

УДК 551.2

ТЕРМОХИМИЧЕСКАЯ МАНТИЙНАЯ КОНВЕКЦИЯ С ПЛАВАЮЩИМИ КОНТИНЕНТАМИ. ОСОБЕННОСТИ СТАДИЙ СУПЕРКОНТИНЕНТАЛЬНОГО ЦИКЛА ДЛЯ ДВУМЕРНЫХ И СФЕРИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

© 2024 г. А. М. Бобров, А. А. Баранов*

*Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия***E-mail: baranov@ifz.ru*

Исследуется эволюция геофизических полей для сферической и декартовой моделей термохимической мантийной конвекции с плавающими континентами, океаническими плитами и фазовыми переходами, с мантией, нагреваемой снизу и внутренними источниками тепла. При этом дрейфующие континенты длительное время остаются на поверхности за счет повышенной плавучести. В настоящей работе рассматривается стадия суперконтинента и начала его распада. После формирования суперконтинента происходит перестройка мантийных течений и под ним формируется группа мантийных плюмов, а вокруг него возникает окружающая его протяженная зона субдукции. Горячие головные части плюмов, находящиеся под суперконтинентом, увеличиваются в размерах за счет теплоизолирующего действия суперконтинента и растекаются под его нижней границей, вызывая растягивающие напряжения в суперконтиненте и надлитостатические сжимающие горизонтальные напряжения в мантии под суперконтинентом. Растягивающие надлитостатические горизонтальные напряжения внутри суперконтинента достигают 200 МПа для двумерной модели и до 60–100 МПа для сферической модели, тогда как под суперконтинентом обнаруживаются надлитостатические сжимающие горизонтальные напряжения в субконтинентальной мантии до 110 МПа для двумерной модели и 40–80 МПа для сферической модели. Из-за неучета сферичности и разницы площадей верхней и нижней поверхностей мантии двумерные модели существенно завышают напряжения в верхней мантии и континентах по сравнению со сферическими моделями.

Ключевые слова: термохимическая конвекция, плавающие континенты, суперконтинент, плиты, напряжения, Citcom.

Для цитирования: Бобров А.М., Баранов А.А. Термохимическая мантийная конвекция с плавающими континентами; особенности стадий суперконтинентального цикла для двумерных и сферических моделей // Динамические процессы в геосферах. Т. 16. № 4. С. 11–21. https://doi.org/10.26006/29490995_2024_16_4_11

Введение

Основой интерпретации совокупности всего комплекса наблюдательных данных (геологических, геофизических, геохимических), относящихся к протеканию геодинамических процессов в Земле, является численное моделирование соответствующих процессов, с различной степенью их детализации, с различными охватываемыми областями (в региональной или глобальной постановке), с концентрацией исследования на различных сторонах процесса.

В многочисленных работах, в глобальной постановке рассматривающих мантийную конвекцию с плавающими континентами, основное внимание уделялось полям температур и скоростям движения вещества. Возникающие же при этом напряжения и их изменения в большинстве работ вообще не рассчитывались, например, [Трубицын и др., 2007; Кирдяшкин, Кирдяшкин, 2008; Червов и др., 2014; Philips, Bunge, 2007; Zhong et al., 2007; Heron, Lowman, 2011; Yoshida, 2013; Lobkovsky, Kotelkin, 2015] или исследованы недостаточно. Так, в работе [Yoshida, 2010], для стадии существования неподвижного

суперконтинента, рассчитывались изменения со временем максимальных напряжений сжатия и растяжения, которые были усреднены по океанической и по континентальной области. Расчеты были выполнены только для относительно небольших глубин (43, 129 и 215 км), то есть на уровнях глубин суперконтинента и его нижней границы. В работе [Yoshida, 2019] расчет напряжений относится только к нижней границе континентов. В работе [Huang et al., 2019] исследуются напряжения, вызываемые мантийной конвекцией в суперконтиненте на стадии его существования и разделения. Результаты приведены также только до глубин 200 км, при этом в виде усредненных по обеим угловым координатам профилей от центра суперконтинента к его периферии, а не 3D распределения. В работах [Бобров, Баранов, 2016; Bobrov, Baranov, 2019] исследована эволюция горизонтальных напряжений в мантии и континентах для двумерных декартовых моделей.

В настоящей работе рассматриваются численные эволюционные двумерные и сферические модели мантийной конвекции с плавающими, деформируемыми континентами. Исследуются поля температуры, скоростей течений и пространственное распределение горизонтальных напряжений в континентах и в мантии.

Уравнения и модель

Мы моделируем мантию Земли в приближении Буссинеска с бесконечным числом Прандтля в трехмерной сферической и двумерной геометрии. Мантия нагревается от ядра и изнутри за счет распада радиоактивных элементов (внутренний нагрев).

Уравнения и параметры термохимической мантийной конвекции подробно описаны, например, в работах [Bobrov, Baranov, 2019; Bobrov et al., 2022]. Для каждого момента времени решаются уравнения неразрывности (1), Стокса (2), уравнение теплопереноса (3):

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

$$-\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} = \left(-Ra T + Ra_{ph410} + \Gamma_{410} + Ra_{ph660} \Gamma_{660} + \sum_{k=1}^3 Ra_{Ck} C_k \right) \mathbf{e}_r, \quad (2)$$

$$\partial T / \partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla T = \nabla^2 T + H \quad (3)$$

и уравнения переноса концентрации химической примеси каждого типа C_k , $k = 1, 2, 3$ для примеси каждого типа:

$$\partial C_k / \partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla C_k = 0, \quad (4)$$

