

ГЕОДИНАМИКА

УДК 551.2+551.14+536.25

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕРМОХИМИЧЕСКОГО ПЛЮМА С МАНТИЙНЫМИ
СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ПЛАВЛЕНИЕ И
ПЕРЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЮ МАНТИИ**

А.А. Кирдяшкин, А.Г. Кирдяшкин

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

Представлена теплофизическая модель взаимодействия канала термохимического плюма с горизонтальными мантийными свободно-конвективными течениями, согласно которой, мантийный поток, набегающий на канал плюма, плавится на границе канала (в его лобовой части) и кристаллизуется в его кормовой части. С использованием геологических данных об интенсивности мантийно-плюмового магматизма за 150 млн лет оценена общая тепловая мощность мантийных плюмов. Предложен возможный сценарий перекристаллизации вещества мантии плюмами. За время существования термохимического плюма происходит плавление и перекристаллизация мантийного вещества вследствие перемещений источника плюма и взаимодействия канала плюма с горизонтальными мантийными свободно-конвективными течениями, и каналы плюмов за некоторое время способны расплавить и перекристаллизовать весь объем мантии. На основе модели взаимодействия дрейфующих каналов плюмов с мантийными течениями и оценки общей тепловой мощности мантийных плюмов оценено время плавления и последующей перекристаллизации всего объема мантии плюмами. На основе модели взаимодействия плюма с горизонтальными мантийными течениями сделаны выводы о том, как мантийные плюмы, влияя на процессы плавления в мантии, могут влиять на ее конвективную структуру.

Термохимический плюм, тепловая мощность, канал плюма, горизонтальные мантийные течения, перекристаллизация, расслоенность.

**INTERACTION OF A THERMOCHEMICAL PLUME WITH FREE CONVECTION MANTLE FLOWS
AND ITS INFLUENCE ON MANTLE MELTING AND RECRYSTALLIZATION**

A.A. Kirdyashkin and A.G. Kirdyashkin

We present a thermophysical model for interaction between the conduit of a thermochemical plume and free convection flows in the mantle. The mantle flow incident on the plume conduit melts at the conduit boundary (front part) and crystallizes at its back. Geological data on the intensity of plume magmatism over the last 150 Myr are used to estimate the total thermal power of mantle plumes. A possible scenario for plume-related mantle recrystallization by plumes is proposed. Over the lifespan of a thermochemical plume, mantle melts and recrystallizes owing to the motion of the plume source and interaction between the plume conduit and free convection flows. The plume conduits can melt and recrystallize the entire mantle over a certain period of time. The model for the interaction of drifting plume conduits with mantle flows and the estimated total thermal power of mantle plumes are used to estimate the duration of plume-related melting and recrystallization of the entire mantle. The influence of mantle plumes on the convective structure of the mantle through melting is judged from the model for plume interaction with horizontal mantle flows.

Thermochemical plume, thermal power, plume conduit, horizontal mantle flows, recrystallization, layering

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о влиянии мантийной конвекции на плюмы ранее обсуждался, например в работах [Griffiths, Richards, 1989; Duncan, Richards, 1991; Loper, 1991]. В качестве основного способа взаимодействия плюма с мантийной конвекцией указывается отклонение (сдвиг) плюма горизонтальным мантийным потоком, вызванным движением литосферной плиты, т.е. чисто механическое воздействие вынужденного мантийного потока на плюм. При численном моделировании глобальные мантийные течения

рассчитываются на основе скоростей движения литосферных плит и распределения плотностных аномалий в мантии [Steinberger, O'Connell, 1998; Steinberger, 2000; Tarduno et al., 2003; Steinberger et al., 2004; Mihalfy et al., 2008]. Плюм представляет собой непрерывную линию, соединяющую кровлю и подошву мантии и меняющую свое положение и форму под воздействием мантийного течения, задающегося плитой [Steinberger, O'Connell, 1998]. Движение канала плюма рассчитывается в предположении, что скорость каждой части канала равна векторной сумме скорости подъема плюма и скорости горизонтального мантийного движения [Steinberger, 2000; Steinberger et al., 2004; Mihalfy et al., 2008]. В численных расчетах [Nettelfield, Lowman, 2007] долгоживущие стационарные плюмы (восходящие свободно-конвективные потоки) появляются в том случае, когда скорость движения плит сравнима с вертикальной скоростью подъемных потоков. В работах [Кирдяшкин и др., 2008, 2009] рассматриваются процессы теплообмена между каналом плюма и горизонтальными мантийными свободно-конвективными течениями, приводящие к плавлению и кристаллизации мантийного вещества в области стенок канала. Скорость плавления вещества в канале термохимического плюма много больше скорости горизонтальных мантийных свободно-конвективных течений, и поэтому канал плюма не отклоняется под их действием [Добрецов и др., 2005; Кирдяшкин и др., 2009].

При лабораторном моделировании плюмы представляют собой восходящие свободно-конвективные течения, возникающие при нагреве емкости снизу [Jellinek et al., 2002, 2003; Gonnermann et al., 2004]. Эксперименты [Jellinek et al., 2003; Gonnermann et al., 2004] проводили в большой емкости, заполненной вязкой жидкостью и подогреваемой снизу с подвижной верхней границей. Представлены результаты исследования влияния горизонтального течения, вызванного движением литосферы, на восходящие конвективные потоки.

Р.Б. Стоверс проводит возможную аналогию между миграцией горячих точек Земли и солнечных пятен: новые горячие точки Земли, как и солнечные пятна, возникают в высоких широтах в обеих гемисферах и мигрируют по направлению к экватору [Stothers, 1993]. Исходя из аналогии [Stothers, 1993], в работах [Добрецов, Кирдяшкин, 2000; Добрецов и др., 2001] сделано предположение, что перемещение горячих точек Земли из верхних широт к экватору также может быть связано с силой Кориолиса, которая проявляется в маловязком (относительно мантии) внешнем жидком ядре.

В работе [Larson, Olson, 1991] представлено изменение интенсивности мантийного магматизма в океанических плато, горячих точках и континентальных платобазальтах за период 150 млн лет. Обнаружена корреляция между частотой инверсии магнитного поля и интенсивностью мантийного магматизма [Mazaud, Laj, 1991; Larson, Olson, 1991; Зоненшайн, Кузьмин, 1993]. Инверсии магнитного поля, вероятно, связаны с процессами, протекающими во внешнем ядре вблизи границы ядро—мантия [Добрецов и др., 2001].

В задачу настоящей работы входило выяснение влияния взаимодействия канала плюма с горизонтальными мантийными течениями в процессе миграции плюмов на процессы расслоения в мантии и на тепловую и гидродинамическую структуру мантийных свободно-конвективных течений.

