

ГЕОДИНАМИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ МАНТИЙНЫХ ТЕРМОХИМИЧЕСКИХ ПЛЮМОВ

А.А. Кирдяшкин^{1,2}, А.Г. Кирдяшкин¹, В.Э. Дистанов¹, И.Н. Гладков¹

¹ Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 3, Россия

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2, Россия

На основе результатов экспериментального и теоретического моделирования тепловой и гидродинамической структуры мантийного термохимического плюма выяснен характер излияния расплава из канала плюма на поверхность в зависимости от относительной тепловой мощности плюма $Ka = N/N_1$, где N — тепловая мощность, передаваемая от подошвы плюма в его канал, N_1 — тепловая мощность, передаваемая каналом плюма окружающему массиву мантии в режиме стационарной теплопроводности. В зависимости от величины критерия Ka выделены следующие типы термохимических плюмов: 1) плюмы малой тепловой мощности ($Ka < 1.15$), не достигающие поверхности; 2) плюмы промежуточной тепловой мощности ($1.15 < Ka < 1.9$), формирующиеся под кратонами и выносящие расплав с глубины более 150 км (алмазоносные плюмы); 3) плюмы с грибообразной головой ($1.9 < Ka < 10$), ответственные в том числе за образование батолитов. Для термохимических плюмов промежуточной тепловой мощности и плюмов с грибообразной головой оценены объем излияний и глубина, с которой расплав выносится из канала плюма на поверхность. Получены зависимости площади (и диаметра) головы плюма, создающего интрузивное тело (батолит), и толщины массива над головой плюма от его относительной тепловой мощности. На основании представленных результатов исследований построена диаграмма геодинамических режимов излияния расплавов, образованных мантийными термохимическими плюмами, включая и плюмы, имеющие относительную тепловую мощность $Ka > 10$.

Термохимический плюм, тепловая мощность, канал плюма, голова плюма, расплав, интрузивные тела, батолиты, алмазоносные плюмы.

GEODYNAMIC REGIMES OF THERMOCHEMICAL MANTLE PLUMES

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

Laboratory and numerical experiments simulating the heat transfer and flow structure of thermochemical mantle plumes provide insights into the mechanisms of plume eruption onto the surface depending on the relative thermal power of plumes, $Ka = N/N_1$, where N and N_1 are the heat transferred from the plume base to the plume conduit and the heat transferred from the plume conduit to the surrounding mantle, respectively, under steady thermal conduction. There are three main types of plumes according to the Ka criterion: (i) plumes with low thermal power ($Ka < 1.15$), which fail to reach the surface, (ii) plumes with intermediate thermal power ($1.15 < Ka < 1.9$), which occur beneath cratons and transport melts from depths below 150 km, where diamond is stable (diamondiferous plumes), and (iii) plumes with a mushroom-shaped head ($1.9 < Ka < 10$), which are responsible for large intrusive bodies, including batholiths. The volume of erupted melt and the depth from which the melt is transported to the surface are estimated for plumes of types (ii) and (iii). The relationship between the plume head area (along with the plume head diameter) and the relative thermal power is obtained. The relationship between the thickness of the block above the plume head and the relative thermal power is derived. On the basis of the results obtained, the geodynamic-regime diagram of thermochemical mantle plumes, including the plumes with $Ka > 10$, has been constructed.

Thermochemical plume, thermal power, plume conduit, plume head, melt, intrusive bodies, batholiths, diamondiferous plumes

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в исследованиях динамики мантии большое внимание уделяется численному моделированию формирования и динамики термохимических плюмов [Lin, van Keken, 2005, 2006a,b,c; Трубицын, Харыбин, 2010; Yang, Fu, 2014]. При этом под термохимическим плюмом понимается свободно-конвективный восходящий поток (термик) и учитываются изменения плотности, обусловленные вариациями состава. В ряде модельных экспериментов мантийные плюмы генерируются впрыскиванием малоплотной низковязкой жидкости в высокоплотную высоковязкую окружающую жидкость [Whitehead, Luther, 1975; Olson, Singer, 1985]. Модельный плюм поднимается за счет разности плотнос-

тей материала плюма и окружающей жидкости. Так называемый «тепловой стартующий плюм» непрерывно подпитывается легкой нагретой жидкостью и состоит из относительно тонкого питающего канала и большой «головы» [Campbell, Griffiths, 1990; Griffiths, Campbell, 1990; Coulliette, Loper, 1995; Schubert et al., 2001; Campbell, 2005].

Граница ядро—мантия может быть представлена как область, в которой происходят сложные процессы взаимодействия внешнего ядра и нижней мантии: эта область включает зоны плавления, химических реакций, в ней могут присутствовать значительные композиционные неоднородности [Garnero, 2000, 2004; Brandon, Walker, 2005; Garnero, McNamara, 2008]. Согласно [Добрецов и др., 2001], на границе ядро—мантия возможны химические неоднородности, которые при физико-химическом взаимодействии с мантийным веществом понижают температуру плавления ниже температуры на границе ядро—мантия.

В модели [Кирдяшкин и др., 2004] 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 и вследствие этого подъем плюма. В подробном виде отличия модели термохимического плюма [Кирдяшкин и др., 2004] от численных моделей формирования восходящих течений, в которых термохимический плюм представляет собой восходящий свободно-конвективный поток, захватывающий материал плотного химического слоя, представлены в [Dobretsov et al., 2008].

Отметим, что в рамки подхода, предполагающего подъем плюма вследствие плавления в нижней мантии вблизи границы ядро—мантия, укладывается схема [Collerson et al., 2010], в которой предполагается подъем плюма от слоя D'' , связанный с плавлением карбонатсодержащего мантийного материала в слое D'' на границе ядро—мантия, когда его солидус ниже адиабатической температуры у основания нижней мантии, а дополнительные компоненты обеспечивают дальнейшее понижение температуры плавления. Согласно [Кирдяшкин и др., 2004], источником химической добавки, понижающей температуру плавления мантии, могут быть реакции железосодержащих минералов нижней мантии с водородом и/или метаном, выделяющимся на границе ядро—мантия. На наличие химической добавки может указывать, например то, что изверженные породы плюмов, имеющих тепловую мощность на порядок ниже, чем Гавайский, и ответственных за образование кимберлитовых трубок (трубок взрыва), содержат большое количество CO_2 (до 12.8—20.5 %) [Доусон, 1983]. Взрывообразный характер извержения таких плюмов указывает на большое количество CO_2 при прорыве плюма на поверхность, но это количество сложно оценить [Доусон, 1983; Fedortchouk et al., 2010].

С деятельностью мантийных плюмов связывают не только формирование континентальных платобазальтовых провинций и океанических лавовых плато [Griffiths, Campbell, 1990; Farnetani, Richards, 1994; Добрецов и др., 2001; Dobretsov et al., 2008], но и существует представление о том, что формирование баголитов обусловлено аномальным разогревом коры в связи с глубинными мантийными плюмами [Добрецов и др., 2010].

В настоящей статье рассматриваются мантийные термохимические плюмы, образующие грибообразную голову после прорыва на поверхность. Тепловая мощность таких плюмов N составляет от $2.5 \cdot 10^{10}$ Вт до $14 \cdot 10^{10}$ Вт ($1.9 < \text{Ka} < 10$). В задачу данного исследования входит: 1) определение тепловой и гидродинамической структуры плюма, создающейся после прорыва расплава на поверхность и при последующем плавлении с образованием грибообразной головы плюма; 2) получение соотношений для определения основных параметров плюмов с грибообразной головой; 3) определение режимов излияния магм, образованных плюмами, в зависимости от их относительной тепловой мощности.

ТЕПЛОВАЯ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ПЛЮМА, ПОДНИМАЮЩЕГОСЯ К ПОВЕРХНОСТИ

Анализ соотношения температуры расплава в канале плюма и температуры плавления мантии [Гладков и др., 2012; Кирдяшкин и др., 2012] показал, что плюм может зарождаться на границе ядро—мантия и выплавляться до высоты $x_{\text{тх}}$ как термохимический плюм. Высота $x_{\text{тх}}$ определяется из соотношения: $x_{\text{тх}} = (T_{\text{пс}} - T_{2,0}) / [(\partial T_2 / \partial x) - (\partial T / \partial x)_{\text{пл}}]$, где $T_{2,0}$ — температура расплава у подошвы плюма, x — вер-

тикальная координата, ось x направлена вверх от подошвы плюма, $T_2 = T_{2,0} + (\partial T/\partial x)_{\text{ад}} x$ — температура плавления вещества в канале плюма, $(\partial T/\partial x)_{\text{ад}}$ — адиабатический градиент температуры, $(\partial T/\partial x)_{\text{пл}}$ — градиент температуры плавления. Среднее значение градиента температуры плавления для нижней мантии $(\partial T/\partial x)_{\text{пл}} = -0.5$ °C/км [Walzer et al., 2004]. Среднее значение адиабатического градиента температуры для нижней мантии над границей ядро—мантия $(\partial T/\partial x)_{\text{ад}} = (\partial T_2/\partial x) = -0.3$ °C/км [Katsura et al., 2010], поэтому $(\partial T_2/\partial x) - (\partial T/\partial x)_{\text{пл}} = 0.2$ °C/км. В этом случае для $T_{\text{пс}} - T_{2,0} = 40$ °C, $x_{\text{тх}} = 200$ км.

