

А.Г. Кирдяшкин, Н.Л. Добрецов, А.А. Кирдяшкин

Институт геологии и минералогии СО РАН, Новосибирск, Россия

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА В МАНТИИ И ВНЕШНЕМ ЯДРЕ ЗЕМЛИ

АННОТАЦИЯ

Целью сообщения является ознакомление с геодинамическими задачами, которые позволяют представить основные процессы тепло- и массообмена в Земле.

1. ВВЕДЕНИЕ

На основании геофизических (прежде всего, сейсмических) данных Земля разделена на несколько сферически – симметричных, в первом приближении, оболочек: *A* – кора, толщиной 10 км под океаном и 40 км на континенте; *B*₁ – литосферная мантия (*A*+ *B*₁ – литосфера, океаническая толщиной 80 км, континентальная – 150 - 200 км); *B*₂ – астеносфера (под океаном 300 км); *C* – переходный слой до глубины 670 км (*B*₁+ *B*₂+ *C* – верхняя мантия); *D*₁ – нижняя мантия от глубины 670 км до 2900 км; *F* – внешнее ядро до глубины 5150 км; *G* – внутренне ядро до 6370 км. Коэффициент теплопроводности для различных слоёв мантии составляет $a = 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-6}$ м²/с. Кинематическая вязкость астеносферы оценивается величиной 10^{14} м²/с, а нижней мантии $10^{17} - 10^{18}$ м²/с. Для внешнего ядра: $a = 8 \cdot 10^{-5}$ м²/с, $\nu \approx 10^2$ м²/с. Мантия и внешнее ядро рассматривается как вязкая жидкость с большим значением числа $Pr = 10^{20} - 10^{23}$ и вязкости ν .

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ В НИЖНЕЙ МАНТИИ И АСТЕНОСФЕРЕ

2.1. Границы режимов течения и режим конвекции в нижней мантии

При больших значениях Pr можно пренебречь в уравнении движения конвективными и нестационарными членами. При $Pr \gg 1$ единственным определяющим критерием для нестационарного свободно конвективного движения является число Рэлея Ra . Нестационарность имеет тепловой характер, поскольку нестационарный член есть только в уравнении теплообмена. Оценки числа Ra для нижней мантии показывают, что $Ra_{нм} = 5 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^6$, что соответствует возникновению нестационарных течений в горизонтальном слое, подогреваемом снизу. Экспериментально были найдены границы возникновения нестационарного течения и турбулентного режима конвекции в горизонтальном слое, подогреваемом снизу, при значениях $Pr \leq 4 \cdot 10^3$ [1, 2]. Граница возникновения пульсаций температуры в отдельной ячейке (названных коротко-

периодными на фоне медленной перестройки всего ячеистого слоя) возникает при $Ra_{VI} = 1,7 \cdot 10^5$ и при $Pr > 10^2$ не зависит от числа Pr . Граница развитой турбулентной конвекции в горизонтальном слое Ra_{VII} слабо зависит от числа Pr при $15 < Pr < 10^2$ и не зависит от Pr при $Pr > 10^2$ и соответствует значению $Ra_{VII} = 10^6$. Режим конвекции в нижней мантии ($5 \cdot 10^5 < Ra < 3 \cdot 10^6$) – либо развивающийся турбулентный, либо развитый турбулентный [1, 2]. При числах $5 \cdot 10^5 < Ra < 3 \cdot 10^6$ в спектре короткопериодных пульсаций температуры выделяется характерная частота пульсации $f_1 = 1/No_1$, где $No_1 = t_1 u/l = 7,1$. Этот период t_1 соответствует геологическим циклам Уилсона, выражающимися в периодическом образовании и распаде суперконтинентов «от Пангеи до Пангеи», равном $t_1 = 350 - 500$ млн. лет [3].