В статье сначала описана теплофизическая модель термохимического плюма в соответствии с предыдущими работами [Добрецов и др., 2003; Кирдяшкин и др., 2004; и др. статьи]. Затем представлена структура течения в канале термохимического плюма как в случае кондуктивного отвода тепла от него в окружающую мантию, так и в случае канала, подверженного влиянию мантийных свободно-конвективных течений. После этого даны основные соотношения для определения тепловой мощности плюмов и оценки доли тепла, вынесенного на поверхность магматическим расплавом из канала плюма, а также представлено влияние плюмов на мантийный теплообмен. Далее на основе модели взаимодействия термохимического плюма с горизонтальными мантийными течениями представлено влияние термохимических плюмов на процессы плавления и перекристаллизации мантии. Наконец, сделаны выводы о возможном влиянии термохимических плюмов на конвективную структуру мантии.

МОДЕЛЬ ТЕРМОХИМИЧЕСКОГО ПЛЮМА

Анализ свободно-конвективного теплообмена во внешнем ядре на основе модели горизонтального слоя вязкой жидкости, подогреваемого снизу и охлаждаемого сверху, показал, что при физических свойствах внешнего ядра и тепловом потоке на границе ядро—мантия $q_1 = 10q = 0.6 \text{ Вт/м}^2$ (q — средний тепловой поток на земной поверхности) сверхадиабатический перепад температуры между кровлей и подошвой внешнего ядра равен $0.3 \text{ }^\circ\text{C}$ [Добрецов и др., 2001]. Для внешнего ядра характерны малые сверхадиабатические перепады температуры и, соответственно, малые колебания температуры. Длительное существование высоких сверхадиабатических перепадов температуры на границе ядро—мантия невозможно из-за интенсивной свободной конвекции в жидком ядре. Поэтому на границе ядро—

мантия невозможно образование чисто тепловых плюмов вследствие того, что на этой границе отсутствуют значительные локальные повышения температуры.

Согласно оценкам [Добрецов и др., 2005], тепловая мощность источника Гавайского плюма, непрерывно действующего более 81 млн лет [Tarduno et al., 2003, 2009] составляет $3 \cdot 10^8$ кВт. Такие тепловые мощности на подошве плюма могут существовать только на границе ядро—мантия при условии, что температура плавления мантийного вещества ниже температуры этой границы [Добрецов и др., 2006]. Согласно модели формирования термохимического плюма [Добрецов и др., 2003; Кирдяшкин и др., 2004; Dobretsov et al., 2008], понижение температуры плавления нижней мантии вблизи границы ядро—мантия возможно при локальном поступлении химической добавки. Термохимический плюм формируется на границе ядро—мантия там, где локализована химическая добавка, понижающая температуру плавления до величины $T_{\text{пх}}$. При понижении температуры плавления мантийного вещества ниже температуры границы ядро—мантия происходит плавление в мантии и формирование плюма. Источником химической добавки могут быть реакции железосодержащих минералов нижней мантии (перовскита, магнезиовюститита) с водородом и/или метаном, выделяющимися на границе ядро—мантия [Добрецов и др., 2003; Кирдяшкин и др., 2004; Добрецов, Шацкий, 2012]. Водород и метан, обладающие высокой растворимостью в жидком расплаве железа + Ni, могут концентрироваться в осевой части воронкообразных вихрей, которые образуются под действием силы Кориолиса во внешнем ядре в пограничном слое у границы ядро—мантия [Добрецов, Кирдяшкин, 2000; Добрецов и др., 2001]. Тепловым источником является внешнее жидкое ядро, имеющее в области локального поступления химической добавки большую температуру, чем температура плавления мантии [Кирдяшкин и др., 2004].

Таким образом, условиями существования термохимического плюма, формирующегося на границе ядро—мантия, являются: (1) наличие теплового потока q_1 , направленного из внешнего ядра в мантию; (2) локальное поступление химической добавки из внешнего ядра, понижающей температуру плавления мантийного вещества до величины $T_{\text{пх}}$, меньшей, чем температура границы ядро—мантия T_1 . Вследствие низкой вязкости и высокой теплопроводности внешнего ядра во внешнем ядре вблизи границы ядро—мантия создаются интенсивные свободно-конвективные течения, обеспечивающие при вышеуказанных условиях подвод тепла, необходимого для плавления мантии и образования канала плюма. Канал термохимического плюма представляет собой расплав, доля которого равна ϕ и доля твердой фазы $1 - \phi$. Тепловой поток на подошве плюма тем больше, чем больше перепад температуры $T_1 - T_{\text{пх}}$. Тепло, поступающее от подошвы плюма, расходуется на нагрев мантийного вещества до температуры плавления, на само плавление и отводится в окружающую мантию, имеющую температуру T_0 , меньшую, чем температура границы раздела расплав—окружающая мантия (границы канала плюма) $T_{\text{пх}}$.

Температура плавления мантии при наличии химической добавки $T_{\text{пх}} = T_{\text{пс}} - kc_2$, где $T_{\text{пс}}$ — температура плавления «сухой» окружающей мантии (без добавки), коэффициент k (°C/%) характеризует величину понижения температуры плавления при увеличении концентрации добавки на 1 мас. %, c_2 — концентрация добавки на границе канала плюма [Кирдяшкин и др., 2004]. Тогда можно записать $T_1 - T_{\text{пх}} = kc_2 - (T_{\text{пс}} - T_1)$. Плавление мантийного вещества вблизи границы ядро—мантия и, соответственно, формирование термохимического плюма возможно, когда разность $T_1 - T_{\text{пх}} > 0$, т.е. когда выполняется условие $kc_2 > (T_{\text{пс}} - T_1)$ и, следовательно, $c_2 > (T_{\text{пс}} - T_1)/k$. Оценки параметров термохимических плюмов, геодинамические условия прорыва плюма на поверхность, а также результаты расчета теплообмена канала термохимического плюма с горизонтальными мантийными свободно-конвективными течениями представлены в работах [Кирдяшкин и др., 2004, 2005, 2008, 2009; Добрецов и др., 2005, 2006; Dobretsov et al., 2008]. Модель термохимического плюма, предложенная в указанных работах, отличается от моделей формирования восходящих течений, в которых термохимический плюм представляет собой восходящий свободно-конвективный поток, захватывающий материал плотного химического слоя на границе ядро—мантия. Различия моделей термохимического плюма приведены в подробном виде в статье [Dobretsov et al., 2008]. Кроме того, в связи с моделью формирования термохимического плюма на границе ядро—мантия можно отметить схему, представляющую эту границу 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].

СТРУКТУРА КАНАЛА ТЕРМОХИМИЧЕСКОГО ПЛУМА

Мантийный плюм, зарождающийся на границе ядро—мантия, в период своего подъема (выплавления канала) представляет собой систему, состоящую из подошвы плюма, где от внешнего ядра к расплаву канала передаются тепло и химическая добавка, понижающая температуру плавления мантийного вещества, и канала плюма, по которому в условиях свободной конвекции тепло и химическая добавка транспортируются к кровле плюма. Тепло, переданное на подошве плюма, расходуется на нагрев ман-

тийного вещества и его плавление у кровли плюма. Канал плюма имеет цилиндрическую форму. В расплаве канала плюма существуют свободно-конвективные течения. Подъемный поток расположен у оси канала, нисходящий поток — по образующей канал плюма поверхности [Гладков и др., 2012; Кирдяшкин и др., 2012]. При выходе плюма на поверхность происходит перераспределение тепловых потоков: количество тепла, переданное верхним слоям литосферы и коровому слою, отводится в атмосферу или океан; за счет потери устойчивости границы канала плюма возрастает доля тепла, переданного от канала в мантию.

