

**MECHANICS OF FORMING ASTHENOSPHERE DIAPIRISM
WITH PHASE CHANGES****A. A. Baymukhametov, N. I. Martynov, A. G. Tanirbergenov**Institute of mechanics and engineering science named after U. A. Dzholdasbekov of the MES RK,
Almaty, Kazakhstan.
E-mail: dgimmash@mail.ru**Key words:** asthenosphere, diapir, crust, effective viscosity.**Abstract.** Mathematical and numerical models of process of formation of an asthenosphere diapirism taking into account phase changes are developed and proved. The carried-out computer modeling allowed to estimating key parameters, regularities and features of process of formation of the asthenosphere diapirism. Bott's theory is quantitatively confirmed.

The development of gravitational instability on the border of the crust and the asthenosphere leads to growth and redistribution of stresses in the environment. The area above the diapir tensile stress, and on its sides - compression.

In this model the upper boundary of the Earth's crust is accepted absolutely rigid. If you refuse to do so, and to consider the upper boundary of a free surface, it is easy to see that by the formation of the asthenosphere diaper, with a density less than the density of the Earth's crust at the bottom of the Earth's crust will act upward positive buoyancy. As a result, the crust will rise, the earth to swell, and the newly formed as a result of the destruction of blocks - to fall.

УДК 551.24

**МЕХАНИКА ФОРМИРОВАНИЯ АСТЕНОСФЕРНОГО
ДИАПИРИЗМА С ФАЗОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ****А. А. Баймухаметов, Н. И. Мартынов, А. Г. Танирбергенев**

Институт механики и машиноведения им. У. А. Джолдасбекова МОН РК, Алматы, Казахстан

*Представлена академиком НАН РК Г. У. Уалиевым***Ключевые слова:** астеносфера, диапир, земная кора, эффективная вязкость.**Аннотация.** Разработаны и обоснованы математическая и численная модели процесса формирования астеносферного диапиризма с учетом фазовых переходов. Проведенное компьютерное моделирование позволило оценить основные параметры, закономерности и особенности процесса формирования астеносферного диапиризма. Количественно подтверждена теория Ботта.**Введение.** Среди различных задач геофизики особое место занимает задача астеносферного диапиризма в верхней мантии. Она органически связана с проблемами выноса тепла с глубинных недр Земли, распределением полезных ископаемых в земной коре, вулканической деятельностью и землетрясениями, образованием рифтовых зон, движением континентов, тектоникой плит и с многими другими проблемами [1-3]. Отметим, что подробная библиография по астеносферному диапиризму в верхней мантии Земли и проблемные вопросы в этой области приведены в монографии [5].

Важнейшей чертой геофизики, использующей физические и механические методы для изучения Земли, является то, что по необходимости большой объем работ приходится на теоретические методы, так как проникновение в недра Земли затруднительно. Поэтому, наряду с геологическими и геофизическими методами исследования Земли, важную роль играют лабораторное и математическое моделирование. Следует отметить, что лабораторное моделирование не обеспечивает достаточного подобия реальных тектонических процессов [5].

Численное моделирование, основанное на базовых уравнениях механики сплошной среды, в отличие от лабораторного моделирования, позволяет дать развернутую во времени количественную картину напряженно-деформируемого состояния среды, описать сценарий развития и выявить основные закономерности и особенности мантийного диапиризма.

При численном моделировании астеносферного диапиризма в верхней мантии обычно используют две, наиболее признанные в настоящее время, физические модели [4, 6-8]. В упрощенной модели I реология верхней мантии и литосферы с достаточной степенью точности аппроксимируется ньютоновской вязкой несжимаемой жидкостью, с плотностью и вязкостью, зависящих от температуры. В общей модели I, кроме того, вязкость зависит еще от гидростатического давления. При этом теплопоглощением за счет фазовых переходов в астеносфере пренебрегают по сравнению с тепловым потоком, идущим с нижних слоев астеносферы. В модели II непосредственно учитываются фазовые переходы, основанные на экспериментальной кривой плавления в верхней мантии. Земная кора и астеносфера на больших отрезках времени аппроксимируются ньютоновской вязкой несжимаемой жидкостью с плотностью, зависящей от температуры и доли подплавленной фазы.

В работах [6-16] проводилось компьютерное моделирование конвективной неустойчивости, являющейся причиной астеносферного диапиризма. Расчеты проводились методом конечных разностей, либо методом конечных элементов с перестройкой расчетной сетки, либо с помощью распараллеливания вычислений. В [8, 14, 15] учтены фазовые переходы, учитывающие плавление вещества астеносферы, что приводит к ее разуплотнению. В результате проведенных расчетов была прослежена динамика изменения полей скоростей, давления, температур и теплового потока от начальной стадии до развитой стадии астеносферного диапиризма. Показано, что в результате образования высокотемпературного диапира в астеносфере возникают и растут со временем растягивающие напряжения в литосфере, и происходит небольшое утонение литосферы.

Отметим, что проблема астеносферного диапиризма, органически связанная с другими, не менее важными проблемами геофизики, далека от своего завершения [4]. Не обсуждая достоинства и недостатки численных методов, применяемых в этой области, отметим, что численные исследования немногочисленны (особенно трехмерных течений), и существуют определенные трудности в описании границы раздела сред.

Близкие по своей природе к задачам об астеносферном диапиризме являются задачи соляного диапиризма. В Казахстане многие задачи солянокупольной тектоники поставлены академиком Ж. С. Ержановым и решены его учениками. Были разработаны и обоснованы несколько консервативно-разностных методов с использованием монотонных разностных схем и итерационных процессов, базирующихся на схеме расщепления физических процессов, позволяющих корректно проследить эволюцию поверхности раздела слоев вплоть до образования соляных линз [17-19].

