраиной Гренландии и современным Ирландским побережьем Европы), банка Поркьюпайн, так до конца и не оторвавшаяся от нее, и, вероятно, подводная возвышенность Орфан, располагавшаяся до разделения между Ирландией и Ньюфаундлендом [414].

Все эти морфоструктуры дна образовались в результате раздробления и переработки континентальной литосферы, как можно предполагать, крупным восходящим мантийным потоком, возможно, тем, который сейчас действует под Ирландией. Последовавшее после раздробления и удаления от рифтовой трещины оставление литосферы привело к общему опусканию дна океана с относительно приподнятыми блоками преимущественно субконтинентальной, т. е. переработанной снизу, коры. Следовательно, все эти участки с мелового периода испытывают опускание (хотя и называются подводными возвышенностями), о котором убедительно свидетельствуют результаты бурения скв. 116, 117а на плато Роккол [162]. Палеогеографическая реконструкция условий в Северной Атлантике, выполненная на основании микропалеонтологического анализа результатов глубоководного бурения [352], свидетельствует, что весь этот образованный в меловой период бассейн стал достаточно глубоким для того, чтобы с юга к оконечности Гренландии устремились теплые воды в позднем сеномане, т. е. немногим менее 100 млн. лет назад.

Таким образом, на протяжении позднемелового этапа эволюции в Северной Атлантике действовали две активные оси разрастания. Одна из них была продолжением рифтовой оси Тетиса, т. е. имела тетийское направление. Ее деятельность привела к отторжению от единого Северо-Американско-Европейского континента, представлявшего до этого единую плиту, части, включавшей Северную Европу (без Иберийского полуострова) и континентальный блок Хаттон-Роккол. Именно тогда оформились континентальные окраины Северной Европы (Ирландская и Бретонская, с одной стороны, и частично северная окраина Иберии — с другой) и Северной Америки (северная окраина Ньюфаундлендского выступа). К этому же времени от-

носится формирование южной части континентального склон Восточной Гренландии, возникшей и развивавшейся как «торцовый» склон в соответствии со схемой, описанной выше. В процессе разрастания относительно новой рифтовой оси образовался к концу мела сравнительно небольшой обособленный океанический бассейн. Ныне океаническая литосфера, сформировавшаяся на меловом этапе его эволюции, слагает дно Бискайского залива и участки дна Северной Атлантики, расположенные непосредственно у подножия перечисленных выше континентальных окраин.

Но, пожалуй, самым значительным событием раннемелового времени явилось отделение Африки и Южной Америки друг от друга и от единого тогда материка, состоявшего из Антарктиды Австралии (начал отделяться и Индостан вместе с Тибетом) Физической причиной такого разделения послужил, вероятно, мощный восходящий мантийный поток, который в начале мелового периода обусловил проявление щелочного базальтового магматизма (хорошо известное в краевых зонах современных материков Африки и Южной Америки) в единой тогда внутри материковой вулканической провинции. После разделения материков этот поток (или потоки?) привел к образованию цепочек подводных вулканических гор, протягивающихся от Африки и Южной Америки к острову Тристан-да-Кунья и подводной возвышенности Дисковери, а также к острову Буве, от Африки и Антарктики [291].

Вероятно, именно благодаря воздействию этого потока молодая не очень глубокая и широкая Южно-Атлантическая впадина оказалась на протяжении всего раннемелового времени разделенной сравнительно мелководной перемычкой (современные подводные вулканические хребты Китовый и Рио-Гранде) на две котловины — северную и южную. В северной, расположенной в то время в южной тропической зоне, создались на начальном этапе ее развития условия, благоприятные для накопления в альбе и апте (т. е. более 100 млн. лет назад) значительного количества соленосных эвапоритовых отложений, известных ныне в переходной зоне на севере Южной Атлантики. В общем, развитие впадины Южной Атлантики в течение раннего мела достаточно близко к тому, которое описано для юрского периода раскрытия Северной Атлантики: оформление срединно-океанического хребта в виде осевой морфоструктуры, постепенное углубление краевых областей с каждой стороны хребта и опускание дна в переходной зоне. Погружение дна во всей краевой зоне Южно-Атлантической впадины отчетливо фиксируется для послеальбского времени (скв. 356, 357, 359, 361, 364, 365 [162]), оно было особенно интенсивным в позднем мелу, как это и следует из закона термического погружения ( $h = h_0 + kt^{1/2}$ ) дна на начальном этапе старения океанической литосферы. К началу позднего мела максимальные глуби-

ны по периферии Южной Атлантики достигали 4 км, а к концу мелового периода (около 65—70 млн. лет назад) они могли достигать 5 км.

Вероятно, практически одновременно с раскрытием Южно-Атлантической впадины в раннем мелу отделяется Индостан и Антарктида от Африки, к которой тогда примыкал и остров Мадагаскар. Можно предполагать, что причиной этого разделения послужил не только восходящий поток Буве, но и другой, который был расположен к северо-востоку от него и позже привел к образованию подводной вулканической возвышенности с островами Принц Эдуард, Крозе, а также банки Оби и Лены. К началу позднего мела в пределах современного Мозамбикского бассейна, как свидетельствуют результаты анализа керна, поднятого из скв. 250, глубина дна достигала 2,5—3 км [388].

Отделение Индостана и Тибета от Австралии и Антарктиды произошло, как об этом свидетельствуют прежде всего результаты глубоководного бурения (скв. 212, 256, 257, 259 [388]), около 120—130 млн. лет назад. Причиной такого разделения послужил восходящий мантийный поток, который немного позднее привел к образованию единой вулканической провинции ныне разделенных подводных вулканических хребтов Кергелен-Гауссбергского и Западно-Австралийского (Брокен). Вероятно, именно в процессе разделения (близ фокуса этого восходящего потока) возникло тройное соединение границ плит. И когда полный раскол материковой литосферы реализовался по двум из них, то третья граница отмерла и ее следом является протяженная до 700 км и сравнительно узкая (100 км) долина, по которой течет теперь выводной ледник ЛамBERTA в Восточной Антарктиде.

В течение всего позднемелового времени достаточно быстро удалялись Индостан и Тибет \* от Австралии и Антарктиды, последние за этот период изменили свое местоположение не очень существенно, хотя и немного сместились к югу. В процессе удаления Индостана от Антарктиды (как свидетельствуют результаты анализа поля  $\Delta T_a$  и бурения дна на востоке Индийского океана [487]) происходило весьма быстрое относительное смещение двух участков рифтовой трещины по трансформному разлому, южный край которого был расположен близ фокуса восходящего мантийного потока. Как отмечалось ранее, различие в толщине литосферы вдоль такого разлома в данной ситуации играет роль запруды для подлитосферных латеральных мантийных течений от центра восходящего потока.

В результате появляются притрансформные цепочки подводных вулканических гор. Вероятно, именно таким образом (по

\* Не исключена вероятность, что перед началом своего удаления от Антарктиды и Австралии Индостан и Тибет были разделены между собой.

модели притрансформных подводных вулканических гор) в конце мелового периода и в начале кайнозоя активно формировались Восточно-Индийский хребет, расположенный ныне вдоль  $90^{\circ}$  в. д.

К концу мелового времени, т. е. около 70 млн. лет назад, океаническая впадина, которая затем развилаась в современный Индийский океан, состояла из двух соединенных между собой впадин. Первая — западная, была вытянута в субмеридиональном направлении, располагалась между Индостаном и Африкой (от которой Мадагаскар был уже отколот) и на севере соединялась со впадиной Тетиса. Вторая — восточная, располагалась тогда между  $60$  и  $30^{\circ}$  ю. ш., ее разрастание происходило к северо-востоку, и, вероятно, рифовая ось соединялась с рифовой системой Тихоокеанской впадины. Минимальные глубины дна наблюдались вдоль современной южной части подводного вулканического Восточно-Индийского хребта, имевшего тогда северо-восточное простирание. Эти глубины здесь были тогда меньше 1—2 км (скв. 216), а отдельные вершины поднимались над уровнем океана. Максимальные отметки глубин дна в районах, прилегающих к южному краю Африки и северо-западному краю Восточной Антарктиды, в позднем мелу превышали 4 км, а в конце его достигали 5 км. Глубины выше 4 км были тогда близ современного юго-восточного края Индостана, а также в пределах котловины Натуралистов и прилегающей к Австралии нынешней Западно-Австралийской котловины.

На протяжении мелового периода размеры впадины Тетиса существенно сокращались за счет значительного поворота Африки относительно Европы в процессе раскрытия Атлантики и за счет разрастания молодой впадины нынешнего Индийского океана по мере быстрого перемещения Индостана и Тибета к северу. Поддвигание океанической литосферы происходит как под северное континентальное обрамление Тетиса, так и под южное. В частности, в районе Кавказа характерный андезитовый вулканализм позволяет предполагать наличие поддвига океанической плиты с юга на север до альба включительно, когда островная дуга (или окраинно-материковый вулканический пояс [129]) столкнулась с Армяно-Нахичеванским сиалическим блоком [76]. Последний, вероятно, следует рассматривать как часть Иранского микроконтинента.

В мелу прекращается поддвигание под Крым, хотя признаки поддвигания установлены во многих местах северного и южного континентального обрамления западной части впадины Тетиса. В частности, о поддвигании под Родопский массив свидетельствуют раннемеловые флишевые толщи и андезит-дацитовый вулканализм, который происходил в середине мелового периода, а также близкие по возрасту вулканиты среднего состава в Понтидах и Санандайский вулканический пояс на юге Иранского блока [313]. С позднего мела учащается столкновение краев

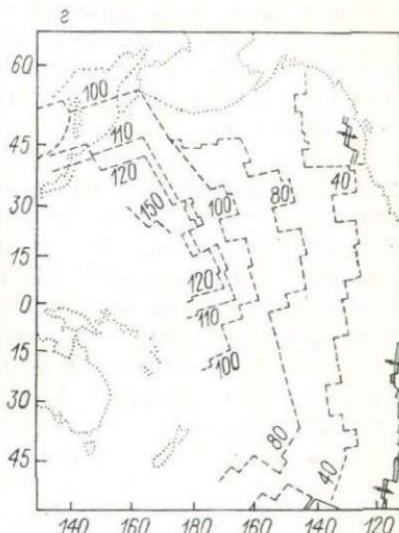
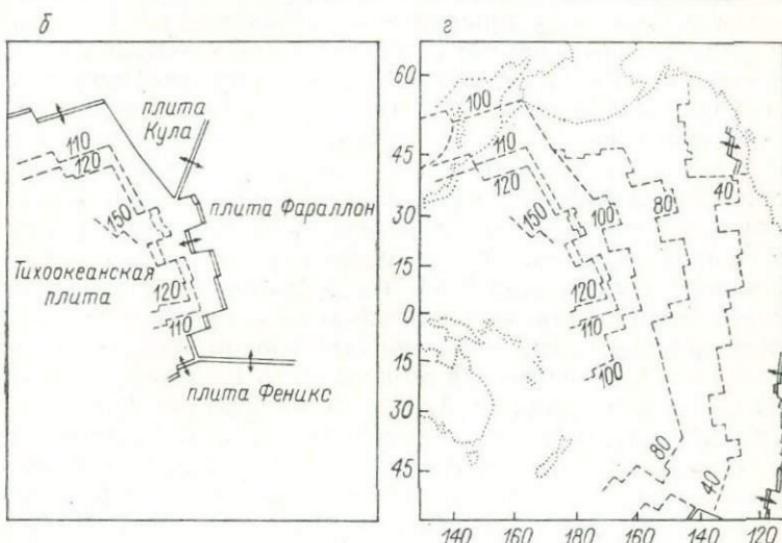
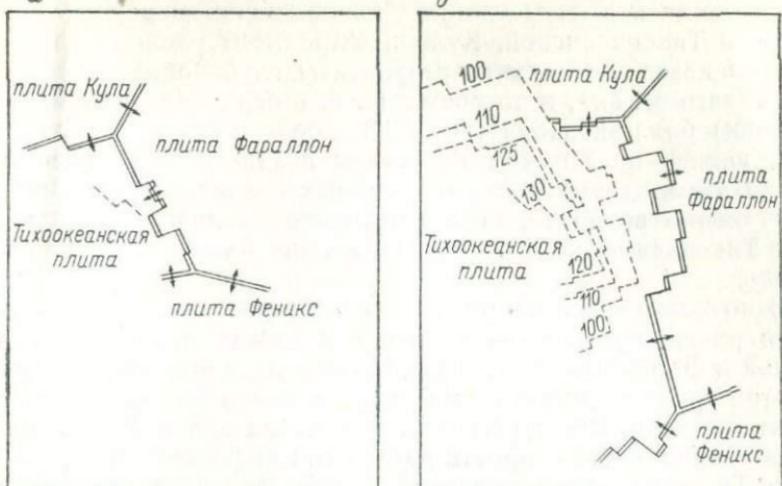
отдельных блоков континентальной литосферы, сформировавших ныне Альпийский горный пояс. В частности, вероятно, именно в результате столкновения северо-восточного края Аравии с вулканической островной дугой, которое произошло в кампане [342] (т. е. около 75 млн. лет назад), и был надвинут на континент и затем впечатан симейлским офиолитовым комплексом Омона. О том что в меловое время продолжалось поддвигание океанической литосферы под северное континентальное обрамление и в восточной части Тетиса, свидетельствуют как андезитовый вулканализм, так и офиолитовые пояса Юго-Восточной Азии [372].

Можно предполагать, что в позднемеловое время в восточной части Тетиса рифтовая трещина отсутствовала и в этот период быстро разрасталась молодая впадина Индийского океана. А в более древней, поэтому и в более глубокой впадине Восточного Тетиса в позднемеловое время, вероятно, не происходило образования новой океанической литосферы, тогда как уже сформировавшаяся литосфера по мере сокращения размеров Тетиса поддвигалась в основном под северное, азиатское обрамление этого океана.

Анализ геологических данных позволяет считать, что в меловой период поддвигание океанической литосферы происходило почти так же, как и настоящее время: по всему обрамлению впадины Тихого океана [83]. В отдельных районах расположение зон поддвига было иное, чем теперь; например, вдоль северного обрамления поддвиг океанической литосферы происходил тогда непосредственно под Аляску и Чукотку; западнее продолжал активное развитие Охотско-Чукотский вулканический пояс. На юге тихоокеанская океаническая литосфера на протяжении большей части мелового периода поддвигалась под всю окраину Западной Антарктиды, частью которой тогда (вплоть до второй половины позднего мела) было плато Кэмп-бэлл (Новозеландское). Новозеландское плато далее к северу, так же как и сейчас, соединялось с подводными хребтами Лорд-Хау и Норfolk, но в нижнем мелу и в начале верхнего мела все эти структуры были объединены и составляли восточную окраину нынешнего Австралийского континента.

Заметим, что на протяжении всего мелового периода Австралия и Антарктида составляли единый материк, а Новозеландское плато вместе с блоками субконтинентальной литосферы (Чатам, Лорд-Хау и Норfolk) составляло тихоокеанскую окраину этого материка. При этом современная южная окраина Новозеландского плато примыкала к краю Западной Антарктиды в районе шельфового ледника Росса [344].

Результаты морской магнитной съемки Тихого океана дают основание считать, что в раннем мелу на площади Тихоокеанской впадины было не менее четырех достаточно крупных океанических плит (рис. 82). Около 120 млн. лет назад нынешняя



1 2 3 / 4

Рис. 82. Предполагаемое расположение дивергентных границ литосферных плит в пределах Тихого океана 120 (а), 100 (б) и 80 (в) млн. лет назад, а также возраст Тихоокеанской плиты, млн. лет (г) [407].

1 — изохроны; 2 — береговая линия; 3 — дивергентная граница плит; 4 — трансформные разломы.

Стрелки указывают направление разрастания.

Тихоокеанская плита занимала только юго-западную часть впадины, севернее располагалась плита Кула, западнее — Фараллон, а южнее — плита Феникс. Все эти плиты были разделены дивергентными (и конечно трансформными) границами, кото-

рые сходились в двух тройных соединениях. Северное (между плитами Тихоокеанской, Кула и Фараллон) располагалось, насколько позволяют судить результаты глубоководного бурения дна Тихого океана, в то время (т. е. в середине раннемелового времени) близ экватора [407]. Южное — к юго-востоку от первого, южнее на 30—40°. К началу позднего мела расстояние между этими двумя точками тройных соединений границ плит существенно возросло, соответственно увеличились площади плит Тихоокеанской и Фараллон, а плит Кула и Феникс сократились.

В позднемеловое время началось возрастание линейной скорости раскрытия рифтовой трещины между плитами Тихоокеанской и Фараллон. Линейная скорость раздвижения краев плит на этой границе достигла максимума около 80 млн. лет назад. В интервале от 100 до 80 млн. лет назад она в 2 раза превышала современную скорость раскрытия рифтовой трещины Восточно-Тихоокеанского поднятия [407]. Как следствие быстрой скорости разрастания генеральное увеличение глубины дна по мере удаления от рифтовой трещины происходило в позднем мелу гораздо медленнее, чем в настоящее время. Поэтому средняя глубина Тихоокеанской впадины должна была быть в конце мела существенно меньше, чем сейчас. В ранней молодости впадины Атлантического и Индийского океанов были также мельче. В предположении неизменности объема воды Мирового океана (за последние 100 млн. лет уровень океана поднят на 0,5 км), при современной гипсометрии поверхности суши, более 40% площади материков [355] была затоплена. Напомним, что оценки, сделанные на основании только литологических данных по всем континентам, дали подъем уровня океана во время позднемеловой трансгрессии по подсчетам Н. М. Страхова [193] около 0,35 км, по данным А. Б. Ронова [171] — 0,45 км.

Следовательно, изменение средней глубины Мирового океана из-за различий в среднем возрасте дна в разное геологическое время служит главной причиной глобальных регрессий и трансгрессий. Различие в возрасте дна определяется вариациями средней линейной скорости разрастания и протяженностью мировой рифтовой системы; эти вариации, как предполагается [186, 207], обусловлены глобальной структурой конвекции в мантии. Конечно, на эту главную причину регрессии и трансгрессии накладываются и региональные, обусловленные прогревом отдельных участков континентальной литосфера перед и в процессе раскола и «термическим» подъемом поверхности, оставление края континентальной литосферы после раскола и отодвигания от рифтовой трещины постепенно приводят к трансгрессии моря в данном регионе. Причиной региональных регрессий могут быть и столкновения континентальных краев плит.

Вернемся к позднемеловой истории эволюции рельефа дна в пределах Тихоокеанской котловины. Около 80 млн. лет назад

дивергентная граница современной Тихоокеанской плиты и палеоплиты Феникс существенно сместилась к югу и приблизилась к единому тогда материку Антарктиды и Австралии. История позднемеловой и дальнейшей эволюции океанической литосферы между Австралией, Новой Зеландией и Антарктидой известна теперь более или менее удовлетворительно [556]. Как нам представляется, около 80—90 млн. лет назад под Австрало-Антарктическим материком, под нынешним регионом моря Росса, начал действовать восходящий мантийный поток, который привел сначала к вздыманию, а затем к расколу континентальной литосферы в пределах всего этого региона. Именно тогда от края Австрало-Антарктического материка и были отколоты блоки, образующие ныне Новозеландское плато, подводные возвышенности Лорд-Хау и Норфолк. В это время плита Феникс раскололась на две.

На участке, прилегающем к современному Антарктическому полуострову, образовалась плита Алук, южный край которой продолжал поддвигаться под Антарктиду. По возникшей под влиянием восходящего мантийного потока трещине (фокус потока в настоящее время находится под о-вами Баллени) к концу мела разделились плиты Антарктическая (точнее, Австрало-Антарктическая) и Тихоокеанская (рис. 83). Эта рифтовая трещина, сохранившая генеральное направление еще от дивергентной границы плит Тихоокеанской и Феникс, разрасталась сравнительно недолго (около 20 млн. лет) и, образовав за это время Тасманово море, прекратила свое активное развитие в начале кайнозоя — где-то около 60 млн. лет назад. После чего началось раскрытие рифтовой трещины между Антарктидой и Австралией. Магнитные аномалии 26, различимые в центре Тасманова моря, соответствуют возрасту 65 млн. лет, т. е. границе мела и кайнозоя. После этого рифтовая трещина прекратила свое активное развитие и весь регион Тасманова моря и его континентального обрамления стал опускаться вследствие остывания литосферы.

К этому времени фокус восходящего потока, вероятно, сместился в сторону о-вов Баллени из-под района теперешнего моря Росса, который был аномально поднят в конце мела, подобно современной провинции Бассейнов и Хребтов в США, а поэтому существенно денудирован. Последовавшее затем в кайнозое остывание литосферы в районе моря Росса привело к опусканию ее поверхности ниже уровня океана, вследствие уменьшения толщины континентальной коры. Можно считать, что впадина моря Росса в Антарктиде (а также и впадина моря Уэделла) образовалась по той же самой геодинамической причине: под воздействием восходящего мантийного потока, хотя каждый из предполагаемых потоков функционировал в разное время: под Западно-Сибирской низменностью — в триасе, под морем Уэделла — в раннем мелу, под морем Росса — в позднем мелу.

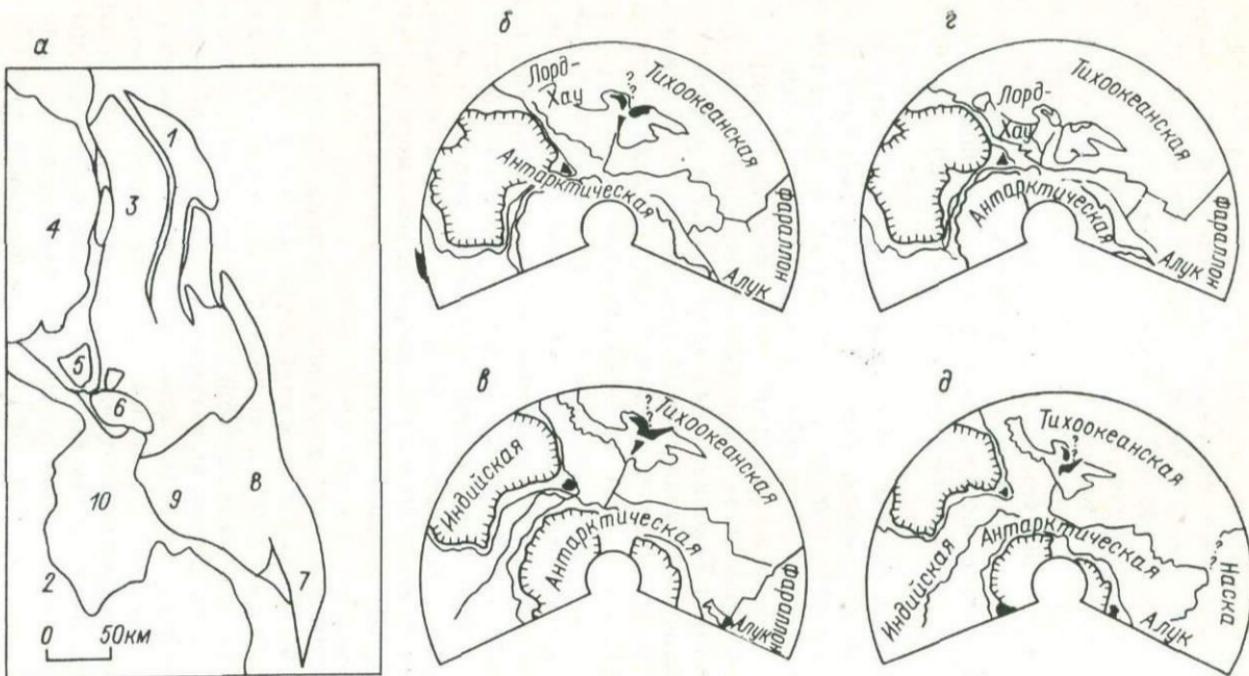


Рис. 83. Реконструкция взаимного положения материков в начале позднего мела (α). Расположение плато Новозеландского и Лорд-Хау, Австралии и Антарктиды 75 (β), 65 (γ), 45 (δ) и 20 (ε) млн. лет назад [556].  
 1 — Новая Каледония; 2 — Антарктида; 3 — Лорд-Хау; 4 — Австралия; 5 — Тасмания; 6 — Южно-Тасманское поднятие; 7 — Новая Зеландия; 8 — Новозеландское плато; 9 — Чатам; 10 — ледник Росса.

