

## VIII. ТЕПЛОВОЕ СОСТОЯНИЕ ЗЕМЛИ

*Введение в проблему (Гуттенберг, 1963; Ботт, 1974).*

*Геотермические измерения на континентах и в океане. Определение теплового потока и геотермического градиента, их связь с основными, структурными единицами земной коры (Гуттенберг, 1963; Магницкий, 1965; Стейси, 1972; Ботт, 1974; Шейдеггер, 1987).*

*Уравнение теплопроводности, ее виды в Земле. Оценка температуры в верхней части литосферы (до глубин около 100 км) по данным геотермических измерений (теплового потока), магматической деятельности (по температуре лав) и электропроводности (Магницкий, 1965).*

*Понятие о нижнем температурном пределе в мантии и его оценка с помощью адиабатического температурного градиента. Обоснование верхнего температурного предела в мантии как температуры плавления (Магницкий, 1965).*

*Экспериментальное определение температуры плавления в мантии; результаты и трудности. О термодинамической формуле Клаузиуса-Клайпейрона. Определение температуры плавления в мантии по гипотезам плавления (Линдемана и Жарков). О реальных температурах в мантии (Магницкий, 1965).*

*Температура в ядре Земли, ее оценка с помощью уравнений для состояния железа при давлении и плотности в ядре; температура плавления железа; адиабатическая температура и др. (Магницкий, 1965).*

*Обобщенная температурная кривая по радиусу Земли. Источники тепла Земли и их относительный вклад в общий тепловой баланс планеты. Гипотезы и варианты тепловой истории Земли (Магницкий, 1965).*

*Введение в проблему (Гуттенберг, 1963; с. 147 – 149; Ботт, 1974; с. 213 – 214).* Средняя температура на земной поверхности изменяется приблизительно от 0 до  $-40^{\circ}\text{C}$  в районе Северного полюса и от  $-10$  до  $-50^{\circ}$  в районе Южного полюса и составляет около  $26^{\circ}$  на протяжении всего года в экваториальной зоне. Средняя температура всей земной поверхности около  $15^{\circ}$ , со средними колебаниями около  $2^{\circ}$  в течение года.

Температура данной точки на земной поверхности зависит главным образом от солнечной радиации, достигающей этой точки, и угла, под которым солнечные лучи падают на поверхность. Следует учитывать также излучение, отдаваемое Землей обратно в пространство, и теплообмен посредством воздушных течений. Средний поток солнечного тепла, достигающий поверхности Земли на континентах, составляет по порядку величины  $10^2 \text{ кал/см}^2 \text{ сек}$ . Поэтому поток тепла из недр Земли, составляющий около  $10^6 \text{ кал/см}^2 \text{ сек}$ , по сравнению с ним пренебрежимо мал. Температура дна океанов определяется локальной температурой воды, которая в глубоких океанах близка к  $0^{\circ}$ .

Изучение тепловых процессов, протекающих в Земле, - один из самых умозрительных разделов геофизики. Объясняется это тем, что данные о наблюдаемом на поверхности тепловом потоке и температуре в недрах Земли можно интерпретировать многими различными способами. Для областей Земли глубже 100 км наши знания о распределении температуры весьма ненадежны, а расположение источников тепла и механизм его переноса неизвестны. Однако изучение теплового режима весьма важно, поскольку потеря тепловой энергии Землей может быть, прямо или косвенно, причиной большей части тектонических и магматических процессов.

Рассмотрим основные энергетические процессы, в которых участвует Земля (табл. 8.1). Самое большое количество энергии Земля получает от Солнца, но значительная ее часть излучается обратно в пространство. Лишь малая доля солнечной энергии проникает в глубину, измеряемую метрами. Действительно, в слоях, расположенных близко к поверхности континентов, все периодические изменения температуры убывают с

глубиной по экспоненциальному закону. На глубине порядка  $1\text{ м}$  от поверхности суточные изменения температуры становятся настолько малыми, что ими можно пренебречь. Так при среднем для поверхностных пород коэффициенте теплопроводности интервал изменения температуры в  $20^{\circ}\text{C}$  на поверхности сократится до  $1,4^{\circ}$  на глубине  $30\text{ см}$  и менее чем до  $0,004^{\circ}$  на глубине  $1\text{ м}$ . На глубине  $30\text{ см}$  вычисленное запаздывание по времени составляет около  $10\text{ час}$ . Все эти расчетные значения, в основном, согласуются с наблюдениями. Поэтому солнечное излучение является основным источником энергии лишь для процессов, совершающихся на поверхности твердой Земли и над ней. Солнечное излучение управляет также температурой на поверхности Земли, защищаемой от резких перемен покровом атмосферы. В то же время тепловое влияние солнечной энергии на процессы в недрах Земли пренебрежимо малы по сравнению с той энергией, которая выделяется внутренними источниками тепла. Энергия, высвобождающаяся при землетрясениях, как и энергия приливного трения, замедляющего вращение Земли, также невелика по сравнению с геотермической потерей тепла.

**Таблица 8.1.** Основные составляющие энергетического баланса Земли (Ботт, 1974; с.213)

	эрг/год
Солнечная энергия (получаемая и переполучаемая обратно)	32 10 28
Геотермическая потеря тепла	10 26
Энергия, теряемая при замедлении вращения Земли	3·10 25
Упругая энергия, высвобождаемая землетрясениями	10

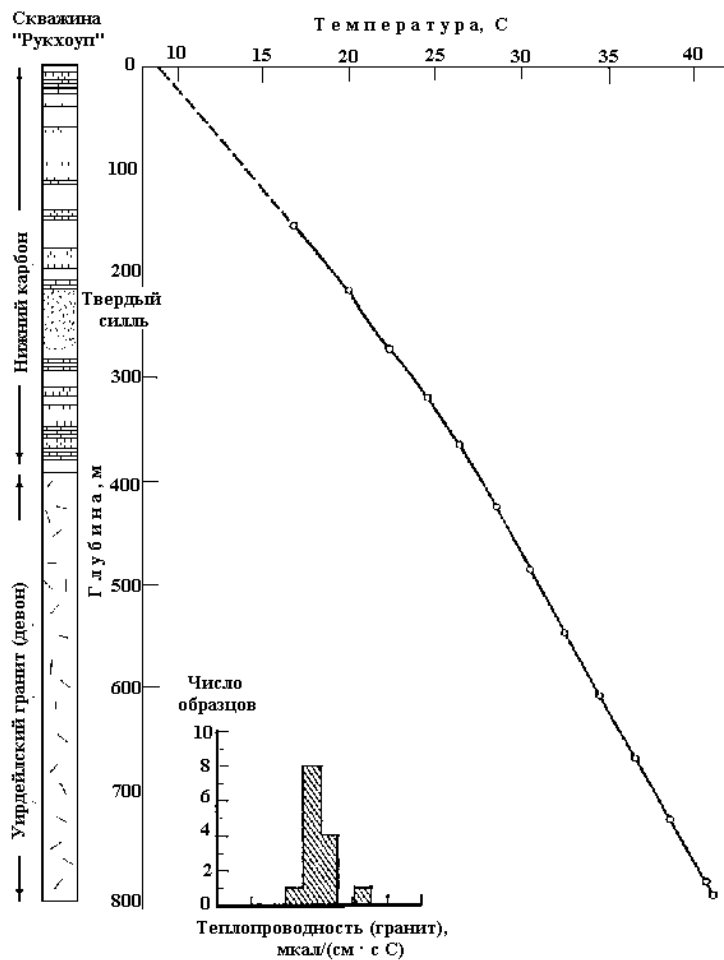
В настоящее время принято считать, что основным источником современной тепловой энергии в недрах Земли является радиоактивный распад долгоживущих изотопов. На ранних этапах истории Земли существенную роль в тепловых процессах могла играть освобождающаяся гравитационная энергия. По мере рассеяния тепла малая доля потока Земли переходит в другие формы энергии, которые вызывают тектонические и магматические процессы, метаморфизм и создают магнитное поле Земли (см. раздел 7).

*Геотермические измерения на континентах и в океане. Определение теплового потока и геотермического градиента, их связь с основными, структурными единицами земной коры (Гутенберг, 1963; с. 147 – 149; Магницкий, 1965; с. 5 – 6; Ботт, 1974; с. 214 – 223; Шейдеггер, 1987; с. 100 – 102; Стейси, 1971; с. 269 – 271).* Когда-то считалось, что Земля может по существу представлять собой тепловую машину. Это означает, что энергия, вызывающая геодинамические явления, может быть результатом тепловых процессов. К сожалению, термальная история Земли известна недостаточно, так как она непосредственно связана с вопросами происхождения Земли и химическим составом ее недр.

Температура внутренних частей Земли в настоящее время известна с очень малой точностью. Температура ее верхних частей до глубин  $50\text{ км}$  известна несколько лучше. Мы располагаем следующими источниками сведений о температуре верхних частей Земли: данными геотермических измерений, данными о генерации тепла главными типами горных пород, данными о температурах изливающихся лав и данными об электропроводности.

Тот факт, что тепло повсеместно истекает из недр Земли в пространство, с очевидностью доказывается повышением температуры с глубиной в любой скважине или шахте (рис. 8.1); температурные градиенты, измеренные на разных объектах, изменяются

от  $25^{\circ}$  до  $40^{\circ}\text{C}$  на  $1\text{ км}$ . Следовательно, тепловой баланс может осуществляться только в том случае, если тепло поступает во внешнее пространство из недр Земли.



