

УДК 550.311

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ МАНТИЙНОЙ КОНВЕКЦИИ И ТЕКТониКИ КОНТИНЕНТАЛЬНЫХ ПЛИТ

В.В. Рыков, В.П. Трубицын

NUMERICAL TECHNIQUE FOR CALCULATION OF THREE-DIMENSIONAL MANTLE CONVECTION AND TECTONICS OF CONTINENTAL PLATES

V.V. Rykov and V.P. Trubitsyn

We present an algorithm for numerical modeling of threedimensional viscous flows governed by Stokes', continuity, and thermoconvection equations in a rectangular three-dimensional region. We apply the finite-difference technique to these equations written in terms of natural variables, that is, velocity components, pressure, and temperature. At each time step we solve one parabolic and five elliptic equations, one after another. Lithospheric plates are assumed to be thin and perfectly rigid, drifting on the surface of a viscous fluid. The thermomechanical coupling between the flow and the plates is introduced through boundary conditions representing no-slip and zero heat flux conditions at the bottom of the plates. The translatory and rotary motions of the plates depend on the velocity of mantle flows and on mechanical interaction between the plates. We calculated movements of Laurasia and Gondwana supercontinents, including formation and breakup of Pangaea. Initially, steady convection is assumed in a threedimensional rectangular $3 \times 3 \times 1$ box. The initial positions of the continents are taken from geological reconstruction data for one billion years ago. Numerical results show that the continents approach each other and converge into Pangea covering the descending mantle flow. Then the convection pattern changes due to thermal insulation at the boundary. An ascending flow forms in place of the formerly descending flow, which leads to the breakup of Pangea after several hundred million years.

Согласно палеогеологическим реконструкциям на протяжении всей истории Земли континенты находились в постоянном движении. При этом мелкие континенты объединялись в большие суперконтиненты, которые дрейфовали и раскалывались. Наиболее значительным этапом в геологической истории было объединение суперконтинентов Лавразии и Гондваны в единый материк Пангею примерно один млрд. лет тому назад и его последующий распад.

Хотя большинством ученых признается, что причиной движения континентов является тепловая конвекция в мантии Земли, до сих пор не был ясен механизм раскола континентов и не построены пространственные модели, объясняющие поступательные и вращательные движения континентов, их объединения и расколы.

В настоящей работе развивается метод численного моделирования трехмерной тепловой конвекции в мантии Земли с учетом взаимодействия конвективных течений с жесткими континентами, плавающими на поверхности вязкой мантии. Рассчитаны эволюция полей скорости вязких течений, распределения температур в мантии и движения континентов на примере суперконтинентов Лавразии и Гондваны. Для модели верхнемантийной конвекции время объединения суперконтинентов в Пангею и ее последующий распад находится в согласии с палеогеологическими реконструкциями и составляет около 150 млн. лет, а для общемантийной конвекции – около одного млрд. лет.

1. УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОВОЙ КОНВЕКЦИИ

Система уравнений тепловой конвекции включает уравнения движения вязкой жидкости Стокса, теплопроводности и неразрывности [1–3]:

$$\frac{1}{\rho} \text{grad}(p) - \nu \Delta \mathbf{V} = -\alpha T \mathbf{g},$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{V}T) - \kappa \Delta T = \tilde{Q},$$

$$\text{div}(\mathbf{V}) = 0,$$

где неизвестными функциями являются: $\mathbf{V} = (u, v, w)$ – вектор скорости; p – давление, отсчитываемое от гидростатически равновесного состояния; T – температура, отсчитываемая от адиабаты. Задаются следующие параметры: ρ – плотность жидкости ($\rho = \text{const}$), ν – кинематическая вязкость, α – коэффициент теплового расширения, \mathbf{g} – вектор ускорения силы тяжести, κ – коэффициент теплопроводности, \tilde{Q} – термометрическая плотность тепловых источников.

Рассчитываются вязкие течения в прямоугольном параллелепипеде с соотношением сторон $x_0 \times y_0 \times z_0 = 3 \times 3 \times 1$. Начало координат выбрано в левом нижнем ближнем углу. В качестве граничных условий на нижней поверхности ($z = 0$) задаются: фиксированная температура T_2 , условия непротекания ($w = 0$) и условия проскальзывания ($\partial u / \partial z = \partial v / \partial z = 0$).