В конце мела начинается образование того бассейна, который ныне мы называем полярной и субполярной Атлантикой [57, 95, 400, 522]. Вероятно, именно в это время подводное плато Роколл откололось от Европейского материка. Можно предполагать, что в это время вся область отрыва находилась близ фокуса нынешнего Исландского восходящего мантийного потока. Весьма вероятно, что в момент раскола в районе Роколл поверхность литосферы была достаточно высоко поднята над уровнем океана и, как следствие, значительно эродирована. Разрыв континентальной литосферы между нынешними Британскими островами и подводным плато Роколл знаменует начало отрыва Гренландии как от Северной Америки, так и от Европы. Аналогичную ситуацию можно наблюдать в настоящее время в Красном море, в треугольнике Афар, где близ фокуса восходящего мантийного потока оказался отколотым континентальный блок Данакиль.

На рубеже мела и кайнозоя Гренландия полностью оторвалась от Канады и от Скандинавии. В это же время Гренландия откололась и от плато Роколл. Максимальный возраст океанической коры, определенный по магнитным аномалиям (аномалия 24) в Лабрадорском море, в Северной Атлантике, близ восточного и западного краев хр. Рейкьянес, а также в Норвежском и Гренландском морях [400, 522], ~60 млн. лет.

Геоисторический анализ аномального магнитного поля всего этого региона, а также района хр. Гаккеля и Евразиатской котловины позволяет в настоящее время достаточно обоснованно представить основные черты кайнозойской эволюции литосферы и рельефа дна Атлантики севернее  $55^{\circ}$  с. ш. В течение палеоценена и большей части эоцена Гренландия смешалась к северу относительно Канады и Скандинавии, которые в свою очередь удалялись друг от друга. Такое относительное смещение Гренландии и Канады происходило по трансформному разлому Вегенера (в результате образовались нынешние сравнительно узкие проливы Смита и Робсона), а смещение Гренландии к северу относительно северо-западного края Европы происходило по Шпицбергенскому трансформному разлому, в южной части которого, возможно, кроме правостороннего сдвига еще имела место и раздвиговая компонента относительного движения.

Все эти бассейны в то же время (в палеоцене и раннем эоцена) были неглубокими, в 2—3 раза мельче, чем сейчас. Наиболее мелководной была океаническая область к востоку от южной оконечности Гренландии там, где находился фокус нынешнего Исландского восходящего потока\*. Кроме того, раздвижение Евразиатской и Северо-Американской плит в районе Ат-

\* Как свидетельствуют результаты изучения керна из скв. 336, 352, пробуренных с разных сторон Исландско-Фарерского хребта, Европа и Гренландия были соединены сухопутным мостом вплоть до позднего олигоцена.

лантики, при условии постоянства размеров Земли, постулирует сближение краев этих плит в районе Аляски и Чукотки.

Около 40 млн. лет назад прекратилось раскрытие Лабрадорского бассейна. Гренландия перестала быть самостоятельной плитой и присоединилась к Северо-Американской. С этого времени разрастание океанического дна Северной Атлантики происходило только между Гренландией и нынешним подводным хр. Ломоносова, с одной стороны, и краем Евразиатского шельфа Северного Ледовитого океана и Скандинавией — с другой. Полученная по полю  $\Delta T_a$  Атлантического океана картина конечной кинематики Евразиатской и Северо-Американских плит позволяет предполагать, что по другую сторону от полюса их вращения с конца эоцена — начала олигоцена происходит сжатие континентальной литосферы (и формируются неотектонические морфоструктуры), близкое к тому, которое имеет место в настоящее время.

Уместно поставить вопрос: почему оказался возможен отрыв от Евразиатского материка такой сравнительно узкой и протяженной структуры, какой является хр. Ломоносова? Наиболее вероятным предположением представляется следующее\*: нынешний хр. Ломоносова представляет собой переходную зону от материка к мезозойскому Полярному океаническому бассейну. Поэтому еще в мезозойскую стадию своей эволюции вся литосфера этой переходной зоны была разбита серией разломов, протягивающихся параллельно берегу, по ним изостатически выравнивались отдельные блоки по мере накопления осадков; иными словами, мезозойские вертикальные перемещения по разломам облегчили откол этой узкой переходной зоны в конце мела. Естественно предполагать (сейсмические исследования не противоречат этому\*\*), что в начале кайнозоя хр. Ломоносова, так же как северная окраина Евразиатского шельфа (из-за аномального разогрева и утонения литосферы в процессе раскола), был поднят выше уровня океана.

После откола хр. Ломоносова, по мере расширения Евразиатского бассейна, началось оставление литосферы краевой зоны и опускание как этого хребта, который, вероятно, где-то в эоцене-олигоцене погрузился ниже уровня океана, так и всей Шпицбергенско-Североземельской области Арктического шельфа. В этот период также происходило оформление срединного хр. Гаккеля, а также котловины Нансена и Амундсена как самостоятельных морфоструктур. При этом направление разрастания Евразиатского бассейна в раннем кайнозое было параллельно Шпицбергенской разломной зоне (линии Де Геера); лишь после объединения Гренландии с Северо-Американской

\* Возможная причина откола хр. Ломоносова в виде сравнительно узкой полоски обсуждалась С. А. Ушаковым совместно с О. Г. Сорохтиным.

\*\* Сообщение Ю. Г. Киселева.

плитой в единую оно изменилось и стало близко к современному [275, 414].

Отдвижение хр. Ломоносова и кайнозойское раскрытие бассейна Полярной Атлантики постулирует сокращение площади позднепалеозойской и (или) раннемезозойской океанической Канадской котловины. Поэтому уместно поставить вопрос: какова природа подводного хр. Менделеева-Альфа, не является ли он следствием подвига океанической литосферы? Ответ на этот вопрос могут дать лишь дальнейшие геолого-геофизические исследования дна этого региона Полярного бассейна.

Сложна кайнозойская история формирования океанической литосферы Северной Атлантики на участке между Исландско-Фарерским поднятием на юге и Ян-Майенской разломной зоной на севере. Анализ батиметрических, геофизических и геологических данных позволяет в настоящее время считать наиболее вероятной следующую модель эволюции литосферы Норвежского и южной части Гренландского морей [522]. В раннем кайнозое, на протяжении палеоценена и большей части эоценена, океаническая литосфера разрасталась относительно оси, которая протягивалась почти параллельно современной Исландско-Ян-Майенской рифтовой зоне, но была расположена в центре Норвежского моря. В то время фокус восходящего потока был расположен под нынешними Фарерскими островами; обильное излияние базальтов над этим фокусом и привело к их образованию.

В позднем эоцене—раннем олигоцене (как нам представляется, в результате относительного смещения фокуса восходящего потока) произошел «перескок» оси разрастания, вероятно даже в два приема, и около 13—15 млн. лет назад началось разрастание южной части дна Гренландского моря от современной Исландско-Ян-Майенской рифтовой оси (рис. 84). Именно с этого времени, из-за обильного излияния базальтов и аномального подъема поверхности мантии в фокусе восходящего потока, Исландия поднимается над уровнем океана. Таким образом, Исландско-Фарерский порог есть результат воздействия восходящего мантийного потока, причем в течение кайнозоя проявились два эффекта — непосредственно обильное выделение базальтов над фокусом потока и дамбовый эффект Исландско-Фарерского трансформного разлома, способствовавший образованию приразломной субширотной вулканической цепи.

Интересно отметить, что отмершая рифтовая ось в центре Норвежского моря первоначально была намечена (на основании предположений о природе симметрии этого бассейна) по аномальному магнитному полю. Она очень слабо проявляется в рельфе дна и достаточно четко в топографо-изостатических аномалиях [522] в виде минимума  $\Delta g$ . Природа этого минимума  $\Delta g$  (рис. 85), вероятнее всего, обусловлена базальтами, скопившимися в магматической камере под осевой зоной, не изливши-

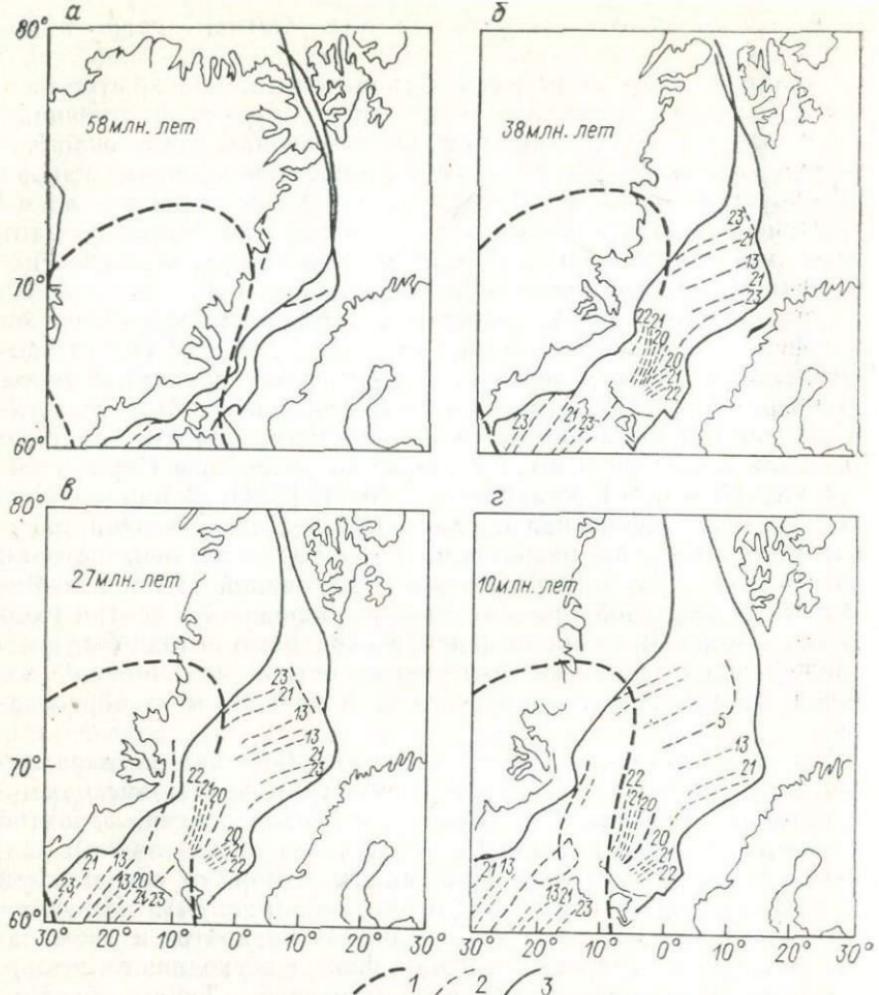


Рис. 84. Стадии разрастания Северной Атлантики между Скандинавией и Гренландией 58 (а), 38 (б), 27 (в), 10 (г) млн. лет назад [520]. Положение Скандинавии принято современное, Гренландия относительное.

1 — предполагаемая область восходящего мантийного потока; 2 — оси магнитных аномалий (цифры — их номера по ламонтской шкале); 3 — границы расходящихся континентальных блоков.

мися на поверхность из-за прекращения раскрытия, а поэтому застывшими и вошедшиими в состав литосферы как ее аномальная, менее плотная близповерхностная область. Кроме того, заметим, что генеральное направление рифтовых осей во всем этом регионе Северной Атлантики отличается от мгновенного, которое получено из глобальной модели главных литосферных плит (см. гл. III). Поэтому, как это было впервые установлено советскими геофизиками на примере хр. Мона [97, 170], ген-

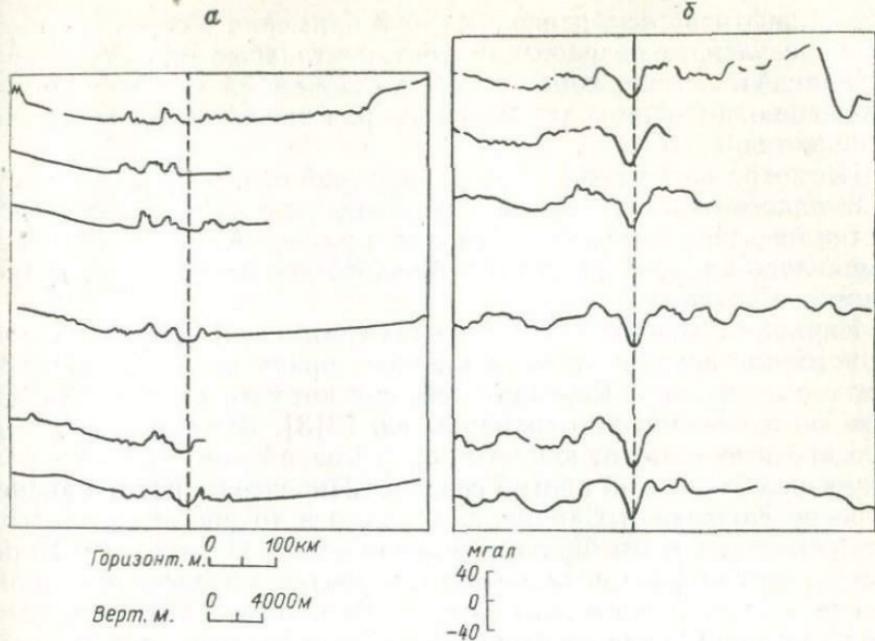


Рис. 85. Рельеф дна (*а*) и топографо-изостатические аномалии силы тяжести (*б*) вблизи отмершей рифтовой оси в Норвежском море [520]. Отмершая рифтовая ось показана штриховой линией.

ральное и истинное направления рифтовой оси действительно различаются между собой и отдельные отрезки рифтовой трещины смещены по трансформным разломам, которые пересекают их буквально через первые десятки километров. Для того чтобы получить более детальную картину истории развития океанической литосферы всего этого региона, необходима площадная геофизическая съемка дна масштаба 1 : 1 000 000 и крупнее.

Характеризуя в целом кайнозойский этап эволюции Северной Атлантики, следует сказать, что наиболее важным событием на его протяжении явилось образование и развитие нового океанического бассейна между Восточной Гренландией и западной частью блока Хаттон-Роколл с формированием соответствующих континентальных окраин, которые являются молодыми окраинами Атлантического океана. Не менее существенным фактом является завершение к концу эоцена — началу олигоцена активного роста Лабрадорского океанического бассейна, что свидетельствует об отмирании поперечного, тетисского, направления рифтогенеза и новой перестройке системы разрастания в Северной Атлантике, приводя ее (в первом приближении) к единой оси.

В течение последних 40 млн. лет вплоть до настоящего времени продолжается дальнейшее раскрытие бассейна Атлантики до

единой рифтовой оси, расположенной примерно в середине океана. В результате разрастания континентальные области, окружающие Атлантику, постепенно приближаются к современному положению, а глубины дна по периферии бассейна медленно увеличиваются.

Несмотря на наличие единой рифтовой оси, разрастание осуществлялось относительно разных полюсов в южной и северной частях бассейна таким образом, что в районе Азорских островов изменялось направление относительного движения вдоль трансформного разлома.

Начиная с эоцена, т. е. на протяжении почти всего кайнозоя, происходило сравнительно медленное вращение Африканской плиты относительно Евразиатской, при котором размеры Западного Тетиса постепенно сокращались [313]. В эоцене зона подвига протягивалась от южного борта Бискайского залива к востоку через флишевый прогиб севернее Пиренеев в районе южнее островов Корсики и Сардиния, которые в то время составляли с современным югом Франции единое целое. Известная в Пиренеях лютецкая фаза складчатости, вероятно, обусловлена столкновением Иберийского континентального блока с Европой, которое произошло после исчезновения узкого участка океанической литосферы. В течение эоцена на Корсику были надвинуты офиолиты — покровы Баланэ. Сдавливание, которое началось в эоцене, зафиксировано на юге Франции и Альпах, фиксируется по флишу и дикому флишу, а также появлению здесь первых покровов [313].

Вполне вероятно, что вслед за столкновением Иберийского блока с Европой и надвигом офиолитов на Корсику появилась Алеппинско-Сицилийская зона подвига. Вероятно, с ней связана и первая крупная деформация надвигового типа в Бетидах, которая датирована средним эоценом [313]. Под Родопский массив, Турцию и Иран в эоцене, по-видимому, океаническая литосфера подвигалась как с севера, так и с юга. Известно, что в это время Родопский массив был областью значительного проявления андезитового, дакитового и липаритового вулканизма. В позднем эоцене на Кипре имел место надвиг к югу. На северной окраине Иранской плиты располагалась островная дуга, о чем свидетельствуют, в их современной интерпретации [76, 129], андезиты, дакиты, лейцитовые базальты и диориты Малого Кавказа.

В олигоцене, миоцене и плиоцене продолжалось столкновение и сжатие краев отдельных блоков континентальной литосферы, а площадь, занятая океанической литосферой, постепенно сокращалась. В миоцене соединились с Европой Карникский, Апулийский, Родопский и Мизийский блоки, хотя их столкновение с надвигом офиолитов началось еще в олигоцене. В Карпатах образование покровов продолжалось в олигоцене и вплоть до настоящего времени. О поддвигании в миоцене литосферы под Южные

Карпаты свидетельствует андезитовый, риолитовый, дацитовый и липаритовый вулканизм [313]. О том, что северный край Мизийского блока пододвинулся в течение плейстоцена далеко на северо-запад под Карпаты, свидетельствует современная сравнительно глубокая сейсмофокальная зона в районе Вранча.

По мнению Дж. Дюи и др. [313], в Западном Средиземноморье внутренняя дуга Апеннинской—Сицилийской—Тель-Атлас начиная с конца олигоцена—начала миоцена стала перемещаться от Иберийского блока к востоку. В результате чего от Европейского континента отделились Корсиканско-Сардинский и Балеарский блоки, по мере их отодвигания и образовались молодая океаническая впадина Балеарского моря и Валенсийский прогиб. Можно предполагать, что такое раздвижение (которое, вероятно, продолжается и в настоящее время) является следствием восходящего мантийного потока. Если такое предположение справедливо, то с термическим воздействием этого потока можно связывать и геоморфологическую природу поднятия Центрального Французского массива. Однако эта проблема требует дальнейшего обсуждения и дополнительных целенаправленных геологогеофизических исследований.

Начиная с миоцена несколько океанических проливов в процессе столкновения краев отдельных континентальных блоков превратились в шовные зоны. В плиоцене Аравийская плита столкнулась с южной окраиной Иранского блока. В результате такого столкновения в Загросской континентальной окраине осадки были подвержены существенному смятию. В позднем миоцене—плиоцене в результате столкновения Большого и Малого Кавказа исчез (закрылся) океанический пролив между Черным и Каспийским морями [313]. На месте этого пролива сейчас продолжается процесс поддвига литосферы к северу и к югу, в результате которого развиваются, вопреки изостазии, Куринская и Колхидская депрессии. Следовательно, непрерывная континентальная (Азиатская) перемычка существует между Европой и Аравийской плитой начиная с плиоцена, в результате сжатия деформируется и деформирует сдавливающие ее континентальные края Аравийской и Евразиатской плит.

Образование самостоятельной Аравийской плиты, т. е. ее откол от Африканской, началось в конце мела, вероятно, в результате воздействия Эфиопского восходящего мантийного потока. В течение палеоцена и раннего эоцена происходило раздвижение Аденского залива, а на месте Красного моря тогда развивался левосторонний внутриконтинентальный трансформный разлом; об этом свидетельствуют многочисленные смещения единичных в прошлом разломных зон континентальной литосферы, которые ныне расположены по разные стороны Красного моря [91—93, 341]. С позднего эоцена и до раннего миоцена раскрывалась рифтовая трещина Красного моря, ортогонально к современному простианию, в Аденском заливе формирова-

лось направление простирания под углом к первоначальному. Как следствие, изменяется и направление трансформных разломов, пересекающих молодую океаническую литосферу Аденского залива, оно становится близким к современному. В позднем миоцене в процессе разрастания рифтовых трещин Красного моря и Аденского залива, вероятно, под влиянием Эфиопского восходящего мантийного потока от Африканской плиты откололся континентальный блок Данакиль. С этого и до настоящего времени между ним и Африканской плитой развивается тройное соединение дивергентных границ трех литосферных плит: Аравийской, Африканской (Нубийской) и Сомалийской.

В самом начале кайнозоя прекратилось разрастание океанической литосферы в Тасмановом море. Самая поздняя пара магнитных аномалий идентифицируется как № 25 (по ламонтской шкале инверсий главного магнитного поля Земли) и, следовательно, она образовалась около 60 млн. лет назад [556]. Затем началось разделение Австралии и Антарктиды, которое, как нам представляется, во многом было обусловлено взаимным расположением (конечно в то время) восходящих мантийных потоков (Амстердамского, Баллени, а также, возможно, еще одного или двух — непосредственно между Австралией и Антарктидой). Самая близкая к Австралийскому матерiku магнитная аномалия идентифицируется как № 21, что соответствует времени ее возникновения около 55 млн. лет назад. Близ Австралии и близ Восточной Антарктиды опознана вполне уверенно только магнитная аномалия № 18, возраст которой  $\sim 45$  млн. лет [556]. С этого времени в пределах Индийского океана главным направлением разрастания океанической литосферы становится то, которое определяет сегодня медианное положение Срединно-Индийского хребта на большей части площади этого бассейна. Хотя на протяжении еще почти 15 млн. лет продолжала функционировать рифтовая система, уходившая в сторону Тихого океана, дальнейшую историю эволюции литосферы в пределах Индийской и Антарктической плит определяла дивергентная граница, образовавшаяся в результате разделения этих материков [377]. Таким образом, на кайнозойском этапе эволюции Индийского океана тетиское направление разрастания, т. е. унаследованное от Тетиса, стало превалировать над тихоокеанским.