**Рис. 8.1.** Результаты определения теплового потока в скважине «Рукхоуп» (Станон, Северная Англия). Измерения проводились через три года после завершения бурения. Измерения теплопроводности 13 гранитных образцов, взятых с равноотстоящих горизонтов между глубинами 427 и 792 м, представлены гистограммой внизу (Ботт, 1974; с.215). Общие результаты таковы:

Термический градиент (427 – 792 м)	$= 32.45 \pm 0.01^{\circ} \text{C/км},$
Поправка за топографию	$= -1.55 \pm 0.50^{\circ} \text{C/км},$
Исправленный термический градиент	$dT/dn = 30.90 \pm 0.51^{\circ} \text{C/км},$
Измеренная теплопроводность	$\chi = 0.0070 \pm 0.0002 \text{ кал}/(\text{см сек}^{\circ} \text{C}),$
Тепловой поток исправленный за топографию	$= 2.16 \pm 0.07 \text{ мкал}/(\text{см}^2 \text{ сек}).$

Геотермические измерения выполнялись как на континентах, так и на дне океанов. Тепловой поток определяется как произведение:

$$Q = -\chi \frac{\partial T}{\partial n}, \quad (8.1)$$

где  $\chi$  - коэффициент теплопроводности,  $\partial T/\partial n$  – температурный градиент по нормали к поверхности Земли.

На континентах температурные градиенты определялись путем измерения температуры и коэффициента теплопроводности пород на различных глубинах в буровых скважинах (рис. 8.1). Обычно для этого применяются максимальные термометры, которые находятся нередко в воде, но часто в неподвижном воздухе. По возможности измерения проводятся в течение нескольких часов с помощью нескольких термометров

одновременно. Измерения должны выполняться глубже  $200\text{ м}$  (чтобы избежать остаточного влияния плейстоценового оледенения). Перед измерениями необходимо выждать некоторое время, чтобы в скважине (или шахте) установилось тепловое равновесие. Это время должно быть в несколько раз больше времени, затраченного на бурение скважины. Затем значения, полученные в течение нескольких периодов измерений, осредняются.

Теплопроводность образцов горных пород из скважины измеряется или в лаборатории, или же непосредственно на месте.

Пример измерения теплового потока в скважине «Рукхоуп» (Станоп, северная Англия) показан на рис.8.1. Тепловой поток здесь оценивается значением  $2,16 \pm 0,07\text{ мккал}/(\text{см}^2\text{сек})$ .

По-видимому, впервые метод измерения термического градиента океанического дна опробовал Петтерсон. В последующие годы (1950 г.) Буллард и его коллеги применили этот метод в Тихом и Атлантическом океанах. Данный метод основан на измерении разности температур в отложениях океанического дна вдоль вертикального зонда, который имел длину около  $0,5\text{ м}$  и диаметр около  $3\text{ см}$ . В этих экспериментах зонд находился примерно в течение  $15\text{ мин}$  на расстоянии около  $100\text{ м}$  над дном океана. После этого он со скоростью  $2-3\text{ м/сек}$  заталкивался в дно и оставался там в течение  $30-40\text{ мин}$ . Поведение зонда детально изучалось и экспериментально и теоретически. По оценкам Булларда и др., при благоприятных условиях ошибки в определении температурного градиента не превышают  $3\%$ .

Температурные градиенты отдельных областей сильно различаются, а также изменяются с глубиной, причем зависят, главным образом, от теплопроводности. При этом значения температурных градиентов варьируют в пределах  $0,1 - 0,01\text{ град/м}$ . Часто в качестве репрезентативного значения принимается значение  $1/30\text{ град/м} \approx 30\text{ град/км}$ .

Коэффициент теплопроводности  $\chi$  определялся многими исследователями. Как правило, теплопроводность данного образца для большинства пород уменьшается с увеличением температуры. Для образцов, отобранных из дна океана, существенно водосодержание, так что необходимо обеспечить такое положение, при котором водосодержание таких образцов не изменялось бы. Из опубликованных данных следует, что  $\chi = 0,005\text{ кал/см}\cdot\text{град}\cdot\text{сек}$  для многих пород коры, он близок к значению  $0,01$  для ультраосновных пород. Для оливина и пироксена определено значение  $\chi = 0,012$  при  $0^\circ\text{C}$  и  $\chi = 0,008\text{ кал/см}\cdot\text{град}\cdot\text{сек}$  при  $200^\circ\text{C}$ . Для кровли осадочных отложений дна Атлантического океана для коэффициента теплопроводности получено значение между  $0,0023$  и  $0,0027$ , а для верхнего слоя осадков в Тихом океане он лежит между  $0,0016$  и  $0,0025$ .

Средние значения теплового потока для разных регионов Земли приведены в табл. 8.2 (сомнительные результаты исключены) и представлены на рис. 8.2 а, б, в, г.

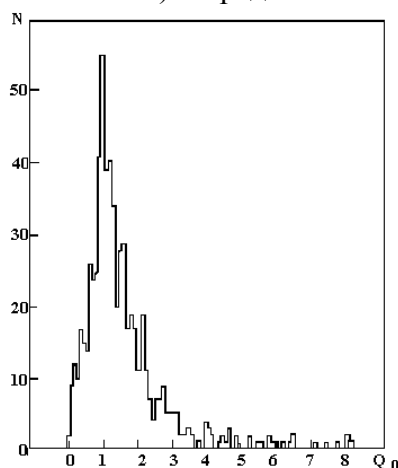
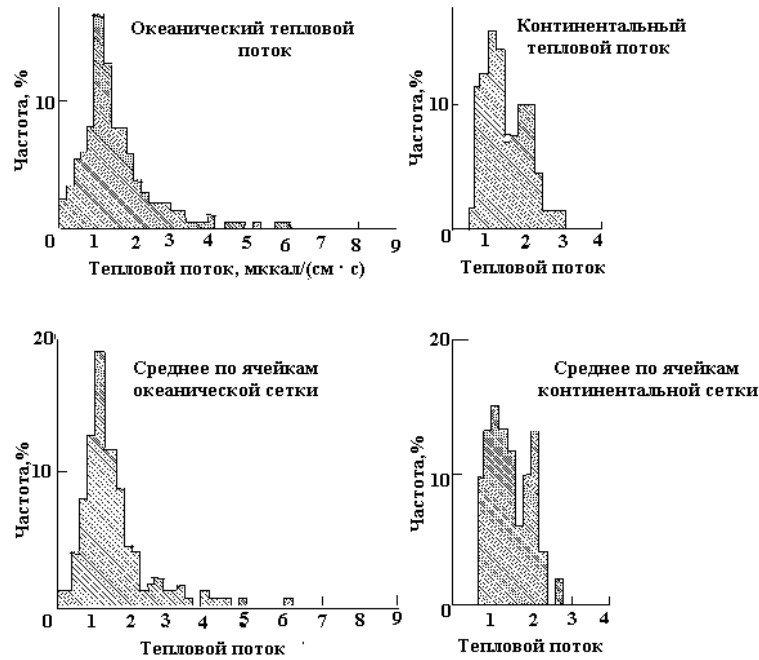


Рис. 8.2 а. Гистограмма распределения значений тепловых потоков для Земли в целом

(Магницкий, 1965; с. 6).

В представленных данных возможность появления систематических ошибок за счет климатических влияний исключается. Для измерений на материках этот вопрос разобран Берчем. Он не обнаружил существенного влияния климата на градиент температуры и показал, что необходимая поправка, во всяком случае, не превышает  $3^{\circ}\text{C}/\text{км}$ , т. е. составляет не более 15% среднего значения градиента. Важнее иметь уверенность в том, что климат не влияет на измерения в океане. Действительно, датчики температуры углубляются в дно лишь на несколько метров, и можно ожидать,

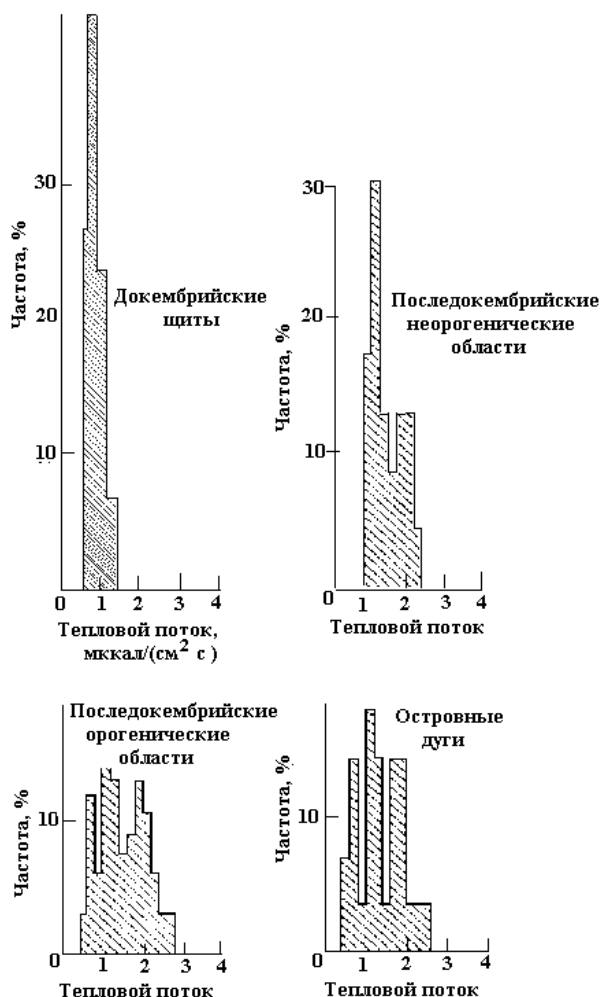


**Рис. 8.2 б.** Сравнение распределений океанического и континентального тепловых потоков. Вверху – гистограммы значений теплового потока, внизу – гистограммы средних значений по сетке с ячейкой 90 тыс. кв. морских миль. 1 морская миля = 1.8 км (Ботт, 1974; с. 217).

