

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ТЕПЛОВОЙ МОЩНОСТИ НА ФОРМУ КАНАЛА ПЛЮМА И СТРУКТУРУ СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНОГО ТЕЧЕНИЯ В НЕМ

А.Г. Кирдяшкин, А.А. Кирдяшкин, И.Н. Гладков, В.Э. Дистанов

*Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 3, Россия*

Экспериментально исследована конфигурация канала плюма, возникающего при плавлении массива парафина над локальным источником тепла, в зависимости от относительной тепловой мощности плюма $Ka = N/N_1$, где N — мощность источника плюма, N_1 — мощность, соответствующая количеству тепла, передаваемого каналом плюма в окружающий массив путем теплопроводности. На основе исследований определена предельная мощность источника плюма, при которой плюм выходит на дневную поверхность ($N_{пр1} = (1.35—1.60) \cdot 10^{10}$ Вт), и мощность, при которой возникает грибообразная голова плюма у подошвы «тугоплавкого» слоя ($N_{пр2} = (1.78—1.90) \cdot 10^{10}$ Вт) в отсутствие горизонтальных мантийных течений. Установлена зависимость диаметра подошвы плюма от числа Ka . Для Гавайского и Исландского плюмов определены величина критерия Ka и диаметр подошвы. Последние оценены для плюма, ответственного за образование Тунгусской синеклизы, а также для континентальных платобазальтовых провинций МакКензи и Центрально-Атлантической и океанических лавовых плато Онтонг—Джава и Манихики.

Канал плюма, тепловая мощность, кондуктивный теплообмен, мантийные плюмы, горизонтальные мантийные течения, диаметр источника.

EXPERIMENTAL MODELING OF THE EFFECT OF RELATIVE THERMAL POWER ON THE SHAPE OF A PLUME CONDUIT AND THE STRUCTURE OF FREE-CONVECTION FLOW IN IT

A.G. Kirdyashkin, A.A. Kirdyashkin, I.N. Gladkov, and V.E. Distanov

The shape of a plume conduit produced by melting solid paraffin block above a local heat source was studied experimentally as a function of the relative thermal power of the plume $Ka = N/N_1$, where N is the power of the plume source and N_1 is the power corresponding to the amount of heat transferred by conduction through the plume conduit to the surrounding solid paraffin block. The limiting power of the plume source at which the plume erupts at the Earth's surface ($N_{lim1} = (1.35—1.60) \cdot 10^{10}$ W) and the power at which the mushroom-shaped plume head formed at the base of the refractory layer ($N_{lim2} = (1.78—1.90) \cdot 10^{10}$ W) with no horizontal mantle flow were determined. The dependence of the diameter of the base of the plume on the Ka number was established. The Ka value and the diameter of the plume base were determined for the Hawaiian and Iceland plumes, for the plume responsible for the formation of the Tunguska syncline and for the McKenzie and Central Atlantic continental plateau-basalt provinces, and for the Ontong Java and Manihiki oceanic lava plateaus.

Plume conduit, thermal power, conductive heat transfer, mantle plumes, horizontal mantle flows, source diameter

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большое внимание уделяется численному моделированию формирования и динамики термохимических плюмов [McNamara, Zhong, 2004; Schott, Yuen, 2004; Lin, van Keken, 2005, 2006a,b,c; Samuel, Bercovich, 2006; Zhong, 2006]. При этом под термохимическим плюмом понимается свободно-конвективный восходящий поток (термик) и учитываются изменения плотности, обусловленные вариациями состава. Предполагается, что в основании мантии существует плотный химический слой, образовавшийся, прежде всего, благодаря накоплению океанической коры в нижней мантии [Christensen, Hofmann, 1994; van der Hilst et al., 1997; Lin, van Keken, 2006a]. Плюм формируется в тепловом пограничном слое в присутствии плотного химического слоя в основании мантии, и задается высокий перепад температуры между границей ядро—мантия и окружающей мантией (750 К). При подъеме теплового плюма (термика) происходит захват материала химического плотного слоя [Lin, van Keken, 2005, 2006a,b,c]. Голова плюма растет во время его подъема, разность плотностей и толщина химического слоя влияют на размеры, форму, температурное поле канала и головы плюма [Lin, van Keken, 2005]. В

работе [Nakagawa, Tackley, 2005] представлено взаимодействие между постперовскитовым фазовым переходом и термохимическими структурами в области границы ядро—мантия с использованием численной модели термохимической конвекции.

В модельных экспериментах мантийные плюмы генерируются впрыскиванием малоплотной низковязкой жидкости в высокоплотную высоковязкую окружающую жидкость [Whitehead, Luther, 1975; Olson, Singer, 1985]. Модельный плюм поднимается за счет разности плотностей материала плюма и окружающей жидкости [Campbell, Griffiths, 1990; Griffiths, Campbell, 1990; Couliette, Loper, 1995; Schubert et al., 2001]. Модель плюма, основанная на указанных экспериментах, использована применительно к излияниям платобазальтов [Richards et al., 1989; Griffiths, Campbell, 1990; Farnetani, Richards, 1994].

Модель термохимического плюма, предложенная в наших работах, охватывает образование плюма, его подъем и излияние магматического расплава на поверхность и принципиально отличается от численных моделей формирования восходящих течений, в которых термохимический плюм представляет собой восходящий свободно-конвективный поток, захватывающий материал плотного химического слоя. Различия моделей термохимического плюма приведены в подробном виде в статье [Dobretsov et al., 2008].

Согласно модели [Добрецов и др., 2003; Кирдяшкин и др., 2004; Dobretsov et al., 2008], мантийный термохимический плюм формируется на границе ядро—мантия при наличии теплового потока из внешнего ядра в локализованной области поступления химической добавки, понижающей температуру плавления нижней мантии до величины $T_{\text{пх}} < T_1$, где $T_{\text{пх}}$ — температура плавления при наличии химической добавки на границе ядро—мантия, определяемая равенством $T_{\text{пх}} = T_{\text{пс}} - kc_2$, $T_{\text{пс}}$ — температура плавления мантии вблизи границы ядро—мантия в отсутствие химической добавки или, другими словами, температура плавления «сухой» окружающей мантии, коэффициент k (°C/%) задает снижение температуры плавления за счет добавки, c_2 — концентрация добавки на границе раздела расплав—окружающая мантия (на границе канала плюма), T_1 — температура границы ядро—мантия. Такой плюм мы называем термохимическим, потому что вследствие физико-химического взаимодействия поступающей химической добавки с мантией понижается температура плавления и происходит плавление мантийного вещества.

На основе модели, использующей только понижение температуры плавления при физико-химическом взаимодействии сред, были количественно оценены основные параметры термохимического плюма, обеспечивающие его устойчивое существование при кондуктивном и конвективном теплообмене между каналом плюма и окружающей мантией [Кирдяшкин и др., 2004, 2009а,б; Добрецов и др., 2005]. Эти оценки представлены для таких длительно действующих плюмов, как Гавайский и Исландский [Добрецов и др., 2005; Кирдяшкин и др., 2008, 2009б]. Модель взаимодействия канала термохимического плюма с горизонтальными мантийными свободно-конвективными течениями позволила оценить физические свойства нижней мантии (вязкость и теплопроводность) и скорость горизонтальных нижнемантийных течений. Термохимический плюм в этой модели представляет собой «измерительный прибор», позволяющий количественно оценить интенсивность свободно-конвективных течений для конкретных горячих точек [Кирдяшкин и др., 2009а,б].

