

**СТРУКТУРА МАНТИЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ И ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ
В ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ КОНВЕКЦИИ С НЕНЬЮТОНОВСКОЙ РЕОЛОГИЕЙ**

А.М. Бобров¹, А.А. Баранов^{1,2}

¹ *Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, 123995, Москва, ул. Бол. Грузинская, 10, Россия*

² *Институт теории прогноза землетрясений и математической геофизики РАН,
117485, Москва, ул. Профсоюзная, 84/32, Россия*

Исследуются структура мантийной конвекции и пространственные поля надлитостатического давления, вертикальных и горизонтальных напряжений в мантии Земли для двумерной численной модели с неньютоновской вязкостью и источниками тепла. Модель демонстрирует скачкообразное перемещение зон субдукции; обнаруживает резкие изменения в полях напряжений в зависимости от стадии отделения слэба. В областях, не содержащих погружающихся слэбов, напряжения сильно понижены.

Значения горизонтальных σ_{xx} напряжений, надлитостатического давления и вертикальных σ_{zz} напряжений в части мантии, где интенсивные субвертикальные течения отсутствуют, являются примерно одинаковыми, варьируя в пределах ± 6 , ± 8 , ± 10 МПа соответственно. Однако эти поля проявляют сильную концентрацию в областях нисходящих слэбов, где имеют значения приблизительно на порядок выше (± 50 МПа). Этот результат дает количественное подтверждение современных представлений об океанических слэбах как о наиболее важном факторе мантийной конвекции.

Найдены существенные различия между полями σ_{xx} , σ_{zz} и давления. Поле давления выявляет как вертикальные, так и горизонтальные черты слэбов и плюмов, ясно показывая их длинные тепловые каналы с более широкой головой. Распределения σ_{xx} чувствительны к субгоризонтальным чертам течений, в то время как поля σ_{zz} больше отображают вертикальные субструктуры течений.

Модель показывает наличие относительно холодных остатков литосферных слэбов в нижней части мантии над тепловым погранслоем. Многочисленные горячие плюмы, поднимающиеся сквозь эти сравнительно высоковязкие остатки, а также новые погружающиеся слэбы создают интенсивные поля напряжений в нижней мантии, которые сильно неоднородны в пространстве и времени.

Мантийная конвекция, слэбы, неньютоновская вязкость, поля напряжений, численный эксперимент, код Citcom.

**THE STRUCTURE OF MANTLE FLOWS AND STRESS FIELDS IN A TWO-DIMENSIONAL
CONVECTION MODEL WITH NON-NEWTONIAN VISCOSITY**

A.M. Bobrov and A.A. Baranov

The structure of mantle convection and spatial fields of superlithostatic pressure and vertical and horizontal stresses in the Earth's mantle are studied in a 2D numerical model for the mantle with non-Newtonian viscosity and heat sources. The model demonstrates a jump-like motion of subduction zones and reveals abrupt changes in the stress fields depending on the stage of slab detachment. The stresses decrease dramatically in the areas without slabs.

The horizontal stresses σ_{xx} , superlithostatic pressure, and vertical stresses σ_{zz} in the part of the mantle lacking intense near-vertical flows are approximately equal, varying within ± 6 , ± 8 , and ± 10 MPa, respectively. However, these fields are stronger in the areas of descending slabs, where the values of the above parameters are about an order of magnitude higher (± 50 MPa). This result agrees with the current views of the oceanic slabs as the most important agent of mantle convection.

We have found significant differences between the σ_{xx} , σ_{zz} , and pressure fields. The pressure field reveals both the vertical and horizontal features of slabs and plumes, clearly showing their long thermal conduits with broader heads. The distributions of σ_{xx} are sensitive to the near-horizontal features of the flows, whereas the fields of σ_{zz} reveal mainly their vertical substructures.

The model shows the presence of cool remnants of lithospheric slabs in the lower mantle above the thermal boundary layer. Numerous hot plumes penetrating through these high-viscosity remnants, as well as the new descending slabs, induce intense stress fields in the lower mantle, which are strongly inhomogeneous in space and time.

Mantle convection, slabs, non-Newtonian viscosity, stress fields, numerical experiment, CitCom code

ВВЕДЕНИЕ

За последние годы выполнены многочисленные исследования моделей мантийной конвекции с различной реологией. Были рассчитаны модели с разными эффективными числами Рэлея, с вязкостью, зависящей от напряжения и деформации, рассмотрены различные значения энергии и объема активации, которые определяют связь вязкости с температурой и давлением, тепловые режимы, аспектные соотношения, размерности (2D, 3D, 3S), а также механические граничные условия. В этих работах изучались главным образом поля температуры и скоростей мантийных течений, а также перемещение вещества. При этом полям мантийных напряжений было уделено, на наш взгляд, недостаточное внимание. Лишь относительно небольшое число публикаций адресовано напряжениям. В работе [Steinberger et al., 2001] поля напряжений были рассчитаны в литосфере для различных профилей вязкости по глубине для сферической модели с плитами на поверхности. Было установлено, что в зависимости от выбираемых граничных условий напряжения в литосфере изменялись от ± 50 до ± 140 МПа. В статьях [Баранов, Бобров, 2011; Бобров, Баранов, 2011] были исследованы двумерные (2D) модели мантийной конвекции с различными распределениями вязкости (постоянная вязкость, слоистая и *PT*-зависимая модели). Для случая *PT*-зависимой вязкости напряжения в основной части мантии лежат в диапазоне ± 5 МПа. Имеются, однако, области (высоковязкие верхние части зон субдукции), где надлитостатическое давление может достигать значений на порядок выше. А.М. Бобров, А.П. Трубицын [Bobrov, Trubitsyn, 2008] изучали двумерные сдвиговые напряжения в присутствии плавающих континентов. В ходе суперконтинентального цикла сдвиговые напряжения в верхней части плит достигают 40 МПа. Более сложная реология была использована в работе [Nakakuki et al., 2008], где авторами проведено 2D динамическое моделирование асимметричной субдукционной структуры в комплексной системе литосфера—мантия. Для генерирования границы плит авторы вводят зависящую от истории реологию с пределом прочности, который определяется предшествующими разломами. Результаты показывают горизонтальные напряжения, изменяющиеся в диапазоне приблизительно ± 100 МПа. В статье [Yoshida, 2010] были исследованы сферические модели с безразмерной мощностью теплогенерации $H = 10$, мантийной вязкостью с более простой *PT*-зависимостью и с высоковязкой областью, имитирующей суперконтинент. После того, как конвекция установилась, максимальное девиаторное растягивающее напряжение, генерируемое в области неподвижного суперконтинента, составило 30—90 МПа в зависимости от параметров модели. В нашей предыдущей публикации [Бобров, Баранов, 2011] для 2D случая с континентом (моделируемым маркерами), который движется самосогласованно с мантийными течениями, мы нашли, что максимальное напряжение сжатия под континентом составляет около 35 МПа. В работе [Butler, Jarvis, 2004] была использована модель мантийной конвекции в осесимметричной сферической оболочке для расчета величины девиаторных напряжений, возникающих в неподвижном континенте с субдукцией океанической плиты вблизи активной континентальной окраины. Серия расчетов с различными параметрами дала типичные растягивающие напряжения в континентальной литосфере в диапазоне 30—70 МПа.

