

С. А. УШАКОВ, член-корреспондент АН СССР В. В. ФЕДЫНСКИЙ

РИФТОГЕНЕЗ КАК МЕХАНИЗМ РЕГУЛИРОВАНИЯ ТЕПЛОПOTЕРЬ ЗЕМЛИ

Мировая система рифтов характеризуется некоторыми закономерными чертами, к которым относится наличие повышенного значения теплового потока через зону рифта и поднятие поверхности земной коры в этом районе, выражающееся в рельефе дна океана как подводный хребет. Эти особенности рифта находят простое объяснение с позиций динамики литосферных плит. Как известно, сторонники данной точки зрения предполагают, что рифтовые трещины раскрываются со скоростью от десятых долей до нескольких сантиметров в год, а возраст океанической коры (возможно, за очень небольшим исключением) не превышает 200 млн лет⁽⁹⁾.

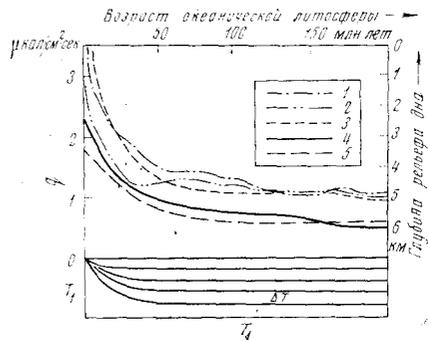
Статистическая обработка данных теплового порядка через дно Мирового океана как функции расстояния от осевой линии рифта дает симметричную картину изменения q по мере удаления от трещины или в случае нормирования q относительно возраста образования океанической коры — симметричную относительно линии почти нулевого возраста коры. Однако средние величины $q(t)$, соответствующие одинаковому возрасту коры, больше для быстро раздвигающихся плит литосферы. Например, при скорости движения плиты $v \sim 2$ см/год величина теплового потока в среднем на $0,7$ мкал/см²·сек меньше, чем для соответствующего возраста коры в пределах плиты, двигающейся с линейной скоростью $v \sim 4-5$ см/год. Эти данные получены в интервале от 0 до 50—70 млн лет^(12, 13).

Опубликованные данные по тепловому потоку и возрасту дна всего Мирового океана^(9, 12) позволяют представить характер изменения $q(t)$ в интервале от 0 до 200 млн лет. Осреднение проводилось отдельно для Атлантического и Индийского океанов, где $v \sim 2$ см/год, и для Тихого океана, где $v \sim 4-5$ см/год (рис. 1). Среднеквадратическое отклонение осредненных $\bar{q}(t)$ изменяется от $\pm 0,1-0,2$ мкал/см²·сек при возрасте $t \geq 100$ млн лет до $\pm 0,6-0,7$ мкал/см²·сек для более молодых участков океанической коры. Непосредственно в пределах рифтовой оси при $t < 2$ млн лет наблюдается относительный минимум q около 1 мкал/см²·сек*. Наиболее вероятным объяснением этому минимуму является вынос тепла эффузивным вулканическим материалом и термальными водами. Так, в Исландии, которая представляет собой осколок континентальной коры, пересеченной осью Срединно-Атлантического хребта⁽⁸⁾, средняя величина $q = 4-5$ мкал/см²·сек. Удельное выделение тепла, обусловленное выносом эффузивного материала, осредненное для всей площади острова, $\sim 1,8$ мкал/см²·сек, а вынос термальными водами $\sim 0,8$ мкал/см²·сек. Таким образом, истинная удельная теплопотеря через поверхность Исландии не менее $7-8$ мкал/см²·сек⁽¹⁰⁾. Представляется вероятным, что эта величина является нижним пределом действительных теплопотерь в осевой зоне океанических хребтов, так как Исландия относится к районам с умеренной скоростью раздвижения плит $\sim 1-1,5$ см/год. Установить действительные теплопотери в рифтовой зоне на дне океана весьма трудно из-за быстрого конвективного выравнивания температуры воды.

* На рис. 1 этот минимум q не показал потому, что суммарные теплопотери в осевой зоне, как будет видно далее, вероятно, в полтора-два раза превышают конвективный вынос тепла.