В работах [Добрецов и др., 1993, 2001] представлены результаты экспериментального моделирования тепловой и гидродинамической структуры тепловых плюмов, создающихся при плавлении массивов парафина, октадекана и эйкозана над локальным источником тепла. Экспериментальное моделирование термохимического плюма, создающегося при локальном поступлении химической добавки, понижающей температуру плавления, представлено в статьях [Кирдяшкин и др., 2005; Добрецов и др., 2006а; Dobretsov et al., 2008]. Термохимический плюм создается при плавлении массива парафина, и в качестве химической добавки, понижающей температуру плавления парафина, используется гексадекан. На основе лабораторных экспериментов построена модель излияния магматического расплава, образованного термохимическим плюмом, на поверхность, включая случай, когда кровля поднимающегося плюма, в канале которого происходит плавление за счет химической добавки, достигает «тугоплавкого» слоя в литосфере [Кирдяшкин и др., 2005]. Для этой модели оценены тепловые мощности источников плюмов, ответственных за образование больших магматических провинций, а также диаметры подошвы и каналов этих плюмов в зависимости от их геологических проявлений на поверхности [Добрецов и др., 2006а,б; Dobretsov et al., 2008].

В задачу данного исследования входит выяснение характера потери устойчивости границы канала плюма и влияния тепловой мощности источника на форму канала плюма, гидродинамическую структуру течения расплава в канале плюма, а также определение диаметра подошвы плюма и условий его прорыва на поверхность в зависимости от относительной тепловой мощности (критерия Ка). Приведен анализ экспериментальных данных с использованием критерия Ка и рассмотрены приложения полученных результатов, связанные с мантийными плюмами, в том числе с плюмами, ответственными за образование больших магматических провинций.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Имеющиеся данные о температуре плавления перидотитовой верхней мантии [Zhang, Herzberg, 1994; Zeng et al., 1998] указывают на то, что температура плавления растет с глубиной x , и градиент температуры плавления больше, чем адиабатический градиент, т.е. $(\partial T/\partial x)_{\text{пс}} > (\partial T/\partial x)_{\text{ад}}$. В работе [Walzer et al., 2004] представлены численные расчеты температуры плавления мантии на основании предположения Ф. Линдемана [Lindemann, 1910] о том, что плавление происходит тогда, когда колебания атомов превосходят определенный порог, зависящий от кристаллической решетки. Эти оценки температуры плавления также показывают, что при изменении плотности с глубиной, согласно модели PREM, $(\partial T/\partial x)_{\text{пс}} > (\partial T/\partial x)_{\text{ад}}$. Градиент температуры плавления для нижней мантии $(\partial T/\partial x)_{\text{пс}} = 0.5 \text{ }^\circ\text{C}/\text{км}$ [Walzer et al., 2004], адиабатический градиент для мантии вблизи границы ядро—мантия $(\partial T/\partial x)_{\text{ад}} = 0.22 \text{ }^\circ\text{C}/\text{км}$ [Жарков, 1983].

Вследствие относительно низкой интенсивности кондуктивного теплоотвода от канала плюма в мантию в отсутствие горизонтальных мантийных течений температура в подъемном течении канала плюма $T_2(x)$ будет слабо уменьшаться по мере удаления от подошвы плюма, расположенной на границе ядро—мантия. Поэтому можно в первом приближении принять, что T_2 изменяется по адиабатическому закону, т.е. $\partial T_2/\partial x \approx (\partial T/\partial x)_{\text{ад}}$. При устойчивом существовании термохимического плюма $T_{\text{пс}} - T_2 \approx 60 \text{ }^\circ\text{C}$ [Добрецов и др., 2005] и с удалением от подошвы плюма (с уменьшением глубины x) разность $T_{\text{пс}} - T_2$ будет уменьшаться, так как $\partial T_2/\partial x < (\partial T/\partial x)_{\text{пс}}$. Равенство температур $T_{\text{пс}}$ и T_2 достигается при координате $x_{\text{тх}} = (T_{\text{пс}} - T_{\text{пх}})/[(\partial T/\partial x)_{\text{пс}} - (\partial T_2/\partial x)]$, где $x_{\text{тх}}$ — координата, при которой плюм плавится как термохимический. Для указанных выше значений градиентов температуры и $T_{\text{пс}} - T_{\text{пх}} = 60 \text{ }^\circ\text{C}$, $x_{\text{тх}} = 214 \text{ км}$. Эта оценка сделана для адиабатического распределения температуры расплава в канале плюма. В случае существования сверхадиабатического градиента температуры высота $x_{\text{тх}}$ будет больше полученного значения. Таким образом, мантийный плюм зарождается и выплавляется от границы ядро—мантия до высоты $x_{\text{тх}}$ как термохимический плюм, тепло- и массообмен для которого рассмотрены в статьях [Кирдяшкин и др., 2004; Добрецов и др., 2005]. При зарождении термохимического плюма и его подъеме лимитирующими являются процессы массообмена, так как число Льюиса для такого плюма составляет $Le = a/D = 10^2 - 10^3$ (a — коэффициент температуропроводности расплава в канале плюма, D — коэффициент диффузии добавки в канале плюма), т.е. коэффициент температуропроводности расплава больше коэффициента диффузии добавки на 2—3 порядка [Кирдяшкин и др., 2004; Добрецов и др., 2005]. При $x > x_{\text{тх}}$ температура расплава в подъемном потоке в канале плюма больше, чем температура плавления «сухой» окружающей мантии $T_{\text{пс}}$. Присутствие химической добавки понижает температуру плавления мантии, но уже не лимитирует процессы переноса в плюме. Поэтому в области $x > x_{\text{тх}}$ определяющими являются процессы теплообмена, т.е. плюм является в основном тепловым: подъем плюма происходит как выплавление теплового плюма в присутствии химической добавки, понижающей температуру плавления. Теплообмен в тепловом плюме рассмотрен в работах [Добрецов и др., 1993, 2001].

Моделирование устойчивости границы канала плюма и режимов течения расплава в нем проведено для предельного случая, когда определяющими являются процессы теплообмена. Эксперименты проводились с использованием парафина на установке, представляющей собой цилиндр с внутренним диаметром $d_2 = 180 \text{ мм}$, внешним диаметром 190 мм и высотой 550 мм , изготовленный из стали (рис. 1). К внешней поверхности цилиндра припаян змеевик 2 из медной трубки внутренним диаметром 8 мм , по которому

