

УДК 550.311

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ КРАЕВЫХ МОРЕЙ И ЯПОНСКИХ ОСТРОВОВ ПРИ ДВИЖЕНИИ ЕВРАЗИИ К ЗОНЕ СУБДУКЦИИ

В.П. Трубицын¹, В.В. Рыков²

¹Международный институт теории прогноза землетрясений
и математической геофизики Российской академии наук, Москва, Россия

²Объединенный институт физики Земли Российской академии наук, Москва, Россия

Рассчитана модель мантийной конвекции с плавающим континентом, приближающимся к зоне субдукции. Численно решается система уравнений конвекции для вязкой мантии и уравнения Эйлера для твердого плавающего континента, ранее полученная авторами. На подошве и торцах континента используются условия прилипания к движущемуся континенту. Скорость континента находится в результате решения нелинейной взаимосвязанной системы уравнений. Если размер континента (подобно Южной Америке) сравним с размером конвективной ячейки (порядка 3000 км) или меньше его, то континент сначала быстро движется к зоне субдукции, затем наезжает на нее и тормозится. В результате на активной окраине такого континента возникает зона сжатия, что ведет к горообразованию. При этом, так как зона субдукции сдвигается по ходу континента, океаническая литосфера погружается под континент очень полого. Если размер континента больше размера конвективной ячейки (подобно Евразии), то он как целое движется к зоне субдукции медленно, так как сдвиговые силы мантийных течений разных ячеек взаимно компенсируются. Впереди континента возникает зона растяжения, так как он движется медленнее, чем вещество ниже лежащей вязкой мантии, засасываемое в зоне субдукции. В результате растяжения океаническая литосфера перед континентом утоняется и появляется локальный максимум теплового потока, выходящего из мантии. Эти структуры подобны окраинным морям типа Японского и Охотского. Растяжение передней части континента ведет к отколу ее фрагмента, который быстро уползает и останавливается на зоне субдукции, подобно Японским островам. Продолжая медленно двигаться, континент сначала несколько сдвигает зону субдукции в сторону Тихого океана, а затем поглощает ранее отколовшийся от нее остров. Все результаты получены самосогласованно, являясь строгим решением уравнений переноса энергии, массы и тепла для рассмотренной простой модели континента, плавающего на вязкой нагретой мантии.

A NUMERICAL MODEL OF MARGINAL SEAS AND JAPAN ISLANDS FORMATION CAUSED BY EURASIA MOVING TO SUBDUCTION ZONE

V.P. Trubitsyn¹, V.V. Rykov²

¹International Institute of Earthquake Prediction Theory
and Mathematical Geophysics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

²United Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

We develop a model of mantle convection with a floating continent moving to a subduction zone. We present the results of numerical solution for the system of equations for mantle convection and Euler's equation for floating continents described previously by the authors. We use non-slip boundary conditions at the bottom and lateral faces of a continent. The velocity of the continent is obtained from solving the nonlinear coupled equations. If the size of the continent (as South America) is comparable or less than the size of a convective cell, about 3000 km, the continent first moves rapidly to a subduction zone, then collides with it and brakes. This results in compression of the active continental margin which leads to orogenesis. Thus, as the subduction zone moves with the continent, the oceanic lithosphere submerges under the continent at a low angle. If the size of

the continent exceeds the size of a convective cell (as Eurasia), it slowly moves as a whole to the subduction zone, because viscous forces in different mantle cells mutually compensate. There is a zone of stretching ahead of the continent, because it moves slower than the underlying viscous mantle pulled into the subduction zone. Due to stretching the oceanic lithosphere grows thinner and there occurs a local maximum of thermal flow from the mantle. These features are similar to marginal seas of Japan and Ochotsk type. Due to stretching, a fragment separates from the continent, rapidly departs from it, and stops at the subduction zone, similar to the case of Japan islands. The continent continues to move slowly and shifts the subduction zone toward the Pacific. After a time, the continent absorbs the islands previously separated from the continent. These results are selfconsistent, because they follow from strict solutions of the equations of mass, energy, and momentum transfer for a simple model.

Введение

В течение двух десятилетий в литературе дискутируется проблема происхождения краевых морей на активных окраинах континентов. Наиболее характерными морями такого типа являются Японское и Охотское. Через дно этих морей выходит повышенный тепловой поток, примерно в три раза бóльший мантийного, выходящего через континенты. Тип коры и литосферы под этими морями является промежуточным между континентальным и океаническим. От океана эти моря отделены островными дугами, находящимися на континентальной стороне зон субдукции. Согласно модели Карига, причиной возникновения краевых морей на активных окраинах континентов является вторичный мантийный вихрь, наводимый наклонно погружающейся под континент океанической плитой. Этот вихрь создает мини-спрединг, подобный спредингу срединно-океанических хребтов, возникающих над восходящими потоками мантийной конвекции [1].