Из приведенного видно, что поля напряжений рассчитывались почти исключительно в области литосферы, в то время как моделирование распределения величин напряжений в мантии Земли почти не проводилось. Возможно, это связано с нехваткой фактических данных о напряжениях в мантии. Не рассматривались и различия между разными полями напряжений в мантии.

В настоящей работе мы исследуем, как неньютоновский характер реологии влияет на структуру конвекции и на порождаемые ею поля мантийных напряжений, а также на эволюцию этих величин во времени. В нашей модели конвекция обусловлена только температурными аномалиями в мантии. Процесс субдукции развивается самосогласованным образом при вязкости, зависящей от давления, температуры и скорости деформации. Фазовые переходы в модели не учитываются. Следует, конечно, помнить, что в реальной мантии Земли имеет место значительно более сложная картина [Turcotte, Schubert, 2002; Добрецов, 2010].

Необходимо отметить, что имеющиеся данные экспериментального моделирования представляют трехмерную структуру конвекции в мантии в виде нестационарных крупномасштабных течений с размерами порядка толщины слоя и мелкомасштабных валиковых течений, возникающих вблизи поверхностей теплообмена в области неустойчивой стратификации и имеющих направление, перпендикулярное к крупномасштабным течениям [Добрецов и др., 2001; Кирдяшкин, Кирдяшкин, 2008]. Эти данные указывают на существенное отличие результатов для двумерной численной модели от результатов трехмерного экспериментального моделирования.

В нашей модели мы не вводим каких-либо предписанных искусственно условий, таких как закрепление положений зон субдукции (путем введения ослабленных зон), задание наклона субдуцирующего слэба и т.д. Модель с реологией, принятой в нашем исследовании, создает эффективные плиты и ослабленные зоны между ними самосогласованным образом. Такая модель является более реалистичной, чем модели простой ньютоновской вязкости. В то же время отметим, что и для модели вязкой

ньютоновской жидкости многие особенности течений остаются неисследованными до сих пор [Бобров, 2010]. Для решения такой задачи требуется детальное трехмерное моделирование как численное, так и экспериментальное.

МОДЕЛЬ И УРАВНЕНИЯ

Мы используем декартову двумерную модель, чтобы минимизировать счетное время численных (в том числе пробных) расчетов и обеспечить разрешение, соответствующее высоким числам Рэлея. Предполагается, что мантия нагревается от ядра, а также от распада равномерно распределенных в ней радиоактивных элементов. Мантия моделируется несжимаемой вязкой жидкостью с бесконечным числом Прандтля. Силы плавучести, связанные с составом, и фазовые переходы не учитываются. В этом случае имеет место приближение Буссинеска для плотности ($\rho = \rho_0(1 - \alpha T)$) в члене плавучести уравнения Стокса и $\rho = \rho_0$ во всех остальных уравнениях, где α — коэффициент теплового расширения, T — температура. При таких предположениях тепловая конвекция определяется обычными уравнениями сохранения массы, импульса и энергии. В этом приближении двумерные уравнения конвекции жидкости для координат x и z (с осью z , направленной вверх) имеют следующую безразмерную форму [Schubert et al., 2001]:

уравнение неразрывности

$$\partial v_x / \partial x + \partial v_z / \partial z = 0, \quad (1)$$

уравнения переноса импульса

$$-\partial p / \partial x + \partial \tau_{xx} / \partial x + \partial \tau_{xz} / \partial z = 0 \quad (2)$$

и

$$-\partial p / \partial z + \partial \tau_{xz} / \partial x + \partial \tau_{zz} / \partial z + RaT = 0, \quad (3)$$

уравнение переноса тепла

$$\partial T / \partial t + v_x \partial T / \partial x + v_z \partial T / \partial z = \partial^2 T / \partial x^2 + \partial^2 T / \partial z^2 + H. \quad (4)$$

Здесь $Ra = (\alpha g \Delta T D^3) / (\kappa \nu_0)$ — число Рэлея, определенное по значению отсчетной кинематической вязкости ν_0 (κ — коэффициент тепловой диффузии). Незвестными переменными в уравнениях (1)—(4) являются компоненты скорости v_x и v_z ; надлитостатическое давление p (возмущение литостатического давления P , вызванное конвекцией); наадиабатическая (потенциальная) температура T ; тензор девиаторных вязких напряжений τ_{ij} . Мы используем здесь безразмерные переменные, принимая следующие коэффициенты масштабирования: толщина мантии D для длины; κ/D для скорости; D^2/κ для времени; $\Delta T = T_2 - T_1$ для температуры; η_0 для динамической вязкости; $\eta_0 \kappa / D^2$ для давления и напряжений и $\kappa \Delta T / D^2$ для перехода к безразмерной термометрической плотности тепловых источников H . Компонентами тензора девиаторных вязких напряжений являются

$$\tau_{xx} = 2\eta \partial v_x / \partial x, \quad (5)$$

$$\tau_{zz} = 2\eta \partial v_z / \partial z, \quad (6)$$

$$\tau_{xz} = \eta (\partial v_x / \partial z + \partial v_z / \partial x), \quad (7)$$

где η — безразмерная динамическая вязкость в данной точке.

С девиаторными напряжениями τ_{ij} связаны полные вязкие напряжения σ_{ij} . В частности, полное нормальное горизонтальное и полное нормальное вертикальное напряжения имеют вид

$$\sigma_{xx} = p - 2\eta \partial v_x / \partial x, \quad (8)$$

$$\sigma_{zz} = p - 2\eta \partial v_z / \partial z. \quad (9)$$

При таком определении сжимающие напряжения считаются положительными. Знак напряжения здесь соответствует определению в геофизике и технике и противоположен применяемому в физике. 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 $g = 9.8 \text{ м/с}^2$; $\rho = 4600 \text{ кг/м}^3$; коэффициент тепловой диффузии $\kappa = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; отсчетная кинематическая вязкость $\nu_0 = \eta_0 / \rho = 0.5 \cdot 10^{18} \text{ м}^2/\text{с}$; безразмерная термометрическая плотность тепловых источников $H = 15$ [Lowman et al., 2004] и ΔT — перепад сверхадиабатической (потенциальной) температуры между границей ядро—мантия и поверхностью, взятый здесь равным 2000 К. Для мантии единицы измерения составляют $D = 2850 \text{ км}$ для длины и $\kappa/D = 1.08 \cdot 10^{-3} \text{ см/год}$ для скорости, $t_0 = D^2/\kappa = 266 \text{ млрд лет}$ и

$\sigma_0 = \kappa \eta_0 / D^2 = 0.235 \cdot 10^3$ Па. Эти значения дают число Рэлея $Ra = (\alpha g \Delta T D^3) / (\kappa \nu_0) = 2 \cdot 10^7$. Отметим, что Ra определено здесь через разность температур ΔT между нижней и верхней границами. Отсюда, при $Ra = 2 \cdot 10^7$ безразмерный промежуток времени $1 \cdot 10^{-5}$ соответствует 2.7 млн лет. Безразмерное напряжение, равное величине $1 \cdot 10^4$ в данных единицах σ_0 , соответствует размерной величине 2.35 МПа. Уравнения (1) — (4) мы решаем при следующих граничных условиях: верхняя и нижняя границы области имеют постоянную $T_1 = 0$ и $T_2 = 1$ соответственно (T_1, T_2 измеряются в единицах ΔT вертикального перепада температур); на них выполняется условие проскальзывания. На боковых границах ставятся обычно принимаемые [Turcotte, Schubert, 2002; Полянский и др., 2012] условия: условие теплоизоляции $\partial T / \partial x = 0$ и механические условия непроницаемости и скольжения $v_x = 0, \tau_{xz} = 0$. Начальные условия задавались следующим образом. Начальное поле температуры было линейно возрастающим по глубине с добавлением возмущения температуры по латерали в виде синусоиды. Далее модель развивалась, с течением времени выходя на свойственный ей режим (до достижения состояния, когда исчезал систематический тренд решения).