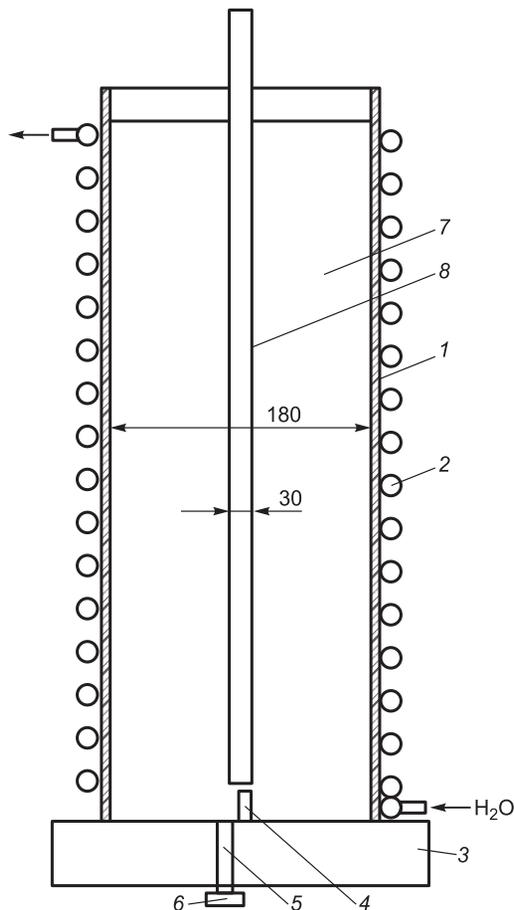


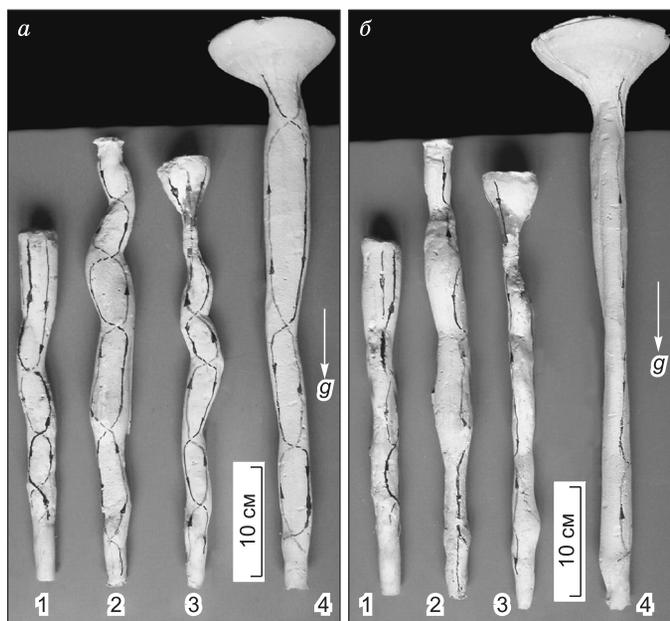
Рис. 1. Схема экспериментальной установки, на которой исследовалась устойчивость канала плюма.

Рис. 1. Схема экспериментальной установки, на которой исследовалась устойчивость канала плюма.

1 — стальная труба; 2 — змеевик; 3 — пенопластовое основание трубы 1; 4 — электроннагреватель; 5 — отверстие в основании 3; 6 — пробка; 7 — парафин; 8 — полихлорвиниловая трубка.

Рис. 2. Объемная форма канала плюма, полученного при плавлении в массиве парафина над локальным источником тепла.

Гипсовый слепок канала в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях: *a, б* — наибольшие и наименьшие размеры канала плюма соответственно. Показаны опускные и подъемные потоки в канале плюма; *g* — ускоренные силы тяжести. Параметры плюмов представлены в таблице для соответствующих номеров экспериментов, указанных на фотографиях.



прокачивалась термостатированная вода, имеющая температуру $T_{в}$. Внешняя поверхность со змеевиком теплоизолировалась. Основанием цилиндрического объема была пенопластовая пластина 3. Нижний торец цилиндра с помощью прокладки под действием собственной силы тяжести уплотнялся на основании 3, на которое по оси цилиндрической полости устанавливался цилиндрический

нагреватель 4, имеющий диаметр 10 мм и высоту 27 мм. Для слива расплава из канала плюма в основании 3 просверливалось отверстие 5, закрытое пробкой 6. На расстоянии 2 мм от верхнего торца нагревателя 4 устанавливалась нихром-константановая термопара с диаметром проводов 0.1 мм.

Подготовка к экспериментам была следующей. Рабочую полость 7 заполняли расплавленным парафином. Вначале заливали парафин выше уровня верхнего торца нагревателя, после его затвердевания по всему объему над нагревателем по оси цилиндрического объема устанавливали полую трубу 8 диаметром 30 мм и высотой 600 мм. Нижний торец трубы герметично закрывали. В объем 7 заливали парафин, и он затвердевал в несколько стадий с целью исключения воздушных полостей и уменьшения мениска после затвердевания. Полую трубу устанавливали с целью уменьшения времени эксперимента на величину времени выплавления канала. Кроме того, ее использовали для того, чтобы избавиться от накопления воздуха у кровли плюма, которое могло привести к искажению формы канала и увеличению времени выплавления и выхода на стационарный режим.

С помощью термостата по змеевику 2 прокачивалась вода с заданным значением температуры $T_{в}$. Затем полую трубу 8, расположенную по оси цилиндра, вынимали. С помощью стабилизированного источника постоянного тока задавалась мощность на электронагревателе 4. Расплавленный парафин заливался в цилиндрическую полость 8. Температура фиксировалась в течение всего эксперимента с помощью термопары, расположенной над торцом нагревателя на расстоянии 2 мм.

В начальный период канал плюма имел форму трубы диаметром 30 мм, вынутой из объема слитка и заполненной расплавом. Далее происходит потеря устойчивости канала плюма, возникает ячеистая структура течения, и канал приобретает форму бегущей волны. Эксперимент продолжался в течение 10 ч. Установившийся режим фиксировался по стационарному состоянию расплавленной головы плюма.

Эксперимент проводился в течение 10 ч и в том случае, когда мощность нагревателя была недостаточной для проплавления всего канала плюма, и парафин затвердевал в верхней части полости 8. Эксперимент прекращался следующим образом. Отключалась подача электроэнергии на нагреватель, одновременно вынималась пробка 6. После стекания расплава из канала отделяли основание цилиндра и через канал с помощью вентилятора прокачивался воздух с целью охлаждения парафина и упрочения стенок канала. Затем отключали охлаждающую термостатированную воду, и последующее охлаждение установки происходило в течение суток. Парафиновый цилиндрический слиток 7 выдавливался из цилиндра под действием силы тяжести и некоторой силы рук экспериментатора. Канал плюма с нижнего торца слитка наглухо закрывался парафином и заполнялся жидкой смесью воды и алебаstra. После затвердевания гипса в течение суток парафиновый слиток распиливали вокруг канала, и затем парафин аккуратно удаляли с поверхности затвердевшего алебаstra. Таким образом, мы получали формы канала плюма, представленные на рис. 2.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

С целью выяснения структуры течения в канале плюма И.Н. Гладковым и А.Г. Кирдяшкиным были проведены эксперименты на установке с прозрачной передней стенкой. Выплавление канала плюма

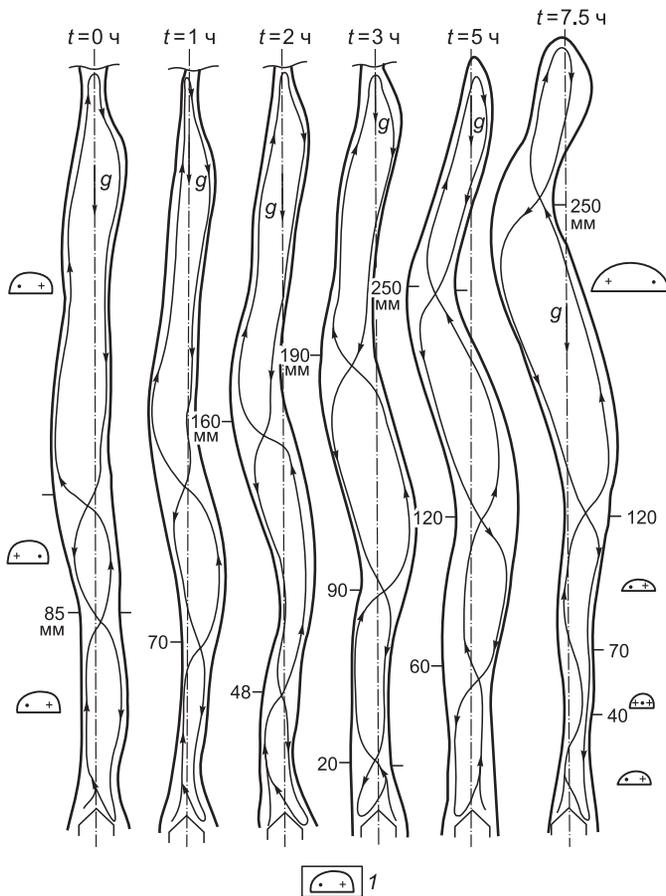


Рис. 3. Характер изменения границы раздела расплав—массив эйкозана во времени при плавлении над локальным источником тепла [Добрецов и др., 1993] с дополнением.