При $x < x_{\text{тх}}$ происходит подъем плюма (выплавление канала плюма) как термохимического плюма при температуре плавления $T_{\text{пх}}$ на границе канала. Для расплава в канале плюма значения числа Льюиса $Le = a/D = 200—600$, где a — коэффициент температуропроводности расплава, D — коэффициент диффузии химической добавки в канале плюма [Добрецов и др., 2005]. Поскольку $Le \gg 1$, то при $x > x_{\text{тх}}$ при выплывании канала плюма определяющими являются процессы теплопереноса. В силу большой инерционности процессов диффузионного массообмена по сравнению с процессом теплообмена ($D \ll a$) в области $x > x_{\text{тх}}$ температура границы канала плюма соизмерима с $T_{\text{пс}}$. Таким образом, происходит следующая смена режимов выплывания канала плюма: 1) плюм зарождается на границе ядро—мантия и поднимается (выплаывается) до высоты $x_{\text{тх}}$ как термохимический, в котором определяющим является массообмен; 2) при $x_{\text{тх}} < x < H$, где $H = 2880$ км — расстояние от границы ядро—мантия до поверхности, определяющим является теплообмен, присутствие химической добавки понижает температуру плавления мантии, но уже не лимитирует процессы теплообмена в плюме.

Поскольку слой мантии толщиной $x_{\text{тх}}$, в котором плюм поднимается как термохимический, составляет 7 % от толщины всей мантии, то возможно лабораторное моделирование мантийного плюма как теплового плюма, создающегося при плавлении над локальным источником тепла [Гладков и др., 2012; Кирдяшкин и др., 2012]. При анализе результатов экспериментального моделирования в работах [Гладков и др., 2012; Кирдяшкин и др., 2012] нами использовалась величина относительной тепловой мощности плюма $Ka = N/N_1$, где N — тепловая мощность, передаваемая от подошвы плюма в его канал, $N_1 = 0.5\pi\lambda_{\text{ом}}\Delta TH$ — тепловая мощность, передаваемая каналом плюма окружающему массиву мантии в режиме стационарной теплопроводности, $\lambda_{\text{ом}}$ — коэффициент теплопроводности окружающей мантии, $\Delta T = T_{\text{пл}} - T_0$, $T_{\text{пл}}$ — температура границы канала плюма, T_0 — температура окружающей мантии на удалении от канала, H — высота канала плюма. Таким образом, критерий Ka (относительная тепловая мощность) показывает, во сколько раз тепловая мощность, подводимая на подошве плюма, больше тепловой мощности, отдаваемой в окружающую мантию в режиме стационарной теплопроводности. Для стационарного кондуктивного теплообмена между каналом и окружающим массивом $Ka = 1$ ($N = N_1$).

Для плюма, поднимающегося (выплавающегося) от границы ядро—мантия к поверхности Земли, $H = 2880$ км, и для средних значений для всей мантии $\lambda_{\text{ом}} = 7$ Вт/(м · °C) и $\Delta T = 440$ °C [Добрецов и др., 2001; Кирдяшкин и др., 2009] получаем $N_1 = 1.4 \cdot 10^{10}$ Вт. Экспериментальные исследования формы канала плюма, выплывающегося в твердом массиве парафина, позволяют определить относительную величину тепловой мощности плюма Ka_1 , при которой он прорывается на поверхность массива [Гладков и др., 2012; Кирдяшкин и др., 2012]. Эксперименты показали, что относительная тепловая мощность плюма, при которой он прорывается на поверхность массива, $Ka_1 = 1.15$. При значениях $Ka_2 > 1.6—1.9$ плюм достигает поверхности твердого массива и происходит плавление вдоль нее с формированием грибообразной головы плюма [Гладков и др., 2012; Кирдяшкин и др., 2012].

Плюмы, имеющие тепловую мощность, большую, чем тепловая мощность, при которой плюм прорывается на поверхность, могут существовать под кратонами, где удельный тепловой поток на границе ядро—мантия $q_{\text{ям}}$ достаточно низкий. Используя данные по мантийной составляющей теплового потока для тектонически стабильных континентальных регионов, например, [Jaupart, Mareschal, 2007, 2014], можно оценить тепловой поток на границе ядро—мантия (исходя из отношения квадратов радиусов Земли и ядра) как $q_{\text{ям}} = 0.027—0.061$ Вт/м². Низкие тепловые потоки указывают на низкую интенсивность свободно-конвективных течений в мантии в таких регионах, т. е. в мантии под кратонами можно ожидать очень слабые свободно-конвективные течения, и их влиянием в этих областях можно пренебречь. При таких условиях на поверхность Земли могут прорываться плюмы, имеющие вышеуказанную тепловую мощность на подошве $N > N_1$. Оценки величины $q_{\text{ям}}$, полученные исходя из тепловых потоков в океанических областях [Stein, 1995; Jaupart, Mareschal, 2007, 2014], дают $q_{\text{ям}} = 0.2—0.32$ Вт/м². Скорости горизонтальных нижнемантийных свободно-конвективных течений под океаническими областями составляют 0.01—0.02 м/год [Кирдяшкин и др., 2009], и существует интенсивный теплоотвод от каналов плюмов в окружающую мантию вследствие горизонтальных мантийных свободно-конвективных течений. Поэтому в океанических областях на поверхность могут прорываться только плюмы большой тепловой мощности, например, такие как Гавайский, тепловая мощность которого в 21.4 раза больше мощности N_1 и равна $N = 3 \cdot 10^{11}$ Вт [Добрецов и др., 2005], т. е. относительная тепловая мощность Гавайского плюма $Ka = N/N_1 = 21.4$.

МОДЕЛЬ ИЗЛИЯНИЯ РАСПЛАВА ИЗ КАНАЛА ТЕРМОХИМИЧЕСКОГО ПЛЮМА

Схема канала плюма и свободно-конвективные течения в расплаве канала представлены на рис. 1 на основе данных экспериментального моделирования [Гладков и др., 2012; Кирдяшкин и др., 2012]. В вертикальном сечении канал плюма представляет собой систему конвективных ячеек. Пограничный слой нисходящего конвективного течения расположен по образующей поверхности канала. Вдоль области восходящего потока происходит плавление, вдоль нисходящего потока — кристаллизация на границе и в областях сужения канала. Расход расплава по сечению канала на любой его высоте равен нулю. Сужения канала порождаются интенсивной кристаллизацией охлаждающегося расплава. В областях сужения на границах ячеек восходящий конвективный поток переходит на противоположную сторону канала и происходит обмен теплом и массой между восходящим и нисходящим потоками. Поверхность канала плюма представляет собой «бегущую волну», между границей канала и окружающим массивом происходит нестационарный кондуктивный теплообмен. Диаметр канала плюма $d = 2R$ (R — радиус канала) соизмерим с диаметром его подошвы. В экспериментах диаметр сужения канала плюма $d_c = (0.4—0.6) d$ [Гладков и др., 2012; Кирдяшкин и др., 2012]. В расчетах, представленных в настоящей статье, принимается эффективный диаметр сужения канала $d_c = 2R_c = 0.5d$, где R_c — радиус сужения.

Модельные эксперименты [Кирдяшкин и др., 2005; Dobretsov et al., 2008] показывают, что при выплвлении (подъеме) термохимического плюма объем расплавленного мантийного вещества становится больше объема твердого вещества проплавленного массива мантии. Поэтому избыточный объем расплава вытекает и растекается у его подошвы. Таким образом, за время выплвления (подъема) плюма t_1 до критической глубины $x_{кр}$, при которой происходит прорыв плюма, в окрестности подошвы плюма скапливается расплав (см. рис. 1). Удельный массовый поток расплава, накапливающегося у подошвы плюма ΔG , определяется из соотношения [Добрецов и др., 2005]:

$$\Delta G = N\beta/C, \quad (1)$$

где β — коэффициент теплового объемного расширения мантийного вещества, C — его теплоемкость. Масса расплава, скапливающегося у подошвы плюма за время t_1 , $G_p = \Delta G t_1$.

Из экспериментального моделирования [Кирдяшкин и др., 2005; Dobretsov et al., 2008] следует, что изливание магматического расплава из канала термохимического плюма может происходить в две стадии. На первой стадии изливания, при прорыве термохимического плюма на поверхность, объем расплава, изливающегося на поверхность из верхней части плюма, равен объему расплава, накопившегося у подошвы плюма. При прорыве плюма на поверхность расплав, скопившийся у подошвы плюма, поднимается в его канал. Объем излившегося расплава на первой стадии

$$V_1 = N\beta t_1 / \rho_i C, \quad (2)$$

где ρ_i — плотность излившихся пород, t_1 — время подъема (выплвления) канала плюма.