В работе мы рассматриваем модель с вязкостью, зависящей от давления, температуры и скорости деформации материала в данной точке.

В общем виде вязкость описывается формулой [Simon et al., 2009; Полянский и др., 2012]

$$\eta = A^{-1/n} [\varepsilon]^{(1-n)/n} \exp[(E + PV)/(nRT)], \quad (10)$$

где T — температура, P — давление, A — предэкспоненциальный коэффициент, n — показатель нелинейности ($n = 1$ для ньютоновской жидкости), ε — второй инвариант тензора скорости деформаций, E — энергия активации, V — активационный объем, параметры A, n, E, V определяются из экспериментальных данных [Karato, Wu, 1993; Ranalli, 1995; Mei et al., 2002]. Член $[\varepsilon]^{(1-n)/n}$ в этом уравнении описывает пластический характер деформаций. Численные расчеты при параметрах реальной Земли требуют большого счетного времени. Поэтому в настоящей работе используется модель с упрощенной зависимостью вязкости от температуры и давления, в безразмерной форме имеющая вид [Christensen, 1984; Трубицын и др., 2007]:

$$\eta(P, T) = 200 \cdot \exp[-9.2T + 2.3(1 - z)]. \quad (11)$$

Здесь T — температура, z — глубина, линейно связанная с литостатическим давлением P . Учет пластического характера деформаций выполняется по условию

$$\eta = \min(\eta(P, T), \tau/\varepsilon), \quad (12)$$

где τ — эффективное предельное напряжение (yield stress) [McNamara et al., 2001; Трубицын, 2010]. Последнее соотношение описывает посредством падения эффективной вязкости η пластичность океанической литосферной плиты в местах высоких скоростей деформаций (при ее загибании в мантию; при отделении от нее погружающегося слэба). В нашем исследовании мы принимаем значение τ равным 25 МПа, что лежит в интервале значений для режима подвижного высоковязкого верхнего слоя (mobile lid regime) с низкими значениями прочности, при которых имеет место повсеместная пластическая деформация литосферного слоя [Moresi, Solomatov, 1998]. Символ « $\min(a, b)$ » означает выбор меньшей величины из a и b .

При таком упрощении полный перепад вязкости в модели составляет 3.0—3.5 порядка величины, что существенно меньше фактического перепада вязкости в мантии и литосфере Земли, но, с другой стороны, уже дает возможность изучения поведения моделей со значительными перепадами вязкости как функции температуры и давления и одновременно при зависимости вязкости от второго инварианта скорости деформации.

Уравнение переноса импульса решается методом конечных элементов (FEM) в естественных переменных скорость—давление [Hughes, 1987]. Такой тип FEM широко применяется в моделировании мантийной конвекции [Moresi, Gurnis, 1996; Zhong et al., 2000]. Уравнение переноса тепла решается методом Петрова—Галеркина [Brooks, Hughes, 1982]. Для расчетов мы используем двумерный код Citcom [Moresi, Gurnis, 1996], который широко используется и является хорошо протестированным. Для каждого момента времени решалось уравнение переноса импульса для скоростей течений и уравнение переноса тепла для поля температуры. Расчет тепловой конвекции выполнялся в работе при значении числа Рэлея $Ra = 2 \cdot 10^7$. Численное конечно-элементное решение рассчитывалось в прямоугольной области с соотношением сторон $L:D = 5:1$ на равномерной сетке 401×201 узел, т.е. с горизонтальным разрешением 36 км и вертикальным разрешением 15 км. Такое разрешение для данного значения числа Рэлея позволяет получить детальную картину развития мантийных течений [Баранов, Бобров, 2011]. В процессе счета модель выходит на свойственный данным параметрам режим (исчезает систематичес-

кий тренд решения). Параметр искусственной сжимаемости (*tole_compressibility*) был взят равным $5 \cdot 10^{-6}$, а точность алгоритма Узавы составила $1 \cdot 10^{-5}$. Максимальное число итераций на одном шаге ограничено 1000 (если не достигается нужная точность). Данное сочетание параметров является оптимальным с точки зрения точности и производительности [Brooks, Hughes, 1982; Hughes, 1987; Moresi, Gurnis, 1996]. В этих же работах параметры алгоритма описаны более детально.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Мы представляем результаты расчета для четырех характерных последовательных стадий. Распределения температуры и скорости, вязкости, горизонтальных напряжений σ_{xx} , давления p и вертикальных напряжений σ_{zz} показаны на рисунке. Безразмерное время стадии 1 принимается за нулевое. Безразмерные времена стадий 2—4 составляют соответственно $t = 0.60 \cdot 10^{-4}$, $1.50 \cdot 10^{-4}$, $2.84 \cdot 10^{-4}$ (15.9, 39.9, 75.6 млн лет в размерном виде).

В течение этого отрезка времени слэбы формируются, отделяются и погружаются в мантию: сначала в правой четверти расчетной области ($t = 0$), затем в основном в левой четверти ($t = 0.60 \cdot 10^{-4}$), а затем в центре ($t = 1.50 \cdot 10^{-4}$). После этого этапа следует стадия более медленных течений ($t = 2.84 \cdot 10^{-4}$). Процесс конвекции и возникновения новых слэбов является осциллирующим. Слобы возникают то справа, то слева, то в середине расчетной области. В зависимости от выбора (произвольного) начального момента времени отделение слэба происходит справа (см. рисунок, *A*). Результаты этого рассматриваются в следующих разделах.

Конвективная структура модели

Представленная модель эффективно воспроизводит литосферные плиты, холодные слэбы и астеносферу. Безразмерная средняя температура в модели составляет около 0.6. Число Нуссельта колеблется около $Nu = 40$.

