

УДК 550.311

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ МАНТИЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ПРОЦЕССЕ ОБРАЗОВАНИЯ И РАСПАДА СУПЕРКОНТИНЕНТА: ИЗМЕНЕНИЕ РЕЛЬЕФА ДНА ОКЕАНА И ПЕРЕНОС ВЕЩЕСТВА ОКЕАНИЧЕСКОЙ ЛИТОСФЕРЫ

А.М. БОБРОВ, В.П. ТРУБИЦЫН

Институт физики Земли им. О.Ю.Шмидта
Российской академии наук, Москва

При значении числа Рэлея $Ra = 0.8 \cdot 10^6$ выполнены расчеты рельефа дна океана как функции пространства и времени в процессе перестройки мантийных течений при образовании и распаде суперконтинента. При пересчете на число Рэлея $Ra = 5 \cdot 10^6$, описывающее случай общемантийной конвекции, амплитуда динамического рельефа дна океана составила около 2.7 км, что соответствует амплитуде вертикальных вязких напряжений у поверхности около 100 МПа; длительность существования суперконтинента составила около 350 млн лет, средние скорости мантийных течений – около 3 см / год. Таким образом, параметры, усредненно описывающие общемантийную конвекцию, дают значения величин, которые согласуются с имеющимися геофизическими и геологическими данными по топографии дна океана и характерным напряжениям, по скоростям континентов и длительности существования суперконтинентов. Выполнены расчеты последовательных стадий перемещения вещества океанической литосферы и коры, первоначально находившегося на поверхности, на временном отрезке от начала схождения двух континентов до их полного расхождения. При пересчете на число Рэлея $Ra = 5 \cdot 10^6$ время перемещения вещества на расстояние толщины мантии составляет около 40 млн лет, время полного оборота (вещество бывшей океанической коры вновь оказывается на поверхности Земли) – около 150 млн лет. Для упрощенной модели постоянной вязкости в расчетной области получено, что существенного перемешивания вещества океанической литосферы по всему объему мантии за один суперконтинентальный цикл не происходит, что согласуется с представлениями о рециркуляции вещества океанической коры и литосферы. Можно предположить, что такое крупномасштабное (по всему объему мантии) перемешивание происходит за время нескольких суперконтинентальных циклов, однако относительно мелкие “комочки” вещества останутся (не осуществится мелкомасштабное перемешивание). Такой результат мог бы примирить две точки зрения: геофизическую (в мантии Земли имеет место крупномасштабное перемешивание) и геохимическую (неоднородности остались). Результаты расчетов показали также, что вещество бывшей океанической литосферы может переходить из одной океанической области в другую. Так, при закрытии океана между объединяющимися континентами вещество океанической литосферы увлекается на дно мантии и затем выносится уже с внешней стороны возникшего суперконтинента. Позже это же вещество, совместно с литосферным веществом внешней океанической области, опять оказывается в области нового раскрывающегося океана.

**A NUMERICAL MODEL OF THE EVOLUTION
OF MANTLE FLOWS DURING THE FORMATION
AND BREAKUP OF A SUPERCONTINENT: CHANGES
IN SEAFLOOR TOPOGRAPHY AND THE TRANSFER
OF OCEANIC LITHOSPHERE MATTER**

A.M. BOBROV, V.P. TRUBITSYN

O.Yu. Schmidt United Institute of Physics of the Earth,
Russian Academy of Sciences, Moscow

Assuming the Rayleigh number to be $Ra = 0.8 \cdot 10^6$, we conducted computations of seafloor topography as a function of spatial coordinates and time in the process of the reorganization of mantle flows associated with the buildup and dispersal of a supercontinent. After extrapolation to Rayleigh number $Ra = 5 \cdot 10^6$, which is appropriate to the case of whole-mantle convection, we found the amplitude of dynamic seafloor topography to amount to ~ 2.7 km, which corresponds to the amplitude of vertical viscous stresses at the free surface equal to ~ 100 MPa; the lifetime of a supercontinent is ~ 350 Myr, the average velocity of mantle flows is ~ 3 cm/yr. Thus, the parameters providing an average description of whole-mantle convection yield results that are consistent with the available geophysical and geological data on the seafloor topography and the characteristic stresses, on the velocities of continents and the lifetime of a supercontinent. Successive phases are calculated for the displacement of oceanic lithospheric and crustal material, initially at the surface, in the time interval from the beginning of convergence of the continents to their complete dispersal. Extrapolated to Rayleigh number $Ra = 5 \cdot 10^6$, the time of transfer of the material across the mantle is about 40 Myr, the time of its whole turnover (i.e., when former oceanic crustal material appears again at the Earth's surface) is about 150 Myr. Using a simplified model of uniform viscosity in the region of interest, it is obtained that, during one supercontinental cycle, no significant stirring of oceanic lithosphere material throughout the mantle occurs, which agrees with current ideas on the recirculation of oceanic crustal and lithospheric material. We may assume that such a large-scale (throughout the mantle) stirring will take place after several supercontinental cycles, whereas relatively small "lumps" of the material will remain (small-scale stirring won't take place). This result could reconcile two contradictory views: the geophysical (large-scale stirring takes place in the Earth's mantle) and the geochemical (inhomogeneities remain). Calculations also demonstrate that former oceanic lithosphere material may be transferred from one oceanic area to another. During the closing of the ocean between converging continents, the former oceanic lithosphere material is transferred by mantle flows to the core-mantle boundary, and then is carried out to the surface again at the outer side of the resulting supercontinent. Later, this material, together with the lithospheric material in the outer oceanic area, appears again in the area of a new opening ocean.

Введение

Выполненные к настоящему времени многочисленные работы по моделированию конвективных движений в мантии Земли и возникающих при этом физических полей – теплового поля, поля мантийных скоростей, гравитационного поля и других – уже позволили понять ряд закономерностей и характерных черт динамики земной мантии. Двух- и трехмерные математические модели в декартовых и сферических координатах использовались для исследования влияния фазовых переходов на структуру течений (и соответственно полей напряжений в мантии), а также для исследования роли переменной вязкости вещества, зависящей от температуры, давления и приложенных напряжений [1–5]. Сводка современных данных и представлений о конвекции в Земле дана в книге [6].

Однако в большинстве предложенных моделей отсутствует важнейший элемент – толстые континенты, которые двигаются самосогласованно с мантийными течениями и влияют, в свою очередь, на эти течения, замедляясь и ускоряясь, объединяясь и разделяясь. В то же время уже имеющиеся результаты показали необходимость такого учета.

В последние годы роль континентов была переосмыслена [7–10]. Полученные результаты показали, что континенты нельзя рассматривать как пассивно дрейфующие объекты, не оказывающие существенного влияния ни на структуру мантийной конвекции, ни на движение литосферных плит. Именно континентальные литосферные плиты, представляя собой подвижные клапаны для теплового потока Земли, создают упорядоченность циклической работы тепловой машины Земли, препятствуя хаотизации и структурируя картину течений вещества мантии. Как показано в работе [11], континенты играют эту принципиально важную роль в достаточно широком диапазоне своих размеров: время перестройки мантийных течений под континентами на их малоподвижной стадии составляет $250 \div 350$ млн лет для континентов с горизонтальными размерами $6000 \div 3000$ км. При размерах континентальных плит меньше 2000 км время, за которое они успевают оказать влияние на структуру мантийных течений, начинает резко возрастать. Такие малые плиты, не успевая оказать воздействие, будут двигаться в поле мантийных течений, создаваемых большими континентами.

Вывод относительно роли континентов качественно подтверждается и имеющимися результатами лабораторного моделирования тепловой конвекции в вязких жидкостях при наличии твердых плавающих плит на поверхности [12, 13].

Целью настоящей работы является изучение эволюции рельефа океанического дна, которая происходит в результате тепловой конвекции в мантии Земли, при наличии движущихся (объединяющихся и разделяющихся) континентов. Выполнены также расчеты происходящего при этом нарастающего с течением времени перемещения материальных элементов, которые моделируют вещество океанической литосферы, в интервале времен рассматриваемого цикла от первых млн лет до 500 млн лет.