$d_s = 15$ мм, $N = 7$ Вт, $T_B = 21$ °С; температура нагревателя $T_s = 65.5$ °С, $T_{пл} = 36.9$ °С, средний радиус канала плюма $r = 6$ мм. Число Рэлея, определенное по диаметру d_s , $Ra = 2.5 \cdot 10^6$. Показаны свободно-конвективные течения в канале плюма и поперечные сечения канала (1) для различной высоты x .

ма проводилось в объеме эйкозана с помощью электронагревателя мощностью $N = 7$ Вт при диаметре нагревателя $d_s = 15$ мм и температуре стенки, ограничивающей массив эйкозана, $T_B = 21$ °С [Добрецов и др., 1993]. Температура плавления эйкозана равна 36.9 °С, она меньше, чем $T_{пл}$ парафина (52.2 °С). В отличие от парафина, эйкозан не кристаллизовался на прозрачной передней стенке. Поэтому при использовании эйкозана можно было наблюдать за изменениями формы канала плюма и структуры свободно-конвективного течения в нем. Вначале выплавление канала плюма в объеме эйкозана проводилось в течение 8 ч. Затем расплавленный эйкозан сливали из канала, на следующие сутки канал вновь заполняли, и эксперимент продолжался при том же нагреве

дополнительно в течение 7.5 ч. Таким образом, можно достигать сколь угодно долгого времени эксперимента. На рис. 3 представлен характер изменения границы канала и структуры течения за время, равное 7.5 ч. Каждый фрагмент рисунка представляет конфигурацию канала плюма и структуру течения в нем в определенный момент времени. Во всех случаях наблюдается нестационарное свободно-конвективное течение в канале плюма. По высоте канала образуются ячейки, длина которых составляет 2.5—4 размера канала. На границах между ячейками наблюдается переход подъемного и опускающего потоков на противоположную сторону канала. В области сужения канала потоки обходят друг друга, перемешиваясь во внешней части пограничных слоев. Форма канала представляет бегущую волну, непрерывно изменяющуюся во времени.

На рис. 2 представлены фотографии формы канала плюма, выплавленного в парафиновом слитке. На гипсовых слепках канала плюма показаны опускающие и подъемные потоки в канале, их расположение нанесено в соответствии со структурой течения, представленной на рис. 3. Канал плюма в поперечном сечении имеет эллипсообразную форму. При этом малые оси эллипсов лежат в одной вертикальной плоскости, а большие оси эллипсов — в другой вертикальной плоскости. Плоскости, в которых лежат малые и большие оси эллипсов, взаимно-перпендикулярны. Таким образом, на рис. 2, а, б представлены фотографии канала плюма в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях, в которых находятся большие и малые оси эллипсов соответственно.

В вертикальном сечении канал плюма представляет собой систему конвективных ячеек. На верхней и нижней границах ячейки наблюдается уменьшение диаметра канала плюма. На границах ячеек в местах сужения канала плюма восходящий конвективный поток переходит на диаметрально противоположную сторону канала, как и нисходящий. Области сужения канала медленно поднимаются вверх по каналу с течением времени, и поверхность канала представляет собой бегущую волну.

В таблице представлена средняя длина большой (d') и малой (d'') осей канала плюма. Отношение d'/d'' составляет 1.2—1.4. Для различных мощностей источника тепла и различных температур стенки, ограничивающей парафиновый массив, наблюдается неустойчивый характер границы канала плюма. На рис. 2, а указаны направления восходящих и нисходящих течений вблизи стенки канала плюма. Восходящие течения находятся в плоскости, в которой лежат большие оси эллипсов, за исключением областей, где происходит переход подъемного потока на противоположную сторону канала плюма. Подъемный поток переходит на противоположную стенку канала плюма, и смешение потоков происходит

только во внешней части пограничных слоев. Восходящий поток локализован в относительно узкой области. Вне области восходящего течения по обтекающей поверхности канала пюма существует нисходящее течение в виде пограничного слоя.

Результаты экспериментов, когда пюм не выходит на поверхность (эксперименты 1 и 2) и когда пюм выходит на поверхность и образуется грибообразная голова пюма (эксперименты 3 и 4), представлены на рис. 2 и в таблице. В экспериментах 1 и 2 высота парафинового слитка была больше, чем высота выплавленного канала пюма высотой H . В этом случае все тепло, поступающее от подошвы пюма, передается от канала пюма в окружающий массив твердого парафина. В экспериментах 3 и 4 высота парафинового слитка равна высоте выплавленного пюма H . Когда пюм достигает поверхности парафинового массива, происходит плавление с образованием грибообразной головы пюма. Этот случай можно идентифицировать со случаем, когда пюм достигает «тугоплавкого» слоя, т.е. слоя, температура плавления которого выше, чем температура расплава в канале пюма [Кирдяшкин и др., 2005]. В этом случае происходит плавление вдоль подошвы «тугоплавкого» слоя и вследствие плавления образуется грибообразная голова пюма.

Параметры каналов пюма, представленных на рис. 2

| Параметр | 1 | 2 | 3 | 4 |
|-------------------------------------|-------|-------|-------|------|
| N , Вт | 10 | 10 | 15 | 15 |
| $T_{\text{в}}$, °С | 18 | 25 | 25 | 30 |
| $T_{\text{пл}} - T_{\text{в}}$, °С | 34 | 27 | 27 | 22 |
| H , мм | 320 | 405 | 375 | 487 |
| \bar{d}_1 , мм | 25 | 26.7 | 20.8 | 30.8 |
| d' , мм | 26.7 | 28.9 | 22.54 | 33.7 |
| d'' , мм | 23.4 | 24.5 | 19.4 | 27.8 |
| \bar{l} , мм | 64 | 67.5 | 53 | 81 |
| Ка | 1.168 | 1.123 | 2.06 | 1.6 |

Примечание. 1, 2 — пюм не вышел на поверхность, высота H меньше высоты слитка парафина, 3, 4 — грибообразная голова пюма. H — высота выплавленного канала, \bar{d}_1 — среднее значение его диаметра, \bar{l} — средняя высота конвективных ячеек в канале.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим случай, когда тепло от канала пюма передается в окружающий твердый массив в условиях стационарной теплопроводности. Диаметр канала пюма d_1 неизменный во времени. В общем случае диаметр d_1 может изменяться от x , где x — вертикальная координата, начало отсчета оси x находится на подошве пюма. Граница канала пюма имеет температуру $T_{\text{пл}}$, температура вне канала постоянная и равна T_{∞} . В этих условиях, предполагая в первом приближении, что диаметр d_1 слабо зависит от x , определяем безразмерный коэффициент теплообмена от границы канала пюма (критерий Нуссельта — Nu) из соотношения, полученного для теплоотдачи путем теплопроводности от цилиндрической поверхности [Михеев, 1947],

$$Nu = \alpha d_1(x) / \lambda_{\text{т}} = q_1 d_1(x) / \lambda_{\text{т}} \Delta T_1 = 0.5, \quad (1)$$

где $\alpha = q_1 / \Delta T_1$ — коэффициент теплообмена, q_1 — удельный тепловой поток от границы канала пюма в окружающий массив, $\Delta T_1 = T_{\text{пл}} - T_{\infty}$, $\lambda_{\text{т}}$ — теплопроводность окружающего твердого массива. Тогда удельный тепловой поток q_1

$$q_1(x) = 0.5 \lambda_{\text{т}} \Delta T_1 / d_1(x). \quad (2)$$

Тепловая мощность, переданная от канала пюма в окружающий массив,

$$N_1 = \int_0^H q_1(x) \pi d_1(x) dx, \quad (3)$$

где H — высота выплавленного канала пюма.