Кайнозойская история эволюции рельефа дна в восточной части Индийского океана, насколько сейчас можно судить по данным глубоководного бурения в этом регионе [388, 487], в целом определялась увеличением толщины литосферы по мере остывания по закону  $H=Kt^{1/2}$  и, как следствие, возрастанием глубины (рис. 86). Вероятно, главное осложнение, обусловливающее отклонение от этой закономерности, вносят нисходящие и, особенно, восходящие мантийные потоки. Последние, как предполагается, маркируются обильными изменениями базаль-

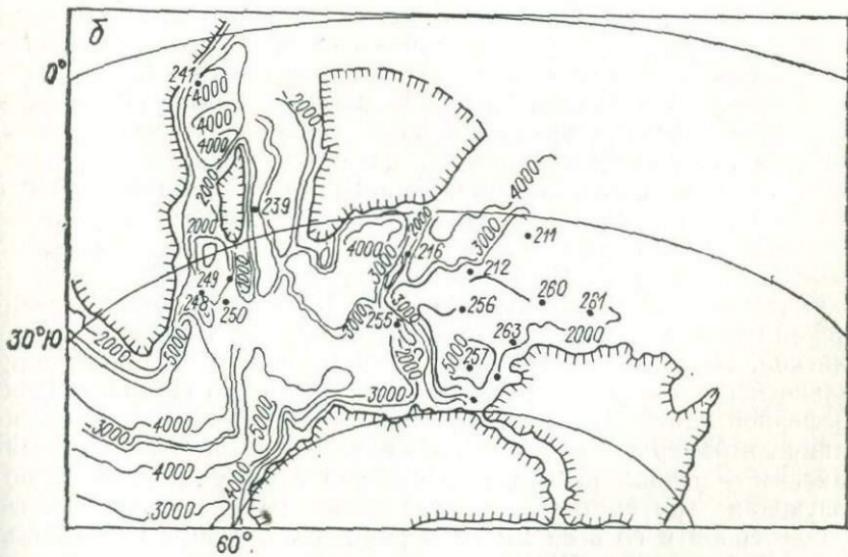
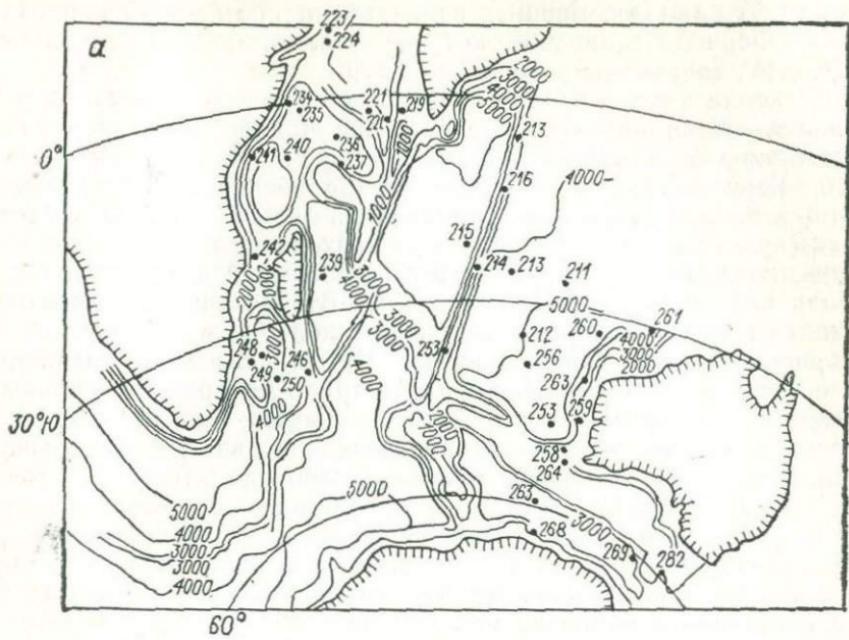


Рис. 86. Реконструкции глубин дна Индийского океана 36 (а) и 70 (б) млн. лет назад [487].

Точками указаны скважины глубоководного бурения, цифры около них — номера скважин.

тов, более щелочных, чем нормальные толеитовые. Вероятно, одним из наиболее мощных излияний на протяжении кайнозоя было Фареро-Исландское, которое и привело к образованию всей этой современной морфоструктуры.

В конце мела — начале кайнозоя близкие по обильности излияния потоки привели в пределах дна Индийского океана к образованию двух крупных вулканических провинций. Первая — это Кергеленская и Западно-Австралийская (Брокен), которая в начале кайнозоя представляла собой единую вулканическую область, питавшуюся от восходящего мантийного потока, который ныне маркируется островами Амстердам и Сен-Поль ( $37^{\circ}$ — $38^{\circ}$  ю. ш.,  $77^{\circ}$ — $78^{\circ}$  в. д.). Вторая также, вероятно, единая в то раннекайнозойское время подводная вулканическая провинция — это Маскаренская — Чагос. Быстрое разрастание океанической литосферы от Австрало-Антарктической рифтовой оси привело в конце эоцена — начале олигоцена к разделению каждой из этих вулканических провинций на две части, после чего эти части начали быстро удаляться в сторону от породившего их глубинного мантийного источника.

Как следствие такого удаления уменьшается, а затем и прекращается вулканическая деятельность в пределах каждой из разломанных половинок. Кроме того, естественно прекращается связанная с одной из них вулканическая активность вдоль трансформного разлома, хотя след ее в виде хр. Девяностого градуса (Восточно-Индийского) сохранился и поныне.

В конце эоцена — начале олигоцена произошло столкновение Индостана и Тибета с Азиатским континентом. С этого времени начинается поддвигание и надвигание континентальных и субконтинентальных краев плит: их коробление, обламывание, подобно торошению льда, и как следствие образование Гималаев, Трансгималаев, Памира, Тянь-Шаня. Во второй половине кайнозоя в результате сдавливания континентальных краев плит все четче вырисовываются два участка, вероятно впервые выявленные еще И. В. Мушкетовым, «тектонических узла» — Кавказский и Памиро-Гиндукушский. На южный край Евразийской плиты в первом случае давит северо-восточный угол Аравийской, во втором — северный край более крупной и перемещающейся к северу с вдвое большей скоростью Индийской литосферной плиты. Между двумя планетарными поясами сдавливания литосферы — Циркумтихоокеанским и Альпийско-Гималайским — начала развиваться система сдвиговых трещин, образующая три внутриконтинентальные (т. е. не соединенные между собой и со всей мировой рифтовой системой) рифтовые зоны: Байкальскую, Шанси и расположенную между ними, находящуюся на самом начальном этапе развития Монгольскую [211].

Отделение Австралии от Антарктиды и ее быстрое удаление от шестого материка в сторону экватора естественно связано

с перестройкой системы границ плит и в пределах Тихого океана. Вероятно, еще в позднем мелу — раннем кайнозое начался подвиг под северный край Австралии, в результате которого и образовались острова: Тимор, Серам, Восточный Целебес. В олигоцене прекратила активное развитие дивергентная граница между предполагаемой древней плитой Кула и собственно Тихоокеанской. Эту рифтовую ось некоторые исследователи называют еще Японской [407], ибо перед тем как прекратить свое активное развитие она, как предполагается, достигла Японской островной дуги, в результате чего и возникло Японское краевое море, подобно тому, как в настоящее время провинция Бассейнов и Хребтов на западе США образовалась в тылу недавно отмершей зоны подвига. Как нам представляется, краевое море разрастается лишь под влиянием восходящего мантийного потока.

Эта проблема (как часть более общей — природы возникновения и эволюции литосферы краевых морей) требует дальнейшего серьезного экспериментального и теоретического изучения. Как бы там ни было, но по мере приближения Австралии к Юго-Восточной Азии прекратила свое активное развитие рифтовая система между Индийским и Тихим океаном. Насколько можно судить по линейным магнитным аномалиям и результатам глубоководного бурения, это событие произошло в олигоцене [377]. Вероятно, последним действующим участком этой системы была субширотная рифтовая ось в пределах Филиппинской плиты.

В конце эоцена переместилась дивергентная граница на северном обрамлении Тихого океана, именно в это время, как свидетельствует раннеолигоценовый возраст вулканических продуктов, и возникла Алеутская дуга [346]. Между началом подвига и первыми вулканическими извержениями в пределах дуги проходит время порядка нескольких миллионов лет.

На границе эоцена и олигоцена произошли также изменения направления «абсолютного» перемещения Тихоокеанской плиты и, насколько можно судить по направлению трещин в Гавайско-Императорской цепи, внутриплитовых напряжений в ее пределах [211, 212].

О смещении всей Тихоокеанской плиты к северо-западу, начиная от олигоцена и до наших дней, свидетельствуют направления простирания нескольких цепочек подводных гор на дне Тихого океана (Гавайской, Туамоту, Россиянской, Тубуаи, Гилберта). Результаты палеомагнитной интерпретации аномалий  $\Delta T_a$  над подводными горами Тихоокеанской плиты, а также геофизических (палеомагнитных) и геологических исследований осадков позволяют вполне определенно говорить о наличии северной компоненты движения Тихоокеанской океанической плиты, как минимум начиная с мела [458].

След прекратившей в эоцене — начале олигоцена свое активное развитие Японской рифтовой зоны сохранился и поныне в северной части Тихого океана, где близ Алеутской дуги линейные аномальные магнитные зоны (ранее принадлежавшие плиите Кула, а после отмирания рифта вошедшие в состав Тихоокеанской) имеют субширотное простиранье.

Где-то на рубеже олигоцена и миоцена близ того места, где сейчас расположен архипелаг Колумба (Галапагос), начал развиваться восходящий мантийный поток, который вскоре привел к образованию вытянутой с запада на восток (т. е. по направлению смещения в то время плиты Фараллон) вулканической провинции [472]. Дальнейшее воздействие этого потока привело к разделению в позднем миоцене — плиоцене плиты Фараллон на две — Кокосовую и Наска. Как следствие раздвижения от новой рифтовой оси была разделена на две части и вулканическая надстройка. Куски этой миоценовой вулканической провинции и образуют Кокосовый и Галапагосский валы.

Важным событием во всей геологической и биологической истории эволюции Южного океана было разрушение континентальной перемычки между Южной Америкой и Западной Антарктидой, которое (насколько позволяют судить палеонтологические данные, полученные в результате глубоководного бурения) произошло на рубеже олигоцена и эоцена [292, 535]. Только после этого образовалось холодное циркумантарктическое течение. Климат шестого материка стал значительно более суровым, и здесь начало развиваться покровное (материковое) оледенение. Заметим, что в течение всего кайнозоя большая часть Антарктиды находилась южнее Полярного круга и все-таки бурение дна Южного океана не дает пока следов покровного оледенения шестого материка раньше эоцена. Следовательно, изменение структуры океанских течений, обусловленное образованием одних океанических бассейнов и исчезновением других (а вместе с тем разделение и столкновение континентов), приводит к наиболее существенным глобальным и региональным изменениям климата на поверхности нашей планеты.

Действительно, океанская циркуляция обусловлена нескользкими причинами, из которых главные — разница температур между теплыми и холодными областями (при этом доступ к холодным полярным источникам наиболее важен), вращение Земли и воздушная циркуляция (последняя сама имеет обратную связь с океанской). Глубоководные течения представляют собой холодные потоки полярных вод. Такая глубинная циркуляция устанавливается в каждом бассейне лишь после того, когда образовался доступ воды к холодным полярным областям. В Атлантическом океане влияние холодных течений начинаетказываться с конца мела — палеоцена, что связано с формированием в Северной Атлантике Лабрадорского и Норвежского морей. Появление этих мощных течений привело к вы-

равниванию профиля равновесия в пределах континентального склона и подножия, особенно на западе Северной Атлантики (в связи с влиянием вращения Земли на структуру течений).

Глубоководная циркуляция существенно влияет на характер накопления терригенных и полупелагических осадков, а поверхностная оказывает главное влияние на пелагические осадки, ибо от нее во многом зависит биологическая продуктивность. В предыдущем разделе отмечалось, что исчезновение силы Кориолиса на экваторе служит своеобразным репером при палеореконструкциях на континентах, но не менее важен этот факт и в океане. Экваториальное противотечение обусловлено как раз этим явлением, связанная с противотечением высокая скорость биогенного осадконакопления служит надежным репером для реконструкций палеоэкватора на дне океана.

Покровное оледенение Антарктиды возникло лишь после того, как появилась возможность после открытия пролива Дрейка развиться циркумантарктическим холодным течениям. Пока менее ясен по своей природе, но весьма интересен сам факт, который установлен благодаря глубоководному бурению. Во многих скважинах Северной Атлантики установлены ледниковые осадки. Четкий контакт между доледниковыми и ледниками осадками выявлен в скв. 111, 112, 116; он позволяет установить, что следы покровного оледенения в Северной Атлантике появились всего 3 млн. лет назад.

Бурение дна северной части Тихого океана близ Алеутских островов также позволяет наметить следы общего похолодания (вплоть до появления ледниковых осадков), которое началось в позднем миоцене и достигло максимума около 3 млн. лет назад (скв. 183, 190, 192). Кроме того, столкновение и разъединение континентов приводило не только к существенным климатическим изменениям, но и к кардинальной эволюции всей экологической системы на поверхности нашей планеты, что, конечно, нашло отражение в палеофлоре и палеофауне. (Хорошо известны особенности гондванской флоры и фауны, а также эволюция отдельных видов в процессе столкновения и разъединения материков. Эти проблемы являются предметом дискуссий палеонтологов и, как известно, вывод, намеченный еще А. Вегенером, получает в последние годы все больше и больше подтверждений).

Таким образом, нам представляется, что все наиболее крупные рубежи геологической хронологии, которые были первонациально установлены с фиксистских позиций, в действительности обусловлены прежде всего крупными перестройками взаимного расположения континентов и океанов (в составе литосферных плит), которое происходило на протяжении не менее 2,5 млрд. лет и продолжается в настоящее время.

При глобальном анализе мезо-кайнозойской эволюции морфологии дна Мирового океана установлено увеличение глубин ложа пропорционально корню квадратному из возраста океани-

ческой литосферы. Это выявлено при глубоководном бурении во многих районах, прежде всего на основании такого признака, как глубина компенсации карбоната кальция. (Хотя уровень компенсации в течение рассматриваемого интервала времени варьирует даже в пределах одного океанического бассейна по мере его эволюции).

Характер увеличения глубин дна в переходных зонах атлантического типа в зависимости от времени с начала образования океанической литосферы также подтверждает справедливость этого закона. Значительное опускание дна (до 3—5 км) в этих зонах установлено почти повсеместно, при этом максимальная скорость наблюдается на протяжении первых десятков миллионов лет после полного раскола континентов. Необходимо подчеркнуть, что в атлантических переходных зонах на рельеф дна существенное влияние оказывают скапливающиеся здесь осадки, под влиянием веса которых значительно опускается (до 10—12 км) фундамент, т. е. происходят крупные дифференцированные вертикальные перемещения отдельных блоков литосферы, вытянутых вдоль края континента; такие вертикальные перемещения — одно из важных проявлений внутриплитовой тектоники.

Существенное осложнение и характер изменения глубин дна вносят восходящие мантийные потоки, которые маркируются подводными вулканическими провинциями, например Исландия, Галапагос. Дно океана в окрестности таких провинций (диаметром от нескольких сотен до первых тысяч километров) менее глубокое, чем обычно, а иногда (например, в Исландии) даже поднято над уровнем океана. Подобные ситуации, как свидетельствует геоисторический анализ эволюции рельефа дна, имели место и в прошлом.

Анализ мезо-кайнозойской истории эволюции дна Мирового океана позволяет считать, что мощные восходящие мантийные потоки служат причиной раскола континентальной и океанической литосферы. В первом случае оказываются расколотыми образованные несколько ранее этими же потоками щелочные базальтовые провинции, и тогда части таких разорванных вулканических провинций располагаются по краям новых материалов, по разные стороны молодой океанической впадины. В случае полного раскола океанической литосферы оказываются разобщенными две части единой подводной вулканической провинции. Примерами двух частей таких расколотых, а ранее единых провинций служат подводные хребты Кокосовый и Карнеги (Галапагос) в Тихом океане, а также подводные поднятия Маскаренское и Чагос, Кергеленское и Западно-Австралийское (Брокен) в Индийском.

Наиболее мощные современные восходящие мантийные потоки четко проявляются в виде положительных зональных аномалий силы тяжести при разложении поля  $\Delta g$  на поверхности

нашей планеты по сферическим функциям до 10—12-й гармоники, тогда как менее мощные — проявляются значительно слабее. Геисторический анализ эволюции рельефа дна океана, а также некоторых континентальных провинций позволяет считать, что характерное время активного воздействия каждого такого потока составляет несколько десятков — первые сотни миллионов лет. Поэтому можно предполагать, что зональные аномалии гравитационного поля Земли, обусловленные восходящими мантийными потоками, существенно изменяются во времени. Для регистрации таких вариаций  $\Delta g$  необходимо повысить точность гравиметрической съемки на несколько порядков (минимум 2—3) по сравнению с существующей.

В островных дугах амплитуды нескомпенсированного рельефа дна и аномалий в свободном воздухе зависят от линейной скорости подвига. Геисторический анализ позволяет считать, что в мезо-кайнозое неоднократно менялось местоположение зон подвига в пределах обрамления впадины Тихого океана и Тетиса. Все это должно было находить отражение в существенных временных вариациях региональных аномалий силы тяжести, связанных с конвергентными границами. Временные вариации поля  $\Delta g$  на поверхности Земли можно разделить на три класса: 1) литосферные, которые наиболее существенны близ границ плит, 2) мантийные, пожалуй, самые долгопериодные, 3) связанные с локальным изменением поверхности ядро—мантия; если последние имеют место в действительности, то они охватывают на поверхности Земли огромные площади и имеют сравнительно небольшой период (по аналогии с магнитными), порядка  $10^2$ — $10^3$  лет.

Наиболее вероятной причиной глобальных регрессий и трансгрессий уровня океана являются вариации средней для всей Земли линейной скорости разрастания дна. Увеличение этой скорости приводит к тому, что средний возраст дна Мирового океана оказывается меньшим, океаническая литосфера — более тонкой, а океан — менее глубоким и вода заполняет значительную часть площади континентов. Иными словами, большая средняя скорость разрастания дна приводит к глобальной трансгрессии, при уменьшении этой скорости наступает регрессия. Данное положение можно считать доказанным только для позднемеловой трансгрессии по сравнению с современной регрессией уровня поверхности Мирового океана.

Регрессии и трансгрессии существенно влияют на палеоклимат нашей планеты; естественно, что в период трансгрессий он должен был быть более мягким и влажным. Другая причина, влиявшая на климат нашей планеты в целом и особенно в ее некоторых крупных регионах на протяжении как минимум всей фанерозойской истории Земли, — это пространственное расположение континентов и океанов на ее поверхности. Ярким примером служит последнее покровное оледенение Антарктиды. Хотя

на протяжении всего кайнозоя большая часть шестого континента находилась южнее Полярного круга, материковое оледенение началось там лишь 20—30 млн. лет назад, только после того, как разъединились Австралия и Антарктида, а главное — открылся пролив Дрейка, т. е. были созданы геоморфологические условия для образования холодного циркумантарктического течения.

Более общий вывод, который на основании анализа мезокайнозойской эволюции дна Мирового океана можно пока только наметить, как нам представляется, сводится к следующему: все главные рубежи геологической истории (и как следствие разделение геохронологической шкалы на эры, периоды и эпохи) в значительной степени обусловлены такими событиями, как столкновения и расколы материков в процессе глобального перемещения ансамбля литосферных плит.

Заметим, что в конце палеозоя все (или почти все, так как не ясен вопрос о Китайской платформе) материки были собраны в Пангею, а начало мезозоя — это начало его раскола. В частности, в триасе начался, но так и не состоялся раскол Европы и Азии в районе нынешней Западно-Сибирской низменности, а также начался откол Северной Америки от Африки и Европы, который привел в начале юры к образованию молодой океанической впадины Северной Атлантики. В начале мела откололась Африка от Южной Америки и Антарктиды, которые также разделились между собой. Начало мелового периода — откол Индостана (и Тибета) от Антарктиды и Австралии. В конце мела — начале кайнозоя откалываются современное Новозеландское плато и подводный хр. Лорд-Хау от объединенного материка Антарктиды и Австралии; затем эти материки раскалываются и Австралия удаляется в сторону экватора. В этот же период (на рубеже мела и кайнозоя) в северном полушарии отделяются Северная Америка, Гренландия и Европа, в результате в кайнозое образуется Полярная Атлантика. Кроме того, в самом начале кайнозоя Аравийская плита откололась от Африканской и началось образование Красного моря и Аденского залива.

Наконец, середина кайнозоя — начало столкновения Индостанской плиты с Азией и формирование крупнейшего в настоящее время горного пояса. Разумеется, что все эти события влияли на палеотечения, палеоклимат и на всю эволюцию экологической системы нашей планеты в геологическом прошлом, что и нашло объективное отражение при составлении геохронологической шкалы и ее делении на эры, периоды и, возможно, эпохи.

Можно вполне определенно считать, что в самые последние годы начался новый этап в понимании (по крайней мере фанерозойской) истории эволюции как Мирового океана, так и всей геологической истории. Нам представляется, что в настоящее

время созданы принципиальные основы методики глобальных (результаты которых были изложены выше) и региональных палеореконструкций рельефа дна. В частности, сейчас в целом ясны наиболее характерные особенности рельефа дна рифтовых зон, трансформных разломов и островных дуг в зависимости от конкретных особенностей кинематической картины на границах плит в том или ином районе, а также особенности эволюции литосферы и рельефа дна в пассивных переходных зонах различного типа и возраста.

Заметим, что достаточно близкие, хотя и не тождественные методические приемы могут быть использованы для реконструкции принципиальных геоморфологических черт, определявшихлик континентальных областей Земли в геологическом прошлом. Все это создает принципиально новые условия для быстрого развития в ближайшие годы палеогеоморфологических реконструкций, различных по масштабу и детальности, которые в свою очередь могут рассматриваться как исходные для построения палеоклиматических моделей и их проверки на основании палеонтологических и других эмпирических данных.

Проблема палеоклимата и палеолика Земли кроме важного научного имеет еще и существенное практическое значение. Ведь с палеоклиматом континентов связано формирование некоторых типов месторождений полезных ископаемых, например латеритных бокситов, эвапоритов, углей и др. Кроме того, согласно органической концепции генезиса месторождений нефти и газа палеоклиматические условия, так же как и палеотечения, являлись определяющими условиями биопродуктивности в геологическом прошлом.

Наконец, понимание генетической природы связей между аномальным гравитационным полем и рельефом дна в пределах различных морфотектонических структур позволяет в ближайшие годы проводить гравитационную съемку Мирового океана с большей эффективностью, чем ранее. Ясно, что формальный корреляционный анализ между  $\Delta g$  и  $\Delta h$  не мог дать, да и не дал [38] положительного результата для прогноза аномального гравитационного поля. Генетический прогноз с учетом мгновенной и палеокинематики литосферных плит открывает новые перспективы в решении такой теоретически и практически важной проблемы, как дальнейшее изучение аномального гравитационного поля Мирового океана.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Геологическая интерпретация морских гравиметрических данных до возникновения концепции тектоники литосферных плит обычно сводилась к решению обратной задачи гравиметрии методом подбора, т. е. к сравнению теоретических и экспериментальных кривых  $\Delta g$  (рассчитанных для произвольно выбранного класса аномальных по плотности тел). Теория тектоники плит позволила проводить геологическую интерпретацию аномального гравитационного поля с помощью теоретических моделей, построенных в рамках этой новой концепции эволюции литосферы, на основании общих физических законов и принципов. При таком подходе более строго подбираются аномальные тела и проверяются главные положения тектоники плит по аномальному гравитационному полю.

В результате удалось количественно объяснить несколько хорошо известных и достаточно общих природных явлений. Например, генеральное изменение рельефа дна океана по мере увеличения возраста литосферы, небольшие положительные зональные аномалии силы тяжести над срединно-океаническими хребтами, характерные изостатически нескомпенсированные и сопряженные между собой морфоструктуры основных дуг: вал, глубоководный желоб и невулканическая гряда. Поэтому в настоящее время можно с полным основанием считать, что основные положения тектоники литосферных плит подтвердились при изучении аномального гравитационного поля и рельефа дна океана. Следовательно, в дальнейшем геологический анализ поля  $\Delta g$  на акваториях необходимо осуществлять с помощью подбора аномальных плотностных тел, выбор которых должен основываться на общих положениях тектоники плит. Целенаправленный анализ поля  $\Delta g$  и рельефа дна поможет выявить природные закономерности, которые не учтены на современном этапе развития этой молодой концепции.

Кроме того, геодинамический анализ аномального гравитационного поля и рельефа дна океана показал, что для объяснения некоторых морфоструктур и аномалий  $\Delta g$  необходимо привлекать гидродинамические модели процессов, происходящих в глубоких недрах Земли. В частности, анализ экспериментальных данных и теоретических представлений о составе и строении мантии нашей планеты позволяет считать, что средняя теплопроводность мантии [ $\sim 2 \cdot 10^{-2}$  кал/(см·сек·°К)] не достаточ-

на для объяснения наблюдаемых теплопотерь путем кондуктивного теплопереноса. Следовательно, при построении глобальных геодинамических моделей эволюции Земли необходимо рассматривать более эффективный механизм конвективного переноса тепла.

Несмотря на то что взаимодействие на границах, длительная прочность и жесткость литосферных плит существенно усложняют связь между структурой мантийной конвекции и пространственным расположением границ, а также перемещением литосферных плит по поверхности Земли, ряд важных фактов указывает на существование упорядоченных глобальных перемещений масс в мантии. К таким фактам, по нашему мнению, можно отнести: ортогональное расположение планетарных поясов сжатия литосферы (Альпийско-Гималайского и Циркумтихоокеанского) к дивергентным границам плит, т. е. к рифтовой системе Атлантического и юго-западной части Индийского океанов, и к другой рифтовой системе, расположенной в остальной области Индийского и в пределах Тихого океанов, кроме того, явную симметрию в расположении литосферных плит на поверхности Земли и характер распределения теплопотерь (хотя последний в значительной степени определяется расположением типов границ плит).