Сразу же после первой стадии изливания расплава от подошвы плюма в канал плюма поднимается вещество жидкого внешнего ядра, а из верхней части плюма изливается расплав, выдавленный из канала плюма веществом внешнего ядра, поднявшимся в канал. Можно оценить высоту $x_{вя}$, на которую поднимается железоникелевое вещество жидкого внешнего ядра в канале плюма после прорыва плюма на поверхность. Для упрощения рассматривается плотность окружающей мантии ρ_0 , усредненная по ее толщине H . После из-

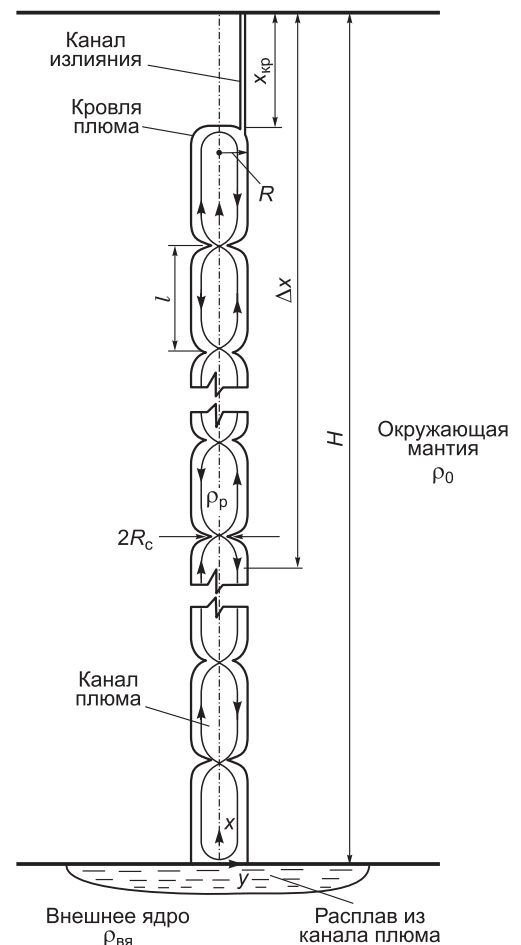


Рис. 1. Схема канала плюма радиусом R , поднявшегося от границы ядро-мантия до уровня, на котором формируется канал изливания высотой $x_{кр}$, по которому магматический расплав прорывается на поверхность.

Δx — глубина, соответствующая объему расплава, излившегося на поверхность, l — высота конвективной ячейки в канале. Радиус сужений, создающихся на границах конвективных ячеек, $R_c = R/2$. Показаны свободно-конвективные течения в расплаве канала плюма.

линия расплава из канала плюма литостатическое давление на границе ядро—мантия $\rho_0 g H$ уравновешивается давлением столба расплава высотой $H - x_{\text{вя}}$ в канале плюма $[\rho_p g (H - x_{\text{вя}})]$ и давлением столба материала внешнего ядра высотой $x_{\text{вя}}$, поднявшегося в канал плюма ($\rho_{\text{вя}} g x_{\text{вя}}$):

$$\rho_0 g H = \rho_p g (H - x_{\text{вя}}) + \rho_{\text{вя}} g x_{\text{вя}}, \quad (3)$$

где g — гравитационное ускорение, ρ_p — средняя плотность расплава по толщине мантии, $\rho_{\text{вя}}$ — плотность вещества внешнего ядра.

Из этого соотношения можно определить высоту, на которую поднимается в канал плюма вещество внешнего ядра:

$$x_{\text{вя}} = H(\rho_0 - \rho_p) / (\rho_{\text{вя}} - \rho_p). \quad (4)$$

Вследствие теплового расширения $\rho_0 - \rho_p = \rho_0 \beta (T_p - T_0)$, и тогда

$$x_{\text{вя}} = \frac{\rho_0 \beta H (T_p - T_0)}{\rho_{\text{вя}} - \rho_0 [1 - \beta (T_p - T_0)]}, \quad (5)$$

где T_p — температура расплава в канале плюма, T_0 — температура окружающей мантии. Для $H = 2.88 \cdot 10^6$ м, $\rho_0 = 4500$ кг/м³, $\beta = 3 \cdot 10^{-5}$ °C⁻¹, $T_p - T_0 = 440$ °C и $\rho_{\text{вя}} = 10^4$ кг/м³ получается высота подъема вещества внешнего ядра $x_{\text{вя}} = 31$ км.

Объем излившегося расплава на второй стадии излияния

$$V_2 = \pi R^2 x_{\text{вя}}. \quad (6)$$

Общий объем расплава, излившегося на поверхность из канала плюма по каналу излияния (см. рис. 1), $V = V_1 + V_2$, т. е.

$$V = N \beta t_1 / \rho_{\text{и}} C + \pi R^2 x_{\text{вя}}. \quad (7)$$

Время подъема плюма до уровня $x_{\text{кр}}$, с которого плюм прорывается на поверхность, определяется с использованием соотношения [Кирдяшкин и др., 2004]:

$$t_1 = \frac{-\rho_0 d^2 (B + C \Delta T_0)}{2 \lambda \Delta T_0} \ln \left(1 - \frac{11.1 \Delta T_0 (H - x_{\text{кр}})}{d^2 \Delta T_s^{4/3} (\beta g / a \nu)^{1/3}} \right), \quad (8)$$

где B — теплота плавления вещества в канале плюма, λ — теплопроводность расплава в канале, $\Delta T_0 = T_p - T_0$, $\Delta T_s = (T_1 - T_{\text{пх}}) / 1.57$ — перепад температуры в пограничном слое на подошве плюма, a — температуропроводность, ν — кинематическая вязкость расплава.

Высота столба расплава, соответствующая объему излившегося расплава V , или, другими словами, глубина Δx , с которой расплав был вынесен из канала плюма на поверхность (см. рис. 1), определяется выражением

$$\Delta x = 4V / \pi d^2, \quad (9)$$

где d — диаметр канала плюма.

Тепловая мощность, подводимая к подошве плюма, определяется с использованием соотношения [Кирдяшкин и др., 2004]

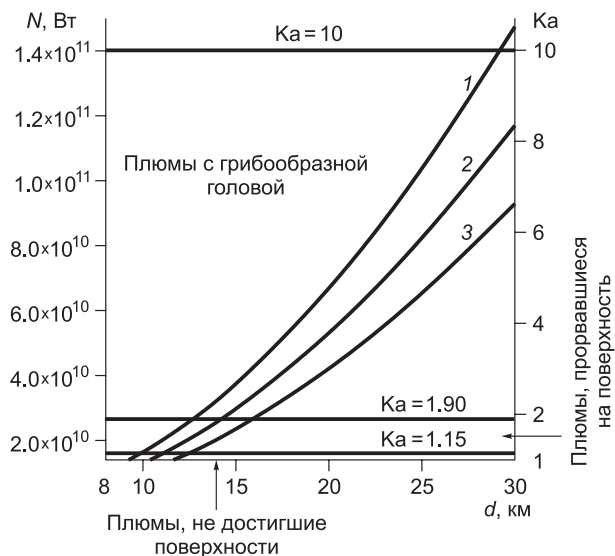
$$N = 0.045 \pi \lambda d^2 \Delta T_s^{4/3} \left(\frac{\beta g}{a \nu} \right)^{1/3}. \quad (10)$$

Тепловая мощность была рассчитана для различных диаметров канала плюма. В расчетах приняты следующие значения параметров: $\lambda = 7$ Вт/(м · °C), $\Delta T_s = 10$ °C, $\beta = 3 \cdot 10^{-5}$ °C⁻¹, $a = 1.3 \cdot 10^{-6}$ м²/с и $\nu = 0.5$ — 2 м²/с [Кирдяшкин и др., 2009]. Зависимость тепловой мощности N , подводимой к подошве плюма, от диаметра его канала представлена на рис. 2 для различных кинематических вязкостей расплава в канале. На вертикальной оси, находящейся справа, нанесена относительная тепловая мощность плюма $Ka = N / N_1$, где $N_1 = 1.4 \cdot 10^{10}$ Вт — тепловая мощность, передаваемая каналом плюма окружающей мантии в режиме стационарной теплопроводности. Тепловая мощность плюма возрастает с увеличением диаметра канала и с уменьшением кинематической вязкости расплава. Прямые $N = \text{const}$ ($Ka = \text{const}$) разбивают рис. 2 на характерные области. В случае плюмов малой тепловой мощности, при значениях $Ka < 1.15$ ($N < 1.6 \cdot 10^{10}$ Вт) плюм не достигает поверхности. Над такими плюмами могут формироваться поднятия дневной поверхности [Кирдяшкин, Кирдяшкин, 2015]. В случае плюмов про-

Рис. 2. Тепловая мощность плюма в зависимости от его диаметра для различных значений кинематической вязкости расплава в канале плюма v .