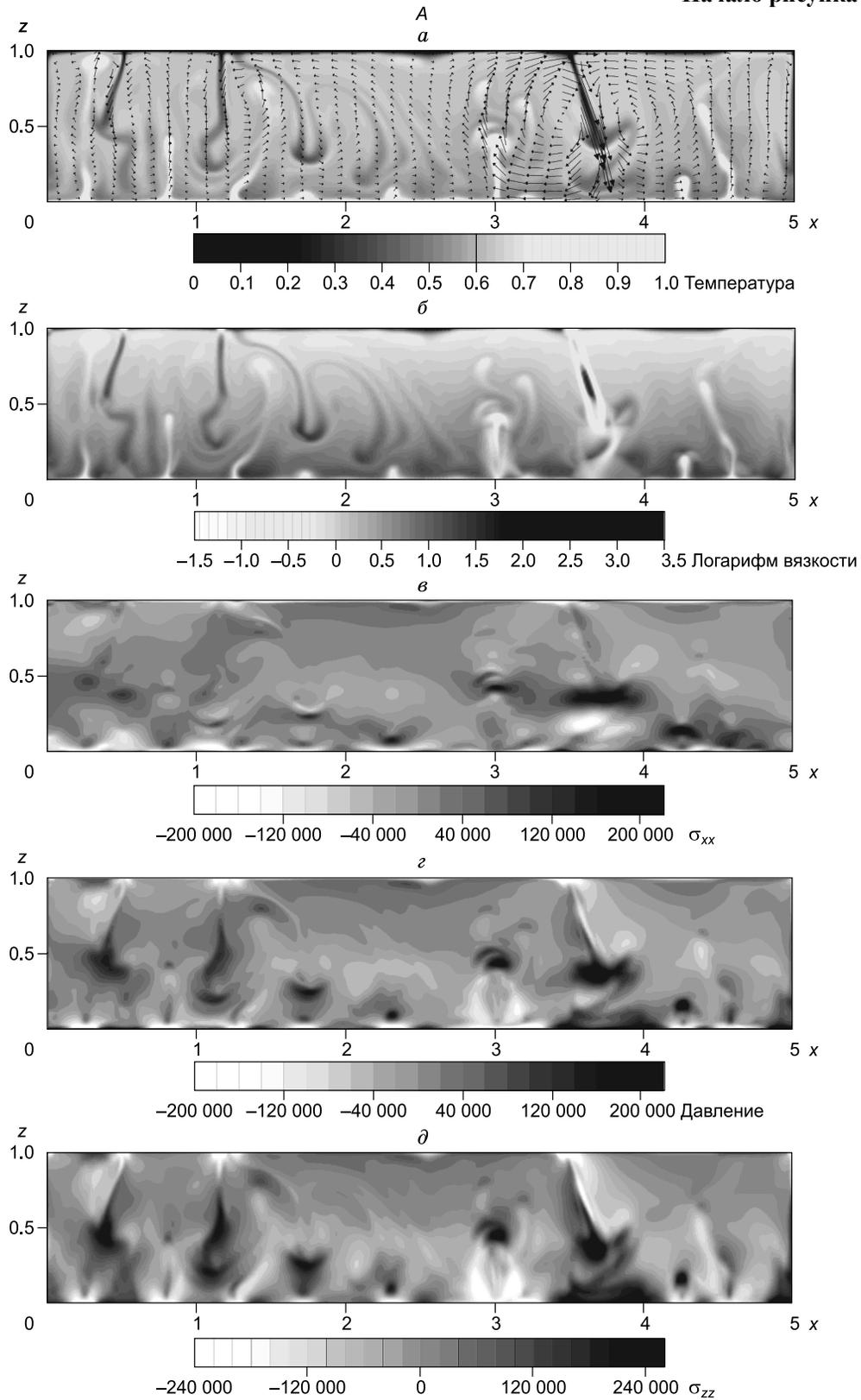
Выполненное моделирование показывает, что наиболее важным следствием включения зависимости вязкости от скорости деформации (далее стрейн-зависимости вязкости) в рассматриваемую модель является облегчение процесса загибания в мантию, погружения и отделения слэбов. Отделение слэбов происходит то в одной, то в другой части расчетной области, в связи с падением эффективной вязкости материала. Это приводит к сильной нестационарности хода конвекции с квазипериодическим отделением слэбов — детачментом (процесс, при котором часть субдуцированной плиты отрывается от литосферы).

Важно отметить, что движение слэбов не является пассивным в поле существующих течений: слэбы сами создают поле мантийных течений своим падением. Это хорошо согласуется с выводами о важности слэб-индуцированных потоков [Faccenna, Becker, 2010]. Так как места отделения слэбов мигрируют, то структура конвективной циркуляции, которая развивается благодаря быстрой субдукции новых слэбов, варьирует во времени и пространстве. Это действие эффекта разупрочнения хорошо видно при сравнении данной модели с моделью стрейн-независимой вязкости, при той же *PT*-зависимости [Баранов, Бобров, 2011; Бобров, Баранов, 2011]. Отделения слэбов там не происходило и субдукция протекала существенно более плавно. Кроме того, исследованная там модель демонстрировала существенно более стабильные, медленно перемещающиеся зоны субдукции, в то время как в модели, представленной здесь, места погружения холодных слэбов мигрируют скачкообразно, что приводит к непрерывной реорганизации мантийных течений.

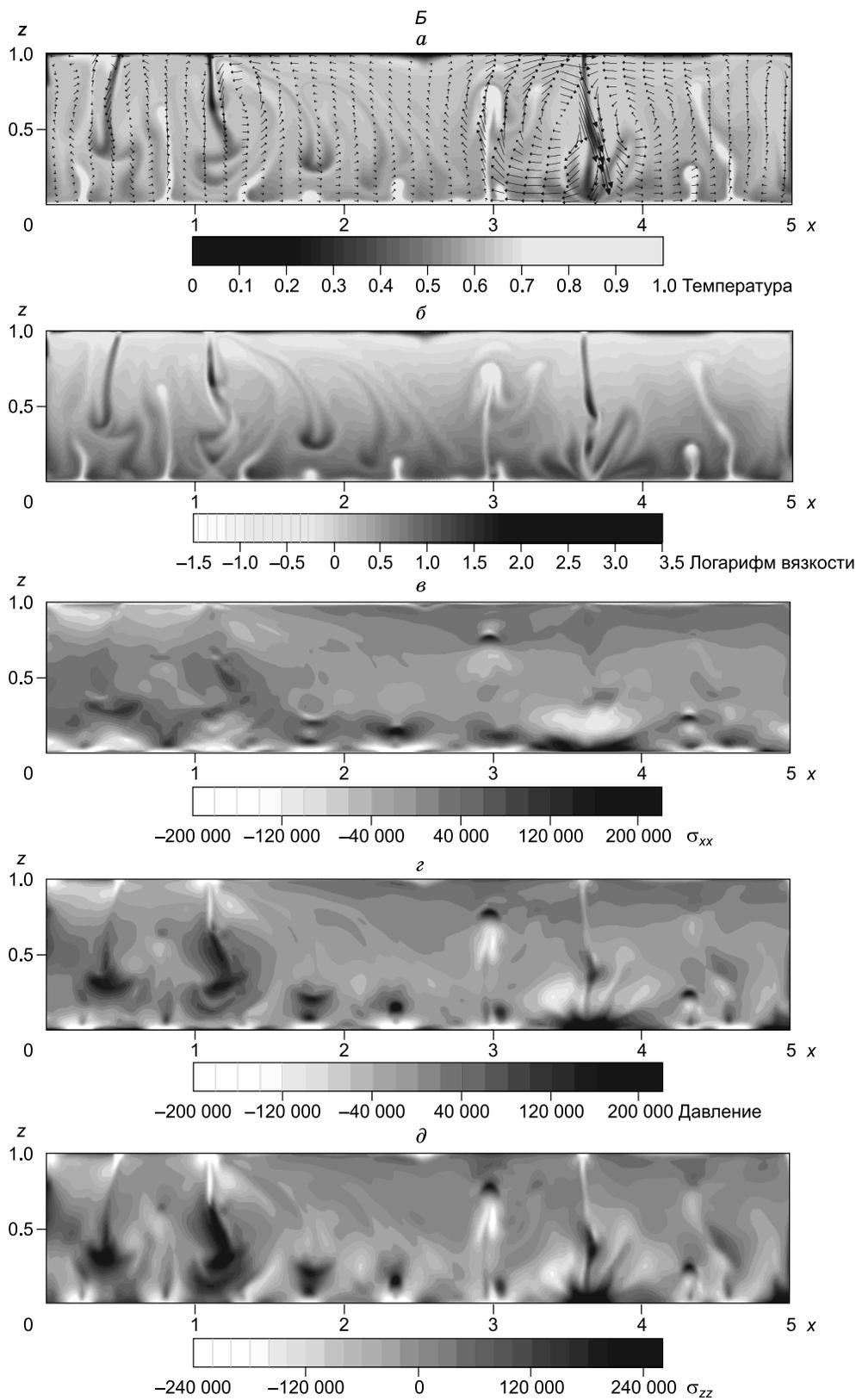
Течения в модели сильно сконцентрированы в областях погружающихся слэбов. На представленных стадиях скорости погружающихся слэбов и примыкающего вещества превышают скорость, усредненную по всему объему модели, в 6—9 раз. Например, на стадии $t = t_2 = 0.60 \cdot 10^{-4}$ (см. рисунок, *B*) скорость падающего слэба составляет около 9900 в безразмерной форме, или $9900 \cdot 1.08 \cdot 10^{-3}$ см/год = 10.7 см/год. При этом скорость вещества мантии, усредненная по всему объему мантии, составляет 1.65 см/год, а максимальные скорости на поверхности — около 5 см/год. Нестационарность процесса во времени также четко выражена: скорости самих слэбов варьируют от стадии к стадии в 2—5 раз.