где $\mathbf{v}$ – вектор скорости; p – динамическое давление; $\boldsymbol{\tau}$ – девиаторный тензор вязких напряжений; T – температура; t – время, Γ – гамма-функция, характеризующая фазовый переход, гамма-функция определена согласно [Christensen, Yuen, 1985] с использованием гиперболического тангенса; $\mathbf{e}_r$ – единичный вектор в радиальном направлении, H – скорость мантийной теплогенерации за счет равномерно распределённых радиоактивных источников, C_1 – концентрация вещества континентальной коры, C_2 – концентрация вещества континентальной мантии, C_3 – концентрация вещества океанической коры, концентрации могут изменяться в процессе движения и перемешивания вещества от 1 до 0. $Ra = \alpha \rho_0 g \Delta T R^3 / \kappa \eta_0$ – тепловое число Рэлея, $Ra_{ph} = \delta \rho g R^3 / \kappa \eta_0$ – фазовое число Рэлея, характеризующее влияние скачка плотности $\delta \rho$ при фазовом переходе в мантии, $Ra_c = \Delta \rho g R^3 / \kappa \eta_0$ – композиционное число Рэлея, где $\Delta \rho = \rho_1 - \rho_0$ – разность плотностей рассматриваемого вещества и вещества мантии.

Следующие средние значения параметров могут быть использованы для описания мантии Земли в целом [Schubert et al., 2001]: коэффициент теплового расширения $\alpha = 2 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$; ускорение силы тяжести $g = 9.8 \text{ м/с}^2$; средняя плотность вещества мантии $\rho = 4600 \text{ кг/м}^3$; ΔT – перепад суперadiaбатической температуры $\Delta T = 2500^\circ$ между границей ядро/мантии и поверхностью; радиус Земли $R = 6371 \text{ км}$,

радиус ядра Земли $R_{core} = 3471$ км (в безразмерном виде 0.5448), отсчетная вязкость $\eta_0 = 0.5 \cdot 10^{22}$ Па·с, и коэффициент тепловой диффузии $\kappa = 10^{-6}$ м²/с⁻¹. Контрасты плотности $\Delta\rho$ на фазовых границах полагались равными $\Delta\rho_{410}/\rho_0 = 0.07$, $\Delta\rho_{660}/\rho_0 = 0.09$; $\gamma_{410} = 1.6$ МПа/К, $\gamma_{660} = -1.3$ МПа/К [Fei et al., 2004].

Согласно параметрам, обобщенным в предыдущем абзаце, для сферической модели $Ra = 1.2 \cdot 10^8$ и фазовые Рэлеи на глубинах 410 и 660 км равны соответственно $Ra_{ph410} = 1.68 \cdot 10^8$ и $Ra_{ph660} = 2.16 \cdot 10^8$. Для сферической модели значение H было установлено равным 60 [Zhang et al., 2018]. Для двумерной модели $Ra = 1.1 \cdot 10^7$; $Ra_{ph410} = 1.26 \cdot 10^7$ и $Ra_{ph660} = 1.8 \cdot 10^7$ соответственно. Безразмерная термометрическая плотность тепловых источников $H = 15$ [Lowman et al., 2004].

Различие в числах Рэлея для двумерной и сферической модели связано с нормировкой в формуле для числа Рэлея. Для сферы это радиус Земли, а для двумерной модели это толщина мантии.

Масштабные коэффициенты для переменных в уравнениях (1–4) следующие: R для длины, R^2/κ для времени, κ/R для скорости и $\kappa\eta_0/R^2$ для давления p и τ . Граничные условия свободного скольжения, непроницаемости и изотермичности применяются на верхней и нижней (ядро-мантия) границах мантии со значениями $T_{top} = 0$ и $T_{bottom} = 1$ соответственно [Turcotte, Schubert, 2002].

Из системы уравнений (1–4) находятся компоненты девиаторного напряжения τ , в частности, в сферических координатах латеральная по θ компонента τ равна [Schubert et al., 2001]:

$$\tau_{\theta\theta} = 2\eta \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{V_r}{r} \right). \quad (5)$$

Из (5) можно получить компоненты связанного с ним тензора полного вязкого напряжения σ , в частности,

$$\sigma_{\theta\theta} = \tau_{\theta\theta} - p. \quad (6)$$

Масштабирующим множителем для безразмерных p , τ , σ является величина $\sigma_0 = \kappa\eta_0/R^2 = 0.124 \cdot 10^3$ Па. Отсюда, например, безразмерное значение $\sigma = 400\ 000$ соответствует размерному значению $\sigma \times \sigma_0 = 50$ МПа.

Безразмерная вязкость определяется согласно модифицированному закону Аррениуса:

$$\eta(T, z, C) = \eta_z \eta_c \exp \left((2E + 2.3z) / (T + T_{bot}) - 2E / (T_{average} + T_{bot}) \right), \quad (7)$$

где η_z – множитель, определяющий зависимость вязкости от глубины, η_c – множитель, определяющий зависимость вязкости от концентрации химических примесей, E – энергия активации оливина, z – радиус для трехмерной модели и глубина для двумерной, $\eta_z = 1$ для верхней и 30 для нижней мантии (с глубины 660 км).

В океанической литосфере (выше 150 км) кроме закона Аррениуса, учитывается также и пластический характер деформации вещества, по условию:

$$\eta_{litho} = \min(\tau / 2\dot{\epsilon}, \eta), \text{ если } \eta T \geq 30, \quad (8)$$

где стрейн-инвариант $\dot{\epsilon}$ в данной точке:

$$\dot{\epsilon} = (0.5 \dot{\epsilon}_{ij} \dot{\epsilon}_{ij})^{1/2}, \text{ где } \dot{\epsilon}_{ij} = \partial V_i / \partial x_j + \partial V_j / \partial x_i, \quad (9)$$

τ – прочность (*yield stress*) [Yoshida, 2010]. В расчетах величина τ принимается равной 50 МПа в размерном виде, что лежит в интервале значений для появления относительно жестких плит [Moresi, Solomatov, 1998]. Символ « $\min(a, b)$ » означает выбор меньшей величины из a и b .