Хорошо известен также факт генеральной симметрии рельефа дна океана относительно рифтовой оси. В работе (13) показано, что генерализованный рельеф дна, нормированный относительно возраста коры, в интервале 0–30 млн лет не зависит или, возможно, очень слабо зависит от скорости раздвижения океанических плит. На основании карт рельефа дна Атлантического и Тихого океанов (1, 6), с учетом мощности осадочного чехла, получен характер изменения рельефа ложа консолидированных пород океанической коры в функции возраста при условии изостазии в интервале от 0 до 200 млн лет (см. рис. 1). Осреднение глубин проводилось

Рис. 1. Фактический и расчетный характер изменения теплового потока и рельефа дна Мирового океана в зависимости от времени образования литосферы. 1 — тепловой поток через Тихий океан; 2 — то же, через Атлантический; 3 — то же, рассчитанный через поверхность литосферной плиты при $l = 75$ км, $T_1 = 1400^\circ$; 4 — генерализованный характер изменения рельефа дна Мирового океана; 5 — расчетное опускание рельефа поверхности плиты по мере остывания (условия в плите: $l = 75$ км, $T_1 = 1400^\circ$, $\alpha = 3 \cdot 10^{-5}$ град $^{-1}$). Внизу принципиальный характер распределения температуры в литосферной плите, когда температура на одной боковой грани равна температуре у подошвы



через 10 млн лет; цепи подводных гор, протягивающиеся вкrest простирания хребта, исключены из рассмотрения. Наибольшая дисперсия осредненных значений глубин $\delta h = \pm 0,7$ км получена для интервала 0–30 млн лет; для возраста коры 50–70 млн лет и более δh лежит в пределах $\pm 0,2$ км. Одной из возможных причин такого разброса является недостаточная изученность мощностей осадков и их плотности. Большое расхождение глубин в приосевой зоне хребтов может быть связано с различием реологических свойств молодой океанической литосферы и характером процесса внедрения глубинного разогретого мантийного вещества при разных скоростях раздвижения плит; границей является полускорость раскрытия трещины $v = 2,5 - 3$ см/год. Когда скорость выше — рифтовая трещина выражена слабо, и при $v \geq 5$ см/год она практически почти совсем отсутствует. Амплитуда сравнительно мелкомасштабных форм рельефа с длиной волны вкrest простирания хребта $\lambda = 10 - 100$ км при $v \geq 3$ см/год, как правило, не превышает 0,5 км. При скорости $v \leq 2,5$ см/год наблюдается характерная рифтовая трещина, а амплитуда отдельных форм рельефа может достигать 1–1,5 км (13). Возможно, что при разных скоростях движения плит и характер изменения склона хребта, нормированного по возрасту коры, несколько отличен, но в настоящее время эти различия не выходят за пределы погрешностей осреднения.

В первом приближении термическая модель литосферной плиты может быть представлена в виде остывающей полубесконечной пластины, у которой на одной боковой грани происходит наращивание вещества со скоростью v при температуре T_1 , равной температуре на нижней грани, а температура на верхней грани равна нулю по шкале Цельсия. Задача сводится к решению уравнения сохранения энергии, которое для двухмерного случая без учета возможных источников тепла за счет распада радиоактивных элементов в литосфере записывается в виде

$$\partial T / \partial t = k[\partial^2 T / \partial x^2 + \partial^2 T / \partial z^2] - v \partial T / \partial x, \quad (1)$$

где T — температура, t — время, k — теплопроводность. В работе (14) дано аналитическое решение уравнения (1) в предположении, что $\partial T / \partial t$ пренебрежимо мало; полное решение в виде, удобном для численного счета, представлено в работе (15). Это позволяет получить теоретическое распре-

деление изотерм в плите и теплового потока через ее поверхность для любых заданных T_1 , v и мощности плиты l ; кроме того, расчет может быть усложнен заданием одной температуры на нижней границе плиты, а другой — на боковой, где происходит наращивание вещества литосферы. Например, получено удовлетворительное совпадение кривой теплового потока для Атлантического океана с теоретической, рассчитанной при условиях $v = 2$ см/год, $l = 50$ км, температура на нижней грани плиты $T_1 = 550^\circ$, а T_2 на боковой изменяется линейно от 800° на глубине 50 км до 250° у поверхности. Однако для того чтобы получить удовлетворительное совпадение теоретической кривой $q(t)$ с фактической — через дно Тихого океана, где скорость движения плит 4–5 см/год, — необходимо не только задать такую скорость, но и изменить температуру на нижней и боковой границах литосферной плиты: на нижней поднять ее до 750° , а на боковой — от 1000° на глубине 50 км до 250° у поверхности ⁽¹²⁾.