что колебания температуры воды окажут на измерения заметное влияние. К счастью, холодная вода, образующаяся при таянии полярных льдов, стекает во все глубокие части океанов и поддерживает там почти постоянно низкую температуру. Кроме того, нет пока воды, фильтрующейся сквозь морские осадки. Все эти факты означают, что на океанах скорее можно получить правильные значения теплового потока, чем на суше. Фон Герцен и Максвелл установили, что градиент температуры в скважине, пробуренной в дне океана (предварительная скважина проекта «Мохол»), совпал с результатами стандартных измерений в близлежащих точках. Поэтому вряд ли значительная доля теплового потока через дно океана обусловлена запасенным теплом, оставшимся после жаркого периода, когда на Земле не было ледяных полярных шапок.

Значения  $Q$  на поверхности Земли, как видно из данных табл. 8.2 и рис. 8.2, колеблются довольно сильно. Наибольшая частота таких значений, как видно из данных рис. 8.2, приходится на значение  $Q_0 = 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ кал}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ . Однако кривая распределения несимметрична. Это приводит к тому, что среднее значение теплового потока приходится на величину  $Q_{0,ср} = 1,50(\pm 0,15) \cdot 10^{-6} \text{ кал}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ . При таком среднем значении потеря тепла путем теплопроводности с достоверностью 10% составляет  $2,4 \cdot 10^{20} \text{ кал}/\text{год}$  или  $10^{28} \text{ эрг}/\text{год}$ . Распределение значений теплового потока по поверхности Земли не совсем случайно (рис. 8.2 б, в). Для щитов и платформ  $Q$  обычно составляет  $0,9 \cdot 10^{-6} \text{ кал}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ . В противоположность этому тепловой поток в ряде районов, особенно в горах последнего

цикла складчатости (Альпы, горы Японии), оказывается повышенным до  $2 \cdot 10^{-6}$  кал/см<sup>2</sup>·сек и даже выше. Это же относится и к дну океанов. Хотя средний тепловой поток через дно океанов приблизительно равен потоку на континентах и отличается постоянством на обширных океанических равнинах, но на дне океанов имеются области – подводные валы, где тепловой поток резко повышен и доходит до  $6,7 \cdot 10^{-6}$  кал/см<sup>2</sup>·сек (рис. 8. 2).

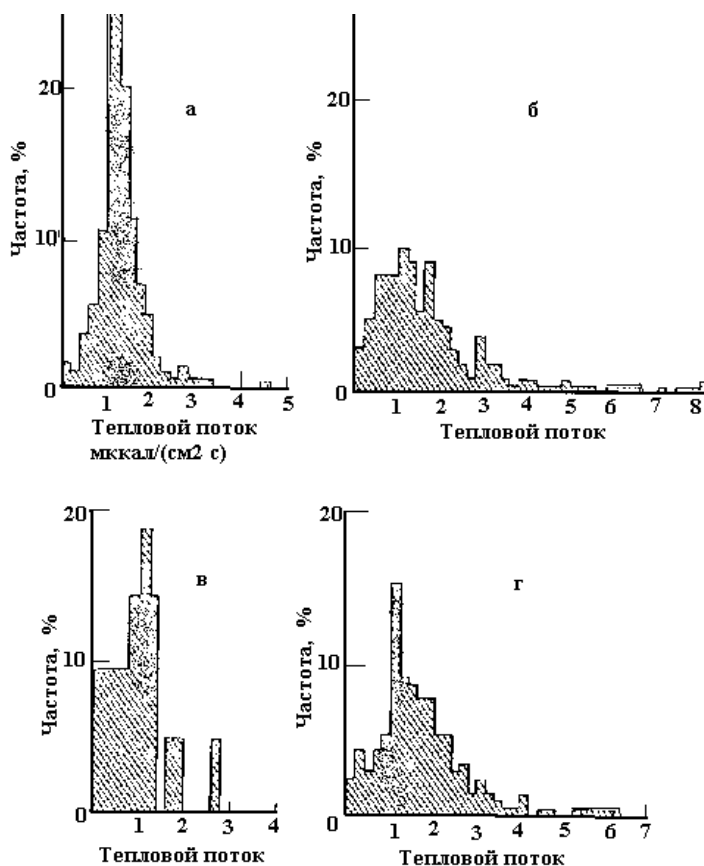


**Рис. 8.2 в.** Гистограммы значений теплового потока для разных континентальных регионов (Ботт, 1974; с. 219)

Регионы с более высокими (положительными) аномалиями теплового потока называются «горячими точками». В настоящее время все еще ведутся споры относительно того, движутся ли эти горячие точки вместе с тектоническими плитами во время их дрейфа или же они имеют более глубокое происхождение (в мантии). Суть проблемы заключается в том, что из равенства тепловых потоков на материках и океанах следует равенство на единице площади количества радиоактивных элементов, генерирующих тепло. Это особенно удивительно, если вспомнить, что литосфера под континентами и океанами имеет разное строение (см. рис. 6.5). Действительно, известно, что континентальные породы содержат вблизи поверхности намного больше радиоактивных веществ, чем океанические. Это различие должно каким-то образом уравниваться на глубине.

Общая связь теплового потока с геологией видна также из данных табл. 8.2 и рис. 8.2. Из сравнения регионов разного типа следует, что чем раньше закончились магматические процессы, связанные с формированием региона (орогез), тем меньше величина современного теплового потока. Этот общий вывод, по-видимому, верен, но не

нужно забывать, что существуют значительные изменения теплового потока местного характера. В частности, они наблюдаются над такими структурами, как Срединно-Атлантический хребет, где, вероятно, имеются локализованные источники тепла, находящиеся на глубинах до нескольких десятков километров. Вероятно, такие источники аналогичны вулканическим областям на суше; их вклад в глобальное распределение потока мал.



**Рис. 8.2 г.** Гистограммы значений теплового потока для четырех основных типов океанических регионов (Ботт, 1974; с. 220). а – океанические котловины, б – океанические хребты, в – океанические желоба, г – другие океанические регионы.

К приведенной потере тепла Землей через теплопроводность следует добавить потери тепла другими путями.

Магматическая деятельность Земли приводит к поднятию и излиянию на поверхность раскаленных лав и других продуктов. Считая, что с начала кембрия ( $5 \cdot 10^8$  лет назад) было около 30 излияний платобазальтов объемом каждое в  $10^6 \text{ км}^3$ , что каждый грамм поднятого на поверхность базальта дал за счет охлаждения 300 кал и за счет теплоты кристаллизации 100 кал, получаем потерю тепла в  $0,8 \cdot 10^{17} \text{ кал/год}$ . Если учесть вулканизм дна океанов, другие виды вулканизма, о можно эту потерю увеличить на порядок, т. е. считать  $Q = 10^{18} \text{ кал/год}$ . Таким образом, этот путь теплопотерь, который может быть доминирующим для некоторых ограниченных районов, пренебрежимо мал в масштабе всей Земли.

Наконец, следует учесть вынос тепла термальными водами. Такие области, как гейзерные поля, например, долина Гейзеров на Камчатке, области выходов термальных источников по разломам, как, например, термальная линия Копет-Даг, дают вынос тепла в размерах  $10^{16} - 10^{17} \text{ кал/год}$ , т. е. их вклад весьма невелик. Гораздо существеннее вынос тепла водами, циркулирующими в осадочной толще Земли. Произвести точную оценку теплопотерь таким путем не удастся, но вполне возможно, что она достигает величины того же порядка, что и через теплопроводность. Таким образом, следует иметь в виду, что

приведенной выше значение потери тепла в  $2,4 \cdot 10^{20}$  кал/год может быть увеличено примерно вдвое.

**Таблица 8.2.** Средние значения теплового потока в мккал/(см<sup>2</sup> сек) в регионах с различными типами геологического строения коры (Стейси, 1972; с. 270).

Материки		
Докембрийские щиты	$0.92 \pm 0.17$	(26)
Последокембрийские неорогенические области	$1.54 \pm 0.38$	(23)
Последокембрийские орогенические области	$1.48 \pm 0.56$	(68)
(кроме зон Кайнозойского вулканизма )	$2.16 \pm 0.46$	(11)
Зоны Кайнозойского вулканизма	$1.43 \pm 0.56$	(128)
Среднее для материков (кроме геотермальных областей)	$1.41 \pm 0.52$	(51)
«Среднесеточное» для материков *)		
Океаны		
Основная часть бассейнов	$1.28 \pm 0.53$	(273)
Океанические хребты	$1.82 \pm 1.56$	(338)
Желоба	$0.99 \pm 0.61$	(21)
Прочие (шельфы и др.)	$1.71 \pm 1.05$	(281)
Среднее для дна океана	$1.60 \pm 1.18$	(915)
«Среднесеточное» для океанов *)	$1.42 \pm 0.78$	(338)
Среднее для Земли ( по всем значениям)	$1.58 \pm 1.14$	(1043)
«Среднесеточное» для Земли *)	$1.43 \pm 0.75$	(389)