На разработку этих методов огромное влияние оказал академик Ш. С. Смагулов. В работе [19] подведен итог этих многолетних исследований. Работы [20-22] посвящены формированию соляных диапиров в температурном поле. В них показано, что мелкомасштабная конвекция в верхних горизонтах земной коры оказывает существенное влияние на распределение и формирование соляных диапиров и, кроме того, области нефтегазовых ловушек приурочены к областям повышенных термических градиентов.

В работах авторов [22, 23] проведено численное исследование астеносферного диапиризма на основе упрощенной и более общей модели I с помощью метода, разработанного в [20]. Оценены основные параметры, закономерности и особенности процесса, дается физически более корректная интерпретация геофизических данных.

В настоящей работе проведено численное моделирование астеносферного диапиризма на основе модели II с непосредственным учетом фазовых переходов. Обсуждаются результаты

расчетов. Предварительно проведены соответствующие модификации численного метода [20] для расчета подобных течений. Для простоты авторы ограничились двумерным случаем.

Физическая и математические модели. На больших отрезках времени (сотни тысяч, миллионы лет) земную кору, астеносферу можно считать вязкими несжимаемыми жидкостями. Это следует из данных об изостатическом поднятии поверхности Земли после снятия ледовой нагрузки, экспериментальных данных исследования ползучести горных пород при высоких температурах и давлениях, а также из теоретических исследований [1-4].

Учтем частичное плавление вещества астеносферы, которое приводит к ее разуплотнению и, как следствие к гравитационной неустойчивости, когда более тяжелая астеносфера покоится на более легких расплавленных слоях астеносферы. В качестве функции, учитывающей фазовый переход, выбирается массовая доля подплавленной фазы φ [8] так, что $\varphi = 1$ для астеносферы, и $\varphi = 0$ для литосферы.

Система уравнений, описывающая движения вязкой несжимаемой жидкости в прямоугольной области Ω в поле силы тяжести и перенос тепла (в системе координат Ox_1x_2 , ось Ox_2 направлена вертикально вверх), имеет следующий вид [24, 25]:

уравнения сохранения импульса (уравнениями Навье-Стокса):

$$\rho \frac{\partial V_i}{\partial t} + \rho V_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} - \rho g \delta_{2i}, \quad (1)$$

уравнение не сжимаемости:

$$\frac{\partial V_k}{\partial x_k} = 0, \quad (2)$$

реологический закон Ньютона:

$$\sigma_{ij} = 2\mu \varepsilon_{ij}, \quad \varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right), \quad (3)$$

уравнение сохранения энергии (уравнение теплопроводности):

$$\left(\frac{\partial \rho C_p T}{\partial t} + V_k \frac{\partial \rho C_p T}{\partial x_k} \right) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) + \sigma_{ik} \dot{\varepsilon}_{ik} + \rho Q (i, k = 1, 2) \quad (4)$$

уравнение состояния для плотности [2]:

$$\rho = \rho_* (1 - \alpha(T - T_*) - \gamma\varphi), \quad (5)$$

уравнение переноса температурно-невозмущенной плотности

$$\frac{\partial \rho_*}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho_* V_k) = 0, \quad (6)$$

Здесь по неммым индексам производится суммирование, σ_{ik} – девиатор тензора напряжений, $\dot{\varepsilon}_{ik}$ – тензор скоростей деформации, δ_{2i} – символ Кронеккера, p – давление, V_k – компоненты скорости, g – ускорение силы тяжести, ρ – плотность, ρ_* – температурно-невозмущенная плотность (плотность зависящая от состава вещества). T – абсолютная температура, C_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении, k – коэффициент теплопроводности, α – коэффициент теплового расширения, $\mu = \rho\nu$ – динамическая вязкость, ν – кинематическая вязкость, φ – массовая доля подплавленной фазы (φ – известная непрерывная функция, так что в астеносфере $\varphi = 1$, в литосфере $\varphi = 0$, а в переходной области φ изменяется от 1 до 0), γ – скорость нарастания фазового перехода, Q – удельная мощность других (не связанных с вязкостью) внутренних

источников тепла. В данной модели не учитываются радиогенные источники тепла в литосфере и в астеносфере.

Отметим, что фазовый переход происходит быстро относительно характерного времени развития неустойчивости. Тогда φ есть функция температуры и давления. Она непрерывным образом приближает скачок через кривую плавления и может быть выбрана, например, в виде [8]:

$$\varphi(p, T) = 0,5 + \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg}(\varepsilon (T - T_\phi(p))^{-1}), \quad (7)$$

где $T_\phi(p)$ – известное уравнение кривой плавления, а ε определяет скорость изменения фазового состава (находится из экспериментального графика плавления [26]). Для существования частично расплавленного слоя необходимо, чтобы геотерма пересекалась с кривой плавления.

Удельная мощность Q выбирается в виде [8, 26]:

$$Q = -H \frac{d\varphi}{dt}, \quad (8)$$

где H – скрытая теплота плавления, а знак минус указывает на то, что при плавлении теплота поглощается.

Отметим, что параметры k, C_p, α характеризуют свойства самой жидкости и поэтому переносятся ее частицами в процессе ее движения точно так же, как температурно-невозмущенная плотность. Поэтому они удовлетворяют уравнению переноса, аналогичному уравнению (6). Эти параметры могут сложным образом зависеть от T, p, φ . Как показывают исследования [27, 28], с достаточной для геофизических расчетов точностью для верхней мантии и литосферы эти параметры можно положить постоянными.

Таким образом, физическая модель II описывается системой уравнений (1) – (8), к которым добавляются соответствующие начальные и краевые условия.

