



<https://doi.org/10.5800/GT-2018-9-4-0400>

THE FIRST-APPROXIMATION MODEL SHOWING THE OCCURRENCE OF EPICONTINENTAL SEDIMENTARY BASINS DUE TO CONVECTIVE INSTABILITY OF THE THERMAL LITHOSPHERE

B. V. Lunev, V. V. Lapkovsky

A.A. Trofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics, Siberian Branch of RAS, Novosibirsk, Russia

Abstract: Modern computational technologies make it possible to simulate practically any concept developed by geologists to investigate the processes of formation of the structures under study, including diametrically opposed ones. Today's trend is to create complex 'realistic' models. Such models are based on a large number of parameters with properly set values and simulate the settings that can be viewed similar to the real situations. However, the adequacy of both the models themselves and the concepts used as the basis for simulation remains the issue of debate. Apparently, it is required to specify a general approach to theoretical constructions in geodynamics, which should ensure that the scope of applicability of the models can be correctly evaluated. Such an approach can be implemented by successive approximations based on the fundamental results of the theory of simple liquids with damping memory, the most general description of irreversible deformation of materials under non-isotropic stress. It is critical to correctly formulate a model in the first approximation. It should be fairly simple and based on reliably established experimental facts, give adequate and clearly interpretable non-trivial results and allow further logical refinement of the details, i.e. the next approximations. This article presents an attempt to strictly follow the requirements and consistently construct a model that can show the occurrence of large epicontinental sedimentary basins, the origin of which has been in the focus of geological studies for many years. Our model is based on the following reliably established facts: (1) at the surface of the planet, in continental areas there is an approximately 300-km-thick thermal boundary layer (TBL), wherein the temperature drop amounts to ~1300–1500 °C; (2) the material of the lithosphere, including the crust, is irreversibly deformed during slow geological processes; (3) the continental crust is the thick layer that is less dense than the material of the mantle. The numerical experiments demonstrate free convection in the upper mantle, which induces countercurrents in the light crust and leads to the occurrence of sedimentary basins above the ascending flows and uplifts above the descending flows, which form platform shields during the transition to the quasi-stationary mode. The parameters of the typical structures formed in the lithosphere and the crust and the sedimentary basins proper are estimated. Revealed are the stages of their evolution, which correlate with the available geological and geophysical data, except for the effects caused, in our opinion, by the higher temperature of the mantle and the dynamics of the resultant melt. (Our next publications will describe modeling with account of decompression melting of the mantle material and separation, migration and freezing of the resultant melt.) The proposed first-approximation model can be used to describe a wide variety of geodynamic processes of similar scales.

Key words: sedimentary basin; platform shield; numerical simulation; convection; thermal lithosphere

RESEARCH ARTICLE

Received: March 22, 2018

Revised: July 6, 2018

Accepted: August 22, 2018

For citation: Lunev B.V., Lapkovsky V.V., 2018. The first-approximation model showing the occurrence of epicontinental sedimentary basins due to convective instability of the thermal lithosphere. *Geodynamics & Tectonophysics* 9 (4), 1363–1380. doi:10.5800/GT-2018-9-4-0400.

Для цитирования: Лунёв Б.В., Лапковский В.В. Модель первого приближения формирования эпиконтинентальных осадочных бассейнов вследствие конвективной неустойчивости термической литосферы // *Геодинамика и тектонофизика*. 2018. Т. 9. № 4. С. 1363–1380. doi:10.5800/GT-2018-9-4-0400.

МОДЕЛЬ ПЕРВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЭПИКОНТИНЕНТАЛЬНЫХ ОСАДОЧНЫХ БАСЕЙНОВ ВСЛЕДСТВИЕ КОНВЕКТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТЕРМИЧЕСКОЙ ЛИТОСФЕРЫ

Б. В. Лунёв, В. В. Лапковский

Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука, Новосибирск, Россия

Аннотация: Современные вычислительные возможности позволяют реализовать в виде расчетных моделей практически любые представления геологов о процессах формирования изучаемых структур, в том числе и диаметрально противоположные. При этом существует стремление использовать сложные, так называемые «реалистические» модели. Большое число параметров в таких моделях, путем надлежащего подбора значений, позволяет для разных постановок получить в результате расчета картину, сходную с реальной. Таким образом, вопрос об адекватности как самих моделей, так и лежащих в их основе представлений остается открытым. По-видимому, требуется некий общий подход к теоретическим построениям в геодинамике, который позволит определять область пригодности разрабатываемых моделей. Такой подход может быть реализован путем последовательных приближений на основе фундаментальных результатов «Теории простых жидкостей с затухающей памятью» – наиболее общего описания необратимого деформирования материала под действием неізотропных напряжений. При этом важно правильно сформулировать модель первого приближения. Она должна быть достаточно проста, основана на надежно установленных экспериментальных фактах, давать в рамках своей детальности адекватные, понятным образом интерпретируемые, нетривиальные результаты и естественным образом позволять дальнейшее уточнение – развитие следующих приближений. В настоящей работе мы попытались строго и последовательно построить такую модель для описания процесса формирования крупных эпиконтинентальных осадочных бассейнов, вопрос о генезисе которых в течение многих лет находится в центре внимания геологов. Модель основана на нескольких надежно установленных фактах: 1) у поверхности планеты в континентальных областях существует тепловой погранслои толщиной ~300 км с перепадом температуры ~1300–1500 °С; 2) вещество литосферы, включая кору, необратимо деформируется в исследуемых медленных геологических процессах; 3) континентальная кора является довольно мощным слоем, с малой, по сравнению с мантией, плотностью. Проведенные численные эксперименты показали развитие в верхней мантии свободной конвекции, индуцирующей в легкой коре противотечение, вызывающее формирование над восходящими потоками осадочных бассейнов, а над нисходящими – поднятий, образующих при переходе к квазистационарному режиму платформенные щиты. Расчеты воспроизводят характерные структуры литосферы, коры и собственно осадочных бассейнов и этапы их эволюции, соответствующие имеющимся геолого-геофизическим данным, за исключением эффектов, обусловленных, как мы полагаем, более высокой температурой мантии и динамикой возникающего при этом расплава. (Включение в модель описания декомпрессионного плавления мантийного вещества, сепарации, миграции и замерзания образующегося расплава предполагается в наших следующих публикациях). Предложенная модель первого приближения пригодна для описания широкого класса геодинамических процессов подобного масштаба.

Ключевые слова: осадочный бассейн; платформенный щит; численное моделирование; конвекция; термическая литосфера

*«Для ясного понимания проблемы не следует надевать на тощий скелет экспериментальных фактов слишком сложные математические одежды»
академик Л. А. Арцимович*

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о генезисе крупных эпиконтинентальных осадочных бассейнов в течение многих лет находится в центре внимания геологов в связи с ключевой ролью этого процесса в формировании структуры континентов и с тем, что к таким бас-

сейнам (включая отложения шельфов и материковых склонов) приурочены основные промышленные запасы углеводородов. Наибольшее развитие получила концепция, связывающая образование бассейнов с растяжением литосферы – пассивным (под действием удаленных нагрузок), активным (в результате всплывания мантийного диапира) или

их комбинацией [Huismans et al., 2001]. Однако получаемые при этом выводы о значительном растяжении коры противоречат имеющимся геолого-геофизическим данным по реальным бассейнам [Artyushkov, 2010]. В связи с этим развивается подход к объяснению образования бассейнов за счет погружения в результате эклогитизации нижних горизонтов коры [Artyushkov, 1993] или литосферы [Ismail-Zade et al., 1994]. Но, как указывается в дискуссионной статье [Dobretsov, Polyansky, 2010], представления о массивированной эклогитизации нижних горизонтов коры противоречат имеющимся петрологическим и геофизическим данным, а возможное, в принципе, образование эклогитов у подошвы литосферы не позволяет объяснить достаточно быстрое формирование глубоких бассейнов. Там же указывается, со ссылкой на работы [Huismans et al., 2001; Huismans, Beaumont, 2003; Burov, Poliakov, 2001], что численные модели формирования глубокого прогиба в результате спрединга, с локализацией растяжения в верхних горизонтах мантии, при слабых деформациях коры можно получить, используя сложные (так называемые «реалистические») реологические описания коры и верхней мантии. В общем, это не вызывает сомнений, но такой путь представляется бесперспективным по следующим соображениям.

Мощное развитие вычислительной техники и вычислительных методов механики сплошных сред в последние десятилетия сделало возможными сложные постановки задач в геодинимическом моделировании, как в части геометрии рассматриваемой области и граничных условий, так и в части используемых реологических уравнений. Благодаря этому появилась возможность реализовать в виде расчетных моделей практически любые представления геологов о процессах формирования изучаемых структур. Однако представления эти у разных геологов разные, иногда диаметрально противоположные (а бывает, что и фантастические). А поскольку, благодаря открывшимся возможностям, формулируются сложные, так называемые «реалистические», модели, описываемые большим числом параметров, значения которых могут задаваться в очень широких пределах, а иногда и вовсе произвольно, их надлежащий подбор для любой постановки позволяет получить в результате расчета картину, более или менее сходную с реальной (в смысле проверяемых следствий). Получаемые таким образом результаты, в силу их равноценности для разных постановок, малоинформативны.

Конечно, можно надеяться, что в итоге широкого применения различных моделей для воспроизведения реальных геологических ситуаций произойдет «естественный отбор», который выявит наиболее адекватные геодинимические модели,

как в смысле типа, так и в смысле коридора значений используемых параметров. Однако для создания геодинимической теории более конструктивным представляется путь последовательных приближений.

В этом случае важно правильно сформулировать модель первого приближения. Она должна быть достаточно проста, включать минимум произвольных параметров, давать в рамках своей детальности адекватные, понятным образом интерпретируемые, нетривиальные результаты и естественным образом позволять дальнейшее уточнение – развитие следующих приближений.

В настоящей работе мы попытались со всей возможной строгостью и последовательностью построить такую модель для описания процесса формирования крупных эпиконтинентальных осадочных бассейнов и сопутствующих геологических явлений.

2. МЕТОДИКА

Основной произвол при формулировании геодинимической модели обычно связан с выбором реологического уравнения и его параметров. Выбор макроскопического описания деформирования вещества в геологических процессах затруднен широким диапазоном термодинамических и иных условий, множественностью одновременно действующих механизмов деформации (от перекристаллизации, диффузионной и дислокационной ползучести, скольжения по границам зерен и макродефектам до хрупкого разрушения и относительного перемещения более или менее крупных блоков) и, главное, очень большими пространственно-временными масштабами, сильно отличающимися от обычных для практики, и связанной с этим невозможностью проведения прямого контролируемого эксперимента.