Все эти факты позволяют предполагать наличие глобальной конвекции в мантии, близкой в настоящее время к двухъячеистой \*. Согласно геодинамической модели (которую можно, как нам представляется, рассматривать в качестве наиболее вероятной) плотностная конвекция в мантии определяется двумя причинами. Первая — фракционная дифференциация на границе с ядром, которая, вероятно, происходит на всей внешней поверхности ядра. Вторая — также дифференциация в верхнем переходном слое, которая концентрируется близ дивергентных и конвергентных границ плит. Таким образом, плотностную конвекцию в мантии следует рассматривать как наиболее эффективный механизм охлаждения внутренних областей Земли; вероятно, именно конвекция не допускает перегрева недр нашей планеты до полного плавления на протяжении всей ее геологической истории.

Существующие мировые карты аномального гравитационного поля и ундуляций геоида использованы нами в качестве дополнительной информации при анализе современной структуры конвекции в мантии. При этом предполагалось, что в случае крупномасштабной конвекции восходящий поток более легкого мантийного вещества будет создавать обширные области положительных аномалий  $\Delta g_{\text{св}}$ , а нисходящий (более тяжелого) — от-

\* Заметим, что современные представления о распределении вязкости в мантии Земли с глубиной допускают существование здесь конвекции, охватывающей верхнюю и нижнюю мантию одновременно.

рицательные. Кроме того, для анализа структуры конвекции была использована новая модель мгновенного перемещения каждой из 12 наиболее крупных литосферных плит, которая построена нами на основании данных по относительному движению на границах этих плит и простирающимся цепочкам подводных вулканических гор. При анализе длинноволновых ундуляций геоида, позволяющих судить о форме конвекционных ячеек в мантии, не установлено однозначного согласия с движением плит, хотя это не противоречит наблюдаемым движениям некоторых из них (Африканской, Антарктической, отчасти Тихоокеанской). Так как мелкомасштабные возмущения гравитационного поля и геоида объясняются прочностью литосферы, следует крайне осторожно относиться к попыткам связывать высокие гармоники гравитационного поля с мелкомасштабной конвекцией в верхних слоях мантии.

В предположении, что ундуляции геоида отражают распределение аномальных плотностей в мантии, вызывающих глобальную конвекцию, модель геодезического геоида лучше объясняет наблюдаемое движение плит, чем гидростатического со сжатием 1 : 299,67. Для того чтобы понять современную геометрию таких ундуляций (в предположении, что они обусловлены плотностной дифференциацией вещества на границе ядро—мантия), необходимо попытаться установить корреляционную связь между наиболее общими чертами аномальных гравитационного и магнитного полей Земли. Хотя такая работа сейчас начата, но имеющиеся первые результаты крайне противоречивы.

Вероятно, помимо формальной корреляции необходимо начать работу по подбору моделей на основании генетического подхода для проверки гипотезы плотностной дифференциации на границе мантия—ядра. Если такая гипотеза справедлива, что нам представляется весьма вероятным, то из нее вытекает следствие о возможности достаточно быстрых (благодаря малой вязкости внешнего ядра) вариаций тех крупных черт аномального гравитационного поля, природа которых обусловлена ундуляциями поверхности внешнего ядра. Таким образом, проблема выделения наиболее крупных аномалий гравитационного поля Земли (которые описываются при разложении  $\Delta g$  по сферическим функциям низкими гармониками  $n, m \leq 6 \div 8$ ) является одной из актуальных, иными словами, необходимым подготовительным этапом для количественного описания структуры глобальной конвекции в недрах нашей планеты, как близ поверхности внешнего ядра, так и в мантии.

Другим весьма вероятным следствием совместного анализа глобальной картины геометрии современного перемещения плит и зональных аномалий поля  $\Delta g$ , по нашему мнению, является значительная прочность каждой из литосферных плит, которая приводит к запаздыванию в приспособлении границ литосферных плит к структуре мантийной конвекции. В частности, если

справедливы приведенные выше соображения об обратной корреляции аномальной плотности и крупных зональных аномалий силы тяжести, то наиболее мощный нисходящий мантийный поток сейчас должен быть расположен в Индийском океане между Индостаном, Австралией и Антарктидой, а фокус этого потока — под островом Цейлон. Действительно, рельеф дна (в частности, желоб Оби), а также сейсмическая активность в этой области литосферы Индийской плиты позволяют предполагать, что здесь развивается новая зона подвига — конвергентная граница плит. Существование фокуса нисходящего потока под восточным краем Карибской плиты объясняет ее перемещение.

Природу значительных (как по амплитуде, так и по площади) положительных зональных аномалий силы тяжести по всей периферии Тихого океана до некоторой степени можно объяснить с позиций тектоники плит гравитационным влиянием погружающейся в мантию под островными дугами более холодной и плотной океанической литосферы. Наконец, преимущественно положительные зональные аномалии над срединно-оceanическими хребтами объясняются (в рамках модели полной изостатической компенсации Пратта) постепенно остывающей и утолщающейся по мере удаления от оси хребта океанической литосферой; глубина компенсации в такой модели 100 км.

Следует признать, что совместное позитивное обсуждение кинематики плит и природы крупных по площади зон  $\Delta g$  только еще начинается. Сейчас лишь в самых общих чертах можно описать источники зональных аномалий силы тяжести, которые связаны с эволюцией литосферы «на» и «близ» границ плит и с механизмом перемещения плит, т. е. со структурой мантийной конвекции. В частности, вряд ли можно исключать из рассмотрения геодинамические модели с двухмасштабной конвекцией, в которой одна-две крупные ячейки охватывают всю мантию Земли, а несколько более мелких — лишь верхнюю менее вязкую мантию. Кроме того, некоторые сравнительно близкие к поверхности аномальные плотностные источники, расположенные на глубине 100 км и более, вызывают сравнительно большие по площади региональные и зональные аномалии  $\Delta g$ .

В настоящее время выявлены обширные области аномальных поднятий дна (например, около Исландии, Азорских островов — в Северной Атлантике, близ Галапагосских — в Тихом океане и некоторые другие), где на основании батиметрических, гравиметрических, геотермических, петрологических и геохимических данных можно достаточно определено предполагать под каждым из таких поднятий восходящий мантийный «плюмаж» в понимании Уилсона—Моргана.

Кроме того, вполне вероятно, что глобальная конвекция, охватывающая всю мантию, которая является источником перемещения литосферных плит по поверхности Земли, порождает вто-

ричные, более мелкие по размерам мантийные течения. В частности, предположение о локальном восходящем течении непосредственно под рифтовой трещиной в верхах астеносферы позволяет объяснить некоторые черты рельефа дна близ гребня срединно-океанических хребтов. Как правило, литосфера в таких зонах уравновешена на расстоянии  $\sim 100$  км с каждой стороны от рифтовой оси.

В близосевой области характерная ширина сечения зоны внедрения мантийных интрузий обычно не превышает 1—2 км. Малая скорость раскрытия и соответственно малая скорость поступления расплава из верхов астеносферы обусловливают большую толщину литосферы в осевой области медленнораздвигавшихся хребтов. Рельеф этих хребтов сильнее изрезан, сейсмичность и амплитуда  $\Delta g_{\text{св}}$  больше, чем для тонкой литосферы в близосевой области быстрораздвигавшихся хребтов, которая близка к локальной изостазии.

Теоретическое моделирование динамики процесса образования слоя 2 океанической коры основано на предположении о изостатической компенсации нагрузки как непосредственно в самой осевой зоне интрузий, так и в более обширной области. Все модели предполагают выравнивание рельефа дна до полной изостазии за счет вертикальных движений после излияния на поверхность каждой новой порции лавы. Физическим объяснением такой предпосылки может служить малая прочность литосферы, прогретой в процессе излияния в области около подводящего канала, а также излившимися лавовыми покровами.

Разумеется, что современный анализ динамических моделей, используемых для описания процессов, происходящих на дивергентных границах, т. е. в океанических рифтовых зонах, следует рассматривать лишь как одну из первых попыток геодинамического объяснения главных черт рельефа дна и поля  $\Delta g$  над центрами раздвижения океанических хребтов, разрастающихся с различной скоростью. Результаты позволяют наметить пути дальнейших исследований (как в теоретическом, так и в экспериментальном плане) процессов, происходящих в областях рождения океанической коры. Сейчас ясно, что необходимо совместно рассмотреть гидродинамические модели пластичного поведения вещества литосферы и хрупкого разрушения. Необходимы эталонные геодинамические полигоны, наблюдения на которых проводилось бы с целью подтверждения (или опровержения) количественных моделей различных сторон процесса рождения океанической коры как верхнего слоя океанической литосферы. Разработка таких моделей еще только начинается. Нет сомнения, что при проверке всех динамических моделей, описывающих процессы образования океанической литосферы в рифтовой трещине, совместный количественный анализ аномального гравитационного поля и рельефа дна будет играть первостепенную роль.

По мере старения и удаления от места своего рождения океаническая литосфера, остывая (постепенно по закону, близкому  $\Delta H = kt^{1/2}$ ), наращивает толщину, а также и прочность. Именно прочность позволяет каждой плите выдерживать значительные возмущающие усилия со стороны соседних и позволяет ей самостоятельно перемещаться относительно глубинных течений. Несмотря на общую предопределенность движения всего ансамбля плит, обусловленную глобальной структурой мантийной конвекции, некоторые небольшие плиты, вероятно, могут какое-то время двигаться независимо от глубинного течения непосредственно под каждой из них, ибо подчиняются в основном усилиям со стороны соседних. Прочность литосферы, как отмечалось, определяет и инерционность движения плит, требуется несколько миллионов лет, чтобы плиты приспособились к изменениям в структуре мантийной конвекции под ними.

Свообразными стабилизаторами движения всего ансамбля плит могут служить трансформные разломы. Стабилизирующими свойством обладают главным образом те разломы или их участки, по которым осуществляется контакт краев плиты, обладающих достаточно большой толщиной и прочностью на сдвиг.

Трансформные разломы близ осевой зоны океанических хребтов, где литосфера более тонкая и слабая, быстрее приспособливаются к изменению условий раздвижения плит. Именно реологические свойства литосферы определяют тот факт, что не ортогональное в плане направление простирания рифтовых участков и трансформных разломов в основном наблюдается в медленнорастающихся хребтах; да и в них «косое» разрастание также неустойчиво.

Каждый из динамических типов трансформных разломов: нормальные, со сжатием и с раздвижением краев плит — характеризуется своими особенностями рельефа дна и аномального гравитационного поля. Поэтому характер морфологии дна и гравитационных аномалий в зонах трансформных разломов позволяет понять тенденцию относительного движения плит в изучаемом районе, а следовательно, и эволюцию картины перемещения всего ансамбля плит.

По характеру расположения относительно границ литосферных плит можно выделить два главных генетических типа подводных вулканических гор. Первый развит преимущественно вдоль трансформных разломов и, вероятнее всего, обусловлен их дамбовым эффектом, препятствующим субгоризонтальным потокам аномально расплавленного астеносферного вещества непосредственно под литосферой вдоль осевой зоны хребта. Второй — внутриплитовые цепочки подводных вулканических гор. В их простирации и геохронологии отражается движение плит относительно мантийных неоднородностей. И, следовательно, изучение таких подводных гор помогает понять связь мантийной конвекции с движением каждой из литосферных плит.

Не менее важно изучение рельефа дна и аномального гравитационного поля в районах подводных вулканических гор в связи с проблемой реологического поведения океанической литосферы. Теоретический анализ изгиба поверхности литосферы под действием нагрузки цепочек и изолированных подводных вулканов позволяет сделать вывод, что океаническая литосфера, возраст которой 50—80 млн. лет, ведет себя первые десятки миллионов лет как тело Максвелла с характерной константой времени.

Анализ гравиметрической, а также всей геофизической информации позволяет считать, что пассивные переходные зоны атлантического типа не являются совершенно пассивными. Действительно, хотя после раскола материка и отодвигания рифтовой трещины от новой континентальной окраины литосфера в этой переходной зоне перестает быть границей плит, но она продолжает достаточно сильно эволюционировать, прежде всего в результате остывания. Как следствие увеличивается толщина и опускается поверхность литосферы. Различная скорость опускания поверхности фундамента и накопления осадков по мере удаления рифтовой трещины от края материка неизбежно приводит к вертикальным расколам и большим горизонтальным градиентам в скорости погружения фундамента в переходной зоне. При этом в каждом конкретном случае скорость опускания фундамента определяется характером начального раскола (сводово-вулканический, щелевой рифтогенез, раскол по трансформному разлому), скоростью осадконакопления и временем, прошедшим после разделения континента. Все эти обстоятельства необходимо учитывать при генетической классификации переходных зон атлантического типа.

Такие переходные зоны, вероятно, следует рассматривать как наиболее активные участки внутривлиновой тектоники. Здесь практически полностью отсутствует горизонтальная компонента относительного перемещения литосферы, вертикальная же может достигать  $\sim 10$  км за десятки — первые сотни миллионов лет. Следовательно, переходные зоны атлантического типа не являются совершенно пассивными, о чем и свидетельствуют очаги слабых землетрясений, которые все увереннее регистрируются здесь по мере развития и совершенствования сети сейсмологических станций. Эти переходные зоны демонстрируют нам связь горизонтальных (удаление активной дивергентной границы плит от континентального края) и вертикальных движений (различная скорость опускания различных участков переходных зон). В настоящее время геодинамический анализ природы образования и развития литосферы в атлантической зоне перехода от континента к океану еще только начинается. Нет сомнения, что практический интерес к освоению недр в атлантических переходных зонах приведет в недалеком будущем к гораздо более глубокому теоретическому анализу эволюции и экс-

периментальному изучению глубинного строения литосферы в этих регионах.

Геодинамический анализ природы нарушений изостазии и рельефа в островных дугах позволяет вполне определенно считать, что нескомпенсированные и сопряженные между собой морфоструктуры: вал, глубоководный желоб и невулканическая гряда — результат конвергенции краев литосферных плит. Нарушение изостазии в пределах этих морфоструктур зависит от линейной скорости относительного движения плит на конвергентной границе в направлении, ортогональном к ее простиранию. Изостазия восстанавливается и крупные нескомпенсированные формы рельефа дна в островных дугах исчезают за  $\sim 10^4$  лет после прекращения поддвигания.

Существенное осложнение в процесс поддвига вносят осадки, если они накапливаются на подвигающейся плите близ конвергентной границы. Накопление осадков может привести к образованию хребта на месте глубоководного желоба (например, хр. Барбадос). Но и в этом случае аномалии силы тяжести, рельеф дна и сейсмичность позволяют установить наличие подвига океанической плиты.

На основании парных, сопряженных между собой изостатических аномалий силы тяжести амплитудой более 50 мгал можно констатировать наличие поддвиговой составляющей движений по сдвиговым и трансформным разломам литосферы. Анализ поля силы тяжести, рельефа дна и сейсмичности позволяет выделить те границы блоков и микроплит в пределах Карибского и Средиземноморского поясов, на которых в настоящее время происходит поддвигание одного края плиты под другой. Подвигающийся край маркируется отрицательными аномалиями  $\Delta g$ , тогда как надвигающийся — положительными.

Главное, что стало ясно благодаря исследованиям последних лет, это чрезвычайная динамичность поверхности Земли. Соответственно закономерные изменения претерпевает и рельеф дна Мирового океана. Углубленный геодинамический анализ аномалий силы тяжести дает принципиальную возможность прогнозирования характера будущих изменений генеральных черт рельефа дна, что представляет несомненный теоретический и практический интерес.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авдеев А. И., Ушаков С. А. Изостазия Карибского региона. Гидрофизические исследования в центральной Атлантике. Севастополь, 1974. (Ин-т Гидрофизики АН УССР).
2. Авдеев А. И., Ушаков С. А. Гравиметрическая карта в редукции Фая Карибского моря. Масштаб 1 : 4 000 000. Л., 1977.
3. Авдеев А. И., Ушаков С. А. Гравиметрическая карта остаточных топографо-изостатических аномалий Карибского моря. Масштаб 1 : 4 000 000. Л., 1977.
4. Авдейко Г. П. Геосинклинальный вулканизм и офиолиты.— В кн.: Вулканализм и геодинамика. М., Наука, 1977.
5. Адамия Ш. А., Белянский Н. А., Гамкрелидзе И. П. и др. Строение и происхождение Черноморской впадины.— В кн.: Тектоника Средиземноморского пояса. М., Наука, 1978, с. 42—43.
6. Алексеев А. С., Ваньян Л. Л., Бердичевский В. Н. и др. Схема астеносферных зон Советского Союза.— Докл. АН СССР, 1977, т. 234, № 4, с. 723—724.
7. Арнольд К. Методы спутниковой геодезии. М., Недра, 1973. 223 с.
8. Артемьев М. Е., Бодин Д. Плотностные неоднородности мантии под системами глубоководных желобов, островных дуг и окраинных морей.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1978, № 2, с. 3—17.
9. Артюшков Е. В. Гравитационная конвекция в недрах Земли.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1968, № 9, с. 3—17.
10. Артюшков Е. В. Дифференциация по плотности вещества Земли и связанные с ней явления.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1970, № 5, с. 18—30.
11. Артюшков Е. В. Горизонтальные напряжения в изостатически уравновешенной литосфере.— Докл. АН СССР, 1971, т. 201, № 5, с. 1084—1087.
12. Аументо Ф. Сложность океанического слоя 2 по данным глубокого бурения (Канада).— В кн.: Основные проблемы рифтогенеза. Новосибирск, Наука, 1977, с. 162—167.
13. Балакина Л. М. Алеутские землетрясения 1957 и 1965 гг.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1974, № 6, с. 12—28.
14. Балакина Л. М., Введенская А. В., Миширина Л. А. и др. Напряженное состояние в очагах землетрясений и поле упругих напряжений Земли.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1967, № 6, с. 3—15.
15. Барсуков В. Л., Дмитриев Л. В. О верхней мантии Земли как о возможном источнике рудного вещества.— Геохимия, 1972, № 12, с. 1515—1541.
16. Безруков П. Л. Проблемы геологического исследования полезных ископаемых океана.— Океанология, 1971, т. 11, вып. 6, с. 969—981.
17. Безруков П. Л. Древность и молодость океанов.— Океанология, 1973, т. 13, вып. 1, с. 37—39.
18. Бейли Э. Г., Блейк М. К. Тектоническое развитие западной Калифорнии в позднем мезозое.— Геотектоника, 1969, № 3, с. 17—30.
19. Белоусов В. В. Верхняя мантия и ее влияние на развитие земной коры (проект «Верхняя мантия»).— Сов. геология, 1964, № 1, с. 3—9.
20. Белоусов В. В. Земная кора и верхняя мантия океанов. М., Наука, 1968.

21. Беэр М. А., Бызова С. Л. Палинспастические реконструкции Карпато-Динарского региона.—В кн.: Тектоника Средиземноморского пояса. М., Наука, 1978, с. 18—20.
22. Богатиков О. А., Боярская Р. В., Карпова О. В. и др. Переустройка структуры титаномагнетитов в процессе термообработки.—В кн.: Вопросы изоморфизма минералов. М., Наука, 1974, с. 45—57.
23. Богданов А. А. Тектонические эпохи (к вопросу о периодизации тектонической истории Земли).—Бюл. Моск. о-ва испытателей природы. Отдел геол., 1969, т. 44, вып. 5, с. 5—17.
24. Бондаренко Б. А., Гаркаленко И. А., Журавлев А. В. и др. Новые данные о глубинном строении земной коры Курило-Камчатского желоба.—Докл. АН СССР, 1977, т. 234, № 1, с. 63—65.
25. Буданов В. Г., Гайнанов А. Г., Коган Л. И. и др. Геофизические исследования глубинного строения земной коры и мантии в рифтовых зонах Атлантического океана.—В кн.: Основные проблемы рифтогенеза. Новосибирск, Наука, 1977, с. 202—209.
26. Буланже Ю. Д., Гусев Н. А., Сливин Ю. А. Определение ускорения силы тяжести в Каире.—В кн.: Результаты высокоточных гравиметрических измерений. М., Сов. радио, 1977, с. 45—47.
27. Буланже Ю. Д., Щеглов С. Н. О вековых изменениях силы тяжести.—Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1971, № 6, с. 57—59.
28. Валяшко Г. М., Ельцина Г. И. и др. Новые данные о строении глубоководных желобов Пуэрто-Рико и Кайман.—Вестн. Моск. ун-та, 1976, № 1, с. 34—42.
29. Вассоевич Н. Б. Источник нефти — биогенное углеродистое вещество.—Природа, 1971, № 3, с. 58—69.
30. Вассоевич Н. Б. Вклад ученых Академии наук в развитие нефтяной геологии (к 250-летнему юбилею Академии).—Изв. АН СССР. Сер. геол., 1974, № 5, с. 123—134.
31. Ващилов Ю. Я. Методика интерпретации при геофизических исследованиях строения мантии и земной коры Западно-Сибирской низменности.—Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1970, № 12, с. 45—60.
32. Вегенер А. Происхождение материков и океанов.—Современные проблемы естествознания. М.—Л., Госиздат, 1925, 145 с. (Кн. 24).
33. Вейс Г. Определение радиуса Земли и других геодезических параметров по данным фотографических наблюдений спутников.—В кн.: Стандартная Земля. М., Мир, 1969, с. 253—263.
34. Винник Л. П., Гвоздиковская А. А. Латеральные вариации поглощения в верхней мантии под Азией.—Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1975, № 1, с. 3—15.
35. Виноградов А. П., Удинцев Г. Б., Дмитриев Л. В. и др. Строение рифтовой зоны Индийского океана и ее место в мировой системе рифтов.—Изв. АН СССР. Сер. геол., 1969, № 10, с. 3—27.
36. Воробьев В. П., Ковалевская И. Я., Моргунов Ю. Г. Основные вопросы интерпретации результатов сейсмоакустического профилирования.—Комплексные исследования природы океана. 1973, вып. 4, с. 123—135.
37. Гайнанов А. Г. Изостазия и глубинное строение дна Северной Атлантики.—Вестн. Моск. Ун-та. Сер. Геология, 1976, № 2, с. 39—47.
38. Гайнанов А. Г., Гилод Д. А., Лейбов М. Б. и др. О прогнозировании аномального гравитационного поля Тихого океана и тихоокеанического подвижного пояса.—Вестн. Моск. ун-та. Сер. Геология, 1976, № 5, с. 91—99.
39. Галушкин Ю. И., Дубинин Е. П. Геодинамика процессов, происходящих в рифтовых трещинах и трансформных разломах Мирового океана (в связи с проблемой генезиса полезных ископаемых).—В кн.: Геодинамика и полезные ископаемые. М., ВИНТИ, 1976, с. 42—43.
40. Галушкин Ю. И., Дубинин Е. П., Ахунов А. Х. Остыивание литосфера и региональное гравитационное поле над трансформными разломами. V научная конференция аспирантов и молодых ученых МГУ. М., 1978.