На боковых поверхностях ($x = 0, x = x_0, y = 0, y = y_0$) задаются условия равенства нулю теплового потока ($\partial T / \partial \mathbf{n} = 0$), непротекания и проскальзывания, где \mathbf{n} – нормаль к рассматриваемой поверхности. На части верхней поверхности ($z = z_0$), вне континентов, принимались равными нулю температура ($T_1 = 0$), нормальная скорость ($w = 0$) и касательные напряжения ($\partial u / \partial z = \partial v / \partial z = 0$). На подошве континентов принималось условие полной теплоизоляции ($\partial T / \partial z = 0$), для скоростей – условие непротекания и прилипания к континенту ($\mathbf{V} = \mathbf{V}_{\text{cont}}$, где \mathbf{V}_{cont} – скорость континента).

Для перехода к безразмерным переменным выберем масштабы: для длины – толщину слоя $z_0 = D$; для скорости $\mathbf{V}_0 = \kappa / D$; для давления $p_0 = D^2 / (\rho \nu \kappa)$; для температуры – вертикальный температурный перепад в слое $\delta T = T_2 - T_1$. В безразмерных переменных система уравнений тепловой конвекции записывается в виде

$$\text{grad}(p) - \Delta \mathbf{V} = \text{Ra} T \mathbf{e}_z, \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{V}T) - \text{div}(\text{grad} T) = Q, \quad (2)$$

$$\text{div}(\mathbf{V}) = 0, \quad (3)$$

где $\text{Ra} = \alpha g D^3 \delta T / (\nu \kappa)$ – число Рэлея, обусловленное подогревом снизу; $Q = \tilde{Q} D^2 / (\kappa \delta T)$ – безразмерная плотность тепловых источников; \mathbf{e}_z – единичный вектор вдоль оси z , направленный вверх.

Вместо уравнения несжимаемости (3), можно записать комбинацию уравнений (1) и (3). Применяя оператор div к уравнению (1) с учетом (3), получим

$$\text{div}(\text{grad} p) = \text{Ra} \partial T / \partial z. \quad (4)$$

При численном решении системы трех уравнений (1)–(3) для трех неизвестных функций p, \mathbf{V}, T давление p удобно вычислять из (4) вместо (3).

2. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ КОНТИНЕНТОВ

Каждый континент представляется в виде совокупности жестко связанных элементов с массами m_i . При движении континента мгновенная скорость каждого элемента (u_i, v_i) определяется как сумма скоростей поступательного движения центра масс и вращательного движения относительно этого центра, т.е.

$$u_i = u_0 - \omega_0(y_i - y_0), \quad v_i = v_0 + \omega_0(x_i - x_0),$$

$$x_0 = \frac{1}{m} \sum_i x_i m_i, \quad y_0 = \frac{1}{m} \sum_i (y_i m_i); \quad m = \sum_i m_i,$$

где (x_0, y_0) – координаты центра масс; (x_i, y_i) – координаты текущей точки, (u_0, v_0) – скорость центра масс; ω_0 – скорость углового вращения относительно центра масс; m – полная масса континента. Для континента, движущегося без взаимодействия с другими континентами, уравнения движения могут быть записаны в виде

$$m \frac{\partial u_0}{\partial t} = - \sum_i \rho v \sigma_i \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_i,$$

$$m \frac{\partial v_0}{\partial t} = - \sum_i \rho v \sigma_i \left. \frac{\partial v}{\partial z} \right|_i,$$

$$I \frac{\partial \omega_0}{\partial t} = - \sum_i \rho v \sigma_i \left[(y_i - y_0) \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_i - (x_i - x_0) \left. \frac{\partial v}{\partial z} \right|_i \right],$$

где $I = \sum_i m_i ((x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2)$ – момент инерции материка; σ_i – площадь подошвы i -го элемента.

3. МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ ИСХОДНЫХ УРАВНЕНИЙ

Пусть известно распределение всех искомых функций в некоторый момент времени $t = t^n$. Чтобы найти распределение этих функций в момент времени $t = t^{n+1}$, выполняется следующий цикл, состоящий из четырех основных этапов.