Анализируя особенности зон субдукции на активных окраинах Евразии и Южной Америки, Уеда [2] выдвинул проблему выяснения их резкого различия. Почему океаническая плита погружается под Южную Америку полого (примерно, под углом $30\text{--}40^\circ$ от горизонтали), а под Евразию более круто (примерно, под углом $50\text{--}80^\circ$)? При этом на активной окраине Южной Америки в настоящее время нет краевых морей. Существующие объяснения такого различия имеют, в основном, качественный характер или основаны на дополнительных предположениях.

С проблемой краевых морей тесно связана также проблема происхождения Японских островов. Наряду с вулканическими породами, эти острова содержат древние породы чисто континентального типа. Проведенные в работе Маруяма и др. [3] палеогеографические реконструкции тектоники активной окраины Евразии и Японских островов, указывают на то, что Японское море раскрылось и Японские острова отделились примерно 15–25 млн лет тому назад.

В работах В.П. Трубицына и В.В. Рыкова [4], В.П. Трубицына и др. [5] и В.П. Трубицына [6] представлены результаты численного моделирования мантийной конвекции с одним и многими плавающими континентами. Оказалось, что благодаря тепловому и механическому взаимодействию мантийной конвекции с движущимися континентами в определенных местах и в определенные моменты (независимо от начальных условий) возникают структуры, подобные окраинам Евразии и Южной Америки. Их возникновение обусловлено взаимодействием системы уравнений переноса энергии, массы и импульса.

В настоящей работе представлены результаты специального численного моделирования процесса возникновения краевого моря и механизма откола части континента, приближающего к зоне субдукции.

1. Уравнения переноса энергии, массы и импульса для системы вязкая мантия–плавающий твердый континент

На длительных геологических временах вещество мантии течет подобно жидкости с вязкостью, зависящей от температуры и давления. Вещество океанической литосферы совершает конвективный кругооборот за 0.5 млрд лет, затвердевая при подъеме к поверхности в срединно-океанических хребтах и размягчаясь при погружении в мантию. Континенты существуют 3–4 млрд лет, хотя и деформируются, раскалываются и срываются на протяжении геологиче-

ской истории. Для количественного описания таких глобальных процессов авторами [4-6] были введены представления о твердых континентах, плавающих на мантии подобно кораблям на жидкости при температуре, меньшей температуры ее замерзания. Но, в отличие, например, от льда (более легкого, чем вода), тяжелая океаническая литосфера на активных окраинах континентов не остается на поверхности, а погружается под континенты.

Плавающие континенты рассматриваются твердыми только в первом приближении. Поскольку деформация континентов много меньше их размеров, то она (как и расколы и срастания континентов) может быть рассчитана в следующем приближении после того, как в первом приближении определены все внешние силы, действующие на континент со стороны вязкой мантии и других континентов.

Вязкая мантия и твердые континенты описываются нелинейной системой уравнений конвекции для мантии и уравнениями Эйлера для континентов. Континенты произвольных размеров, формы и переменной толщины могут двигаться вдоль поверхности и поворачиваться под действием вязких сил, действующих на их погруженную часть. Силы, возникающие при столкновении континентов, находятся из условия их взаимного непроникновения.

Уравнения конвекции и уравнения Эйлера связаны граничными условиями прилипания и непроницаемости на движущейся поверхности континентов. На границах движущихся континентов также выполняются условия непрерывности температуры и теплового потока.

Неизвестными являются скорости мантийных течений и скорости континентов, температура в мантии и в континентах как функции времени. В результате находятся также распределения вязкости, тензора вязких напряжений, рельеф дна океанов, тепловой поток и перемещения континентов. Для рассматриваемой двумерной декартовой модели уравнения конвекции и уравнения для плавающих континентов упрощаются.

1.1. Уравнения мантийной конвекции

Уравнения Стокса, уравнение переноса тепла и уравнение непрерывности для двумерной тепловой конвекции с переменными параметрами в приближении Буссинеска имеют вид [4]

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \eta \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) + 2 \frac{\partial}{\partial x} \eta \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} \right) = 0, \quad (1)$$

$$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \eta \left(\frac{\partial V_z}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial z} \right) + 2 \frac{\partial}{\partial z} \eta \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right) + \text{Ra} \alpha T = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V_x \frac{\partial T}{\partial x} + V_z \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial k T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial k T}{\partial z}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

где V_x , V_z , p и T – компоненты безразмерной скорости, давление и наадиабатическая температура, соответственно; $\text{Ra} = \alpha_0 \rho g T_0 D^3 / \kappa_0 \eta_0$ – число Рэлея, характеризующее интенсивность тепловой конвекции; g – ускорение силы тяжести; ρ – постоянная плотность.