И рельеф дна океанов в его развитии, и перемещение вещества океанической литосферы, исследуемые в данной работе, являются разными проявлениями одного процесса – тепловой конвекции в мантии Земли при наличии на ее поверхности плавающих континентальных плит. В результате взаимодействия свободной тепловой конвекции с теплоэкранирующими плитами возникает явление суперконтинентального цикла Вильсона и кардинально изменяется структура мантийных течений. Не будь цикла Вильсона, мантийные течения – а следовательно, и динамический рельеф дна, и перемещение вещества – были бы существенно иными. (Это, в частности, можно видеть из сравнения крайних областей на рис. 1 и 2 данной работы, где влияние континентов на рассмотренных стадиях еще мало, с центральными частями этих рисунков.) Таким образом, когда расчеты выполняются, хотя и с учетом ряда важнейших факторов (переменная вязкость, фазовые переходы и т.п.), но без учета свободно плавающих континентов, значимость получаемых результатов оказывается существенно ограниченной.

Подчеркнем, что в нашей постановке задачи рассчитывается движение не бесконечно тонких, а толстых континентов. А именно, нами рассмотрена в двумерной постановке следующая задача. Два жестких одинаковых континента конечной толщины плавают на поверхности прямоугольной расчетной области, занятой вязким веществом мантии; скорость каждого континента определяется его взаимодействием с веществом мантии – меняющимися с течением времени силами тяги или торможения на его подошве и на торцах. В свою очередь, континент непрерывно влияет на структуру течений мантии, уравнивая, в силу условия сцепления с веществом мантии, скорости мантийных течений на всей своей подошве, а также теплоэкранируя собой нижележащую мантию. Последнее, на стадиях малоподвижного континента, ведет к постепенному перегреву перекрытой области и началу кардинальной перестройки структуры мантийных течений. В такой постановке необходим расчет напряжений и сил, действующих на континенты в каждый момент времени, и, соответственно, корректировка их скоростей на каждом расчетном шаге. При этом должны быть учтены и силы, дей-

ствующие на торцевые части движущегося континента (в случае учета сил, действующих только на подошву континента, его скорость в каждый момент, как можно показать, была бы просто равна среднему по скоростям примыкающей снизу субконтинентальной мантии, что, при организации соответственного вычислительного итерационного цикла, упрощает задачу). Однако, как показано в работе [14], при реальном соотношении горизонтальных размеров континента и его толщины как $10 : 1$, учет сил, действующих на торцы, существенно искажает ход рассчитываемой эволюции.

Описанный подход реализован в работе [14] но только для случая единичного континента. Распространение такого подхода на случай двух одинаковых свободно плавающих континентов [15] позволило изучить эволюцию рельефа дна и вязких напряжений, которая вызывается тепловой конвекцией, при наличии объединяющихся в суперконтинент и затем разделяющихся теплоэкранирующих континентов. Найденная в этих расчетах эволюция динамического рельефа дна находится в хорошем согласии с результатами работы [10] (полученными при низком эффективном числе Рэлея $Ra = 2 \cdot 10^4$) при их экстраполяции на число Рэлея $Ra = 10^6$. При этом методы расчета существенно различались. В настоящей работе континенты рассматриваются как твердые, недеформируемые пластины. Конвекция рассчитывается в объеме за вычетом областей континентов, с условием прилипания к движущемуся континенту на его подошве и торцах. В методе же, который использовался в работе [10], континенты рассматривались состоящими из тонкой пластины и нижележащей высоковязкой области, перемещающейся вместе с самой пластиной.

Задача расчета цикла Вильсона в описанной выше постановке, при наличии жестких, не тонких свободно плавающих континентов, ранее никем не была решена. Толщина континента, в соответствии с фактическими данными, полагается в модели не малой, что позволило в работе [15] впервые найти напряжения и силы, действующие на торцах континента, и выполнить их сравнение с силами, действующими на нижней границе континентальной литосферной плиты. Однако в предыдущих работах авторов перемещение элементов вещества не изучалось, а расчеты выполнялись на сетке с пространственным шагом $\Delta x = \Delta z = 0.025$. В настоящей работе эволюция поля температур рассчитана на сетке с вдвое меньшим шагом $\Delta x = \Delta z = 0.0125$, что позволило уточнить детали решения и вместе с тем подтвердить его ранее полученную общую структуру.

Данная модель не учитывает реального распределения вязкости в мантии, что, в свою очередь, должно влиять на времена переноса ве-

щества океанической литосферы и на динамический рельеф дна. Такая задача в работе не ставилась; целью работы является учет толщины жестких континентов и сил, действующих на их торцах (пока на простейшем случае постоянной вязкости), никем до настоящего времени не выполненный.

Используемые уравнения

Вязкие напряжения, возникающие в мантии, могут быть найдены в ходе расчета эволюции структуры мантийной тепловой конвекции с плавающими континентами на поверхности. При расчетах эволюции полагается, что внутри твердой континентальной плиты тепло переносится только кондуктивно:

$$\partial T / \partial t = \nabla^2 T. \quad (1)$$

В области, занимаемой мантией, решается система сцепленных уравнений: уравнение теплопереноса с учетом движущихся масс мантийного вещества

$$\partial T / \partial t = \nabla^2 T - \mathbf{v} \nabla T, \quad (2)$$

уравнение Навье–Стокса (баланса сил)

$$\nabla^2 \mathbf{v} = \nabla p + (g/|g|) \text{Ra } T \quad (3)$$

и уравнение несжимаемости вещества

$$\text{div } \mathbf{v} = 0, \quad (4)$$

где t – время, x и z – соответственно, горизонтальная и вертикальная координаты. В уравнения (1)–(4) входят следующие неизвестные искомые функции: $T(x, z, t)$ – наадиабатическая температура; $\mathbf{v}(x, z, t)$ – скорость вязких течений в мантии; $p(x, z, t)$ – давление, отсчитываемое от гидростатически равновесного, g – ускорение силы тяжести. Число Рэлея Ra характеризует интенсивность тепловой конвекции и определяется выражением

$$\text{Ra} = (g\alpha D^3 \Delta T) / \kappa \nu. \quad (5)$$

Входящими сюда константами являются: κ – коэффициент тепловой диффузии и α – коэффициент теплового расширения. В настоящей работе эти величины не меняются при переходе через границу мантия–континент. Кинематическая вязкость ν считается постоянной во всей области мантии.

Уравнения (1)–(4) записаны в безразмерной форме с использованием следующих единиц измерения: $x_0 = z_0 = D$ для координат (где D – толщина конвективной мантии), $t_0 = D^2/\kappa$ для времени, $T_0 = \Delta T$ для температуры (где ΔT – перепад наадиабатических температур между нижней и верхней границами конвективной области), $v_0 = \kappa/D$ для скорости; $p_0 = \rho\kappa\nu/D^2$ для давления (где ρ – плотность вещества).

Названная постановка является упрощенной (за рамками настоящей работы остаются вопросы химического состава, выделения тепла за счет трения, пространственного распределения вязкости и др.). Разумеется, эти вопросы весьма важны для дальнейшего исследования. Например, в окрестности зон субдукции, в области концентрации высоких напряжений, должно происходить резкое уменьшение эффективной вязкости океанической литосферы. Благодаря этому, процесс загибания океанической литосферной плиты, погружения ее в мантию и, возможно, отрыва погружающегося слэба облегчается, а влияние этой части океанической литосферы на движение континентов – вследствие их частичного разъединения – уменьшается. Это дает основание рассматривать задачу в постановке жесткого континента, находящегося в вязком веществе, отвлекаясь от “вмороженности” континента в окружающую его океаническую плиту. Другим основанием является то, что время существования континентов на порядок превышает время существования возникающих и исчезающих океанических плит.

Величину числа Рэлея для Земли для разных моделей можно оценить как лежащую в интервале значений $5 \cdot 10^5 \div 5 \cdot 10^7$. Таким образом, реальное число Рэлея превышает его критическое значение, соответствующее возникновению конвекции, на 2.5–4.5 порядка. Это означает, что тепловая конвекция в Земле является весьма интенсивной, а скорости течения вещества в несколько сантиметров в год – высокими, учитывая высокую вязкость вещества мантии Земли.