В дальнейшем область Ω рассматривается в виде прямоугольника с высотой 250 км (в начальный момент времени на земную кору приходится 40 км мощности, на мощность верхней мантии – 210 км) [1, 3, 8]. Для верхней мантии, согласно [1,3,27,28], коэффициенты k, C_p, α с достаточной степенью точности можно принять постоянными во всей области и равными их средним значениям: $k = 2,5 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{C}^0)$, $C_p = 1,2 \text{ кДж}/\text{кг} \cdot \text{C}^0$, $\alpha = 2 \cdot 10^{-5} \text{ C}^0^{-1}$. Средняя плотность верхней мантии, согласно [1, 3, 8], равна $\rho_0 = 3,4 \cdot 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$, плотность земной коры $2,8 \cdot 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$, ускорение силы тяжести $9,9 \text{ м}/\text{с}^2$. Начальное распределение температуры соответствует профилю сверхадиабатической температуры под континентами. В качестве характерного значения температуры принимается значение 1773°K . Скрытая теплота плавления полагается равной $H = 3,35 \cdot 10^4 \text{ Дж}/\text{кг}$ [1, 3, 8], кинематическая вязкость подплавленной фазы – $\nu = 10^{16} \text{ м}^2/\text{с}$, а твердой фазы $\nu = 10^{20} \text{ м}^2/\text{с}$ [8,26], скорость нарастания фазового перехода γ полагалась равной 0,04.

В целях дальнейшего упрощения воспользуемся приближением Буссинеска для несжимаемой жидкости, согласно которому зависимость плотности от температуры и фазового состава учитывается в уравнениях импульса (1) только для архимедовой силы, и в уравнении энергии (4).

Введем безразмерные переменные, помеченные чертой и параметры:

$$u_0 = \frac{k}{L_0 \rho_0 C_p}, \quad t_0 = \frac{L_0}{u_0}, \quad p_0 = \rho_0 g L_0, \quad \mu_0 = \rho_0 \nu_0, \quad x = \bar{x} L_0, \quad t = \bar{t} t_0, \quad V = \bar{V} u_0, \quad \mu = \mu_0 \bar{\mu}, \quad \mu_* = \mu_0 \bar{\mu}_*, \quad (9)$$

$$T = T_0 \bar{T}, \quad T_* = 273^\circ \text{K}, \quad \nu_0 = 10^{16} \text{ м}^2/\text{с}, \quad \rho = \rho_0 \bar{\rho}, \quad \rho_* = \rho_0 \bar{\rho}_*, \quad \mu_0 = \rho_0 \nu_0, \quad \rho_0 = 3,4 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$$

Здесь u_0, t_0 – характерная скорость и время, соответственно. Запишем уравнения импульса (1) и уравнения энергии (4) с учетом (9) в безразмерных переменных (черточки над безразмерными переменными опущены, чтобы не загромождать изложение), тогда получим:

$$0 = -\Lambda \left(\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho_* \delta_{3i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\mu \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i} \right) \right) + Ra \rho_* (T - \bar{T}_* + \gamma_0 \varphi) \delta_{3i}, \quad \gamma_0 = \frac{\gamma}{\alpha T_0} = 1,128 \quad (10)$$

$$\rho \left(\frac{\partial T}{\partial t} + V_k \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) = \frac{\partial^2 T}{\partial x_k \partial x_k} - H_0 \frac{d\varphi}{dt} \rho, \quad (i, k = 1, 2), \quad H_0 = \frac{H}{C_p T_0} = 0,0158 \quad (11)$$

$$\frac{\partial V_k}{\partial x_k} = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial \rho_*}{\partial t} + V_k \frac{\partial \rho_*}{\partial x_k} = 0, \quad (13)$$

$$\varphi(p, T) = 0,5 + \frac{1}{\pi} \arctg(\varepsilon(T - T(p))^{-1}) \quad (14)$$

$$T_\phi(p) = 1,09x_2^2 - 1,254x_2 + 1,0 \quad (15)$$

Здесь $Ra = gL_0^3 \rho_0 C_p / (\nu_0 k)$ – число Релея; $Pr = \nu_0 \rho_0 C_p / k$ – число Прандтля; $Di = \nu_0 k / (T_0 L_0^2 C_p \rho_0)$ – безразмерный параметр диссипации, а $\Lambda = \frac{Ra}{\alpha T_0}$. Число Прандтля входит множителем Pr^{-1} в ле-

вую часть безразмерных уравнений импульса (10). При характерных параметрах задачи, число Прандтля порядка 10^{22} , поэтому левые части уравнений (10) можно положить равными нулю. При тех же характерных параметрах задачи, число Релея Ra имеет порядок 10^4 , а $Di \approx 4,85 \cdot 10^{-8}$, $\Lambda \approx 6 \cdot 10^5$. В работе [24] показано, что при малых скоростях можно пренебречь диссипацией вязкой жидкости. Это подтверждает и значение параметра диссипации Di , имеющего восьмой порядок малости. Поэтому в уравнении (11) вязкой диссипацией пренебрегаем.

Поскольку процесс формирования астеносферного диапиризма очень медленный, то гидростатическое давление, как минимум, больше гидродинамического давления на порядок. Поэтому кривую плавления $T_\phi = T_\phi(p)$ строят в зависимости от глубины. Соотношение (15) представляет собой безразмерную кривую плавления, взятую из работы [24] и построенную методом наименьших квадратов.

К системе уравнений (10) - (15) добавляются начальные и граничные условия. В начальный момент времени ($t_0 = 0$) задаются распределения невозмущенной плотности ρ_* и температуры T . Начальные значения V, p, φ вычисляются по известным значениям $\rho_*(x, 0)$, $T(x, 0)$. Граничные условия могут быть разнообразными. В данном исследовании, на боковых стенках ставились условия симметрии, а на верхней и нижней стенках - условия прилипания. Кроме того, на нижней стенке задавалась температура $T(x_1)$, а на верхней стенке температура полагалась равной нулю по Цельсию.