За единицы измерения приняты: D – для расстояния (вертикальный размер области), k_0 – для теплопроводности, $\kappa_0 = k_0 / \rho c_p$ – для температуропроводности, η_0 – для вязкости, κ / D – для скорости, T_0 – для температуры, D^2 / κ_0 – для времени, $\eta_0 \kappa_0 / D^2$ – для напряжений, α_0 – для коэффициента теплового расширения, c_{p0} – для теплоемкости. Число Рэлея определено через эти отсчетные величины параметров.

1.2. Уравнения движения континента

Поскольку континент рассматривается как твердая плита, плавающая вдоль оси x , то в двумерной модели скорость любой его точки $\mathbf{u} = (u_x, u_z)$ равна скорости его центра тяжести $u_x(x, z) = u_0$, $u_z(x, z) = 0$.

Континент движется под действием сил вязкого сцепления с мантийными течениями. Поэтому скорость его перемещения вдоль оси x находится из уравнения [5]

$$\begin{aligned} m \frac{\partial u_0}{\partial t} &= \int_{1-d}^1 \left(p(x = x_1) - 2\mu \frac{\partial V_x}{\partial x}(x = x_1) \right) dz - \int_{1-d}^1 \left(p(x = x_2) - 2\mu \frac{\partial V_x}{\partial x}(x = x_2) \right) dz - \\ &- \int_{x_1}^{x_2} \mu \left(\frac{\partial V_x}{\partial z}(z = 1-d) + \frac{\partial V_z}{\partial x}(z = 1-d) \right) dx, \end{aligned} \quad (5)$$

где m – безразмерная масса, приходящаяся на единицу длины вдоль оси y ; d и l – толщина и длина континента; $x_1(t)$ и $x_2(t) = x_1(t) + l$ – мгновенные координаты его левого и правого концов, соответственно. Скорость центра тяжести твердого континента равна, в частности, скорости его левого конца

$$dx_1/dt = u_0. \quad (6)$$

Поскольку инерционные члены для континента (как и для вязкой жидкости) имеют порядок $\kappa\rho/\eta_0 \sim 10^{-23}$, то левая часть уравнения (5) может быть приравнена нулю, и это уравнение становится интегро-дифференциальным соотношением, связывающим скорости мантийных течений V_x и V_z и мгновенные координаты континента $x_1(t)$ и $x_2(t)$.

Уравнение для температуры $T_c(x, z)$ внутри движущегося континента имеет вид

$$\frac{\partial T_c}{\partial t} + u_0 \frac{\partial T_c}{\partial x} = \frac{\partial^2 T_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_c}{\partial z^2}. \quad (7)$$

1.3. Граничные условия

На подошве и торцах твердого движущегося континента принимаются условия прилипания $V_x = u_0$ и $V_z = 0$. Как показано в [5], в этом случае уравнение (5) упрощается и принимает вид

$$\int_{1-d}^1 (p(x = x_1 + l) - p(x = x_1)) dz + \int_{x_1}^{x_1+l} \mu \frac{\partial V_x}{\partial z}(z = 1-d) dx = 0. \quad (8)$$

Для температуры на погруженной в мантию поверхности континента принимаются условия непрерывности температуры и теплового потока.

Неизвестными являются скорости мантийных течений $V_x(x, z, t)$ и $V_z(x, z, t)$, давление $p(x, z, t)$ и температура $T(x, z, t)$ в мантии. Для континента неизвестны скорость центра тяжести $u_0(x, t)$, температура внутри континента $T_c(x, z, t)$ и координата его левого конца $x_1(t)$. Эти семь неизвестных находятся из системы семи связанных уравнений: четырех уравнений конвекции (1)–(4), двух уравнений для континента (7), (8) и кинематического соотношения (6).

При численном решении уравнений для температуры использовался метод переноса с коррекцией потоков в модификации Залесака [7]. Уравнения для скоростей и давления сводились к уравнениям эллиптического типа с переменными коэффициентами (обобщенным уравнениям Пуассона). Для их решения использовался попеременно треугольный метод в трехслойной модификации с выбором итерационных параметров по методу сопряженных градиентов [8, 9].