В ходе расчета эволюции полей температур $T(x, z, t)$ и скоростей $\mathbf{v}(x, z, t)$ можно найти эволюцию распределения напряжений в мантии Земли и динамического рельефа дна океанов. В двумерном случае нормальная вертикальная компонента вязкого напряжения $\sigma_{zz}(x, z)$ определяется соотношением [16]

$$\sigma_{zz}(x, z) = p(x, z) - 2\partial v_z(x, z)/\partial z. \quad (6)$$

При таком определении положительными считаются напряжения, сжимающие рассматриваемое тело. Таким образом, знак напряжения соответствует определению в геофизике и технике и противоположен используемому в физике.

Из системы уравнений (2)–(4), кроме скоростей и температур, определяется также (с точностью до постоянной) и давление p , входящее в формулу (6). Соотношение (6), также как и (1)–(4), приведено в безразмерных переменных; $\sigma_0 = p_0 = \kappa\rho\nu/D^2$.

Конвективные течения в мантии Земли вызывают деформацию верхней границы слоя конвекции. Величина этой деформации может быть получена по компоненте напряжения $\sigma_{zz}(x, z)$. При деформации свободной поверхности вес столба жидкости (под вспученностью горизонтальной верхней границы) единичной площади и высоты h уравнивается напряжением σ_{zz} на уровне горизонтальной верхней границы

$$\rho gh = \sigma_{zz}. \quad (7)$$

Переходя к безразмерным величинам и переобозначив переменные, получим следующее выражение для безразмерной деформации свободной поверхности при конвекции:

$$h = \sigma_{zz}, \quad (8)$$

где σ_{zz} , h – безразмерные величины, за единицу измерения приняты:

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= \kappa\rho\nu/D^2, \\ h_0 &= \sigma_0/\rho g = \kappa\nu/(gD^2). \end{aligned} \quad (9)$$

Согласно (8), единица измерения рельефа h_0 выбрана так, чтобы этот же график являлся графиком вертикальных напряжений, выраженных в единицах σ_0 .

Вязкие напряжения и динамический рельеф на континентальных окраинах определяются имевшей место историей дрейфа континента во взаимодействии с вязкой мантией. Рельеф в пределах континентальных плит в работе не рассчитывается, поэтому положение континентов формально показано в виде утолщенных темных отрезков прямых, соединяющих разрывы в графике рельефа.

Рассчитываемые в работе поля мантийных течений позволяют, кроме определения напряжений и рельефа, найти также и накапливающееся со временем перемещение элементов вещества от их первоначального положения. За время dt элемент вещества под воздействием скорости течения $\mathbf{v}(x, z, t)$ сместится на расстояние $d\mathbf{r} = \mathbf{v} \cdot dt$. Суммируя по шагам, получим его итоговое перемещение к любому интересующему нас моменту времени.

Расчеты выполнялись по оригинальной программе в переменных температура–вихрь скорости–функция тока. Численное решение осуществлялось по конечно-разностной консервативной схеме на равномерной сетке. Решаются уравнение теплопереноса для нахождения поля

температуры и два уравнения Пуассона для нахождения вихря скорости и функции тока. Так как континенты толстые и область мантии имеет в модели сложную форму, применялось разбиение области на прямоугольные подобласти; решение находилось итерационной процедурой. На торцах и подошве континента использовалось условие прилипания (равенства касательных скоростей по обе стороны от границы раздела). Остальные границы расчетной области полагались скользящими (сдвиговые напряжения на границах обращаются в ноль). Значения температуры на верхней и нижней границах расчетной области приняты постоянными (безразмерные величины 1 и 0); на всей границе мантия–континент решение удовлетворяет условию непрерывности температуры и теплового потока. Тепловые источники в данной модели отсутствуют [17].

Перевод результатов в размерные величины для моделей верхнемантийной и общемантийной конвекции

Согласно существующим представлениям, конвекция в мантии Земли, из-за наличия полупроницаемого фазового перехода на глубине 670 км, носит перемежающийся характер: стадии, когда циркуляция вещества в верхней и нижней мантии происходит отдельно, чередуются со стадиями общемантийной конвекции [6]. В рамках настоящей работы фазовый переход не учитывается. Поэтому, в качестве первого приближения, получаемые результаты можно отнести к модели либо верхнемантийной, либо общемантийной (с постоянной вязкостью) конвекции.

Если принять, что тепловая конвекция происходит только в верхней мантии, можно использовать следующие значения параметров:

$$\text{коэффициент теплового расширения } \alpha = 3 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}, \quad g = 10 \text{ м/с}^2,$$

$$\text{коэффициент тепловой диффузии } \kappa = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с},$$

$$\text{кинематическая вязкость } \nu = 10^{17} \text{ м}^2/\text{с},$$

$$\text{толщина конвективного слоя } D = 7 \cdot 10^5 \text{ м},$$

$$\text{эффективный перепад наадиабатической температуры } \Delta T = 800 \text{ К}.$$

Эти величины дают значение числа Рэлея $\text{Ra} = (\alpha g \Delta T D^3) / (\kappa \nu) = 0.8 \cdot 10^6$. Полученные в данной работе безразмерные результаты найдены именно при таком числе Рэлея. Для нахождения размерных величин эти результаты должны быть умножены на соответствующие единицы измерения. Параметры верхней мантии дают следующие значения единиц:

$$\text{времени } t_0 = D^2 / \kappa = 15.5 \text{ млрд лет},$$

$$\text{скорости } v_0 = \kappa / D = 4.5 \cdot 10^{-3} \text{ см/год},$$

$$\text{напряжения } \sigma_0 = \kappa \rho \nu / D^2 = 0.714 \cdot 10^3 \text{ Па (при } \rho = 3.5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3\text{)},$$

$$\text{рельефа } h_0 = \kappa \nu / (g D^2) = 2.04 \cdot 10^{-2} \text{ м}.$$

Отсюда, время существования суперконтинента составит около 130 млн лет, а средняя скорость конвекции – 2 см/год; найденной безразмерной амплитуде глобального рельефа океанического дна $3.15 \cdot 10^4$ единиц будет соответствовать размерная амплитуда 640 м. Вертикальное напряжение, поддерживающее такой динамический рельеф, составляет 22 МПа (220 бар). Локальный рельеф на окраинах континента составляет 100–300 м на разных стадиях.

Таким образом, модель с параметрами верхнемантийной конвекции приводит к невысокой длительности существования суперконтинента (около 130 млн лет) и невысоким характерным вязким напряжениям (амплитуда у поверхности мантии – 22 МПа).

В случае общемантийной конвекции можно использовать следующие значения параметров:

$$\text{коэффициент теплового расширения } \alpha = 2 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}, \quad g = 10 \text{ м/с}^2,$$

$$\text{коэффициент тепловой диффузии } \kappa = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с},$$

$$\text{кинематическая вязкость } \nu = 10^{18} \text{ м}^2/\text{с},$$

$$\text{толщина конвективного слоя } D = 2.9 \cdot 10^6 \text{ м},$$

$$\text{перепад наадиабатической температуры } \Delta T = 2000 \text{ К}.$$

Эти величины дают значение числа Рэлея $\text{Ra} = (\alpha g \Delta T D^3) / (\kappa \nu) = 5 \cdot 10^6$. Так как фактические расчеты выполнялись не при таком, а при более низком значении числа Рэлея $\text{Ra} = 0.8 \cdot 10^6$, полученные нами безразмерные величины нужно пересчитать на число Рэлея $\text{Ra} = 5 \cdot 10^6$ по известным соотношениям теории параметризованной конвекции: для скоростей $v \sim \text{Ra}^{2/3}$; для времен $t \sim v^{-1} \sim \text{Ra}^{-2/3}$ [16], на которые достаточно хорошо ложатся результаты численных расчетов. В результате безразмерные скорости увеличатся в 3.3 раза, а безразмерные времена уменьшатся во столько же раз. Для пересчета безразмерных напряжений воспользуемся соотношением, полученным в работе [18], $\sigma \sim \text{Ra}^{0.73}$. В результате безразмерные напряжения (и, соответственно, топография океанического дна) при переходе от $\text{Ra} = 0.8 \cdot 10^6$ к $\text{Ra} = 5 \cdot 10^6$ увеличатся в 3.8 раза.