Из соотношений (2) и (3) получаем

$$N_1 = 0.5 \pi \lambda_{\text{т}} \Delta T_1 H. \quad (4)$$

Согласно данным наших лабораторных экспериментов, граница канала пюма неустойчивая и изменяется во времени (см. рис. 2, 3). Вдоль области восходящего потока происходит плавление границы канала пюма, вдоль нисходящего потока — кристаллизация, и канал пюма представляет собой бегущую волну (см. рис. 3). В этом случае тепло от границы канала пюма отводится в условиях нестационарного кондуктивного теплообмена.

С целью оценки увеличения интенсивности теплоотвода от канала плюма в условиях нестационарного кондуктивного теплообмена по сравнению со стационарным будем рассматривать относительную величину тепловой мощности или критерий Ка:

$$\text{Ka} = N/N_1, \quad (5)$$

где N — мощность источника тепла, подводимая на подошве плюма, N_1 — мощность, передаваемая каналом плюма окружающему массиву в условиях стационарной теплопроводности и определяемая равенством (4). Для стационарного кондуктивного теплообмена между каналом плюма и окружающим массивом $\text{Ka} = 1$ ($N = N_1$).

С учетом равенства (4), критерий Ка имеет следующий вид для случая кондуктивного теплообмена между каналом плюма и окружающим массивом:

$$\text{Ka} = N/0.5\pi\lambda_r\Delta T_1 H. \quad (6)$$

Определим величину критерия Ка для модельных плюмов (см. рис. 2). Тепловой поток на границе канала модельного плюма может быть определен с использованием соотношения, полученного из рассмотрения теплопроводности цилиндрической стенки [Михеев, 1947],

$$q_1 = 2\lambda_r\Delta T/d_1\ln(d_2/d_1), \quad (7)$$

где $\Delta T = T_{\text{пл}} - T_{\text{в}}$, $T_{\text{пл}}$ — температура плавления парафина, $T_{\text{в}}$ — температура границы парафинового слитка, d_1 — диаметр канала плюма, d_2 — диаметр цилиндрического холодильника (см. рис. 1).

От результатов модельных экспериментов, полученных для конечного значения d_2 , можно перейти к случаю плюма, выплавляющегося в мантии, для которого $d_2 \rightarrow \infty$. Для этого приравняем удельный тепловой поток q_1 на границе канала плюма при $d_2 \rightarrow \infty$, определяемый выражением (2), и величину q_1 при конечном значении d_2 , вычисляемую из соотношения (7), и найдем разность температуры ΔT_1 . Из соотношений (2) и (7) следует:

$$\Delta T_1 = 4\Delta T/\ln(d_2/d_1). \quad (8)$$

Подставляя значение ΔT_1 из равенства (8) в соотношение (6), получаем

$$\text{Ka} = \frac{N \ln(d_2/d_1)}{6.25\lambda_r\Delta T H}. \quad (9)$$

В таблице представлены экспериментальные данные для среднего диаметра канала плюма \bar{d}_1 и $d_2 = 180$ мм (см. рис. 1). Подставляя параметры для каждого эксперимента в соотношение (9), находим величину Ка, учитывая, что для парафина $\lambda_r = 0.25$ Вт/(м · °С). Результаты этих вычислений также представлены в таблице.

Из таблицы следует, что при $\text{Ka}_1 = 1.12—1.17$ (эксперименты 1, 2) плюм не выходит на поверхность, высота парафинового слитка (массива) H_c больше, чем высота выплавленного канала плюма ($H_c > H$). За счет нестационарного характера изменения границы канала плюма, происходящего вследствие неустойчивого характера течения расплава в канале плюма, интенсивность теплообмена (удельный тепловой поток q_1) увеличивается на 12—17 % по сравнению со стационарным режимом теплопроводности при одном и том же значении перепада температуры $\Delta T = T_{\text{пл}} - T_{\text{в}}$.

Зная величину критерия Ka_1 и высоту твердого массива H_c , из соотношения (6) можно определить тепловую мощность источника плюма, при которой плюм еще выходит на поверхность (предельную тепловую мощность)

$$N_{\text{пр1}} = 0.5\pi\lambda_r\Delta T_1 H_c \text{Ka}_1. \quad (10)$$

Из рис. 2 и таблицы (эксперименты 3, 4) следует, что при $\text{Ka}_2 > 1.6$ модельный плюм выходит на поверхность с образованием грибообразной головы плюма. В экспериментах для $\text{Ka}_2 > 1.6$ кровля плюма представляет собой свободную поверхность расплава. Тепловая мощность N_k , отводимая от кровли плюма в воздух, много меньше по сравнению с тепловой мощностью, отданной каналом плюма в массив парафина. Если тепловая мощность, отводимая от канала плюма в окружающий массив, меньше N , происходит плавление вдоль свободной поверхности расплава и образуется расплавная воронка — «голова плюма». По мере роста «головы плюма» теплоотвод от канала плюма в окружающий массив увеличивается до тех пор, пока не установится стационарный режим кондуктивного теплообмена между каналом плюма и окружающим массивом, когда $N = N_1$.

Для известной высоты твердого массива тепловая мощность, при которой образуется грибовидная голова плюма,

$$N_{\text{пр2}} = 0.5\pi\lambda_r\Delta T_1 H_c \text{Ka}_2. \quad (11)$$

Из (6) следует, что для известной мощности на подошве плюма N предельная высота подъема плюма определяется выражением

$$H = N/0.5\pi\lambda_r\Delta T_1 \text{Ka}_1. \quad (12)$$

ОЦЕНКИ КРИТЕРИЯ Ka ДЛЯ МАНТИЙНЫХ ПЛУМОВ

Сначала рассмотрим случай, когда теплообмен между каналом термохимического плюма и окружающей мантией кондуктивный. Используя оценки [Кирдяшкин и др., 2009б], принимаем для окружающей мантии среднее значение коэффициента теплопроводности $\lambda_r = 7 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})$, перепад температуры $\Delta T_1 = 380\text{—}420 \text{ }^\circ\text{C}$ [Кирдяшкин и др., 2004; Добрецов и др., 2005], и тогда из соотношения (11) для $H = 2.88 \cdot 10^6 \text{ м}$ получаем предельную тепловую мощность $N_{\text{пр1}} = (1.35\text{—}1.60) \cdot 10^{10} \text{ Вт}$. Если тепловая мощность источника плюма $N < N_{\text{пр1}}$, то плюм не выйдет на поверхность. Отметим, что тепловая мощность для горячей точки Буве, находящейся в Южной Атлантике, составляет $1.53 \cdot 10^{10} \text{ Вт}$ [Добрецов и др., 2005], т.е. согласуется с полученными оценками предельной мощности источника плюма.