2.2. Экспериментальное моделирование двухслойной конвекции в мантии

На глубине 670 км наблюдается скачок плотности, ($\Delta\rho = 300$ кг/м³) вызванный двумя факторами: изменением плотности из-за различного химического состава и из-за фазового перехода, имеющий отрицательное значение $\partial T/\partial\rho < 0$. Эта граница не проникаемая для свободной конвекции. Моделирование двухслойной системы “верхняя и нижняя мантия” проводилась на двухслойной системе гексадекан – глицерин при выполнении подобия размеров слоя по высоте и отношению вязкости в слоях $\nu_v/\nu_n = 10^2$ [4]. Определены условия, при которых взаимодействие между слоями имеет тепловой характер, т.е., когда подъёмные потоки в верхнем и нижнем слое однонаправлены. Найдены зависимости для профиля скорости в среднем вертикальном сечении. Горизонтальный размер конвективной ячейки в верхнем тонком слое (астеносфере) равен горизонтальному размеру ячейки в нижнем слое (нижней мантии), соизмеримом с толщиной нижнего слоя (мантии). Поэтому наличие горизонтальных движений на поверхности Земли, соизмеримых по размеру с толщиной мантии не означает, что существует общемантийная конвекция.

Экспериментальное моделирование влияния литосферных плит, опускающихся до верхней границы нижней мантии (влияние зон субдукции), на нижнемантийную конвекцию выявило существование у кровли и подошвы нижней мантии продольных валиков и позволило представить тепловую и гидродинамическую структуру конвекции в нижней

мантии [5]. Существуют крупномасштабные ячейчатые течения, соизмеримые горизонтальным размером с толщиной мантии $l = 2100$ км. У границ 670 км и 2900 км образуются конвективные валики, направления течения в которых перпендикулярно направлению течения в основных валиках. Высота валиков - 630 - 1000 км. Нисходящие потоки у кровли нижней мантии могут соответствовать крупнейшим трансформным разломам, например зонам разломов экваториальной Атлантики и северо-восточной части Тихого океана. Построены профили температуры по толщине мантии.

2.3. Моделирование конвективных течений в астеносфере под срединно-океаническим хребтом (СОХ)

На основе анализа геологических, геофизических и петрологических данных и результатов теплофизического моделирования сформулирована теплофизическая модель конвективных течений в астеносфере под срединно-океаническим хребтом (СОХ) и под континентом [1, 6-8]. Астеносфера под океаном представляет собой относительно нижней мантии и литосферы маловязкий слой ($\nu_a = 10^{14}$ м²/с) толщиной ~ 300 км и длиной (1500 - 3000 км). Общий тепловой поток, определённый по количеству излившихся магм в окрестности оси СОХ и отведённый в литосферу океана показывает, что всё тепло подводится у оси хребта. Теплофизическая модель астеносферы под срединно-океаническим хребтом (СОХ) представляет собой горизонтальный слой, нагреваемый у одного торца и охлаждаемый на кровле слоя, подошва слоя – адиабатическая [1, 8]. Экспериментально установлено, что в таком слое существует одноячейчатое крупномасштабное течение, формирующееся под действием термогравитационной силы, возникающей вследствие горизонтального градиента температуры. Установлены два режима течения в горизонтальном слое, подогреваемом сбоку и охлаждаемом сверху [8]. При $Ra = \beta g \Delta T_{\max, x} l^3 / \nu a < 5 \cdot 10^5$, где $\Delta T_{\max, x}$ – максимальная температура в сечении x , высота валиков у охлаждающей поверхности равна половине слоя ($l/2$) и скорость течения уменьшается по линейному закону с увеличением x , температура изменяется по закону квадратичной параболы. Назовём его “режимом установившегося течения”. При $Ra > 5 \cdot 10^5$ высота валиков и толщина пограничного слоя меньше $0,5l$. Этот режим течения назовём “режимом пограничного слоя”. Для астеносферы под океаном значение Ra у оси хребта больше $5 \cdot 10^5$. Для режима установившегося течения теоретически найдены поля температуры и скорости в слое и подтверждены экспериментально [1, 8].