В нашей модели толщина континентальной коры составляет 40 км, континентальная литосфера имеет мощность (вместе с корой) 130 км. Кора континентов в модели обладает положительной плавучестью (перепад плотностей вещества континентальной коры и мантии составляет $2800-3200 = -400 \text{ кг/м}^3$), что соответствует числу Рэлея $Ra_{c1} = -1.8 \cdot 10^7$. Континентальная литосфера обладает нейтральной плавучестью, т.е. $Ra_{c2} = 0$. Океаническая кора мощностью 7 км смоделирована активными маркерами с положительной плавучестью (перепад плотностей вещества океанической коры и мантии составляет $3000-3200 = -200 \text{ кг/м}^3$), что соответствует числу Рэлея $Ra_{c3} = -0.9 \cdot 10^7$. В реальной Земле при давлении, превышающем 2.5 ГПа [Sobolev et al., 2007], базальт океанической коры переходит в эклогит с плотностью примерно 3400 кг/м^3 . Мы учитываем этот переход и плавучесть океанической коры в нашей модели с глубины 80 км становится отрицательной (перепад плотностей составит $3400-3200 = 200 \text{ кг/м}^3$), что соответствует числу Рэлея $Ra_{c3} = 0.9 \cdot 10^7$. Таким образом, Ra_{c3} у океанической коры меняет знак на глубине около 80 км.

Что касается вязкости континентов, то она полагается повышенной по сравнению с температурной вязкостью соответствующей океанической области η_T . Для континентальной коры она взята в безразмерных величинах равной $\eta_T + 1000 \times C_1$, для континентальной литосферы – равной $\eta_T + 1000 \times C_2$. Таким образом, вязкость вещества переносят в своем движении континентальные маркеры (индексы 1 и 2); плавучесть вещества в этом варианте модели переносят маркеры континентальной и океанической коры (1 и 3).

Для численного моделирования мы использовали модифицированную программу Citcom [Zhong et al., 2000]. Для каждого момента времени решалась система уравнений мантийной конвекции, состоящая из: уравнения Стокса для скоростей течений, уравнения несжимаемости вещества, уравнения переноса тепла для поля температуры и уравнения переноса концентрации для добавочных химических компонент.

Уравнение Стокса решается методом конечных элементов с помощью алгоритма Узавы, что позволяет получить решение даже тогда, когда вязкость вещества меняется на много порядков. Параметр искусственной сжимаемости (*tole compressibility*) был взят равным $5 \cdot 10^{-6}$, а точность алгоритма Узавы составила $1 \cdot 10^{-5}$. Данное сочетание параметров является оптимальным с точки зрения точности и производительности [Brooks, Hughes, 1982; Moresi, Gurnis, 1996].

Для двумерной модели численное конечно-элементное решение рассчитывалось в прямоугольной области с соотношением сторон $L : D = 10 : 1$ на равномерной сетке 801×201 узел, т.е. с горизонтальным разрешением 36 км и вертикальным разрешением 15 км. Для сферической модели расчеты производились на сетке $170 \times 170 \times 59$ узлов по углам и глубине, соответственно, с равномерным шагом по глубине в 50 км, сетка по углам неравномерная и состоит из 12 сферических сегментов без сингулярностей в полярных областях [Чуваев и др., 2020].

Начальные условия для расчетов задавались следующим образом. Начальное поле температуры было линейно возрастающим по глубине с добавлением возмущения температуры по латерали в виде синусоиды. Модели развивались, с течением времени выходя на свойственный им режим (до достижения состояния, когда исчезал систематический тренд решения). Далее в моделях добавлялись континенты и океаническая кора как химические неоднородности в мантии, и расчеты велись уже для термохимической конвекции. Неньютоновская реология позволяет моделировать тектонику плит на поверхности Земли.

Результаты расчетов для 2D модели

На рисунках 1 и 2 представлены результаты двумерного численного моделирования мантийной термохимической конвекции с неньютоновской вязкостью. Приведены поля наадиабатической температуры, скоростей течений, а также горизонтальных налитостатических напряжений σ_{xx} , отсчитанных от их среднего по объему значения (аномалии горизонтальных налитостатических напряжений).