Пространственно-временное распределение вязкости

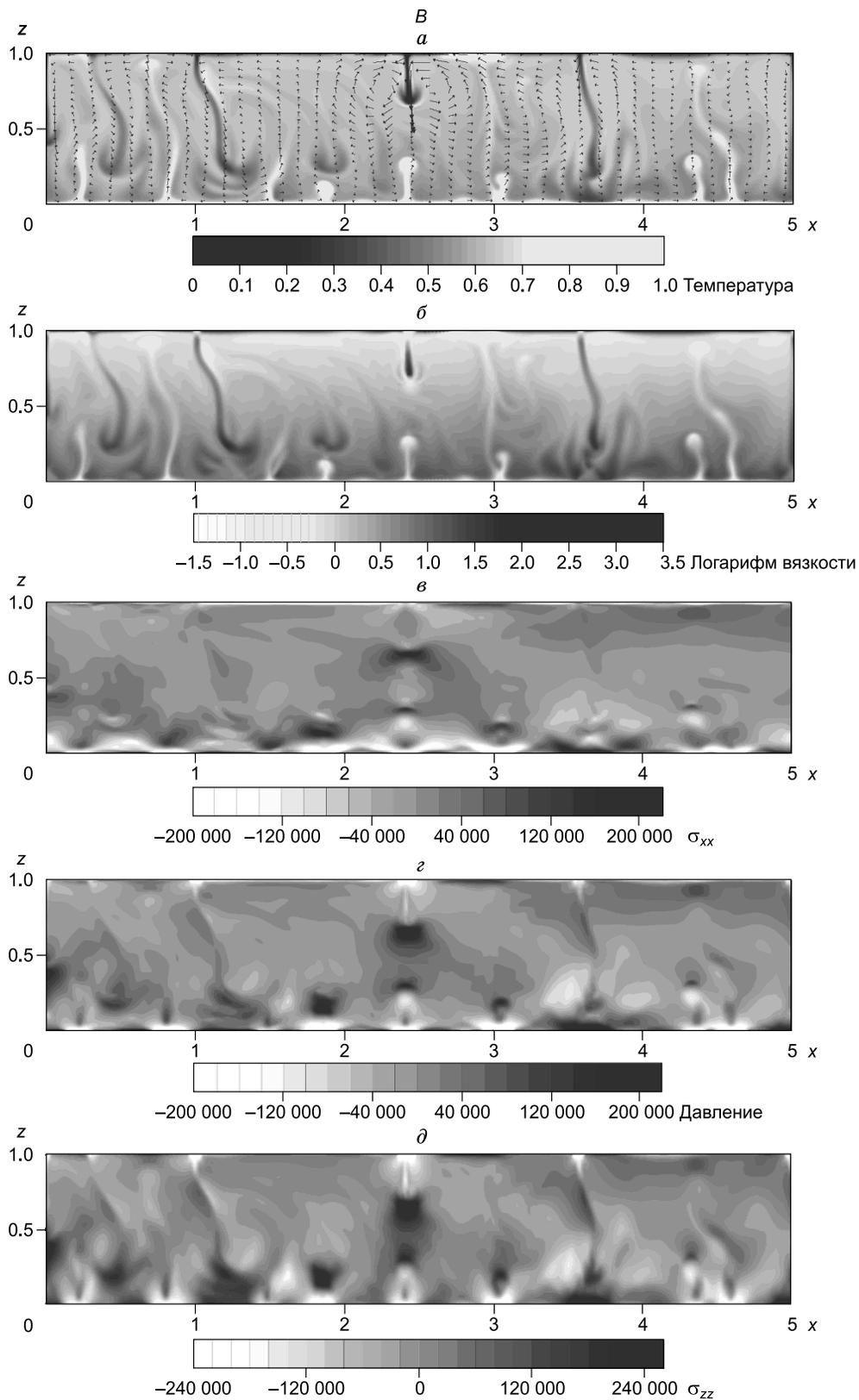
Распределение вязкости показано изолиниями в логарифмической шкале (см. рисунок, *A—Г; б*). Вязкость в целом возрастает с увеличением глубины; в нижнем слое нижней мантии она становится на порядок больше, чем вязкость верхней мантии. Это происходит как из-за роста давления с глубиной, так и из-за охлаждения нижней мантии погружающимися холодными слэбами. Модельное поле вязкости показывает также значительные пространственные вариации в нижней мантии. Будучи температурно-зависимым, распределение вязкости также отслеживает и горячие восходящие струи.