Далее, для перехода к размерным величинам результаты надо умножить на соответствующие единицы измерения. С параметрами общемантийной конвекции получим следующие значения единиц:

$$\text{времени } t_0 = D^2/\kappa = 133 \text{ млрд лет},$$

$$\text{скорости } v_0 = \kappa/D = 2.17 \cdot 10^{-3} \text{ см/год},$$

$$\text{напряжения } \sigma_0 = \kappa \rho \nu / D^2 = 0.951 \cdot 10^3 \text{ Па},$$

$$\text{рельефа } h_0 = \kappa \nu / (g D^2) = 2.38 \cdot 10^{-2} \text{ м}.$$

Умножением на эти единицы находим окончательно размерные величины. В частности, время существования суперконтинента оказывается равным 340 млн лет, а средние скорости мантийных течений – рав-

ными 3.1 см/год. При найденной безразмерной амплитуде глобального рельефа океанического дна $3.15 \cdot 10^4$ единиц, соответствующая размерная амплитуда составит около 2.7 км. Вертикальное напряжение, обеспечивающее такой динамический рельеф, составляет 100 МПа.

Полученные таким образом моменты времени и величины динамического рельефа для общемантийной конвекции и приведены на рис. 1.

Еще раз отметим, что в реальной Земле распределение вязкости в мантии сильно отличается от однородного, являясь функцией (недостаточно хорошо известной) как радиуса, так и угловых координат; кроме того, и само среднее значение вязкости существенно изменяется в ходе постепенного остывания Земли. Не исследуя этот вопрос в настоящей работе, приведем лишь оценку влияния изменения средней вязкости на характерные скорости мантийных течений и на рельеф поверхности. Из соотношений $Ra \sim (1/\nu)$ (см. ф-лу (5)) и $v \sim Ra^{2/3}$ следует, что безразмерная средняя скорость $v \sim (1/\nu)^{2/3}$. Размерная средняя скорость описывается этой же зависимостью, так как в единицу измерения скорости вязкость не входит. Таким образом, например, уменьшение средней вязкости всей мантии в 5 раз приведет к увеличению средней размерной скорости в $5^{2/3}$ раз, т.е. почти втрое. Соответственно, во столько же раз уменьшатся характерные времена, например – время существования суперконтинента. Что касается динамического рельефа и вызывающих его вязких напряжений, то их зависимость от средней вязкости мантии значительно меньше. Из $Ra \sim (1/\nu)$ и $\sigma \sim Ra^{0.73}$ получим для безразмерных напряжений и пропорционального им безразмерного рельефа: $\sigma \sim h \sim (1/\nu)^{0.73}$. Однако в единицы измерения как напряжений σ_0 , так и рельефа h_0 , входит значение ν : $\sigma_0 \sim h_0 \sim \nu$. Отсюда размерные величины напряжений и вызываемый ими динамический рельеф поверхности $\sigma_{разм.} \sim h_{разм.} \sim \nu(1/\nu)^{0.73} \sim \nu^{0.27}$. Таким образом, например, уменьшение средней вязкости всей мантии в 5 раз вызвало бы уменьшение динамического рельефа поверхности только в $5^{0.27} = 1.5$ раза, т.е. в нашем случае с 2.7 км до 1.75 км. Уменьшение средней вязкости мантии в 10 раз привело бы к уменьшению динамического рельефа поверхности в $10^{0.27} = 1.85$ раза, т.е. с 2.7 км до 1.45 км.

Результаты расчетов

Ряд последовательных стадий рассчитанной эволюции показан на рис. 1. Представлены поля наадиабатических температур и скоростей мантийных течений и рельеф дна, пропорциональный вертикальным напряжениям σ_{zz} на уровне горизонтальной верхней границы. Использована сетка с шагом 0.025 (отметим, что предварительные результаты аналогичного расчета рельефа дна на сетке с шагом 0.0125 показывают весьма близкие значения).

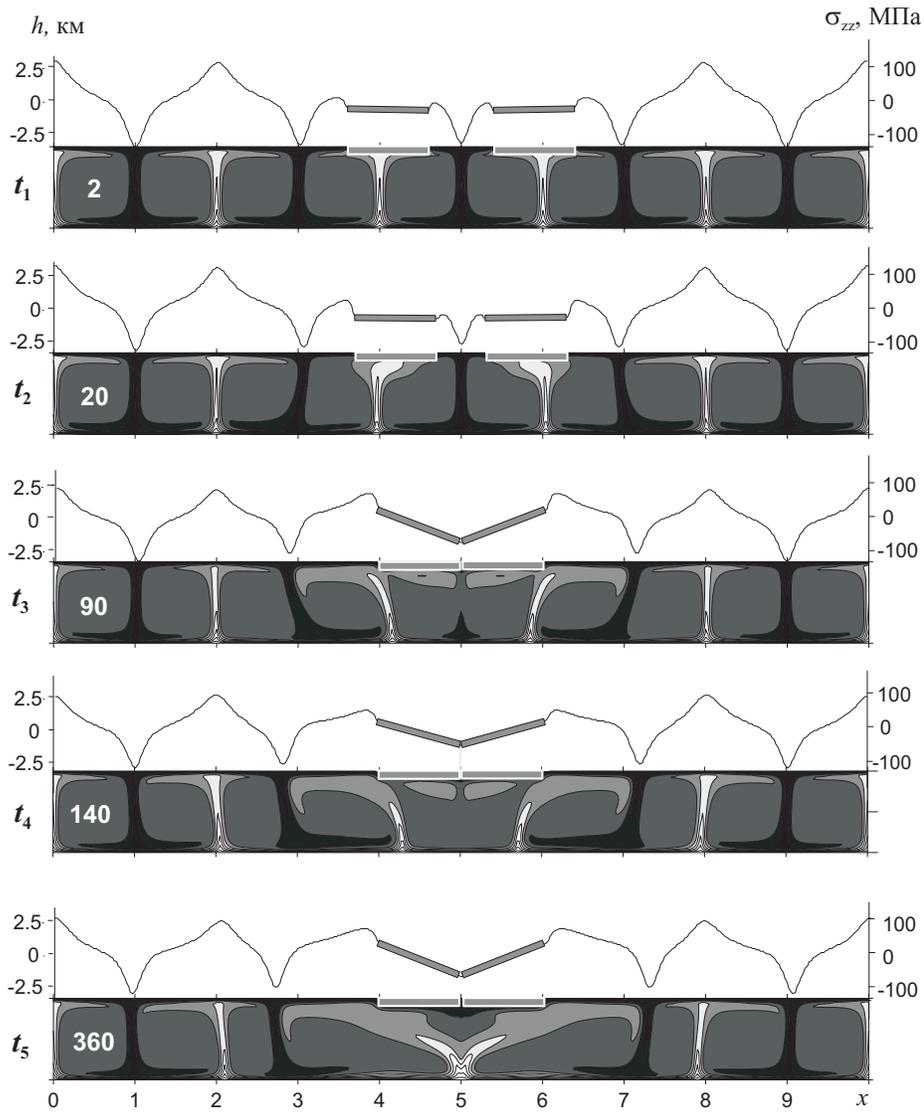
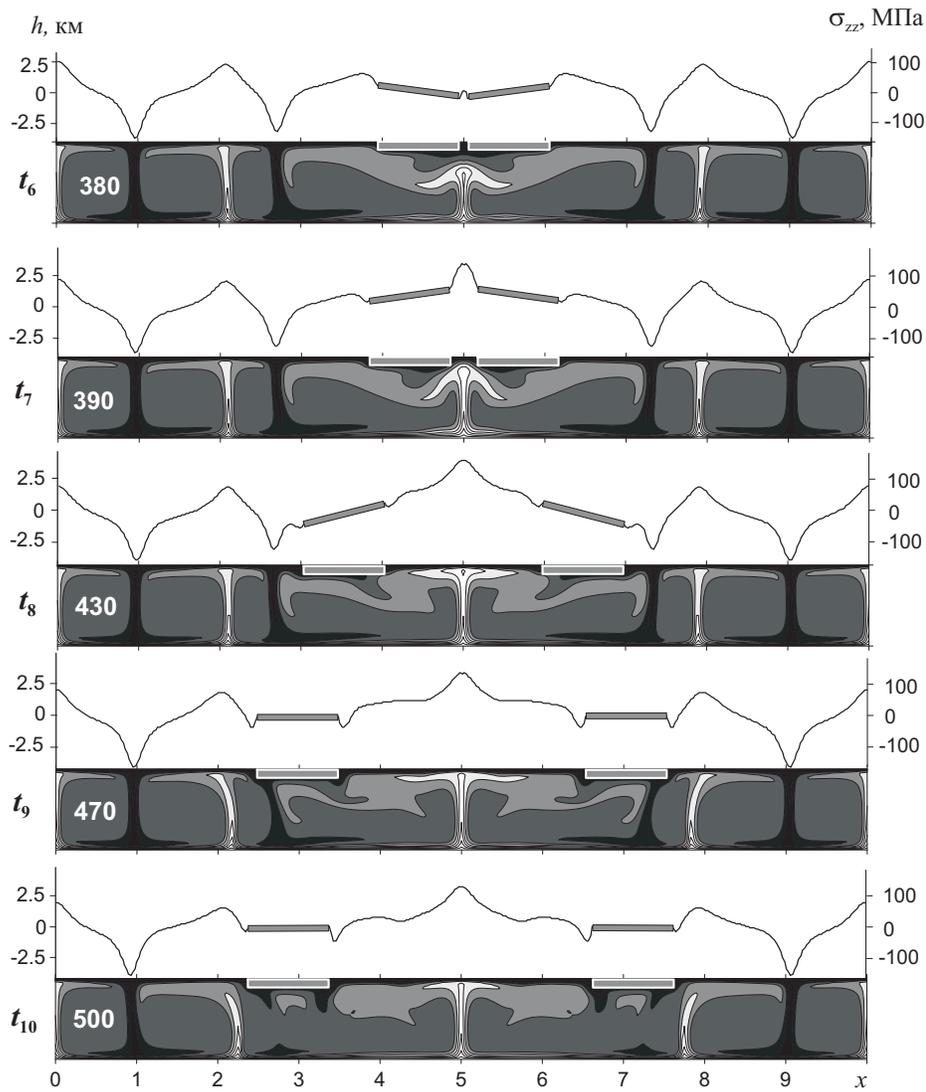