2. Результаты

Мантия моделировалась вязкой жидкостью, находящейся в двумерной вытянутой по горизонтали области с отношением сторон 5:1. Зависимость вязкости вещества мантии от температуры и гидростатического давления (пропорционального глубине) выбиралась в виде упрощенной аналитической зависимости

$$\eta(T, p) = \eta_0 \exp(-4.6T + 0.92(1 - z)). \quad (9)$$

При таких значениях параметров вязкость в мантии нарастает с глубиной примерно на порядок при росте только давления и убывает примерно на два порядка при росте только температуры. Зависимость вязкости от давления и температуры приводит к появлению литосферы и астеносферы.

Чтобы исключить эффекты нестационарности и квазитурбулентности, появляющиеся при мантийной конвекции, и выявить эффекты плавающего континента в чистом виде, число Рэлея бралось заниженным и равным $Ra = 10^5$. Благодаря уменьшению вязкости с глубиной интенсивность конвекции соответствует несколько большему эффективному числу Рэлея. Расчеты проводились на сетке 200×80 .

Континент моделировался толстой твердой плавучей пластиной толщины $d = 0.05$, что в размерных единицах составляет 150 км. Чтобы продемонстрировать возможность откола части континента, он заранее рассматривался состоящим из двух частей: основной – ее длина $l = 1.0$, и небольшой части длиной $l = 0.05$.

В работе [5] рассматривалась модель мантийной конвекции с небольшим плавающим континентом. Благодаря силам вязкого сцепления континент затягивался к ближайшему нисходящему мантийному потоку. Скорость его движения оказывалась сравнимой со скоростью океанической литосферы, если его размеры не превышали размеров конвективной ячейки. Подходя к зоне субдукции, континент смещал ее верхнюю часть, так что нисходящий мантийный поток становился наклонным. Этот период эволюции системы вязкая мантия – плавающий континент соответствует современному положению на активной окраине Южной Америки.

В настоящей работе континент принят таким, что он покрывает больше одной конвективной ячейки. На рис. 1 показано начальное состояние мантийной конвекции, когда в мантию был помещен твердый континент. Этот континент начинает двигаться к зоне субдукции. В безразмерных переменных рассчитанная скорость горизонтальных мантийных течений составляет $V \approx 400$. Сравнивая на рис. 1 (0 Ма) и (10 Ма = 10 млн лет), легко оценить скорость движения континента $v \approx 100$, так как за безразмерное время порядка 10^{-3} он проходит безразмерное расстояние около 0.1. Таким образом, континент рассмотренных размеров движется в три раза медленнее горизонтальных мантийных течений.

При значениях параметров $D = 3000$ км и $k_0 = 2 \times 10^{-6} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ единица измерения скорости оказывается равной $V \approx 2 \times 10^{-3} \text{ см год}^{-1}$, а единица времени $t_0 \approx 150 \times 10^9 \text{ лет}$. Если для реальной Земли число Рэлея принять равным примерно 3×10^6 , для нее скорость мантийных течений должна быть большей, а интервалы времени, соответственно, меньшими. Согласно теории параметризованной конвекции, $V \sim Ra^{2/3}$. Поэтому в пересчете результатов моделирования при $Ra = 10^5$ на число Рэлея $Ra = 3 \times 10^6$ нужно увеличить единицу скорости и, соответственно, уменьшить единицу измерения времени в $(3 \times 10^6 / 10^5)^{2/3} \approx 9$ раз. В результате экстраполяционные значения этих единиц будут равны $V \approx 0.018 \text{ см год}^{-1}$ и $t_0 \approx 17 \times 10^9 \text{ лет}$. Тогда рассчитанная скорость мантийных течений (экстраполированная на число Рэлея $Ra = 3 \times 10^6$) будет равна приблизительно 7 см год^{-1} , а скорость континента приблизительно 2 см год^{-1} .

На рис. 1–3 приведены соответствующие времена эволюции системы мантия–континент в млн лет (Ма).

На рис. 1 приведен первый этап эволюции системы мантия–континент. Поскольку скорость мантийных течений оказывается наибольшей под передней частью приближающегося к зоне субдукции континента, то он может разорваться. Качественно этот эффект виден на рис. 1 для