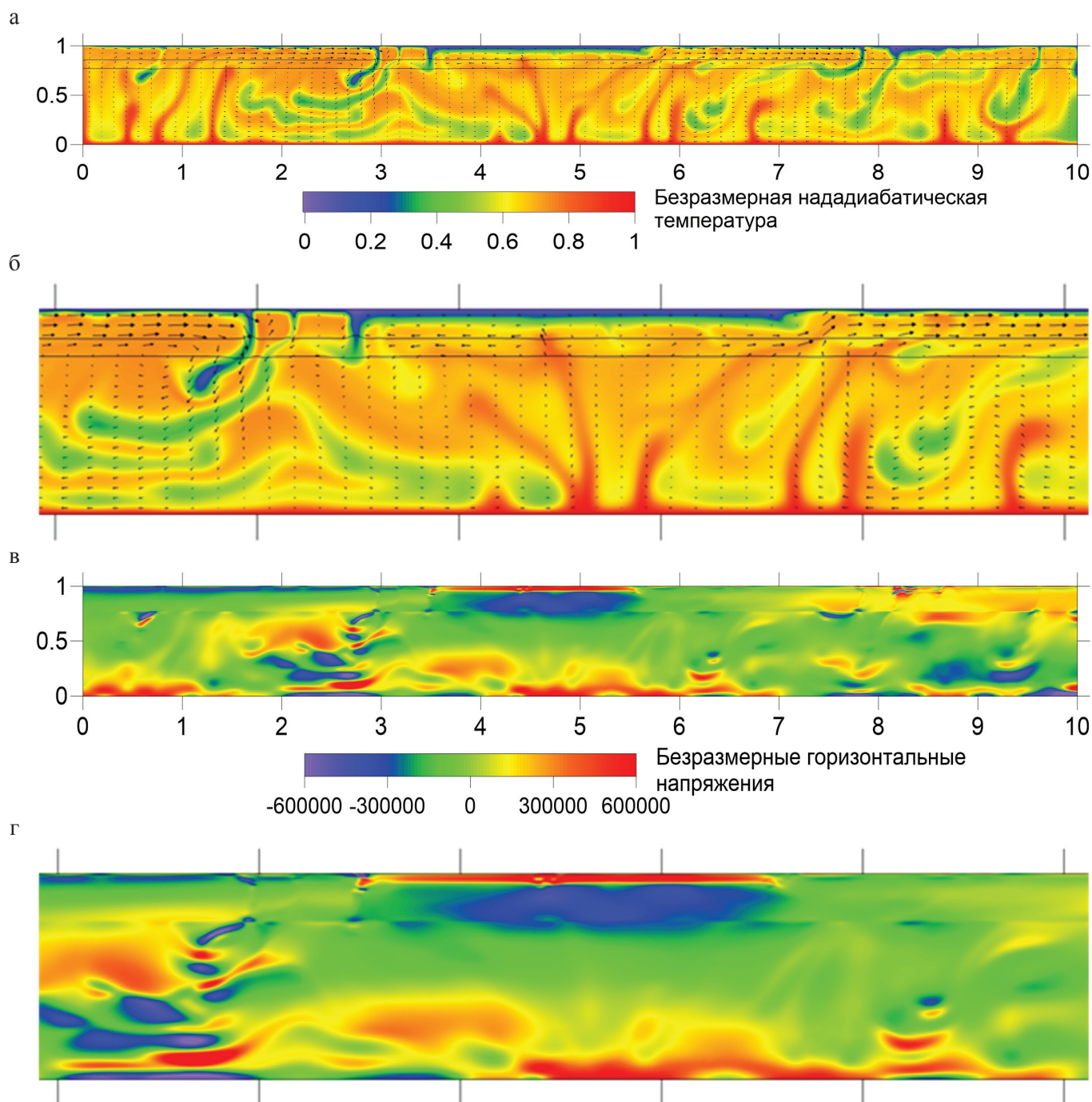


Рис. 1. Модель мантии с вязко-пластической реологией, стадия малоподвижного суперконтинента за 50 млн лет до начала его распада. Представлены поля: а – пространственное распределение безразмерной температуры и скоростей течений (обозначены черными стрелками), фазовые границы на глубинах 410 и 660 км (показаны черными линиями); б – центральная часть рисунка а, содержащая суперконтинент, в увеличенном масштабе; в – пространственное распределение аномалий безразмерных горизонтальных надлитостатических напряжений (для двумерной модели значение 400 000 соответствует 100 МПа); г – центральная часть рисунка в, в увеличенном масштабе

На рис. 1 показана поздняя стадия существования малоподвижного суперконтинента за 50 млн лет до начала его распада. Суперконтинент находится в середине верхней части расчетной области ($x = 3.5 \div 5.7$), которая представляет собой вертикальное сечение мантии до границы с ядром. В поле температуры суперконтинент выделяется как более холодный объект (на рис. 1а,б – синий цвет) на фоне окружающей мантии.

Видно, что во всем суперконтиненте аномалии горизонтальных напряжений являются растягивающими, достигая к этой стадии значений до $+800\,000$ в безразмерном виде ($+220$ МПа в размерных величинах, красные цвета), в то время как суб-суперконтинентальная мантия представляет собой обширную область сжатия (до $-400\,000$ безразмерных единиц, то есть -110 МПа, синие цвета). Это связано с тем, что суперконтинент, не имея возможности (из-за своей высокой вязкости) участвовать в субгоризонтальном растекании всплывающей подстилающей мантии, испытывает на подошве силы, вызывающие его растяжение. В свою очередь, в силу сцепления суперконтинент тормозит растекание вещества мантии под собой, что увеличивает напряжения сжатия в ней.

После распада суперконтинента распределение напряжений меняется, при этом напряжения в его разделившихся частях становятся различными. На стадии, показанной на рис. 2, горизонтальные