Описанный процесс подъема плюма относится к условиям, когда отсутствуют горизонтальные мантийные свободно-конвективные течения и тепло передается от канала плюма в окружающую мантию путем теплопроводности. В том случае, когда тепло от канала плюма передается в окружающий твердый массив в условиях стационарной теплопроводности, тепловая мощность, переданная каналом плюма окружающей мантии, определяется из соотношения [Кирдяшкин и др., 2012]

$$N_k = 0.5\pi\lambda\Delta TH, \quad (1)$$

где λ — теплопроводность мантии, $\Delta T = T_{\text{пх}} - T_0$ — перепад температуры между границей канала плюма и окружающей мантией, H — высота выплавленного канала плюма.

Будем рассматривать относительную тепловую мощность плюма:

$$Ka = N_1/N_k, \quad (2)$$

где N_1 — тепловая мощность источника плюма. Экспериментальные исследования конфигурации плюма, возникающего при плавлении массива парафина над локальным источником тепла, показали, что величина критерия Ka для плюма, выходящего на поверхность парафинового массива высотой H , равна $Ka_{\text{пр1}} = N_{\text{пр1}}/N_k = 1.12—1.17$, где $N_{\text{пр1}}$ — тепловая мощность источника плюма, при которой плюм еще выходит на поверхность (предельная тепловая мощность) [Гладков и др., 2012; Кирдяшкин и др., 2012]. Грибообразная голова плюма образуется вследствие плавления вдоль поверхности массива при $Ka_{\text{пр2}} = N_{\text{пр2}}/N_k > 1.6$, где $N_{\text{пр2}}$ — соответствующая предельная тепловая мощность источника. Величина критерия Ka для плюмов, выходящих на поверхность, больше единицы, потому что возникает неустойчивость границы канала плюма и интенсивность теплообмена увеличивается на 12—17 % по сравнению со стационарным режимом теплопроводности [Гладков и др., 2012].

Можно найти предельную тепловую мощность источника плюма, учитывая соотношение (1) в равенстве (2), $N_{\text{пр1}} = 0.5\pi\lambda\Delta THKa_{\text{пр1}}$. Если тепловая мощность источника плюма $N_1 < N_{\text{пр1}}$, то плюм не выходит на поверхность. Для окружающей мантии принимаем $\lambda = 7 \text{ Вт/м} \cdot \text{°С}$, $\Delta T = 380—420 \text{ °С}$ [Кирдяшкин и др., 2004, 2008; Добрецов и др., 2005], и тогда для $Ka_{\text{пр1}} = 1.12—1.17$ и $H = 2.88 \cdot 10^6 \text{ м}$ получаем тепловую мощность источника, при которой плюм еще выходит на поверхность Земли $N_{\text{пр1}} = (1.35—1.56) \cdot 10^{10} \text{ Вт}$. Следует отметить, что тепловая мощность для горячей точки Буве составляет $1.53 \cdot 10^{10} \text{ Вт}$ [Добрецов и др., 2005], т.е. согласуется с полученными оценками предельной мощности источника плюма. Плюм Буве проявляет себя на поверхности периодически, что, вероятно, связано с изменением условий теплообмена между каналом плюма и мантийными конвективными течениями.

При наличии свободно-конвективных течений в верхней и нижней мантии интенсивность теплообмена между каналом и окружающей мантией возрастает. В этом случае мощность источника плюма, при которой плюм выходит на поверхность, будет много больше, чем в случае теплообмена между каналом плюма и окружающей мантией путем теплопроводности.

Оценим величину критерия Ka для Гавайского плюма, для которого мощность источника $N_1 = 3 \cdot 10^{11} \text{ Вт}$. Для принятых выше параметров мантии из соотношений (1) и (2) следует, что $Ka = 24.8$ для $\Delta T_0 = 380 \text{ °С}$. Это означает, что тепловая мощность, отведенная от канала Гавайского плюма, в 24.8 раза больше, чем количество тепла, отведенного от канала плюма теплопроводностью. Такое увеличение интенсивности теплообмена возможно только за счет конвективного теплоотвода от канала плюма в окружающую мантию [Кирдяшкин и др., 2012].

Рассмотрим возможную структуру канала и головной части Гавайского плюма на основе результатов сейсмических исследований верхней мантии под о. Гавайи и данных экспериментального моделирования. В работе [Li et al., 2000] по сейсмическим данным впервые на глубине закартирован канал Гавайского плюма. В цитированной статье использованы сейсмограммы сейсмической станции КИР на о. Оаху и шести широкополосных сейсмических станций на о. Гавайи (сеть станций HIBSN). Представлен подробный анализ записей обменных PS -волн, который указывает на зону очень низких скоростей S -волн ($< 4 \text{ км/с}$), начинающуюся с глубины 130—140 км под центральной частью о. Гавайи и простирающуюся в глубь верхней мантии. Авторы указывают, что понижение скорости поперечных волн ниже 4 км/с в ультраосновной мантии означает присутствие значительной доли расплава. Конфигурация этой области частичного плавления, закартированной на глубинах 130—170 км, нецилиндрическая и несимметричная и имеет наименьший размер 50 км и наибольший — 94 км. Следует отметить, что с этими данными со-

гласуются оценки размеров канала Гавайского плюма, полученные в работах [Кирдяшкин и др., 2009] на основе расчета теплообмена между каналом и горизонтальными мантийными потоками, протекающими через него. Согласно указанным оценкам, диаметр Гавайского плюма может быть равным 63—97 км.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕРМОХИМИЧЕСКОГО ПЛУМА С МАНТИЕЙ

Тепловая мощность источника Гавайского плюма равна $3 \cdot 10^{11}$ Вт, число Рэлея для свободно-конвективного течения в канале Гавайского плюма, вычисленное по диаметру канала, $Ra \approx 10^{17}$ — 10^{18} [Кирдяшкин и др., 2004; Добрецов и др., 2005]. Согласно данным экспериментального моделирования, при таких числах Рэлея в канале плюма существует развитое турбулентное свободно-конвективное течение [Гладков и др., 2012]. На рис. 1 представлена схема взаимодействия канала плюма с горизонтальными мантийными свободно-конвективными течениями. Согласно данным экспериментального моделирования, канал в вертикальном сечении представляет собой систему конвективных ячеек [Гладков и др., 2012; Кирдяшкин и др., 2012], это отражено на рис. 1, а. Возникает неустойчивость границы канала в виде периодических по высоте сужений, образующихся вследствие интенсивной кристаллизации расплава, обусловленной уменьшением температуры в пограничном слое опускающегося течения [Гладков и др., 2012]. В областях сужения на границах ячеек восходящий конвективный поток переходит в противоположную сторону канала. Вдоль области восходящего потока происходит плавление, вдоль нисходящего потока — кристаллизация на границе канала. Поверхность канала плюма представляет собой «бегущую волну».