Для режима пограничного слоя экспериментально определены поля температуры и скорости и теоретически найдены закономерности изменения максимальной по толщине слоя скорости и максимальной температуры в зависимости от подводи-

мой мощности. У охлаждаемой верхней поверхности (границы литосфера-астеносфера) существует неустойчивая стратификация, и возникают нестационарные валиковые течения. Направление осей конвективных валиков совпадает с направлением крупномасштабного течения. В области возвратного крупномасштабного течения у подошвы слоя течение ламинарное плоскопараллельное, с постоянным значением максимальной скорости вдоль всего слоя.

На основании экспериментальных и теоретических исследований определены поля температуры и скорости в астеносфере под Атлантическим океаном и найдены поля устойчивости минеральных ассоциаций и области частичного плавления у оси хребта.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ МАНТИЙНЫХ ТЕРМОХИМИЧЕСКИХ ПЛЮМОВ

3.1. Тепло- и массообмен и основные параметры термохимических плюмов

Процессы тепло- и массообмена на границе ядро-мантия во многом определяют работу термохимической машины Земли. На этой границе формируются мантийные плюмы. Оценки перепадов температуры на ядро-мантийной границе с учетом геологических и геофизических данных говорят о том, что на границе 2900 км нет мощных локальных источников тепла, способных генерировать чисто тепловые плюмы. Плюмы, формирующиеся на ядро-мантийной границе, - термохимические, то есть, они образуются на границе ядро-мантия при наличии теплового потока из внешнего ядра и локальном поступлении химической добавки, понижающей температуру плавления вблизи подошвы нижней мантии, вследствие чего происходят плавление мантийного вещества и подъем плюма.

Найдены температурные условия формирования термохимического плюма. Термохимический плюм формируется на границе ядро-мантия там, где локализована химическая добавка, понижающая температуру плавления нижней мантии до величины $T_{пх}$, и тогда он образуется при условии $T_0 < T_{пх} < T_1$, где T_0 - средняя температура по толщине нижней мантии, T_1 - температура подошвы плюма, располагающейся на ядро-мантийной границе [9]. Согласно построенной модели термохимического плюма, в результате реакций водорода и/или метана, поступающих к подошве нижней мантии из ядра, с нижнемантийными минералами возможно образование эвтектических смесей и соединений, понижающих температуру плавления вблизи границы ядро-мантия. Тогда на этой границе зарождается термохимический плюм. Примеси, понижающие температуру плавления, передаются через расплав к кровле поднимающегося плюма путем тепло- и массообмена в турбулентном режиме свободной конвекции при числах Рэлея $Ra = 10^{15} - 10^{18}$. Вслед-

ствии транспорта примеси к кровле понижается температура плавления, происходят плавление и подъем плюма. Зависимость температуры плавления от концентрации химической добавки на границе плюма c_2 дается выражением $T_{пк} = T_{пс} - kc_2$, где $T_{пс}$ – температура плавления "сухого" массива мантии (без химической добавки), k [°C/%] – коэффициент, задающий снижение температуры плавления за счет химической добавки. Представлены критериальные уравнения (законы теплообмена и массообмена) при свободной конвекции в канале плюма и конвективная структура в нем.

Получены выражения для теплового потока и массового потока химической добавки от подошвы плюма. На основе балансовых соотношений для массы и тепловой энергии и закономерностей тепло- и массообмена при свободной конвекции выведена система уравнений тепло- и массообмена термохимического плюма. Получены выражения для тепловой мощности, скорости, времени подъема и предельной высоты подъема плюма [9].

С учетом геолого-геофизических данных получены оценки расхода расплава, изливающегося на поверхность, и на основе величин расхода расплава – оценки мощности источников мантийных плюмов, формирующихся на границе ядро-мантия. Мощность источников для плюмов Буве, Гавайского и Исландского равна соответственно $1,57 \cdot 10^7$ кВт, $3,02 \cdot 10^8$ кВт и $3,78 \cdot 10^8$ кВт [10].