В то время как локально структура вязкости сильно зависит от времени, общая картина вязкости мантии в модели остается неизменной. Упавшие ранее, скупившиеся остатки литосферных слэбов находятся в нижней области мантии над тепловым погранслоем. Они постепенно прогреваются и становятся неотличимы от окружающего материала по температуре и вязкости, тогда как новые слэбы продолжают падать. Слой D'' (погранслой на границе ядро—мантия) формируется за счет градиента температуры на

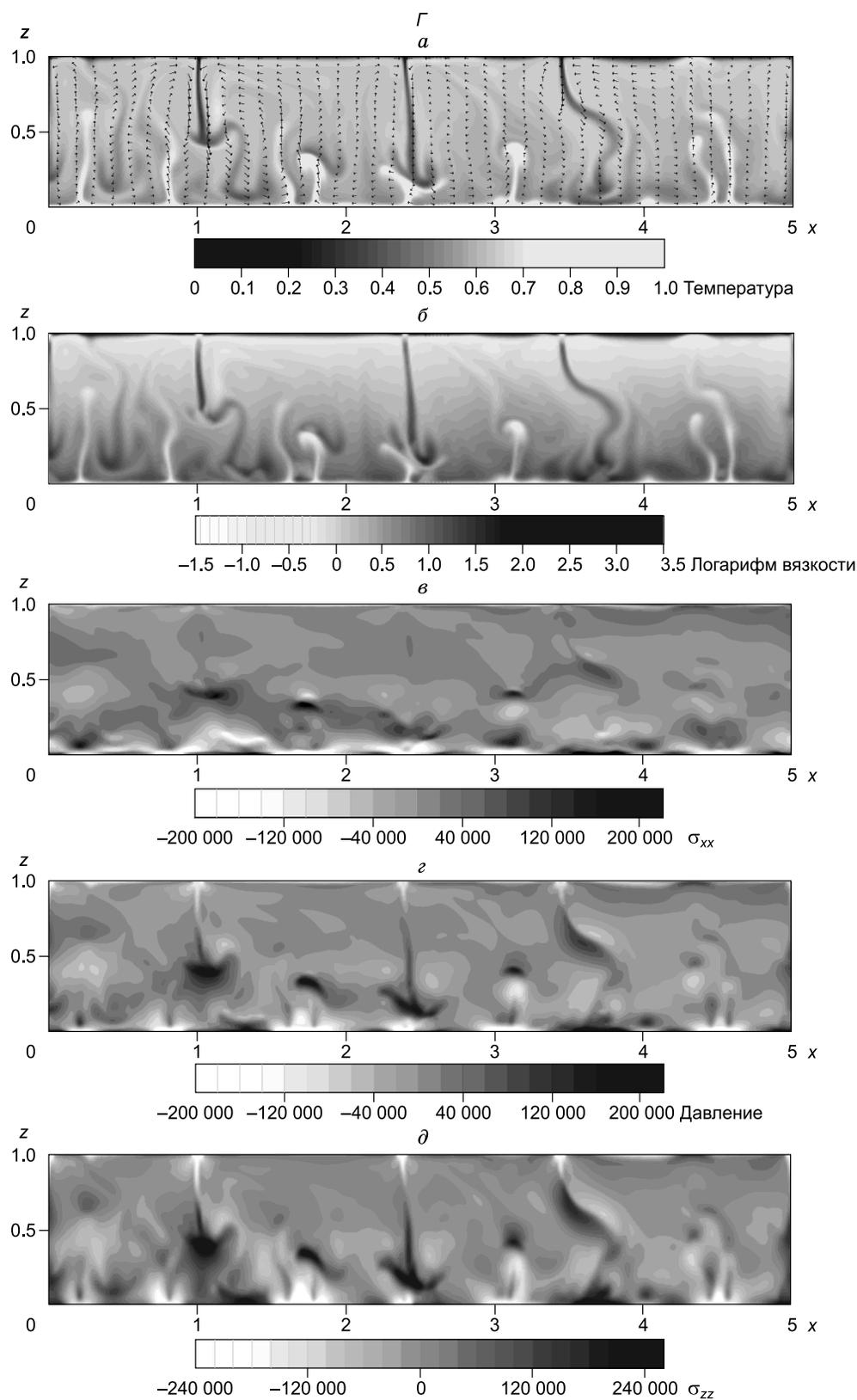


границе ядро—мантия. Химические неоднородности, имеющие место в реальной Земле, рассматриваемые в работах [Dobretsov et al., 2008; Torsvik et al., 2010], модель не учитывают. В нашей модели, являющейся общемантийной, не принимались во внимание некоторые локальные эффекты, такие как частичное плавление вещества мантии в плюмах, что может вести к весьма важным изменениям [Полянский и др., 2012].



Модель мантии с вязкопластической реологией.

A — Γ — стадии 1—4 соответственно. A — начальный момент времени, $t = 0$; B — $t = 0.6 \cdot 10^{-4}$; B — $t = 1.50 \cdot 10^{-4}$; Γ — $t = 2.84 \cdot 10^{-4}$. a — пространственное распределение безразмерной температуры и скоростей течений; скорости течений показаны стрелками с



максимальным значением 15 см/год; b — пространственное распределение безразмерной вязкости (шкала вязкости логарифмическая); e — поле величин безразмерного нормального горизонтального напряжения σ_{xx} , тона от белого до светло-серого соответствуют надлитостатическим напряжениям растяжения (отрицательные значения), темно-серые — сжатия; z — поле величин безразмерного надлитостатического давления p ; d — поле величин безразмерного нормального вертикального напряжения σ_{zz} .

Зависимость вязкости от стрейн-инварианта (12) сильно воздействует на модельные результаты и приводит к относительно легкому отделению и падению слэбов. В областях больших деформаций слэбы проявляют вязкопластические свойства; с принятыми здесь параметрами, вязкость там падает более чем на два порядка. Эти относительно малые области размягчения в основании отделяющихся слэбов (светлый тон) можно видеть в поле вязкости (см. рисунок, $A-G$, б). Видны также слои пониженной вязкости (светлый тон), возникающие в областях, непосредственно примыкающих к быстропогружающимся слэбам, и образующие собой слой смазки.

Поля напряжений

Поля σ_{xx} , p и σ_{zz} представлены на рисунке, $A-G$; σ — δ . Значения горизонтальных σ_{xx} напряжений в основной части мантии (т.е. в мантийных областях, которые не содержат восходящих и нисходящих потоков мантии) находятся в диапазоне $\pm 25\ 000$ в безразмерных величинах, что соответствует ± 6 МПа в размерном виде. Безразмерное надлитостатическое давление p в основной части мантии варьирует в пределах $\pm 35\ 000$, или около ± 8 МПа, в то время как вертикальные напряжения σ_{zz} изменяются в пределах $\pm 45\ 000$, или около ± 10.5 МПа при числе Рэлея, принятом равным $2 \cdot 10^7$.

Высокая концентрация напряжений имеет место в погружающихся высоковязких слэбах и в их окрестности. Напряжения достигают здесь $200\ 000$ безразмерных единиц, или 50 МПа в размерном виде. Таким образом, они примерно в 6 раз больше, чем максимальные значения в удаленных от слэбов областях, где потоки формируются пассивно. Большие аномалии напряжений сжатия возникают в головных частях нисходящих слэбов и восходящих плюмов, т.е. в местах с резким градиентом скоростей потока (см. рисунок, A ; σ , δ , сжимающие напряжения показаны темными оттенками серого), $x = 3.6-3.8$, $z = 0.3-0.4$; $x = 2.9-3.1$, $z = 0.4-0.6$. Растягивающие напряжения в основном соответствуют шейкам субвертикальных потоков и достигают приблизительно тех же значений около 50 МПа (см. рисунок, A ; σ , δ , светлые тона), $x = 3.5-3.7$, $z = 0.5-1.0$; $x = 2.8-3.3$, $z = 0.0-0.3$. В то же время аномалии горизонтальных напряжений σ_{xx} более умеренны, чем аномалии σ_{zz} и p .

Напомним, что рассматриваемое в работе давление p является надлитостатическим. С учетом литостатической компоненты давление, σ_{xx} и σ_{zz} становятся сжимающими уже на очень небольшой глубине.