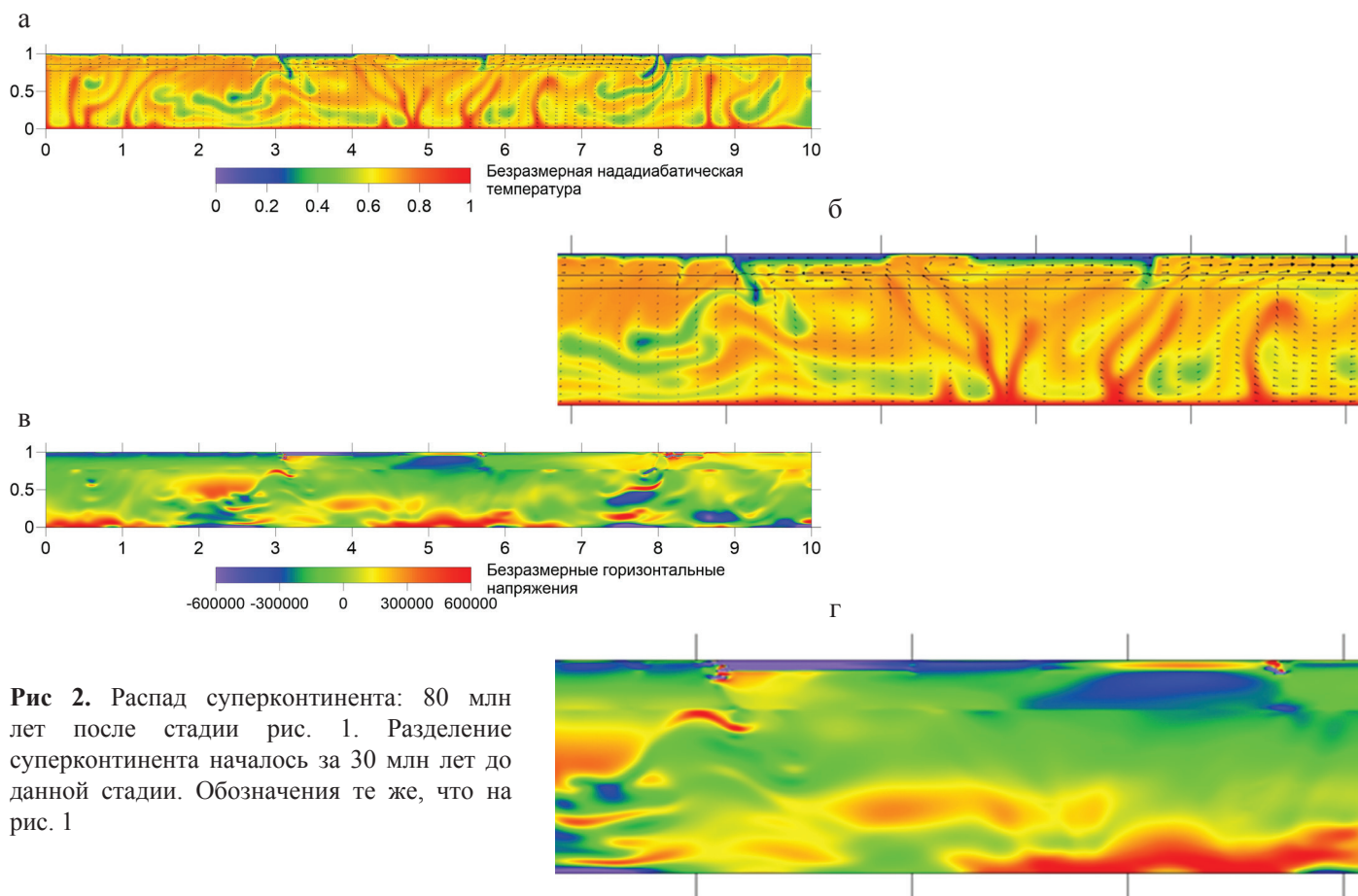


Рис 2. Распад суперконтинента: 80 млн лет после стадии рис. 1. Разделение суперконтинента началось за 30 млн лет до данной стадии. Обозначения те же, что на рис. 1

напряжения во всём левом континенте стали сжимающими, доходя до $-700\,000 \div -800\,000$ в безразмерном виде (около -200 МПа в размерной форме), тогда как в большей части правого континента горизонтальные надлитостатические напряжения остаются ещё растягивающими, примерно до $+80$ МПа (в дальнейшем их величины падают).

Результаты рис. 2 показывают, что на данной стадии суперконтинентального цикла состояние горизонтального сжатия левого континента определяется главным образом силами, действующими нормально на его торцевые границы, в то время как за состояние растяжения правого континента в большей мере ответственны сдвиговые силы, распределенные вдоль его нижней границы. Таким образом, роль сил, действующих на боковые границы континента, далеко не всегда является незначительной по сравнению с силами, действующими вдоль его подошвы, несмотря на малую толщину континента по сравнению с его длиной. В частности, в работе [Бобров, Трубицын, 2003] на простой 2D модели была рассмотрена роль сил, действующих по нормали на торцевые границы

плавающих континентов. Было выполнено сравнение результатов численного моделирования, полученных при учете этих сил, со случаем, где торцевые силы не учитывались (принимались в расчет только сдвиговые силы, действующие на подошве континентов). Результаты показали, что для континентальных плит с отношением длины к толщине как 10 : 1, неучет торцевых сил существенно искажает движение континентов и ход эволюции. Так, на стадии существования суперконтинента, силы, действующие на его внешние торцы, могут сдерживать или ускорять его будущий распад, противодействуя или способствуя сдвиговым силам на подошве, стремящимся его разорвать. В расчетах [Бобров, Трубицын, 2003] длительность стадии существования суперконтинента при неучете торцевых сил изменялась примерно вдвое.