Таким образом, математическая модель состоит в реализации системы уравнений (10) – (15) с соответствующими начальными и граничными условиями.

Численный метод. Для расчета чисто динамической задачи формирования соляных структур авторами был разработан и реализован численный метод [18, 19]. В тепловой задаче (10) - (15) в уравнениях импульса добавляется член, пропорциональный температуре, и уравнение (11), выражающее баланс энергии с соответствующими граничными и начальными условиями. Поэтому алгоритм расчета динамической части остается прежним (в дискретных уравнениях импульса добавляется архимедова сила, связанная с температурой, которая определяется в центре ячейки). Уравнение энергии аппроксимировано неявной абсолютно устойчивой схемой переменных направлений, которая реализуется продольно-поперечной немонотонной прогонкой [20]. При этом конвективные члены в левой части уравнения (11) аппроксимировались схемой против потока, гарантирующей ее монотонность.

Реализация разностной начально - краевой задачи (7) - (12) проводится следующим образом. При $t = 0$ известны начальные значения плотности, и температуры, а также φ из соотношений (14), (15), по которым вычисляются объемные силы в уравнениях импульса. Разрешается разностный аналог уравнений (10), (12), позволяющий определить значения компонент скорости и давления в начальный момент времени, а также распределение динамических вязкостей и плотностей на первом временном слое. Разрешается разностный аналог уравнения (12), который дает распределение температуры по пространству на первом временном шаге. Затем процесс повторяется, и вычисления проводятся до необходимого временного слоя.

В приводимых ниже расчетах вычислялся девиатор касательных напряжений τ , который обычно используется при расчете на прочность горных пород. Критерий прочности, часто используемый на практике, гласит: если девиатор касательных напряжений τ меньше определенного предела τ_{np} , то разрушение горной породы не происходит; если девиатор касательных напряжений τ больше или равен τ_{np} , то происходит разрушение горной породы. Для плоской деформации критерий выглядит так:

$$\tau = \sqrt{(\sigma_{22} - \sigma_{11})^2 + 4\sigma_{12}^2} \leq \tau_{np}$$

Здесь под горной породой мы подразумеваем земную кору. Сначала численным моделированием определяются поля давлений, скоростей и температуры. Затем численным дифференцированием (через центральные разности на разнесенных сетках) определяются поля нормальных и касательных напряжений. Далее выделяются зоны повышенных концентраций девиатора касательных напряжений, что позволяет определить вероятные зоны разрушения земной коры.

Результаты расчетов

Построенные физическая, математическая и дискретная модели позволяют оценить характерные параметры формирования астеносферного диапира и сделать адекватную геофизическую интерпретацию этого процесса.

На рисунках 1а) – 1е), 2а) – 2г) приведены профили изотерм, поля скоростей и распределения расплавленной фазы астеносферы для различных моментов времени формирования астеносферного диапиризма. На нижней границе области задавалась температура $1773 K^0$, а в двух центральных соседних точках нижней границы области температура была задана на 20 % выше, что моделирует неоднородность теплового потока с нижних слоев верхней мантии. Граница расплавленной фазы астеносферы, в соответствии с теорией однородных разностных схем определялась местоположением точек, где $\varphi = 0,5$.

Расчеты показали, что процесс формирования астеносферного диапира протекает неравномерно. Сначала процесс формирования астеносферного диапира со временем ускоряется, а затем замедляется, и примерно через 38 млн. лет, начинает выходить на стационарный режим.

Сопоставление расчетов, выполненных на основе модели II, с соответствующими расчетами, выполненных на основе упрощенной и на основе более общей модели I [23, 29] показывает, что процесс формирования астеносферного диапиризма несколько замедляется по отношению к упрощенной модели I, и ускоряется по отношению более общей модели I.

Это связано с тем, что часть энергии расходуется на фазовые переходы, а в общей модели I экспоненциальная зависимость динамической вязкости от гидростатического давления сильно замедляет процесс.

Значение максимальной скорости в модели II меняется от 0,8 до 10,6 км/млн. лет, достигая максимума при $t = 17,4$ млн. лет, с постепенным выходом на стационарное значение 2,2 км/млн. лет. На рисунках 1б) – 1е) изотермы высоких температур изогнуты сильнее, чем изотермы низких температур. Этот факт указывает на более интенсивные движения в областях с большей температурой, что подтверждается рисунками 2б), 2в).

При этом тепловой поток в центральной части расчетной области повышается, а на периферии падает, что связано с опусканием вещества в этой области.