В связи с этим при геодинимическом моделировании реологические уравнения выбираются достаточно произвольно, на основании тех или иных эвристических соображений и в зависимости от разработанных методов. Более целесообразным в таких обстоятельствах представляется использование максимально общего и строгого формального подхода, соответствующего концепции сплошной среды.

Прежде всего заметим, что нас интересует описание медленных необратимых деформаций. В наиболее общем виде поведение вещества, необратимо деформируемого под действием неизотропного напряженного состояния, описывается «Теорией простых жидкостей с затухающей памятью», определяющей напряжение как функционал истории де-

формирования окрестности точки по всему прошлому [Astarita, Marucci, 1974]. В рамках этой теории показано, что в случае медленного деформирования общее реологическое уравнение, без каких-либо специальных предположений относительно вида этого функционала, может быть разложено по степеням малого параметра (выражающего «медленность» течения) в сходящийся ряд (так, что остаток ряда не превосходит последнего оставленного члена).

В нулевом приближении общее уравнение вырождается в уравнение идеальной жидкости. Это означает, что гидростатика одинакова для всех материалов с затухающей памятью, а чрезвычайно медленная деформация может быть представлена серией гидростатических состояний.

Следующим – первым – приближением является уравнение несжимаемой ньютоновской жидкости, корректно описывающее деформирование материала до тех пор, пока оно остается достаточно медленным – пока скорость деформации остается меньше критической величины $\dot{\epsilon}_{кр} \sim O(L^{-1})$, где L – так называемое «естественное время», определяющее глубину памяти материала. Ньютоновская вязкость μ при этом трактуется как «естественная вязкость» материала. Для материалов с псевдопластичным поведением, которое демонстрируют горные породы при всех механизмах деформации, эта величина определяется как верхняя асимптота вискозиметрических вязкостей при стремящейся к нулю скорости деформации. Собственно говоря, только этой величиной и можно оперировать, описывая среду как ньютоновскую жидкость.

Для описания более интенсивных деформаций необходимо использовать следующие, нелинейные, приближения общего реологического уравнения, вводя соответствующие параметры при следующих членах разложения (степенях скорости деформации), выражающие влияние памяти и упругости среды.

Значения любых реологических параметров материала, в том числе его естественной (ньютоновской) вязкости, строго могут быть определены только феноменологически, путем экспериментов, в которых реализуется какой-либо из специальных (реометрических) видов течения того же пространственно-временного масштаба, что и процесс, для описания которого их предполагается использовать. О невозможности такого эксперимента в геодинамике уже упоминалось, но, к счастью, в ряде случаев в природе реализуются течения, близкие к реометрическим, и их анализ позволяет оценить значения интересующих нас параметров литосферы. Для Срединно-Атлантического хребта, где у поверхности имеет место деформация, близкая к течению с предысторией постоянного растяжения, получены

оценки $\dot{\epsilon}_{кр} \sim O(10^{-14} \text{ с}^{-1})$ и $\mu \sim O(10^{21} \text{ Па} \cdot \text{с})$ [Lunev, 1996]. Эта оценка критической скорости деформации согласуется с пороговым значением, характеризующим сейсмогенные зоны Земли [Nikonov, 1977]. Можно думать, что постоянно поддерживаемая разрывность деформаций и сейсмичность сопровождают отклик среды на сверхкритический темп деформирования в таких зонах, для описания которого нужно учитывать следующие, нелинейные, члены разложения общего реологического уравнения. В остальных случаях можно пользоваться ньютоновским описанием (которое будет верным первым приближением и для этих сверхкритических зон).

Очень близкие значения вязкости литосферы дают и другие оценки, сделанные, как предписывает теория, сугубо феноменологически, на основе анализа деформаций соответствующих пространственно-временных масштабов, без априорных спекуляций о возможных вариациях этого параметра, причем для весьма различных процессов и обстановок: анализ данных о постледниковом поднятии Фенноскандии дает значения $O(10^{21}) \text{ Па} \cdot \text{с}$ [Haskell, 1937; Heiskanen, Vening-Meinesz, 1958; Niskanen, 1948; Haskell, 1935; Haskell, 1936] (тот же результат получается при обработке новых данных по гляциоизостазии [Mitrovica, 1996]); о расползании пассивных континентальных окраин – $(10^{21} - 10^{22}) \text{ Па} \cdot \text{с}$ [Ushakov, 1966; Evison, 1960]; о релаксации тихоокеанских гайотов – $O(10^{21}) \text{ Па} \cdot \text{с}$ [Krass, 1973]; по данным современного анализа GPS-измерений и повторяемости землетрясений в Алтае-Саянской области – $O(10^{21}) \text{ Па} \cdot \text{с}$ [Timofeev et al., 2014]. Наконец, оценка вязкости мантии в целом $\mu = 5 \cdot 10^{21} \text{ Па} \cdot \text{с}$, исходя из размеров и интенсивности ее плотностных неоднородностей и характерной скорости движения плит, давалась Каулой [Kaula, 1977].

Можно думать, что величина $O(10^{21}) \text{ Па} \cdot \text{с}$ как раз и определяет «естественную вязкость» литосферы (с учетом приведенной оценки Каулы, может быть, и всей мантии).

Малая скорость деформации, кроме того, определяет исследуемые течения как ползущие, которые в каждый момент времени определяются приложенными внешними силами – объемными силами (в данном случае – силой тяжести g) и поверхностными нагрузками, действующими на границах рассматриваемого объема среды, тогда как силы инерции пренебрежимо малы. Это явствует из малости числа Рейнольдса $R = \frac{\rho v l}{\mu}$, которое при характерных значениях плотности $\rho \sim 3000 \text{ кг/м}^3$, скорости $v \sim O(10^{-9} \text{ м/с})$, линейном размере $l \sim O(10^5 - 10^6) \text{ м}$ и указанной величине вязкости оценивается как $R \leq 10^{-21}$.

Таким образом, имеем уравнения несжимаемой ньютоновской жидкости:

$$T_{ij} = -\delta_{ij}P + 2\mu\dot{\epsilon}_{ij}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot v = 0 \quad (2)$$

и уравнение баланса импульса в стационарной форме:

$$\nabla \cdot T = -\rho g. \quad (3)$$

Здесь T – тензор напряжений, v – скорость течения, $\dot{\epsilon}$ – тензор скорости деформаций $\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$, P – давление, δ_{ij} – дельта Кронекера, μ – коэффициент вязкости.

Принятая оценка вязкости литосферы приводит к очевидному предположению о механизме формирования эпиконтинентальных бассейнов. Толщина термической литосферы (слоя со сверхадиабатическим градиентом температуры, формирующегося у поверхности планеты в результате глобальной конвекции) в континентальных областях превосходит 200 км. Например, согласно термодинамическим моделям, построенным по данным о тепловом потоке, петрологической термобарометрии и ГСЗ [Prokofiev et al., 2009], толщина этого слоя для Сибирской платформы оценивается величиной $H \sim 310\text{--}350$ км с температурой на подошве $\theta \sim 1350\text{--}1450$ °С. Принимая значения $H = 300$ км и $\theta = 1300$ °С (при температуре на верхней границе 0 °С), плотности $\rho = 3 \cdot 10^3$ кг/м³, ускорения силы тяжести $g = 10$ м/с², коэффициента теплового расширения $\alpha = 10^{-5}$ град⁻¹, температуропроводности $k = 10^{-6}$ м²/с и вязкости $\mu = O(10^{21})$ Па · с, число Рэлея $Ra = \frac{\rho g \alpha \Delta \theta H^3}{\mu k}$ можно оценить величиной $O(10^4)$. Это примерно на порядок больше критического значения [Myasnikov, Fadeev, 1980; Getling, 1999], при котором начинает развиваться тепловая конвекция. Можно предположить, что именно она ответственна за формирование крупных внутриконтинентальных структур – их характерный размер близок к характерному размеру конвективных ячеек в таком слое.

Пренебрегая членами второго порядка малости и сферичностью (в связи с малой толщиной термической литосферы, по сравнению с радиусом Земли), уравнения, определяющие конвекцию в этом слое, можно записать следующим образом. В прямоугольных декартовых координатах X_1, X_2, X_3 определим полупространство $x_3 \leq h(x_1, x_2, t)$, ограниченное свободной поверхностью $F(x, t) = x_3 - h(x_1, x_2, t) = 0$ ($\{x\} = \{x_1, x_2, x_3\}$, t – время, n – вектор единичной нормали к этой поверхности), в ко-

тором действует сила тяжести $g = \{0, 0, -g\}$, $g > 0$. Представим поля плотности, напряжений и давления в виде сумм $\rho_{(x,t)} = \rho_{(x_3,t)}^0 + \sigma_{(x,t)}$, $T_{(x,t)} = T_{(x_3,t)}^0 + \tau_{(x,t)}$, $P_{(x,t)} = P_{(x_3,t)}^0 + p_{(x,t)}$, где $\rho_{(x_3,t)}^0$, $T_{(x_3,t)}^0$ и $P_{(x_3,t)}^0$ – характеристики гидростатического состояния, а $\sigma_{(x,t)}$, $\tau_{(x,t)}$ и $p_{(x,t)}$ – возмущения, связанные с течением. Тогда из формулы (3) следует равенство, определяющее гидростатическую составляющую поля напряжений

$$T_{ij}^0 = -\delta_{ij}P^0 = -\delta_{ij}g \int_0^{x_3} \rho^0 dx_3 \quad (4)$$

(тогда как $\tau_{ij} = -\delta_{ij}p + 2\mu\dot{\epsilon}_{ij}$).

Будем считать, что плотность среды в точке $\{x\}$ определяется ее составом, фазовым состоянием, зависящим от давления и температуры, тепловым расширением и сжимаемостью, предполагая, что вещество находится в термодинамическом равновесии. Такое предположение соответствует модели первого приближения и оправдано тем, что по сравнению со скоростью движения среды равновесие устанавливается практически мгновенно. Тогда, если для каждой фазы φ данного состава χ задано значение ее плотности при атмосферных условиях $\rho_{\varphi\chi}^0$, а также коэффициенты теплового расширения $\alpha_{\varphi\chi}$ и сжимаемости $\beta_{\varphi\chi}$, уравнение состояния можно записать в виде:

$$\rho_{(x)} = \rho_{\varphi\chi}^0 (1 + \beta_{\varphi\chi} \Delta P_{(x_3)} - \alpha_{\varphi\chi} \Delta \theta_{(x)}), \quad (5)$$

$$\sigma_{(x)} = \rho_{(x)} - \rho_{(x_3)}^0, \quad (6)$$

где $\Delta P_{(x)}$ и $\Delta \theta_{(x)}$ – отклонения давления и температуры θ в данной точке $\{x\}$ от их значений на поверхности (гидростатическое распределение плотности $\rho_{(x_3)}^0$ получается из (5) при некотором невозмущенном начальном распределении температуры $\theta^0_{(x_3)}$ в исследуемом слое). Влияние сжимаемости на плотность в данном случае нужно учитывать для определения $\rho_{(x_3)}^0$, фигурирующего в (4) и (6). Эти гидростатические изменения плотности не влияют на ее возмущение, вызывающее девиаторные напряжения и течение, поэтому влиянием сжимаемости на конвекцию можно пренебречь: скорость течения исчезающе мала, по сравнению со скоростью звука, малы и сопутствующие возмущения давления, соответственно малы и связанные с ними изменения плотности (что, собственно, и подразумевается в модели несжимаемой ньютоновской жидкости, как первого приближения, адекватного для медленных деформаций). Влиянием объемной вязкости в связи с адиабатическим изменением объема перемещающегося элемента среды также можно пренебречь.