Сферическая модель

На рис. 3 представлены результаты численного моделирования сферической мантийной конвекции

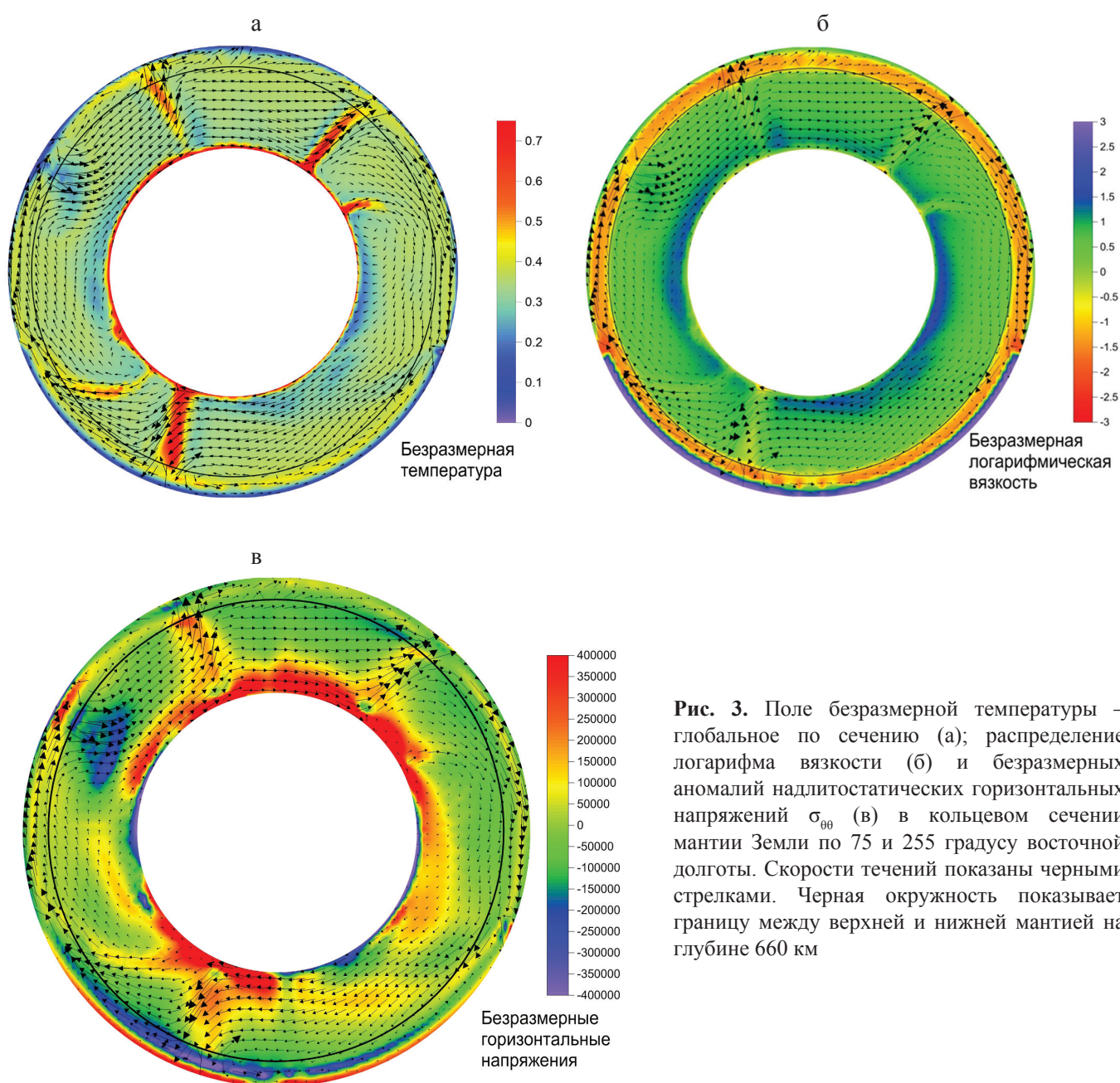


Рис. 3. Поле безразмерной температуры – глобальное по сечению (а); распределение логарифма вязкости (б) и безразмерных аномалий надлитостатических горизонтальных напряжений $\sigma_{\theta\theta}$ (в) в кольцевом сечении мантии Земли по 75 и 255 градусу восточной долготы. Скорости течений показаны черными стрелками. Черная окружность показывает границу между верхней и нижней мантией на глубине 660 км

с одним суперконтинентом. Континент имеет толщину 200 км и форму сферической шапочки площадью 33% от поверхности Земли. Его вязкость повышена на 1000 безразмерных единиц. В модели самосогласованно возникает тонкая океаническая литосфера на поверхности, а под ней относительно маловязкая верхняя мантия (рис. 3б). На рис. 3в показаны рассчитанные поля логарифма вязкости и надлитостатических горизонтальных напряжений в меридиональном сечении мантии.

Численное моделирование показывает, что в суперконтиненте возникают напряжения растяжения (на рис. 3в – красные цвета), хорошо выделяющие его на поверхности в околополярной части южного полушария. Растягивающие напряжения в континенте достигают 60 МПа и сменяются на сжимающие напряжения в мантии под континентом (до 80 МПа). Как и в двумерной модели, возникновение растягивающих горизонтальных напряжений связано с растеканием под плитой восходящего мантийного вещества, уходящего затем в нисходящих потоках за пределами суперконтинента.

Дискуссия и заключение

В работе исследована стадия суперконтинента и начала его распада. Полученные результаты показывают, что в течение существования суперконтинента происходит перестройка мантийных течений и под ним формируется группа мантийных плюмов. Как показали расчеты, горячие головные части плюмов, находящиеся под суперконтинентом, увеличиваются в размерах за счет теплоизолирующего действия суперконтинента и растекаются под его нижней границей, вызывая растягивающие напряжения в суперконтиненте и в то же время сжимающие надлитостатические горизонтальные напряжения в мантии под суперконтинентом. Перед распадом суперконтинента вокруг него возникает окружающая его значительную часть протяженная зона субдукции, которая совместно с мантийными плюмами под суперконтинентом, вызывает его растяжение, ведущее к последующему распаду.