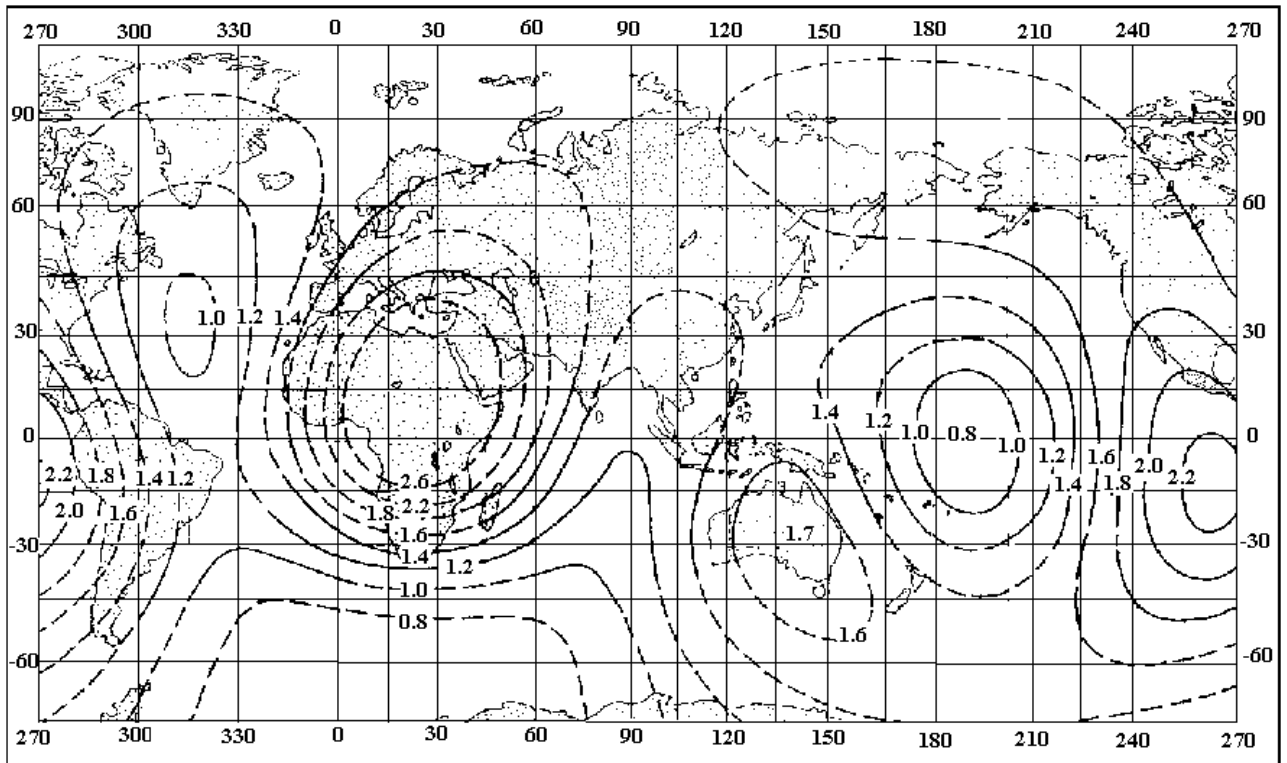
\*) Каждое значение, использованное для получения «среднесеточного», представляет собой среднее из всех измерений, попадающих на квадрат  $5 \times 5^0$  (300 x 300 морских миль). Таким способом уменьшается влияние мест, густо покрытых измерениями. Одновременно вклад отдельных изолированных измерений может оказаться преувеличенным. При вычислении «среднесеточного» для всей Земли были использованы дополнительные данные, что объясняет некоторое различие в значениях этих трех среднесеточных.

Ли и Макдональд рассмотрели общие черты распределения теплового потока. Они произвели сферический анализ всех имеющихся данных и с учетом вклада сферических функций до третьего порядка, построили карту изолиний теплового потока (рис. 8.3). Сравнение с картой геоида, построенной по спутниковым данным (рис. 2.5), позволяет сделать вывод, что связь между распределением теплового потока и силы тяжести возможна. Но теперешняя картина тепловых потоков неполная, и дальнейшее накопление данных может привести к коренным изменениям деталей на рис. 8.3. В частности, нельзя придавать значение большому тепловому потоку в центральной части Африки, где нет ни одного измерения; это просто результат сферического анализа. К такому сравнительному анализу следует вернуться через некоторое время, когда глобальный характер распределения теплового потока будет известен с большей достоверностью.

Уравнение теплопроводности, ее виды в Земле. Оценка температуры в верхней части литосферы (до глубин около 100 км) по данным геотермических измерений (теплового потока), магматической деятельности (по температуре лав) и электропроводности (Магницкий, 1965; с. 6 – 12). В настоящее время единственной более или менее достоверно определенной величиной, характеризующей теплотери Земли, является тепловой поток  $Q_0$ , обусловленный теплопроводностью. Поэтому в дальнейшем



при оценке температуры верхних частей Земли будем исходить из приведенного выше значения теплового потока  $Q_{0,cp}$ , считая, что весь перенос тепла осуществляется только через теплопроводность.



**Рис. 8.3.** Представление теплового потока разложением по сферическим функциям до 3-го порядка включительно. Использовано 987 измерений. Изолинии в мккал/(см<sup>2</sup> сек). Пунктиром они проведены в районах, где не было измерений.

Исходным в этом случае будет уравнение теплопроводности

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \chi \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \chi \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \chi \frac{\partial T}{\partial z} \right) + P(x, y, z, t), \quad (8.2)$$

где  $\rho$  - плотность,  $c$  - теплоемкость,  $T$  - температура,  $\chi$  - теплопроводность,  $P$  - генерация тепла в единице объема,  $t$  - время.

Направляя ось  $z$  вертикально вниз и считая в первом приближении, что  $T$  и  $P$  не зависят от  $x$  и  $y$ , приходим к случаю одномерной задачи:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \chi \frac{\partial T}{\partial z} \right) + P(z, t). \quad (8.3)$$

Поскольку в дальнейшем расчеты будут вестись для глубин не более 100 км, то кривизной Земли можно пренебречь.

В качестве граничных условий при решении (8.3) можно взять температуру  $T_0$  и тепловой поток  $Q_{0,cp}$  на поверхности Земли. Осложнения возникают с начальными условиями. Если температуру  $U$  считать от  $T_0 = const$ :  $U = T - T_0$ , т. о. решение уравнения

$$\rho c \frac{\partial U}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + P(z, t)$$

при постоянных  $\rho$ ,  $c$  и  $\chi$ , при начальном:  $U(z, 0) = 0$  и граничных:  $U(0, t) = 0$ ,  $U(\infty, t) \neq \infty$  условиях дается формулой

$$U(z, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^t d\tau \int_0^\infty \frac{h}{\sqrt{t-\tau}} \left[ e^{-\frac{(\zeta-z)^2}{4h^2(t-\tau)}} - e^{-\frac{(\zeta+z)^2}{4h^2(t-\tau)}} \right] P(\zeta, \tau) d\zeta, \quad (8.4)$$

где  $h^2 = \chi/\rho c$  – тепловая функция.

Как показали исследования, для глубин менее 100 км в случае Земли температурный режим можно считать стационарным, полагая  $P$  не зависящей от времени, что связано с медленным изменением  $P$  со временем при большом возрасте Земли. Ошибки при этом будут составлять единицы процента.

Таким образом, при оценке современной температуры на глубинах до 100 км уравнение (8.3) принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \chi \frac{\partial T}{\partial z} \right) = -P(z). \quad (8.5)$$

Решение этого уравнения не зависит от начального условия.

Для решения уравнения (8.5) необходимо знать вид функций  $P(z)$  и  $\chi(z)$ . Наибольшие затруднения связаны с определением генерации тепла  $P$ . Основным источником тепла в верхних частях Земли являются радиоактивные элементы, рассеянные в горных породах. В табл. 7.3 приведены осредненные данные о генерации тепла на  $1 \text{ см}^3$  для разных пород.

Чтобы получить вид функции  $P(z)$ , необходимо рассматривать два случая: случай континентальной коры и случай океанической коры (рис. 6.5). Континентальная кора имеет мощность в среднем около 40 км и состоит из «гранитного» и «базальтового» слоев мощностью примерно по 20 км каждый.

«Гранитный» слой состоит не из одного гранита; генерация тепла в гранитах падает с увеличением их возраста. С учетом этих данных, примем генерацию тепла  $P$  в «гранитном» слое равной  $4,2 \cdot 10^{-13} \text{ кал/см}^3 \text{ сек}$ , что соответствует составу слоя на 2/3 из гранита и 1/3 из базальта.

В случае океанической коры будем считать, что кора мощностью 6 км имеет генерацию тепла такую же, как у габбро. Генерацию тепла в подкоровом слое можно определить следующим образом. Равенство теплового потока на континентах и океанах (табл. 8.3) показывает, что на единицу поверхности приходится одинаковая генерация тепла в обоих случаях; но на континентах эта генерация, в основном, сосредоточена в коре, куда были увлечены радиоактивные элементы в процессе образования земной коры при дифференциации вещества мантии Земли. Под океанами же генерация тепла рассредоточена на большую глубину, так как мантия здесь почти дифференцирована (кора очень тонкая). Таким образом, генерация тепла в недифференцированной мантии получится путем рассредоточения источников тепла континентальной коры на всю глубину дифференциации, которая составляет около 400 км. Таким образом, рассредоточивая источники равномерно до глубин 400 км, получим генерацию тепла в оболочке под океанами в  $0,25 \cdot 10^{-13} \text{ кал/см}^3 \text{ сек}$ .

**Таблица 8.3.** Данные о генерации тепла на  $1 \text{ см}^3$  для различных пород (Магницкий, 1965; с. 8).

Порода.....	Гранит	Габбро	Эклогит	Дунит	Хондриты	Железные метеориты
$P \cdot 10^{13} \text{ кал/см}^3 \text{ сек}$	5.7	1.2	0.1	0.02	0.04	0.00003

Определим зависимость  $\chi(z)$ . Как уже отмечалось выше, теплопроводность зависит от состава пород, давления и температуры. Для глубин до 50 км основную роль играет решетчатая часть теплопроводности, причем влияние давления на этом интервале глубин пренебрежимо мало по сравнению с влиянием температуры. Из теории твердого тела можно показать, что если известен коэффициент теплопроводности  $\chi_0$  при температуре  $T_0$ , то коэффициент теплопроводности  $\chi$  при температуре  $T$  будет определяться из соотношения:

$$\chi = \chi_0 T_0 / T. \quad (8.6)$$

Подставляя (8.6) в (8.5) и учитывая приведенные выше количества генерации тепла под океанами и материками можно рассчитать значения температур в пределах земной коры (табл. 8.4).