Используя формулы (1), (2), (3) применительно к возмущениям, на каждый момент времени имеем квазистационарную задачу для расчета поля течения [Lunev, 1986, 1996]:

$$\mu \nabla^2 v - \nabla p = -\sigma g, \quad (7)$$

$$\nabla \cdot v = 0, \quad (8)$$

$$(v_3 = \tau_{31} = \tau_{32} = 0)_{x_3=0} \quad (9)$$

с дополнительным уравнением, определяющим рельеф свободной поверхности:

$$\tau_{33}(x_1, x_2, x_3=0) = -g \int_0^{h(x_1, x_2)} \rho^t dx_3. \quad (10)$$

Как показано в работах [Myasnikov, Fadeev, 1980; Lunev, 1986, 1996], условия (9), (10) строго получаются из условий свободной границы с точностью до малых порядка h/l , где h и l – характерные амплитуда и горизонтальный размер возмущения этой границы течением.

И, наконец, замыкает задачу, в целом, уравнение теплопроводности, которое запишем вслед за В.П. Трубицыным [Trubitsyn, 2008], как

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + v \cdot \nabla \theta = k \nabla^2 \theta + \frac{1}{c_p} q_r - \frac{\alpha g}{c_p} \theta \cdot v_3, \quad (11)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \theta_{(x_3=0)} &= 0 \text{ } ^\circ\text{C}, \\ \theta_{(x_3=-300\text{км})} &= (1300 - 1450) \text{ } ^\circ\text{C}, \end{aligned} \quad (12)$$

и некоторым начальным распределением температуры $\theta^0(x)$. Здесь q_r – выделение тепла на единицу массы (в качестве которых будем рассматривать пока только радиоактивное выделение тепла), а член $\frac{\alpha g}{c_p} \theta \cdot v_3$ выражает изменение температуры в результате адиабатического расширения–сжатия при движении вещества, так как $-\frac{\alpha g}{c_p} \theta = \frac{d\theta_s}{dx_3}$, где

$\frac{d\theta_s}{dx_3}$ – адиабатический градиент температуры. В отличие от уравнений баланса импульса, не будем разделять поле температуры на равновесное (адиабатическое) и возмущение, поскольку, во-первых, возмущение в данном случае не мало, а во-вторых, в расчетах потребуется отыскивать не только стационарные, околоадиабатические режимы, но и неустановившиеся. Вариациями плотности, теплоемкости и теплопроводности и разогревом за счет вязкой диссипации здесь пренебрегаем, полагая их влияние эффектами второго порядка [Getling, 1999].

Расчет ползущего течения производится в два этапа. Сначала по данному полю температуры $\theta(x)$ из (4), (5) находится термодинамически равновесная плотность $\rho(x)$, ее возмущение $\sigma(x)$ и решается

квазистационарная задача (7)–(9). Полученное поле скорости течения $v(x)$ используется в задаче (11)–(12) для отыскания следующего состояния $\theta(x)$, которое вновь подставляется в формулу (4) для определения новых $\rho(x)$ и $\sigma(x)$. Последнее снова определяет правую часть уравнения (7). Таким образом, для каждого момента времени решаются две задачи: 1) отыскание квазистационарного поля течения для заданного возмущения плотности и 2) решение уравнения переноса тепла, которое, сохраняя производную по времени, играет роль эволюционного.

Независимое решение термодинамической и гидродинамической задач позволяет использовать несколько необычный, но очень эффективный прием. Задача (11)–(12) решается обычными методами конечных разностей, а для представляющей основные вычислительные трудности задачи (7)–(9) используется точное решение в виде функции Грина, аналитически полученное для полупространства [Lunev, 1986]. Помимо радикального облегчения вычислений, это освобождает от необходимости задавать искусственные условия на подошве термической литосферы, относя затухание скорости и напряжений «на бесконечность».

Таким образом, рассматривается задача о конвективной неустойчивости верхнего слоя полупространства, ограниченного свободной поверхностью, с заданным поперек слоя перепадом температуры. Предполагается, что перепад температуры поддерживается некими внешними, по отношению к рассматриваемой задаче, причинами. В качестве таковых подразумевается глобальная конвекция, охватывающая всю мантию и формирующая исследуемый погранслой. Заметим, что решение, полученное в такой постановке, может быть естественным образом «сшито» с решением задачи о глобальной конвекции.

По формуле (10) для каждого момента времени может быть рассчитан рельеф свободной поверхности конвектирующего слоя. Будем считать свободной границей поверхность консолидированного фундамента и понимать под плотностью «топографических масс» отклонение плотности вещества (в данном случае – не малое) от гидростатического значения для данного уровня x_3 : $\rho^t(x) = \rho(x) - \rho^0(x_3)$. В случае положительного рельефа, $h > 0$, гидростатически равновесная плотность равна плотности воздуха, т.е. $\rho^t(x) = \rho(x)$. В случае отрицательного, $h < 0$, гидростатически равновесная плотность определяется из формулы (4). При этом нужно иметь в виду, что впадина может быть заполнена частично воздухом с $\rho = 0$, частично – водой с $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$, частично – свежееотложившимся осадком и осадочными породами различно-

го состава и разной степени литификации, плотность которых изменяется в широких пределах, вплоть до 2900 кг/м³.

Таким образом, глубина бассейна $h(x_1, x_2) = -\frac{\tau_{33}(x_1, x_2, x_3=0)}{g\rho^t}$ в каждый момент времени определяется как эндогенным процессом – величиной $\tau_{33}(x_1, x_2, x_3=0)$, так и осадочным выполнением – средней плотностью топографических масс $\widehat{\rho^t}$. Поэтому, для вычисления эволюции рельефа нужно еще моделировать заполнение бассейна осадками, определяя плотность и толщину выполняющих его осадочных слоев, включая воду и воздух. В данном случае нами реализован вариант одномерной седиментологической модели Слосса для терригенного морского осадконакопления [Harbaugh, Bonham-Carter, 1974; Kulagin et al., 1994], задающей зависимость скорости отложения той или иной фракции осадка от глубины моря, расстояния до берега и мощности источников сноса. Будучи дополнена законом уплотнения осадков с глубиной под весом вышележащих слоев (также, в зависимости от фракции, в соответствии с данными исследований пород неокома Западной Сибири [Ikona et al., 2009]), эта модель позволяет по (10) для каждого момента времени рассчитать в каждой точке глубину осадочного бассейна и его выполнение. Дополнительными параметрами, влияющими на осадочную структуру заполняемого бассейна, являются изменение уровня моря (эвстатические колебания), минимальная толща воды, необходимая для осаждения каждой из фракций, уменьшение содержания фракции во взвешенном виде при удалении от берега, возможность разрушения и перераспределения ранее сформировавшихся осадков.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для выявления основных закономерностей работы модели и, как мы надеемся, исследуемого процесса выполнена серия 2D-расчетов развития конвекции и формирования осадочного бассейна в области 3000×300 км.

Рассмотрим типичный вариант расчетов с «сухой» мантией, без плавления. Модель включает два слоя. Нижний, толщиной 265 км, представляет мантию. Покрывающий его верхний слой толщиной 35 км, – континентальная кора. Считалось, что мантия представлена лерцолитом, с выделением, в зависимости от (P^0, θ)-условий, обобщенных фаз – гранатового, шпинелевого и плагиоклазового лерцолита. Определение фазы вещества мантии в той или иной точке области производилось соотношением вычисленных в данной точке значений (P^0, θ) с оцифрованной обобщенной фазовой диа-

граммой лерцолита согласно работе [Saxena, Eriksson, 1985; Sobolev, Babeyko, 1994], с учетом существования зон перехода между фазами. Плотности фаз в поверхностных условиях (около 3300 кг/м³) также взяты из работы [Sobolev, Babeyko, 1994]. Значения параметров вещества задавались для всех фаз одинаковыми и постоянными: динамическая вязкость $\mu = 2.5 \cdot 10^{21}$ Па·с; коэффициент теплового расширения $\alpha = 10^{-5} K^{-1}$; коэффициент изотермического сжатия $\beta = 9 \cdot 10^{-12} Pa^{-1}$; коэффициент температуропроводности $k = 10^{-6} \frac{m^2}{c}$; коэффициент удельной теплоемкости $c_p = 1100 \frac{J}{kg \cdot K}$; мощность радиоактивного выделения тепла на единицу массы мантийного вещества $q_r = 3 \cdot 10^{-12} \frac{J}{kg \cdot s}$. Дифференциация вещества коры – различия и изменения химического и фазового состава – в расчет не принималась, ему была приписана единая плотность в поверхностных условиях (2700 кг/м³). Таким образом, моделировались только те деформации коры (а, стало быть, и факторы формирования осадочного бассейна), которые обусловлены механическим воздействием мантийной конвекции.

На глубине 300 км в данном случае задавалась постоянная температура $\theta = 1450$ °С с небольшим начальным возмущением посередине (амплитуда возмущения – несколько десятков градусов, горизонтальный размер – порядка 100 км). На боковых границах полагалось $\frac{\partial \theta}{\partial x_1} = 0$. Для удобства посередине подошвы термической литосферы задавалось начальное возмущение температуры, которое после инициации процесса (через два-три временных шага) удалялось, так что конвекция развивалась свободно.

Результаты расчетов в виде нескольких стадий процесса представлены на рис. 1–5. Как и ожидалось, в слое мантии развивается ламинарная свободная конвекция проникающего типа, т.е. сопровождаемая развитием индуцированного течения в легкой коре. В процессе развития можно выделить несколько этапов.

На начальном этапе (0–130 млн лет) над иницирующим возмущением формируется восходящий поток, обрамленный нисходящими ветвями течения, за которыми, на периферии, развиваются следующие возмущения. Длина волны образующейся структуры течения (около 800 км) определяется геометрией области, составляя приблизительно $2.7d$, где d – толщина конвектирующего слоя, что соответствует линейной теории [Getling, 1999].