Особенность термохимического плюма, расположенного, подобно Гавайскому, под океанической плитой вдали от оси СОХ, состоит в том, что теплообмен между каналом плюма и окружающей мантией происходит в конвектирующей мантии, т.е. в условиях свободно-конвективных течений в верхней и нижней мантии (см. рис. 1). Крупномасштабные свободно-конвективные течения в астеносферном слое формируются вследствие горизонтального градиента температуры [Добрецов и др., 2001; Кирдяшкин и

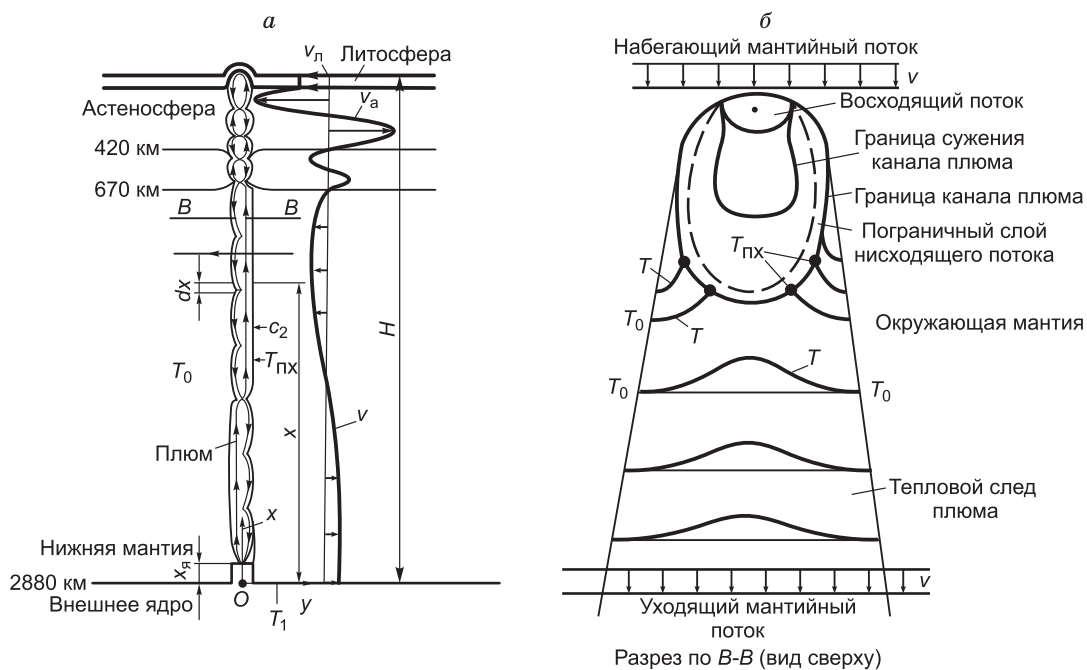


Рис. 1. Схема взаимодействия канала термохимического плюма с горизонтальными мантийными свободно-конвективными течениями в океанических областях.

а — структура течения в канале плюма, подверженного влиянию горизонтальных мантийных течений с учетом данных лабораторного моделирования [Dobretsov et al., 2008; Гладков и др., 2012; Кирдяшкин и др., 2012]; справа показаны профили скорости горизонтальных течений в нижней мантии (v) и астеносфере (v_a), а также скорость движения литосферной плиты v_n ; x_y — высота столба вещества внешнего ядра, поднявшегося в канал плюма; $T_{пх}$ — температура границы канала плюма (границы расплав—окружающая мантия), T_0 — температура окружающей мантии, T_1 — температура границы ядро—мантия; c_2 — концентрация химической добавки на границе канала плюма.

б — горизонтальное сечение канала плюма по В—В (положение разреза показано на рис. а): v — скорость набегающего нижнемантийного потока; точкой показана центральная часть восходящего потока в канале плюма; изображены профили температуры T в окружающей мантии вблизи боковой поверхности канала плюма и в тепловом следе за каналом плюма.

др., 2006]. Нижнемантийные свободно-конвективные течения имеют ячеистую структуру. Они формируются при нагреве снизу (на подошве нижней мантии) и охлаждении сверху (на ее кровле), и их структура подобна структуре ячеистых конвективных течений в горизонтальном слое вязкой жидкости, подогреваемом снизу и охлаждаемом сверху [Добрецов и др., 2001]. Вдали от нисходящего и восходящего потоков течение в ячейке имеет горизонтальную направленность. Процессы тепло- и массообмена в канале плюма происходят в условиях нижней- и верхнемантийных горизонтальных конвективных течений, протекающих через канал плюма, в котором находится расплав (см. рис. 1, *a*).

В соответствии с результатами экспериментального моделирования [Кирдяшкин и др., 2009], турбулентный восходящий поток, имеющий размер $(0.08—0.13)d_s$ (см. рис. 1, *b*), где d_s — диаметр источника плюма, перемещается вдоль лобовой поверхности канала плюма как в период подъема плюма, так и после его прорыва на поверхность, во все время его существования. Это восходящее течение проплавляет набегающий мантийный горизонтальный поток. Таким образом, восходящий поток располагается в лобовой части канала плюма, т.е. в области набегающего мантийного потока. Нисходящий поток располагается по образующей канала плюма в его боковой и кормовой частях в виде пограничного слоя (см. рис. 1, *b*).

В области мантийного потока, набегающего на плюмовый канал (в лобовой части канала плюма, см. рис. 1, *b*), происходит нагрев и плавление мантийного вещества. Расплав со средней скоростью потока v протекает через канал плюма и кристаллизуется на его противоположной стороне (в кормовой части канала). Тепло и химическая добавка, переданные каналом плюма мантийному потоку, уносятся от канала закристаллизовавшимся мантийным веществом со скоростью v . Структура теплового следа плюма (см. рис. 1, *b*) — нагретого мантийного потока, удаляющегося от канала плюма, сложная. Существует горизонтальное течение со скоростью $v(x)$ и вертикальное свободно-конвективное (восходящее) течение со скоростью $u(x, y, z)$, обусловленное разностью температуры в тепловом следе и окружающей мантии [Кирдяшкин и др., 2008, 2009б].