В работах [Кирдяшкин и др., 2005; Добрецов и др., 2006а] показано, что процесс прорыва плюма на поверхность может быть осложнен наличием в верхней мантии «тугоплавкого» слоя, температура плавления последнего выше, чем температура расплава в канале плюма. В том случае, когда мощность N_k , отдаваемая кровлей плюма, много меньше мощности N_1 , отдаваемой каналом плюма окружающему массиву, происходит плавление вдоль подошвы «тугоплавкого» слоя и образуется грибовидная голова плюма. Для предельного значения $\text{Ka}_2 = 1.6$, найденного в наших экспериментах, и принятых выше параметров из соотношения (11) получаем мощность источника плюма $N_{\text{пр2}} = (1.78\text{—}1.90) \cdot 10^{10} \text{ Вт}$. Таким образом, при кондуктивном теплоотводе от канала плюма в окружающую мантию грибовидная голова плюма образуется у подошвы «тугоплавкого» слоя для тепловой мощности источника плюма $N > (1.78\text{—}1.90) \cdot 10^{10} \text{ Вт}$.

При наличии свободно-конвективных течений в верхней и нижней мантии интенсивность теплообмена между каналом плюма и окружающей мантией возрастает [Кирдяшкин и др., 2008, 2009а,б]. В этом случае мощность источника плюма, при которой плюм выходит на поверхность, будет много больше, чем в случае кондуктивного теплообмена между каналом плюма и окружающей мантией.

Оценим величину критерия Ka (относительной мощности) для Гавайского и Исландского плюмов. Согласно оценкам [Добрецов и др., 2005], тепловая мощность источника Гавайского плюма $N = 3 \cdot 10^{11} \text{ Вт}$ и для Исландского плюма $N = 3.8 \cdot 10^{11} \text{ Вт}$. С использованием соотношения (6) для принятых выше значений λ_r , ΔT_1 и $H = 2.88 \cdot 10^6 \text{ м}$ для Гавайского плюма получаем $\text{Ka} = 22.6\text{—}24.9$. Это означает, что мощность, отведенная от канала Гавайского плюма в окружающую мантию, примерно в 23—25 раз больше, чем при отводе тепла от канала плюма теплопроводностью. Такое увеличение интенсивности теплообмена возможно только за счет конвективного теплоотвода от канала плюма в окружающую мантию. Действительно, Гавайский плюм расположен вдали от оси срединно-океанического хребта, и канал Гавайского плюма взаимодействует с мантийными свободно-конвективными течениями [Кирдяшкин и др., 2008, 2009а,б].

Используя соотношение (6), для вышеприведенных параметров мантии и мощности Исландского плюма $N = 3.8 \cdot 10^{11} \text{ Вт}$ получаем $\text{Ka} = 28.6\text{—}31.6$. В отличие от Гавайского плюма Исландский расположен на оси Срединно-Атлантического хребта. Характер теплового и гидродинамического взаимодействия канала Исландского плюма со свободно-конвективными течениями в верхней и нижней мантии более сложный. Канал Исландского плюма находится в области повышенной температуры окружающей мантии и взаимодействует с трехмерными мантийными конвективными течениями. Теплообмен между каналом плюма и мантийными свободно-конвективными течениями при таких граничных условиях пока остается неисследованным.

Оценка мощности для плюма, ответственного за формирование Тунгусской синеклизы, получена в работах [Добрецов и др., 2006а; Dobretsov et al., 2008], исходя из предположения, что диаметр головы плюма равен максимальному диаметру траппового ареала Тунгусской синеклизы $D = 1300 \text{ км}$. На основании этой оценки принимаем мощность плюма Тунгусской синеклизы, равной $N = (3\text{—}6) \cdot 10^{11} \text{ Вт}$. Основываясь на оценках перепада температуры ΔT_1 , представленных выше, принимаем $\Delta T_1 = 400 \text{ }^\circ\text{C}$ и тогда, используя соотношение (6), для значений $\lambda = 7 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})$ и $H = 2.88 \cdot 10^6 \text{ м}$ находим значение критерия Ka для плюма Тунгусской синеклизы: $\text{Ka} = 23.7\text{—}47.4$. Диаметр головы плюма D для таких крупнейших континентальных платобазальтовых провинций, как МакКензи и Центрально-Атлантичес-

кая и океанических лавовых плато Онтонг-Джава и Манихики, равен 2000 км [Ernst, Buchan, 2002; Ernst et al., 2005], и для этого диаметра мощность соответствующих плюмов может составлять $N = 7 \cdot 10^{11} - 10^{12}$ Вт [Добрецов и др., 2006а; Dobretsov et al., 2008]. Используя соотношение (6), для этой мощности и принятых выше значений параметров получаем $Ka = 55.3 - 79$. Большие значения критерия Ka объясняются интенсивным теплообменом, происходящим в грибообразной голове плюма [Добрецов и др., 2006б; Dobretsov et al., 2008].

Мощность источника тепла на подошве термохимического плюма определяется из соотношения [Кирдяшкин и др., 2004, 2009б]

$$N = 0.045\pi\lambda d_s^2 \Delta T_s^{4/3} (\beta g / \nu a)^{1/3}, \quad (13)$$

где d_s — диаметр подошвы плюма, $\Delta T_s = (T_1 - T_{\text{нх}})/2$ — перепад температуры в пограничном слое вблизи подошвы, β — коэффициент теплового объемного расширения, g — ускорение силы тяжести, λ — теплопроводность расплава в канале плюма, a — температуропроводность расплава, ν — кинематическая вязкость расплава, в общем случае зависящая от доли расплава в канале плюма ϕ [Кирдяшкин и др., 2008, 2009б].

Используя соотношения (6) и (13), получаем

$$Ka = 0.09(\lambda/\lambda_r)(d_s/H)(\Delta T_s/\Delta T_1)Ra^{1/3}, \quad (14)$$

где $Ra = \beta g \Delta T_s d_s^3 / \nu a$ — число Рэлея.

Исходя из соотношения (14) и принимая $\lambda/\lambda_r = 1$, получаем выражение, с использованием которого можно определить диаметр источника плюма d_s для известного значения критерия Ka :

$$d_s = 3.33 \frac{(Ka H \Delta T_1)^{1/2} \left(\frac{\nu a}{\beta g} \right)^{1/6}}{\Delta T_s^{2/3}}. \quad (15)$$

Как показывают эксперименты, диаметр канала плюма соизмерим с диаметром его подошвы [Добрецов и др., 1993]. Диаметр подошвы d_s рассчитан для следующих значений параметров: $H = 2.88 \cdot 10^6$ м, $\Delta T_1 = 400$ °С; $a = 10^{-6}$ м²/с, $\nu = 10$ м²/с, $\beta = 10^{-5}$ °С⁻¹ и $g = 9.8$ м/с². В работе [Добрецов и др., 2005] определены значения перепада температуры ΔT_s , входящие в набор параметров, обеспечивающих устойчивое существование плюма. Используя эти данные, перепад температуры ΔT_s принимаем равным 8 °С и 10 °С.

Зависимость диаметра источника плюма от числа Ka представлена на рис. 4. Диаметр d_s возрастает с увеличением числа Ka и уменьшением перепада температуры ΔT_s . Согласно представленным выше оценкам для Гавайского плюма, $Ka = 22.6 - 24.9$, тогда диаметр $d_s = 79 - 96$ км для $\Delta T_s = 8 - 10$ °С. В работе [Li et al., 2000] на основе анализа записей обменных PS -волн впервые закартирован канал Гавайского плюма на глубине 130—170 км. Авторы этой статьи указывают, что понижение скорости поперечных волн ниже 4 км/с в ультраосновной мантии означает присутствие значительной доли расплава. Согласно их данным канал плюма несимметричный с наибольшим размером 94 км и наименьшим размером 50 км. Таким образом, полученные оценки диаметра плюма согласуются с размерами канала плюма, определенными на основе сейсмических данных [Li et al., 2000]. Кроме того, полученные оценки диаметра Гавайского плюма хорошо согласуются с оценками диаметра канала плюма, полученными в работе [Кирдяшкин и др., 2009б] на основе расчета

теплообмена между каналом плюма и горизонтальными мантийными потоками, протекающими через плюм.