На первом этапе решается уравнение теплопроводности и определяется поле температур на новом временном слое:

$$\{T^{n+1} - \tau \operatorname{div}(\operatorname{grad} T^{n+1})\}_h = T^n - \tau \{ \operatorname{div}(V^n T^n) \}_h + Q. \quad (5)$$

При решении уравнения теплопроводности используются описанные в разд. 1 граничные условия для температуры.

На втором этапе путем решения уравнения Пуассона определяется давление на новом временном слое:

$$\{ \operatorname{div}(\operatorname{grad} p^{n+1}) \}_h = \operatorname{Ra} \{ (\partial T^{n+1} / \partial z) \}_h. \quad (6)$$

Граничные условия для давления находятся из уравнения (1) с использованием граничных условий для компонент вектора скорости и температуры, описанных в разд. 1. В результате для давления p на всех внешних границах получаются условия вида

$$\partial p^{n+1} / \partial \mathbf{n} = f(T^{n+1}, \mathbf{V}^n), \quad (7)$$

где $f(T, \mathbf{V}) = \mathbf{n} \Delta V + \operatorname{Ra} T (\mathbf{n} \mathbf{e}_z)$, \mathbf{n} – вектор нормали к соответствующей границе. Усло-

вия (7) представляют собой неоднородные граничные условия Неймана. При численном интегрировании более удобно свести задачу вычисления давления p к решению однородной задачи Неймана для новой функции \tilde{p} . Эта функция во всех внутренних точках области должна совпадать с давлением p , удовлетворять граничным условиям

$$\partial \tilde{p} / \partial \mathbf{n} = 0$$

и являться решением эллиптического уравнения вида (6) с измененной правой частью. Процедура нахождения такой функции описана в [4].

На третьем этапе решаются три уравнения Пуассона для декартовых компонент скорости (u , v , w):

$$\left\{ \operatorname{div}(\operatorname{grad} u^{n+1}) \right\}_h = \left\{ \partial p^{n+1} / \partial x \right\}_h,$$

$$\left\{ \operatorname{div}(\operatorname{grad} v^{n+1}) \right\}_h = \left\{ \partial p^{n+1} / \partial y \right\}_h,$$

$$\left\{ \operatorname{div}(\operatorname{grad} w^{n+1}) \right\}_h = \left\{ \partial p^{n+1} / \partial z \right\}_h - \operatorname{Ra} T^{n+1}.$$

Граничные условия для компонент вектора скорости описаны выше в разделе 1.

На четвертом, заключительном, этапе определяется новое положение континентов и вычисляются новые граничные условия для температуры и касательных компонент скорости на подошве континентов.

В приведенных формулах использованы следующие обозначения: τ – шаг по времени; верхний индекс n (или $n + 1$) – номер слоя по времени, $\{\dots\}_h$ – разностная аппроксимация соответствующего дифференциального оператора на сетке. Аппроксимация осуществляется на разнесенной сетке, как в методе MAC, т.е. давление и температура определяются в центре ячейки, а компоненты скорости – в центрах соответствующих граней.

Следует отметить, что в описанной процедуре при однократном проведении цикла, состоящего из четырех указанных этапов, возникает некоторое рассогласование граничных условий, поскольку эти условия для давления (7) вычисляются по значениям компонент вектора скорости на текущем временном слое n , а не $n + 1$, как, строго говоря, необходимо при решении связанной системы исходных уравнений (1)–(3). Для ликвидации этого рассогласования обычно достаточно двух-трехкратного повторения второго и третьего этапов.