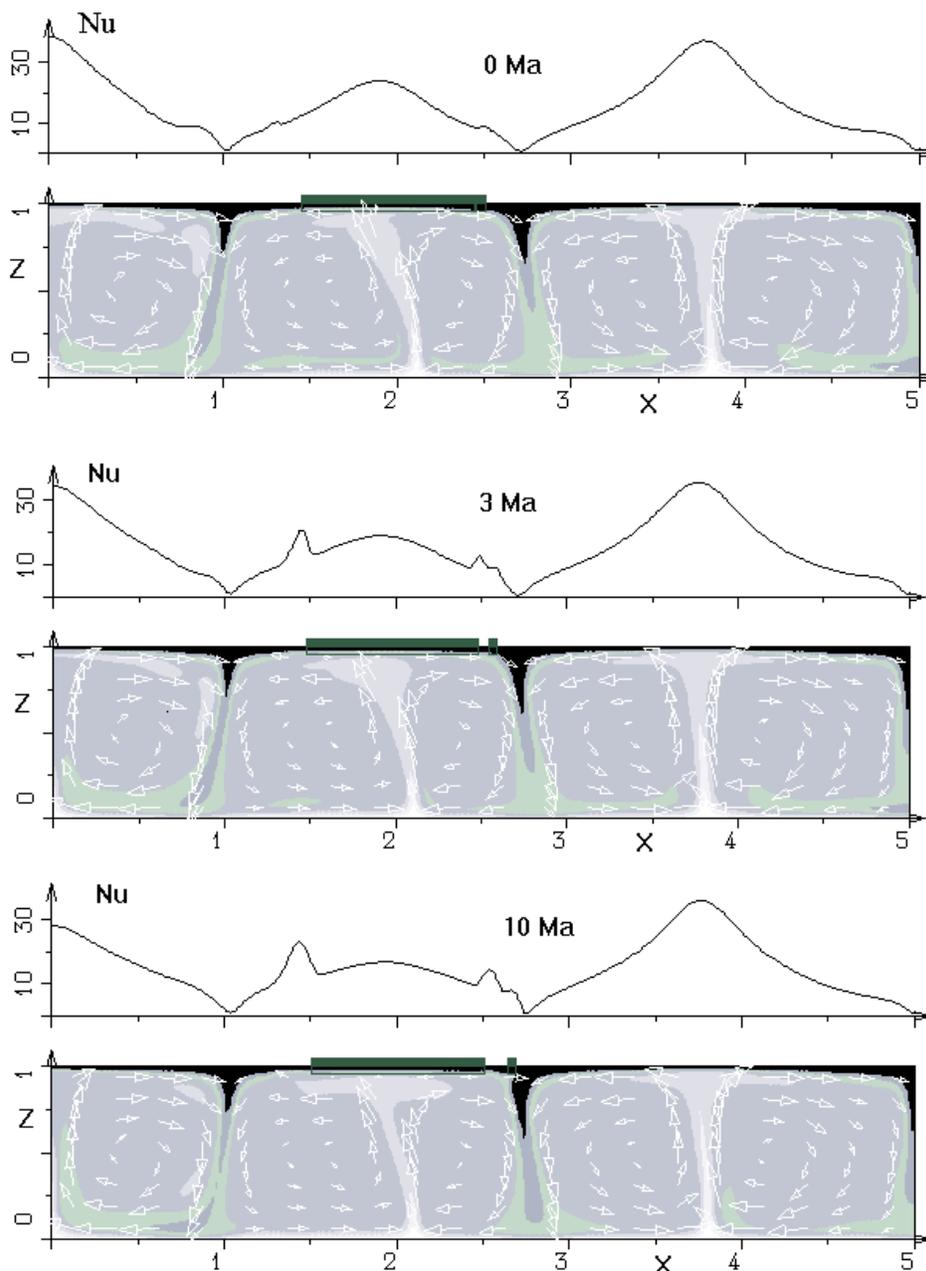


Рис. 1. Рассчитанная начальная эволюция мантийных течений с плавающим континентом, приближающимся к зоне субдукции

Безразмерная температура с интервалом 0.2 показана пятью оттенками (от черного до белого), скорость мантийных течений (с максимальным значением 7 см год^{-1}) – белыми стрелками; прямоугольники: континент (его скорость $\sim 2 \text{ см год}^{-1}$) и оторвавшийся от него остров (его скорость $\sim 5 \text{ см год}^{-1}$). Над каждым рисунком дано распределение безразмерного мантийного теплового потока $Nu(x)$, имеющего локальный максимум над образующимся окраинным морем

моментов времени $t = 3 \text{ Ma}$ и $t = 10 \text{ Ma}$. Передняя составная часть континента начинает двигаться к зоне субдукции, быстро удаляясь от основного континента.