Далее, на первом этапе (130–200 млн лет), развивающийся центральный восходящий поток обеспечивает подъем горячего вещества, пока у поверх-

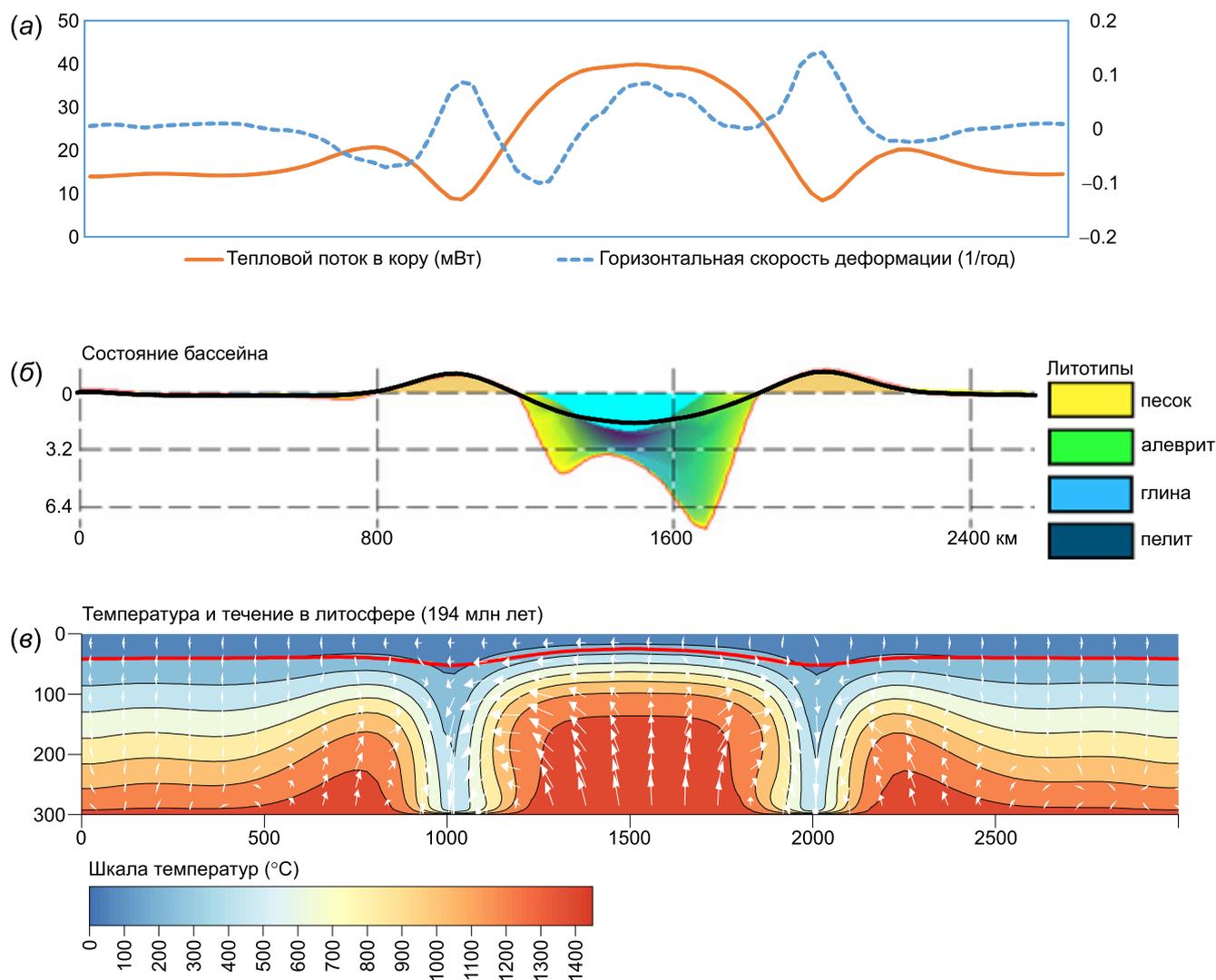


Рис. 1. Характеристики литосферной конвекции и состояние бассейна на момент 194 млн лет от начала эволюции. (а) – скорость нормальной горизонтальной деформации на поверхности консолидированной коры (10^{-7} год $^{-1}$, правая шкала) и тепловой поток из мантии в кору (мВт/м 2 , левая шкала); (б) – заполнение бассейна (голубая заливка – вода), жирной черной линией показано положение свободной поверхности при заполнении бассейна «воздухом» (в отсутствие нагрузки осадков и воды); (в) – распределение температур и кинематика течения вещества литосферы (стрелки); красная линия – граница «М».

Fig. 1. Lithospheric convection and the state of the basin 194 Ma from the beginning of evolution. (a) – the rate of normal horizontal deformation at the crustal surface (10^{-7} year $^{-1}$, right scale), and heat flow from the mantle to the crust (mW/m 2 , left scale); (б) – infilling of the basin (blue – water); thick black line – free surface when the basin was filled with “air” (in the absence of a load of sediments and water); (в) – temperature pattern and kinematics of the lithospheric material flow (arrows); red line – M boundary.

ности над ним не начнет формироваться пограничный слой. Толщина погранслоя составляет ~100–120 км, что также соответствует приближенной оценке линейной теории: $\delta = d \frac{7.4}{\sqrt[3]{Ra}} \approx 100$ км [Zharkov, Trubitsyn, 1980].

Во время следующего, второго, этапа (200–270 млн лет), по мере подъема горячего вещества к поверхности и формирования погранслоя, центральный восходящий поток расширяется в стороны, за-

хватывая, наконец, в два раза более широкую зону – около 1500 км. На заключительной стадии расширения восходящий поток начинает разваливаться – максимальные вертикальные скорости концентрируются у краев потока.

На третьем этапе (270–450 млн лет) центральный восходящий поток распадается на два, с нисходящей ветвью посередине, в результате чего формируется квазистационарная структура конвекции с длиной волны, вновь соответствующей

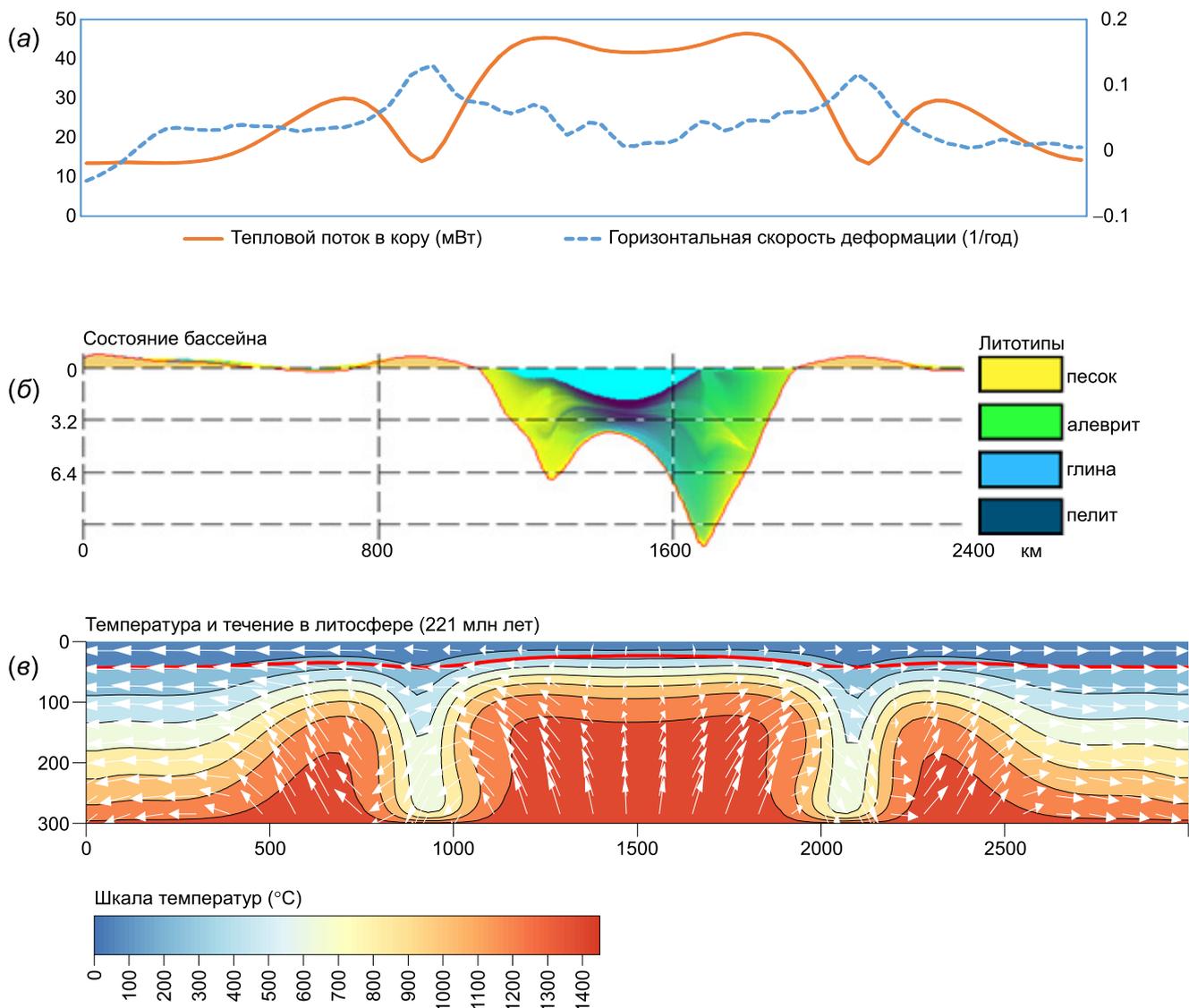


Рис. 2. Характеристики литосферной конвекции и состояние бассейна на момент 221 млн лет от начала эволюции. (а) – скорость нормальной горизонтальной деформации на поверхности консолидированной коры (10^{-7} год $^{-1}$, правая шкала) и тепловой поток из мантии в кору ($\text{мВт}/\text{м}^2$, левая шкала); (б) – заполнение бассейна (голубая заливка – вода), жирной черной линией показано положение свободной поверхности при заполнении бассейна «воздухом» (в отсутствие нагрузки осадков и воды); (в) – распределение температур и кинематика течения вещества литосферы (стрелки); красная линия – граница «М».

Fig. 2. Lithospheric convection and the state of the basin 221 Ma from the beginning of evolution. (a) – the rate of normal horizontal deformation at the crustal surface (10^{-7} year $^{-1}$, right scale), and heat flow from the mantle to the crust (mW/m^2 , left scale); (b) – infilling of the basin (blue – water); thick black line – free surface when the basin was filled with “air” (in the absence of a load of sediments and water); (c) – temperature pattern and kinematics of the lithospheric material flow (arrows); red line – M boundary.