4. РАЗНОСТНАЯ СХЕМА

Рассмотрим более подробно каждый из описанных выше этапов. На первом этапе для определения правой части уравнения (5) необходимо рассчитать конвективный перенос температуры за шаг по времени. Для аппроксимации используются ориентированные четырехточечные разности [4]. На разнесенной сетке в точке (i, j, k) разностная схема имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \tilde{T}_{i,j,k}^n = & T_{i,j,k}^n - \frac{\tau}{h_x} \left\{ u_{i+\frac{1}{2},j,k} T_{i+\frac{1}{2},j,k}^n - u_{i-\frac{1}{2},j,k} T_{i-\frac{1}{2},j,k}^n \right\} - \\ & - \frac{\tau}{h_y} \left\{ v_{i,j+\frac{1}{2},k} T_{i,j+\frac{1}{2},k}^n - v_{i,j-\frac{1}{2},k} T_{i,j-\frac{1}{2},k}^n \right\} - \\ & - \frac{\tau}{h_z} \left\{ w_{i,j,k+\frac{1}{2}} T_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n - w_{i,j,k-\frac{1}{2}} T_{i,j,k-\frac{1}{2}}^n \right\}. \end{aligned}$$

Здесь h_x, h_y, h_z – шаги сетки в соответствующих направлениях. Значения температуры T на границах ячеек определяются с помощью следующих интерполяционных формул:

$$T_{i+\frac{1}{2}}^n = \begin{cases} (1-\xi^2)T_i + 0.5\xi((1+\xi)T_{i+1} - (1-\xi)T_{i-1}), & \text{при } u_{i+\frac{1}{2}} \geq 0, \\ (1-\xi^2)T_{i+1} + 0.5\xi((1+\xi)T_i - (1-\xi)T_{i+2}), & \text{при } u_{i+\frac{1}{2}} < 0, \end{cases}$$

здесь $\xi = 0.5 \left(1 - \tau \left| u_{i+\frac{1}{2},j,k} \right| / h_x \right)$, а индексы j и k для простоты опущены. На остальных

границах вычисления производятся по аналогичным формулам с соответствующим изменением индексов. Используемая ориентированная четырехточечная разностная схема обеспечивает аппроксимацию исходных уравнений второго порядка точности по пространственным переменным и первого порядка точности по времени.

Далее на первом этапе решается уравнение теплопроводности.

$$\hat{A}(T^{n+1}) = \tilde{T}^n,$$

где $\hat{A} = (\hat{E} - \tau\Delta)$ – оператор эллиптического типа, \hat{E} – единичный оператор. Для обращения оператора эллиптического типа используется попеременно-треугольный метод в трехслойной модификации с выбором итерационных параметров по методу сопряженных градиентов [5]:

$$T^{n+1,l+1} = T^{n+1,l} - \alpha^l (T^{n+1,l} - T^{n+1,l-1}) - \beta^l T^*.$$

Здесь l – номер итерации; α и β – итерационные параметры; T^* – поправка к температуре, которая вычисляется из уравнения

$$(\hat{E} + \omega\hat{B}_1)(\hat{E} + \omega\hat{B}_2)T^* = \hat{A}(T^{n+1,l}) - \tilde{T}^n,$$

где \hat{B}_1 и \hat{B}_2 – верхний и нижний треугольные операторы, выбранные в соответствии с теорией, развитой Самарским [5], ω – итерационный параметр, значение которого определяется шагом по времени τ и шагами сетки h_x, h_y и h_z . Параметры α и β

определяются из условия минимума нормы невязки $\|\hat{A}(T^{n+1,l}) - \tilde{T}^n\|$, т.е.

$$\alpha^l = \begin{cases} 0, & \text{при } l = 1, \\ (bd - ce) / (ab - c^2), & \text{при } l > 1; \end{cases}$$