Для Исландского плюма число $Ka = 28.6 - 31.6$, для этих значений Ka и перепада температуры $\Delta T_s = 8 - 10$ °С получаем диаметр $d_s = 89 - 109$ км. Региональные и глобальные сейсмотомографические исследования указывают на существование канала плюма в ман-

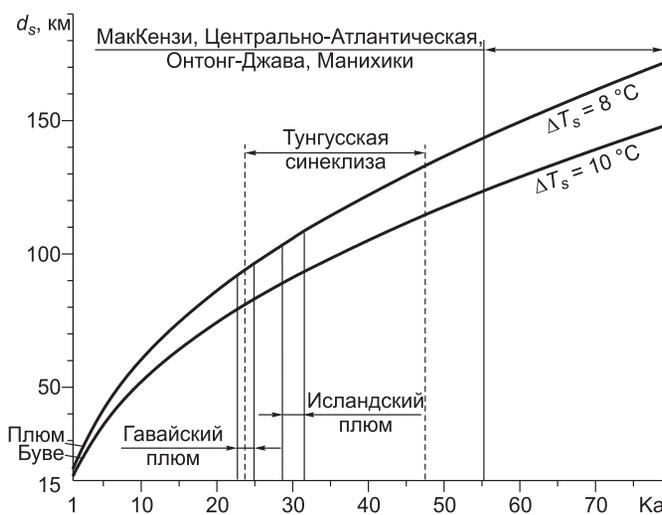


Рис. 4. Зависимость диаметра подошвы плюма от критерия Ka , согласно соотношению (15).

тии под Исландией [Wolfe et al., 1997; Bijwaard, Spakman, 1999; Allen et al., 2002]. Вслед за работой [Shen et al., 1998], указывающей на нижнемантийное происхождение Исландского плюма на основании локального утонения переходной зоны под Исландией, в статье [Helmberger et al., 1998] было получено прямое подтверждение существования локализованной зоны сверхнизких скоростей сейсмических волн на границе ядро—мантия по сейсмическим данным. Эту зону авторы отождествляют с частично расплавленной областью формирования Исландского плюма. В статье [Breddam et al., 2000] диаметр Исландского плюма оценен с использованием отношений изотопов гелия $^3\text{He}/^4\text{He}$. Данные по отношению $^3\text{He}/^4\text{He}$, полученные авторами цитированной статьи в сочетании с ранее полученными результатами для неовулканических рифтовых зон Исландии, обнаруживают плато высоких значений $^3\text{He}/^4\text{He} > 20R/R_A$ (R_A — отношение $^3\text{He}/^4\text{He}$ в воздухе) диаметром примерно 100 км, локализованное в юго-восточной части Исландии и совпадающее с региональным гравитационным минимумом и низкоскоростной аномалией в верхней мантии под Исландией. Сопоставление отношений $^3\text{He}/^4\text{He}$ и геофизических данных позволило предположить, что указанная зона высоких отношений $^3\text{He}/^4\text{He}$ диаметром 100 км оконтуривает канал Исландского плюма на глубине. Таким образом, наши оценки диаметра Исландского плюма согласуются с размерами канала плюма, определенными на основе результатов по отношению изотопов гелия $^3\text{He}/^4\text{He}$ [Breddam et al., 2000].

Для Тунгусской синеклизы выше было получено число $Ka = 23.7—47.4$, и согласно рис. 4, для $\Delta T_s = 8^\circ\text{C}$ диаметр источника плюма, обусловившего образование Тунгусской синеклизы, составляет 94—133 км, а для $\Delta T_s = 10^\circ\text{C}$ — 81—115 км. Для континентальных платобазальтовых провинций МакКензи и Центрально-Атлантической, океанических лавовых плато Онтонг-Джава и Манихики, для которых $Ka = 55.3—79$, для $\Delta T_s = 8^\circ\text{C}$ получаем $d_s = 144—172$ км (см. рис. 4). Если предположить, что на подошве соответствующих плюмов $\Delta T_s = 10^\circ\text{C}$, то $d_s = 124—148$ км. Как следует из соотношения (15), кинематической вязкости расплава, большей, чем принятая нами в расчетах, будут соответствовать большие значения диаметра подошвы d_s .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты экспериментальных исследований процесса выплавления канала плюма над локальным источником тепла, помещенным в объем твердого массива. В вертикальном сечении канал плюма представляет собой систему конвективных ячеек. В областях сужения на границах ячеек восходящий конвективный поток переходит на противоположную сторону канала, как и нисходящий. Восходящий поток локализован в относительно узкой области. Вне области восходящего течения по образующей поверхности канала существует нисходящее течение. Граница канала плюма изменяется во времени. Вдоль области восходящего потока происходит плавление, вдоль нисходящего потока — кристаллизация на границе канала плюма. Поверхность канала плюма представляет собой бегущую волну, между каналом плюма и массивом происходит нестационарный кондуктивный теплообмен.

Критерий Ka (относительная тепловая мощность) позволяет оценить увеличение интенсивности теплоотвода от канала плюма в условиях нестационарного кондуктивного теплообмена по сравнению со стационарным. Экспериментальные исследования конфигурации канала теплового плюма, выплавляющегося в парафиновом массиве, позволили определить величину относительной тепловой мощности, при которой модельный плюм выходит на поверхность ($Ka = 1.12—1.17$) и возникает его грибообразная голова ($Ka > 1.6$). Предельная мощность источника, при которой мантийный плюм прорывается на дневную поверхность, $N_{\text{пр1}} = (1.35—1.6) \cdot 10^{10}$ Вт. Мощность, при которой возникает грибообразная голова мантийного плюма у подошвы «тугоплавкого» слоя, $N_{\text{пр2}} = (1.78—1.9) \cdot 10^{10}$ Вт в отсутствие горизонтальных мантийных течений.

Для Гавайского плюма критерий $Ka = 22.6—24.9$, для Исландского плюма $Ka = 28.6—31.6$, т.е. от каналов этих плюмов в окружающую мантию отводится количество тепла много большее, чем то количество тепла, которое отводилось бы от них теплопроводностью. Это означает, что отвод тепла от канала Гавайского и Исландского плюмов происходит путем конвективного теплообмена.

Для плюма, ответственного за образование Тунгусской синеклизы, число $Ka = 23.7—47.4$. Для плюмов континентальных платобазальтовых провинций МакКензи и Центрально-Атлантической и океанических лавовых плато Онтонг-Джава и Манихики $Ka = 55.3—79$. Представленные оценки числа Ka для плюмов, ответственных за формирование больших магматических провинций, объясняются интенсивным теплообменом в грибообразной голове плюма [Добрецов и др., 2006б; Dobretsov et al., 2008]. Используя полученные значения критерия Ka , можно оценить диаметр подошвы плюма d_s . Наши оценки диаметра d_s для Гавайского плюма согласуются с имеющимися размерами канала плюма, полученными с помощью сейсмических исследований [Li et al., 2000]. Оценки диаметра Исландского плюма согласуются с размерами канала плюма, определенными на основе данных по отношению изотопов гелия $^3\text{He}/^4\text{He}$ [Breddam et al., 2000].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 11-05-00543а, 10-08-00441а) и гранта Президента Российской Федерации для поддержки ведущих научных школ (НШ-65804.2010.5).

ЛИТЕРАТУРА

Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г., Гладков И.Н. Проблемы глубинной геодинамики и моделирование мантийных плюмов // Геология и геофизика, 1993, т. 34 (12), с. 5—24.

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

Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г. Физико-химические условия на границе ядро—мантия и образование термохимических плюмов // Докл. РАН, 2003, т. 393, № 6, с. 797—801.