41. Гапоненко Г. И. Отражение неотектонических движений земной коры в геофизических полях арктического шельфа Евразии.—Геофиз. методы разведки в Арктике, 1974, вып. 9, с. 23—30.
42. Гапоненко Г. И., Ржевский Н. Н. К методике построения геомагнитных разрезов земной коры.—Геофиз. методы разведки в Арктике, 1974, вып. 9, с. 31—38.
43. Гарленд Д. Форма Земли и сила тяжести. М., ИЛ, 1967.
44. Гзовский М. В. Основы тектонофизики. М., Наука, 1975.
45. Гирслер Р. В. Роль смещений и вращательных движений в образовании впадин Красного моря и Аденского залива.—В кн.: Система рифтов Земли. М., Мир, 1970, с. 55—60.
46. Городницкий А. М. Мощность океанической литосферы и предельная высота подводных вулканов.—В кн.: Тектоника литосферных плит. М., 1977, с. 109—113.
47. Городницкий А. М., Сорохтин О. Г. Карта мощности океанических литосферных плит.—В кн.: Тектоника литосферных плит. М., 1977, с. 103—108.
48. Городницкий А. М., Ушаков С. А. Геофизическое изучение подводных вулканов.—В кн.: Вулканизм и геодинамика. М., Наука, 1976, с. 65—70.
49. Горшков Г. П. Изосейсмальная карта Европы.—В кн.: Новейшие движения, вулканизм и землетрясения. М., Наука, 1969, с. 235—236.
50. Горшков Г. П., Якушова А. Ф. Общая геология. М., Изд-во Моск. ун-та, 1973.
51. Грин Д. Х. Магматическая активность как основной процесс химической эволюции земной коры и мантии.—В кн.: Верхняя мантия. М., Мир, 1975, с. 35—48.
52. Грин Д. Х., Рингвуд А. Э. Происхождение базальтовых магм.—В кн.: Земная кора и верхняя мантия. М., Мир, 1972, с. 103—112.
53. Гришкин Р. И., Парфенов Л. М., Уфимцев Г. В. Космические изображения байкальской рифтовой области и ее возможная кинематическая модель.—В кн.: Роль рифтогенеза в геологической истории Земли. Новосибирск, Наука, 1977, с. 104—108.
54. Грушинский Н. П. Теория фигуры Земли. М., Физматгиз, 1963.
55. Делингер П. Гравитационное поле Тихого океана и его связь с рельефом и геологическим строением.—В кн.: Земная кора и верхняя мантия. М., Мир, 1972, с. 235—247.
56. Деменицкая Р. М. Основные черты строения коры Земли по геофизическим данным. М., Гостоптехиздат, 1961. 224 с.
57. Деменицкая Р. М. Коры и мантия Земли. М., Недра, 1975.
58. Деменицкая Р. М., Городницкий А. М. Проблемы изучения подводных гор.—В кн.: Проблемы рифтогенеза. Иркутск, 1975, с. 14—15.
59. Деменицкая Р. М., Городницкий А. М. Проблемы изучения подводных гор.—Геофиз. методы разведки в Арктике, 1975, № 10, с. 23—28.
60. Деменицкая Р. М., Городницкий А. М., Каминский В. Д. и др. Подводные горы. Л., Недра, 1977.
61. Деменицкая Р. М., Городницкий А. М., Каминский В. Д. и др. Генезис и геологическое строение подводных гор по геофизическим данным.—В кн.: Геология морей и океанов. М., Наука, 1977, с. 38—45.
62. Деменицкая Р. М., Донец Е. Г., Иванов С. С. и др. Этапы формирования основных геологических структур Северной Атлантики по геофизическим данным.—В кн.: Геология морей и океанов, М., Наука, 1977, с. 57—68.
63. Джесселл Г. Земля, ее происхождение, история и строение. М., ИЛ, 1960.
64. Дитц Р. С. Эволюция океанов как следствие разрастания площади их дна.—В кн.: Дрейф континентов, горизонтальные движения земной коры. М., Мир, 1966, с. 238—247.
65. Дитц Р. С. Эволюция континентов и океанических бассейнов, как результат спрединга океанического дна.—В кн.: Новая глобальная тектоника. М., Мир, 1974, с. 26—31.

66. Дмитриев Л. В. К вопросу о происхождении ультраосновных пород Индоокеанского хребта.—Геохимия, 1969, № 10, с. 57—65.
67. Дмитриев Л. В. Геохимия и петрология коренных пород срединных океанических хребтов. М., Наука, 1973.
68. Добрецов Н. Л. Петрохимические особенности океанических и раннегеосинклинальных базальтов.—Геология и геофизика, 1975, № 2, с. 27—35.
69. Долгинов Е. А., Поникаров В. П., Разваляев А. В. Ранние стадии развития зон рифтогенеза.—В кн.: Континентальный рифтогенез. М., Сов. радио, 1977, с. 68—73.
70. Доленко Г. Н., Данилович Л. Г., Бойчевская Л. Т. и др. Тектоническое развитие Украинских Карпат в свете тектоники литосферных плит.—В кн.: Тектоника Средиземноморского пояса. М., Наука, 1978, с. 16—18.
71. Дубинин Е. П., Иванов О. П., Ахунов А. Х. Природа региональной составляющей аномального гравитационного поля под трансформными разломами. Материалы III научной конференции аспирантов и молодых ученых. Секция Геофизики. М., 1976.
72. Дьюи Дж., Берд Дж. Горные пояса и новая глобальная тектоника.—В кн.: Новая глобальная тектоника. М., Мир, 1974, с. 235—267.
73. Ельников И. Н., Лунарский Г. Н. Сейсмические исследования впадины Романти и Гвинейского залива в первом рейсе НИС «Академик Курчатов».—Океанология, 1970, № 2, с. 52—58.
74. Жарков В. Н., Трубицын В. П., Самсоненко Л. В. Физика Земли и планет. Фигуры и внутреннее строение. М., Наука, 1971. 383 с.
75. Заварзкий А. Н. Некоторые новые факты, которые надо учитывать при тектонических построениях.—Изв. АН СССР. Сер. геол., 1946, № 2, с. 57—68.
76. Закариадзе Г. С., Лордкипанидзе Н. Б. Эволюция мезозойско-кайнозойского вулканизма Кавказа и Передней Азии и его связи с тектоникой.—В кн.: Тектоника Средиземноморского пояса. М., Наука, 1978, с. 13—14.
77. Зверев С. М., Болдырев С. А., Бурлин В. Ю. и др. Микроземлетрясения северной Исландии.—В кн.: Основные проблемы рифтогенеза. Новосибирск, Наука, 1977, с. 209—215.
78. Зверев С. М., Косминская И. П., Красильщикова Г. А. и др. Особенности глубинной структуры рифтовой зоны Исландии.—В кн.: Основные проблемы рифтогенеза. Новосибирск, Наука, 1977, с. 72—78.
79. Зданович В. Г. Высшая геодезия. М., Техиздат, 1954. 350 с.
80. Зоненишайн Л. П. Учение о геосинклиналях и его приложение к Центральноазиатскому складчатому поясу. М., Недра, 1972.
81. Зоненишайн Л. П. Модели развития геосинклинального процесса (на примере Центральноазиатского складчатого пояса). М., Наука, 1974.
82. Зоненишайн Л. П., Городницкий А. М. Палеозойские и мезозойские реконструкции континентов и океанов. Статья 1. Ранне- и среднепалеозойские реконструкции.—Геотектоника, 1977, № 2, с. 35—52.
83. Зоненишайн Л. П., Городницкий А. М. Палеозойские и мезозойские реконструкции континентов и океанов. Статья 2. Позднепалеозойские и мезозойские реконструкции.—Геотектоника, 1977, № 3, с. 27—45.
84. Зоненишайн Л. П., Кузьмин М. И., Моралев В. М. Глобальная тектоника, магматизм и металлогения. М., Недра, 1976.
85. Зорин Ю. А. Новейшая структура и изостазия Байкальской рифтовой зоны и сопредельных территорий. М., Наука, 1971. 160 с.
86. Иванов О. П., Облогина Т. И., Пайл В. Б., Юдасин Л. А. Преобразование временных разрезов в глубинные в средах с линейным законом изменения скорости.—Вестн. Моск. ун-та. Сер. геол., 1972, вып. 4, с. 101—103.
87. Иванов С. С. Краевые поднятия фундамента материковых плит.—В кн.: Земная кора окраин материков и внутренних морей. М., Наука, 1975, с. 39—43.
88. Изотов А. А. Форма и размеры Земли по современным данным.—Труды ЦНИИГАиК, 1950, вып. 73, с. 23—27.

89. Исаев Е. Н., Разваляев А. В. О соотношении рифтогенного и дорифтового структурных планов (на примере Красноморских гор).—Геотектоника, 1977, № 2, с. 75—83.
90. Каверзнов К. М., Лазарев Г. Е. Решение треугольника со стороной отклоненной рефракцией.—В кн.: Антарктида, 1976, № 15, с. 115—125.
91. Казьмин В. Г. Структурная эволюция рифтов Красноморско-Аденского региона.—Бюл. МОИП. Отд. геол., 1975, № 3, с. 55—71.
92. Казьмин В. Г. Геодинамика Африкано-Аравийской рифтовой системы.—Геотектоника, 1976, № 6, с. 48—53.
93. Казьмин В. Г. Особенности геодинамического развития Африкано-Аравийской рифтовой системы.—В кн.: Основные проблемы рифтогенеза. Новосибирск, Наука, 1977, с. 132—139.
94. Карапетов С. С. Условия заложения и основные структурные элементы восточной части Средиземноморского складчатого пояса Евразии.—В кн.: Тектоника Средиземноморского пояса. М., Наука, 1978, с. 28—30.
95. Карасик А. М. Евразийский бассейн Северного Ледовитого океана с позиций тектоники плит.—В кн.: Проблемы геологии полярных областей Земли. Л., 1974, с. 23—25.
96. Карасик А. М., Рождественский С. С. Структура оси разрастания океанического dna и закономерности ее формирования (на примере рифтовой зоны Северо-Атлантического мегабассейна).—В кн.: Основные проблемы рифтогенеза. Новосибирск, Наука, 1977, с. 167—175.
97. Карасик А. М., Рождественский С. С., Донец Е. Г. Структура аномального магнитного поля и геометрия разрастания гребня хребта Моно в Норвежско-Гренландском бассейне.—Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1975, № 2, с. 60—74.
98. Карслогу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М., Наука, 1964.
- 99а. Карта Атлантического океана. М 1:10 000 000 ГУГК. М., 1971.
- 99б. Карта Тихого океана. М 1:10 000 000 ГУГК. М., 1964.
100. Качанов Л. М. Основы теории пластичности. М., Наука, 1969.
101. Коонджян В. П., Монин А. С. Расчеты эволюции недр планет.—Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1976, № 4, с. 3—13.
102. Кинг Б. Ч. Основные черты структуры рифта Грегори в Кении и Северной Танзании (Англия).—В кн.: Основные проблемы рифтогенеза. Новосибирск, Наука, 1977, с. 103—110.
103. Кинг Л., Даунворд Т. Антарктида и гипотеза мобилизма.—В кн.: Новейшие геологические исследования в Антарктиде. М., Мир, 1966, с. 135—147.
104. Кларк С. П. (мл.). Вязкость.—В кн.: Справочник физических констант горных пород. М., Мир, 1969. 230 с.
105. Кларк С. П. (мл.). Теплопроводность.—В кн.: Справочник физических констант горных пород. М., Мир, 1969. 310 с.
106. Кнеппер А. Л. Океаническая кора в структуре Альпийской складчатой области Юга Европы, западной части Азии и Кубы. М., Наука, 1975.
107. Кнеппер А. Л. Офиолиты и проблемы океана Тетис.—В кн.: Тектоника Средиземноморского пояса. М., Наука, 1978, с. 24—25.
108. Ковалев А. А. Проблемы мобилисткой геотектоники и металлогенеза. Сер. Геология, методы поисков и разведки месторождений металлических полезных ископаемых. М., ВИЭМС, 1973.
109. Ковалев А. А. Орогены, субдукция и полезные ископаемые.—В кн.: Геодинамика и полезные ископаемые. М., ВИНТИИ, 1976, с. 16—21.
110. Ковалев А. А. Геодинамические основы регионального анализа размещения и условий формирования месторождений полезных ископаемых.—Изв. АН СССР. Сер. геол., 1976, № 1, с. 56—73.
111. Коган М. Г. Гравитационное поле океанических глыбовых хребтов.—Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1976, № 11, с. 1—5.
112. Конюхов А. И. Осадочные геоформации на рифтогенных окраинах материков.—Вестн. Моск. ун-та. Сер. Геология, 1977, № 3, с. 49—51.

113. Коржинский Д. С. Проблемы метасоматических процессов.— В кн.: Проблемы метасоматизма. М., Недра, 1970.
114. Косминская И. П., Капустян Н. К. Обобщенная сейсмическая модель коры океанического типа.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1975, № 2, с. 37—49.
115. Красный Л. И. Геоблоки и тектоника плит.— Геофиз. сб., 1976, вып. 70, с. 24—41.
116. Кропоткин П. Н. Палеомагнетизм, палеоклимат и проблема крупных горизонтальных движений земной коры.— Сов. геология, 1961, № 5, с. 75—81.
117. Кропоткин П. Н. Проблема дрейфа материков (мобилизма).— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1969, № 3, с. 3—18.
118. Кропоткин П. Н., Люстик Е. Н., Повало-Швейковская Н. Н. Аномалии силы тяжести на материках и океанах. М., Изд-во Моск. ун-та, 1958.
119. Крылов С. В. О положении границы Мохоровичича в зонах современного рифтогенеза.— В кн.: Основные проблемы рифтогенеза. Новосибирск, Наука, 1977, с. 39—45.
120. Кучай В. К., Трифонов В. Г. Молодой левый сдвиг в зоне дарваз—каракульского разлома.— Геотектоника, 1977, № 3.
121. Леглер В. А. Развитие Камчатки в кайнозое с точки зрения теории тектоники литосферных плит.— В кн.: Тектоника литосферных плит. М., 1977, с. 137—165.
122. Леонтьев О. К., Удинцева О. Г. Площади основных морфоструктурных элементов дна океана.— Вест. Моск. ун-та. Сер. геогр., 1962, № 2, с. 47—51.
123. Лисицын А. П. Мощность осадочной толщи на дне океана.— Докл. АН СССР, 1975, т. 217, № 4.
124. Лисицын А. П. (ред.) Осадконакопление в Атлантическом океане. Междуведомственный геофизический комитет АН СССР. М., 1975.
125. Литвин В. М. Основные этапы развития морфоструктуры дна Атлантического океана в свете глобальной тектоники плит.— Геоморфология, 1977, № 4.
126. Лобковский Л. И. Квазиупругий изгиб океанической плиты перед зоной поддвига.— В кн.: Тектоника литосферных плит. М., 1976, с. 53—88.
127. Лобковский Л. И., Сорохтин О. Г. Пластические деформации океанической литосферы в зоне поддвига плит.— В кн.: Тектоника литосферных плит. М., 1976, с. 22—52.
128. Ломизе М. Г. Линейные системы даек в Исландии и их тектоническая интерпретация.— В кн.: Основные проблемы рифтогенеза. Новосибирск, Наука, 1977, с. 187—194.
129. Ломизе М. Г., Суханов М. К., Цветков А. А. Тектоническая обстановка северного края юрского Тетиса.— В кн.: Тектоника Средиземноморского пояса. М., 1978, с. 14—15.
130. Лысак С. В., Дучков А. Д., Голубев В. А. и др. Тепловой поток Байкальской рифтовой зоны.— В кн.: Проблемы рифтогенеза. Иркутск, 1975.
131. Магницкий В. А. Внутреннее строение и физика Земли. М., Недра, 1965.
132. Магницкий В. А. Слой низких скоростей верхней мантии Земли, М., Наука, 1968.
133. Маловицкий Я. П. Морские геофизические исследования. М., Недра, 1977.
134. Маракушев А. А., Мишкин М. А., Тарапин И. А. Метаморфизм Тихоокеанского подвижного пояса. М., Наука, 1971.
135. Менард Г. У. Геология дна Тихого океана. М., Мир, 1966.
136. Менкнер В. В., Гладенков Ю. Б., Келлер Б. М. и др. Стратиграфические подразделения. Сер. Итоги науки и техники. Стратиграфия и палеонтология. Т. 8. М., ВИНИТИ, 1977.
137. Месхи А. М. Памир, как область крупного скучивания орогенических поясов Земли.— В кн.: Тектоника Средиземноморского пояса. М., 1978, с. 28—29.

138. Мещеряков Г. А., Дейнека Ю. П. О построении глобальных механических моделей Земли.—Геодезия, картография и аэрофотосъемка. Львов, 1975, № 21, с. 30—37.
139. Милановский Е. Е. Рифтовые зоны континентов. М., Недра, 1976. 279 с.
140. Милановский Е. Е., Короновский Н. В. Орогенный вулканализм и тектоника Альпийского пояса Евразии. М., Недра, 1973.
141. Молоденский С. М., Коган М. Г. Ошибки в морских гравиметрических измерениях из-за действия горизонтальных ускорений.—Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. М., Наука, 1974, № 8.
142. Монин А. С. Краткий очерк истории Земли. Л., Наука, 1970.
143. Монин А. С. Вращение Земли и климат. Л., Гидрометеоиздат, 1972, с. 118—131.
144. Монин А. С. История Земли. Л., Недра, 1977.
145. Мор П. А., Рольф Дж., Джирниус А. и др. Горизонтальная деформация земной коры в Эфиопской рифтовой долине по данным наблюдений на сети Миррта (США).—В кн.: Основные проблемы рифтогенеза. Новосибирск, Наука, 1977, с. 118—131.
146. Мурс Э. М., Вайн Ф. Дж. Массив Трюдос на Кипре и другие оphiолиты, как древняя океанская кора.—В кн.: Петрология извержений и метаморфических пород дна океана. М., Мир, 1978.
147. Мюллер Х. К., Кнаусс В. Г. Распространение трещины в линейно вязкоупругой полосе.—Журн. прикл. механики. Американское инженерное общество, 1971, № 1.
148. Надаи А. Пластичность и разрушение твердых тел. Т. 2. М., Мир, 1969.
149. Найдин Д. П., Тейс Р. В. Роль полиморфных орогенных карбонатов при определении температур и палеотемператур.—Комплексн. исследования природы океана, 1973, вып. 4, с. 146—154.
150. Наумов Г. Б., Рыженко Б. Н., Ходаковский И. Л. Справочник термодинамических величин. М., Атомиздат, 1971.
151. Непрочнов Ю. П., Рыкунов Л. Н. Экспериментальные данные по высокоскоростному слою в верхней мантии.—Докл. АН СССР, 1970, т. 194, № 3.
152. Обузен Ж. Геосинклинали, проблемы происхождения и развития. М., Мир, 1967.
153. Палласон Г. Модельные расчеты генерации коры, теплового состояния и переплавления в срединно-оceanических хребтах (Исландия).—В кн.: Основные проблемы рифтогенеза. Новосибирск, Наука, 1977, с. 18—19.
154. Перчук Л. Л., Ушаков С. А. Термодинамический режим метаморфизма в областях поддвигания литосферных плит.—Вестн. Моск. ун-та. Сер. геол., 1973, № 5.
155. Перчук Л. Л., Фролова Т. И. Режим щелочей и температуры при формировании базальтовых серий в океанах.—В кн.: Геология морей и океанов. М., Наука, 1977.
156. Печерский Д. М., Багин В. И., Бродская С. Ю. и др. Магнетизм и условия образования изверженных горных пород. М., Наука, 1975.
157. Пейве А. В. Океаническая кора геологического прошлого.—Геотектоника, 1969, № 4, с. 5—23.
158. Пейве А. В. Тектоника и развитие Урала и Аппалачей.—Геотектоника, 1973, № 3.
159. Пейве А. В., Штрейс Н. А., Книппер А. Л. и др. Океаны и геосинклинальный процесс.—Докл. АН СССР, 1971, т. 196, № 3, с. 657—659.
160. Пейве А. В., Штрейс Н. А., Моссаковский А. А. и др. Палеозоиды Евразии и некоторые вопросы эволюции геосинклинального процесса.—Сов. геология, 1972, № 12, с. 7—25.
161. Попов М. Г., Ушаков С. А. Структура, изостазия и динамика литосферы восточной части Средиземного моря.—Комплексн. исследования природы океана, 1973, вып. 4, с. 3—12.

162. Пущаровский Ю. М. Тектонические движения в океанах.—Геотектоника, 1978, № 1, с. 3—18.
163. Пущаровский Ю. М., Архипов И. В. Тектонические аспекты Чилийских Анд.—Геотектоника, 1972, № 1.
164. Рамберг Х. Моделирование деформаций земной коры с применением центрифуги. М., Мир, 1970.
165. Ранкорн С. К. Связь палеомагнетизма с палеоклиматами.—В кн.: Проблемы палеоклиматологии. М., Мир, 1968.
166. Ранкорн С. К. Динамические процессы в нижней мантии.—В кн.: Верхняя мантия. М., Мир, 1975.
167. Ржаницын А. Р. Устойчивость равновесия упругих систем. М., Физматгиз, 1955.
168. Рингвуд А. Э. Состав и эволюция верхней мантии.—В кн.: Земная кора и верхняя мантия. М., Мир, 1972.
169. Рогожина В. А. О строении верхней мантии под Байкальской рифтовой зоной и прилегающими к ней территориями.—В кн.: Проблемы рифтогенеза. Иркутск, 1975.
170. Рождественский С. С., Карасик А. М. О методике проведения гидромагнитных съемок над гребнями хребтов Северной Атлантики и Северного Ледовитого океана.—Геофиз. методы разведки в Арктике, 1974, вып. 9.
171. Ронов А. Б. Площади распространения основных генетических групп современных осадков в Мировом океане.—Докл. АН СССР, 1968, т. 179, № 3.
172. Ронов А. Б., Ярошевский А. А. Химическое строение земной коры.—Геохимия, 1967, № 11, с. 1285—1309.
173. Сайкс Л. Роль сейсмичности в анализе глобальной тектоники и в прогнозе землетрясений.—В кн.: Верхняя мантия. М., Мир, 1975.
174. Сергеев Е. М., Голодковская Г. А., Зиангиров Р. С. и др. Грунтоведение. М., Изд. МГУ, 1973.
175. Славин Е. И., Хайн В. Е. Роль киммерийских движений в развитии Средиземноморского пояса.—В кн.: Тектоника Средиземноморского пояса. М., Наука, 1978, с. 33—34.
176. Смирнов В. И. О металлогении океана.—Геология рудн. месторождений, 1975, № 1, с. 17—20.
177. Соболев В. С., Добрецов Н. Л., Соболев Н. В. и др. Проблемы метаморфических фаций.—В кн.: Проблемы петрологии земной коры и верхней мантии. Новосибирск, Наука, 1976.
178. Соболев В. С., Соболев С. В. Изменение плотности мантии при выпилении базальтоидных магм.—Докл. АН СССР, 1977, № 4, с. 244.
179. Соколов Б. С. Советская геология.—В кн.: Октябрь и наука. М., Наука, 1977.
180. Соллогуб В. Б., Чекунов А. В. Глубинное строение Карпато-Кавказского сегмента Средиземноморского складчатого пояса по геофизическим данным.—В кн.: Тектоника Средиземноморского пояса. М., Наука, 1978, с. 10—11.
181. Соловьев С. Л., Го Ч. Н. Каталог цунами на западном побережье Тихого океана. М., Наука, 1974.
182. Солоненко В. П. Сейсмотектоника и современное структурное развитие Байкальской рифтовой зоны.—В кн.: Байкальский рифт. М., Наука, 1968, с. 57—71.
183. Сорохтин О. Г. Дифференциация вещества Земли и развитие тектонических процессов.—Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1972, № 7, с. 55—66.
184. Сорохтин О. Г. Зависимость топографии срединно-океанических хребтов от скорости раздвижения dna океана.—Докл. АН СССР, 1973, т. 208, с. 1338—1341.
185. Сорохтин О. Г. Возможный механизм образования региональных надвигов и геосинклинальной складчатости.—Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1973, № 7.
186. Сорохтин О. Г. Глобальная эволюция Земли. М., Наука, 1974.