На рис. 2 представлены состояния системы мантия–континент в моменты времени $t = 13 \text{ Ma}$, $t = 20 \text{ Ma}$ и $t = 30 \text{ Ma}$. Дойдя до зоны субдукции, оторвавшийся остров в момент времени $t = 13 \text{ Ma}$ останавливается на месте нисходящего мантийного потока. Он не может перейти через зону субдукции, так как к ней со стороны океана быстро движется океаническая литосфера. Возникающая в этот период зона растяжения проявляется также в том, что океаническая литосфера между континентом и оторвавшейся частью утоняется. Соответственно, над

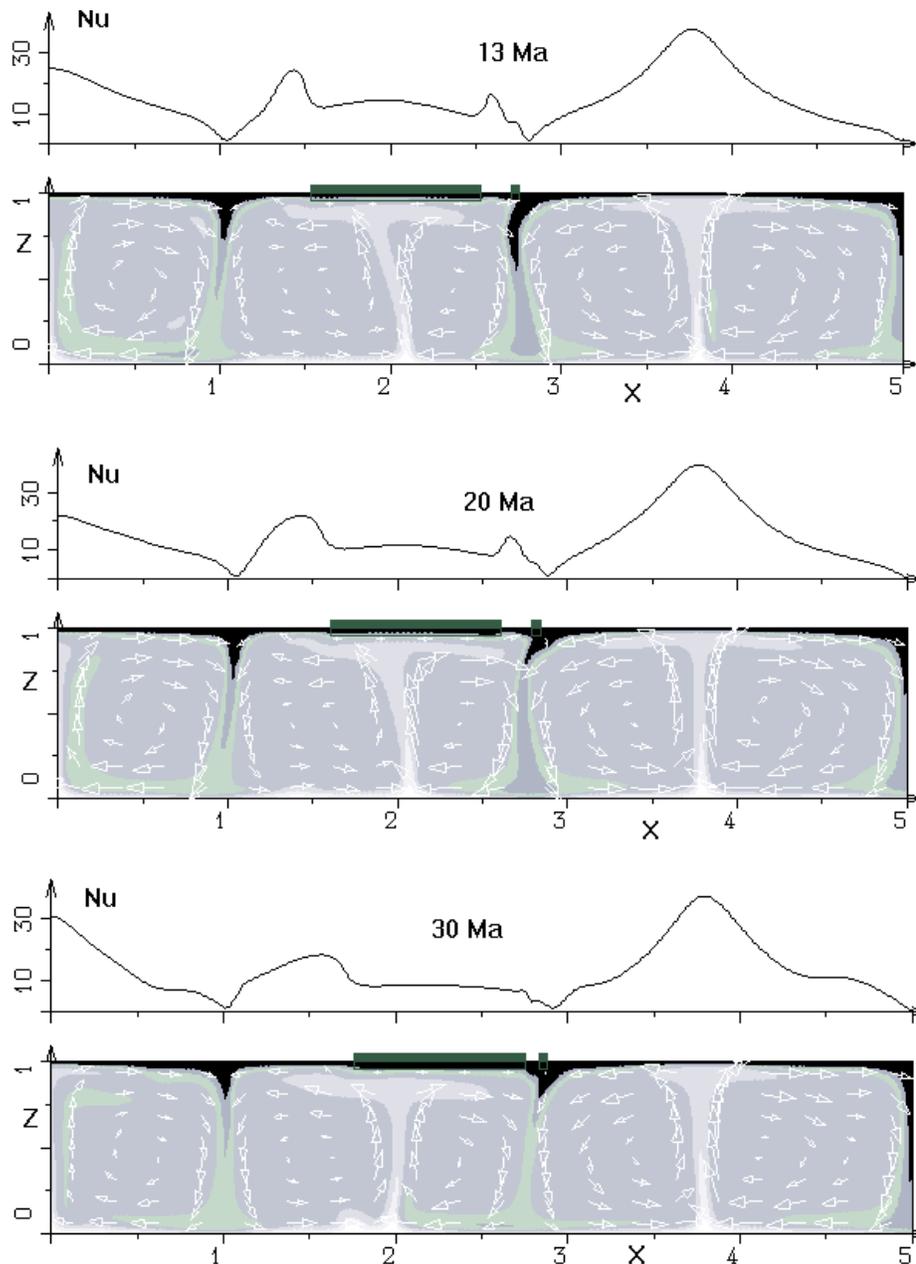


Рис. 2. Дальнейшая эволюция мантийных течений, движения континента и острова перед закрытием окраинного моря

ней появляется локальный пик мантийного теплового потока. Продолжая двигаться, Евразия несколько смещает верхнюю часть зоны субдукции. Поэтому ко времени $t = 20$ Ма нисходящий мантийный поток становится наклонным. Это состояние соответствует известной модели *corner flow* [1]. В этой модели угол наклона и скорость погружения океанической литосферы заранее задаются. В представленной численной модели и угол и скорость погружения появляются самосогласованно как результат решения уравнений переноса энергии, массы и импульса.