Для чисел Льюиса $Le = 100 - 1000$, $c_1 = 3\%$, коэффициента $k = 35$ °C/%, диаметров плюма $d_s = 70$ и 100 км получены следующие параметры термохимического плюма: концентрация добавки на границе "расплав-окружающий массив" $c_2 = 1,1 - 1,4\%$, концентрация добавки в расплаве вблизи кровли плюма $c_r = 2,1 - 2,2\%$, разность температуры подошвы плюма на границе ядро-мантия T_1 и температуры плавления при наличии химической добавки $T_{пк}$: $T_1 - T_{пк} = 12 - 18,5$ °C, разность температуры $T_{пк}$ и средней температуры окружающего массива $T_{пк} - T_0 = 371 - 381$ °C, диапазон изменения кинематической вязкости расплава в канале плюма $\nu = 1 - 6$ м²/с, мощность $N = (3,5 - 4,0) \cdot 10^8$ кВт, время подъема $t = 2,7 - 4,8$ млн лет, средняя скорость подъема $0,6 - 1,1$ м/год [10].

3.2. Гидродинамические процессы при подъеме мантийного плюма

Рассмотрены геодинамические процессы, протекающие в процессе выплавления плюма до его выхода на поверхность. Движение в массиве над кровлей поднимающегося плюма диаметром d_r рассмотрено как вязкое течение в цилиндрическом канале диаметром d_r [11]. В процессе подъема кровля плюма достигает критической высоты $x_{2кр}$, при которой касательное напряжение на боковой поверхности массива над кровлей плюма достигает критического значения $\tau_{кр}$, и поэтому в окрестности цилиндрической поверхности $r = d_r/2$ наиболее

вероятно разрушение пород массива и формирование одного или нескольких каналов излияния. Величина $x_{2кр}$ представляет собой высоту этих каналов излияния или, другими словами, глубину, с которой магма по каналу излияния поднимается к дневной поверхности. Высота канала излияния возрастает с увеличением диаметра канала плюма и разности температуры ΔT расплава и окружающего массива. Кроме того, высота $x_{2кр}$ падает с увеличением отношения диаметров кровли и канала плюма d_r/d_1 . Для плюмов, поднимающихся от ядро-мантийной границы, у которых диаметры кровли и канала равны, величина $x_{2кр}$ лежит в интервале от 44 км до 92 км для $d_1 = 40 - 100$ км [11]. Эти результаты согласуются со значениями глубины, полученными на основе оценок P - T - условий для мантийных ксенолитов в щелочных базальтах из различных районов США и Австралии, Центральной Монголии, Южного Забайкалья, Витимского вулканического поля.

3.3. Моделирование теплообмена между плюмом и литосферой

Предложена модель теплообмена между термохимическим плюмом и литосферой, когда плюм достигает подошвы "тугоплавкого" слоя в литосфере, температура плавления которого выше температуры расплава в голове плюма [12]. В этом случае происходит плавление вдоль подошвы "тугоплавкого" слоя и формируется голова плюма. Составлен баланс тепловых потоков в голове термохимического плюма: тепло, подводимое плюмом за время t , отдается плюмом в окружающий массив литосферы и затрачивается на нагрев окружающего массива и его плавление. На основе этого теплового баланса определен диаметр головы плюма у подошвы "тугоплавкого" слоя в зависимости от тепловой мощности источника плюма и времени t . На основе ранее полученных геодинамических условий излияния плюма построена модель прорыва плюма на дневную поверхность. Когда кровля плюма достигает подошвы "тугоплавкого" слоя, происходит плавление вдоль нее, и на подошве этого слоя (границе "плюм – тугоплавкий слой") формируется чисто химический вторичный плюм вследствие разности плотностей расплава в плюме и пород над кровлей плюма. Оценено время подъема вторичного (химического) плюма в "тугоплавком" слое, поднимающегося от головы основного (термохимического) плюма, которое соизмеримо со временем роста головы плюма вдоль подошвы "тугоплавкого" слоя. Представлена зависимость диаметра головы плюма D от тепловой мощности источника плюма на границе ядро-мантия N для времени подъема вторичного плюма $t = 2,9 - 14,2$ млн лет, диаметра канала плюма $d = 100$ км и двух значений высоты канала излияния (70 км и 170 км). Для мощности плюма $N = 3 \cdot 10^{11}$ Вт, соответствующей мощности Гавайского плюма, и вязкости "тугоплавкого" слоя в литосфере $\eta = 5 \cdot 10^{21}$ -