$Ka < 1.15$ — область плюмов, не прорвавшихся на поверхность (плюмов малой тепловой мощности); $1.15 < Ka < 1.9$ — область плюмов, прорвавшихся на поверхность (плюмов промежуточной тепловой мощности); $1.9 < Ka < 10$ — область плюмов с грибообразной головой.

1 — $v = 0.5$, 2 — $v = 1$, 3 — $v = 2 \text{ м}^2/\text{с}$.



межучточной тепловой мощности плюмы прорываются на поверхность при $1.15 < Ka < 1.9$ ($1.6 \cdot 10^{10} \text{ Вт} < N < 2.7 \cdot 10^{10} \text{ Вт}$). При $1.9 < Ka < 10$ ($2.7 \cdot 10^{10} \text{ Вт} < N < 1.4 \cdot 10^{11} \text{ Вт}$) после прорыва расплава из канала плюма на поверхность происходит плавление окружающего корового массива и образуется грибообразная голова плюма, которую мы отождествляем с крупным интрузивным телом (корневым батолитом).

УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ КАНАЛА ИЗЛИЯНИЯ

Сначала, основываясь на модельных экспериментах [Кирдяшкин и др., 2005; Dobretsov et al., 2008], представим модель образования канала излияния, по которому расплав из канала плюма прорывается на поверхность. На рис. 3 показана схема подъема плюма к поверхности. Давление в расплаве под кровлей плюма превышает литостатическое давление пород над кровлей плюма на величину ΔP , выражение для которой может быть получено с учетом соотношения, представленного в [Кирдяшкин и др., 2005]:

$$\Delta P = \rho_0 \beta g (H - x_{кр}) (T_p - T_0) (R_c/R)^2. \quad (11)$$

Для значений параметров $\rho_0 = 4500 \text{ кг/м}^3$, $\beta = (1-3) \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, $g = 9.8 \text{ м/с}^2$, $H = 2.88 \cdot 10^6 \text{ м}$, $x_{кр} = 12 \cdot 10^3 \text{ м}$, $T_p - T_0 = 440 \text{ }^\circ\text{C}$ и $(R_c/R)^2 = 0.25$ получаем $\Delta P = (1.4-4.2) \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$.

Сила давления на кровлю поднимающегося плюма, равная $\Delta P(\pi d^2/4)$, вызывает движение в массиве коры, находящемся над кровлей плюма. Касательное напряжение в цилиндрическом массиве над кровлей плюма диаметром d возрастает с уменьшением высоты массива. Наконец, при достижении критического значения высоты массива $x_{кр}$ касательное напряжение на его цилиндрической поверхности достигает критического значения $\tau_{кр}$, и поэтому в окрестности цилиндрической поверхности (при $r = R$) наиболее вероятно разрушение пород массива и формирование канала, по которому магматический расплав из канала плюма изливается на поверхность (канала излияния).

Как и в [Кирдяшкин и др., 2005], движение в массиве над кровлей плюма диаметром d будем рассматривать в первом приближении как вязкое течение в цилиндрическом канале диаметром d . Наибольшее касательное напряжение достигается на боковой поверхности массива над кровлей плюма (при $r = R$) и равно нулю на его оси (при $r = 0$), поэтому наиболее вероятно разрушение пород массива в окрестности цилиндрической поверхности радиусом $R = d/2$ и формирование канала излияния.

Критическое касательное напряжение на боковой поверхности цилиндрического массива над кровлей плюма (при $r = R$), усредненное по высоте массива, $\tau_{кр}$ определя-

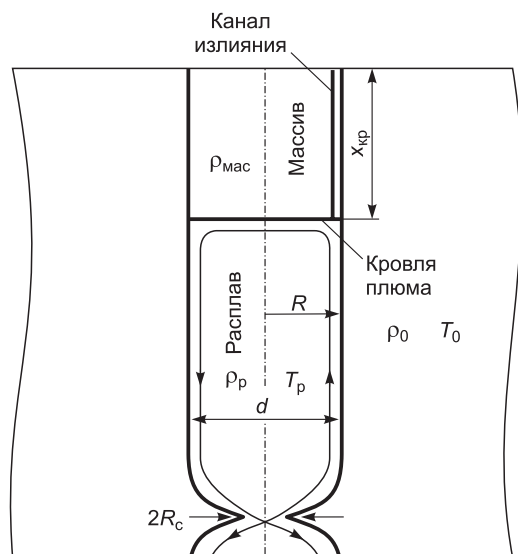


Рис. 3. Кровля плюма диаметром d и цилиндрический массив над ней при подходе плюма к дневной поверхности.

ется с использованием соотношения [Кирдяшкин и др., 2005], учитывая диаметр сужения канала плюма d_c ,

$$\overline{\tau}_{кр} = 0.5c_1 + 0.5[c_1^2 + 0.5c_2\beta g^2\rho_{мас}\rho_0 H(T_p - T_0)(d_c^2/d)]^{1/2}, \quad (12)$$

где $\rho_{мас}$ — средняя плотность по высоте массива над кровлей плюма.

Критическая высота массива над кровлей плюма $x_{кр}$ (см. рис. 3), при которой достигается предел прочности пород массива $\overline{\tau}_{кр}$, представляет собой оценку высоты канала излияния, т. е. указывает на глубину, с которой магма из канала плюма при его подъеме к дневной поверхности отводится по каналу излияния в массиве над кровлей и изливается на поверхность. Критическая высота массива или, другими словами, высота канала излияния определяется из соотношения [Кирдяшкин и др., 2005]

$$x_{кр} = \frac{-c_1 + [c_1^2 + 0.5c_2\beta\rho_{мас}\rho_0 g^2 H(T_p - T_0)(d_c^2/d)]^{1/2}}{c_2\rho_{мас}g}. \quad (13)$$

В равенствах (12) и (13) коэффициенты c_1 и c_2 определяются по экспериментальным данным и, например, для пироксенита $c_1 = 0.5 \cdot 10^8$ Н/м², и для довольно большого набора минералов $c_2 = 0.28—0.3$ [Кирдяшкин и др., 2005]. В расчетах принимаем $\rho_0 = 4500$ кг/м³, $\rho_{мас} = 3000$ кг/м³, $T_p - T_0 = 440$ °С, $\beta = 3 \cdot 10^{-5}$ °С⁻¹, $H = 2.88 \cdot 10^6$ м и $d_c = d/2$. Из соотношения (12) следует, что для диаметра канала плюма $d = 10—30$ км ($d_c = 5—15$ км) величина $\overline{\tau}_{кр} = (0.95—1.4) \cdot 10^8$ Н/м².

На рис. 4 представлена высота канала излияния $x_{кр}$ в зависимости от диаметра канала плюма, рассчитанная с использованием соотношения (13). Из рисунка видно, что величина $x_{кр}$ возрастает с увеличением диаметра плюмового канала. Высота $x_{кр}$ может составлять от 11 до 22 км для диаметра d , изменяющегося от 10 до 30 км.

ОБЪЕМ ИЗЛИЯНИЙ ТЕРМОХИМИЧЕСКИХ ПЛЮМОВ И ГЛУБИНА, С КОТОРОЙ РАСПЛАВ ВЫНОСИТСЯ ИЗ КАНАЛА ПЛЮМА НА ПОВЕРХНОСТЬ

Результаты расчетов, представленные в этом разделе, получены для следующих значений параметров: $\rho_0 = 4500$ кг/м³, $\beta = 3 \cdot 10^{-5}$ °С⁻¹, $B = 2.1 \cdot 10^5$ Дж/кг, $C = 1.2 \cdot 10^3$ Дж/(кг · °С), $\lambda = 7$ Вт/(м · °С), $a = 1.3 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $\Delta T_0 = T_p - T_0 = 440$ °С, $\Delta T_s = 10$ °С. В статье [Кирдяшкин и др., 2009] на основе анализа теплообмена между каналом термохимического плюма и горизонтальными нижнемантийными свободно-конвективными течениями получены оценки кинематической вязкости расплава в канале плюма. Учитывая эти оценки, принимаем кинематическую вязкость расплава в канале плюма ν , равной 0.5, 1 и 2 м²/с. Расстояние от границы ядро—мантия до поверхности $H = 2.88 \cdot 10^6$ м, диаметр сужения канала плюма $d_c = d/2$.