Момент времени $t = 20$ Ма может соответствовать современному состоянию активной окраины Евразии и Японским островам. Как сказано во Введении, согласно тектоническим реконструкциям Маруямы и др. [3], Японские острова откололись от Евразии 15–25 млн лет тому назад.

Результаты расчета современной тектоники активной окраины Евразии и ее возможной будущей эволюции показаны на рис. 2 и 3. Евразия, хотя и медленно, но продолжает приближаться к зоне субдукции, так как ее тянут быстрые мантийные течения под ее средней частью. В

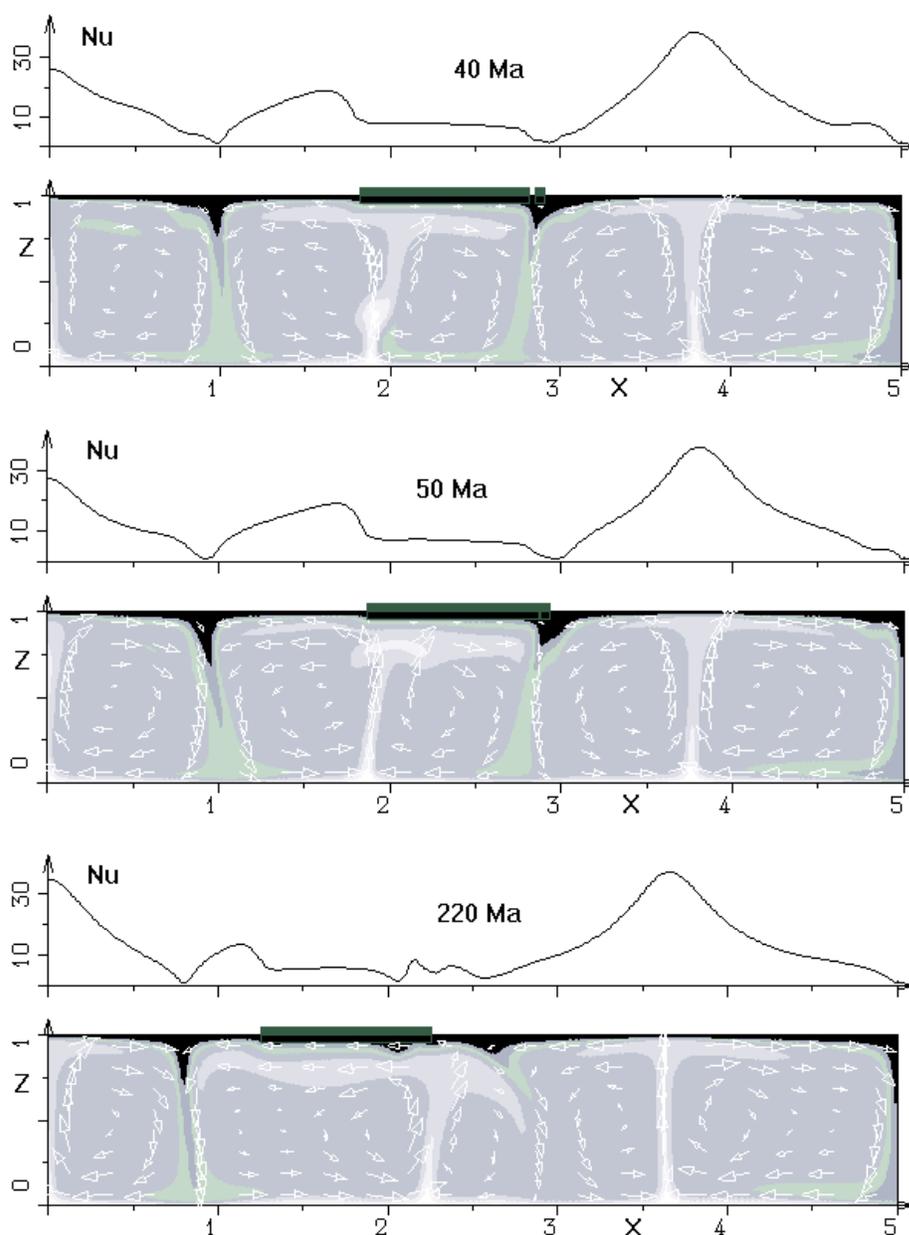


Рис. 3. Последующая возможная эволюция мантийной конвекции

момент времени $t = 30$ млн лет растяжение сменяется на сжатие. Континент только несколько сдвигает зону субдукции в сторону Тихого океана и останавливается. Напряжение сжатия ведет к утолщению океанической литосферы; в результате пропадает локальный пик мантийного теплового потока.