характеристической – порядка $2.7d$ (около 800 км), и сформировавшимся погранслоем толщиной 110 км. Далее структура может несколько пере-страиваться, «плыть», но характерная длина волны и остальные общие параметры сохраняются. При перестройках особую консервативность, можно сказать – «заякоренность», демонстрирует положение основных нисходящих ветвей течения, причем характерной особенностью течения в мантии

(начиная еще с середины первого этапа) является большая ширина и, соответственно, меньшая интенсивность восходящих потоков, по сравнению с разделяющими их нисходящими, что выражается в разнице максимальных вертикальных скоростей – 0.28 и -0.6 см/год и скоростей горизонтальной деформации – $0.2 \cdot 10^{-7}$ и $-0.48 \cdot 10^{-7}$ год $^{-1}$.

Конвекция мантии за счет вязкого сцепления индуцирует в вышележащей менее плотной коре

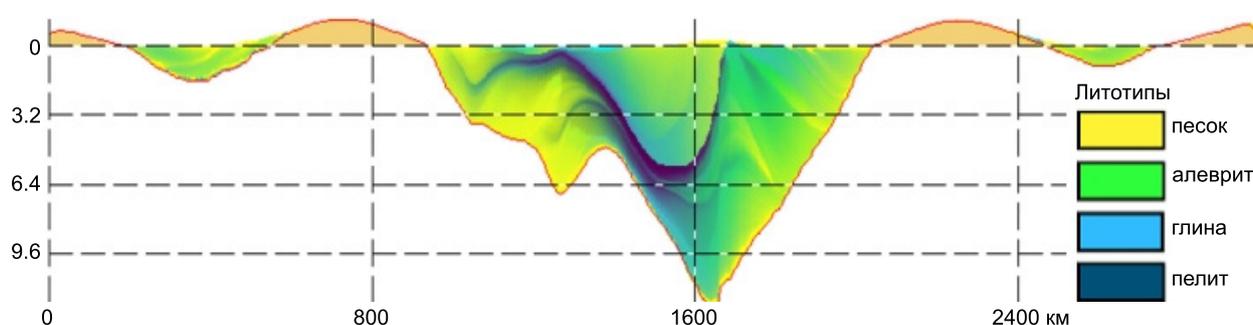


Рис. 3. Состояние бассейна на момент 270 млн лет от начала эволюции.

Fig. 3. The state of the basin 270 Ma from the beginning of evolution.

симметричное, относительно границы «М», противотечение. Восходящим потокам в мантии, поднимающим границу «М», в коре соответствуют нисходящие течения, вызывающие депрессию на поверхности и сокращение толщины коры. Толщина коры над восходящими мантийными потоками уменьшается. И наоборот, нисходящим ветвям мантийного течения, опускающим границу «М», в коре соответствуют восходящие течения, вызывающие подъем поверхности. Толщина коры над нисходящими мантийными потоками увеличивается. В нижних горизонтах коры так же, как и в верхних слоях мантии, происходит горизонтальное растяжение над восходящими мантийными потоками и сжатие – над нисходящими. Выше, в верхней коре, ситуация противоположная: поднятия поверхности над нисходящими мантийными потоками характеризуются растяжением, а под депрессиями поверхности, располагающимися над восходящими мантийными потоками, локализуется горизонтальное сжатие. Этот эффект, предсказуемый из общих соображений о характере индуцированных течений, вполне проявляется в квазистационарном режиме. До выхода в квазистационарный режим, пока восходящий поток растет и расширяется, во всей коре над ним (вплоть до поверхности) по большей части превалирует обстановка горизонтального растяжения, но очень слабого – $O(10^{-9} \text{ год}^{-1})$, сменяющегося затем слабым сжатием.

В целом, рассчитанное развитие конвекции и индуцированного течения в верхнем низкоплотном слое вполне согласуется с данными физических и численных экспериментов [Getling, 1999].

Течение, индуцируемое в коре, естественно, гораздо слабее, чем в мантии, – примерно на порядок (как по скорости течения, так и по скорости деформации). Но именно оно обуславливает орогенез, образование осадочных бассейнов и характер деформирования их ложа (а стало быть, и осадков). Как показали проведенные численные эксперимен-

ты, указанным стадиям развития конвекции в мантии и индуцированных ею деформаций коры соответствуют следующие режимы развития осадочного бассейна на поверхности.

В первые 130 млн лет (начальный этап), пока формируется структура конвекции, скорости течения малы и практически не проявляются на поверхности. Да и невозможно представить, чтобы в реальности процесс начинался в таких идеально невозмущенных условиях. В связи с этим эволюцию системы имеет смысл рассматривать начиная с первого этапа (см. рис. 1), общей длительностью около 70 млн лет. Сначала в течение 20 млн лет формируется сравнительно небольшой, около 400 км в поперечнике, бассейн, в котором накапливаются песчано-алеуритовые осадки. Ось максимального прогибания ложа бассейна находится посередине и совпадает с максимальными глубинами моря. Затем осадконакопление становится некомпенсированным и в течение 50 млн лет в бассейне накапливаются в основном глубоководные глины, замещаемые в прибортовых частях алеуритами и песками. Бассейн при этом углубляется и несколько расширяется (до ~600 км), с прогрессивным углублением моря. Наибольшее прогибание ложа бассейна происходит в прибортовых частях, в связи с преимущественным накоплением там осадков, тогда как максимальные глубины моря по-прежнему соответствуют оси бассейна. (В модели задан преимущественный снос справа, поэтому максимальное прогибание приурочено к правому борту бассейна). Окончание этапа характеризуется максимальным проявлением всех его особенностей. Максимальных значений (около 1 см/год) достигают скорости течения; глубина бассейна, заполненного водой и осадками, достигает 9.6 км; максимальных величин – 2.5 км – достигают глубина моря и степень некомпенсированности прогибания осадконакоплением. В это же время достигается баланс между растеканием у границы «М»

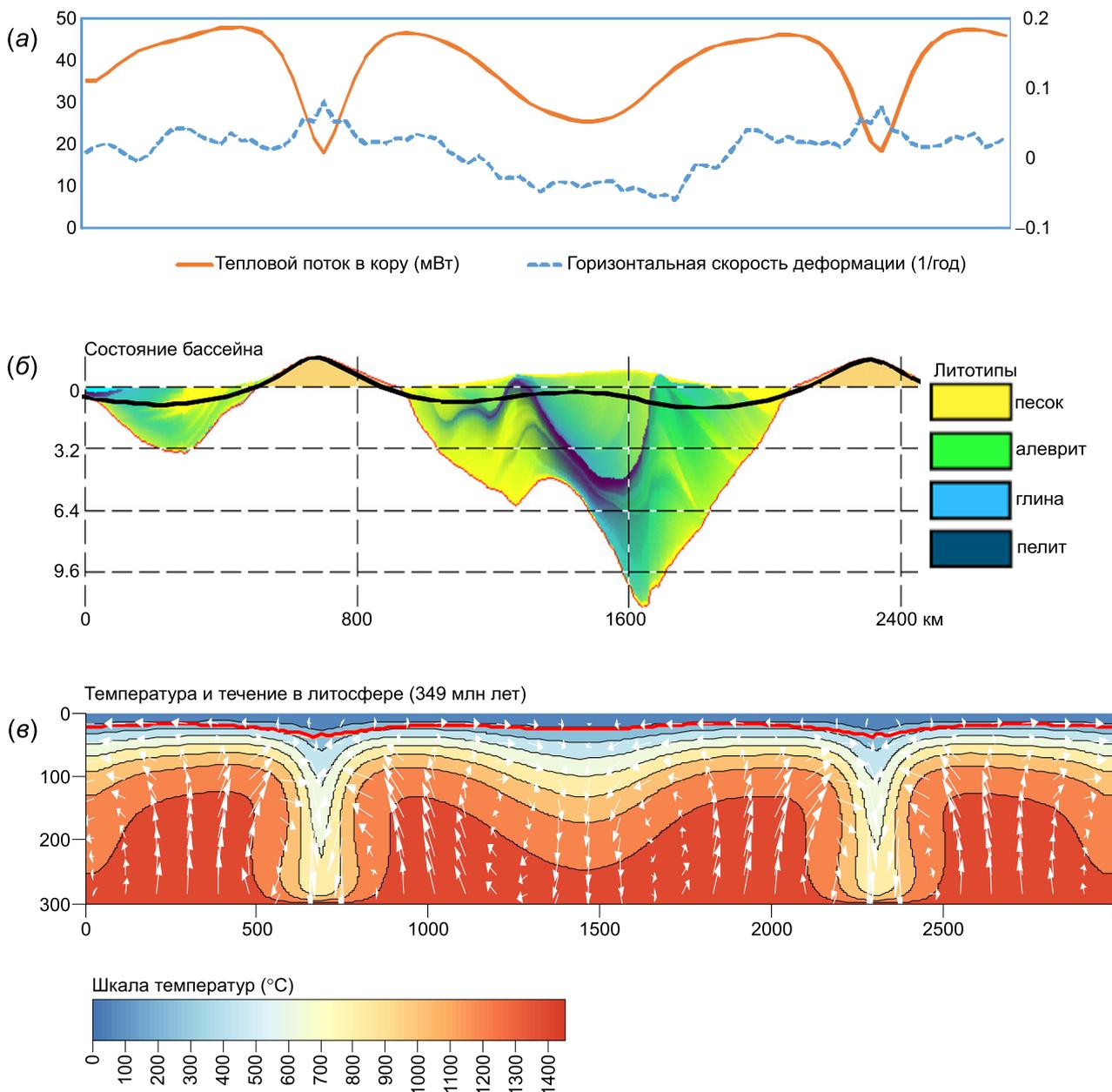


Рис. 4. Характеристики литосферной конвекции и состояние бассейна на момент 349 млн лет от начала эволюции. (а) – скорость нормальной горизонтальной деформации на поверхности консолидированной коры (10^{-7} год $^{-1}$, правая шкала) и тепловой поток из мантии в кору ($\text{мВт}/\text{м}^2$, левая шкала); (б) – заполнение бассейна (голубая заливка – вода), жирной черной линией показано положение свободной поверхности при заполнении бассейна «воздухом» (в отсутствие нагрузки осадков и воды); (в) – распределение температур и кинематика течения вещества литосферы (стрелки); красная линия – граница «М».