$$\beta^l = (e - \alpha^l c) / b;$$

где

$$a = (\hat{A}(T^{n+1,l} - T^{n+1,l-1}), \hat{A}(T^{n+1,l} - T^{n+1,l-1})),$$

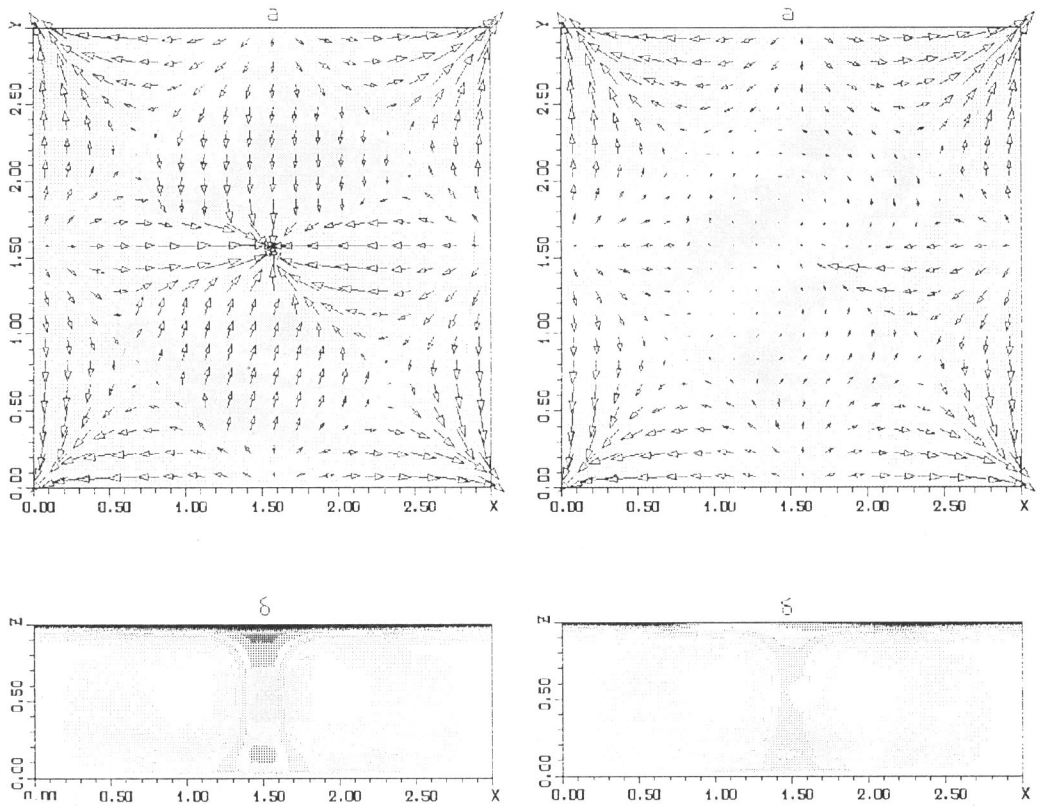
$$b = (\hat{A}(T^*), \hat{A}(T^*)),$$

$$c = (\hat{A}(T^*), \hat{A}(T^{n+1,l} - T^{n+1,l-1})),$$

$$d = (\hat{A}(T^{n+1,l} - T^{n+1,l-1}), \hat{A}(T^{n+1,l} - \tilde{T}^n)),$$

$$e = (\hat{A}(T^*) (\hat{A}(T^{n+1,l} - \tilde{T}^n))).$$

Итерации продолжаются до тех пор, пока норма невязки не станет меньше некоторой заданной величины.



Р и с. 1. Рассчитанные вязкие течения и температура в начальный момент времени $t_1 = 0$ после помещения на мантию тонких плит с условиями прилипания и теплоизоляции. Верхняя и нижняя плиты моделируют Лавразию и Гондвану соответственно

a – скорости тепловой конвекции в сечении $z = 1$ на поверхности мантии; b – фоновое изображение распределения температуры в вертикальном среднем сечении $y = 1,5$; темные области соответствуют более низкой температуре в нисходящих потоках