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.

Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г., Гладков И.Н., Сурков Н.В. Параметры горячих точек и термохимических плюмов в процессе подъема и излияния // Петрология, 2006а, т. 14, № 5, с. 508—523.

Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г. Диаметр и время формирования головы плюма на подошве «тугоплавкого» слоя в литосфере // Докл. РАН, 2006б, т. 406, № 1, с. 99—103.

Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет. М., Наука, 1983, 415 с.

Кирдяшкин А.Г., Гладков И.Н. Тепловые плюмы и горячие точки Земли // Докл. РАН, 1994, т. 339, № 2, с. 250—252.

Кирдяшкин А.А., Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г. Термохимические плюмы // Геология и геофизика, 2004, т. 45 (9), с. 1057—1073.

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.

Кирдяшкин А.А., Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г. Тепло- и массообмен в термохимическом плюме, расположенном под океанической плитой вдали от оси срединно-океанического хребта // Физика Земли, 2008, № 6, с. 17—30.

Кирдяшкин А.А., Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г. Тепловое и гидродинамическое взаимодействие между расплавом в канале термохимического плюма и горизонтальным мантийным течением // Докл. РАН, 2009а, т. 426, № 5, с. 674—678.

Кирдяшкин А.А., Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г. Теплообмен между каналом термохимического плюма и окружающей мантией при наличии горизонтального мантийного потока // Физика Земли, 2009б, № 8, с. 66—82.

Михеев М.А. Основы теплопередачи. М.; Л., Госэнергоиздат, 1947, 415 с.

Allen R.M., Nolet G., Morgan W.J., Vogfjörd K., Bergsson B.H., Erlendsson P., Foulger G.R., Jakobsdóttir S., Julian B.R., Pritchard M., Ragnarsson S., Stefánsson R. Imaging the mantle beneath Iceland using integrated seismological techniques // J. Geophys. Res., 2002, v. 107, № B12, doi:10.1029/2001JB000595.

Bijwaard H., Spakman W. Tomographic evidence for a narrow whole mantle plume below Iceland // Earth Planet. Sci. Lett., 1999, v. 166, № 3/4, p. 121—126.

Breddam K., Kurz M.D., Storey M. Mapping out the conduit of the Iceland mantle plume with helium isotopes // Earth Planet. Sci. Lett., 2000, v. 176, № 1, p. 45—55.

Campbell I.H., Griffiths R.W. Implications of mantle plume structure for the evolution of flood basalts // Earth Planet. Sci. Lett., 1990, v. 99, p. 79—93.

Christensen U.R., Hofmann A.W. Segregation of subducted oceanic crust in the convecting mantle // J. Geophys. Res., 1994, v. 99, № B10, p. 19.867—19.884, doi:10.1029/93JB03403.

Couliette D.L., Loper D.E. Experimental, numerical and analytical models of mantle starting plumes // Phys. Earth Planet. Inter., 1995, v. 92, p. 143—167.

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

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, p. 309—342.

Ernst R.E., Buchan K.L., Campbell I.H. Frontiers in large igneous province research // Lithos, 2005, v. 79, p. 271—297.

Farnetani C.G., Richards M.A. Numerical investigations of the mantle plume initiation model for flood basalt events // J. Geophys. Res., 1994, v. 99, № B7, p. 13.813—13.833.

- Griffiths R.W., Campbell I.H.** Stirring and structure in mantle starting plumes // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 1990, v. 99, p. 66—78.
- Helmberger D.V., Wen L., Ding X.** Seismic evidence that the source of the Iceland hotspot lies at the core-mantle boundary // *Nature*, 1998, v. 396, p. 251—255.
- Li X., Kind R., Priestley K., Sobolev S.V., Tilmann F., Yuan X., Weber M.** Mapping the Hawaiian plume conduit with converted seismic waves // *Nature*, 2000, v. 405, p. 938—941.
- Lin S.-C., van Keken P.E.** Multiple volcanic episodes of flood basalts caused by thermochemical plumes // *Nature*, 2005, v. 436, p. 250—252.
- Lin S.-C., van Keken P.E.** Dynamics of thermochemical plumes: 1. Plume formation and entrainment of a dense layer // *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 2006a, v. 7, Q02006, doi:10.1029/2005GC001071.
- Lin S.-C., van Keken P.E.** Dynamics of thermochemical plumes: 2. Complexity of plume structures and implications for the mapping of mantle plumes // *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 2006b, v. 7, Q03003, doi:10.1029/2005GC001072.
- Lin S.-C., van Keken P.E.** Deformation, stirring and material transport in thermochemical plumes // *Geophys. Res. Lett.*, 2006c., v. 33, № L20306, doi:10.1029/2006GL027037.
- Lindemann F.A.** Über die Berechnung molekularer Eigenfrequenzen // *Z. Phys.*, 1910, v. 11, № 14, p. 609—612.
- McNamara A.K., Zhong S.** The influence of thermochemical convection on the fixity of mantle plumes // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2004, v. 222, p. 485—500.
- Nakagawa T., Tackley P.J.** The interaction between the post-perovskite phase change and a thermochemical boundary layer near the core—mantle boundary // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2005, v. 238, p. 204—216.
- Olson P., Singer H.** Creeping plumes // *J. Fluid Mech.*, 1985, v. 158, p. 511—531.
- Richards M.A., Duncan R.A., Courtillot V.E.** Flood basalts and hot-spot tracks: plume heads and tails // *Science*, 1989, v. 246, p. 103—107.
- Samuel H., Bercovich D.** Oscillating and stagnating plumes in the Earth's lower mantle // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2006, v. 248, p. 90—105.
- Schott B., Yuen D.A.** Influences of dissipation and rheology on mantle plumes coming from the D"-layer // *Phys. Earth Planet. Inter.*, 2004, v. 146, p. 139—145.
- Schubert G., Turcotte D.L., Olson P.** *Mantle convection in the Earth and planets.* Cambridge University Press, 2001, 940 p.
- Shen Y., Solomon S.C., Bjarnason I.Th., Wolfe C.J.** Seismic evidence for a lower-mantle origin of the Iceland plume // *Nature*, 1998, v. 395, p. 62—65.
- Van der Hilst R.D., Widiyantoro S., Engdahl E.R.** Evidence for deep mantle circulation from global tomography // *Nature*, 1997, v. 386, p. 578—584.
- Walzer U., Hendl R., Baumgardner J.** The effects of a variation of the radial viscosity profile on mantle evolution // *Tectonophysics*, 2004, v. 384, p. 55—90.
- Whitehead J.A., Luther D.S.** Dynamics of laboratory diapir and plume models // *J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, № B5, p. 705—717.
- Wolfe C.J., Bjarnason I.Th., VanDecar J.C., Solomon S.C.** Seismic structure of the Iceland mantle plume // *Nature*, 1997, v. 385, p. 245—247.
- Zerr A., Diegler A., Boehler R.** Solidus of the Earth's deep mantle // *Science*, 1998, v. 281, p. 243—245.
- Zhang J., Herzberg C.** Melting experiments on anhydrous peridotite KLB-1 from 5.0 to 22.5 Gpa // *J. Geophys. Res.*, 1994, v. 99, № B9, p. 17729—17742.
- Zhong S.** Constraints on thermochemical convection of the mantle from plume heat flux, plume excess temperature and upper mantle temperature // *J. Geophys. Res.*, 2006, v. 111, № B04409, doi:10.1029/2005JB003972.

*Рекомендована к печати 21 октября 2011 г.
Н.Л. Добрецовым*

*Поступила в редакцию
24 февраля 2011 г.*