Другим существенным критерием для проверки обоснованности выбора той или иной термической модели, а также самой концепции глобальной динамики литосферных плит является общий для всего Мирового океана характер изменения рельефа консолидированных пород, при условии его изостатического выравнивания после удаления осадков. Расчетные формулы, опубликованные в ⁽¹⁵⁾, позволяют получить характер изменения рельефа остывающей литосферной плиты в зависимости от v , l , T_1 и T_2 . Оценки опускания рельефа дна при указанных выше температурных условиях для плиты толщиной 50 км и коэффициенте объемного расширения $\alpha = 4 \cdot 10^{-5}$ град⁻¹, который даже несколько превышает α для оливина, габбро и перидотита ⁽²⁾, дают лишь около половины фактического изменения глубин дна Мирового океана в зависимости от возраста, хотя характер изменения глубин, полученный при этих условиях теоретически, принципиально соответствует тому, который имеет место в природе. Отсюда истинная мощность океанической литосферной плиты превышает 50 км.

Удовлетворительное соответствие природного изменения рельефа дна Мирового океана в зависимости от возраста образования его коры можно получить с тем теоретическим, которое рассчитано для $l = 75$ км, $T_1 = T_2 = 1400^\circ$; хорошее соответствие — для $l = 100$ км, $T_1 = 1500^\circ$ ⁽¹⁶⁾. Но полученный теоретически при этих условиях тепловой поток в интервале 0–30 млн лет уменьшается несколько быстрее, чем это происходит в природе (см. рис. 1).

Таким образом, одна из наиболее простых теоретических моделей простого остывания литосферной плиты по мере отодвигания от рифтовой трещины позволяет дать принципиальное объяснение как характеру изменения теплового потока, так и генеральному рельефу дна Мирового океана. Для лучшего совпадения теоретических данных с природными требуется усложнение физической модели литосферы, а именно учет таких явлений, как кристаллизация и фазовый переход вещества ⁽⁴⁾, а также расползание менее плотного и менее вязкого слоя в пределах литосферы ⁽⁷⁾. Построение более сложной модели литосферной плиты океана и геофизическая проверка ее не только на основании рельефа и теплового потока, а также и сейсмических данных позволяют считать мощность литосферы ~80 км, а наиболее вероятный состав в верхней части — габбро и перидотит, в нижней — гранатовый перидотит с включением эклогита ⁽¹¹⁾.

Заполнение рифтовой трещины аномально горячим мантийным веществом и его постепенное остывание по мере отодвигания от трещины, т. е. старения океанической литосферы, представляет собой, по сути, конвективный вынос тепла из глубоких недр Земли, который лишь близ поверхности принимает кондуктивную форму. Теплотери, обусловленные образованием океанической литосферы, представляют собой разность между теплом Q_1 , заключенным в колонке только что образовавшейся литосферы, и Q_2 — в колонке, находящейся вдали от рифтовой оси, например имеющей возраст свыше 100 млн лет. Общая потеря тепла за единицу времени в

результате образования новой океанической литосферы по всей длине раскрывающихся рифтовых трещин L при средней полуплоскости их раскрытия v см/год определяется, согласно ⁽¹⁵⁾, по формуле

$$Q = 2\rho c_p l v \{ (T_1 - T_0)/2 - Hl^2/12k - \alpha(2T_1^2 - T_0^2 - T_1 T_0)/3 + \Delta_c(\alpha l T_1 - l/2 - \alpha \Delta_c l^2/3) \} \text{ кал/сек,} \quad (2)$$