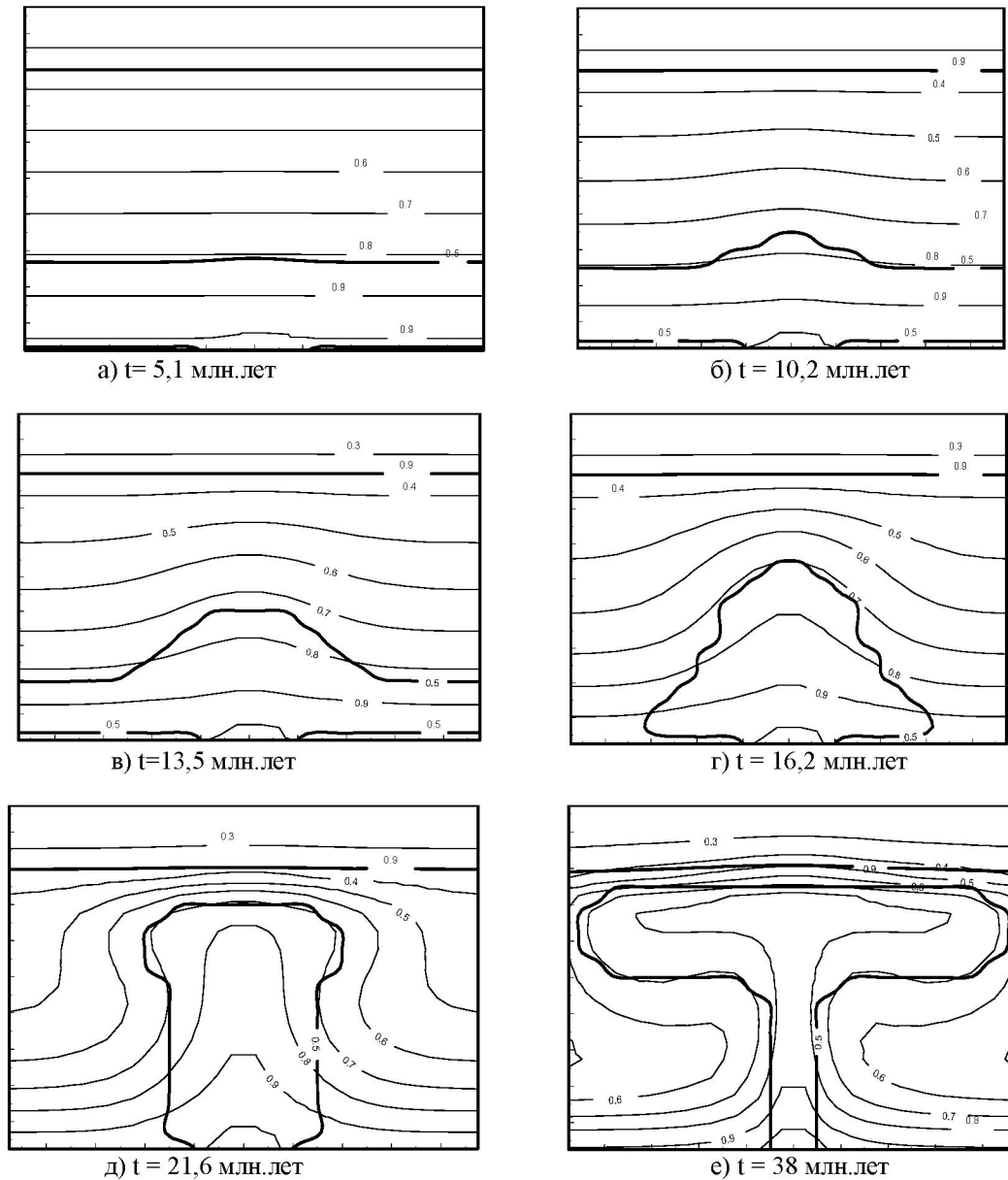


Рисунок 1 – Распределение изотерм и подплавленной фазы астеносферы (а, б, в, г, д, е) формирования астеносферного диапиризма в различные моменты времени

На рисунках 2а) – 2г) отчетливо просматриваются две конвективные ячейки в верхней мантии. Интенсивность поля скоростей существенно выше на более раннем этапе (рисунок 2б)) развития процесса формирования астеносферного диапиризма, чем на более позднем (рисунок 2г)). На раннем этапе формирования астеносферного диапиризма подплавленная фаза астеносферы представляет собой прямоугольную область (рисунок 1а)), которая за счет повышенного теплового потока в центральной части области со временем начинает выпучиваться в центральной части (рисунки 1б), 1в)). За счет сформировавшихся конвективных ячеек происходит проседание более тяжелой и более холодной нерасплавленной астеносферы в боковых периферийных частях ячеек, а вещество подплавленной части астеносферы устремляется в вверх в центральной части области (рисунки 2а), 2б)). Со временем (рисунки 1г), 2б)) за счет опускания холодного нерасплавленного вещества астеносферы, подплавленная часть астеносферы вытесняется в центральную часть области (рисунки 1г), 1д), 2б)). Это объясняется тем, что область подплавленной фазы астеносферы, которая определяется определенным диапазоном изменения температур и давлений,