Модель тепло- и массообмена термохимического плюма при наличии горизонтальных мантийных потоков позволяет понять причину высоких отношений $^3\text{He}/^4\text{He}$ для Гавайского и некоторых других плюмов. В породах некоторых плюмов наблюдается отношение $^3\text{He}/^4\text{He}$, в несколько раз большее, чем в базальтах СОХ [Толстихин, 2002; Hilton, Porcelli, 2003; Class, Goldstein, 2005]. В частности, в океанических областях к плюмам с высоким отношением $^3\text{He}/^4\text{He}$ относятся: Гавайский, Исландский, Реюньон, Самоа, Галапагосский [Толстихин, 2002; Hilton, Porcelli, 2003; Ellam, Stuart, 2004; Hofmann et al., 2011]. Так, данные по изотопам гелия показывают, что наибольшее отношение $^3\text{He}/^4\text{He}$ для Гавайев составляет $36R_A$, в то время как в базальтах СОХ это отношение практически постоянно и равно $8R_A$, где R_A — отношение $^3\text{He}/^4\text{He}$ в воздухе [Hilton, Porcelli, 2003; Tieloff, Kunz, 2005]. Большое различие отношений $^3\text{He}/^4\text{He}$ в породах плюмов и базальтах СОХ позволило предположить существование специфического нижнемантийного резервуара, содержащего гелий с высоким отношением изотопов $^3\text{He}/^4\text{He}$, из которого он мог быть перенесен в резервуар-источник базальтов СОХ [Толстихин, 2002].

Высокое отношение изотопов гелия $^3\text{He}/^4\text{He}$ в плюмах, подобных Гавайскому, можно объяснить следующим образом. Определенное количество гелия, вероятно, поступает в канал поднимающегося термохимического плюма из области вблизи границы ядро—мантия, где находится источник мантийного плюма [Porcelli, Halliday, 2001; Hilton, Porcelli, 2003]. Однако нужно учесть, что Гавайский плюм, находящийся вдали от оси СОХ, взаимодействует с горизонтальным нижнемантийным конвективным потоком (см. рис. 1). В области горизонтального нижнемантийного потока, набегающего на канал плюма, гелийсодержащее нижнемантийное вещество нагревается и плавится, обогащая расплав в канале гелием с высоким отношением изотопов $^3\text{He}/^4\text{He}$. В области, где нижнемантийный поток выходит из канала плюма (у противоположной стенки канала плюма), вещество потока кристаллизуется. При кристаллизации происходит оттеснение гелия от фронта кристаллизации, гелий из мантийного потока оттесняется в канал плюма, его концентрация в расплаве канала повышается, и он поднимается в канале вверх. Таким образом, за счет горизонтального нижнемантийного потока происходит подпитка длительно действующего плюма гелием из нижней мантии, имеющим более высокое отношение $^3\text{He}/^4\text{He}$, чем верхняя мантия, и в результате отношение $^3\text{He}/^4\text{He}$ для Гавайского плюма оказывается в 4.5 раза больше, чем для базальтов СОХ.

ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ МОЩНОСТИ ТЕРМОХИМИЧЕСКИХ ПЛУМОВ

Представим выражения для оценки тепловой мощности термохимического плюма, используя способ, предложенный в статье [Добрецов и др., 2005]. Мощность плюма можно рассчитать по массовому потоку поднявшейся и излившейся магмы выше нижнего топографического уровня для рассматриваемого плюма. Масса поднявшейся и излившейся магмы можно оценить по остаточному рельефу следа плюма над нижним топографическим уровнем в окрестности плюма. Эту массу П.Р. Фогт определяет как

«cross-chain mass» [Vogt, 1979]. Подъем и излияние магмы длительно действующего плюма происходят главным образом вследствие теплового расширения мантийного вещества, нагретого источником плюма: вещество окружающей мантии, нагретое источником, при расширении выдавливает расплав из канала плюма. В модели термохимического плюма [Добрецов и др., 2003; Кирдяшкин и др., 2004, 2012] тепло- и массообмен в канале действующего плюма происходит в условиях свободной конвекции. В этом случае в каждом поперечном сечении канала расход расплава, согласно закону сохранения вещества, равен нулю, за исключением той малой части, которая выдавлена из канала вследствие расширения мантии при нагреве в окрестности канала.

Зная время, в течение которого сформировалось поднятие над нижним топографическим уровнем, можно определить объем магмы, излившейся на поверхность в единицу времени, или, другими словами, объемный поток магмы $\Delta V_{\text{п}}$ (м³/с), используя который, можно найти удельный массовый поток магмы:

$$\Delta G = \rho_{\text{п}} \Delta V_{\text{п}}, \quad (3)$$

где $\rho_{\text{п}}$ — плотность излившейся магмы.

Массовый поток магмы, излившейся на поверхность, можно определить также из соотношения

$$\Delta G = G\beta\Delta T, \quad (4)$$

где G — масса мантийного вещества, нагреваемого источником плюма в единицу времени, ΔT — среднее увеличение температуры нагретого вещества массой G относительно температуры окружающей мантии, β — коэффициент теплового объемного расширения мантийного вещества. Из соотношения (4) находим массу мантийного вещества G , нагреваемого источником плюма в единицу времени,

$$G = \Delta G / \beta \Delta T. \quad (5)$$

Тепловая мощность источника плюма определяется из соотношения

$$N_1 = GC\Delta T + B\Delta G, \quad (6)$$

где C — теплоемкость мантийного вещества, B — теплота его плавления. В выражении (6) первое слагаемое учитывает тепло, затраченное на нагрев мантийного вещества, второе — тепло, затраченное на плавление магмы, излившейся из канала плюма. Подставляя соотношение (5) в равенство (6), получаем:

$$N_1 = \Delta G[(C/\beta) + B]. \quad (7)$$

В соотношении (7) учитывается все тепло источника плюма: тепло, отведенное от канала плюма в нижнюю и верхнюю мантию, и тепло, затраченное на плавление. Для определения мощности плюма используются фактические данные о массе излившейся магмы и физические свойства мантийного вещества (C , β , B). Следует отметить, что величина B меньше величины C/β на порядок, и ей можно пренебречь. Тогда равенство (7) записывается в виде

$$N_1 = \Delta GC/\beta. \quad (8)$$

Тепло, подводимое к подошве плюма из ядра, отводится от канала плюма в окружающую мантию и выносится плюмом на поверхность, т.е. выполняется следующий тепловой баланс:

$$N_1 = N_2 + N_3, \quad (9)$$

где N_2 — тепловая мощность, соответствующая количеству тепла, переданного от канала плюма в окружающую мантию, N_3 — тепловая мощность, отвечающая количеству тепла, вынесенному на поверхность магмой, излившейся из канала плюма.

ВЛИЯНИЕ ПЛУМОВ НА МАНТИЙНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

Оценить количество тепла, переданного мантии плюмами, не достигшими поверхности, пока не представляется возможным. Оценки мантийного теплообмена можно сделать, основываясь на интенсивности магматизма плюмов, вышедших на поверхность Земли. На рис. 2 представлена интенсивность мантийного магматизма в океанических плато, горячих точках и континентальных платобазальтах за последние 150 млн лет [Mazaud, Laj, 1991; Larson, Olson, 1991; Зоненшайн, Кузьмин, 1993; Добрецов и др., 2001]. На этом же рисунке представлено изменение тепловой мощности мантийных плюмов N_1 в течение последних 150 млн лет. Величина N_1 оценена с использованием соотношений (3) и (8) для объемного потока магмы, представленного на рис. 2, для значений $\beta = 2 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ [Жарков, 1983; Katsura et al., 2010], $\rho_{\text{п}} = 2900 \text{ кг/м}^3$ и $C = 1.1 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{ } ^\circ\text{C)}$.