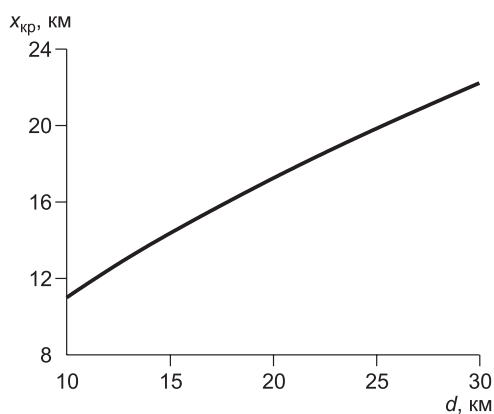


Рис. 4. Критическая высота массива над кровлей плюма, поднимающегося от границы ядро—мантия ($H = 2.88 \cdot 10^6$ м), в зависимости от диаметра канала плюма d ($d_c = d/2$) для $c_1 = 0.5 \cdot 10^8$ Н/м², $c_2 = 0.28$, $T_p - T_0 = 440$ °С.

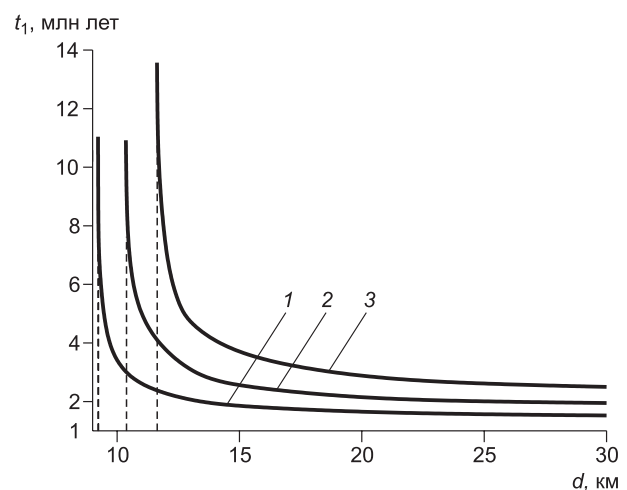


Рис. 5. Время подъема плюма до уровня $x_{кр}$ в зависимости от диаметра канала плюма для различных значений ν .

1 — $\nu = 0.5$, 2 — $\nu = 1$, 3 — $\nu = 2$ м²/с.

Для определения объема излившегося магматического расплава необходимо знать время t_1 от зарождения плюма на границе ядро—мантия до прорыва расплава на поверхность по каналу излияния высотой $x_{кр}$. Это время можно найти с использованием соотношения (8). На рис. 5 представлено время подъема плюма t_1 в зависимости от диаметра канала плюма для различных кинематических вязкостей расплава в канале. Штриховыми линиями показаны минимальные значения диаметра d_{min} , при которых плюмы еще достигают поверхности. Для диаметров, меньших d_{min} , время подъема t_1 стремится к бесконечности, т. е. плюмы с такими диаметрами не прорываются на поверхность. Для $v = 0.5 \text{ м}^2/\text{с}$ диаметр $d_{min} = 9.2 \text{ км}$, для $v = 1 \text{ м}^2/\text{с}$, $d_{min} = 10.4 \text{ км}$ и для $v = 2 \text{ м}^2/\text{с}$, $d_{min} = 11.7 \text{ км}$. В интервале диаметров канала плюма от 9 до 15 км время подъема резко уменьшается с увеличением диаметра d и далее, при $d \geq 20 \text{ км}$ остается практически постоянным для фиксированной кинематической вязкости расплава в канале плюма. С уменьшением вязкости расплава время подъема t_1 уменьшается.

Объем расплава, изливающегося при прорыве плюма на поверхность (V), вычислен на основании соотношений (7), (8) и (10). В вычислениях объема излияний были приняты значения: $\rho_{и} = 3000 \text{ кг/м}^3$ и $x_{ва} = 31 \text{ км}$. Зависимость объема излияний от диаметра канала плюма представлена на рис. 6 для различных значений кинематической вязкости расплава. На рисунке проведена граница, разделяющая кривые 1—3 на участки, относящиеся к плюмам, прорывающимся на поверхность (плюмам промежуточной тепловой мощности), и к плюмам, достигающим поверхности с последующим образованием грибовидной головы. Точки пересечения этой прямой с кривыми 1—3 отвечают значениям диаметра плюма $d_{гр}$, при которых достигается граничное значение относительной тепловой мощности $Ka = 1.9$, отмечающее переход к плюмам с грибовидной головой (см. рис. 2). Граничные значения диаметра канала плюма $d_{гр}$ соответственно равны 12.7, 14.2 и 16.1 км для $v = 0.5, 1$ и $2 \text{ м}^2/\text{с}$. Как видно из рис. 6, объем излияний для плюмов, образующих грибовидную голову, возрастает с увеличением диаметра канала плюма от граничного значения $d_{гр}$ до $d = 30 \text{ км}$. Например, для $v = 1 \text{ м}^2/\text{с}$ для таких плюмов объем излившегося расплава возрастает от $1.9 \cdot 10^4$ до $6 \cdot 10^4 \text{ км}^3$ при вышеуказанном увеличении диаметра плюма.

Зная объем излияний, с помощью соотношения (9) можно определить глубину Δx , с которой расплав был вынесен из канала плюма на поверхность. На рис. 7 показана зависимость глубины Δx от диаметра канала плюма для различных значений кинематической вязкости расплава в канале. Глубина Δx уменьшается от 500 до 116 км с увеличением диаметра плюма от $d = d_{min}$ до $d = 30 \text{ км}$.

Важнейшими проявлениями мантийных плюмов являются кимберлиты и ареалы платобазальтов [Добрецов и др., 2001; Chalapathi Rao, Lehmann, 2011]. Прорыв кимберлитовых магм, выносящих алмазы на поверхность (алмазоносным плюмам), связан с мантийными термохимическими плюмами, поднимающимися от границы ядро—мантия [Torsvik et al., 2010]. Глубина Δx , начиная с которой алмаз устойчив, равна 150 км [Kennedy, Kennedy, 1976]. Прямая $\Delta x = 150 \text{ км}$ проведена на рис. 7. В том случае, когда $\Delta x > 150 \text{ км}$ расплав из канала плюма может доставлять алмазы на поверхность, и участки кривых 1—3, лежащие выше границы 150 км, относятся к плюмам промежуточной тепловой мощности, выносящим алмазы на поверхность (алмазоносным плюмам). Расплав плюма, вынесенный с глубины

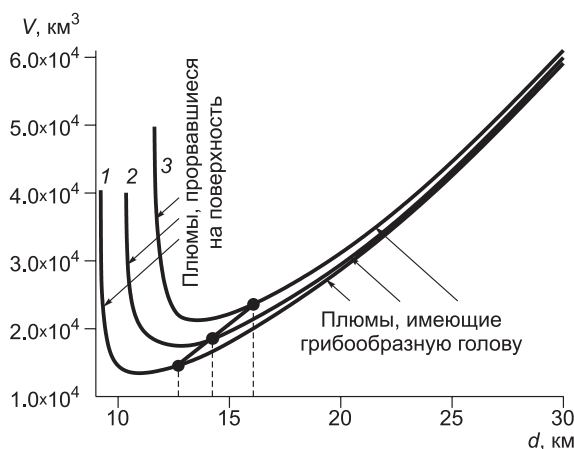


Рис. 6. Зависимость объема (V) излившегося расплава от диаметра d для различных v .

Прямая разграничивает участки кривых для плюмов, прорывавшихся на поверхность, и плюмов, имеющих грибовидную голову. 1 — $v = 0.5$, 2 — $v = 1$, 3 — $v = 2 \text{ м}^2/\text{с}$.

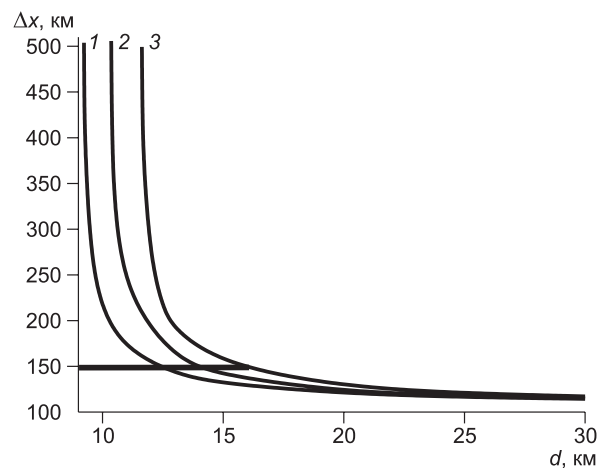


Рис. 7. Зависимость глубины, с которой расплав из канала плюма выносится на поверхность, от диаметра канала d для различных v .

Прямая линия $\Delta x = 150 \text{ км}$ отмечает глубину, начиная с которой устойчив алмаз [Kennedy, Kennedy, 1976]. 1 — $v = 0.5$, 2 — $v = 1$, 3 — $v = 2 \text{ м}^2/\text{с}$.

$\Delta x < 150$ км, не будет содержать алмазов. Соответственно, участки кривых 1—3, лежащие ниже границы 150 км, относятся к плюмам, которые не транспортируют алмазы к поверхности и образуют грибообразную голову.