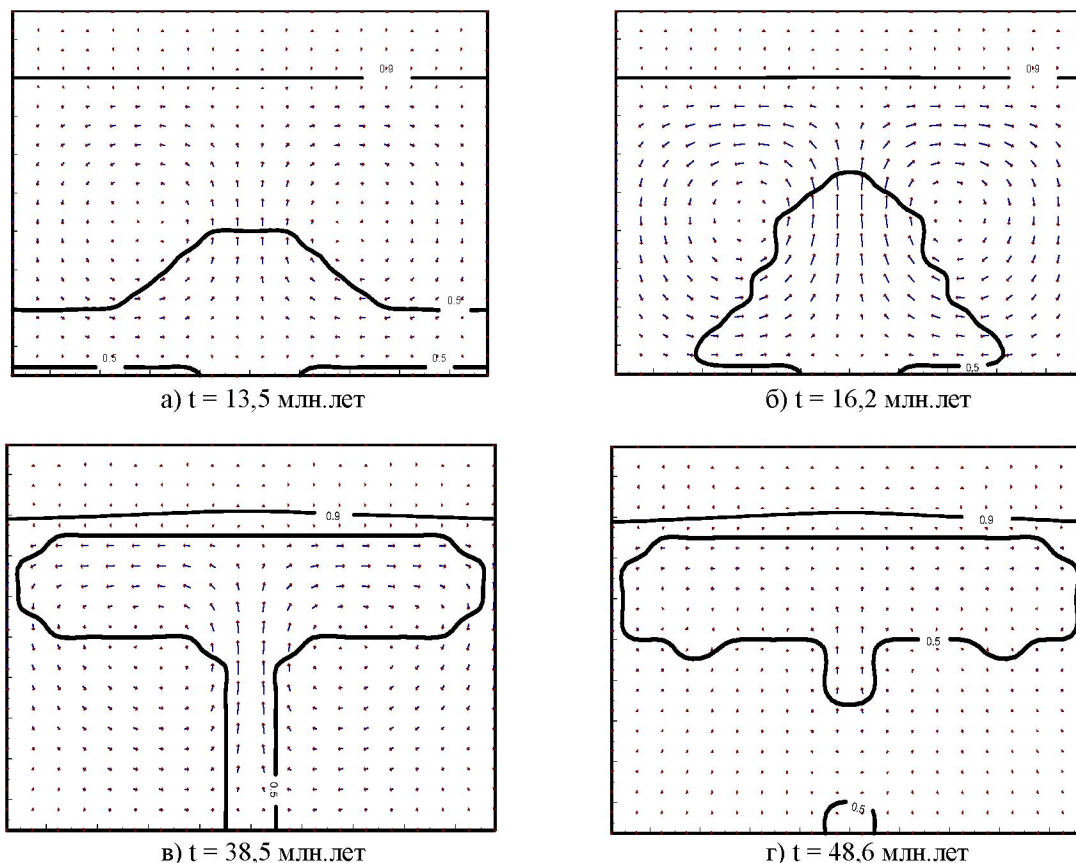


Рисунок 2 – Распределение подплавленной фазы астеносферы и поля скоростей (а, б, в, г) формирования астеносферного диапиризма в различные моменты времени

лежит между кривой плавления и геотермой. Геотерма же в областях опускания холодной астеносферы находится ниже кривой плавления. Поэтому фазовый переход в этих областях прекращается, а присутствующий ранее расплав астеносферы вытесняется в центральную часть области (рисунок 2д)). Затем происходит всплытие расплава астеносферы, и в результате образуется грибовидная структура, похожая на соляной купол, – астеносферный диапир (рисунок 2в)). Через определенное время (рисунок 2г)) происходит отрыв подплавленного вещества астеносферы и образуется астеносферная линза.

На рисунках 1д), 1е), 2в), 2г) в процессе формирования астеносферного диапира отчетливо просматривается утонение земной коры (широкого сводного поднятия) в центральной части области и практически незаметное опускание на этих рисунках земной коры на периферии (в силу того, что земная кора моделируется несжимаемой жидкостью). Расчеты показали, что этап медленного утонения земной коры сменяется этапом относительно быстрого утонения. Через 38 млн. лет утонение земной коры (сводного поднятия) в центральной части составляет 4,4 км, а в ее периферийной части опускание составляет 0,5 км.

Согласно Ботту [30], по обе стороны от вершины широкого сводного поднятия образуются два наклонных разлома, после чего блок земной коры, ограниченный этими разломами, начинает погружаться в результате растекания нижнего пластичного слоя под действием растягивающих напряжений.

Как показали расчеты, развитие гравитационной неустойчивости на границе земной коры и астеносферы приводит к росту и перераспределению напряжений в среде. В области над диапиром действуют растягивающие напряжения, а по его сторонам – сжимающие.

Наибольшие значения девиатора касательных напряжений достигаются в областях земной коры (симметричных относительно вертикальной оси, проходящей через центр области), непосредственно примыкающих в области утонения к астеносфере. В результате в этих областях

происходит хрупкое разрушение земной коры с образованием трещин – разломов. Это приводит к подъему магмы по этим трещинам - разломам [31], а также погружению образовавшегося блока земной коры в центральной части области. Расчеты как раз и подтверждают теорию Ботта [30].