187. Сорохтин О. Г. Тектоника литосферных плит и природа слоев океанической земной коры.—Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1975, № 2.
188. Сорохтин О. Г. Строение зоны подвига литосферных плит.—В кн.: Тектоника литосферных плит. М., 1976, с. 5—21. (АН СССР, Ин-т океанологии им. П. П. Ширшова).
189. Сорохтин О. Г. Возможная природа базальтового магматизма океанических плит.—В кн.: Тектоника литосферных плит. М., 1977, с. 114—122. (АН СССР, Ин-т океанологии им. П. П. Ширшова).
190. Сорохтин О. Г. Содержание в Земле радиоактивных элементов и радиогенная энергия.—В кн.: Тектоника литосферных плит. М., 1977, с. 7—27. (АН СССР, Ин-т океанологии им. П. П. Ширшова).
191. Сорохтин О. Г., Городницкий А. М. Океанический рифтогенез и подводный вулканизм.—В кн.: Основные проблемы рифтогенеза. Новосибирск, Наука, 1977, с. 83—88.
192. Сорохтин О. Г., Ушаков С. А., Федынский В. В. Динамика литосферных плит и происхождение месторождений нефти.—Докл. АН СССР, 1974, т. 214, № 6.
193. Страхов Н. М. Основы теории литогенеза. Т. 1, 2. М., Изд-во АН СССР, 1960.
194. Сулиди-Кондратьев Е. Д., Кузнецов Ю. Я., Козлов В. В. Тектоника и история развития зоны сочленения Средиземноморского складчатого пояса и Африкано-Аравийского кратона.—В кн.: Тектоника Средиземноморского пояса. М., Наука, 1978, с. 25—26.
195. Сырский В. И., Греку Р. Х. Исследования зоны сдвигов в экваториальной Атлантике.—В кн.: Комплексные геофизические исследования Срединно-Атлантического хребта. Севастополь, 1975.
196. Сырский В. И., Колежук И. В., Греку Р. Х. Основные черты строения зоны разлома Вернадского на 7—8° с. ш. в Атлантическом океане.—В кн.: Комплексные геофизические исследования Срединно-Атлантического хребта. Севастополь, 1975.
197. Сырский В. И., Колежук И. В., Маланова Г. П. Особенности строения Срединно-Атлантического хребта на 7—11° с. ш.—В кн.: Комплексные геофизические исследования Срединно-Атлантического хребта. Севастополь, 1975.
198. Тальвани М., Ле Пишон К. Гравитационное поле над Атлантическим океаном.—В кн.: Земная кора и верхняяmantия. М., Мир, 1972.
199. Твалчрелидзе Г. А. Металлогения Центрального Средиземноморья.—В кн.: Тектоника Средиземноморского пояса. М., Наука, 1978, с. 8—9.
200. Тихонов А. М., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М., Наука, 1972.
201. Токарев П. И. Сейсмическая активность фокального слоя Камчатки и ее связь с вулканизмом.—В кн.: Сейсмичность и сейсмический прогноз, свойства верхней мантии и их связь с вулканизмом на Камчатке. Новосибирск, Наука, 1974.
202. Трифонов В. Г. Тектоника современной рифтовой зоны Исландии.—В кн.: Основные проблемы рифтогенеза. Новосибирск, Наука, 1977, с. 181—187.
203. Трифонов В. Г. Позднечетвертичные (активные) разломы Западной и Центральной Азии.—В кн.: Тектоника Средиземноморского пояса. М., Наука, 1978, с. 38.
204. Трофимук А. А. Развитие геологии нефти и газа.—Геология нефти и газа, № 11, 1977, с. 1—7.
205. Удинцев Г. Б., Литвин В. М., Маркова Н. А. и др. Новые данные о морфоструктуре центральной части Срединно-Атлантического хребта.—Океанология, 1977, т. XVII, вып. 5.
206. Ушаков С. А. Вязкость и динамические процессы в коре и верхней мантии.—Вестн. Моск. ун-та. Сер. геол., 1968, № 1, с. 62—75.
207. Ушаков С. А. Строение и развитие Земли. Физика Земли. Т. I. М., ВНИТИ, 1974.

208. Ушаков С. А. Строение зон перехода от континента к океану. Проблемы геологии шельфа. М., Наука, 1975.
209. Ушаков С. А., Галушкин Ю. И. Геодинамический анализ природы океанической литосферы в связи с металлогенезом оphiолитовых поясов.— В кн.: Дорогенная металлогенез эвгесинклиналей, Свердловск, 1977.
210. Ушаков С. А., Галушкин Ю. И. Геодинамический анализ эволюции литосферы на раздвигающихся границах в связи с развитием Байкальской рифтовой зоны.— В кн.: Континентальный рифтогенез. Новосибирск, Наука, 1977.
211. Ушаков С. А., Галушкин Ю. И. Физика Земли. Т. 3. М., ВИНИТИ, 1978.
212. Ушаков С. А., Галушкин Ю. И., Дубинин Е. П. и др. Планетарные разломы океанической литосферы (геодинамическая природа, геофизическая характеристика).— В кн.: Разломы земной коры. М., Наука, 1977.
213. Ушаков С. А., Галушкин Ю. И., Иванов О. П. и др. Природа подводных вулканических гор.— В кн.: проблемы Мирового океана. М., Изд-во Моск. ун-та, 1979.
214. Ушаков С. А., Городницкий А. М. Подводный вулканализм и проблема металлогенеза океанической литосферы.— Геология моря, 1976, вып. 5. (НИИГА).
215. Ушаков С. А., Иванов С. С. Изостатическое редуцирование и некоторые вопросы методики интерпретации гравитационных аномалий в переходных зонах.— Морск. геология и геофизика, 1970, вып. 1. Рига, с. 187—192.
216. Ушаков С. А., Иванов О. П. Геодинамическая природа нарушения изостазии в Крымско-Кавказском регионе.— В кн.: Тектоника литосферных плит. М., 1977, с. 128—136.
217. Ушаков С. А., Исаев Е. Н. Поверхность «свободной» мантии под океаном.— Изв. вузов. Сер. Геология и разведка, 1969, № 11, с. 12—14.
218. Ушаков С. А., Исаев Е. Н., Красн М. С. Динамика литосферы в области перехода от континентов к Тихому океану.— Вестн. Моск. ун-та. Сер. геол., 1968, № 3, с. 27—37.
219. Ушаков С. А., Красн М. С. О механизме дрейфа континентов.— В кн.: 5 научн. конф. геол. ф-та. Тезисы докл. Изд-во Моск. ун-та, 1970.
220. Ушаков С. А., Красн М. С. Реологическая характеристика и некоторые вопросы динамики тектоносферы.— Морск. геофизика, 1971, вып. 2. Рига, с. 17—31.
221. Ушаков С. А., Красн М. С. Сила тяжести и вопросы механики недр Земли. М., Недра, 1972. 157 с.
222. Ушаков С. А., Федынский В. В. Рифтогенез, как механизм регулирования теплопотерь Земли.— Докл. АН СССР, 1973, т. 208, № 5.
223. Ушаков С. А., Хайн В. Е. Строение Антарктиды по геологическим данным.— Вестн. Моск. ун-та. Сер. геол., 1965, № 1.
224. Уэтернил Дж. Начальный этап эволюции континентов.— В кн.: Верхняя мантия. М., Мир, 1975.
225. Файтельсон А. Ш., Миронов Н. Т., Юркина М. И. Изменения гравитационного поля Земли и современные движения земной коры.— В кн.: Результаты высокочастотных гравиметрических измерений. М., Сов. радио, 1977, с. 84—94.
226. Федотов С. А., Багдассарова А. М., Кузин И. П. и др. Землетрясения и глубинное строение юга Курильской островной дуги. М., Наука, 1969.
227. Федотов С. А., Токарев П. И., Годзиковская А. А. и др. Детальные данные о сейсмичности Камчатки и Командорских островов (1965—1968 гг.).— В кн.: Сейсмичность и сейсмический прогноз, свойства верхней мантии и их связь с вулканализмом на Камчатке. Новосибирск, Наука, 1974.
228. Федынский В. В., Карасик А. М., Рождественский С. С. и др. Магнитные аномалии Срединно-Атлантического хребта.— Докл. АН СССР, 1974, т. 217, № 6, с. 1416—1420.

229. Федынский В. В., Ушаков С. А., Шабалин Н. А. Возраст дна Мирового океана по геофизическим данным.—Докл. АН СССР, 1972, т. 204, № 6, с. 1442—1445.
230. Флоренский И. В., Флоренский П. В. О роли древних вулканогенных пород в структуре Восточной Камчатки.—Докл. АН СССР, 1972, т. 205, № 5, с. 1182—1185.
231. Флоренсов Н. А. Байкальская рифтовая зона и некоторые задачи ее изучения.—В кн.: Байкальский рифт. М., Наука, 1968, с. 40—56.
232. Фогт П. Р., Шнейдер Э. Д., Джонсон Г. Л. Кора и верхняя мантия под океанами.—В кн.: Земная кора и верхняя мантия. М., Мир, 1972.
233. Фотиади Э. Э., Карапаев Г. Н. и др. Байкальский геодинамический полигон. Новосибирск, 1970. (Ин-т геологии и геофизики Сибирского отделения АН СССР).
234. Фруадево К., Сурю М. Рифтообразование, дробление континентов и термальный режим под тектоническими плитами (Франция).—В кн.: Основные проблемы рифтогенеза, Новосибирск, Наука, 1977, с. 12—18.
235. Хайн В. Е. Региональная геотектоника (Северная и Южная Америка, Антарктида, Африка). М., Недра, 1971.
236. Хайн В. Е. Об общих закономерностях развития тектонических процессов во времени — проблемы прерывистости — непрерывности, цикличности — направленности.—Вестн. Моск. ун-та. Сер. Геология, 1971, № 4, с. 3—18.
237. Хайн В. Е. О современном положении в теоретической геотектонике и вытекающих из него задач. — Геотектоника, 1972, № 4, с. 3—34.
238. Хайн В. Е. Общая геотектоника. М., Недра, 1973.
239. Хесс Х. Срединно-оceanические хребты и тектоника дна океана.— В кн.: Геология и геофизика морского дна. М., Мир, 1969.
240. Хизен Б. Внутренние и краевые моря.—В кн.: Верхняя мантия. М., Мир, 1975.
241. Храмов А. М. (ред.) Палеомагнетизм палеозоя. Л., Недра, 1974.
242. Чернер Э. С., Буданов В. И., Соколов В. А. Тектоника Памира.— В кн.: Тектоника Средиземноморского пояса. М., Наука, 1978, с. 26—27.
243. Шацкий Н. С. Гипотеза Вегенера и геосинклинали.—Изв. АН СССР. Сер. геол., 1946, № 4.
244. Шейнманн Ю. М. Об условиях образования магм.—Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1970, № 5, с. 31—50.
245. Шейнманн Ю. М. Новая глобальная тектоника и действительность.—Бюл. МОИП. Отд. геол., 1973, № 5; 1974, № 1.
246. Шерман С. И. Некоторые закономерности деструкции земной коры при рифтогенезе.—В кн.: Основные проблемы рифтогенеза. Новосибирск, Наука, 1977, с. 32—39.
247. Шило Н. А., Файнберг Ф. С. Основные задачи палеомагнитной стратиграфии позднего кайнозоя на Северо-Востоке Азии.—Труды Сев.-Вост. комплекса Ин-та АН СССР, 1970, вып. 37, Магадан, с. 3—15.
248. Шимбирёв Б. П. Теория фигуры Земли. М., Недра, 1975. 432 с.
249. Шинкарев Н. Ф. Физико-химическая петрология изверженных пород. Л., Недра, 1970.
250. Шор Дж. Г. (мл.), Райт Р. У. Кора и верхняя мантия Тихого и Индийского океана по данным глубинного сейсмического зондирования.—В кн.: Земная кора и верхняя мантия. М., Мир, 1972.
251. Шуберт Ю., Фор-Мюре А. Тектоника Африки. М., Мир, 1973.
252. Шульц С. С. (мл.). Использование материалов космических съемок для изучения металлогенеза континентов и ее связи с динамикой движения плит и блоков литосферы Земли.—В кн.: Геодинамика и полезные ископаемые. М., ВИНТИ, 1976. 144 с.
253. Эрлих Э. Н. Современная структура и четвертичный вулканизм западной части Тихоокеанского кольца. Новосибирск, Наука, 1973. 243 с.
254. Юинг Дж. Сейсмическая модель строения коры Атлантического океана.—В кн.: Земная кора и верхняя мантия. М., Мир, 1972.

255. Яншин А. Л. Что же такое рифты?— В кн.: Основные проблемы рифтогенеза. Новосибирск, Наука, 1977, с. 5—6.
256. Яншин А. Л. Тектоническое строение Евразии.— Геотектоника. 1965, № 5, с. 5—10.
257. Alvarez W. Rotation of the Corsici-Sardinia microplate.— Nature Phys. Sci., 1972, v. 235.
258. Anderson D. Z. Chemical plumes in the mantle.— Geol. Soc. Amer. Bull., 1975, v. 86, p. 1593.
259. Anderson D. L., Hart R. S. An earth Model based on free oscillations and body waves.— J. Geophys. Res., 1976, v. 81, N 8, p. 1461—1475.
260. Anderson R. N., Hobart M. A. The relation between heat flow, sediment thickness and age in the Eastern Pacific.— J. Geophys. Res., 1976, v. 81, N 17, p. 2968—2989.
261. Anderson R. N., Langseth M. G., Sclater J. G. The mechanism of heat transfer through the floor of the Indian Ocean.— J. Geophys. Res., 1977, v. 82, N 23, p. 3391—3409.
262. Anderson R. N., McKenzie D., Sclater S. Gravity, bathymetry and convection in the Earth. Tectonophysics, 1973, v. 18, p. 391—407.
263. Anderson R. N., Noltimer H. C. A model for the horst and graben structure of mid-ocean ridge crest based upon spreading velocity and basalt delivery to the oceanic crust.— Royal Astron. Soc. Geophys. Jour., 1973, v. 34, p. 137—147.
264. Artushkov E. V. Stresses in the lithosphere caused by crustal thickness inhomogeneities.— J. Geophys. Res., 1973, v. 78, p. 7675—7708.
265. Asai T. Three-dimentional features of thermal convection in a plane convective flow.— J. Met. Soc., 1970, v. 48, N 18.
266. Bader R. G. et al. Initial reports of the Deep Sea Drilling Project. Washington, 1970, v. 4.
267. Baldwin B., Coney P. J., Dickinson W. R. Dilemma of a Cretaceous time scale and rates of sea-floor spreading.— Geology, 1974, v. 4, p. 267—270.
268. Ballard R., Van Andel T. H. Morphology and tectonics of the inner rift valley at lat. 36° 50' N on the Mid-Atlantic ridge.— Geol. Soc. Amer. Bull., 1977, v. 88, p. 507—553.
269. Barker P. F., Burrell J. The opening of Drake Passage.— Marine Geology, 1977, v. 25, p. 15—34.
270. Behrendt J. C., Schlech J., Robb J. M., Silverstein M. K. Structure of the continental margin of Liberia, West Africa.— Geol. Soc. Amer. Bull., 1974, v. 85, p. 1143—1158.
271. Bhattacharyya P. J., Hydman R. D., Keen M. J. The Mid-Atlantic ridge near 45° N.— Earth Sci., 1975, v. 12, p. 337—346.
272. Birch F. S. The Barracuda fault zone in Western North Atlantic: geological and geophysical studies.— Deep Sea Res., 1970, v. 17, p. 847—859.
273. Birch F. S. Conductive heat flow anomalies over a hot spot in a moving medium.— J. Geophys. Res., 1975, v. 81, p. 4825.
274. Bird P., Phillips J. D. Oblique spreading near the Oceanographer fracture.— J. Geophys. Res., 1975, v. 80, p. 4021—4027.
275. Birkenmajer K. Evolucj strukturalna basenu Arktyczno-Atlantyckiego w Kenozoiku.— Acta Geol. Pol., 1977, v. 27, N 2.
276. Blandell D. J. Active faults in West Africa.— Earth Planet. Sci. Lett., 1976, v. 31, p. 287—290.
277. Bonatti E. Origin of offsets of the Mid-Atlantic ridge in fracture zones.— J. Geol., 1973, v. 81, p. 144—156.
278. Bonatti E. Serpentinite protrusions in the oceanic crust.— Earth Planet. Sci. Lett., 1976, v. 32, p. 107.
279. Bonatti E., Honnorez J. Sections of the Earth's crust in the equatorial Atlantic.— J. Geophys. Res., 1976, v. 81, p. 4104.
280. Bonatti E., Honnorez-Guerstein M. B., Honnorez J., Stern C. Hydrothermal pyrite concretions from the Romanche trench (equatorial Atlantic): metallogenesis in oceanic fracture zones.— Earth Planet. Sci. Lett., 1976, v. 32, p. 1.

281. Bonini W. E., Loomis T. P., Robertson I. D. Gravity anomalies, ultramafic intrusions and the tectonics of the region around the Strait of Gibraltar. — *J. Geophys. Res.*, 1973, v. 78, p. 1372—1382.
282. Bott M. N., Dean D. S. Stress systems at young continental margin. — *Nature Phys. Science*, 1972, v. 235, p. 23—25.
283. Bottinga Y. Thermal aspects of sea-floor spreading and nature of the oceanic crust. — *Tectonophysics*, 1974, v. 21, p. 15.
284. Bottinga Y., Allegre C. Geophysical, petrological and geochemical models of the oceanic lithosphere. — *Tectonophysics*, 1976, v. 32, p. 9—59.
285. Bowin C. Origin of the Ninety-East Ridge from studies near the Equator. — *J. Geophys. Res.*, 1973, v. 78, N 26, p. 6029—6043.
286. Brennen C. Isostatic recovery and the strain-rate dependence of viscosity of the earth's mantle. — *J. Geophys. Res.*, 1974, v. 79, p. 3993.
287. Bryan W. B., Moore J. C. Compositional variations of young basalts in the Mid-Atlantic Ridge rift valley near lat. 36° 50' N. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1977, v. 88, p. 556—570.
288. Bunce E. T., Phillips J. D., Chase R. L. Geophysical study of Antilles Outer Ridge, Puerto Rico Trench and northeast margin of Caribbean sea. — *Amer. Assoc. Geol. Bull.*, 1974, v. 58, p. 106—123.
289. Burchfield B. C., Davis G. A. Compression and crustal shortening in Ande-type orogenesis. — *Nature*, 1976, v. 260, p. 693.
290. Burke K., Dewey J. F., Kidd W. S. Precambrian paleomagnetic results compatible with contemporary operation of the Wilson cycle. — *Tectonophysics*, 1976, v. 33, p. 287.
291. Burke K., Kidd W. S., Wilson T. Relative and latitudinal motion of Atlantic hot spots. — *Nature*, 1973, v. 245, p. 133—137.
292. Burns D. A. Major features of oceanographic development of the Southeast Indian and Southwest Pacific oceans interpreted from microfossil evidence. — *Marine Geology*, 1977, v. 25, p. 35—59.
293. Burton P. W., Bennell S. D.  $Q^{-1}$  and lithospheric thickness. — *Earth Planet. Sci. Lett.*, 1976, v. 30, p. 151—154.
294. Busse F. M., Whithead J. A. Oscillatory and convective instabilities in large Prandtl number convection. — *J. Fluid. Mech.*, 1974, v. 66, p. 67.
295. Caldwell J. G., Haxby W. F., Karig D. E., Turcotte D. L. On the applicability of a universal elastic trench profile. — *Earth. Planet. Sci. Lett.*, 1976, v. 31, p. 239—246.
296. Cann J. R. A model of oceanic crustal structure development. — *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 1974, v. 39, p. 169.
297. Carter R. M., Norris R. J. Cenozoic history of Southern New Zealand: an accord between geological observations and plate-tectonic predictions. — *Earth Planet. Sci. Lett.*, 1976, v. 31, p. 85—94.
298. Cathles L. M. The viscosity of the Earth's mantle. Princeton Univ. Press. Princeton N. J., 1975.
299. Chappel J. Upper mantle rheology in a tectonic region; evidence from New Guinea. — *J. Geophys. Res.*, 1974, v. 79, p. 390.
300. Chase C. G. Plate kinematics: America, East Africa and the rest of the world. — *Earth Planet. Sci. Lett.*, 1978, v. 37, p. 355—368.
301. Cherkis N. Z., Fleming H. S., Massingill J. V. Is the Gibbs fracture zone a westward projection of the Hercynian front into North America? — *Nature Phys. Sci.*, 1973, v. 245, p. 113—115.
302. Christensen N. J., Salisbury M. H. Structure and constitution of the lower oceanic crust. — *Rev. Geophys. Spac. Phys.*, 1975, v. 13, p. 57.
303. Cochran J. Gravity and magnetic investigations in the Guiana basin, western equatorial Atlantic. — *Geol. Soc. Am. Bull.*, 1973, v. 84, p. 3249.
304. Courtillot V., Tapponnier P., Varet I. Surface features associated with transform faults: comparison between observed examples and an experimental model. — *Tectonophysics*, 1974, v. 24, p. 317—329.
305. Crane K. The intersection of the Siqueiros transform fault and the East Pacific rise. — *Marine Geology*, 1976, v. 21, p. 25—46.

306. Daignieres M., Courtillot V., Bayer R., Tapponnier P. A model for the evolution of the axial zone of mid-ocean ridges as suggested by Icelandic tectonics. — Earth, Planet. Sci. Lett., 1975, v. 26, p. 222.
307. Davies G. F. Whole-mantle convection and plate tectonics. — Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 1977, v. 49, p. 459.
308. Davis E. E., Lister C. R. Fundamentals of ridge crest topography. — Earth Planet. Sci. Lett., 1974, v. 21, p. 405—413.
309. Davis E. E., Lister C. R., Heat flow over the Juan de Fuca ridge measured on a quasi-regular grid. — J. Geophys. Res., 1976, v. 81.
310. Davis E. E., Lister C. R., Levis B. T. Seismic structure of the Juan de Fuca Ridge: ocean bottom. Seismometric results from the Median valley. — J. Geophys. Res., 1976, v. 81, 3541—3555.
311. Davis E. E., Lister C. R. Heat flow measured over the Juan de Fuca ridge: evidence for widespread hydrothermal circulation in a highly heat transmissive crust. — J. Geophys. Res., 1977, v. 82, p. 4845—4860.
312. Dehlinger P., Couch R. W., McManus D. A., Gemperle M. Northeast Pacific structure. In: The Sea, 1970, v. 4. New Concepts of Sea Floor Evolution, part II. Regional observations Maxwell A. A. Wiley-Interscience, p. 133—189.
313. Dewey J. F., Pitman W. C., Ryan W. B., Bonnin J. Plate tectonics and evolution of the Alpine system. — Geol. Soc. Amer. Bull., 1973, v. 84, p. 3137—3180.
314. Dewitt M. J. The evolution of the Scotia arc as a key to the reconstruction of southwestern Gondwanaland. — Tectonophysics, 1977, v. 37, p. 53—81.
315. Donn W. L., Shaw D. M. Model of climate evolution based on continental drift and polar wandering. — Geol. Soc. Amer. Bull., 1977, v. 88, p. 390—396.
316. Drewry D. J. Deep sea drilling from Glomar Challenger and its implications for polar areas. — Polar Record, 1973, v. 16, N 104.
317. Drewry D. J. Deep sea drilling from Glomar Challenger in the Southern Ocean. — Polar Record, 1976, v. 18, p. 47—77.
318. Duncan R. A., McDougall J. Linear volcanism in French Polynesia. — J. Volcan. Geotherm. Res., 1976, v. 1, p. 197.
319. Erickson A. J., Helsley C. E., Simmons G. Heat flow and continuous seismic profiles in the Cayman Trough and Yucatan Basin. — Geol. Soc. Amer. Bull., 1972, v. 83, p. 1241—1260.
320. Fairhead J. D. The structure of the lithosphere beneath the eastern rift, East Africa, deduced from gravity studies. — Tectonophysics, 1976, v. 30, p. 269—298.
321. Fedotov S. A. A deep structure, properties of the upper mantle and volcanism of the Kuril-Kamchatka island arc according to seismic data. — Amer. Geophys. Union Mem., 1968, v. 12, p. 131.
322. Finetti I. Mediterranean ridge: a young submerged chain associated with the Hellenic arc. — Bull. Geophys. Teor. Applic., 1976, v. 31.
323. Fitch T. J. Plate convergence, transcurrent faults in internal Asia and the Western Pacific. — J. Geophys. Res., 1972, v. 77, p. 4432.
324. Fleming H. S., Cherkis N. Z. The Gibbs fracture zone: a double fracture zone at 52° 30' N in the Atlantic Ocean. — Marine Geophys. Res., 1970, v. 1, N 37, p. 45.
325. Forsyth D. W. Fault plane solutions and tectonics of South Atlantic and Scotia sea. — J. Geophys. Res., 1975, v. 80, p. 1429.
326. Forsyth D. W. The evolution of the upper mantle beneath mid-ocean ridges. — Tectonophysics, 1977, v. 38, p. 89—118.
327. Fox P. I., Lowrie A. (Jr), Heezen B. C. Oceanographer fracture zone. — Deep Sea Res., 1969, v. 16, p. 59—66.
328. Francheteau J., Le Pichon X. Marginal fracture zones as structural framework of continental margins in South Atlantic Ocean. — AAPG Bull., 1972, v. 56, N 5, p. 991—1006.