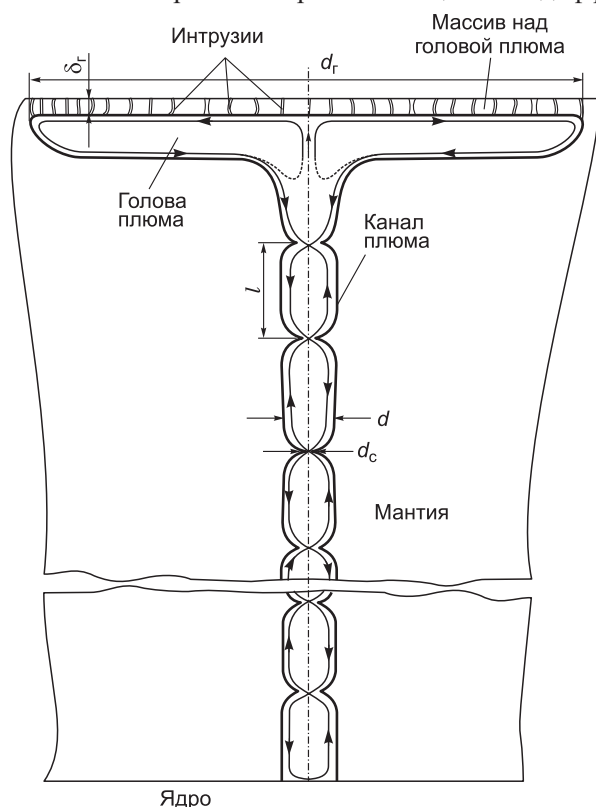
Говоря о плюмах, выносящих алмазы на поверхность, мы исходим из возможности существования кристаллов алмаза в магматическом расплаве канала плюма, которые могут образовываться за время подъема плюма в мантии t_1 до уровня $x_{кр}$, с которого расплав прорывается на поверхность ($t_1 = 2—7$ млн лет, см. рис. 5). Кроме того, кристаллы алмаза могут быть вынесены из внешнего ядра в канал плюма на его подошве, так как плотность алмаза существенно меньше плотности вещества внешнего жидкого ядра. Мы допускаем возможность такого поступления алмаза в канал плюма, основываясь на предполагаемом существовании твердого углерода в алмазной фазе во внешнем и внутреннем ядре Земли [Анисичкин, 2000; Титов и др., 2004].

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПЛЮМОВ С ГРИБООБРАЗНОЙ ГОЛОВОЙ

При $1.9 < Ka < 10$ ($2.7 \cdot 10^{10}$ Вт $< N < 1.4 \cdot 10^{11}$ Вт) после прорыва расплава по каналу излияния на поверхность происходит дальнейшее выплавление канала плюма. После прорыва плюма на поверхность тепловая мощность, передаваемая к кровле плюма, равна $\Delta N = N - N_{пр}$, где N — тепловая мощность, передающаяся от подошвы плюма в его канал, $N_{пр} = Ka_1 N_1$ — предельная тепловая мощность, передаваемая каналом плюма окружающей мантии в режиме нестационарной теплопроводности, $Ka_1 = 1.15$ — относительная тепловая мощность, соответствующая прорыву плюма на поверхность, $N_1 = 1.4 \cdot 10^{10}$ Вт — тепловая мощность, передаваемая каналом плюма окружающему массиву в режиме стационарной теплопроводности. Тепловая мощность, отводимая от кровли плюма в атмосферу, много меньше по сравнению с тепловой мощностью ΔN , и поэтому происходит плавление вдоль подошвы массива над кровлей плюма и образуется грибообразная голова плюма, т. е. формируется интрузивное тело (корневой батолит) (рис. 8).

На рис. 8 с учетом данных лабораторного моделирования [Гладков и др., 2012; Кирдяшкин и др., 2012] представлена схема термохимического плюма с грибообразной головой, ответственного за образование интрузивного тела. Как было указано выше, на второй стадии прорыва плюма на поверхность вещество жидкого внешнего ядра поднимается в канале плюма на высоту $x_{вн}$, определяемую соотношением (5). После этого структура свободно-конвективных течений в канале плюма, нарушенная при прорыве расплава из канала плюма на поверхность, восстанавливается. Канал плюма представляет собой систему конвективных ячеек, разделенных областями сужения.

В мантийных термохимических плюмах, ответственных за образование интрузий, процессы тепло- и массопереноса и кристаллизационной дифференциации происходят на протяжении всего времени



существования таких плюмов (10—30 млн лет) [Kuzmin et al., 2010] и течение представляет собой многократную циркуляцию расплава как по всей высоте канала плюма, так и в его ячейках (см. рис. 1, 8). Это обеспечивает глубокую кристаллизационную дифференциацию в отдельных ячейках канала плюма. Для рассматриваемого плюма (см. рис. 8), время существования которого, например, $t = 15$ млн лет, согласно нашим оценкам, основанным на тепловом балансе $N = \rho_0 S_B u_B C \Delta T_s$ (S_B — площадь поперечного сечения восходящего свободно-конвективного потока в канале плюма), скорость восходящего свободно-конвективного потока $u_B = 1.2$ км/год и число крупномасштабных циклов по всей высоте канала плюма будет равно $f_k = 3.1 \cdot 10^3$, и в отдельных ячейках канала $f_{я} = f_k n = 3.1 \cdot 10^5$ циклов для числа ячеек $n = 100$.

Вдоль подошвы массива, расположенного в земной коре над плюмом и имеющего толщину δ_r , происходит плавление и формирование грибообраз-

Рис. 8. Схема свободно-конвективных течений в канале и грибообразной голове термохимического плюма, построенная с учетом данных лабораторного моделирования [Гладков и др., 2012; Кирдяшкин и др., 2012].

ной головы плюма (см. рис. 8). В голове плюма существует осесимметричная конвективная ячейка, у которой восходящее течение расположено вдоль оси канала плюма, горизонтальные потоки существуют вдоль верхней и нижней границ головы плюма. Под действием сверхлитостатического давления ΔP происходит внедрение расплава головы плюма в слой корового вещества над кровлей плюма, имеющий толщину δ_r . Диаметр головы плюма d_r со временем будет расти, а толщина массива над плюмом δ_r — уменьшаться.

Рассмотрим случай, когда грибообразная голова плюма достигает своего наибольшего диаметра $d_{r,max}$. Это происходит, когда тепловая мощность $\Delta N = N - N_{пр}$ становится равной тепловой мощности, передаваемой в атмосферу через массив толщиной δ_r над кровлей плюма. Удельный тепловой поток (q_r) через массив над кровлей плюма, имеющий толщину δ_r , определяется

$$q_r = \lambda_\delta (\Delta T_\delta / \delta_r), \quad (14)$$

где λ_δ — коэффициент теплопроводности массива над кровлей плюма, $\Delta T_\delta = T_r - T_{дн}$, где T_r — температура кровли плюма, $T_{дн}$ — температура дневной поверхности. Через массив толщиной δ_r передается количество тепла, соответствующее тепловой мощности ΔN , равной

$$\Delta N = (Ka - Ka_1)N_1, \quad (15)$$

где KaN_1 — тепловая мощность, передаваемая от подошвы плюма в его канал, Ka_1N_1 — тепловая мощность, передаваемая от канала плюма в окружающую мантию. Площадь поверхности массива над грибообразной головой плюма $S_r = \pi d_r^2 / 4 = \Delta N / q_r$. Тогда, используя равенства (14) и (15), получаем

$$S_r = \frac{N_1 \delta_r (Ka - Ka_1)}{\lambda_\delta \Delta T_\delta} \quad (16)$$

и

$$d_r = \left[\frac{4N_1 \delta_r (Ka - Ka_1)}{\pi \lambda_\delta \Delta T_\delta} \right]^{1/2}. \quad (17)$$

Определим толщину массива коры над головой плюма δ_r . Касательное напряжение на боковой поверхности массива достигает критического значения $\tau_{кр}$, когда суммарная сила давления на кровлю грибообразной головы плюма равна силе трения на границе массива над грибообразной головой плюма и сопряженной с ним части коры толщиной δ_r . Критическое значение касательного напряжения на границе массива, усредненное по высоте массива, можно аппроксимировать зависимостью [Кирдяшкин и др., 2005]:

$$\overline{\tau_{кр}} = c_1 + (c_2/2)\rho_{кор}g\delta_r, \quad (18)$$

где $c_1 = 0.5 \cdot 10^8$ Н/м², $c_2 = 0.28$, $\rho_{кор}$ — средняя плотность массива коры.