Рис. 1. Последовательные стадии (1 – 10, сверху вниз) суперконтинентального цикла (по [14]; добавлена стадия $t_4 = 140$ млн лет). Представлены поля наднабатических температур (горячие мантийные течения показаны светлыми тонами, холодные – темными, шаг между изолиниями – $1/13$ от полного перепада) и рельеф дна h , пропорциональный вязким вертикальным напряжениям σ_{zz} .



Положение континентов показано в виде затемненных прямоугольников, то же означают прямоугольники на верхних графиках, показывая наклон континентов. Моменты времени t_1 – t_{10} для модели общемантийной конвекции составляют, соответственно: 2, 20, 90, 140, 360, 380, 390, 430, 470 и 500 млн лет (даны в левой части рисунков). Время отсчитывается вперед от начального момента $t_0 = 0$. Расчеты выполнены на сетке с шагом по пространству 0.025

Расчеты выполнены при числе Рэлея $Ra = 0.8 \cdot 10^6$. Сначала рассчитывается тепловая конвекция в мантии в отсутствие континентов. После ее установления, в верхнюю часть расчетной области вводятся две твердые теплопроводные континентальные плиты. Этот момент времени принят за нулевой: $t_0 = 0$. В качестве начального поля температуры внутри континента берется распределение температуры, достигнутое в этой области к моменту t_0 . Дальнейшая эволюция поля температуры внутри континента осуществляется только механизмом кондуктивного переноса (1). Толщина каждой континентальной плиты d принята равной 0.1 от вертикального размера расчетной конвективной области D . Длина L каждого континента составляет 1.0 в тех же единицах. Для модели верхнемантийной конвекции это дает толщину 67 км и длину 670 км; для случая общемантийной конвекции эти же безразмерные величины означают, соответственно, 290 км и 2900 км. Взаимодействуя с мантийной тепловой конвекцией, плита начинает двигаться.

Для уменьшения времени счета вычисления производились в расчетной области $L : D = 5 : 1$, т.е. в половине представленной на рисунках области. Затем найденные поля зеркально отображались на другую половину. Полученные таким образом решения являются симметричными относительно вертикальной линии $x = 5$ на рис.1. Такая симметрия решения может рассматриваться как следствие симметричного расположения и движения континентальных плит на протяжении всей данной задачи. Отметим, что подобная симметрия с достаточно хорошей точностью возникала автоматически для сходных задач и без использования условия отражения, при сквозном счете во всей области $L : D = 10 : 1$ [8]. Этот способ применялся и другими авторами [19]. Тем не менее, в дальнейшем необходимо выполнить расчеты без введения такого условия, так как на некоторых стадиях могут возникать неустойчивости, не реализуемые в настоящем решении, относительно линии $x = 5$.

Характеристика стадий суперконтинентального цикла. Отметим особенности полученных стадий. Расчеты производились в безразмерных переменных, но представленные на рис.1 результаты для высоты рельефа и времени даны в размерных величинах для случая общемантийной конвекции (пересчет в размерные величины описан в предыдущем разделе; соответствующие безразмерные времена для показанных на рис.1 моментов равны: $5.4 \cdot 10^{-5}$, $5.0 \cdot 10^{-4}$, $2.25 \cdot 10^{-3}$, $3.45 \cdot 10^{-3}$, $9.0 \cdot 10^{-3}$, $9.50 \cdot 10^{-3}$, $9.8 \cdot 10^{-3}$, $1.08 \cdot 10^{-2}$, $1.18 \cdot 10^{-2}$ и $1.25 \cdot 10^{-2}$; длительность стадии единого неподвижного суперконтинента составляет около $8 \cdot 10^{-3}$). Скорость континентов U в каждый момент времени рас-

считывается в модели, исходя из выражения для суммы внешних сил, действующих на континент: $M\partial U/\partial t = F$, где F – сумма сил вязкого взаимодействия с веществом мантии, действующих на подошве и торцах континента [9].

На стадии схождения скорость каждого континента под действием мантийных течений достигает максимального значения 3.7 см/год, т.е. несколько более половины от максимальной горизонтальной скорости мантийных течений с данным числом Рэлея в квадратной ячейке без континентов. Затем, когда континенты почти сошлись (зазор между континентами приблизительно равен их толщине), скорость их сближения быстро падает, уменьшаясь почти вдвое в конце сближения. Таким образом, численные расчеты показывают, что благодаря силам вязкости в мантийном веществе, выжимаемому из зазора между сближающимися континентами, они чувствуют друг друга, и их взаимное торможение начинается до их контакта. Для более детального исследования этого процесса потребуется выполнение аналогичных расчетов на более мелкой расчетной сетке.

На стадии схождения континентов мантийное вещество, непосредственно примыкающее снизу к их подошве, в силу условия сцепления движется почти с той же скоростью, что и континенты. Так как при принятых начальных условиях на этой стадии под континентами находится относительно горячее вещество, то оно и перемещается вместе с континентами, почти не остывая из-за теплоэкранирующего эффекта плит (рис. 1, момент времени $t_2 = 20$ млн лет после введения континентов); отметим, что сходная картина наличия теплого вещества под центральной частью движущегося континента наблюдается и на некоторых других стадиях ($t_9 = 470$ млн лет). Однако после того, как континентальные плиты, столкнувшись в момент времени 42 млн лет, останавливаются, горячие восходящие мантийные потоки у их внешних краев перестают увлекаться движением континентов и всплывают к поверхности из-под внешнего края образовавшегося суперконтинента ($t_3 = 90$ млн лет). Таким образом, с момента образования и до распада суперконтинента ($t_6 = 380$ млн лет) на его окраинах имеют место всплывающие из-под континента потоки относительно горячего мантийного вещества.