В рамках рассмотренной модели мы получили, что поля напряжений демонстрируют значительные пространственные вариации в нижней мантии. Полученный здесь результат является численным подтверждением современных представлений о выраженной неоднородности нижней мантии. Кроме того, сами величины напряжений здесь существенно выше, чем в верхних слоях мантии. Обе эти особенности полей напряжений в нижней мантии вызваны наличием многочисленных горячих плюмов, которые проникают через остатки упавших высоковязких слэбов [Helffrich, Wood, 2001; Steinberger, 2001], находящихся над тепловым погранслоем.

Области высоких напряжений не являются стационарными и перемещаются в соответствии с мантийными течениями. Приведенные здесь рисунки показывают, что общий характер полей напряжений за представленный интервал времени (75 млн лет) не изменяется, в то время как локально, с точки зрения локального наблюдения, структура полностью модифицировалась. Таким образом, локально структуры полей напряжений сильно зависят от времени.

Как видно (см. рисунок), напряжения концентрируются в высоковязких холодных слэбах и в меньшей степени в маловязких восходящих плюмах. Размер областей высоких аномалий напряжений, создаваемых нисходящими слэбами, примерно втрое больше размера аналогичных областей, вызванных плюмами.

В рамках данной модели полученная концентрация напряжений в областях погружающихся плит дает, в терминах напряжений, ответ на вопрос о том, где мантийная конвекция происходит активно и где пассивно только из-за вовлечения в общую циркуляцию. Как показывают результаты настоящих расчетов полей напряжений, активным фактором в модели являются океанические слэбы с отрицательной плавучестью (что хорошо согласуется с результатами других исследователей [Zhong et al., 2000; Capitanio et al., 2009]) и в примерно трехкратно меньшей степени для нашей модели восходящие плюмы.

Это различие хорошо выражено также на верхней границе, где роль нисходящих потоков явно преобладает. Таким образом, в областях рифтовых зон на поверхности мантийные течения происходят в большей степени пассивно (чем активно, под действием местных восходящих мантийных течений).

Различия между полями σ_{xx} , σ_{zz} и давления

Наше моделирование обнаруживает существенные различия между полями σ_{xx} , σ_{zz} и давления p . Эти поля по-разному чувствительны к структурам мантийных течений. Поле σ_{xx} хорошо выявляет субгоризонтальные части течений и почти не показывает вертикальные (см. рисунок). Наоборот, поле σ_{zz} в основном отражает вертикальные субструктуры течений. Поле давления p отображает области обоих

типов. Оно выявляет как субвертикальные, так и субгоризонтальные части слэбов и плюмов, показывая их протяженные «хвосты» (высокие надлитостатические напряжения растяжения) с более широкой головной частью (высокие напряжения сжатия).

Таким образом, на каждом этапе поле давления p значительно отличается от полей горизонтальных $\sigma_{xx} = p - \tau_{xx}$ и вертикальных $\sigma_{zz} = p - \tau_{zz}$, $\sigma_{zz} = p + \tau_{xx}$ напряжений. Последнее соотношение является следствием уравнения неразрывности (1). Поле давления p является средним по полям σ_{xx} и σ_{zz} : $p = (\sigma_{xx} + \sigma_{zz})/2$.

Различия полей напряжений σ_{xx} и σ_{zz} качественно прямо следуют из их определения (8), (9). Различная степень проявления субвертикальных мантийных потоков в полях σ_{xx} , p и σ_{zz} имеет ту же природу, как и в случае капли тяжелого вещества, которая погружается в жидкость под действием собственного веса. Шейка капли наиболее сильно растянута вдоль направления погружения (что проявляется в поле σ_{zz}), тогда как наименьшие аномалии растяжения имеют место в перпендикулярном (горизонтальном) направлении, т.е. в σ_{xx} . Эти напряжения растяжения σ_{xx} понижены из-за того, что окружающее шейку вещество легко подсасывается (без поворота) в субгоризонтальном направлении, замещая уходящее вещество утоняющейся шейки.

Таким образом, качественное рассмотрение позволяет ожидать различия между полями горизонтальных, вертикальных напряжений и давления. Однако чтобы найти этот эффект количественно и определить, является ли он слабым, умеренным или (как в нашем случае) значительным, и необходимо численное моделирование. Наш численный эксперимент показывает, что поля в рассмотренной модели различаются областями в мантии размером в сотни километров, где одно из полей показывает величины, превышающие типичные почти на порядок (до 50 МПа), в то время как в другом поле аномалии в этой области почти отсутствуют.

Структура мантийных течений наиболее отчетливо выражена в поле σ_{zz} (диапазон изменений величин σ_{zz} шире, чем у полей σ_{xx} и p).

ВЫВОДЫ

1. По сравнению с моделями, исследованными в нашей предыдущей работе [Баранов, Бобров, 2011], настоящая модель показывает значительные отличия. Она демонстрирует отрыв слэбов; скачкообразное перемещение зон субдукции; показывает большие пространственные и временные неоднородности напряжений и скоростей в области субдукции океанической плиты. Вследствие облегчения ухода литосферных плит с поверхности в мантию модель показывает незаниженные значения скоростей движения (до 5 см/год на поверхности, около 10 см/год для интенсивно погружающихся слэбов), а также теплового потока на поверхности. Как демонстрируют результаты данного численного эксперимента, рассмотренная реология обеспечивает правдоподобные (не чрезмерно большие) величины напряжений в мантии и слэбах. Таким образом, учет эффекта пластической деформации существенно изменяет поведение модели, приближая его к реальной картине.

2. В рассматриваемой модели типичные значения σ_{xx} , надлитостатического давления p и σ_{zz} в частях мантии, где нет энергичных течений, находятся в модели в диапазоне ± 6 , ± 8 , ± 10 МПа соответственно. В областях интенсивно погружающихся слэбов значения этих надлитостатических величин существенно больше и достигают примерно ± 50 МПа. После отделения слэбов напряжения возрастают и в прилегающей зоне мантии, что вызывается вязким взаимодействием с быстропогружающимся слэбом. Эти полученные в терминах напряжений результаты численно показывают, что конвекцию в мантии в основном движут силы отрицательной плавучести тонущих слэбов, в то время как восходящие плюмы играют лишь дополнительную роль (для рассмотренной здесь модели приблизительно трехкратно меньшую).

3. Обнаружены существенные различия между полями σ_{xx} , σ_{zz} и давления. Поле давления выявляет как вертикальные, так и горизонтальные структуры слэбов и плюмов. Поле σ_{xx} выявляет горизонтальные структуры и не отображает вертикальные. Наоборот, поле σ_{zz} отражает главным образом субвертикальные структуры. В рассмотренной модели эти поля различаются областями в мантии размером в сотни километров, где одно из полей показывает величины, превышающие типичные почти на порядок (до 50 МПа), в то время как в другом поле аномалии в этой области почти отсутствуют. Из трех рассмотренных полей структуру мантийных течений наиболее выражено показывает поле σ_{zz} (диапазон изменений величин σ_{zz} шире, чем у полей σ_{xx} и p).