По сравнению с двумерными моделями, трехмерное моделирование демонстрирует существенное уточнение и видоизменение результатов, с возникновением новых эффектов. Трехмерное сферическое моделирование также позволило избежать ряда слабых сторон 2D декартовых моделей (в частности, наличия нефизичных боковых стенок расчетной области). Расчетная модельная область, вследствие сферичности, дает для мантийных течений дополнительную третью степень свободы. Кроме того, в сферической модели мантии площадь ее внешней границы примерно втрое превышает площадь внутренней, что значительно повышает теплотери через верхнюю границу по сравнению с двумерной моделью. Это ведёт к изменению поля температуры в мантии и как следствие, к изменению полей скоростей и напряжений в различных областях мантии. В отличие от двумерных, трехмерные модели позволяют получать карты поверхностных распределений полей, в том числе на различных глубинах [Баранов и др., 2023].

Как 2D декартова, так и 3D сферическая модель показывают на стадии перед разделением суперконтинента значительные растягивающие горизонтальные надлитостатические напряжения. При этом при переходе от суперконтинентальной плиты к подстилающей суб-суперконтинентальной мантии получена смена надлитостатических напряжений с растягивающих на сжимающие. Эффект связан с резким изменением вязкости вещества при переходе через нижнюю границу литосферы.

Для получения правильной картины стадий эволюции необходим одновременный учет как сил, действующих на нижнюю границу континентов, так и на их боковые торцевые стороны. Результаты показали, что двумерная модель дает для полей напряжений качественно верные результаты, однако при этом существенно завышает их значения по сравнению с более реалистичной трехмерной моделью. Различие, видимо, в основном связано с неучетом сферичности Земли в двумерной декартовой постановке задачи.

Представленная сферическая модель требует дальнейших уточнений. В частности, необходимы более детальные расчеты структуры течений в верхней мантии Земли и уточнение параметров термохимической конвекции и т.д.

Финансирование

Работа выполнена в рамках госзадания Института физики Земли РАН (№ FMWU-2022-0002).

Благодарности

Авторы благодарят рецензента, чьи важные замечания помогли значительно улучшить рукопись.

Список литературы

- Баранов А.А., Лобковский Л.И., Бобров А.М. Глобальная геодинамическая модель современной Земли и ее приложение для Антарктиды // Доклады Российской академии наук. Науки о Земле. 2023. Т. 512. № 1. С. 100–105. <https://doi.org/10.31857/S2686739723600911>
- Бобров А.М., Баранов А.А. Модель мантийной конвекции с неньютоновской реологией и фазовыми переходами: структура течений и поля напряжений // Физика Земли. 2016. № 1. С. 133–148. <https://doi.org/10.7868/S0002333716010038>
- Бобров А.М., Трубицын В.П. Эволюция вязких напряжений в мантии и в движущихся континентах в процессе образования и распада суперконтинента // Физика Земли. 2003. № 12. С. 3–13. <https://www.elibrary.ru/oohpld>
- Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г. Влияние скорости движения океанической литосферы на свободно-конвективные течения в астеносфере под срединно-океаническим хребтом // Физика Земли. 2008. № 4. С. 35–47. <https://www.elibrary.ru/ijkcfz>
- Трубицын В.П., Баранов А.А., Харыбин Е.В. Численные модели субдукции океанической коры с базальтовыми плато // Физика Земли. 2007. № 7. С. 3–10. <https://www.elibrary.ru/ibanlb>
- Червов В.В., Черных Г.Г., Бушенкова Н.А., Кулаков И.Ю. Численное моделирование трёхмерной конвекции в верхней мантии Земли под литосферой Евразии // Вычислительные технологии. 2014. Т. 19. № 5. С. 101–114. <https://www.elibrary.ru/sxzjyf>
- Чуваев А.В., Баранов А.А., Бобров А.М. Численное моделирование конвекции в мантии Земли с использованием облачных технологий // Вычислительные технологии. 2020. Т. 25. № 2. С. 103–117. <https://doi.org/10.25743/ICT.2020.25.2.009>
- Bobrov A., Baranov A., Tenzer R. Evolution of stress fields during the supercontinent cycle // Geodesy and Geodynamics. 2022. Vol. 13. P. 363–375. <https://doi.org/10.1016/j.geog.2022.01.004>
- Bobrov A.M., Baranov A.A. Thermochemical Mantle Convection with Drifting Deformable Continents: Main Features of Supercontinent Cycle // Pure and Applied Geophysics. 2019. Vol. 176 (8). P. 3545–3565. <http://dx.doi.org/10.1007/s00024-019-02164-w>
- Brooks A.N., Hughes T.J.R. Streamline Upwind/Petrov- Galerkin formulations for convection dominated flows with particular emphasis on the incompressible Navier-Stokes equations // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. 1982. Vol. 32. P. 199–259. [https://doi.org/10.1016/0045-7825\(82\)90071-8](https://doi.org/10.1016/0045-7825(82)90071-8)
- Christensen U., Yuen D.A. Layered convection induced by phase transition // Journal of Geophysical Research. 1985. Vol. 90. P. 10291–10300. <https://doi.org/10.1029/JB090iB12p10291>
- Fei Y., Orman J.V., Li W., van Westrenen C., Sanloup W., Minarik K., Hirose T., Komabayashi M., Walter Funakoshi K. Experimentally determined postspinel transformation boundary in Mg₂SiO₄ using MgO as an internal pressure standard and its geophysical implications // Journal of Geophysical Research. 2004. Vol. 109. P. B02305. <https://doi.org/10.1029/2003JB002562>
- Heron P.J., Lowman J.P. The effects of supercontinent size and thermal insulation on the formation of mantle plumes // Tectonophysics. 2011. Vol. 510. P. 28–38. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2011.07.002>
- Huang C., Zhang N., Li Z.X., Ding M., Dang Z., Poirteau A., Zhong S. Modeling the inception of supercontinent breakup: stress state and the importance of orogens // Geochemistry, Geophysics, Geosystems. 2019. Vol. 20 (11). P. 4830–4848. <https://doi.org/10.1029/2019GC008538>
- Lobkovsky L., Kotelkin V. The history of supercontinents and oceans from the standpoint of thermochemical mantle convection // Precambrian Research. 2015. Vol. 259. P. 262–277. <https://doi.org/10.1016/j.precamres.2015.01.005>
- Lowman J.P., King S.D., Gable C.W. Steady plumes in viscously stratified, vigorously convecting, three-dimensional numerical mantle convection models with mobile plates // Geochem. Geophys. Geosyst. 2004. Vol. 5. P. Q01L01. <http://dx.doi.org/10.1029/2003GC000583>