В течение этой достаточно длительной стадии единого неподвижного суперконтинента (ее полное время около 340 млн лет) небольшой застойный слой мантии, непосредственно примыкающий к нижней границе объединившихся континентов, продолжает охлаждаться, отдавая тепло кондуктивным образом через континенты. Таким образом, про-

исходит некоторое утолщение континентов за счет “намерзания” на их подошве вещества мантии. Однако основная часть субконтинентальной мантии, наоборот, начинает постепенно прогреваться, так как при наличии толстых континентальных плит кондуктивный механизм недостаточно эффективен для отвода всего поступающего в субконтинентальную мантию тепла. В результате ближайшие восходящие мантийные потоки постепенно перемещаются в субконтинентальную область ($t_5 = 360$ млн лет). При их последующем объединении под суперконтинентом может возникать суперплюм. Восходящие мантийные течения вызывают вязкие растягивающие напряжения на подошве суперконтинента, приводящие к его распаду ($t_6 = 380$ млн лет после введения континентов).

Легкое горячее вещество мантии начинает подниматься в зазор между разделяющимися частями суперконтинента. Как показывают расчеты, давление в этой области мантии повышается и мантийные течения приводят к раздвиганию разделившихся частей континентов, еще больше увеличивая скорость их расхождения. Эта относительно быстрая стадия раскрытия нового океана представлена на рис. 1 при $t_7 = 390$ млн лет и $t_8 = 430$ млн лет. Отметим существенное различие на этой стадии между внутренними окраинами расходящихся континентов (окраины Атлантического типа) и внешними (окраины Тихоокеанского типа). Зоны субдукции на внутренних окраинах только начинают развиваться ($t_8 = 430$ млн лет), в то время как на внешних окраинах структуры типа “окраинное море – зона субдукции” хорошо выражены. В области, соответствующей окраинному морю, горячее мантийное вещество поднято к поверхности, что означает повышенный поверхностный тепловой поток.

Во время стадии активного раскрытия новой океанической области максимальная скорость каждого из разделившихся континентов достигает 6.5 см/год, т.е. приблизительно максимальной горизонтальной скорости мантийных течений с данным числом Рэлея в квадратной ячейке без континентов. Длительность этой стадии составляет около 110 млн лет. Затем, когда континенты приближаются к очередному восходящему мантийному потоку, их скорости быстро падают ($t_{10} = 500$ млн лет).

Динамическая топография дна океана и пропорциональные ей вертикальные напряжения, которые вызывают такой рельеф, определяются имевшей место эволюцией движения континентов во взаимодействии с вязкой мантией. Для параметров общемантийной конвекции перепад локального рельефа дна вблизи окраин континента, вызванный взаи-

модействием мантийных течений с движущейся континентальной плитой, составляет на разных стадиях 400 м – 1200 м. В удалении от континента рельеф дна контролируется глобальной мантийной тепловой конвекцией, как видно из рис. 1, он имеет амплитуду около 2.7 км. Вертикальное напряжение, обеспечивающее такой глобальный рельеф, составляет около 100 МПа (1000 бар).

Рассчитанная амплитуда рельефа примерно соответствует наблюдаемым вариациям рельефа морского дна, поскольку средняя глубина океанов составляет около 4 км, над хребтами – около 2 км, над зонами субдукции – около 6 км. Отметим, что амплитуда колебаний рельефа геоида составляет всего 100 м, поскольку геоид является ровной поверхностью потенциала, который определяется разностью между вкладами от объемных плотностных неоднородностей и от неровностей рельефа.

Рельеф дна четко коррелирует с нижележащими мантийными структурами. Рис. 1 показывает, что если, например, у окраины континента расположена зона субдукции, то над самой верхней частью зоны субдукции у окраины возникает заметное понижение рельефа дна океана. Если же у окраины континента имеется восходящее мантийное течение, то локальный рельеф над ним повышен (см., например, моменты времени $t_8 = 430$ млн лет и $t_{10} = 500$ млн лет). Таким образом, рельеф формируется нижележащими мантийными структурами, которые, в свою очередь, определяются в значительной мере тепловой конвекцией. Но и скорость континента, влияя на формы мантийных структур, может качественно изменять напряжения и топографию, особенно вблизи континентальной плиты. Если, например, в расчетах придать континенту скорость, не согласованную со скоростями мантийных течений (моделируя тем самым воздействие на него со стороны примыкающих континентов), то напряжения и рельеф на его окраинах существенно изменятся [15].

Циркуляция вещества океанической литосферы в ходе суперконтинентального цикла

Расчет приводимых выше полей напряжений на последовательных стадиях производится посредством расчета эволюционных полей температуры и скоростей. В свою очередь, эта полученная эволюция поля мантийных скоростей позволяет выполнить также расчет суммарного перемещения конвектирующего вещества за интервалы времени от миллиона до сотен миллионов лет с помощью введения маркеров. Вопросам перемещения и перемешивания вещества недр Земли посвящены многие

работы [20–22]. По современным представлениям [23] геохимические данные (в частности, по гавайским магмам) свидетельствуют о глобальной рециркуляции вещества океанической коры: опускании его в зонах субдукции и далее до границы мантия–ядро и последующем подъеме рециклированного вещества коры в центре восходящих мантийных струй. В связи с этим, а также с проблемой различия мантийных резервуаров верхней и нижней мантии, исключительно важен вопрос о скорости и пространственном масштабе перемешивания разнородного вещества за один и за много оборотов конвекции.

Однако в названных работах это рассмотрено без учета движущихся (объединяющихся и разъединяющихся) континентов. В настоящей работе объединены расчеты последовательных стадий суперконтинентального цикла и расчет происходящего при этом увеличивающегося со временем перемещения маркеров, отмечающих конкретные материальные частицы.

Расчитанные последовательные моменты перемещения элементов вещества, первоначально располагавшегося в узкой полосе вдоль верхней границы расчетной области, приведены на рис. 2, здесь же даны изолинии полей температуры. Таким образом, модель упрощенно представляет собой последовательные стадии перемещения вещества океанической литосферы и коры, находившегося на поверхности в начальный момент времени $t = 0$, под действием тепловой мантийной конвекции и цикла Вильсона. Расчеты выполнены при значении числа Рэлея $Ra = 0.8 \cdot 10^6$. Как и в предыдущих разделах, полученные значения безразмерного времени пересчитаны на число Рэлея $Ra = 5 \cdot 10^6$. При этом нужно помнить, что такой переход является лишь экстраполяцией, фактические расчеты при $Ra = 5 \cdot 10^6$ должны были бы показать более сильную степень перемешивания.