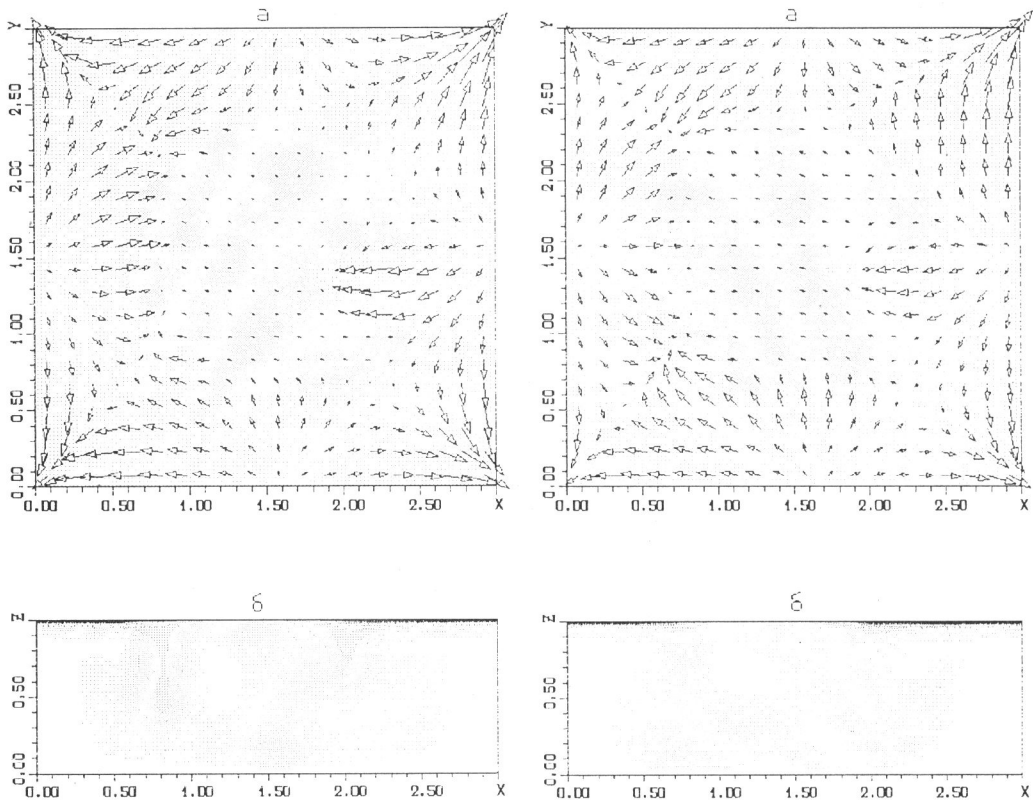
Р и с. 2. То же, что на рис. 1, но для $t = t_2$, соответствующего сближению континентов

На втором и третьем этапах решаются уравнения Пуассона для давления и декартовых компонент вектора скорости. Здесь также используется попеременно-треугольный метод в трехслойной модификации.

На четвертом этапе интегрируются по времени уравнения движения континентов. Интегрирование проводится по неявной схеме, т.е. при вычислении производных по оси z используются значения компонент вектора скорости на подошве континентов на верхнем временном слое. Взаимодействия континентов учитывается с помощью дополнительных сил в правой части уравнений движения. Эти силы вычисляются итерационным способом.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Численное моделирование проводилось на персональном компьютере IBM-AT-386 в прямоугольной области $3 \times 3 \times 1$ на сетке $20 \times 20 \times 10$. Полный расчет всей эволюции Пангеи занял около восьми часов процессорного времени. В начальный момент в рассматриваемой области принималась тепловая конвекция с числом Рэлея, обусловленным подогревом снизу $Ra = \alpha g D^3 \delta T / (\kappa \nu)$, равным 10^5 , и дополнительным нагревом