Moresi L.N., Solomatov V. Mantle convection with a brittle lithosphere: Thoughts on the global tectonic styles of the Earth and Venus // *Geophysical Journal International*. 1998. Vol. 133. P. 669–682. <https://doi.org/10.1046/j.1365-246X.1998.00521.x>

Moresi L. N., Gurnis M. Constraints on the lateral strength of slabs from three dimensional dynamic flow models // *Earth and Planetary Science Letters*. 1996. Vol. 138. P. 15–28. [https://doi.org/10.1016/0012-821X\(95\)00221-W](https://doi.org/10.1016/0012-821X(95)00221-W)

Phillips B.R., Bunge P.H. Supercontinent cycles disrupted by strong mantle plumes // *Geology*. 2007. Vol. 35. P. 847–850. <https://doi.org/10.1130/G23686A.1>

Schubert G., Turcotte D.L., Olson P. *Mantle Convection in the Earth and Planets*. Cambridge Univ. Press, New York. 2001. – 940 p.

Sobolev A., Hoffman A., Kuzmin D., Yaxley G., Arndt N., Chung S., Danyushevsky L., Elliott T., Frey F., Garcia M., Gurenko A., Kamenetsky V., Kerr A., Krivolutsкая N., Matvienkov V., Nikogosian I., Rocholl A., Sigurdsson I., Sushchevskaya N., Teklay M. The Amount of Recycled Crust in Sources of Mantle-Derived Melts // *Science*. 2007. Vol. 316 (5823). P. 412–417. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1138113>

Turcotte D.L., Schubert G. *Geodynamics*. Cambridge Univ. Press. New York. 2002. – 456 p.

Yoshida M. Mantle temperature under drifting continents during the supercontinent cycle // *Geophysical Research Letters*. 2013. Vol. 40 (4). P. 681–686. <https://doi.org/10.1002/grl.50151>

Yoshida M. On mantle drag force for the formation of a next supercontinent as estimated from a numerical simulation model of global mantle convection // *Terra Nova*. 2019. Vol. 31. P. 135–149. <https://doi.org/10.1111/ter.12380>

Yoshida M. Temporal evolution of stress state in a supercontinent during mantle reorganization // *Geophysical Journal International*. 2010. Vol. 180 (1). P. 1–22. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2009.04399.x>

Zhang N., Dang Z., Huang C., Li Z.X. The dominant driving force for supercontinent breakup: Plume push or subduction retreat? // *Geoscience Frontiers*. 2018. Vol. 9 (4). P. 997–1007. <https://doi.org/10.1016/j.gsf.2018.01.010>

Zhong S., Zhang N., Li Z.X., Roberts J.H. Supercontinent cycles, true polar wander, and very long-wavelength mantle convection // *Earth and Planetary Science Letters*. 2007. Vol. 261. P. 551–564. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2007.07.049>

Zhong S., Zuber M.T., Moresi L.N., Gurnis M. The role of temperature-dependent viscosity and surface plates in spherical shell models of mantle convection // *Journal of Geophysical Research*. 2000. Vol. 105 (B5). P. 11063–11082. <https://doi.org/10.1029/2000JB900003>

THERMOCHEMICAL MANTLE CONVECTION WITH FLOATING CONTINENTS, FEATURES OF THE SUPERCONTINENT CYCLE STAGES FOR TWO-DIMENSIONAL AND SPHERICAL MODELS

© 2024 A. M. Bobrov, A. A. Baranov*

Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

**E-mail: baranov@ifz.ru*

We investigate the evolution of geophysical fields for spherical and Cartesian models of thermochemical mantle convection with floating continents, oceanic plates and phase transitions, with mantle heated from below and from internal heat sources. Drifting continents remain on the surface for a long time due to increased buoyancy. In this paper we consider the stage of the supercontinent and the beginning of its disintegration. After the formation of the supercontinent, mantle flows are rearranged and a group of mantle plumes is formed under it, as well as an extended surrounding subduction zone. The hot heads of plumes located under the supercontinent increase in size due to the thermal insulating effect of the supercontinent and spread out under its lower boundary, causing tensile stresses in the supercontinent and overlithostatic compressive horizontal stresses in the subcontinental mantle. Tensile overlithostatic horizontal stresses inside the supercontinent reach 200 MPa for Cartesian two-dimensional model and up to 60–00 MPa for the spherical model, whereas overlithostatic compressive horizontal stresses in the subcontinental mantle are found under the supercontinent up to 110 MPa for the two-dimensional model and 40–80 MPa for the spherical model. Due to the lack of consideration of sphericity and the difference in the areas of the upper and lower surfaces of the mantle, two-dimensional models significantly overestimate the stresses in the upper mantle and continents compared with spherical models.

Keywords: thermochemical convection, floating continents, supercontinent, plates, stresses, Citcom