329. *Francheteau J., Tapponier P.* "Necking" of the lithosphere: basic process in the mechanics of slowly spreading ridges. — Rifting problems. Irkutsk, 1975.
330. *Francis T. J., Raitt R. W.* Seismic refraction measurements in the Southern Indian Ocean. — *Geophys. Res.* 1967, v. 72, p. 3015—3041.
331. *Freud R.* Kinematics of transform and transcurrent faults. — *Tectonophysics*, 1974, v. 21, p. 93.
332. *Fridricsson I. B.* Distribution of large basaltic intrusions in the Icelandic crust and the nature of the layer 2—layer 3 boundary. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1977, v. 88, p. 1689—1693.
333. *Froidevaux C.* Energy dissipation and geometric structure at spreading plate boundaries. — *Earth Planet Sci. Lett.*, 1973, v. 20, p. 419.
334. *Funnel B. M., Smith A. G.* Opening of the Atlantic Ocean. — *Nature*, 1968, v. 219, p. 1328—1338.
335. *Furumoto A. S.* Gravity survey of the Island of Kahoolawe, Hawaii. — *Pacific Sci.* 1965, v. 19.
336. *Furumoto A. S., Campbell I. E., Hussong D. M.* Seismic refraction surveys along the Hawaiian Ridge; Kanai to Midway Island. — *Seismol. Soc. Amer. Bull.*, 1971, v. 61, p. 447—466.
337. *Gann R.* Quantitative aspects of ocean deeps, mountain chains and volcanic ranges. — *Geophysics*, 1947, v. 12, 238—255.
338. *Gaposchkin E. M.* Smithsonian Standard Earth III. — SAO Special Report, 1973, v. 353. Cambridge.
339. *Gaposchkin E. M., Lambeck K.* Earth's gravity field to the sixteenth degree and station coordinates from satellite and terrestrial data. — *J. Geophys. Res.*, 1971, v. 76, p. 4855—4883.
340. *Garfunkel Z.* Growing, shrinking and long-term evolution of plates and their implications for the pattern in the mantle. — *J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, p. 4425—4432.
341. *Garson M. S.* Geophysical and geological evidence of the relationship of Red Sea transverse tectonics to ancient fractures. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1976, v. 87, p. 169—181.
342. *Gealey W. K.* Ophiolite obduction and geologic evolution of the Oman Mountains and adjacent areas. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1977, v. 88, 1181—1191.
343. *Gough D. I.* The geoid and single-cell mantle convection. — *Earth Planet Sci. Lett.*, 1977, v. 34, p. 360—364.
344. *Griffiths J. R.* Paleographic and paleotectonic models for the New Zealand geosyncline in eastern Gondwanaland. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1977, v. 88, p. 1203—1210.
345. *Griggs D. T.* The sinking lithosphere and the focal mechanism of deep earthquakes. In: Robertson E. C. (ed). *The Nature of the Solid Earth*. N.Y., McCraw-Hill, 1972. 361 p.
346. *Grow I. A.* Crustal and upper mantle structure of the Central Aleutian arc. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1973, v. 84, p. 2169.
347. *Grow I. A., Bowin C. O.* Evidence for high-density crust and mantle beneath the Chile trench due to the descending lithosphere. — *J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, p. 1449.
348. *Grough S. T.* Thermal model of the oceanic lithosphere. — *Nature*, 1975, 256, p. 388—390.
349. *Grough S. T.* Approximate solutions for the formation of the lithosphere. — *Phys. Earth Planet Inter.*, 1977, v. 14, p. 365—377.
350. *Hanks T. S.* The Kuril Trench—Hokkaido Rise system: large shallow earthquakes and simple models of deformation. — *Geophys. J. Roy Astr. Soc.*, 1971, v. 23, p. 173—189.
351. *Harrison C. G.* Tectonics of mid-ocean ridges. — *Tectonophysics*, 1974, v. 22, p. 301—310.
352. *Hart M. B.* The Mid-Cretaceous succession of Orphan Knoll (northwest Atlantic): micropaleontology and paleo-oceanographic implications. — *Can. J. Earth Sci.*, 1976, v. 13, p. 1411—1421.

353. *Hatherton T.* Gravity and seismicity of asymmetric active regions. — *Nature*, 1969, v. 221, p. 353.
354. *Haworth R. T.* Geophysical profile in the south-east Pacific. — *Earth Planet Sci. Lett.*, 1971, v. 11, p. 83—89.
355. *Hayes J. D., Pitman W. C.* Lithospheric plate motions, sea level changes and climatic and ecological consequences. — *Nature*, 1973, v. 246, p. 18—21.
356. *Heezen B. C., Fornar D. J.* Initial reports of the Deep Sea Drilling Project. — *Geological map of the Pacific Ocean*, 1975, v. 30.
357. *Heezen B. C., Gerard R. D., Tharp M.* The Vema fracture zone in the equatorial Atlantic. — *J. Geophys. Res.*, 1964, v. 69, N 4, p. 733—739.
358. *Heezen B. C., Tharp M.* Tectonic fabric of the Atlantic and Indian Oceans and continental drift. — *Phil. Trans. Roy. Soc. L.* 1965, N 258, p. 90—106.
359. *Heezen B. C., Tharp M., Ewing M.* The floors of the oceans, v. I. The North Atlantic. — *Geol. Soc. Amer. Spec. Pap.*, 1959, v. 65, p. 122.
360. *Heirtzler J. R., Dickson G. O., Herron E. M., Pitman W. C. III, Le Pichon X.* Marine magnetic anomalies, geomagnetic field reversals and motions of the oceanic floor and continents. — *J. Geophys. Res.*, 1968, v. 73, p. 2119—2139.
361. *Heirtzler J. R., Le Pichon X.* Crustal structure in the mid-oceanic ridges. Magnetic anomalies over the Mid-Atlantic ridge. — *J. Geophys. Res.*, 1965, v. 70, N 16, p. 4013—4034.
362. *Herron E. M., Dewey J. F., Pitman W. C.* Plate tectonics model for the evolution of the Arctic. — *Geology*, 1974, August, p. 377—380.
363. *Hertz H.* On the equilibrium of floating elastic plates. — *Wademann's Annalen*, 1884, v. 24, p. 449.
364. *Hess H. H.* History of ocean basins. In: *Petrological Studies*, ed A. E. J. Engel, H. L. James, B. F. Lonard, 1962, p. 599—620, N.Y. (Geol. Soc. Amer. Bull.)
365. *Hewitt J. M., McKenzie D. P., Weiss N. O.* Dissipative heating in convective flows. — *J. Fluid Mech.*, 1975, v. 68, p. 721.
366. *Hey R. N.* Tectonic evolution of the Cocos-Nazca rise. Ph. D. thesis. — Princeton Univ., Princeton, 1975.
367. *Hey R. N.* A new class of „pseudofaults“ and their bearing on plate tectonics: a propagating rift model. — *Earth Planet Sci. Lett.*, 1977, v. 37, p. 321—325.
368. *Hey R. N., Deffeyes K. S., Johnson G. L., Lowrie A.* The Galapagos triple junction and plate motions of the East Pacific. — *Nature*, 1972, v. 237, p. 20—24.
369. *Hey R., Johnson G. L., Lowrie A.* Recent plate motions in the Galapagos area. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1977, v. 88, p. 1385.
370. *Houston M. H., De Bremaecker J. C.* Numerical models of convection in the upper mantle. — *J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, p. 742—751.
371. *Houtz R., Ewing J.* Upper crustal structure as a function of plate age. — *J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, p. 2490—2499.
372. *Hutchison C. S.* Ophiolites in Southeast Asia. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1975, v. 86, p. 797—806.
373. *Heezen B. C., Bunce E. T., Hersey J. B., Tharp M.* Chain and Romanche fracture zones. — *Deep Sea Res.*, 1964, v. 11, p. 11—33.
374. *Jackson E. D., Show H. R.* Stress fields in central portions of the Pacific plate delineated in time by linear volcanic chains. — *J. Geophys. Res.*, v. 80, p. 1861—1874.
375. *Jackson E. D., Silver E. A., Dalrymple G. B.* Hawaiian Emperor chain and its relation to Cenozoic Circum-Pacific Tectonics. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1972, v. 83, p. 601—618.
376. *Jischke M. C.* On the dynamics of descending lithospheric plates and slip zones. — *J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, p. 4809—4813.
377. *Johnson B. D., Powell C. McA., J. J. Veevers.* Spreading history of the eastern Indian Ocean and greater India's northward flight from Antarctica and Australia. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1976, v. 87, p. 1560—1566.

378. *Jones C. M.* Thermal interaction of the core and the mantle and long-term behaviour of the geomagnetic field.—*J. Geophys. Res.*, 1977, v. 82, p. 1703.
379. *Jordan T. H.* The present-day motion of the Caribbean plate.—*J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, N 32, p. 4433—4439.
380. *Kanasewitch E. R.* Plate tectonics and planetary convection.—*Canad. J. Earth Sci.*, 1976, v. 13, p. 331.
381. *Karig D. E., Charman F.* Subduction and accretion in trenches.—*Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1975, v. 86, p. 377.
382. *Kaula W. M.* Tests and combination of satellite determinations of the gravity field with gravimetry.—*J. Geophys. Res.*, 1966, v. 71, p. 5303—5314.
383. *Kaula W. M.* Earth's gravity field, relation to global tectonics.—*Science*, 1970, v. 169, p. 982.
384. *Kaula W. M.* Global gravity and mantle convection.—*Tectonophysics*, 1972, v. 13, N 1—4, p. 341—359.
385. *Kearny P.* Gravity and seismic reflection investigations of the crustal structure of the Aves Ridge, Eastern Caribbean.—*Geophys. J. Roy Astr. Soc.*, 1974, v. 38, p. 435—448.
386. *Kelleher J., McCann W.* Buoyant zones, great earthquakes, and instable boundaries of subduction.—*J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, p. 26.
387. *Kelleher J., Savino I., Rowlett H., McCann W.* Why and where great thrust earthquakes occur along island arcs.—*J. Geophys. Res.*, 1974, v. 79, p. 4889—4899.
388. *Khan M. A.* Earth's isostatic gravity anomaly field. Dep. X—592—73—199 Goddard Space Flight Center. Greenbelt 1973.
389. *Kieffer S. W.* Lattice thermal conductivity within the Earth and consideration of a relationship between the pressure dependence of the thermal diffusity and the volume dependence of the Grüneisen parameter.—*J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, p. 3025—3030.
390. *King-hele D. G., Doreen M. C., Walker R., Gooding R. H.* Geopotential harmonics of order 15 and odd degree from analyses of resonant orbits.—*Planet. Space Sci.*, 1975, v. 23, p. 1239—1256.
391. *Kinoshita W. T., Ohamura R. T.* A gravity survey of the Island of Mani.—*Pacific Sci.*, 1965, v. 19.
392. *Kirby S. M., Raleigh C. B.* Mechanisms of high-temperature solidstate flow in minerals and ceramics and their bearing on the creep behavior of the mantle.—*Tectonophysics*, 1973, v. 23, p. 165.
393. *Klitgord K. D., Mudie I. D.* The Galapagos spreading center: a near-bottom geophysical survey.—*Geophys. J. Roy Astr. Soc.*, 1974, v. 38, p. 563—586.
394. *Kogan M. G.* Gravity field of the Kuril—Kamchatca Arc and its relation to the thermal regime of the lithosphere.—*J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, p. 1381—1390.
395. *Kogan M. G., Boyarsky E. A.* Gravity measurements in the Southeast Atlantic on R. V. Academician Kurchatov, Cruise 3, March 1968 to July 1968.—*J. Geophys. Res.*, 1970, v. 75, p. 2137—2140.
396. *Kohlstedt D. L., Geotzel B.* Low-stress high temperature creep in olivine single crystals.—*J. Geophys. Res.*, 1974, v. 79, p. 2045.
397. *Kohlstedt D. L., Geotzel B., Durham W. B.* Experimental deformation of single crystall olivine with application to flow in the mantle. In: Run-korn S. K. Petrophysics. The Physics and Chemistry of Minerals and Rocks, John Wiley, 1976, N 4.
398. *König M., Talwani M.* A geophysical study of the Southern continental margin of Australia: Great Australian Bight and western Section.—*Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1977, v. 88, p. 1000—1014.
399. *Kroenke L. W., Woollard G. P.* Gravity investigations on the Luward Islands of the Hawaiian Ridge and Johnston Island.—*Pacific Sci.*, 1965, v. 19.
400. *Kristoffersen Y., Talwani M.* Extinct triple junction south of Greenland and the tertiary motion of Greenland relative to North America.—*Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1977, v. 88, p. 1037—1049.

401. Krivoy H. Z., Baker M., Moc Jr. E. E. A reconnaissance gravity survey of the Island of Kanai, Hawaii. — Pacific Sci., 1965, v. 19.
402. LaBrecque J. L., Kent D. V., Cande S. C. Revised magnetic polarity time scale for Late Cretaceous and Cenozoic time. — Geology, 1977, v. 5, p. 330—335.
403. Lachenbruch A. H. A simple mechanical model for oceanic spreading centers. — J. Geophys. Res., 1973, v. 78, p. 3395.
404. Lachenbruch A. H. Dynamics of a passive spreading center. — J. Geophys. Res., 1976, v. 81, p. 1883.
405. Lambeck K. Gravity anomalies over ocean ridges. — Geophys. J. Roy Astr. Soc., 1972, v. 30, p. 37—53.
406. Larson R. L. Late Jurassic sea-floor spreading in the eastern Indian Ocean. — Geology, 1975, p. 69—71.
407. Larson R. L., Chase C. G. Late Mesozoic evolution of the western Pacific Ocean. — Geol. Soc. Amer. Bull., 1972, v. 83, p. 3627—3644.
408. Larson R. L., Hilde T. W. A revised time scale of magnetic reversals for the early Cretaceous and Late Jurassic. — J. Geophys. Res., 1975, v. 80, N 17, p. 2586—2594.
409. Larson R. L., Pitman W. C. III. World-wide correlation of Mesozoic magnetic anomalies and its implications. — Geol. Soc. Amer. Bull., 1972, v. 83, p. 3645—3662.
410. Le Pichon X. Sea floor spreading and continental drift. — J. Geophys. Res., 1968, v. 73, p. 3661—3697.
411. Le Pichon X., Francheteau S., Bonnin J. Plate Tectonics. Elsevier, Amsterdam, Ld., N.-J., 1973.
412. Le Pichon X., Hayes D. E. Marginal offsets, fracture zones and the early opening of the South Atlantic. — J. Geophys. Res., 1971, v. 76, p. 6283.
413. Le Pichon X., Heirtzler J. R. Magnetic anomalies in the Indian Ocean and sea-floor spreading. — J. Geophys. Res., 1968, v. 73, p. 2101—2118.
414. Le Pichon X., Sibuet J. C., Francheteau J. The fit of the continents around the North Atlantic Ocean. — Tectonophysics, 1977, v. 38, p. 169—209.
415. Lister C. R. On the thermal balance of a mid-ocean ridge. — Geophys. J. Roy Astr. Soc., 1972, v. 26, p. 515—535.
416. Liu H. S. Convection pattern and stress system under the African plate. — Phys. Earth Planet Inter., 1977, v. 15, p. 60—68.
417. Liu H. S., Chang E. S., Wyatt G. H. Small scale mantle convection system and stress field under the Pacific plate. — Phys. Earth Planet Inter., 1976, v. 13, p. 212—217.
418. Lonsdale P. Structural geomorphology of a fast-spreading rise crest: the East-Pacific rise near  $3^{\circ} 25' S$ . — Marine Geophys. Res., 1977, v. 3, p. 251—293.
419. Lonsdale P. Regional shape and tectonics of the Equatorial East Pacific Rise. — Marine Geophys. Res., 1977, v. 3, p. 295—315.
420. Louden K. E., Forsyth D. W. Thermal conduction across fracture zones and the gravitational edge effect. — J. Geophys. Res., 1976, v. 81, p. 4869.
421. Lowell R. P. Circulation in fractures, hot springs and convective heat transport on mid-ocean ridge crests. — Geophys. J. Roy Astr. Soc., 1975, v. 40, p. 351.
422. Lubimova E. A. Thermal history of the Earth with consideration of the variable thermal conductivity of the mantle. — Geophys. J. Roy Astr. Soc., 1958, v. 1, p. 115.
423. MacDonald G. J. Calculations on the thermal history of the Earth. — J. Geophys. Res., 1967, v. 64.
424. McDonald K. C. Near-bottom magnetic anomalies, asymmetric spreading, oblique spreading, and tectonics of the Mid-Atlantic ridge near lat.  $37^{\circ} N$ . — Geol. Soc. Amer. Bull., 1977, v. 88, p. 541—555.
425. MacDonald K. C., Luyendyk B. P. Deep-tow studies of the structure of the Mid-Atlantic ridge crest near lat.  $37^{\circ} N$ . — Geol. Soc. Amer. Bull., 1977, v. 88, p. 621—636.

426. *Malin P. E., Dillon W. P.* Geophysical reconnaissance of the Western Cayman Ridge. — *J. Geophys. Res.*, 1973, v. 78, N 31, p. 7769—75.
427. *Malod J., Mascle J.* Structures géologiques de la continentale à L'ouest. — *Marine Geophys. Res.*, 1975, v. 2, p. 215.
428. *Mammericks J., Anderson R. N., Menard H. W., Smith S. M.* Morphology and tectonic evolution of the East-Central Pacific. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1975, v. 86, p. 111—118.
429. *Masse R. P.* Upper mantle compressional velocity and continental drift rates. — *Nature physical sci.*, 1973, v. 245.
430. *McConnel R. K.* Viscosity of the mantle from relaxation time spectra of isostatic adyustment. — *J. Geophys. Res.*, 1968, v. 73, p. 7089—7105.
431. *McGregor B. A., Rona P. A.* Crest of the Mid-Atlantic ridge at 26° N. — *J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, p. 3307—3314.
432. *McKenzie D.* Some remarks on heat flow and gravity anomalies. — *J. Geophys. Res.*, 1967, v. 72, p. 6261—6273.
433. *McKenzie D.* Plate tectonics of the Mediterranean region. — *Nature*, 1970, v. 226, p. 239—243.
434. *KcKenzie D., Roberts J. M., Weiss N. O.* Convection in the Earth's mantle: towards a numerical solution. — *J. Fluid Mech.*, 1974, v. 62, p. 465.
435. *McKenzie D., Sclater J. G.* The evolution of the Indian Ocean since the Late Cretaceous. — *Geophys. J. Rostr. Soc.*, 1971, v. 25, p. 437—528.
436. *McKenzie D., Weiss N.* Speculations on the thermal and tectonic history of the Earth. — *Geophys. J. Roy Astr. Soc.*, 1975, v. 42, p. 131.
437. *Menard H. W.* Depth anomalies and the motion of drifting islands. — *J. Geophys. Res.*, 1973, v. 78, p. 5128—5137.
438. *Menard H. W., Chase T. E.* Fracture zones. The Sea. New Concepts of sea-floor evolution. Part 1. General observations. Edited by A. E. Maxwell. Wiley-Interscience 1970, p. 421—443.
439. *Meyer O., Vopell D., Fleischer U., Closs H., Gerke K.* Results of bathymetric, magnetic and gravimetric measurements between Iceland and 70° N. — *Deut. Hydrogr. Zeit*, 1972, v. 25, N 5, p. 193—201.
440. *Milson J.* Panuan ultramafic belt: gravity anomalies and emplacement of ophiolites. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1973, v. 84, p. 2243—2257.
441. *Minster J. B., Jordan T. H., Molnar P., Haines E.* Numerical modeling of instantaneous plate tectonics. — *Geophys. J. Roy Astr. Soc.*, 1974, v. 36, p. 541.
442. *Molnar P.* Gravity anomalies and the origin of the Puerto-Rico trench. — *Geophys. J. Roy Astr. Soc.*, 1977, v. 51, p. 701—708.
443. *Molnar P., Sykes L. P.* Tectonics of the Caribbean and Middle American region from focal mechanism and seismicity. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1969, v. 80, p. 1639—1684.
444. *Moore J. G., Krivoy H. Z.* A reconnaissance gravity survey of the Island of Molokai, Hawaii. — *Pacific Science*, 1965, v. 19.
445. *Neev D.* Tectonic evolution of the Middle East and the Levantine basin (easternmost Mediterranean). — *Geology*, 1975, p. 683—686.
446. *Norton I. O.* The present relative motion between Africa and Antarctica. — *Earth Planet Sci. Lett.*, 1976, v. 33, p. 219.
447. *O'Bryan J. W., Cohen R., Gilliland W. N.* Experimental origin of transform faults and straight spreading-center segments. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1975, v. 86, p. 793—796.
448. *O'Connell R. J.* On the scale of mantle convection. — *Tectonophysics*, 1977, v. 38, p. 119.
449. *Oldenburg D. W.* A physical model for creation of the lithosphere. — *Geophys. J. Roy Astr. Soc.*, 1975, v. 43, p. 425—451.
450. *Oldenburg D. W., Brune J. N.* The explanation of the orthohorizontality of oceanic ridges and transform faults. — *J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, N 17, p. 2575—2585.
451. *Olivet J. L. et al.* Charlie Gibbs fracture zone. — *J. Geophys. Res.*, 1974, v. 79, p. 2059.