Рис. 2. Интенсивность мантийно-плюмового магматизма [Larson, Olson, 1991; Зоненшайн, Кузьмин, 1993; Добрецов и др., 2001] и общая тепловая мощность мантийных плюмов за последние 150 млн лет.

Тепловую мощность N_3 , соответствующую количеству тепла, вынесенного на поверхность магмой, образованной плюмом, определим из соотношения

$$N_3 = \Delta G(B\phi + CT_{\text{пл}}), \quad (10)$$

где $T_{\text{пл}}$ — температура плавления мантийного вещества, ϕ — доля магматического расплава в канале плюма.

Отношение тепловой мощности N_3 к тепловой мощности источника плюма N_1 или, другими словами, долю тепла, вынесенного плюмом на поверхность, можно определить, используя соотношения (8) и (10),

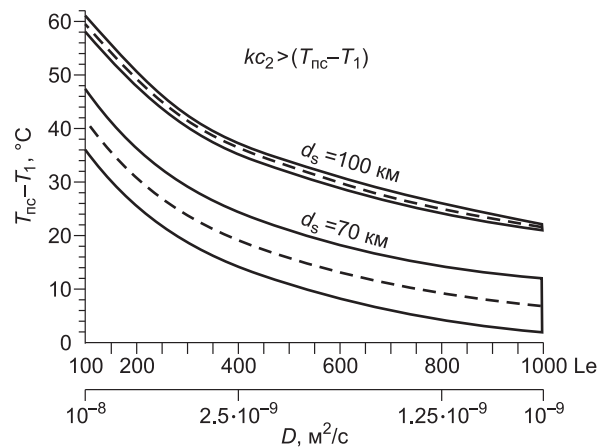
$$N_3/N_1 = \beta((B\phi/C) + T_{\text{пл}}). \quad (11)$$

Для вышеуказанных значений β и C , а также $B = 2.1 \cdot 10^5$ Дж/кг, $T_{\text{пл}} = 1300$ °C и $\phi = 1$ получаем $N_3/N_1 = 0.03$, т.е. на поверхность выносится 3 % от мощности плюма. Уменьшение доли расплава ведет к некоторому уменьшению величины отношения N_3/N_1 . Таким образом, тепло, поступившее к подошве плюма, в основном передается от канала плюма в окружающую мантию, за исключением малой доли тепла, вынесенного плюмом на дневную поверхность, равной $0.03N_1$.

Тепловую мощность, отдаваемую поверхностью Земли, можно определить из соотношения $N = 4\pi R^2 q$, где R — радиус Земли, q — среднее значение удельного теплового потока на земной поверхности. Для $R = 6.371 \cdot 10^6$ м и $q = 0.07$ Вт/м² получаем $N = 3.57 \cdot 10^{13}$ Вт. Как следует из рис. 2, среднее значение тепловой мощности для всех плюмов за последние 5 млн лет составляет $N_1 = 1.22 \cdot 10^{13}$ Вт. Отсюда получаем, что в настоящее время отношение тепловой мощности, отдаваемой в окружающую мантию от каналов плюмов, к тепловой мощности, отдаваемой поверхностью Земли, равно $N_1/N = 0.34$. Из рис. 2 следует, что в период мелового суперхрона (83—125 млн лет) среднее значение тепловой мощности $N_1 = 2.4 \cdot 10^{13}$ Вт, и тогда отношение тепловой мощности, передаваемой в окружающую мантию от каналов плюмов, к мощности, соответствующей современному потоку тепла из мантии к поверхности, равна $N_1/N = 0.67$. С учетом полученных значений N_3/N_1 и N_1/N доля тепла, вынесенного плюмами на поверхность, $N_3/N = (N_3/N_1)(N_1/N) = 0.01—0.02$, т.е. непосредственно за счет излияния магматических расплавов, образованных плюмами, интенсивность теплообмена в мантии может увеличиться на 1—2 %. Таким образом, тепло, поступающее к подошвам плюмов из ядра, передается каналами плюмов окружающей мантии, а на поверхность Земли оно транспортируется с помощью мантийных свободно-конвективных ячеистых течений. Передача тепла, поступающего к подошве плюма, в мантию увеличивает эффективный коэффициент теплопроводности, и, следовательно, интенсивность теплообмена в мантии, т.е. увеличивает удельный тепловой поток на поверхности. В свою очередь, мантийные свободно-конвективные течения интенсифицируют теплоотвод от каналов мантийных плюмов и влияют на тепловую и гидродинамическую структуру течения в канале плюма и форму канала.

Рис. 3. Зависимость перепада температуры $T_{nc} - T_1$ от числа Льюиса при изменении мощности плюма в интервале $N_1 = (3.0-4.2) \cdot 10^8$ кВт и времени его подъема 1—5 млн лет для концентрации химической добавки на подошве плюма 3 %, кинематической вязкости расплава в канале плюма $\nu = 2$ м²/с, $T_{nc} - T_0 = 420$ °С, $d_s = 70$ и 100 км [Добрецов и др., 2005].

Штриховой линией показаны средние значения $T_{nc} - T_1$ для соответствующих диаметров d_s .



Горизонтальные масштабы мантийных ячеистых течений соизмеримы с вертикальными размерами мантии. В конвектирующей мантии вблизи границы канала плюма будет существовать свободно-конвективный пограничный слой, поэтому горизонтальные масштабы мантийных плюмов можно считать соизмеримыми с диаметром канала плюма. Различия в указанных масштабах более чем на порядок. Поэтому плюмы не должны влиять на размеры мантийных конвективных течений. В частности, на примере долгоживущих Гавайского и Исландского плюмов, взаимодействующих с мантийными конвективными течениями, можно сделать вывод, что мантийные плюмы не изменяют пространственных масштабов мантийных конвективных течений.

Время подъема термохимического плюма от границы ядро—мантия до поверхности Земли составляет 1—5 млн лет [Mazaud, Laj, 1991; Добрецов и др., 2001, 2005]. В период устойчивого существования плюмы, например Гавайский и Исландский, проявляют себя в виде вулканической деятельности. Наибольшие возмущения, в геологическом смысле, возникают при прорыве плюма на поверхность.