На рис. 3 представлено состояние мантии в моменты времени $t = 40$ Ма, $t = 50$ Ма и $t = 220$ Ма. Континент и остров соединяются у зоны субдукции. Благодаря теплоэкранирующему эффекту, мантия под малоподвижным континентом прогревается. Возникший горячий восходящий мантийный поток приподнимает континент и сдвигает его в сторону. Для принятых в модели параметров континент начинает двигаться в обратную сторону, не закрывая океана. Момент эволюции $t = 50$ Ма может также соответствовать современному состоянию Южной Америки, которая “наехала” на зону субдукции и, возможно, при этом краевые моря закрылись.

Расчеты показывают, что континент может долго стоять, упершись в зону субдукции. Мантийный тепловой поток проходит через континент только кондуктивно, в несколько раз мед-

леннее, чем через конвективную мантию. Поэтому мантия под континентом прогревается, если он долго остается на одном месте. Так как вещество субконтинентальной мантии становится легче, то на дне мантии под континентом уменьшается давление. На дне мантии вдоль границы ядро–мантия к этому месту начинает двигаться горячее вещество. В результате под континентом возникает горячий восходящий мантийный поток, который приподнимает континент и может сместить его вправо или влево. При значениях параметров, принятых в настоящей работе, восходящий мантийный поток сдвигает континент влево и континент быстро удаляется от зоны субдукции. Таким образом, в рассматриваемой модели Евразия в будущем изменит направление своего движения и не закроет Тихий океан.

Заключение

Результаты моделирования системы мантия–плавающий континент позволяют объяснить основные закономерности эволюции активных окраин континентов: возникновение зоны растяжения, возможность откола передней части континента, раскрытие краевого моря, приближение и расположение островов на зоне субдукции. Этот период эволюции может соответствовать современному состоянию активной окраины Евразии и Японских островов. Моделирование также указывает на возможность смены растяжения на сжатие и закрытия краевого моря. Такой период может соответствовать современному состоянию активной окраины Южной Америки. Этот континент меньше Евразийского и быстрее двигался к зоне субдукции. Поэтому Южная Америка могла либо миновать период растяжения на его активной окраине, либо этот период длился меньше.

Для более подробного сопоставления модели с реальной обстановкой на активных окраинах континентов необходимо дальнейшее уточнение модели. Например, нужно рассчитать напряжение в континенте и литосфере и сравнить его с критическим напряжением разрыва. Нужно также пересчитать модель для более высоких чисел Рэлея и для распределений вязкости, лучше соответствующих реальным условиям в мантии. Нужно учесть фазовые переходы и другие эффекты.

Однако уже рассмотренная упрощенная модель эволюции активных окраин континентов показывает, что предложенная авторами модель мантийной конвекции с плавающими континентами, несмотря на простоту, позволяет описать ряд наблюдаемых глобальных геологических процессов самосогласованно, без привлечения каких-либо дополнительных предположений.

Авторы выражают благодарность Д.В. Рундквисту за поддержку данной работы, консультации и обсуждение результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического центра (грант 1538) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект N 99-05-65316).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Теркот Д., Шуберт Дж.* Геодинамика. Т.1 и 2. М.: Мир, 1985. 730 с.
2. *Ueda S.* Subduction zones: an introduction to comparative subductology // *Tectonophysics*. 1982. Vol.81. P.133–159.
3. *Maruyama S., Isozaki Y., Kimura G., Terabayashi M.* Paleogeographic maps of the Japanese Islands: Plate tectonic synthesis from 750 Ma to the present // *The Island Arc*. 1997. Vol.6, N 1. P.121–142.
4. *Trubitsyn V.P., Rykov V.V.* A 3-D numerical model of the Wilson cycle // *J. Geodyn.* 1995. Vol.20. P.63–75.
5. *Trubitsyn V.P., Rykov V.V., Jacoby W.* A self-consistent 2-D model for the dip angle of mantle downflow beneath an overriding continent // *J. Geodyn.* 1999. Vol.28. P.215–224.
6. *Трубицын В.П.* Основы тектоники плавающих континентов // *Физика Земли*. 2000. N 9. С.3–40.
7. *Zalesak S.T.* Fully multidimensional flux-corrected transport algorithms for fluids // *J. Comput. Phys.* 1979. Vol.31. P.335–361.
8. *Самарский А.А., Николаев Е.С.* Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука. 1978. 591 с.
9. *Trubitsyn V.P., Rykov V.V.* 3-D spherical models of mantle convection with floating continents // *U.S. Geological Survey Open File Report 00-218*. 2000. 88 p.