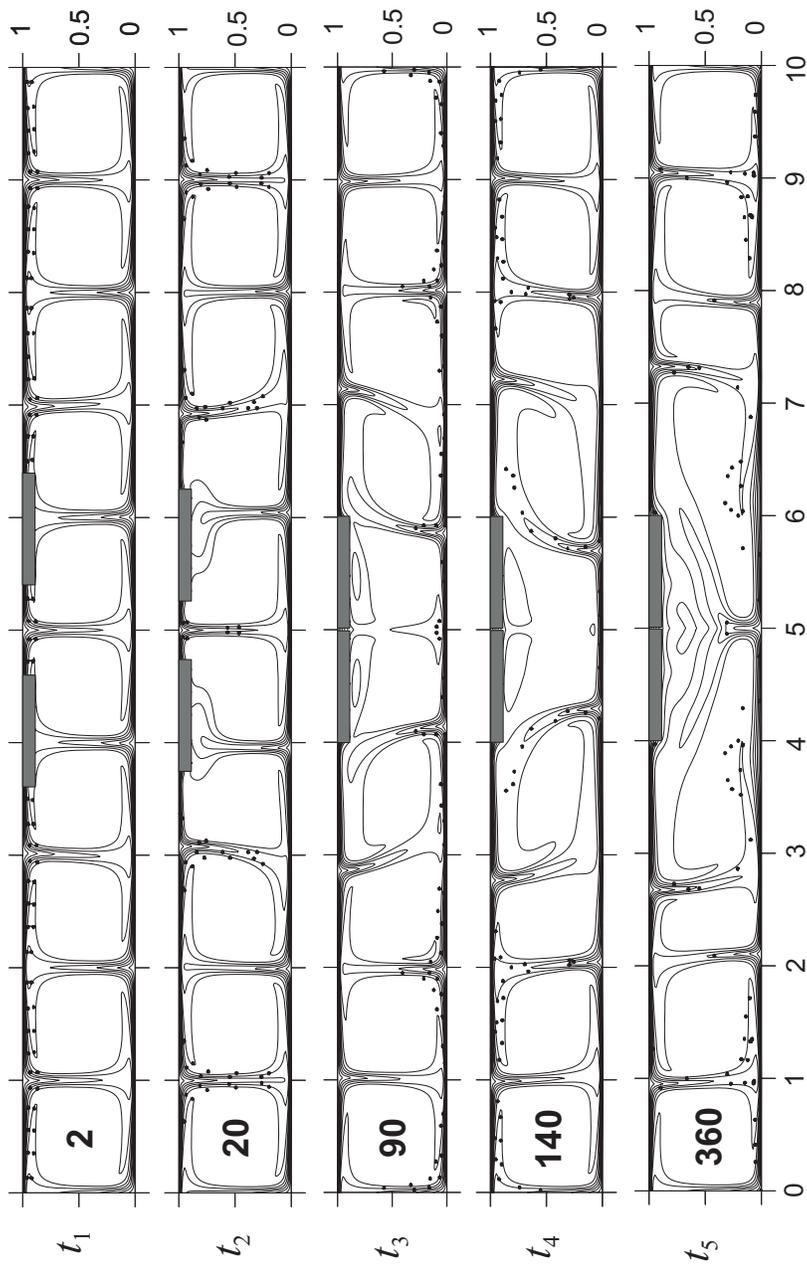
Временной отрезок в 500 млн лет, представленный на рис. 2 – от схождения двух континентов до их полного расхождения – охватывает около 3.5 полных оборотов маркеров вещества в субокеанической области. Момент времени $t_4 = 140$ млн лет примерно соответствует моменту одного полного оборота (вещество бывшей океанической коры вновь оказалось на поверхности Земли), момент времени $t_9 = 470$ млн лет – примерно трем оборотам. В субконтинентальной области за это же время происходит около двух полных оборотов вещества. Более время оборота в этой области связано с перестройкой субконтинентальных течений с нисходящих на восходящие (когда скорости течений проходят через малые значения) в интервале $90 \div 360$ млн лет, а также с удлинением самих субконтинентальных ячеек по горизонтали при $t = 360 \div 430$ млн лет.

Как видно из рис. 2, за рассмотренный отрезок времени существенного перемешивания вещества океанической литосферы по всему объему мантии в рамках данной модели не происходит. Причиной является следующее.

В случае, когда конвективные течения можно считать квазистационарными, перемещение маркеров должно происходить по неизменяющейся линии тока. Вследствие этого частицы, находящиеся на одной линии тока, движутся, подобно бусинам на нити, друг за другом, не перемешиваясь. В нашем случае, когда маркеры первоначально помещены тонким слоем вдоль линий тока во внешних частях конвективных ячеек, они так и остаются на периферии, опускаясь в нисходящих течениях, затем поднимаясь в восходящих, но не попадая в изотермическое ядро ячеек; таким образом, перемешивания маркеров во всем объеме ячейки не происходит. Этот случай имеет место в силу относительно низкого значения использованного числа Рэлея ($Ra = 0.8 \cdot 10^6$) и в той части расчетной области, которая еще не захвачена нестационарным процессом суперконтинентального цикла (удалена от континентов). В указанной области, однако, происходит рассеяние маркеров вдоль периферии – область, занятая маркерами, постепенно вытягивается вдоль линий тока, т.е. маркеры более равномерно распределяются вдоль периферии. Этот эффект вызван различием скоростей частиц на смежных линиях тока.

В субконтинентальной и примыкающих к ней областях мантии конвективные течения существенно нестационарны в связи с процессом объединения и разъединения континентов. Как следствие этой нестационарности происходит некоторое рассеяние маркеров – попадание их в центральную часть (ядро) конвектирующей мантии. Однако за время одного суперконтинентального цикла этот эффект невелик. Таким образом, полученные результаты позволяют сделать вывод, что наличие суперконтинентального цикла не ведет к существенному усилению перемешивания вещества океанической коры в мантии.

Из рис. 2 видно также, что вещество бывшей океанической литосферы может переходить из одной океанической области в другую. Так, стадии $t_2 = 20$ млн лет, $t_3 = 90$ млн лет и $t_4 = 140$ млн лет показывают, как при закрытии океана между объединяющимися континентами вещество океанической литосферы увлекается на дно мантии и затем выносится уже с внешней стороны возникшего суперконтинента. Затем, как видно из стадий $t_5 - t_9$, это же вещество, совместно с литосферным веществом внешней океанической области, опять оказывается в области нового раскрывающегося океана.



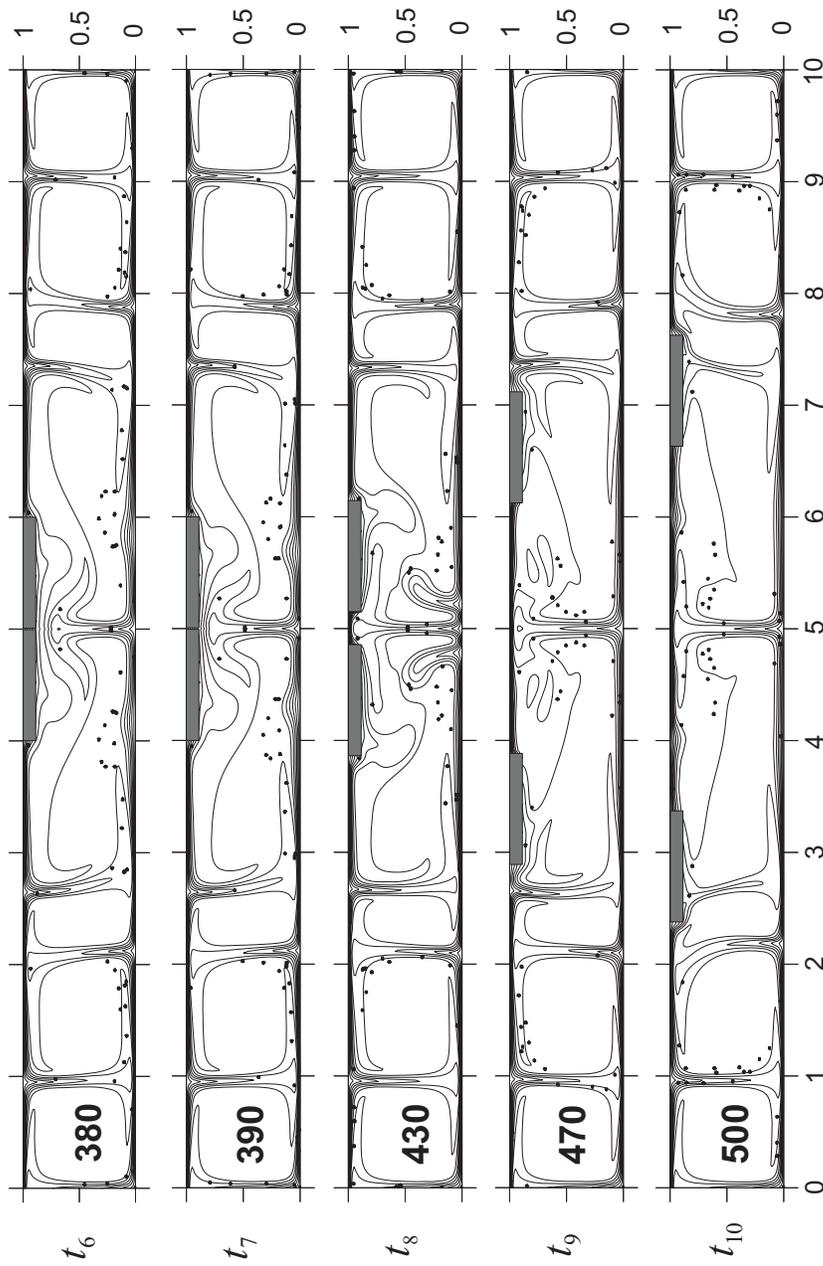


Рис. 2. Последовательные стадии суперконтинентального цикла. Поля наадиабатических температур показаны изолиниями (интервал как на рис. 1). Пространственный шаг расчетной сетки 0.0125. Маркеры элементов вещества океанической литосферы, первоначально находящегося на поверхности, показаны точками. Моменты времени t_1-t_{10} те же, что на рис. 1

Толщина слоя маркеров вещества в этом расчете взята с сильным преувеличением (составляет 300 км), однако даже в этом случае, как показывают результаты, за период времени порядка 500 млн лет существенного перемешивания маркеров по всему объему мантии не происходит. Можно предположить, что такое крупномасштабное (по всему объему) перемешивание произойдет за время нескольких суперконтинентальных циклов, однако относительно мелкие “комочки” вещества останутся (не осуществится мелкомасштабное перемешивание). Такой результат мог бы примирить две точки зрения: геофизическую (в мантии Земли имеет место крупномасштабное перемешивание) и геохимическую (неоднородности остались).