Корреляция между изменением интенсивности мантийного магматизма и частотой инверсий магнитного поля Земли [Larson, Olson, 1991] указывает на то, что возмущения магнитного поля Земли возникают во внешнем ядре вследствие изменения интенсивности теплопередачи на подошвах плюмов, располагающихся на границе ядро—мантия. Увеличение суммарной тепловой мощности плюмов происходит вследствие как зарождения новых плюмов, так и увеличения тепловой мощности уже работающих плюмов. Можно предположить, что геодинамические возмущения во внешнем ядре и мантии возникают в периоды зарождения и излияния плюма на поверхность, т.е. масштаб времени для мантийных плюмов составляет 1—5 млн лет. Масштаб времени для свободно-конвективных ячеистых течений в нижней мантии 210—540 млн лет [Кирдяшкин и др., 2000; Добрецов и др., 2001]. При таких больших различиях в масштабах времени возмущения от мантийных плюмов не скажутся на масштабе времени мантийных свободно-конвективных ячеистых течений.

Однако, несмотря на большие различия во временных и пространственных масштабах между мантийными свободно-конвективными течениями и мантийными плюмами, последние могут оказывать существенное влияние на теплообмен и структуру мантии. На рис. 3 представлена зависимость перепада температуры $T_{nc} - T_1$, входящего в условие формирования термохимического плюма, от числа Льюиса $Le = a/D$, где a — коэффициент температуропроводности расплава в канале плюма, D — коэффициент диффузии химической добавки в канале [Добрецов и др., 2005]. Основываясь на этой зависимости, можно сделать вывод, что термохимические плюмы в значительной мере регулируют мантийный теплообмен. Так, термохимический плюм перестает действовать, когда разность температуры $T_{nc} - T_1$ становится больше максимальных значений (см. рис. 3). В случае прекращения плюмовой деятельности уменьшается отвод тепла из внешнего ядра, что ведет к возрастанию температуры границы ядро—мантия T_1 . Это приводит к уменьшению перепада температуры $T_{nc} - T_1$ до значений, при которых снова выполняется условие формирования плюма (см. рис. 3). Тогда возобновляется формирование термохимических плюмов и их деятельность. Таким образом, указанное на рис. 3 неравенство представляет собой не только условие формирования плюма, но и свидетельствует о том, что термохимические плюмы являются важнейшими «регуляторами» процесса теплообмена в мантии.

ВЛИЯНИЕ МАНТИЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ТЕРМИЧЕСКИМИ ПЛЮМАМИ, НА ПРОЦЕСС ПЛАВЛЕНИЯ И ПЕРЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ МАНТИИ

В статье [Stothers, 1993] указывается на возможные аналогии между движением горячих точек и солнечных пятен. Автор основывается на едином механизме конвекции в земной и солнечной мантии,

аналогиях в структуре конвективных течений, сходстве в механизме генерации магнитного поля, распределении солнечных пятен в пространстве и времени. Возникновение солнечных пятен и их миграция во многом определяются силой Кориолиса [Howard, 1994; D'Silva, Howard, 1995; Muraközy, Ludmány, 2008]. Применительно к земным условиям, сила Кориолиса проявляется во внешнем жидком ядре [Shew, Lathrop, 2005; Loper, 2007]. В работах [Добрецов, Кирдяшкин, 2000; Добрецов и др., 2001] представлена модель образования локальных источников химической добавки, согласно которой образование локальных концентраций легкого компонента (химической добавки) на границе ядро—мантия определяется взаимодействием термогравитационных сил и силы Кориолиса. Исходя из этой модели и учитывая вышеуказанную аналогию, можно предположить, что перемещение горячих точек Земли из верхних широт к экватору, отмеченное в [Stothers, 1993], также связано с силой Кориолиса, проявляющейся в создании вихревых течений в пограничном слое во внешнем ядре вблизи границы ядро—мантия и формировании воронкообразных вихрей в мантии вблизи границы ядро—мантия, отвечающих этим вихревым течениям [Добрецов, Кирдяшкин, 2000; Добрецов и др., 2001]. «Мантйные воронки» — источники плюмов перемещаются в поле силы Кориолиса согласно перемещению вихрей во внешнем ядре [Добрецов, Кирдяшкин, 2000].

Таким образом, на основе аналогии с поведением солнечных пятен можно сделать вывод, что горячие точки Земли возникают в высоких широтах в обеих гемисферах, мигрируют по направлению к экватору и исчезают на экваторе. Дрейф источника плюма (подошвы плюма) происходит под действием силы Кориолиса, которая проявляется у границы ядро—мантия в области низковязкого расплава мантийного плюма. Отметим, что процесс миграции солнечных пятен может быть сложнее и не ограничиваться дрейфом от высоких широт к экватору. Группы солнечных пятен, близких к экватору, обладают скоростью, направленной к экватору, а группы, находящиеся в высоких широтах, движутся к полюсам. Пятна, имеющие более высокую скорость вращения, под действием силы Кориолиса дрейфуют к экватору, а пятна, вращающиеся более медленно, дрейфуют к полюсам [D'Silva, Howard, 1995]. Применительно к плюмам и горячим точкам Земли, более высоким скоростям дрейфа подошв плюмов будет соответствовать большая тепловая мощность источников плюмов, более низким — меньшая тепловая мощность. Тогда плюмы, обладающие сравнительно большой тепловой мощностью, должны мигрировать к экватору, а плюмы с меньшей мощностью перемещаться к полюсам. В соответствии с этим предположением возможные циклы миграции горячих точек, представленные в [Stothers, 1993], отражают перемещения плюмов сравнительно большой мощности.

Скорость выплавления канала плюма в зависимости от тепловой мощности источника плюма и вязкости расплава в канале плюма составляет 0.5—3 м/год [Кирдяшкин и др., 2004]. Эта скорость много больше скорости дрейфа подошвы плюма. Таким образом, в ходе медленной миграции плюма к экватору может происходить плавление и, соответственно, перекристаллизация мантии под влиянием плюма.

Кроме дрейфа подошвы плюма и его перемещения в мантии Земли происходит взаимодействие канала плюма со свободно-конвективными горизонтальными мантийными течениями. Согласно модели взаимодействия канала термохимического плюма с горизонтальным мантийным течением, в области мантийного потока, набегающего на плюмовый канал (в лобовой части канала плюма), происходит нагрев и плавление мантийного вещества. Расплав протекает через канал плюма и кристаллизуется на его противоположной стороне (в кормовой части канала) (см. рис. 1). Скорость горизонтальных мантийных течений, усредненная по толщине мантии, может составлять 1—3 см/год в различные периоды времени [Кирдяшкин и др., 2009].