Отметим, что в рассматриваемой модели верхняя граница земной коры принята абсолютно жесткой. Если отказаться от этого требования, и считать верхнюю границу области свободной границей, то нетрудно видеть, что в результате образования астеносферного диапира, с плотностью меньше плотности земной коры, на нижнюю часть земной коры будет действовать, направленная вверх положительная сила плавучести. В результате земная кора будет подниматься, Земля - раздуваться, а вновь образовавшиеся в результате разрушения блоки – опускаться.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Артюшков Е.В. Геодинамика. – М.: Наука, 1979. – 326 с.
- [2] Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет. – М.: Наука, 1983. – 415 с.
- [3] Теркот Д., Шуберт Дж. Геодинамика. – М.: Мир, 1985. – 730 с.
- [4] Foulger G.B. Plates vs. plumes: a geological controversy. – New-York: Willey-Blackwell, 2010. – P. 352.
- [5] Гуревич Г.И. Об исходных предпосылках подхода к моделированию в тектонике // Некоторые вопросы механики деформированных сред. – 1959. – С. 75–144.
- [6] Исмаил-Заде А.Т., Короткий А.И., Крупский Д.П. и др. Эволюция тепловых плюмов в мантии Земли // Доклады РАН. – 2006. – Т. 411. № 4. – С. 523–526.
- [7] Малевский А.В. Численная модель астеносферного диапиризма // Физика Земли. – 1986. – № 9. – С. 37–44.
- [8] Малевский А.В. Механика процесса образования астеносферного диапира // Вычислительная сейсмология. – 1987. – Вып. 20. – С. 52–60.
- [9] Наймарк Б.М., Исмаил-заде А.Т., Короткий А.И. и др. Моделирование трехмерных вязких течений в вязких слоях мантии // Известия Уральского гос. ун-та. – 1999. – Вып. 2. – С. 65–76.
- [10] Рыков В.В., Трубицын В.П. Численное моделирование трехмерной мантийной конвекции и тектоника континентальных плит // Вычислительная сейсмология. – 1994. – Вып. 26. – С. 94–102.
- [11] Boss A.P., Sacks I.S. Time – dependent numerical models of mantle convection // Carnegie Inst. Annu. Rep. Dep. Terrestrial Magnetism. – 1982. – P. 543–549.
- [12] Bridwell R.J., Potzick C. Thermal regimes mantle diapirs and crustal stresses of continental rifts // Tectonophysics. – 1981. – Vol. 73. – P. 15–32.
- [13] Burg J.-P. et al. Translithospheric mantle diapirism : geological evidence and numerical modelling of the Kondyor zoned ultramafic complex (Russian Far-East) // J. of Petrology. – 2009. – Vol. 50. – P. 289–321.
- [14] Drury M., Roermund J. Smet H., Berg A. et al. Emplacement of deep mantle rocks into cratonic lithosphere by convection and diapiric upwelling // J. of Petrology. – 2001. – Vol. 42, № 2. – P. 131–140.
- [15] Hasenclever J. et al. 2D and 3D numerical models on compositionally buoyant diapirs in the mantle wedge // Earth and Planetary Science Letters. – 2011. – Vol. 311. – P. 53–68.
- [16] McKenzie D.P., Roberts J. M., Wells N. O. Convection in the Earth's mantle : towards a numerically // J. Fluid Mech. – 1974. – Vol. 63. – P. 465–476.
- [17] Ержанов Ж.С., Мартынов Н.И. Тейлоровская неустойчивость двумерного ползущего движения границы раздела вязких несжимаемых жидкостей // Изв. АН Каз. ССР. – Сер. физ.-мат. – 1985. – № 5. – С. 79–84.
- [18] Мартынов Н.И., Танирбергенов А.Г. Численное моделирование условий формирования солянокупольных структур в земной коре // Геодинамика и напряженное состояние недр Земли. Труды междунар. конф. – Новосибирск, 2003. – С. 132–136.
- [19] Мартынов Н.И., Танирбергенов А.Г. Численное моделирование соляных диапиров в земной коре // Мат. журнал. – 2006. – Т. 6, № 1(19). – С. 67–73.
- [20] Жантаев Ж.Ш., Мартынов Н.И., Танирбергенов А.Г. Формирование соляных диапиров в температурном поле // Проблемы эволюции открытых систем. – 2009. – Т. 1, вып. 11. – С. 70–76.
- [21] Baimukhametov A.A., Martynov N.I., Tanirbergenov A.G. Influence of thermogradients on formation of oil and gas traps // International Journal of Academic Research. – 2011. – Part 1. – Vol. 3. – P. 7–12.
- [22] Baimukhametov A.A., Martynov N.I., Tanirbergenov A.G. Thermogradient model of formation of oil and gas traps at salt diapirism // Proceeding of the 23rd ICTAM.2012. – Beijing, China. – 2 p. sm 06–013.
- [23] Баймухаметов А.А., Мартынов Н.И., Танирбергенов А.Г. Численное моделирование астеносферного диапиризма // Известия РАН. Сер. физ.-мат. – 2014. – № 2. – С. 267–275.
- [24] Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – С. 736.
- [25] Chandrasekar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. – Oxford. Clarendon press, 1961. – 652 p.
- [26] Ringwood, A.E. Composition and petrology of the upper mantle. – N.Y.: McGraw-Hill, 1975. – 618 p.
- [27] Karato S. Grain size distribution and rheology of the upper mantle // Tectonophysics. – 1984. – Vol. 104. – P. 155–176.
- [28] Ranalli G., Fisher B. Diffusion creep, dislocation creep and mantle rheology // Phys. Earth Planet. Inter. – 1984. – Vol. 34. – P. 77–84.
- [29] Баймухаметов А.А., Мартынов Н.И., Танирбергенов А.Г. Механика формирования астеносферного диапиризма // Мат.-лы междунар. научной конф. «Актуальные проблемы механики и машиностроения», посвящ. 80-летию академика А. Н. Тюреходжаева. – 2014. – Т. 2. – С. 96–102.

[30] Bott M.H.P. *Crustal doming and mechanisms of continental rifting* // Tectonophysics. – 1981. – Vol. 73. – P. 1–8.

[31] Захаров В.В., Никитин Л.В. *Механика подъема магмы по трещинам* // Известия АН СССР. Физика Земли. – 1985. – № 7. – С. 14–24.