**Таблица 8.4.** *Распределение температуры в коре, имеющей строение, описанное в тексте (Магницкий, 1965; с. 12).*

Параметры	Континент			Океан		
Глубина, км.....	20	40	50	11	40	50
Температура, °С.....	380	650	700	130	850	1100

*Магматическая деятельность Земли как показатель температуры земных глубин (Магницкий, 1965; с. 16 – 21).* Различают два основных типа магматической деятельности Земли: эффузивный, при котором лавы извергаются на поверхность, и интрузивный, при котором расплав застывает внутри земной коры, образуя интрузивные горные породы. Оба эти типа могут быть использованы для оценки температуры Земли. Наиболее прямые данные можно получить по измерениям температур вулканических лав.

То обстоятельство, что вулканы существуют не повсеместно, вызывает сомнение в том, насколько репрезентативны данные о температуре земных глубин, определенные таким путем.

В настоящее время известно около 500 действующих вулканов, большинство которых приурочено к Тихоокеанскому орогеническому поясу. Значительное число вулканов приурочено к молодым орогеническим зонам, к зонам современных разломов (например, в Восточной Африке), к океаническим валам. Однако, если учесть проявление вулканизма, например, с начала кембрия, то картина размещения вулканов окажется более равномерной. К этому следует добавить весьма широко распространенную вулканическую деятельность океанического дна, что было установлено исследованиями последних десятилетий.

Таким образом, можно утверждать следующее. Во-первых, температуры, получаемые по данным вулканических извержений, достаточно репрезентативны, хотя, вероятно, они и несколько выше средней температуры соответствующих глубин, поскольку по данным сейсмологии вещество оболочки Земли везде твердое и расплавы встречаются лишь в виде отдельных локальных очагов. И, во-вторых, все проявления вулканизма, начиная с кембрия, могут приниматься во внимание при оценках современных температур внутри Земли.

При оценке температур земных глубин по вулканической деятельности возникают две основные задачи: определение глубины первичного источника питания вулканов и определение температуры в очаге.

1. Работами камчатских ученых П.И. Токарева, А.А. Гусева, Л.С. Шумиловой и С.А. Федотова показано, что у берегов Камчатки и Курильских островов на глубинах около 60 - 100 км существует слабый минимум сейсмической активности (см. рис. 3.2). Этот минимум некоторыми исследователями связывается с тем, что на этих глубинах существуют очаги вулканов, в которых происходит образование расплавленной магмы. Однако существует точка зрения, согласно которой таких очагов как таковых не существует и магматический расплав в виде больших капель поступает из верхней мантии.

2. Прямые измерения дают значения изливающихся лав в интервале 800-1200°С. Анализ условий, при которых в пределах земных недр на глубинах около 100 км может образоваться расплав, показывает, что значения температур могут быть несколько выше и составлять 1300°С.

Таким образом, анализ магматической деятельности Земли показывает, что на глубинах около 100 км значения температуры могут достигать  $800-1300^{\circ}\text{C}$ . Полученные значения не противоречат приведенным выше оценкам.

*Температура верхних частей Земли по данным об электропроводимости (Магницкий, 1965; с. 21 – 22).* Электропроводимость вещества Земли на разных глубинах может быть использована для определения температуры, так как она очень сильно зависит от температуры. Электропроводность вещества Земли для глубин 20-100 км составляет  $10^{-4} \text{ ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ . Используя экспериментальные данные о параметрах, определяющих значение электропроводимости вещества верхней части мантии, можно показать, что температура на глубинах 20-100 км имеет значение около  $1200-1400^{\circ}\text{C}$ .

Таким образом, все способы определения дают для глубин около 100 км значение температуры от  $1000$  до  $1400^{\circ}\text{C}$ .

*Понятие о нижнем температурном пределе в мантии и его оценка с помощью адиабатического температурного градиента. Обоснование верхнего температурного предела в мантии как температуры плавления (Магницкий, 1965; с. 22 – 28).* При оценке температуры в оболочке Земли на глубинах от 50 км до 2900 км (до границы земного ядра) возникают еще большие затруднения. При этом ненадежность получаемых результатов значительно увеличивается. Для этих глубин нельзя применить метод, основанный на использовании тепловых потоков, ввиду полного отсутствия данных. Неприменим и метод, исходящий из определения температур лав. Со значительными трудностями мы сталкиваемся и в методе, основанном на определениях электропроводности.

Рассмотрение вопроса о температуре больших глубин лучше всего начать с попыток установить возможные верхний и нижний пределы температуры на соответствующих глубинах. В качестве нижней границы обычно принимается кривая адиабатической температуры, так как нагрев за счет сжатия должен обязательно быть, а отток тепла, могущий понизить эту границу, был для больших глубин, видимо, невелик.

Адиабатический градиент определяется термодинамической формулой:

$$dT/dp = \alpha T/c_p \rho, \quad (8.7)$$

где  $p$  – давление;  $\alpha$  – коэффициент объемного расширения;  $\rho$  – плотность пород,  $c_p$  – теплоемкость при постоянном давлении.

Как было показано (см. раздел 5), распределение плотности  $\rho$  с глубиной ( $r$ ) в настоящее время достаточно хорошо известно. Наибольшие затруднения связаны с определением  $\alpha$  и  $c_p$ . Если для горных пород взять средние значения  $\alpha \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$ ,  $c_p \approx 0,3 \text{ кал/г-град}$ , определяемые экспериментально, то, учитывая, что

$$dp = - \rho g dr, \quad (8.8)$$

и, следовательно, из (8.7)

$$dT/dr = g \alpha T/c_p, \quad (8.9)$$

получим адиабатический градиент:

$$dT/dr \approx 0,5^{\circ}\text{C/км},$$

при этом принималось  $T = 1300^{\circ}\text{C}$ . Однако такая оценка слишком груба, так как  $\alpha$  и  $c_p$  меняются с глубиной.

Для более строгой оценки величины отношения  $\alpha/c_p$  воспользуемся известными из термодинамики и физики твердого тела соотношениями. В результате, если знаем температуру  $T_1$  на глубине  $H_1$ , можно получить следующее соотношение:

$$\ln \frac{T}{T_1} = \int_{H_1}^H g \frac{\alpha}{c_p} dH. \quad (8.10)$$

В табл. 8.5 приведены значения  $\alpha/c_p$  и  $T/T_{100}$ , вычисленные теоретически, а также несколько иным способом, основанным на теории Дебая, а также адиабатические

температуры, считая, что  $T_{100} = 1250^{\circ}\text{C}$ . Температуры в последнем столбце табл. 8.5 могут рассматриваться как нижний предел температуры мантии.

Расчеты и имеющиеся экспериментальные данные показывают, что в мантии Земли кривая температуры плавления всегда идет круче, чем кривая равновесной температуры.

*Экспериментальное определение температуры плавления в мантии; результаты и трудности. О термодинамической формуле Клаузиуса-Клайпейрона. Определение температуры плавления в мантии по гипотезам плавления Линдемана и Жаркова. О реальных температурах в мантии (Магницкий, 1965; с. 27 – 33).* Сейсмические данные позволяют установить, что поперечные волны проходят через мантию Земли (рис. 3.10, 3.15). Исключение, возможно, составляют отдельные камеры под активными вулканами (магматические очаги). Таким образом, оболочка Земли от границы Мохоровичича ( $H \approx 33$  км; см. раздел 3, рис. 3.15, 3.16; раздел 5, рис. 5.2) до границы ядра ( $H \approx 2900$  км) находится в эффективно твердом состоянии. Если учесть, что интервал разжижения силикатных стекол обычно начинается при температурах около  $1,1T_m$ , где  $T_m$  – температура плавления, то для всех глубин в мантии Земли за возможный верхний предел температуры можно принять температуру плавления.

К сожалению, определение температуры плавления для больших глубин связано со значительными трудностями. Имеющиеся экспериментальные данные относятся к некоторым простейшим случаям и не позволяют отыскать  $T_m$  для глубин, больших 50-100 км. Для «сухого» диопсида получено, например:

$$p = 23,3[(T/1665)^{4,46} - 1],$$

где  $T$  – в абсолютной шкале,  $p$  – в кбар. Это дает градиент кривой плавления  $15,4^{\circ}\text{K/кбар}$ . Для пород обычно градиенты ниже; так, для базальта всего  $6^{\circ}\text{K/кбар}$ . Присутствие воды делает ситуацию еще более неопределенной.

Экстраполяция опытных данных на большие глубины по формуле Клаузиуса-Клайперона  $dT_m/dp = \Delta V/\Delta S$  практически невозможна из-за незнания изменения  $\Delta S$  с увеличением давления, где  $\Delta V$  и  $\Delta S$  – изменение объема и энтропии при плавлении.

В силу этого в настоящее время пользуются формулами, построенными по той или иной гипотезе о процессе плавления.

Определение температуры плавления по Линдемману основано на предположении, что плавление наступает тогда, когда амплитуда тепловых колебаний атомов достигает определенной доли от параметра решетки.

Расчеты показывают, что температура плавления  $T_m$  на глубине  $H$  связаны с температурой плавления  $T_{m1}$  на глубине  $H_1$  следующим образом:

$$T_m = T_{m1} \frac{(V_P^2 - \frac{4}{3}V_S^2)_H}{(V_P^2 - \frac{4}{3}V_S^2)_{H_1}}, \quad (8.11)$$

где  $V_P$  и  $V_S$  – скорости продольных и поперечных волн на соответствующих глубинах, значения которых изменяются в соответствии с данными, приведенными на рис. 3.15. Выражение (8.11) называется формулой Линдеммана.