где ρ — плотность, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, H — скорость генерации тепла в единице объема литосферы, Δ_c — температурный коэффициент изменения удельной теплоемкости. Оценка скорости конвективных теплопотерь, обусловленных образованием океанической литосферы, по формуле (2), при $\rho = 3,3$ г/см³, $l = 7,5 \cdot 10^5$ см, $v = 3$ см/год, $H = 10^{-14}$ кал/см²·сек, $c_p = 0,25$ кал/г·град, $L = 50\,000$ км, $\alpha = 4 \cdot 10^{-5}$ град⁻¹, $\Delta_c = 3 \cdot 10^{-6}$ град/см, $k = 0,066$ кал/град·см·сек, $T_1 - T_0 = 1300$ град, дает $Q \approx 3,6 \cdot 10^{12}$ кал/сек ⁽¹⁶⁾. Общая величина теплопотери через поверхность нашей планеты около $7,7 \cdot 10^{12}$ кал/сек ^(3, 12), отсюда сделанная оценка кондуктивной теплопотери, обусловленной образованием океанической литосферы, дает вклад, близкий к 45% $Q_{\text{общ}}$. Естественно, что такая оценка является приближенной из-за плохого знания многих величин, входящих в уравнение (2), в первую очередь, l , v и T_1 .

Фактические данные позволяют более объективно оценить конвективные теплопотери, связанные с образованием и остыванием океанической литосферы по мере ее старения. Удельная теплопотеря q через дно океана, возраст коры которого превышает 100–150 млн лет, составляет 1,0–1,1 мкал/сек (см. рис. 1), тогда как в среднем для океана $q = 1,48 + 0,08$ мкал/см²·сек ⁽¹²⁾. Следовательно, избыточные теплопотери, обусловленные остыванием аномально нагретой литосферы в процессе ее выхода на относительно стационарный термический режим, в среднем для всего дна Мирового океана 0,4–0,5 мкал/см²·сек. Учитывая, что площадь поверхности океана свыше 2/3 всей поверхности Земли, получаем величину кондуктивной теплопотери не менее 20% от общей. Сделанная оценка является оценкой снизу, ибо не принимался во внимание повышенный тепловой поток в районах островных дуг, краевых морей и близких к ним по генезису тектонических структур в пределах Альпийско-Гималайского пояса (например, таких как Венгерская низменность), который также связан с конвективным выносом мантийного тепла. С учетом этого явления суммарная величина кондуктивной теплопотери, обусловленная образованием и перестройкой литосферы, близка к 1/3 общей теплопотери через поверхность Земли, т. е. составляет существенный вклад. Следовательно, с энергетических позиций динамика литосферных плит представляет собой механизм регулирования теплопотери. Иными словами, субгоризонтальное перемещение литосферной корки можно рассматривать как естественное следствие того, что кондуктивный вынос тепла через эту корку меньше теплогенерации внутри Земли.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило
19 IX 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Карта рельефа дна Атлантического океана М 1:10 000 000, Л. К. Заторский (ред.), М., 1971. ² Справочник физических констант горных пород, С. Кларк (ред.), М., 1969. ³ Е. А. Любимова, Термика Земли и Луны, «Наука», 1968. ⁴ А. Э. Рингвуд, В сборн. Земная кора и верхняя мантия, М., 1972, стр. 7. ⁵ А. Н. Тихонов, Е. А. Любимова, В. К. Власов, ДАН, 188, № 2 (1969). ⁶ Карта рельефа дна Тихого океана, Г. Б. Удипцев (ред.), М., 1964. ⁷ С. А. Ушаков, Вестн. Московск. унив., сер. геол., № 1 (1968). ⁸ С. А. Ушаков, В. В. Федьинский, Н. А. Шабалин, там же, № 3 (1972). ⁹ В. В. Федьинский, С. А. Ушаков, Н. А. Шабалин, ДАН, 204, № 6 (1972). ¹⁰ К. Хораи, С. Уэда, В сборн. Земная кора и верхняя мантия, М., 1972, стр. 71. ¹¹ D. W. Forsyth, F. Press, J. Geophys. Res., 76, № 32 (1971). ¹² W. H. K. Lee, Phys. Earth. Planet. Interiors, № 2 (1970). ¹³ X. LePichon, M. G. Langseth, Tectonophysics, № 8 (1969). ¹⁴ D. P. McKenzie, J. Geophys. Res., 72, 6264 (1967). ¹⁵ D. P. McKenzie, J. G. Sclater, Bull. Volcanol., 33, № 1 (1969). ¹⁶ J. G. Sclater, J. Francheteau, Geophys. J. R. astr. Soc., 20, 509 (1970).