Fig. 4. Lithospheric convection and the state of the basin 349 Ma from the beginning of evolution. (a) – the rate of normal horizontal deformation at the crustal surface (10^{-7} year $^{-1}$, right scale), and heat flow from the mantle to the crust (mW/m^2 , left scale); (б) – infilling of the basin (blue – water); thick black line – free surface when the basin was filled with “air” (in the absence of a load of sediments and water); (в) – temperature pattern and kinematics of the lithospheric material flow (arrows); red line – M boundary.

восходящего потока в мантии и индуцированным им коровым противотечением – верхние горизонты коры в осевой части поверхностной депрессии оказываются в обстановке слабого сжатия ($\approx -2 \cdot 10^{-9}$ год $^{-1}$).

На втором этапе, продолжительностью также около 70 млн лет, при расширении восходящего потока в стороны бассейна соответственно расширяется (со слабым растяжением поверхности фундамента), но углубляется уже не столь интенсивно,

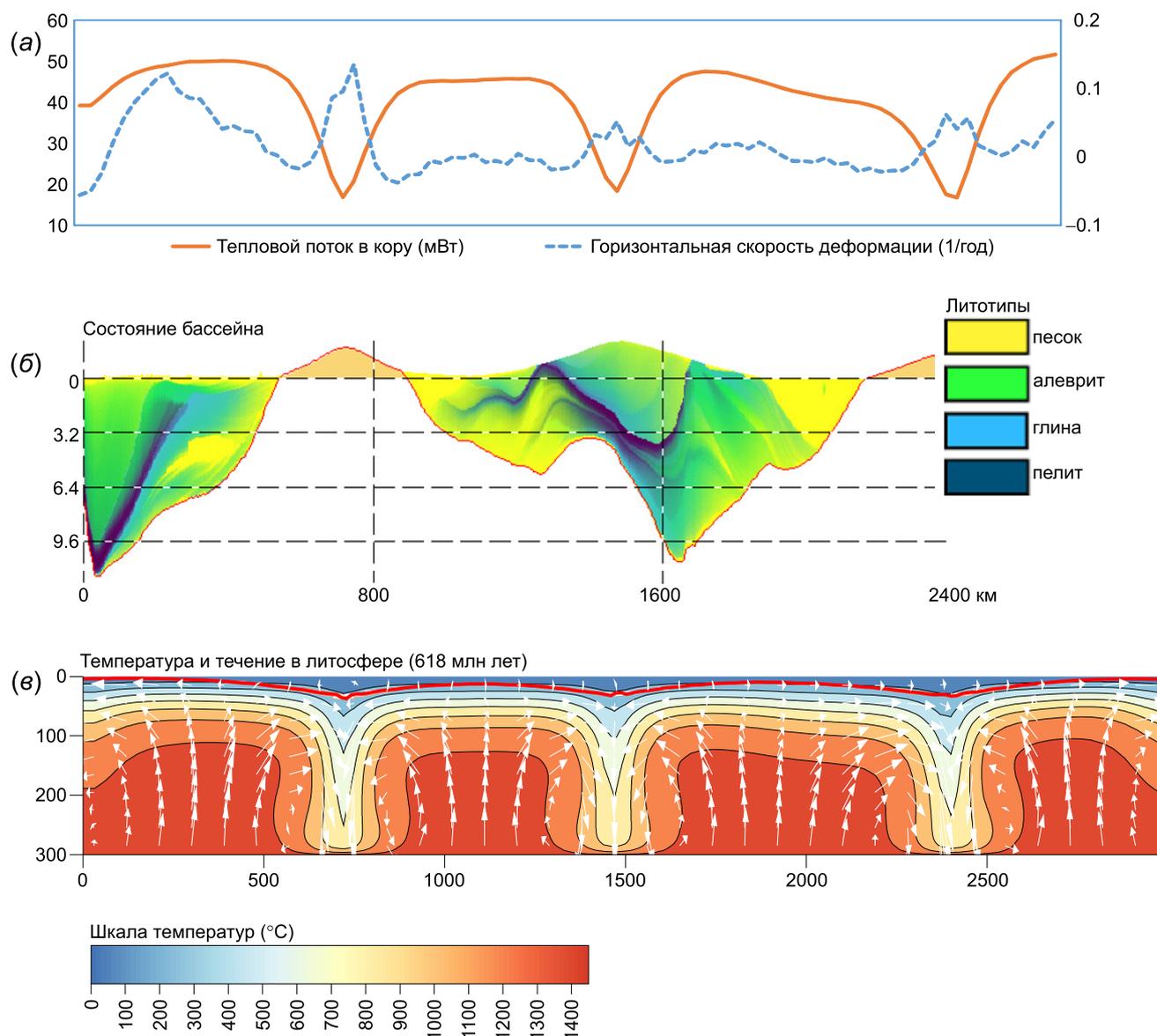


Рис. 5. Характеристики литосферной конвекции и состояние бассейна на момент 618 млн лет от начала эволюции. (а) – скорость нормальной горизонтальной деформации на поверхности консолидированной коры (10^{-7} год⁻¹, правая шкала) и тепловой поток из мантии в кору (мВт/м², левая шкала); (б) – заполнение бассейна (голубая заливка – вода), жирной черной линией показано положение свободной поверхности при заполнении бассейна «воздухом» (в отсутствие нагрузки осадков и воды); (в) – распределение температур и кинематика течения вещества литосферы (стрелки); красная линия – граница «М».

Fig. 5. Lithospheric convection and the state of the basin 618 Ma from the beginning of evolution. (a) – the rate of normal horizontal deformation at the crustal surface (10^{-7} year⁻¹, right scale), and heat flow from the mantle to the crust (mW/m², left scale); (б) – infilling of the basin (blue – water); thick black line – free surface when the basin was filled with 'air' (in the absence of a load of sediments and water); (в) – temperature pattern and kinematics of the lithospheric material flow (arrows); red line – M boundary.

причем его глубина к некоторому моменту стабилизируется. Осадконакопление в этот период имеет скомпенсированный характер и происходит в основном путем формирования клиноформ, продвигающихся от бортов бассейна (см. рис. 2). Соответствующим образом прогибается ложе бассейна: максимальные глубины поверхности «фундамента» смещаются от бортов к оси. Море мелеет и

уменьшается в размерах, а над продвигающимся клиноформным комплексом формируется мелко-водная шельфовая равнина.

К завершению этапа осадки почти всюду оказываются выведенными на поверхность, ширина бассейна достигает 1000 км и более, с максимальной глубиной (до 12 км), вновь, в осевой части (см. рис. 3). Изменяется характер деформирования верхних

горизонтов коры: слабое ($< 10^{-9}$ год $^{-1}$) растяжение, сопровождавшее расширение бассейна, с его завершением в конце этапа вновь сменяется слабым сжатием. Существенно снижается высота окружающих бассейн положительных форм рельефа.

На третьем, заключительном, этапе эволюции (см. рис. 4), при разделении центрального восходящего потока в мантии на два и развитии между ними нисходящего течения поверхность осадков части бассейна выводится выше базиса морского осадконакопления и в дальнейшем образует положительную форму рельефа, высота которой растёт и может сравниться с окружающими «горами». Образующееся поднятие оказывается сложным осадочными породами, накопившимися за время эволюции бассейна. В начале 3-го этапа – первые 70 млн лет, пока растущее поднятие остается существенно ниже обрамляющих гор, возможно значительное накопление в широком бассейне континентальных осадков, не предусмотренное использованной моделью морской седиментации. Фундамент сохранившихся после разделения осадочных бассейнов характеризуется теперь слабым сжатием, его максимальные глубины остаются приуроченными к оси бассейна.

Установлению квазистационарной конвекции, завершающему эту фазу в последующие 110 млн лет (рис. 5), по-видимому, соответствует формирование древней платформы.

История прогибания ложа бассейна может быть проиллюстрирована графиками изменения его максимальной глубины и ее производной (скорости прогибания) (рис. 6). Из графика видно, что скорость прогибания в течение первого этапа возрастает от 60–80 до 180 м/млн лет. Затем, с началом расширения бассейна, довольно быстро падает до 30 м/млн лет и остается постоянной до конца этого этапа, с окончанием которого прогибание прекращается.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сопоставим результаты моделирования с характеристиками реальных эпиконтинентальных бассейнов.

По данным геофизических исследований, современные осадочные бассейны характеризуются сокращенной мощностью земной коры и повышенным тепловым потоком из мантии (о повышенной температуре верхов мантии под бассейнами говорят и аномально низкие скорости сейсмических волн) [Artyushkov, 1993]. То же дают и наши модельные расчеты. Бассейн закладывается над восходящим потоком низкоплотного горячего мантийного вещества. В течение первого этапа проис-

ходит сокращение толщины коры – к его концу граница «М» под осью бассейна поднимается на 8 км. Тепловой поток из мантии через границу «М» под бассейном увеличивается с 18 до 42 мВт/м 2 . Расширение бассейна в течение второго этапа соответствует расширению выступа границы «М» под ним. Тепловой поток через нее в это время достигает 52 мВт/м 2 . Таким образом, поток тепла из мантии под бассейном на 30 мВт/м 2 выше, чем под поднятиями, формирующимися над нисходящими потоками, что согласуется с имеющимися геофизическими данными. (Полученные значения теплового потока через границу «М» под бассейном соответствуют потоку через поверхность фундамента 60–75 мВт/м 2 [Artyushkov, 1993]).

Также согласуется с геологической историей, зафиксированной в осадках реальных эпиконтинентальных бассейнов (включая соотношения мощностей отложений, накопленных на разных этапах развития), и рассчитанное формирование самого осадочного бассейна – прогрессирующее углубление бассейна шириной около 500 км с некомпенсированным накоплением сначала песчано-алевритовых осадков, а затем глубоководных глин, сменяющееся расширением бассейна до 1000 км с компенсированным осадконакоплением в мелеющем море в виде клиноформ и завершающееся выводом бассейна выше базиса морского осадконакопления.

Примечательно закономерное смещение максимального прогибания ложа бассейна от его оси в начале процесса, к бортам и вновь к оси после формирования клиноформного комплекса к концу второго этапа эволюции. Такая эволюция характерна, в частности, для Западно-Сибирского бассейна, современное состояние которого можно сопоставить с началом третьей стадии рассчитанной эволюции (см. рис. 4), когда в результате начинающегося распада исходного восходящего потока формирующееся нисходящее течение вызывает прогибание границы «М» в средней части ее выступа под бассейном, вскоре достигающее приблизительно 3–5 км. Максимумы восходящего течения в это время расположены по краям исходного восходящего потока, соответственно «двугорбый» облик приобретает и тепловой поток через границу «М» – с максимумами под краевыми зонами бассейна. Под Западной Сибирью наблюдается как общий подъем границы «М» под бассейном, так и ее опускание в осевой части [Surkov, Zhero, 1981] и тяготение максимумов теплового потока к краевым зонам структуры [Smyslov et al., 1996; Yashchenko, Polishchuk, 2007]. Близка к рассчитанной и общая структура осадочного выполнения Западно-Сибирского бассейна.