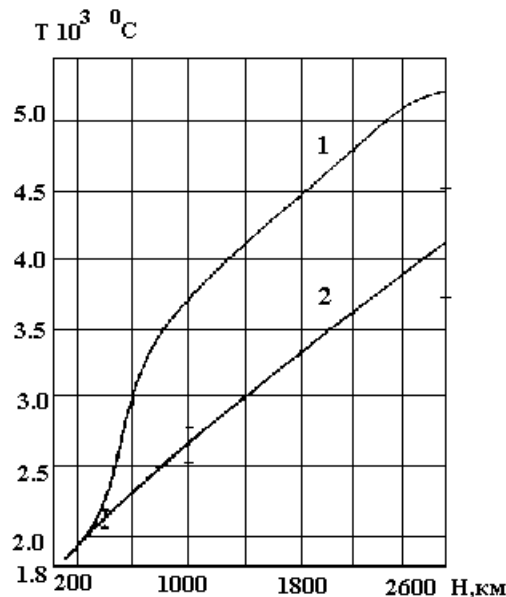
Другое определение  $T_m$  основано на гипотезе, которая заключается в том, что плавление наступает при некоторой определенной концентрации дефектов в решетке (гипотеза В.Н. Жаркова (Жарков, Трубицын, Самсонов, 1971)). Расчеты показывают, что

$$T_m = T_{m0} \frac{w_0}{w} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{1/3}, \quad (8.12)$$

где  $w$ ,  $\rho$ ,  $T_m$  и  $w_0$ ,  $\rho_0$ ,  $T_{m0}$  – энергии образования дефекта, плотности среды и температуры при давлениях  $p$  и  $p_0$  соответственно.

Из опытов с перидотитом  $w/3 = 2,55$ .

На рис. 8.4 приведены кривые плавления в оболочке Земли от глубины 100 км до границы ядра. Значение температуры  $T_{m0}$  на глубине 100 км принято равным  $1800^{\circ}\text{K}$ . Кривая 1 получена методом Линдемана при условии, что молекулярный вес вещества оболочки – величина постоянная. Кривая 2 получена методом критической концентрации тепловых дефектов в случае  $w = w_0$ . Формула (8.12) справедлива в слое однородного состава, поэтому она применяется для слоев от 100 км до 400 км и от 1000 км до 2900 км, которые, как было показано в разделе 3, могут считаться однородными. Значение для  $T_m$  в интервале от 400 км до 1000 км можно получить интерполяцией. Плотность  $\rho_0$  на глубине 100 км для нижнего слоя находится экстраполяцией кривой плотности (по Буллину, модель «А»), значение плотности – наиболее близкое к действительности. Вертикальные линии на кривых рис. 8.4 показывают границы неопределенности, если для  $v/3$  взять вместо 2,55 значения 2,3 или 2,8. Маловероятно, что энергии образования дефектов для разных компонент мантии равны, скорее следует ожидать, что такая энергия больше в более плотном нижнем слое. Следовательно, можно предполагать, что на глубинах больше 400 км кривая 2 должна подойти ближе к кривой 1, чем показано на рис. 8.4. Для совпадения обеих кривых достаточно, чтобы энергия образования дефектов в более плотном нижнем слое была больше на 40%, что представляется умеренным требованием.



**Рис. 8.4.** Кривые плавления в оболочке Земли в диапазоне глубин от 100 км до границы ядра, в предположении, что  $T_{m0}(H=100\text{км}) = 1800^{\circ}\text{C}$ . Вертикальные линии на кривых показывают границы неопределенности. Видно, что температура на границе ядра, по-видимому, не может превышать  $5000^{\circ}\text{C}$  (Магницкий, 1965; с. 33).

В заключение отметим, что температура на границе ядра, как следует из данных, представленных на рис. 8.4, не может превышать  $5000^{\circ}\text{C}$ .

Температура в ядре Земли, ее оценка с помощью уравнений для состояния железа при давлении и плотности в ядре; температура плавления железа; адиабатическая температура и др. (Магницкий, 1965; с. 37 – 39). Земное ядро начинается на глубине 2900 км (см. раздел 3, рис. 3.15, 3.16; раздел 5, рис. 5.2) и находится в жидком состоянии. На глубине 5100 км отмечается появление внутреннего ядра (рис. 3.16), которое вновь можно считать эффективно твердым.

О температуре ядра имеется еще меньше сведений, чем о температуре в мантии Земли.

Поскольку земное ядро металлическое по своим свойствам, то здесь может быть применена теория металлов. Кроме того, жидкое состояние ядра позволяет утверждать, что в нем температурный градиент не превосходит адиабатический.

Хотя вопрос о составе ядра остается дискуссионным, тем не менее, в последние годы появляется все больше материалов, подтверждающих большую роль железа в его составе.

Уравнение состояния железа сейчас хорошо известно до давлений, включающих и соответствующие давления в области ядра. Поэтому предположение о железном ядре позволяет определить температуру ядра по давлению и плотности. Однако получаемые при этом температуры неоправданно высоки: от  $6000^{\circ}K$  на границе ядра до  $11000^{\circ}K$  в центре Земли. По-видимому, ядро не может быть чисто железным, хотя железо и играет большую роль в составе ядра. Предположение о том, что ядро состоит из сплава железа (например, с кремнием), сразу делает вопрос о температуре весьма неопределенным.

Обычно температура в ядре оценивается по температуре плавления железа, при этом применяют формулу Симона:

$$p/a = (T_m/T_{m0})^c - 1, \quad (8.13)$$

которая была сначала получена эмпирически, а затем выведена из формулы Линдемана (8.11). Здесь  $a$  и  $c$  – постоянные. Пользуясь экспериментальными данными, для величины  $c$  получено значение  $c = 1,9$ . На рис. 8.5 приведена кривая плавления  $Fe$  для условий в ядре, если для железа  $T_{m0} = 1805^{\circ}K$ .

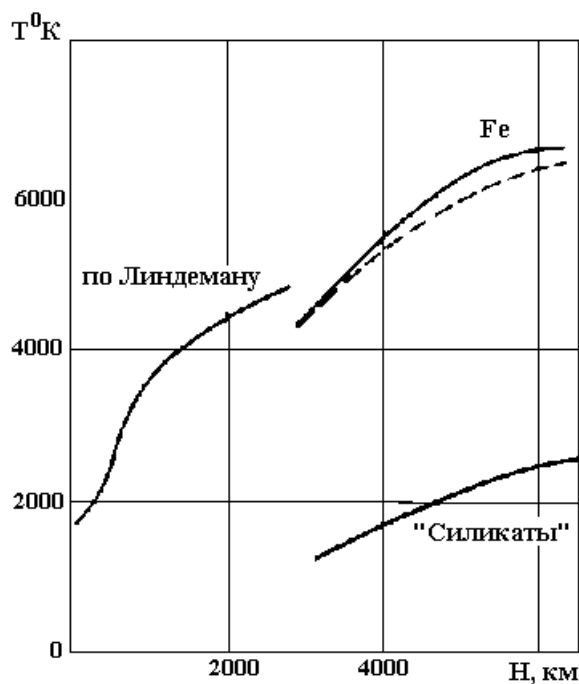
На рис. 8.5 пунктиром дана кривая плавления для железа, полученная по методу критических концентраций дефектов и уравнению состояния для железа. Эта кривая соответствует значению  $c = 2,15$  в формуле Симона (8.13). Если считать, что переход к твердому внутреннему ядру вызван кристаллизацией, то по кривым на рис. 8.5 можно подсчитать температуру, которая на глубине  $5000$  км равна  $6000^{\circ}K$ . Конечно, наличие примесей к железу может довольно заметно изменить эту температуру. При оценке адиабатической температуры независимо от гипотезы о железном составе ядра используется формула для адиабатической температуры, которая для случая жидкого слоя примет вид:

$$T^3/\rho V_P^3 = const. \quad (8.14)$$

Приняв  $T$  на глубине  $5000$  км за единицу, получим температуры в ядре (табл. 8.6).

При  $T_{5000} = 6000^{\circ}K$  находим  $T_{2900} = 4300^{\circ}K$ , что лежит внутри пределов температуры на границе ядра (см. рис. 7.4). Интересно отметить, что полученный адиабатический градиент практически совпадает с градиентом температуры плавления для железного ядра (см. рис. 8.5). Адиабатический градиент для железного ядра, вычисленный по уравнению состояния железа, вдвое меньше (табл. 8.6) и дает на границе ядра  $T_{2900} = 5200^{\circ}K$ , что совпадает с предельной температурой плавления оболочки. Конечно, принятое значение  $T_{5000} = 6000^{\circ}K$  может быть заметно завышенным, так как добавление к железу, например, примесей кремния в количестве  $20\%$  снижает температуру плавления на  $300^{\circ}K$ . Если же ядро состоит в основном не из железа, а из металлизированных силикатов, то сказать что-либо о температуре ядра еще труднее. Однако, применяя формулу Линдемана, можно все еще оценить и температуру плавления металлизированных силикатов. На рис. 8.5 кривая «силикаты» показывает предполагаемый ход плавления.

*Обобщенная температурная кривая по радиусу Земли. Источники тепла Земли и их относительный вклад в общий тепловой баланс планеты. Гипотезы и варианты тепловой истории Земли (Магницкий, 1965; с. 38 – 45).* Подводя итог имеющихся сведений о температуре земных недр, можно отметить следующие основные температуры:  $T_{100} = 1100-1300^{\circ}C$ ,  $T_{400} = 1400-1700^{\circ}C$ ,  $T_{2900} = 2200-4700^{\circ}C$ . Если провести плавную кривую через середины этих интервалов (точки  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ), то получим наиболее вероятное распределение температур внутри Земли по имеющимся у нас данным (рис. 8.6).



**Рис. 8.5.** Кривая плавления Fe для условий в ядре при  $T_{m0} = 1805^{\circ}\text{K}$ . Пунктиром для железа проведена кривая плавления, рассчитанная с помощью метода критических концентраций дефектов в соответствии с уравнением состояния железа (Магницкий, 1965; с. 37).

**Таблица 8.6.** Распределение температура в ядре в долях  $T(H=5000\text{км}) = 1$ . При  $T_{5000} = 6000^{\circ}\text{K}$  находим  $T_{2900} = 4300^{\circ}\text{K}$  (Магницкий, 1965; с. 38).