REFERENCES

- [1] Artyushkov E.V. *Geodynamics*. E.V. Artyushkov. - M.: Nauka, 1979, 326 p. (in Russ.).
- [2] Zharkov V.N. *The internal structure of the Earth and planets*. M.: Nauka, 1983, 415 p. (in Russ.).
- [3] Terkot D., Schubert J. *Geodynamics*. Moscow: Mir, 1985. 730 pp. (in Russ.).
- [4] Foulger G. B. *Plates vs. plumes : a geological controversy*. New-York, Willey-Blackwell, 2010. P. 352.
- [5] Gurevich G.I. *On the initial approach to modeling assumptions in the tectonics*. Some problems of mechanics of deformed environments. 1959. p. 75-144. (in Russ.).
- [6] Ismail - Zade A.T., Korotkiy A.I., Krupski D.P., et.al. *Evolution of thermal plumes in the mantle*. Reports RAS. 2006. V. 411. № 4. p. 523-526. (in Russ.).
- [7] Malevsky A.V. *Numerical model of asthenosphere diapirism*. Earth physics. 1986. № 9. p. 37-44. (in Russ.).
- [8] Malevsky A.V. *The mechanics of the formation of asthenospheric diapir*. Computational Seismology. 1987. Iss. 20. p. 52-60. (in Russ.).
- [9] Naimark B.M., Ismail-Zade A.T., Korotkiy A.I., et al. *Simulation of three-dimensional viscous flows in viscous mantle layers*. Bulletin of the Ural State. Univ. 1999. Vol. 2. p. 65-76. (in Russ.).
- [10] Rykov V.V., Trubitsin V.P. *Numerical simulation of three-dimensional mantle convection and tectonics of continental plates*. Computational Seismology. 1994. Vol. 26. p. 94-102. (in Russ.).
- [11] Boss A.P., Sacks I.S. *Time – dependent numerical models of mantle convection*. Carnegie Inst. Annu. Rep. Dep. Terrestrial Magnetism. 1982. P. 543–549.
- [12] Bridwell R.J., Potzick C. *Thermal regimes mantle diapirs and crustal stresses of continental riffs*. Tectonophysics. 1981. v. 73. P. 15–32.
- [13] Burg J.-P. et al. *Translithospheric mantle diapirism : geological evidence and numerical modelling of the Kondyor zoned ultramafic complex (Russian Far-East)*. J. of Petrology. 2009. v. 50. P. 289–321.
- [14] Drury M., Roermund J. Smet H., Berg A. et al. *Emplacement of deep mantle rocks into cratonic lithosphere by convection and diapiric upwelling*. J. of Petrology. 2001. v.42. № 2. P. 131–140.
- [15] Hasenclever J. et al. *2D and 3D numerical models on compositionally buoyant diapirs in the mantle wedge*. Earth and Planetary Science Letters. 2011. v. 311. P. 53–68.
- [16] McKenzie D.P., Roberts J.M., Wells N.O. *Convection in the Earth's mantle: towards a numerically. J. Fluid Mech.* 1974. v. 63. P. 465–476.
- [17] Yerzhanov Zh.S., Martynov N.I. *Taylor instability dimensional creeping movement of the interface of viscous incompressible fluids*. News of AS KazSSR. Ser. phys-math. 1985. № 5. p. 79-84. (in Russ.).
- [18] Martynov N.I., Tanirbergenov A.G. *Numerical simulation of the formation conditions of salt-dome structures in the earth's crust. Geodynamics and stressed state of the Earth's interior*. Proceed. of Conf. - Novosibirsk, 2003, pp 132-136. (in Russ.).
- [19] Martynov N.I., Tanirbergenov A.G. *Numerical simulation of salt diapirs in the earth's crust*. Math. journal. 2006. V.6. № 1 (19). p. 67-73. (in Russ.).
- [20] Zhantaev Zh.Sh., Martynov N.I., Tanirbergenov A.G. *Formation of salt diapirs in the temperature field. Problems of the evolution of open systems*. 2009 Volume 1, Issue. 11. P. 70-76.21. (in Russ.).
- [21] Baimukhametov A.A., Martynov N.I., Tanirbergenov A.G. *Influence of thermogradients on formational of oil and gas traps*. International Journal of Acadtmic Research. 2011. Part1. v. 3. P. 7–12.
- [22] Baimukhametov A.A., Martynov N.I., Tanirbergenov A.G. *Thomogradient model of formation of oil and gas traps at salt diepirism*. Proceeding of the 23 rd ICTAM. 2012. Beijing, China. 2p.
- [23] Baimukhametov A.A., Martynov N.I., Tanirbergenov A.G. *Numerical modeling of asthenospheric diapirism*. News of NAS RK. 2014. ser. phys-math. № 2. pp 267-275. (in Russ.).
- [24] Landau L.D., Livshits E.M. *Theoretically physics. Hydrodynamics*. M.: Nauka, 1986. p. 736.25. Chandrasekar S. *Hydrodynamic and hydromagnetic stabilite*. Oxford. Slarendom press, 1961, 652 p. (in Russ.).
- [25] Chandrasekar S. *Hydrodynamic and hydromagnetic stabilite*. Oxford. Clarendom press, 1961. 652 p.
- [26] Ringwood, A.E. *Composition and petrology of the upper mantle*. N.Y., McGraw-Hill, 1975. 618 p.
- [27] Karato S. *Grain size distribution and rheology of the upper mantle*. Tectonophysics. 1984. v. 104. P. 155–176.
- [28] Ranalli G., Fisher B. *Diffusion creep, dislocation creep and mantle rheology*. Phys. Earth Planet. Inter. 1984. v. 34. P. 77–84.
- [29] Baimukhametov A.A., Martynov N.I., Tanirbergenov A.G. *The mechanics of the formation of the asthenosphere diapirism*. Proceedings of the international scientific conference "Actual problems of mechanics and mechanical engineering", dedicated to the 80th Anniversary of academician A.N. Tyurekhodzhaev. 2014 V. 2. p. 96-102. (in Russ.).
- [30] Bott M.H.P. *Crustal doming and mechanisms of continental rifting*. Tectonophysics. 1981, v. 73, P. 1–8.
- [31] Zakharov V.V., Nikitin L.V. *Mechanics rise of magma through fissures*. News of the AS of the USSR. Earth physics. 1985. № 7. p. 14-24. (in Russ.).

**ФАЗАЛЫҚ ӨТКЕЛДЕРІ БАР АСТЕНОСФЕРЛІК
ДИАПИРИЗМАНЫҢ ҚҰРЫЛЫМ МЕХАНИКАСЫ**

А. А. Баймухаметов, Н. И. Мартынов, А. Г. Танирберген

У. А. Жолдасбеков атындағы Механика және машинатану институты, ҚР БҒМ, Алматы, Қазақстан

Тірек сөздер: жер қыртысы, тиімді тұтқырлық, астеносфера, диапризма.

Аннотация. Фазалық өткелдері бар астеносферлік диапиризманың құрылым механикасы үдерісінің математикалық және сандық модельдері жасалынып, негізделді. Жүргізілген компьютерлік модельдеу астеносферлік диапиризманың негізгі көрсеткіштерін, заңдылықтарын және үдерістің ерекшеліктерін бағалауға мүмкіндік берді. Боттың сандық теориясы дәлелденілді.

Поступила 22.05.2015 г.