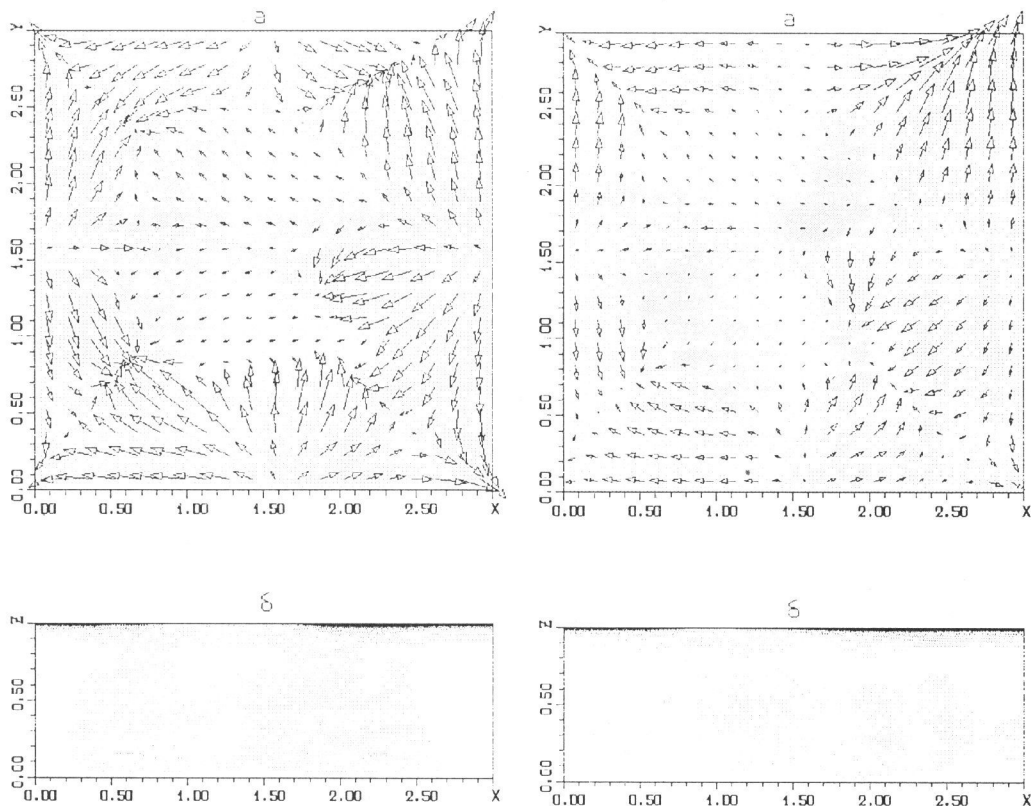
Р и с. 3. То же, что на рис. 1, но для $t = t_3$, соответствующего большому закрытию древнего океана Тетиса и вытеснению нисходящего потока под Пангеей к ее периферии

Р и с. 4. То же, что на рис. 1, но для $t = t_4$, когда под Пангеей сформировался восходящий горячий поток (светлый фон) и начинается расхождение континентов

за счет внутренних тепловых источников. Включение тепловых источников привело к изменению структуры конвективных течений. При этом число Нуссельта и эффективное число Рэлея увеличились лишь на несколько процентов. Интенсивность тепловой конвекции соответствовала числу Рэлея порядка $Ra = 3 \times 10^5$. Начальное положение континентов Лавразии и Гондваны и их ориентировочная форма соответствовала палеогеологическим реконструкциям на момент около одного млрд. лет тому назад [6–8].

На рис. 1, а приведено рассчитанное распределение скоростей мантийных течений на верхней поверхности $z = 1$ и начальное положение суперконтинентов при $t = t_1 = 0$ после учета их механического взаимодействия с мантийными течениями, приведшего к выравниванию всех скоростей под каждым из континентов. На рис. 1, б приведено вычисленное распределение температуры $T(x, z)$ в сечении $y = 1.5$. Как видно из этих рисунков, в начальный момент в рассматриваемой области устанавливается тепловая конвекция с ячейками Бенара, при этом в центре области и в углах образуются нисходящие конвективные потоки, а в серединах сторон – восходящие.

На рис. 2–6 представлены аналогичные распределения скоростей мантийных течений и поля температур вместе с положениями континентов в моменты безразмерного времени: $t_2 = 0.0033$, $t_3 = 0.0097$, $t_4 = 0.0121$, $t_5 = 0.0146$ и $t_6 = 0.0181$ соответственно. Как видно из рис. 2, а, за время $t_2 = 0.0033$ континенты сблизились и соединились в



Р и с. 5. То же, что на рис. 1, но для $t = t_5$, соответствующего стадии расхождения континентов, увлекаемых мантийными течениями к местам нисходящих потоков, расположенным снаружи континентов

Р и с. 6. То же, что на рис. 1, но для $t = t_6$, когда Лавразия и Гондвана разошлись далеко друг от друга, при этом Лавразия в дальнейшем должна будет быстро смещаться в сторону мощного нисходящего потока (в правом верхнем углу), а Гондвана медленно дрейфовать направо