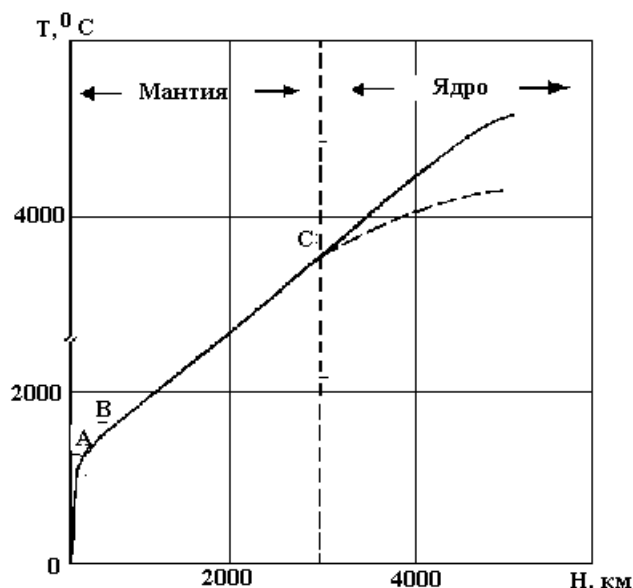
H, км	$T_H / T_{5000}$	
	Жарков, 1962	Valle, 1954
2900	0.86	0.72
3500	0.92	0.81
4000	0.95	0.89
5000	1.00	1.00

Для ядра на глубинах больше 2900 км кривая температур проведена до точки C по адиабате. Пользуясь формулой (8.14), получим для глубины 5000 км температуру  $5000^{\circ}\text{C}$ , что по существу не отличается от простой экстраполяции температурной кривой из оболочки в ядро. Пунктиром показан ход кривой температуры от точки C по адиабате в жидком ядре железного состава.

Источники тепловой энергии Земли. Прежде чем рассматривать проблему термической истории Земли, необходимо упомянуть об источниках тепловой энергии. К сожалению, вопрос этот еще очень плохо изучен и сколько-нибудь полная оценка источников энергии в настоящее время невозможна. Остановимся на основных.

1. Энергия солнечного излучения. Температура нагрева за счет излучения Солнца определяется из равенства получаемой и излучаемой энергий. С учетом наличия в атмосфере Земли паров воды и других поглотителей длинных волн температура земной поверхности сейчас составляет  $10-15^{\circ}\text{C}$ .





**Рис. 8.6.** Вероятное распределение температур внутри Земли (Магницкий, 1965; с. 38).

2. Энергия радиоактивных превращений имеет в термике Земли, видимо, доминирующее значение. К сожалению, сведения о содержании источников радиогенного тепла внутри Земли отсутствуют. Все заключения по этому поводу делаются по аналогии с метеоритами. При этом оболочке приписывается выделение тепла, определенное для хондритов, а ядру – для железных метеоритов. При этом энергия радиоактивных источников вполне покрывает всю теплопотерю Земли. Однако это лишь очень грубая и мало оправданная оценка. По существу, не достаточно оснований считать, что состав современных метеоритов, прошедших долгий, сложный и своеобразный путь своего развития, является аналогом оболочек Земли. Особенно это касается такого вопроса, как содержание радиоактивных элементов. На своеобразии метеоритов указывает хотя бы тот факт, что каменные метеориты содержат около 10% металлического железа, чего нет в горных породах. Далее, если считать, что большинство метеоритов – это обломки планет из пояса между Марсом и Юпитером, то в данном случае трудно говорить об аналогиях с Землей.

3. Гравитационная энергия Земли как потенциальная энергия притягивающихся друг к другу точек. Так как Земля по современным представлениям возникла из протопланетного облака, то приблизительная оценка гравитационной энергии для земли составляет  $U = -2,25 \cdot 10^{39}$  эрг. Около 20% этой огромной энергии уходит на простое упругое сжатие Земли в поле тяжести. Но оставшаяся энергия огромна. При массе Земли  $(1-10)10^{27}$  г и ее теплоемкости  $0,3$  кал/г-град такая энергия способна нагреть Землю до  $28000^{\circ}\text{C}$ .

Однако такая оценка бессмысленна, так как разогрев Земли целиком определяется принятой схемой образования планеты из протопланетного облака, поскольку при этом возникают огромные потери тепла на излучение. Наиболее детально этот вопрос рассмотрен применительно к гипотезе О.Ю. Шмидта. Разогрев поверхности растущей планеты за счет падения на нее тел дается условием равновесия энергии излучения с поверхности и поступающей энергии. Анализ показывает, что разогрев в результате такого процесса весьма невелик.

4. Еще одним источником тепловой энергии Земли может быть процесс гравитационной дифференциации вещества, в результате которой образовалось плотное ядро и менее плотная оболочка. Считая Землю сначала однородной, а затем расслоенной, получаем разогрев на  $2000^{\circ}\text{C}$ .

К сожалению, эта оценка сильно зависит от других предположений. Если Земля прошла через расплавленное состояние, то расслоение в этот период не могло привести к существенному температурному эффекту в силу быстрого выноса тепла конвекцией. Если ядро Земли образовалось в результате перехода силикатов в металлическую фазу под действием давления, то почти вся энергия была израсходована на образование этой фазы, а не на разогрев. Таким образом, роль этого фактора весьма неопределенна.

5. Энергия химических реакций сейчас почти не поддается учету; возможны процессы выделения и поглощения тепла.

6. Энергия вращения Земли определяется как  $E = C\Omega^2/2$ , где  $C$  – момент инерции Земли,  $\Omega$  – угловая скорость. Учитывая численные значения этих параметров, получаем  $E = 2,16 \cdot 10^{36}$  эрг. Эта величина незначительна даже по сравнению с энергией гравитационной дифференциации.

В настоящее время наблюдается вековое замедление скорости вращения Земли  $d\Omega/dt = -5 \cdot 10^{-22}$  сек<sup>-2</sup>. Если это замедление связано с изменением момента инерции, то тепловой поток через поверхность Земли будет пренебрежимо мал по сравнению с полным потоком.

В настоящее время считается, что замедление вращения вызвано, в основном, не изменением момента инерции, а приливным трением, вызванным Луной. В этом случае тепловой поток через поверхность планеты составит около 18% от всего теплового потока Земли.

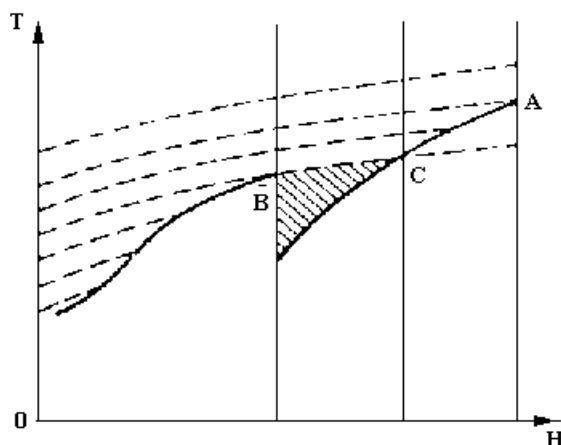
7. Упомянем еще некоторые источники тепла: фазовые превращения, самопроизвольное деление ядер, космическое излучение, радиоактивные превращения элементов с малым периодом жизни. Вклад всех этих источников, кроме фазовых превращений, пренебрежимо мал. Что касается энергии фазовых превращений, то ее роль оценить пока невозможно, в некоторых случаях она может быть весьма существенной.

Наконец, следует отметить энергию тектонических процессов и, в частности, энергию землетрясений. Эта энергия не является первичной. Для объяснения самой тектонической активности требуется найти источник энергии. Однако перенос энергии сейсмическими волнами, возникающими при землетрясениях, может привести к некоторому перераспределению энергии в Земле. С одной стороны, энергия, переносимая сейсмическими волнами, распределяется более равномерно во всем объеме оболочки и коры благодаря поглощению средой, в которой волны распространяются. С другой стороны, сейсмическая энергия может стать существенным источником нагревания земного ядра. Если считать генерацию радиоактивного тепла в ядре такой же, как и в железных метеоритах, и сейсмическую энергию Земли в  $10^{25}$  эрг/год, то при условии, что ядро поглощает только 1% энергии сейсмических волн, эта энергия будет равна радиогенной. Жидкое ядро с достаточной вязкостью должно поглощать значительно больше 1% энергии сейсмических волн, которая, таким образом, может быть основным источником тепла для земного ядра.

*Термическая история Земли (Магницкий, 1965; с. 45–52). Гипотеза «горячего» происхождения.* В настоящее время большинство исследователей считают наиболее вероятной гипотезу происхождения Земли из газо-пылевого, протопланетарного облака с относительно низкой начальной температурой планеты. Однако не исключены и другие варианты. Даже при «холодном» варианте, если допустить существование для Земли достаточно большого возраста, то приведение ее в расплавленное состояние возможно на ранней стадии развития в силу большого выделения на этом этапе радиогенного тепла. При этом дальнейшая история Земли будет соответствовать гипотезе горячего происхождения. Наконец, этот вариант термической истории Земли имеет определенное историческое значение, мантию и железное ядро. В каждой из этих оболочек благодаря выносу тепла конвекцией установилось адиабатическое распределение температуры, которое схематически показано верхней пунктирной линией на рис. 8.7. Сплошной кривой

на этом рисунке изображено изменение температуры плавления по данным, изложенным в предыдущих параграфах этого раздела.

Быстрое остывание при наличии конвекции ведет к опусканию адиабатической кривой, последовательные положения которой показаны пунктиром на рис. 8.7. Так как адиабатический градиент меньше градиента температуры плавления, то адиабата встретится с кривой плавления впервые в точке А (в центре Земли), откуда и начнется процесс затвердения.