Расчеты, представленные на рис. 2, выполнены на сетке с шагом 0.0125. Сравнение с рис. 1, где приведены аналогичные расчеты полей температур на сетке с шагом 0.025, показывает, что результаты расчетов на вдвое более мелкой сетке демонстрируют появление некоторых новых деталей решения – например, возникновение всплывающих плюмов на нижней границе субконтинентальной мантии при $t_7 = 390$ млн лет и $t_8 = 430$ млн лет. Вместе с тем, эти расчеты подтверждают ранее полученные характерные черты хода суперконтинентального цикла, оценивая таким образом точность найденных решений.

Полученные результаты не учитывают некоторые весьма важные факторы, в том числе эффекты плавучести частиц. В дальнейшем эти эффекты должны быть учтены.

Выводы

На численной модели суперконтинентального цикла рассчитаны мантийные течения и вызываемые ими вертикальные вязкие напряжения и рельеф дна океана. Расчеты выполнены для широкого диапазона времени. Полученная (в безразмерных переменных) эволюция рельефа оказывается в хорошем согласии с результатами работы [10], несмотря на то, что методы расчета существенно различаются. В настоящей работе континенты рассматриваются как твердые, недеформируемые пластины. Конвекция рассчитывается в объеме за вычетом областей континентов, с условием прилипания к движущемуся континенту на его подошве и торцах. В методе же, использованном в работе [10], континенты рассматривались состоящими из тонкой пластины и нижележащей высоковязкой области, которая перемещается вместе с самой пластиной.

Введение маркеров в модель цикла Вильсона позволило рассмотреть процесс последовательного перемещения вещества океанической литосферы, первоначально находившегося на поверхности.

Полученные результаты показывают, что за время одного суперконтинентального цикла (2–3 полных оборота вещества) имеет место некоторое рассеяние (маркеры несколько растягиваются вдоль периферии конвективных ячеек, часть маркеров попадает в центральную часть ячейки). Но в целом это рассеяние частиц, происходящее под воздействием суперконтинентального цикла, все же не приводит к существенному перемешиванию вещества океанической литосферы и коры за один цикл, по крайней мере, в рамках рассматриваемой модели. Причиной этого является малая (относительно толщины мантии) толщина океанической литосферы и ее начальное расположение приблизительно вдоль линии тока.

Для параметров, соответствующих общемантийной конвекции, длительность существования суперконтинента составила около 350 млн лет, средние скорости мантийных течений около 3 см/год и вертикальные вязкие напряжения у поверхности – 100 МПа. Таким образом, параметры, усредненно описывающие общемантийную конвекцию, дают значения величин, согласующиеся с имеющимися геофизическими и геологическими данными по скоростям континентов, длительности существования суперконтинентов, по топографии дна океана и характерным напряжениям.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 05-05-65190 и 05-05-64029 РФФИ).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Lenardic A., Kaula W.M.* Tectonic plates, D" thermal structure, and the nature of mantle plumes // *J. Geophys. Res.* 1994. Vol.99. P.15697–15708.
2. *Tackley P.J., Stevenson D. A., Glatzmaier G. A., Schubert G.* Effects of multiple phase transitions in a three-dimensional spherical model of convection in Earth's mantle // *J. Geophys. Res.* 1994. Vol.99. P.15877–15901.
3. *Brunet D., Machetel P.* Large-scale feature induced by mantle avalanches with phase, temperature, and pressure lateral variations of viscosity // *J. Geophys. Res.* 1998. Vol 103. P.4929–4945.
4. *Bunge H.P., Richards M.A., Baumgardner J.R.* A sensitivity study of three-dimensional spherical mantle convection at 10^8 Rayleigh number: Effects of depth-dependent viscosity, heating mode, and an endothermic phase change // *J. Geophys. Res.* 1997. Vol.102. P.11991–12007.

5. *Mitrovica J.X., Forte A.M.* Radial profile of mantle viscosity: Results from the joint inversion of convection and postglacial rebound observables // *J. Geophys. Res.* 1997. Vol.102. P.2751–2769.
6. *Schubert G., Turcotte D.L., Olson P.* Mantle convection in the Earth and planets. Cambridge: Camb. Univ. Press. 2001. 940p.
7. *Gurnis M.* Large-scale mantle convection and aggregation and dispersal of supercontinents // *Nature.* 1988. N 332. P.696–699.
8. *Трубицын В.П., Бобров А.М.* Эволюция структуры мантийной конвекции после распада суперконтинента // *Физика Земли.* 1993. N 9. С.27–37.
9. *Рыков В.В., Трубицын В.П.* Численное моделирование трехмерной мантийной конвекции и тектоники континентальных плит // *Геодинамика и прогноз землетрясений.* М.: Наука, 1994. С.94–102. (Вычисл. сейсмология; Вып. 26).
10. *Трубицын В. П.* Основы тектоники плавающих континентов // *Физика Земли.* 2000. N 9. С.4–40.
11. *Bobrov A.M., Jacoby W., Trubitsyn V.P.* Effects of Rayleigh number, length and thickness of continent on time of mantle flow reversal // *J. Geodynam.* 1999. Vol.27. P.133–145.
12. *Guillou L., Jaupart C.* On the effect of continents on mantle convection // *J. Geophys. Res.* 1995. Vol.100. P.24217–24238.
13. *Zhang J., Libchaber A.* Periodic boundary motion in thermal turbulence // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol.84, N 19. P.4361–4364.
14. *Бобров А.М.* Рельеф и вязкие напряжения вблизи окраин движущегося континента // *Междунар. газета "Наука и технология в России".* 2002. N 4 (55). С.12–15.
15. *Бобров А.М., Трубицын В.П.* Эволюция вязких напряжений в мантии и в движущихся континентах в процессе образования и распада суперконтинента // *Физика Земли.* 2003. N 12. С.3–13.
16. *Теркот Д., Шуберт Дж.* Геодинамика. М.: Мир. 1985. Т.1–2. 730 с.
17. *Бобров А.М., Трубицын В.П.* Вязкие напряжения и рельеф окраин континента, вызванные его движением (изотермическая модель) // *Физика Земли.* 2001. N 12. С.30–39.
18. *Lowman J.P., Jarvis G.T.* Mantle convection models of continental collision and breakup incorporating finite thickness plates // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1995. Vol.88. P.53–68.
19. *Lowman J.P., Jarvis G.T.* Continental collisions in wide aspect ratio and high Rayleigh number two-dimensional mantle convection models // *J. Geophys. Res.* 1996. Vol.101. N B11. P.25485–25497.
20. *Christensen U.R., Hofmann A.W.* Segregation of subducted oceanic crust in the convecting mantle // *J. Geophys. Res.* 1994. Vol.99. P.19867–19884.
21. *Ten A., Yuen D.A., Podladchikov Yu.Yu., Larsen T.B., Pachepsky E., Malevsky A.V.* Fractal features in mixing of non-Newtonian and Newtonian mantle convection // *Earth Planet. Sci. Lett.* 1997. Vol.146. P.401–414.
22. *McNamara A.K., Zhong Sh.* The influence of thermochemical convection on the fixity of mantle plumes // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2004. Vol.222. P.485–500.
23. *Sobolev A.V., Hofmann A.W., Nikogosian I.K.* Recycled oceanic crust observed in 'ghost plagioclase' within the source of Mauna Loa lavas // *Nature.* 2000. Vol.404. P.986–990.