В рассчитанном сценарии отсутствует свойственный наиболее крупным бассейнам эпизод небольшого поднятия в осевой части бассейна с

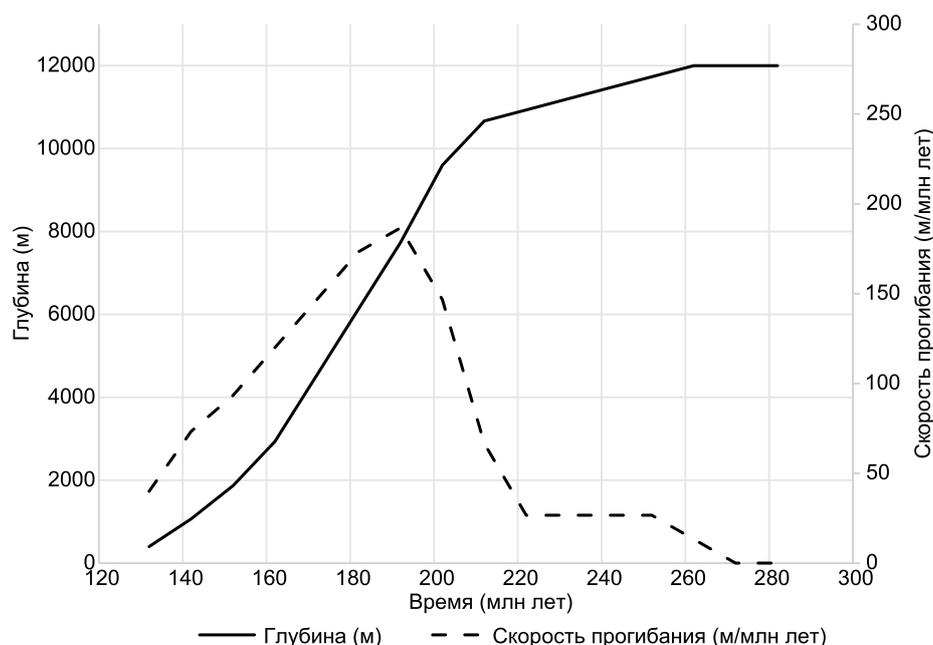


Рис. 6. История прогибания дна бассейна.

Fig. 6. The history of subsidence of the basin bottom.

последующим очень быстрым прогибанием и более коротким этапом последующего некомпенсированного погружения (10–20 млн лет, а не 50, как в нашей модели) [Artyushkov, 1993]. Существенно то, что такому поднятию сопутствуют рифтогенез и вулканизм, тогда как бассейнам с невыраженным вулканизмом и менее интенсивными, в целом, процессами эпизоды поднятия и быстрого погружения не свойственны. Длительность некомпенсированного углубления бассейна в модели обусловлена интенсивностью конвекции – тем, как быстро тепловое возмущение в мантии «подрастает» к поверхности. Проведенные нами численные эксперименты показали, что повышение температуры нижней границы на 100 °С приводит увеличению скорости восходящего потока вдвое. Но при такой температуре нижней границы расчеты неизбежно показывают декомпрессионное плавление в поднимающемся веществе. В связи с этим мы предполагаем, что сравнительно короткий период некомпенсированного прогибания, характерный для наиболее крупных бассейнов, обусловлен более высокой температурой мантии, а эпизоды сопровождающегося вулканизмом поднятия и быстрого погружения связаны с динамикой расплава, так что они и не могли быть воспроизведены в рамках модели без плавления. Надеемся, что они появятся на своем месте в дальнейших наших расчетах, учитывающих эффекты, связанные с плавлением и миграцией расплава.

Результаты моделирования находятся в согласии с отсутствием свидетельств существенного

растяжения ложа бассейна (на чем настаивает Е.В. Артюшков). Растяжение, связанное с восходящим конвективным потоком, локализуется в основном в подкоровом слое мантии и нижних горизонтах коры. На такую возможность указывали Н.Л. Добрецов и О.П. Полянский, в полемике с Е.В. Артюшковым, увязывая ее с необходимостью использования сложных, так называемых «реалистичных», реологических моделей литосферы. Как видим, такой результат получается и без привлечения необоснованно сложных моделей. Фактически он является просто следствием допущения необратимых деформаций всей литосферы, включая кору, при том что последняя имеет плотность, значительно меньшую, чем мантия.

Еще одна любопытная и весьма существенная особенность рассчитанного течения связана с нисходящими ветвями конвекции. Они раньше, чем восходящий поток, формируются в завершеном виде и, сформировавшись, сохраняются, демонстрируя замечательную устойчивость (притом что течение в них вдвое более интенсивное, чем в восходящих). Их положение может изменяться при перестройке конвекции (например, изначально возникшие нисходящие потоки отодвигаются друг от друга при расширении центрального восходящего потока на втором этапе развития конвекции), но, в отличие от восходящих потоков, они не затухают, не распадаются и неограниченно долго сохраняются после выхода системы в квазистационарный режим. Такая же консервативность характерна и для

развивающихся над нисходящими конвективными потоками противоячеек индуцированного течения в легком слое коры. Здесь еще на первом этапе эволюции формируется «двухполюсная» структура конвективного течения в мантии и индуцированного им противотечения в коре и обусловленные этими течениями опускания границы «М» и поднятие свободной поверхности. Нижняя часть коры при этом охвачена слабым опусканием и сжатием, а верхняя – таким же слабым воздыманием и растяжением. Локализация этих стабильно существующих утолщений коры с постоянным очень слабым поднятием дневной поверхности над плотной, холодной мантией с пониженным тепловым потоком, в сущности, дает характерный портрет платформенных щитов на всех этапах их становления и существования. Таким образом, получает объяснение очень старый вопрос о причинах устойчивости щитов и очень слабого, но устойчивого их воздымания на протяжении всей их истории, благодаря чему они формируются, в геологическом смысле, как мегантиклиналы, обнажающие в своих ядрах древнейшие породы Земли.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках предложенной модели удалось получить адекватное описание процесса формирования крупного эпиконтинентального осадочного бассейна. Расчеты воспроизводят характерные структуры литосферы, коры и собственно осадочных бассейнов и этапы их эволюции (за исключением эффектов, обусловленных, как мы полагаем, более высокой температурой мантии и динамикой возникающего при этом расплава). Попутно воспроизводится процесс формирования платформенных щитов со всеми их характерными признаками, в том числе находит естественное объяснение феномен их устойчивого существования и стабильного очень медленного воздымания.

Результаты получены в рамках очень простой модели, основанной на нескольких надежно установленных фактах: 1) у поверхности планеты существует тепловой погранслой, характеризуемый в континентальных областях указанными толщиной

и перепадом температуры (или близкими к ним); 2) континентальная кора является довольно мощным слоем, с малой, по сравнению с мантией, плотностью; 3) вещество коры и верхней части мантии (литосфера) необратимо деформируется в медленных геологических процессах, так что значение «естественной» вязкости определяется величиной $O(10^{21} \text{ Па} \cdot \text{с})$ (во всяком случае $< 10^{22} \text{ Па} \cdot \text{с}$). Эти обстоятельства предопределяют развитие конвекции в мантийной части термической литосферы и индуцированного ею течения в консолидированной коре, обуславливающего формирование осадочных бассейнов и щитов с параметрами, близкими к наблюдаемым.

Мы полагаем, что предложенная модель в основном воспроизводит механизм формирования крупных эпиконтинентальных бассейнов. Однако, во-первых, она нуждается в развитии, прежде всего включении описания декомпрессионного плавления и динамики образующегося расплава (чему, как мы надеемся, будут посвящены наши следующие публикации), а во-вторых, безусловно, реальные процессы осложнены многими внешними влияниями, которые нужно учитывать при анализе образования конкретных структур. В частности, на формирование современных бассейнов Евразии могли оказать воздействие крупные коллизии с Северо-Китайским континентом в мезозое и Индийским в кайнозое [Buslov, 2012; De Grave et al., 2007].

Предложенная модель, во вполне строгом смысле термина, является моделью первого приближения – в отношении реологического уравнения, граничных условий (динамическое равновесие свободной поверхности) и уравнения состояния (термодинамическое равновесие в каждый момент, в каждой точке). В качестве таковой она пригодна для описания широкого класса геодинамических процессов подобного масштаба.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках программы IX.131.2.2. фундаментальных научных исследований СО РАН и при поддержке РФФИ (проект № 18-05-70105).

7. ЛИТЕРАТУРА / REFERENCES

- Artyushkov E.V., 1993. Physical Tectonics. Nauka, Moscow, 455 p. (in Russian) [Артюшков Е.В. Физическая тектоника. М.: Наука, 1993. 455 с.].
- Artyushkov E.V., 2010. Mechanism of formation of superdeep sedimentary basins: lithospheric stretching or eclogitization? *Russian Geology and Geophysics* 51 (12), 1304–1313. <https://doi.org/10.1016/j.rgg.2010.11.002>.
- Astarita G., Marucci G., 1974. Principles of Non-Newtonian Fluid Mechanics. Mc Graw-Hill Book Company, New York, 289 p.