Суммарная сила давления на кровлю грибообразной головы плюма определяется из соотношения $F = (\pi/4)d_c^2\rho_0gH\beta(T_r - T_0)$. Согласно данным экспериментального моделирования [Гладков и др., 2012; Кирдяшкин и др., 2012], диаметр сужения канала плюма $d_c \approx 0.5d$, где d — диаметр подошвы (и канала) плюма, определяющийся соотношением (10) при известной тепловой мощности на подошве плюма. Среднее значение критического касательного напряжения выражается через силу давления F следующим образом:

$$\overline{\tau_{кр}} = F/\pi d_r \delta_r. \quad (19)$$

С учетом равенств (18) и (19) толщина массива над грибообразной головой плюма δ_r находится с использованием уравнения

$$c_1 + (c_2/2)\rho_{кор}g\delta_r = F/\pi d_r \delta_r, \quad (20)$$

где диаметр d_r определяется соотношением (17). Приближенные решения уравнения (20) получены для различных значений относительной тепловой мощности $Ka = N/N_1$. Так, значения толщины массива над головой плюма составляют 4.2; 4.2; 4.6; 4.9 и 5.1 км соответственно для $Ka = 2; 3; 5; 7$ и 8. Найденные значения δ_r могут быть использованы для определения площади поверхности и диаметра головы плюма согласно соотношениям (16) и (17).

При постоянной тепловой мощности, передаваемой от подошвы плюма в его канал ($N = KaN_1 = \text{const}$), объем магматического расплава, внедряющегося в массив над грибообразной головой плюма, будет равен $\Delta V = \Delta G/\rho_0$ и, согласно соотношению (1),

$$\Delta V = \beta K a_{\text{пр}} N_1 / C \rho_0 \quad (21)$$

Относительная доля расплава, внедряющегося в массив над кровлей плюма, ϕ , увеличивается во времени t в соответствии с соотношением

$$\phi = \Delta V / S_r \delta_r \quad (22)$$

Из соотношений (21) и (22) следует

$$\phi = \frac{\beta K a_{\text{пр}} \lambda_\delta \Delta T_s t N_1}{C \rho_p \delta_r^2 (K a - K a_{\text{пр}})} \quad (23)$$

На рис. 9 представлены зависимости объемной доли расплава, внедрившегося в массив толщиной δ_r над головой плюма, от времени для различных значений относительной тепловой мощности плюмов. Доля внедрившегося расплава ϕ определяется в процентах от объема твердого вещества над кровлей плюма. Как следует из рис. 9, с увеличением относительной тепловой мощности плюма доля внедрившегося расплава уменьшается. Это объясняется тем, что с увеличением $K a$ увеличиваются диаметр головы плюма d_r и толщина массива над кровлей плюма. Оценки доли расплава ϕ , внедрившегося в массив толщиной δ_r над кровлей плюма, сделаны в предположении осредненно равномерного внедрения расплава в массив. Судя по поверхностным геологическим проявлениям, под действием сверхлитостатического давления ΔP в расплаве у кровли плюма, определяемого соотношением (11), происходит выдавливание магмы в местах разломов корового массива над грибообразной головой плюма в объеме, соответствующем соотношению (21), и в этих местах наиболее вероятны локализованные проявления крупных интрузивных тел на поверхности. При закрытии, «заваривании» разлома, под действием сверхлитостатического давления в массиве над головой плюма образуется другой разлом и происходит внедрение магмы в месте нового разлома, а также образование на поверхности крупных магматических тел (батолитов и т.д.) в течение всего времени существования термохимического плюма.

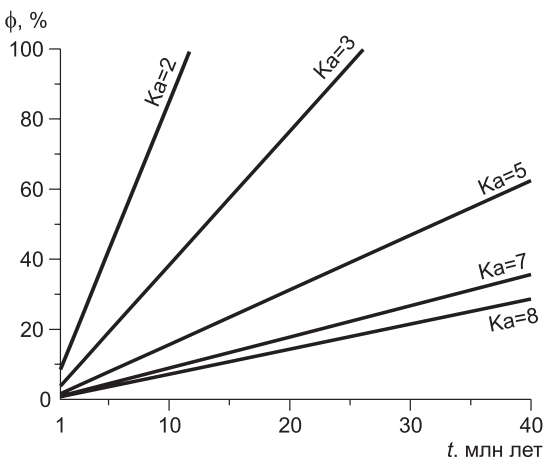
На рис. 10 представлена зависимость диаметра подошвы плюма, поднимающегося от границы ядро—мантия ($H = 2.88 \cdot 10^6$ м), от относительной тепловой мощности $K a = N/N_1$, передающейся от подошвы плюма в его канал, полученная с использованием соотношения (10), для $\Delta T_s = 10^\circ \text{C}$, $\beta = 10^{-5} \text{C}^{-1}$, $a = 10^{-6} \text{м}^2/\text{с}$ и $v = 10 \text{м}^2/\text{с}$. По результатам экспериментального и теоретического анализа, представленным в данной статье, и в работе [Кирдяшкин и др., 2012], на диаграмме геодинамических режимов плюмов (см. рис. 10) можно выделить следующие характерные области:

1. Плюмы, не прорвавшиеся на поверхность, или плюмы малой тепловой мощности. Над такими плюмами могут образовываться поднятия дневной поверхности [Кирдяшкин, Кирдяшкин, 2015].

2. Плюмы, прорвавшиеся на поверхность, или плюмы промежуточной тепловой мощности. Для таких плюмов глубина, с которой расплав выносится на поверхность, больше глубины 150 км, начиная с которой алмаз устойчив. Поэтому такие плюмы можно охарактеризовать как плюмы, способные выносить алмазы на поверхность (алмазоносные плюмы) [Кирдяшкин, Кирдяшкин, 2016].

3. Плюмы, образующие после прорыва на поверхность грибообразную голову. На диаграмме геодинамических режимов в качестве примера приведены диаметр и относительная тепловая мощность для плюмов, сформировавших такие крупные интрузивные тела, как Хангайский и Хэнтэйский батолиты. Параметры этих плюмов были оценены на основании геологических данных об объемах магматических тел, приведенных в [Kuzmin et al., 2010].

4. Плюмы большой тепловой мощности ($K a > 10$). В океанических областях — это долгоживущие плюмы, такие как Гавайский и Исландский. Плюмы большой тепловой мощности при наличии в литосфере «тугоплавкого слоя» при излиянии на поверхность порождают крупные магматические провинции [Кирдяшкин и др., 2005; Dobretsov et al., 2008]. Так, на диаграмме режимов показан диаметр плюма, ответственного за образование Тунгусской синеклизы, а также нанесены такие крупнейшие континентальные платобазальтовые



порождают крупные магматические провинции [Кирдяшкин и др., 2005; Dobretsov et al., 2008]. Так, на диаграмме режимов показан диаметр плюма, ответственного за образование Тунгусской синеклизы, а также нанесены такие крупнейшие континентальные платобазальтовые

Рис. 9. Зависимость объемной доли расплава, внедрившегося в массив над головой плюма, от времени для различных значений относительной тепловой мощности плюмов, ответственных за образование батолитов ($K a = 2—8$).

Доля внедрившегося расплава определяется в процентах от объема твердого вещества корового слоя.

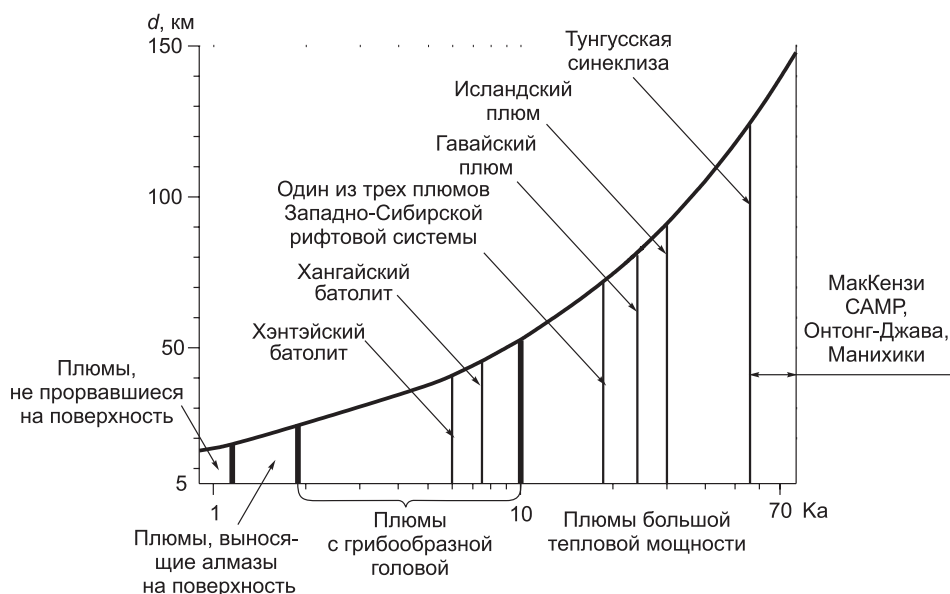


Рис. 10. Диаграмма геодинамических режимов плюмов.