гигантский суперконтинент Пангею, при этом древний океан Тетис перекрылся. Далее части Пангеи (континенты), вращаясь, еще более сблизились в восточной части и частично раздвинулись в западной, образуя более компактную конфигурацию. Момент времени t_4 соответствует началу расхождения континентов. Таким образом, время жизни Пангеи составляет $\delta t = t_4 - t_2 = 0.0088$. Сравнение рис. 2, б–4, б показывает, что за это время произошла кардинальная перестройка структуры конвективных течений в мантии. На месте нисходящего мантийного потока, стягивающего Лавразию и Гондвану, возник восходящий поток, разорвавший Пангею. Проведенный численный эксперимент доказывает, что причиной перестройки мантийных течений является тепловое экранирование суперконтинента, в результате которого вещество холодного нисходящего потока нагревается, становится легче и начинает всплывать, образуя восходящий мантийный поток. На рис. 5 и 6 показана рассчитанная дальнейшая эволюция расхождения континентов Лавразии и Гондваны, а также эволюция структуры течений в мантии.

Для верхней мантии ($D = 700$ км, $\kappa = 10^{-6}$ м² с⁻¹) единица безразмерного времени $D^2/\kappa = 17$ млрд. лет, а для всей мантии ($D = 3000$ км, $\kappa = 2 \times 10^{-6}$ м² с⁻¹) – 150 млрд. лет. Таким образом, в рассматриваемой модели при $Ra = 10^5$ время жизни Пангеи δt для верхнемантийной конвекции будет равно 150 млн. лет, а для общемантийной конвек-

ции – 1.35 млрд лет. Время полной эволюции континентов t_6 будет, соответственно, равно 300 млн. лет и 2.7 млрд. лет.

В настоящее время предполагается, что интенсивность тепловой конвекции в верхней мантии соответствует числу Рэлея $Ra = 10^6$, а в нижней мантии $Ra = 10^7$. Чтобы экстраполировать полученные выше численные результаты на указанные значения чисел Рэлея, воспользуемся выражением для характерного времени установления тепловой конвекции $t^* = D^2/(\pi k Nu)$, полученным в [9]. Учитывая, что число Нуссельта Nu пропорционально кубическому корню из числа Рэлея, получим для верхней мантии $\delta t = 70$ млн. лет, $\delta t = 140$ млн. лет, а для всей мантии, соответственно, 300 млн. лет и 600 млн. лет.

* * *

Как следует из приведенных выше результатов, с помощью численного трехмерного моделирования удастся объяснить важнейшие закономерности глобальной тектоники континентальных плит. При этом характерные времена перестройки структуры конвективных течений, формирования и распада суперконтинента удовлетворительно согласуются с имеющимися палеогеологическими и палеомагнитными данными. Причиной дрейфа плит является увлечение континентов горизонтальной составляющей мантийных течений. Причиной глобальных перестроек структуры тепловой конвекции в мантии является экранирование континентами теплового потока, идущего из недр Земли.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Turcotte D.L., Schubert G.* Geodynamics. N-Y.: John Wiles & Sons, 1982. 852 p.
2. *McKenzie D.P., Roberts J.M., Weiss N.O.* Convection in the Earth's mantle: towards a numerical simulation // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1977. Vol. 49. P. 459–509.
3. *Трубицын В.П., Васильев П.П., Карасев А.А.* Тепловая конвекция в верхней мантии Земли // *Изв. АН СССР. Физика Земли.* 1979. № 10. С. 3–13.
4. *Рыков В.В.* Численное моделирование пространственных нестационарных течений вязкой несжимаемой жидкости. // *Журн. вычисл. математики и мат. физики.* 1985. № 5. С. 789–793.
5. *Самарский А.А., Николаев Е.С.* Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978. 592 с.
6. *Зоненшайн Л.П., Кузьмин Р.А., Моралев В.М.* Глобальная тектоника, магматизм и металлогения. М.: Недра. 1975. 231 с.
7. *Хайн В.Е., Божко Н.Л.* Гондвана – исчезнувший континент // *Природа.* 1989. № 6. С. 36–45.
8. *Wejermars R.* Global tectonics since the breakup of Pangea 180 million years ago: evolution maps and lithosphere budget // *Earth. Sci. Rev.* 1989. Vol. 26. P. 113–162.
9. *Trubitsyn V.P., Nikolaichik V.V., Jacoby W.R.* A study of hydrothermal convection in a saturated porous media // *Tectonophysics.* 1993. Vol. 217. P. 73–89.