- Burov E., Poliakov A., 2001. Erosion and rheology controls on synrift and postrift evolution: Verifying old and new ideas using a fully coupled numerical model. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 106 (B8), 16461–16481. <https://doi.org/10.1029/2001JB000433>.
- Buslov M.M., 2012. Geodynamic nature of the Baikal rift zone and its sedimentary filling in the Cretaceous–Cenozoic: the effect of the far-range impact of the Mongolo–Okhotsk and Indo–Eurasian collisions. *Russian Geology and Geophysics* 53 (9), 955–962. <https://doi.org/10.1016/j.rgg.2012.07.010>.
- De Grave J., Buslov M.M., Van den haute P., 2007. Distant effects of India–Eurasia convergence and Mesozoic intracontinental deformation in Central Asia: Constraints from apatite fission-track thermochronology. *Journal of Asian Earth Sciences* 29 (2–3), 188–204. <https://doi.org/10.1016/j.jseaes.2006.03.001>.
- Dobretsov N.L., Polyansky O.P., 2010. On formation mechanisms of deep sedimentary basins: Is there enough evidence for eclogitization? *Russian Geology and Geophysics* 51 (12), 1314–1321. <https://doi.org/10.1016/j.rgg.2010.11.006>.
- Evison F.F., 1960. On the growth of continents by plastic flow under gravity. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society* 3 (2), 155–190. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1960.tb00386.x>.
- Getling A.V., 1999. Rayleigh–Benard Convection. Structures and Dynamics. Editorial URSS, Moscow, 247 p. (in Russian) [Гетлинг А.В. Конвекция Рэлея – Бенара. Структуры и динамика. М.: Эдиториал УРСС, 1999. 247 с.].
- Harbaugh J.W., Bonham-Carter G., 1974. Computer Simulation in Geology. Mir, Moscow, 312 p. (in Russian) [Харбух Дж., Бонэм-Карттер Г. Моделирование на ЭВМ в геологии. М.: Мир, 1974. 312 с.].
- Haskell N.A., 1935. The motion of a viscous fluid under a surface load. *Physics* 6 (8), 265–269. <https://doi.org/10.1063/1.1745329>.
- Haskell N.A., 1936. The motion of a viscous fluid under a surface load. Part II. *Physics* 7 (2), 56–61. <https://doi.org/10.1063/1.1745362>.
- Haskell N.A., 1937. The viscosity of the asthenosphere. *American Journal of Science* 33 (193), 22–28. <https://doi.org/10.2475/ajs.s5-33.193.22>.
- Heiskanen W., Vening-Meinesz F.A., 1958. The Earth and Its Gravity Field. McGraw-Hill Book Company, New York, 470 p.
- Huismans R.S., Beaumont C., 2003. Symmetric and asymmetric lithospheric extension: Relative effects of frictional-plastic and viscous strain softening. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 108 (B10), 2496. <https://doi.org/10.1029/2002JB002026>.
- Huismans R.S., Podladchikov Y.Y., Cloetingh S., 2001. Transition from passive to active rifting: Relative importance of asthenospheric doming and passive extension of the lithosphere. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 106 (B6), 11271–11291. <https://doi.org/10.1029/2000JB900424>.
- Ikon E.V., Konyukhov V.I., Moroz M.L., 2009. Regularities of changes in the reservoir properties of the neocom rocks that occur in the Frolov mega-basin. *Bulletin of Subsoil Users* (20) (in Russian) [Икон Е.В., Конюхов В.И., Мороз М.Л. Закономерности изменения коллекторских свойств пород неокома с глубиной их залегания во фроловской мегавпадине // Вестник недропользователя. 2009. № 20]. Available from: <http://www.oilnews.ru/20-20/zakonomernosti-izmeneniya-kollektorskix-svoystv-porod-neokoma-s-glubinoj-ix-zaleganiya-vo-frolovskoj-megavpadine/>.
- Ismail-Zade A.T., Lobkovsky L.I., Naimark B.M., 1994. Hydrodynamic model of formation of a sedimentary basin as a result of formation and subsequent phase transition of a magmatic lens in the upper mantle. In: Geodynamics and earthquake prediction. Computational Seismology, vol. 26. Nauka, Moscow, p. 139–155 (in Russian) [Исмаил-Заде А.Т., Лобковский Л.И., Наймарк Б.М. Гидродинамическая модель формирования осадочного бассейна в результате образования и последующего фазового перехода магматической линзы в верхней мантии // Геодинамика и прогноз землетрясений. Вып. 26. М.: Наука, 1994. С. 139–155].
- Kaula W.M., 1977. Problems in understanding vertical movements and earth rheology. In: Proceedings of “Earth rheology and Late Cenozoic isostatic movements”: an interdisciplinary symposium held in Stockholm, Sweden, July 31 – August 8, 1977. Stockholm, p. 577–588.
- Krass M.S., 1973. Possible causes of lowering of guyots. In: М.Е. Artemiev (Ed.), Isostasia. Nauka, Moscow, p. 139–151 (in Russian) [Красс М.С. Возможные причины опускания гайотов // Изостазия / Ред. М.Е. Артемьев. М.: Наука, 1973. С. 139–151].
- Kulagin A.V., Mushin I.A., Pavlova T.Yu., 1994. Modeling of Geological Processes During Geophysical Data Interpretation. Nedra, Moscow, 250 p. (in Russian) [Кулагин А.В., Мушин И.А., Павлова Т.Ю. Моделирование геологических процессов при интерпретации геофизических данных. М.: Недра, 1994. 250 с.].
- Lunev B.V., 1986. Isostasia as dynamic equilibrium of viscous fluid. *Doklady AN SSSR* 290 (1), 72–76 (in Russian) [Лунёв Б.В. Изостазия как динамическое равновесие вязкой жидкости // Доклады АН СССР. 1986. Т. 290. № 1. С. 72–76].
- Lunev B.V., 1996. The upper mantle density anomaly above the Mid-Atlantic Ridge: its nature and role in rifting and spreading. *Geologiya i Geofizika (Russian Geology and Geophysics)* 37 (9), 87–101 (in Russian) [Лунев Б.В. О природе верхнемантийной аномалии плотности под Срединно-Атлантическим хребтом и ее роли в рифтогенезе и спрединге // Геология и геофизика. 1996. Т. 37. № 9. С. 87–101].

- Mitrovica J.X., 1996. Haskell [1935] revisited. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 101 (B1), 555–569. <https://doi.org/10.1029/95JB03208>.
- Myasnikov V.P., Fadeev V.E., 1980. Models of the evolution of the Earth and terrestrial planets. VINITI. Results of Science and Technology. Physics of the Earth. Vol. 5. VINITI, Moscow, 232 p. (in Russian) [Мясников В.П., Фадеев В.Е. Модели эволюции Земли и планет земной группы. ВИНТИ. Итоги науки и техники. Физика Земли. Т. 5. М.: ВИНТИ, 1980. 232 с.].
- Nikonov A.A., 1977. Holocene and Modern Movements of the Earth's Crust. Nauka, Moscow, 240 p. (in Russian) [Никонов А.А. Голоценовые и современные движения земной коры. М.: Наука, 1977. 240 с.].
- Niskanen E., 1948. On the viscosity of the Earth's interior and crust. *Annales Academiae Scientiarum Fennicae. Series A III, Geologica – geographica* 15, 22 p.
- Prokofiev A.A., Kronrod V.A., Kuskov O.L., 2009. Distribution of temperature and density in the lithospheric mantle of the Siberian craton according to regional seismic models. *Bulletin of the Earth Sciences Division of RAS* 1 (27) (in Russian) [Прокофьев А.А., Кронрод В.А., Кусков О.Л. Распределение температуры и плотности в литосферной мантии Сибирского кратона по данным региональных сейсмических моделей // Вестник Отделения наук о Земле РАН. 2009. № 1 (27)]. Available from: http://www.scgis.ru/russian/cp1251/h_dgggms/1-2009/informbul-1_2009/planet-20.pdf.
- Saxena S.K., Eriksson A.G., 1985. Anhydrous phase equilibria in Earth's upper mantle. *Journal of Petrology* 26 (2), 378–390. <https://doi.org/10.1093/petrology/26.2.378>.
- Smyslov A.A., Surikov S.N., Vainblat A.B., 1996. Geothermal Map of Russia. Scale 1:10000000 (Explanatory Note). Goskomvuz Publishing House, SPbGGI, Roskomnedra, VSEGEI, Moscow – St. Petersburg, 92 p. (in Russian) [Смыслов А.А., Суриков С.Н., Вайнблат А.Б. Геотермическая карта России. Масштаб 1:10000000 (объяснительная записка). М.–СПб.: Изд-во Госкомвуз, СПбГГИ, Роскомнедра, ВСЕГЕИ, 1996. 92 с.].
- Sobolev S.V., Babeyko A.Yu., 1994. Modeling of mineralogical composition, density and elastic wave velocities in anhydrous magmatic rocks. *Surveys in Geophysics* 15 (5), 515–544. <https://doi.org/10.1007/BF00690173>.
- Surkov V.S., Zhero O.G., 1981. The Basement and Development of the Platform Shield of the West Siberian Plate. Nedra, Moscow, 143 p. (in Russian) [Сурков В.С., Жеро О.Г. Фундамент и развитие платформенного чехла Западно-Сибирской плиты. М.: Недра, 1981. 143 с.].
- Timofeev V.Y., Ardyukov D.G., Timofeev A.V., Boiko E.V., Lunev B.V., 2014. Block displacement fields in the Altai-Sayan region and effective rheologic parameters of the Earth's crust. *Russian Geology and Geophysics* 55 (3), 376–389. <https://doi.org/10.1016/j.rgg.2014.01.019>.
- Trubitsyn V.P., 2008. Equations of thermal convection for a viscous compressible mantle of the earth including phase transitions. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth* 44 (12), 1018–1026. <https://doi.org/10.1134/S1069351308120045>.
- Ushakov S.A., 1966. Dynamics of the crust in the zones of transition from continents to the Atlantic-type oceans. *Doklady AN SSSR* 171 (1), 10–15 (in Russian) [Ушаков С.А. Динамика коры в зонах перехода от материков к океанам атлантического типа // Доклады АН СССР. 1966. Т. 171. № 1. С. 10–15].
- Yashchenko I.G., Polishchuk Yu.M., 2007. Analysis of the relationship of physico-chemical properties of heavy oils and the level of heat flow in the territories of the Volga-Ural, West Siberian and Timan-Pechora basins. *Oil and Gas Business* (2) (in Russian) [Яценко И.Г., Полищук Ю.М. Анализ взаимосвязи физико-химических свойств тяжелых нефтей и уровня теплового потока на территориях Волго-Уральского, Западно-Сибирского и Тимано-Печорского бассейнов // Нефтегазовое дело. 2007. № 2]. Available from: <http://ogbus.ru/article/view/analiz-vzaimosvyazi-fiziko-ximicheskix-svoystv-tyazhelyx-neftej-i-urovnya-teplovogo-potoka-na-territoriyax-volgo-uralskogo-zapadno-sibirskogo-i-timano-pechorskogo-bassejnov>.
- Zharkov V.N., Trubitsyn V.P., 1980. Physics of Planetary Interiors. Nauka, Moscow, 448 p. (in Russian) [Жарков В.Н., Трубицын В.П. Физика планетных недр. М.: Наука, 1980. 448 с.].



Борис Валентинович Лунёв, канд. физ.-мат. наук, с.н.с.
Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН
630090, Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 3, Россия

✉ e-mail: bobvalmail@mail.ru

Boris V. Lunev, Candidate of Physics and Mathematics, Senior Researcher
A.A. Trofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics, Siberian Branch of RAS
3 Academician Koptug ave., Novosibirsk 630090, Russia



Владимир Валентинович Лапковский, канд. геол.-мин. наук, зав. лабораторией
Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН
630090, Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 3, Россия

e-mail: lapkovskiiVV@ipgg.sbras.ru

Vladimir V. Lapkovsky, Candidate of Geology and Mineralogy
A.A. Trofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics, Siberian Branch of RAS
3 Academician Koptug ave., Novosibirsk 630090, Russia