452. Ozima M. Magnetic processes in oceanic ridges.—Earth Planet Sci. Lett., 1971, N 13, p. 1—5.
453. Parker R. L., Oldenburg D. W. Thermal models of oceanic ridges.—Nature, Phys. Sci., 1973, v. 242, p. 137—139.
454. Parmentier E. M., Turcotte D. L., Torrance E. Numerical experiments on the structure of mantle plumes.—J. Geophys. Res., 1975, v. 80, N 32, p. 4417—4424.
455. Parmentier E. M., Turcotte D. L., Torrance K. E. Studies of finite amplitude non-newtonian thermal convection with application to convection in the Earth's mantle.—J. Geophys. Res., 1976, v. 81, p. 1839—1846.
456. Parsons B., Molnar P. Research note: the origin of outer topographic rises associated with trenches.—Geophys. J. Roy Astr. Soc., 1976, v. 45, p. 707—
457. Parsons B., Sclater J. An analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age.—J. Geophys. Res., 1977, v. 82, N 5, p. 803—827.
458. Peirce J. W. Assessing the reliability of DSDP paleolatitudes.—J. Geophys. Res., 1976, v. 81, N 23, p. 4173—4187.
459. Peltier W. R. The impulse response of a Maxwell Earth.—Rev. Geophys., Space Phys., 1974, v. 12, p. 649—653.
460. Peltier W. R., Andrews J. T. Glacial—isostatic adjustment. I. The forward problem.—Geophys. J. Roy Astr. Soc., 1976, v. 46, p. 625.
461. Pimm A. C. Deep sea drilling.—Science J., 1970, N 6, p. 6—10.
462. Pimm A. C., McGowran B., Gartner S. Early sinking history of the Ninetyeast Ridge, Northeastern Indian Ocean.—Geol. Soc. Amer. Bull., 1974, v. 85, p. 1219—1224.
463. Pitner P. R. Structural evolution of the Honduras continental margin and the sea floor south of the western Cayman trough.—Geol. Soc. Amer. Bull., 1975, v. 86, p. 830—838.
464. Pitman W. C. Sea-floor spreading and plate tectonics.—Trans. Amer. Geophys. Union, 1971, v. 52, N 5.
465. Pitman W. C., Talwani M. Sea-floor spreading in the North Atlantic.—Geol. Soc. Amer. Bull., 1972, v. 83, p. 619—643.
466. Post R. L., Griggs. The earth's mantle: evidence of non-newtonian flow.—Science, 1973, v. 181, p. 1242.
467. Rabinowitz P. D. Geophysical study of the continental margin of Southern Africa.—Geol. Soc. Amer. Bull., 1976, v. 87, p. 1643—1653.
468. Ramberg I. B., Gray D. F., Reynolds R. G. Tectonic evolution of the FAMOUS area of the Mid-Atlantic ridge, lat. 35° 50' to 37° 20' N.—Geol. Soc. Amer. Bull., 1977, v. 88, p. 609—620.
469. Ramberg I. B., Van Andel T. H. Morphology and tectonic evolution of the rift valley at lat. 37° 30' N, Mid-Atlantic Ridge.—Geol. Soc. Amer. Bull., 1977, v. 88, p. 577—586.
470. Rea D. K. Model for the formation of topographic features of the East Pacific Rise crest.—Geology, 1975, v. 3, p. 77—80.
471. Rea D. K. Changes in the axial configuration of the East Pacific Rise near 6° S during the past 2 m. y.—J. Geophys. Res., 1976, v. 81, p. 1495—1504.
472. Rea D. K., Malfait B. T. Geologic evolution of the Northern Nazca Plate.—Geology, 1974, p. 314—321.
473. Ribando R. J., Torrance K. E., Turcotte D. B. Numerical models for hydrothermal circulation in the oceanic crust.—J. Geophys. Res., 1976, v. 81, p. 3007—3010.
474. Richter F. M. Convection and the large scale circulation of the mantle.—J. Geophys. Res., 1973, v. 78, p. 8735—8741.
475. Robb J. M., Kane M. F. Structure of the Vema fracture zone from gravity and magnetic intensity profiles.—J. Geophys. Res., 1975, v. 80, p. 4441.
476. Rona P. A. Subsidence of Atlantic continental margins.—Tectonophysics, 1974, v. 22, p. 283—299.

477. Rona P. A. Asymmetric fracture zones and sea-floor spreading.—Earth Planet Sci. Lett., 1976, v. 30, N 1, p. 109—116.
478. Runcorn S. K. Convection currents in the Earth's dynamical processes in the deeper mantle. „Upper mantle“ (ed. Ritsema A. R.), Amsterdam, 1972.
479. Sammis C. G., Smith J. C., Schubert G., Yuen D. A. Viscosity-depth profile of the Earth's mantle: effects of polymorphic phase transitions.—J. Geophys. Res., 1977, v. 82, N 26, p. 3747.
480. Schatz J. F., Simmons G. Thermal conduction of earth materials at high temperatures.—J. Geophys. Res., 1972, v. 77, p. 6966.
481. Schubert G., Froidevaux C., Yuen D. A. Oceanic lithosphere and astenosphere: thermal and mechanical structure.—J. Geophys. Res., 1976, v. 81, p. 3525.
482. Schubert G., Yuen D. A., Turcotte D. L. Role of phase transitions in a dynamic mantle.—Geophys. J. Roy Astr. Soc., 1975, v. 42, p. 705.
483. Sclater J. G., Anderson R. N., Bell M. I. The elevation of ridges and the evolution of the central eastern Pacific.—J. Geophys. Res., 1971, v. 76, p. 7888—7915.
484. Sclater J. G., Bowin C., Hey R., Hoskins H., Pearce J., Phillips I., Tapscott C. The Bouvet triple junction.—J. Geophys. Res., 1976, v. 81, p. 1857.
485. Sclater J. G., Detrick R. Evolution of midocean ridges and the basement age of JOIDES deep-sea drilling sites.—Geol. Soc. Amer. Bull., 1974, v. 84, p. 1547—1554.
486. Sclater J. G., Dick H., Norton I. O., Woodroffe D. Tectonic structure and petrology of the Antarctic plate boundary near the Bouvet triple junction.—Earth Planet Sci. Lett., 1978, v. 37, p. 393.
487. Sclater J. G., Fisher R. L. Evolution of the East Central Indian Ocean with emphasis on the tectonic setting of the Ninetyeast Ridge.—Geol. Soc. Amer. Bull., 1974, v. 85, p. 683—702.
488. Sclater J. G., Francheteau J. The implications of terrestrial heat flow observations on current tectonic and geochemical models of the crust and upper mantle of the Earth.—J. Astr. Soc., 1970, v. 20, p. 509—542.
489. Sclater J. G., Growe J., Anderson R. N. On the realiability of oceanic heat flow averages.—J. Geophys. Res., 1976, v. 81, p. 2997.
490. Sclater J. G., Hellinger S., Tapscott C. The paleobathymetry of the Atlantic Ocean from the Jurassic to the present.—J. Geol., 1977, v. 85, N 5.
491. Sclater J. G., Lawver L. A., Parsons B. Comparison of long wavelength residual elevation and free air gravity anomalies in the North Atlantic and possible implications for the thickness of the lithospheric plate.—J. Geophys. Res., 1975, v. 80, p. 1031—1052.
492. Sclater J. G., Luytenbyk B., Meinke L. Magnetic lineations in the southern part of the Central Indian basin.—Geol. Soc. Amer. Bull., 1976, v. 87, p. 371—378.
493. Scrutton R. A. Crustal structure at the continental margin south of South Africa.—Geophys. J. Roy Astr. Soc., 1976, v. 44, p. 601—623.
494. Seare R. C., Laughton A. S. Sonar studies of the Mid-Atlantic ridge and Kurchatov fracture zone.—J. Geophys. Res., 1977, v. 82, p. 5313—5328.
495. Seare R. C., Rose D. A. A geophysical study of the Red Sea axial trough between 20,5° and 22° N.—Geophys. J. Roy Astr. Soc., 1975, v. 43, p. 555.
496. Seno T. The instantaneous rotation vector of the Philippine sea plate relative to the Eurasian plate.—Tectonophysics, 1977, v. 42, p. 209.
497. Scrutton R. A. Crustal structure at the continental margin south of South Africa.—Geophys. J. Roy Astr. Soc., 1976, v. 44, p. 601.
498. Shaw H. R. Mantle convection and volcanic periodicity in the Pacific; evidence from Hawaii.—Geol. Soc. Amer. Bull., 1973, v. 84, p. 1505.
499. Shaw H. R., Jackson E. D. Linear island chain in the Pacific: results of thermal plumes or gravitational anchors?—J. Geophys. Res., 1973, v. 78, p. 8634—8652.

500. Shimazaki K. Pre-seismic crustal deformation caused by an under-thrusting oceanic plate in Eastern Hokkaido, Japan.—*Phys. Earth Planet. Inter.*, 1974, v. 8, p. 148.
501. Shimazaki K. Intra-plate seismicity gap along the median tectonic line and oblique plate convergence in Southwest Japan.—*Tectonophysics*, 1976, v. 31, p. 139—156.
502. Shimazaki K. Intra-plate seismicity and inter-plate earthquakes: historical activity in Southwest Japan.—*Tectonophysics*, 1976, v. 33, p. 33—42.
503. Silver E. A., Case J. E., Macgillivray H. J. Geophysical study of the Venezuelan Borderland.—*Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1975, v. 86, p. 213—226.
504. Sleep N. H. Formation of oceanic crust: some thermal constraints.—*J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, N 29, p. 4037—4042.
505. Sleep N. H. Thermal effects of the formation of Atlantic continental margins by continental break up.—*Geophys. J. Roy Astr. Soc.*, 1971, v. 24, p. 325.
506. Sleep N. H., Snell N. S. Thermal contraction and flexure of Mid-continent and Atlantic marginal basins.—*Geophys. J. Roy Astr. Soc.*, 1976, v. 45, p. 125—154.
507. Smith P. J. Oceanic lithosphere thickens with age.—*Nature*, 1975, v. 253, p. 10.
508. Smith A. G., Briden J. C. Mesozoic and Cenozoic paleocontinental maps.—Ld, N.-Y., Melbourne, Cambridge Univ. Press, 1977.
509. Smith D. E., Lerch F. I., March I. J., Wagner C. A., Kolenkiewicz R., Khan M. A. Contributions to the National geodetic satellite program by Goddard Space Flight Center.—*J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, p. 1006—1026.
510. Sobczak L. W. Gravity and deep-structure of the continental margin of Banks Island and Mackenzie Delta.—*Canad. J. Earth Sci.*, 1975, v. 12, N 3, p. 378—394.
511. Stacey F. D. Thermal regime of the Earth's interior.—*Nature*, 1975, v. 255, p. 44.
512. Stacey F. D. A thermal model of the Earth.—*Phys. Earth Planet. Inter.*, 1977, v. 15, p. 341.
513. Stauder W. Subduction of the Nazca plate under Peru as evidenced by focal mechanisms and by seismosity.—*J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, p. 1053—1064.
514. Stauder W., Mualchin L. Fault motion in the larger earthquakes of the Kuril-Kamchatka Arc and of the Kuril-Hokkaido corner.—*J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, p. 297—308.
515. Stewart J. C. Mantle plume separation and expanding Earth.—*Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 1976, v. 46, p. 505—511.
516. Stocker R. L., Ashby M. E. On the rheology of the upper mantle.—*Rev. Geophys. Space Phys.*, 1973, v. 11, p. 391.
517. Sykes L. R. Mechanics of earthquakes and nature of faulting on the mid-oceanic ridges.—*J. Geophys. Res.*, 1968, v. 72, p. 2131—2153.
518. Tada T. Crustal movement and fault motion associated with the 1974 Nemuro-Oki earthquake.—*Geographical Survey Institute*, 1974, v. 20, p. 175.
519. Talwani M. Gravity.—In: *The Sea*. ed. by A. E. Maxwell. N.-Y., Interscience, 1970, v. 4, p. 251—297.
520. Talwani M., Eldholm O. Continental margin of Norway: a geophysical study.—*Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1972, v. 83, p. 3575—3606.
521. Talwani M., Le Pichon X. Gravity field over the Atlantic ocean.—In: *The Earth's Crust and Upper Mantle*, AGU Geoph. Mon. 13, ed. by P. J. Hart, Washington, 1969, p. 341—351.
522. Talwani M., Eldholm O. Evolution of the Norwegian-Greenland sea.—*Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1977, v. 8, p. 969—999.
523. Talwani M., Meijer H. R. Gravity measurements in Eltanin cruises. N.-Y., 1972, p. 28—32.
524. Talwani M., Poppe H. R., Rabinowitz P. D. Gravimetrically determined geoid in the Western North Atlantic. NOAA Tech. Report ERL-228-AOML 7, 1971, v. 2, p. 1—34.

525. *Talwani M., Windisch C. C., Langseth M. G.* Reykjanes Ridge crest: a detailed geophysical survey. — *J. Geophys. Res.*, 1971, v. 76, p. 473—517.
526. *Tapponnier P., Molnar P.* The relationship of the Baikal rift system and Shansi graben to the India—Eurasia continental collision. — In: *Rifting Problems*. Irkutsk, 1975, p. 30.
527. *Thompson G., Melson W. G.* The petrology of oceanic crust across fracture zones in the Atlantic ocean: evidence of a new kind of sea-floor spreading. — *J. Geology*, 1972, v. 80, p. 526—538.
528. *Toksöz M. N., Sleep N. H., Smith A. T.* Evolution of the downgoing lithosphere and the mechanisms of deep focus earthquakes. — *Geophys. J. Roy Astr. Soc.*, 1973, v. 35, p. 285.
529. *Turcotte D. L., Schubert G.* Frictional heating of the descending lithosphere. — *J. Geophys. Res.*, 1973, v. 78, p. 5876.
530. *Udias A., Arroyo A. L., Merzena I.* Seismotectonics of the Azores-Alboran region. — *Tectonophysics*, 1976, v. 31, p. 259.
531. *Uyeda J., Miyashiro A.* Plate tectonics and the Japanese islands: a synthesis. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1974, v. 85, p. 1159—1170.
532. *Van Andel T. H., Heath R. R.* Tectonics in the Mid-Atlantic ridge 6—8°S latitude. — *Marine Geophys. Res.*, 1970, v. 1, p. 5—36.
533. *Van Andel T. H., Phillips I. D., Von Herzen R. P.* Rifting origin for the Vema fracture in the North Atlantic. — *Earth, Planet Sci. Lett.*, 1971, N 5, p. 296—300.
534. *Van Andel T. H., Von Herzen R. P., Phillips I. D.* The Vema fracture zone and the tectonics of transverse shear zones in oceanic crustal plates. — *Marine Geophys. Res.*, 1971, v. 1, p. 261—283.
535. *Vanney J. R., Johnson G. L.* The Bellingshausen—Amudsen basins (Southeastern Pacific): major sea-floor units and problems. — *Marine Geol.*, 1976, v. 22, p. 71—101.
536. *Veevers J. J.* Paleobathymetry of the crest of spreading ridges related to the age of ocean basins. — *Earth Planet Sci. Lett.*, 1977, v. 34, p. 100—106.
537. *Veevers J. J., McElhinny M. W.* The separation of Australia from other continents. — *Earth Sc. Rev.*, 1976, p. 139—159.
538. *Vening Meinesz F. A.* Plastic buckling of the earth's crust: the origin of geosynclines. — In: A. Poldervaart (Editor). *Crust of the Earth (a Symposium)*. — *Geol. Soc. Amer., Spec. Papers*, 62, p. 319—330.
539. *Vine F. J., Matthews D. H.* Magnetic anomalies over oceanic ridges. — *Nature*, 1963, v. 199, p. 947—949.
540. *Vogt P. R.* Volcano weight and plate thickness. — *Earth. Planet Sci. Lett.*, 1974, v. 23, p. 337.
541. *Vogt P. R.* Long wavelength gravity anomalies and interplate seismicity. — *Earth Planet Sci. Lett.*, 1978, v. 37, p. 465—475.
542. *Vogt R. R., Avery O. E.* Detailed magnetic surveys in the northeast Atlantic and Labrador sea. — *J. Geophys. Res.*, 1974, v. 79, p. 363—389.
543. *Vogt R. R., Johnson G. L.* Transform faults and longitudinal flow below the midoceanic ridge. — *J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, p. 1399—1428.
544. *Van der Borch, Sclater C. C., Garthner J. G., Hekiman Jr., Johnson R., McGowan D., Pimm B., Thompson A. C., R. W., Veerers I. I.* Deep sea drilling project. Leg 22. — *Geotimes*, 1972, v. 17, N 6, p. 15—17.
545. *Wagner C. A.* Geopotential resonances on Vanguard orbits. — *J. Geophys. Res.*, 1977, v. 82, N 5, p. 915—927.
546. *Wagner C. A., Lerch F. J., Brown J. E., Richardson J. A.* Improvement in the geopotential derived from satellite and surface data (GEM 7 and 8). — *J. Geophys. Res.*, 1977, v. 82, N 5, p. 901—914.
547. *Walcott R. J.* Flexural rigidity, thickness and viscosity of the lithosphere. — *J. Geophys. Res.*, 1970, v. 75, p. 3941—3954.
548. *Walcott R. J.* Gravity, flexure and the growth of sedimentary basins at a continental edge. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1972, v. 83, p. 1848.
549. *Watts A. B.* Gravity and bathymetry in the central Pacific Ocean. — *J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, N 8, p. 1533—1553.

550. *Watts A. B., Cochran I. R.* Gravity anomalies and flexure of the lithosphere along the Hawaiian—Emperor seamount chain.—*J. Astr. Soc.*, 1974, v. 38, p. 119—141.
551. *Watts A. B., Cochran I. R., Selser G.* Gravity anomalies and flexure of the lithosphere: a three-dimensional study of the Great Meteor seamount, Northeast Atlantic.—*J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, 1391—1398.
552. *Watts A. B., Talwani M.* Gravity anomalies seaward of deep-sea trenches and their tectonic implications.—*Geophys. J. Roy Astr. Soc.*, 1974, v. 36, p. 57.
553. *Watts A. B., Talwani M.* Gravity effect of downgoing lithosphere slabs beneath island arcs.—*Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1975, v. 86, p. 1.
554. *Weertman J., Weertman J. R.* High-temperature creep of rocks and mantle viscosity.—*Ann. Rev. Earth Planet Sci.*, 1975, v. 3, p. 293.
555. *Westbrook G. K.* The structure of the crust upper mantle in the region of Barbados and the Lesser Antilles.—*Geophys. J. Roy Astr. Soc.*, 1975, v. 43, p. 201—242.
556. *Weissel J. K., Hayes D. E., Herron E. M.* Plate tectonics synthesis: the displacements between Australia, New Zealand and Antarctica since the Late Cretaceous.—*Marine Geol.*, 1977, v. 25, p. 231—277.
557. *Whitchmarsh R. B.* The axial intrusive zone under mid-oceanic ridge at 37° N by the explosive seismic.—*Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 1975, v. 42, N 1, p. 189—215.
558. *Williams C. A.* Sea-floor spreading in the Bay of Biscay and its relationship to the North Atlantic.—*Earth Planet Sci. Lett.*, 1975, v. 24, p. 440—456.
559. *Williams D. L.* Submarine geothermal resources.—*J. Volcan. Geothermal Res.*, 1976, N 1, p. 85—100.
560. *Williams H. R., Williams R. A.* Kimberlites and plate-tectonics in West Africa.—*Nature*, 1977, v. 270, p. 507—508.
561. *Wilson J. T.* A possible origin of the Hawaiian Islands.—*Canad. J. Phys.*, 1963, v. 41, p. 863.
562. *Wilson J. T.* A new class of faults and their bearing to continental drift.—*Nature*, 1965, v. 207, p. 343—347.
563. *Wilson J. T.* Continental drift, transcurrent and transform faulting.—*The Sea*, 1970, v. 4. New Concepts of Sea Floor Evolution. Part III. Edited by A. E. Maxwell, Wiley Interscience, 1970, p. 623—644.
564. *Wilson J. T.* Mantle plumes and plate motions.—*Tectonophysics*, 1973, v. 19, p. 149—164.
565. *Wolery T. J., Sleep N. H.* Hydrothermal circulation and geochemical flux at mid-ocean ridges.—*J. Geology*, 1976, v. 84, p. 249—276.
566. *Woollard G. P.* The relation of gravity anomalies to surface elevation, crustal structure and geology. Univ. Wisc. Geophys. Polar Res. Center Rept. 62—9, 1962. 292 p.
567. *Yuen D. A., Schubert G.* Mantle plumes: a boundary layer for Newtonian and non-Newtonian temperature-dependent rheologies.—*J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, p. 2499.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

---

---

|  |     |
|--|-----|
| Введение . . . . .   | 3   |
| <b>Глава I. Общая характеристика рельефа дна и гравитационного поля Мирового океана . . . . .</b>                          | 7   |
| Морфология дна . . . . .   | 8   |
| Проблема взаимосвязи аномального гравитационного поля и лика Земли . . . . .   | 12  |
| <b>Глава II. Проблема конвекции в мантии Земли . . . . .</b>   | 18  |
| Теплопроводность и конвективные движения . . . . .   | —   |
| Строение, температура и реологические свойства. . . . .  | 25  |
| <b>Глава III. Низкие гармоники гравитационного поля и структура конвекции в мантии Земли . . . . .</b>                     | 36  |
| Нормальная формула и разложение аномального поля по сферическим функциям . . . . .   | —   |
| Геометрия современного перемещения плит и проблема структуры конвекции в мантии . . . . .                                  | 42  |
| <b>Глава IV. Природа рельефа дна и поля <math>\Delta g</math> в рифтовых зонах срединно-океанических хребтов . . . . .</b> | 59  |
| Геоморфология рифтовых зон . . . . .   | 60  |
| Природа региональных аномалий $\Delta g_{с.в}$ над срединно-океаническими хребтами . . . . .                               | 68  |
| Геодинамический анализ рельефа дна в рифтовых зонах . . . . .  | 76  |
| <b>Глава V. Эволюция океанической литосферы и увеличение глубины океана . . . . .</b>                                      | 88  |
| Возраст океанической литосферы . . . . .   | —   |
| Нормальный закон изменения толщины океанической литосферы по мере старения . . . . .                                       | 94  |
| Структура и происхождение океанической коры . . . . .  | 108 |
| <b>Глава VI. Трансформные разломы . . . . .</b>  | 114 |
| Классификация трансформных разломов . . . . .  | 115 |
| Динамические типы трансформных разломов и поле $\Delta g$ над ними . . . . .   | 120 |
| <b>Глава VII. Подводные горы . . . . .</b>   | 143 |
| «Притрансформные» подводные горы . . . . .   | 145 |
| Внутриплитовые подводные горы . . . . .  | 149 |
| Подводные горы как индикатор реологических свойств литосферы. (Изменение изгибной жесткости со временем) . . . . .         | 163 |
| Анализ последовательности вязко-упругих прогибов литосферы под подводным хребтом . . . . .                                 | 167 |

|  |            |
|--|------------|
| <b>Глава VIII. Переходные зоны активного типа . . . . .</b>                | <b>171</b> |
| Геодинамический анализ нарушений изостазии в<br>островных дугах . . . . .  | 173        |
| Рельеф дна и нарушения изостазии в Карибском<br>море . . . . .             | 195        |
| <b>Глава IX. Эволюция рельефа дна Мирового океана в мезо-кайнозое. 207</b> |            |
| Методика палеореконструкций . . . . .                                      | 226        |
| Эволюция рельефа дна океана в мезо-кайнозое . . . . .                      | 226        |
| <b>Заключение . . . . .</b>  | <b>262</b> |
| <b>Список литературы . . . . .</b>   | <b>270</b> |

ИБ № 3364

## ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ И РЕЛЬЕФ ДНА ОКЕАНА

Редактор издательства З. К. Андрюнина.  
Переплет художника И. М. Сенского.  
Технический редактор А. Б. Ящуржинская.  
Корректор Н. П. Никитина.

Сдано в набор 23.11.78. Подписано в печать 23.05.79. М-25676.  
Формат 60×90<sup>1/16</sup>. Бумага тип. № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая.  
Усл. печ. л. 18,5. Уч.-изд. л. 18,7. Тираж 1300 экз.  
Заказ 5/1217. Цена 3 р. 10 к.

Издательство «Недра», Ленинградское отделение, 193171, Ленинград, С-171,  
ул. Фарфоровская, 12.  
Ленинградская картографическая фабрика объединения «Аэрогеология».

### ИСПРАВЛЕНИЯ

| Страница | Строка                    | Напечатано                      | Должно быть                               |
|----------|---------------------------|---------------------------------|---|
| 31       | 23 сн.                    | $R_a = \alpha g^3 h^4 / \gamma$ | $R_a = \alpha g^3 h^4 / \gamma \cdot v$ ) |
| 34       | 8 св.                     | конвективного                   | кондуктивного                             |
| 110      | 10 сн.                    | 0,5—1,5 км/сек                  | 2,5—3,5 км/сек                            |
| 175      | 9 св.<br>13 св.<br>20 св. | (103)<br>(103)<br>(103)         | (76)<br>(76)<br>(76)                      |
| 177      | 15 св.                    | (101)                           | (74)                                      |
| 188      | 24 св.                    | 190 км                          | 190 мгал                                  |
| 225      | 8 сн.                     | глубина структуры               | глубинная структура                       |
| 230      | 12 сн.                    | Мирнийская                      | Мизийская                                 |
| 250      | 20 сн.                    | Алеппинско-Сицилийская          | Апеннинско-Сицилийская                    |

Зак. 5

3 p. 10 n.

2949