**Рис. 8.7.** Быстрое остывание при наличии конвекции ведет к «опусканию» адиабатической кривой, последовательные положения которой показаны пунктиром. Так как адиабатический градиент меньше градиента температуры плавления, то адиабата «встретится» с кривой плавления впервые в точке А (центр Земли), откуда и начнется процесс затвердения (Магницкий, 1965; с. 46).

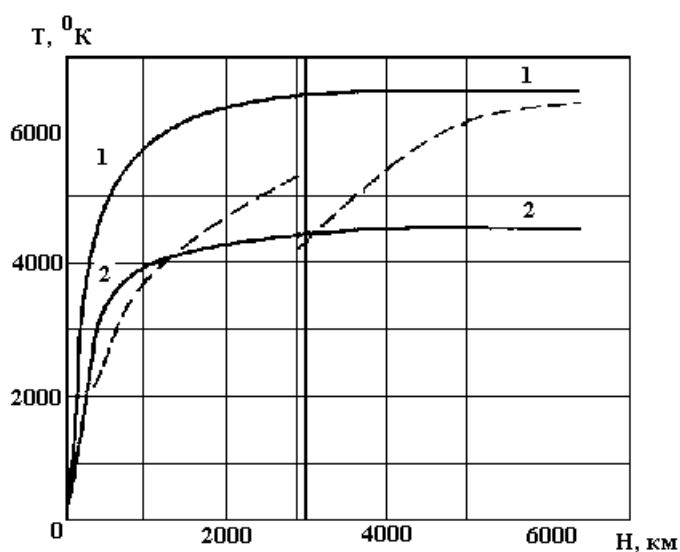
Когда адиабата встретит кривую плавления в точке В (граница ядра) и одновременно в С (граница внутреннего ядра), то начнется затвердение оболочки, что сразу приведет к резкому снижению оттока тепла из областей ниже точки В. Таким образом, между В и С остается область расплавленного ядра Земли (штриховка на рис. 8.7). Что касается температуры в оболочке, то, как видно из схемы, она к моменту окончательного затвердения будет везде равна температуре плавления и только в самой верхней части быстро упадет так, чтобы на поверхности установилась температура около  $0^{\circ}\text{C}$ , обуславливаемая солнечным излучением.

Дальнейшая история Земли определяется уже только переносом тепла через теплопроводность и генерацией тепла (формула 8.2). При этом в качестве граничных условий берутся температура на поверхности, равная  $0^{\circ}\text{C}$ , и температура, нигде не обращающаяся в бесконечность. В качестве начального условия принимается температура плавления  $T_m$ . Решая соответствующую краевую задачу, получаем, что остыванием на глубинах больше 800 км за все время существования Земли можно за всю геологическую историю Земли, не превосходит сотни градусов.

*Гипотеза «холодного» происхождения.* Термическая история Земли с учетом переменной теплопроводности и перераспределения источников по глубине исследовалась рядом авторов. Основные результаты этих исследований показывают исключительно большую зависимость получаемых выводов от принятой интенсивности источников тепла, от закона их распределения по глубине, от принятой теплоемкости, от коэффициента поглощения и от возраста Земли. Различия в некоторых случаях имеют качественный характер. Так, в зависимости от принятой схемы распределения источников тепла по глубине можно установить, что земная кора в настоящее время или остывает, или разогревается.

В результате исследований можно получить вывод о твердой оболочке и о наличии в ней расплавленного слоя. При этом современный тепловой поток через земную поверхность будет в пределах точности равен наблюдаемому тепловому потоку.

Для иллюстрации на рис. 8.8 приведены некоторые результаты таких исследований: пунктирная кривая – кривая плавления, кривая 1 – кривая температуры или интенсивности источников тепла, соответствующей среднему содержанию радиоактивных элементов в метеоритах, теплоемкости  $0,2 \text{ кал/г-град}$ , коэффициенте поглощения  $200 \text{ см}^{-1}$ . Возраст Земли принят  $5 \cdot 10^9 \text{ лет}$ ; считают, что через  $2 \cdot 10^9 \text{ лет}$  после образования Земли началось перераспределение источников тепла так, что они стали перемещаться из верхних  $1000 \text{ км}$  мантии в кору Земли толщиной  $30 \text{ км}$ . Закон перераспределения таков, что число источников тепла в коре со временем увеличивается линейно от начальной концентрации до современной, дающей генерацию тепла в коре  $2,9 \cdot 10^{-13} \text{ кал/см}^3 \cdot \text{сек}$ , что отвечает составу коры из одной части гранита и двух частей базальта. Кривая 2 на рис. 8.8 получена при тех же условиях, только теплоемкость принята равной  $0,3 \text{ кал/г-град}$ . Как видно из данных на рис. 8.8, это приводит к резко иным результатам.



**Рис. 8.8.** Изменение температуры внутри Земли при разных предположениях. Пунктиром проведена кривая плавления. Пояснения в тексте (Магницкий, 1965; с. 52).

Таким образом, для суждения о действительной термической истории Земли у нас еще явно не хватает данных и в настоящее время приходится ограничиваться лишь качественной по существу оценкой различных схем развития Земли.

*Химическое разделение элементов (Тейлер, 1975; с. 37-39).* Попытки оценить химический состав все Земли в целом на основании тех сведений, которые можно получить непосредственно, тесно связаны с предположениями относительно термической истории Земли. Если на ранней стадии, до отвердения коры, вся Земля была расплавленной, ситуация должна была походить на то, что происходит в доменной печи. Замечено, что в домне некоторые группы элементов обычно объединяются. Если расплавить в домне руду, а затем дать ей остыть, то в охлажденной массе вещество разделится на три различных типа (фазы). Улетучивающиеся газы составят четвертую фазу. В первую группу входят в основном металлы, во вторую – главным образом силикаты, в третьей собраны соединения серы. Таким образом, основываясь на близости химических свойств, элементы можно разделить на четыре класса (не вполне четко разграниченные, так как некоторые элементы встречаются более чем в одном классе). Эти классы таковы:

а) *сидерофильные* – фаза железа – элементы, стремящиеся объединиться с железом, такие, как кобальт, никель, золото и палладий;

б) *литофильные* – силикатная фаза – элементы, имеющие сильное сродство с кислородом, такие, как литий, натрий, калий, магний и кремний;

в) *халькофильные* – сульфидная фаза – элементы, имеющие сильное сродство с серой; это – медь, цинк, ртуть, свинец и висмут;

г) *атмофильные* – элементы, образующие атмосферу.

В домене сферофильные элементы стремятся опуститься на дно, а литофильные элементы – подняться вверх.

Мы еще плохо знаем термическую историю Земли и других планет. В настоящее время многие исследователи считают, что планеты состоят из вещества, потерянного Солнцем в процессе его образования, но что они не обязательно возникли в виде горячих газовых шаров. Предполагается, что в *солнечной туманности* образовались мелкие твердые частицы, которые затем объединились в планеты типа Земли. Таким образом, вначале Земля могла быть полностью твердой. Энергия, освобождающаяся при распаде радиоактивных элементов, которая  $4,5 \cdot 10^9$  лет назад была значительно больше, чем теперь, постепенно расплавила если не всю Землю, то по крайней мере значительную ее часть, и эта часть стала такой же жидкой, каким остается до сих пор ядро. Тогда могло произойти разделение элементов, подобное тому, которое наблюдается в доменной печи: силикаты должны были попасть в кору, а сидерофилы – в ядро. Это согласуется с концентрацией силикатных пород в земной коре и вероятным существованием железного ядра.

Итак, причина заметно выраженного разделения элементов стала понятной, однако гораздо труднее выяснить, каков же в действительности химический состав всей Земли в целом. Если даже мы сумеем полностью установить на основании сейсмических данных зависимость плотности и упругих свойств земного вещества от глубины, это не приведет к единственному решению в отношении химического состава, так как существует много веществ, имеющих одну и ту же плотность и одинаковые, упругие свойства. Соображения о разделении элементов, приведенные выше, позволяют отдать предпочтение одному из решений. Современные оценки будут приведены ниже в этой главе. Пытаясь вывести из современного состава Земли ее первоначальный состав, мы должны учитывать, как было указано выше, потерю летучих легких элементов.

*Замечание.* Материал, изложенный в этом VIII разделе, является, пожалуй, в наименьшей степени подтвержденным экспериментальными данными по сравнению со всем имеющимся геофизическим материалом строения внутренних областей Земли. Достаточно надежными экспериментально подтверждаемыми данными о температуре и тепловом потоке мы располагаем только для самых верхних слоев земной коры. Такая неопределенность и привела к созданию большого количества моделей (их обзор можно найти в (Кузнецов, 2000)), часто взаимно противоположных. По-видимому, «крайними» в ряду таких моделей являются модели «горячей» (Кузнецов, 2000) и «холодной» (Шмидт, 1949) Земли.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Ботт М.** Внутренне строение Земли. М.: Мир. 1974. 376.
2. **Гуттенберг Б.** Физика земных недр. М.: ИЛ. 1963. 264 с.
3. **Жарков В.Н., Трубицын В.П., Самсоненко Л.В.** Физика Земли и планет. Фигуры и внутренне строение. М.: Наука. 1971. 384 с.
4. **Кузнецов В.В.** Физика горячей Земли. Новосибирск. 2000. 365 с.
5. **Магницкий В.А.** Внутреннее строение и физика Земли. М. Недр. 1965. 379 с.
6. **Стейси Ф.** Физика Земли. М.: Мир. 1972. 344 с.
7. **Тейлер Р. Дж.** Происхождение химических элементов. М.: Мир. 1975. 232 с.

8. **Шейдеггер А.** Основы геодинамики. М.: Недра. 1987. 384 с.
9. **Шмидт О.Ю.** Четыре лекции о происхождении Земли. М.-Л.: Изд-во АН СССР. 1949. 70 с.