провинции, как МакКензи и Центрально-Атлантическая (САМР) и океанические лавовые плато Онтонг-Джава и Манихики [Ernst, Buchan, 2002]. Кроме того, на диаграмму с использованием данных [Kuzmin et al., 2010] нанесен один из плюмов, ответственных за формирование Западно-Сибирской рифтовой системы. Условия формирования Западно-Сибирской рифтовой системы и параметры плюмов, ответственных за ее формирование, требуют специального рассмотрения, выходящего за рамки настоящей статьи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Характер излияния магматического расплава, образованного плюмом, зависит от величины критерия Ka (относительной тепловой мощности плюма), показывающего, насколько тепловая мощность, подводящаяся на подошве плюма, больше тепловой мощности, отдаваемой в окружающую мантию в режиме стационарной теплопроводности.

По результатам исследований построена диаграмма режимов мантийных термохимических плюмов, представляющая собой зависимость диаметра канала плюма от его относительной тепловой мощности. Термохимические плюмы малой тепловой мощности ($Ka < 1.15$) не достигают поверхности. Термохимические плюмы промежуточной тепловой мощности ($Ka = 1.15—1.9$) формируются под кратонами и выносят расплав с глубины более 150 км, т. е. способны выносить алмазы на поверхность. При $Ka = 1.9—10$ после прорыва термохимического плюма на поверхность вдоль подошвы массива, расположенного в земной коре над плюмом, происходит плавление и образуется грибообразная голова плюма, т. е. формируется крупное интрузивное тело (корневой батолит). Плюмы большой тепловой мощности имеют $Ka > 10$. При наличии «тугоплавкого слоя» в литосфере такие плюмы при излиянии на поверхность порождают крупные магматические провинции.

В случае плюмов, образующих грибообразную голову и ответственных за образование интрузивных тел ($1.9 < Ka < 10$), расплав под кровлей грибообразной головы плюма находится под сверхлитостатическим давлением ΔP , определяемым выражением (11). Под действием сверхлитостатического давления ΔP происходит внедрение расплава головы плюма в массив над ней. На основе теплового баланса для случая, когда грибообразная голова плюма достигает своего наибольшего диаметра, площадь поверхности и диаметр головы плюма, ответственного за образование интрузивного тела, могут быть найдены с использованием соотношений (16) и (17).

Авторы благодарны академику М.И. Кузьмину, д.г.-м.н. О.П. Полянскому и двум анонимным рецензентам за ценные замечания.

Работа выполнена при поддержке в рамках программы ФНИ по базовому проекту VIII.66.1.2. «Экспериментальное и теоретическое моделирование тепловой и гидродинамической структуры термохимического плюма и влияния плюмов на состав и строение литосферы» и междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН № 87 «Формирование крупных магматических провинций в результате

плюм-литосферных взаимодействий (на основе изотопно-геохимических данных, геодинамического и теплофизического моделирования)».

ЛИТЕРАТУРА

Анисичкин В.Ф. Ударно-волновые данные как доказательство присутствия углерода в ядре и нижней мантии Земли // *Физика горения и взрыва*, 2000, т. 36, № 4, с. 108—115.

Гладков И.Н., Дистанов В.Э., Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г. Об устойчивости границы раздела расплав—твердое тело на примере устойчивости канала плюма // *Изв. РАН, МЖГ*, 2012, № 4, с. 5—22.

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.Г., Кирдяшкин А.А. Параметры горячих точек и термохимических плюмов // *Геология и геофизика*, 2005, т. 46 (6), с. 589—602.

Добрецов Н.Л., Борисенко А.С., Изох А.Э., Жмодик С.М. Термохимическая модель пермотриасовых мантийных плюмов Евразии как основа для выявления закономерностей формирования и прогноза медно-никелевых, благородно- и редкометалльных месторождений // *Геология и геофизика*, 2010, т. 51 (9), с. 1159—1187.

Доусон Дж. Кимберлиты и ксенолиты в них. М., Мир, 1983, 300 с.

Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г. Прорыв мантийных термохимических плюмов промежуточной тепловой мощности на поверхность // *Геотектоника*, 2016, № 2, с. 78—92.

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. Теплообмен между каналом термохимического плюма и окружающей мантией при наличии горизонтального мантийного потока // *Физика Земли*, 2009, № 8, с. 66—82.

Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А. Мантийные термохимические плюмы и их влияние на формирование поднятий // *Геотектоника*, 2015, № 4, с. 86—96.

Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А., Гладков И.Н., Дистанов В.Э. Экспериментальное моделирование влияния относительной тепловой мощности на форму канала плюма и структуру свободно-конвективного течения в нем // *Геология и геофизика*, 2012, т. 53 (7), с. 900—911.

Титов В.М., Анисичкин В.Ф., Бордзиловский С.А., Караханов С.М., Туркин А.И. Измерение скорости звука за фронтом ударной волны в смесях железа с алмазом // *Физика горения и взрыва*, 2004, т. 40, № 4, с. 117—130.

Трубицын В.П., Харьбин Е.В. Термохимические мантийные плюмы // *ДАН*, 2010, № 5, с. 683—685.

Brandon A.D., Walker R.J. The debate over core—mantle interaction // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2005, v. 232, p. 211—225.

Campbell I.H. Large igneous provinces and the mantle plume hypothesis // *Elements*, 2005, v. 1, p. 265—269.

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.

Chalapathi Rao N.V., Lehmann B. Kimberlites, flood basalts and mantle plumes: New insights from the Deccan Large Igneous Province // *Earth Sci. Rev.*, 2011, v. 107, p. 315—324.

Collerson K.D., Williams Q., Ewart A.E., Murphy D.T. Origin of HIMU and EM-1 domains sampled by ocean island basalts, kimberlites and carbonatites: the role of CO₂-fluxed lower mantle melting in thermochemical upwellings // *Phys. Earth Planet. Inter.*, 2010, v. 181, p. 112—131.

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

Ernst R.E., Buchan K.L. Maximum size and distribution in time and space of mantle plumes: evidence from large igneous provinces // *J. Geodyn.*, 2002, v. 34, p. 309—342.

Fedortchouk Y., Matveev S., Carlson J.A. H₂O and CO₂ in kimberlitic fluid as recorded by diamonds and olivines in several Ekati Diamond Mine kimberlites, Northwest Territories, Canada // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2010, v. 289, p. 549—559.

Garnero E.J. Heterogeneity of the lowermost mantle // *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 2000, v. 28, p. 509—537.

Garnero E.J. A new paradigm for Earth's core-mantle boundary // *Science*, 2004, v. 304, p. 834—836, doi:10.1126/science.1097849.

Garnero E.J., McNamara A. Structure and dynamics of Earth's lower mantle // *Science*, 2008, v. 320, p. 626—628, doi:10.1126/science.1148028.

Griffiths R.W., Campbell I.H. Stirring and structure in mantle starting plumes // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 1990, v. 99, p. 66—78.

Jaupart C., Mareschal J.-C. Heat flow and thermal structure of the lithosphere // *Treatise on geophysics*. V. 6. Crust and lithosphere dynamics / Ed. G. Schubert. Amsterdam, Elsevier, 2007, p. 217—251.

Jaupart C., Mareschal J.-C. Constraints on crustal heat production from heat flow data // *Treatise on geochemistry*. V. 4. The crust / Eds. K. Turekian, H. Holland. Amsterdam, Elsevier, 2014, p. 53—73.

Katsura T., Yoneda A., Yamazaki D., Yoshino T., Ito E. Adiabatic temperature profile in the mantle // *Phys. Earth Planet. Inter.*, 2010, v. 183, p. 212—218.

Kennedy C.S., Kennedy G.C. The equilibrium boundary between graphite and diamond // *J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, № 14, p. 2467—2470.

Kuzmin M.I., Yarmolyuk V.V., Kravchinsky V.A. Phanerozoic hot spot traces and paleogeographic reconstructions of the Siberian continent based on interaction with the African large low shear velocity province // *Earth Sci. Rev.*, 2010, v. 102, p. 29—59.

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 its implications for 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.

Olson P., Singer H. Creeping plumes // *J. Fluid Mech.*, 1985, v. 158, p. 511—531.

Schubert G., Turcotte D.L., Olson P. *Mantle convection in the Earth and planets*. Cambridge University Press, 2001, 940 p.

Stein C.A. Heat flow of the Earth // *Global Earth physics: a handbook of physical constants* / Ed. T.J. Ahrens. American Geophysical Union, 1995, p. 144—158.

Torsvik T.H., Burke K., Steinberger B., Webb S.J., Ashwal L.D. Diamonds sampled by plumes from the core—mantle boundary // *Nature*, 2010, v. 466, p. 352—357, doi:10.1038/nature09216.

Walzer U., Hendel 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.

Yang T., Fu R. Thermochemical piles in the lowermost mantle and their evolution // *Phys. Earth Planet. Inter.*, 2014, v. 236, p. 109—116.

*Рекомендована к печати 24 сентября 2015 г.
М.И. Кузьмин*

*Поступила в редакцию
13 мая 2015 г.*