4. Модель прогнозирует наличие относительно холодных, не успевших полностью прогреться, остатков литосферных слэбов в низах мантии Земли. Причиной является происходящее, вследствие пластических свойств слэбов, их более быстрое отделение и последующее погружение. Горячие плюмы, проникающие через эти высоковязкие остатки, а также новые опускающиеся слэбы вызывают интенсивные поля напряжений в нижней мантии, которые сильно неоднородны в пространстве и времени. Эти же причины вызывают неровность верхней поверхности слоя D''.

Рассмотренная модель упрощена в ряде отношений. Нашей целью было выявить основные особенности и тенденции в эволюции структуры течений и полей напряжений. В дальнейшем использование моделей с более сложной реологией позволит построить модельные представления, более точно описывающие реальные поля напряжений в мантии Земли.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 12-05-33066 мол_а_вед, 13-05-01123), гранта ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» Министерства образования и науки РФ № 2012-1.2.2-12-000-1008-4378 (контракт № 8335) и гранта для молодых кандидатов наук Министерства образования и науки РФ № МК-531.2011.5.

Авторы благодарны О.П. Полянскому (ИГМ СО РАН), А.Г. Кирдяшкину (ИГМ СО РАН) и Г.Г. Черных (ИВТ СО РАН) за конструктивные замечания, способствовавшие улучшению рукописи. Авторы также выражают особую признательность авторам двумерной программы Citcom Л. Мореси, Ш. Жонгу, М. Гурнису и другим.

ЛИТЕРАТУРА

Баранов А.А., Бобров А.М. Влияние распределения вязкости на структуру двумерной мантийной конвекции и поля напряжений // *Физика Земли*, 2011, № 7, с. 19—29.

Бобров А.М. Численное моделирование распределения горизонтальных напряжений в движущейся континентальной плите // *Физика Земли*, 2010, № 6, с. 19—27.

Бобров А.М., Баранов А.А. Горизонтальные напряжения в мантии и в движущемся континенте для двумерной мантийной конвекции с переменной вязкостью // *Физика Земли*, 2011, № 9, с. 57—71.

Добрецов Н.Л. Глобальная геодинамическая эволюция Земли и глобальные геодинамические модели // *Геология и геофизика*, 2010, т. 51 (6), с. 761—784.

Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А. Глубинная геодинамика. Новосибирск, Изд-во СО РАН, филиал «Гео», 2001, 408 с.

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.

Полянский О.П., Коробейников С.Н., Бабичев А.В., Ревердатто В.В. Формирование и подъем мантийных диапиров через литосферу кратонов на основе численного термомеханического моделирования // *Петрология*, 2012, № 2, с. 136—155.

Трубицын В.П. Перемещения хребтов и зон субдукции в моделях мантийной конвекции с литосферными плитами // *Физика Земли*, 2010, № 10, с. 5—14.

Трубицын В.П., Баранов А.А., Харьбин Е.В. Численные модели субдукции океанической коры с базальтовыми плато // *Физика Земли*, 2007, № 7, с. 3—10.

Bobrov A.M., Trubitsyn A.P. Numerical model of the supercontinental cycle stages: integral transfer of the oceanic crust material and mantle viscous shear stresses // *Stud. Geophys. Geod.*, 2008, v. 52, p. 87—100.

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 Appl. Mech. Eng.*, 1982, v. 32, p. 199—259.

Butler S.L., Jarvis G.T. Stresses induced in continental lithospheres by axisymmetric spherical convection // *Geophys. J. Int.*, 2004, v. 157, p. 1359—1376, doi: 10.1111/j.1365-246X.2004.02257.x.

Capitanio F.A., Morra G., Goes S. Dynamics of plate bending at the trench and slab-plate coupling // *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 2009, v. 10, Q04002, doi:10.1029/2008GC002348.

Christensen U.R. Heat transport by variable viscosity convection for the Earth's thermal evolution // *Phys. Earth Planet. Int.*, 1984, v. 35, p. 264—282.

Dobretsov N.L., Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., Vernikovskiy V.A., Gladkov I.N. Modelling of thermochemical plumes and implications for the origin of the Siberian traps // *Lithos*, 2008, v. 100, p. 66—92.

Faccenna C., Becker T.W. Shaping mobile belts by small-scale convection // *Nature*, 2010, v. 465, p. 602—605, doi:10.1038/nature09064.

Helfrich G., Wood B.J. The Earth's mantle // *Nature*, 2001, v. 412, p. 501—507, doi:10.1038/35087500.

Hughes T.J.R. The finite element method: linear static and dynamic finite element analysis. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1987, 825 p.

Karato S., Wu P. Rheology of the upper mantle: a synthesis // *Science*, 1993, v. 260, p. 771—778.

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, v. 5, Q01L01, doi:10.1029/2003GC000583.

- McNamara A., Karato S., van Keken P.** Localization of dislocation creep in the lower mantle: implications for the origin of seismic anisotropy // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2001, v. 191, p. 85—99.
- Mei S., Bai W., Hiraga T., Kohlstedt D.L.** Influence of melt on the creep behavior of olivine-basalt aggregates under hydrous conditions // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2002, v. 201, p. 491—507.
- Moresi L.N., Gurnis M.** Constraints on the lateral strength of slabs from three dimensional dynamic flow models // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 1996, v. 138, p. 15—28.
- Moresi L.N., Solomatov V.** Mantle convection with a brittle lithosphere: thoughts on the global tectonic styles of the Earth and Venus // *Geophys. J. Int.*, 1998, v. 133, p. 669—682.
- Nakakuki T., Hamada C., Tagawa M.** Generation and driving forces of plate-like motion and asymmetric subduction in dynamical models of an integrated mantle-lithosphere system // *Phys. Earth Planet. Int.*, 2008, v. 166, p. 128—146.
- Ranalli G.** *Rheology of the Earth.* London, Chapman and Hall, 1995, 413 p.
- Schubert G., Turcotte D.L., Olson P.** *Mantle convection in the Earth and planets.* New York, Cambridge Univ. Press, 2001, 940 p.
- Simon K., Huismans R.S., Beaumont C.** Dynamical modeling of lithospheric extension and small-scale convection: implications for magmatism during the formation of volcanic rifted margins // *Geophys. J. Int.*, 2009, v. 176, p. 327—350.
- Steinberger B.** Slabs in the lower mantle — results of dynamic modelling compared with tomographic images and the geoid // *Phys. Earth Planet. Int.*, 2001, v. 118, p. 241—257.
- Steinberger B., Schmeling H., Marquart G.** Large-scale lithospheric stress field and topography induced by global mantle circulation // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2001, v. 186, p. 75—91.
- Torsvik T.H., Burke K., Steinberger B., Webb S.J., Ashwal L.D.** Diamonds sampled by plumes from the core-mantle boundary // *Nature*, 2010, v. 466, p. 352—355, doi: 10.1038/nature09216.
- Turcotte D.L., Schubert G.** *Geodynamics.* New York, Cambridge Univ. Press, 2002, 456 p.
- Yoshida M.** Temporal evolution of the stress state in a supercontinent during mantle reorganization // *Geophys. J. Int.*, 2010, v. 180, p. 1—22, doi: 10.1111/j.1365-246X.2009.04399.x.
- 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 // *J. Geophys. Res.*, 2000, v. 105, p. 11063—11082.

*Рекомендована к печати 11 октября 2013 г.
О.П. Полянским*

*Поступила в редакцию 4 февраля 2013 г.,
после доработки — 31 июля 2013 г.*