10^{22} Н · с/м², диаметр D , при котором происходит излияние плюма, может составлять 770 – 1310 км. Таким крупнейшим континентальным платобазальтовым провинциям как МакКензи и Центрально-Атлантической и океаническим лавовым плато Онтонг-Джава и Манихики со значением $D \approx 2000$ км [13] должна соответствовать тепловая мощность источника плюма от $7 \cdot 10^{11}$ Вт до $2 \cdot 10^{12}$ Вт.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

β — коэффициент теплового расширения, 1/°С;
 g — ускорение силы тяжести, м/с²;
 T — температура, °С;
 ΔT — перепад температуры, °С;
 l — толщина слоя, м;
 u — скорость течения, м/с;
 a — температуропроводность, м²/с;
 ν — кинематическая вязкость, м²/с;
 η — динамическая вязкость, Н · с/м²;
 t_1 — период температурной пульсации, с;
 τ — касательное напряжение, Н/м²;
 c — концентрация, %;
 D — коэффициент диффузии, м²/с;
 N — мощность;
 $Ra = \beta g \Delta T l^3 / a \nu$ — число Рэлея;
 $P_r = \nu / a$ — число Прандтля;
 $Ro_1 = t_1 u / l$ — число гомохронности;
 $Le = a / D$ — число Льюиса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А. Глубинная геодинамика. Новосибирск: Изд-во СО РАН, филиал «ГЕО», 2001. 408 с.
2. Кирдяшкин А. А., Кирдяшкин А. Г. Возникновение турбулентной свободной конвекции в горизонтальном слое и режим конвекции в нижней мантии Земли // Докл. РАН. 1998. Т. 362. № 3. С. 404-406.
3. Добрецов Н. Л., Кирдяшкин А. А., Кирдяшкин А.Г., Попов С. П. Временные характеристики нестационарных свободноконвективных течений в горизонтальном слое и временные масштабы нижнемантийной конвекции // Докл. РАН. 1998. Т. 362. № 6. С. 821-824.
4. Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г. Применение двухслойной конвекции к структурным особенностям и геодинамике Земли // Геология и геофизика. 1993. Т. 34. № 1. С. 3-26.
5. Кирдяшкин А. А., Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А. Г. Экспериментальное моделирование влияния зон субдукции на пространственную структуру нижнемантийной конвекции и характерные периоды флуктуаций теплового потока в мантии // Докл. РАН. 2000. Т. 371. № 5. С. 681-684.
6. Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г., Добрецов Н.Л. Влияние субдукции на структуру тепловых гравитационных течений в астеносфере под континентом // Геология и геофизика. 2000. Т. 41. № 2. С. 207-219.
7. Кирдяшкин А.А., Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г. Экспериментальное моделирование влияния субдукции на пространственную структуру конвективных течений в астеносфере под континентом // Докл. РАН, 2002, т. 384, № 5, с. 682-686.
8. Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г., Сурков Н.В. Тепловая гравитационная конвекция в астеносфере под срединно-океаническими хребтами и устойчивость основных глубинных парагенезисов // Геология и геофизика. 2006. Т. 47. № 1. С. 76-94.
9. Кирдяшкин А.А., Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г. Термохимические плюмы // Геология и геофизика. 2004. Т. 45. № 9. С. 1057-1073.
10. Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А. Параметры горячих точек и термохимических плюмов // Геология и геофизика. 2005. Т. 46. № 6. С. 589-602.
11. Кирдяшкин А.А., Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г., Гладков И.Н., Сурков Н.В. Гидродинамические процессы при подъеме мантийного плюма и условия формирования канала излияния // Геология и геофизика. 2005. Т. 46. № 9. С. 891-907.
12. Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г. Диаметр и время формирования головы плюма на подошве "тугоплавкого" слоя в литосфере // Докл. РАН. 2006. Т. 406. № 1. С. 99-103.
13. Ernst R.E., Buchan K.L. Maximum size and distribution in time and space of mantle plumes: evidence from large igneous provinces // J. Geodynam. 2002. V. 34. N 2. P. 309-342.