Мы предлагаем следующую картину плавления и перекристаллизации вещества мантии плюмами в океанических областях. Свободно-конвективные течения в верхней и нижней мантии имеют направление движения, совпадающее с направлением горизонтального градиента температуры в соответствующем слое мантии [Кирдяшкин, 1989; Добрецов и др., 2001]. В области океанической литосферы горизонтальные свободно-конвективные течения в верхней и нижней мантии перпендикулярны к осям срединно-океанических хребтов, т.е. имеют в основном долготное направление движения. Дрейф канала плюма, через который протекают горизонтальные мантийные течения, согласно предположениям [Stothers, 1993], происходит по широте. Таким образом, за время своего существования термохимический плюм переплавляет мантийное вещество вследствие перемещений источника плюма и взаимодействия канала плюма с мантийными конвективными течениями, и каналы плюмов за некоторое время способны расплавить и перекристаллизовать весь объем мантии. В случае формирования и подъема плюма в континентальной области, при неподвижном континенте и наличии «тугоплавкого» слоя в континентальной литосфере плавление и перекристаллизация мантии происходит вследствие дрейфа подошвы плюма и образования грибообразной головы плюма у подошвы «тугоплавкого» слоя [Кирдяшкин и др., 2005; Dobretsov et al., 2008].

Оценим время, за которое плюмы могут перекристаллизовать мантию, принимая $\beta = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ и $2 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ [Жарков, 1983; Katsura et al., 2010]. По данным [Larson, Olson, 1991; Зоненшайн, Кузьмин,

1993] (см. рис. 2), средняя интенсивность магматизма на океанических плато в горячих точках и континентальных областях за последние 150 млн лет составляет $\Delta \bar{V} = 3.8 \cdot 10^6 \text{ км}^3/\text{млн лет} = 120.6 \text{ м}^3/\text{с}$. Тогда удельный массовый поток излившейся магмы $\Delta G = \rho_{\text{и}} \Delta \bar{V} = 3.5 \cdot 10^5 \text{ кг/с}$ для плотности излившихся пород $\rho_{\text{и}} = 2900 \text{ кг/м}^3$. Из равенства (8) следует, что средняя тепловая мощность термохимических плюмов $N_1 = 1.93 \cdot 10^{13} \text{ Вт}$ для $\beta = 2 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ и $C = 1100 \text{ Дж/кг} \cdot \text{ }^\circ\text{C}$. Количество тепла Q , необходимое для плавления мантии,

$$Q = \rho V_{\text{м}}(B\varphi + C\Delta T_0), \quad (12)$$

где ρ — средняя плотность мантии, $V_{\text{м}}$ — объем мантии. Принимая $\rho = 4300 \text{ кг/м}^3$, $V_{\text{м}} = 9 \cdot 10^{11} \text{ км}^3$, $B = 2.1 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$, $\varphi = 0.5$, $\Delta T_0 = 380 \text{ }^\circ\text{C}$, получаем $Q = 2.02 \cdot 10^{30} \text{ Дж}$. Для тепловой мощности $N_1 = 1.93 \cdot 10^{13} \text{ Вт}$ можно получить время, необходимое для перекристаллизации мантии, $t = Q/N_1 = 3.3 \cdot 10^9 \text{ лет}$. Для этого требуется 64 плюма с тепловой мощностью, равной мощности Гавайского плюма.

Полученная оценка времени t завышенная, поскольку учитывает только плюмы, прорвавшиеся на поверхность. Пока невозможно оценить количество тепла, переданного мантии при ее переплавлении плюмами, не достигшими поверхности. Для такой оценки, вероятно, нужно рассматривать локальные поднятия поверхности, вызванные этими плюмами. Имеющиеся данные по интенсивности мантийно-плюмового магматизма за последние 150 млн лет позволяют оценить минимальное возможное время перекристаллизации мантии, когда интенсивность магматизма в интервале от 75 до 125 млн лет была наибольшей, и средний объем излияний составлял $\Delta \bar{V} = 6.7 \cdot 10^6 \text{ км}^3/\text{млн лет} = 212.4 \text{ м}^3/\text{с}$. Тогда для плотности $\rho_{\text{и}} = 2900 \text{ кг/м}^3$ удельный массовый поток излившейся магмы $\Delta G = \rho_{\text{и}} \Delta \bar{V} = 6.2 \cdot 10^5 \text{ кг/с}$. Из соотношения (8) для указанных выше значений C и β получаем $N_1 = 3.4 \cdot 10^{13} \text{ Вт}$, и тогда для максимальной интенсивности магматизма $t = Q/N_1 = 1.9 \cdot 10^9 \text{ лет}$. Итак, перекристаллизация мантии плюмами и, следовательно, расслоение мантии по химическому составу возможны за время $t = 1.9\text{—}3.3 \text{ млрд лет}$.

ВЛИЯНИЕ ПЛЮМОВ НА ФОРМИРОВАНИЕ МАНТИИ И ЕЕ КОНВЕКТИВНУЮ СТРУКТУРУ

Как указано в предыдущем разделе, в процессе взаимодействия канала плюма с горизонтальными мантийными свободно-конвективными течениями происходит плавление и перекристаллизация вещества мантии: в лобовой части канала происходит плавление набегающего мантийного потока, в кормовой части — кристаллизация полученного расплава. Плавление мантии под влиянием плюма диаметром $\sim 100 \text{ км}$ — это локальный процесс. Однако миграция значительного количества плюмов, взаимодействующих с горизонтальными мантийными течениями, может обеспечить плавление и последующую перекристаллизацию всего объема мантии. Как показывают вышеприведенные оценки, перекристаллизация всей мантии может происходить в течение $1.9\text{—}3.3 \text{ млрд лет}$. Кинематическая вязкость расплава в канале плюма может составлять $0.3\text{—}8 \text{ м}^2/\text{с}$ [Кирдяшкин и др., 2009]. В расплаве с малой вязкостью процесс седиментации твердой фазы в канале плюма в геологическом масштабе времени должен протекать достаточно интенсивно. Расплав в канале плюма — гетерогенная система, состоящая из нерасплавленных частиц мантийного вещества, имеющих плотность, отличающуюся от плотности расплава, и из расплавов различной плотности. Расплав в канале плюма является многокомпонентной системой, при перекристаллизации в гравитационном поле такая система не возвращается в первоначальное (до расплавления) состояние — образуются новые фазы, происходит расслоение расплавов и т.д. [Заварицкий, Соболев, 1961]. Таким образом, перекристаллизация, расслоение расплава и осаждение твердых частиц в канале плюма вызовут плотностное и химическое расслоение в нем. Следовательно, если на каком-то этапе развития Земли мантия была однородной, то при плавлении и перекристаллизации плюмами она станет неоднородной по химическому составу и расслоенной. Расслоенность по плотности и, конечно, по вязкости приведет к изменению конвективной структуры мантии: мантийная конвекция становится расслоенной.

В процессе локального плавления и перекристаллизации мантии под влиянием плюма тяжелые (высокоплотные) мантийные компоненты будут осаждаться из канала плюма во внешнее ядро. Поэтому возможными источниками тепла являются радиоактивные элементы и их химические соединения, оказавшиеся в ядре вследствие дифференциации вещества мантии, в которой активно участвовали плюмы, обеспечивавшие ее плавление и перекристаллизацию.

В связи с вопросом о взаимодействии плюмов с мантией следует отметить некоторые обстоятельства, говорящие в пользу двухслойной модели мантийной конвекции. Так, отношение концентраций изотопов гелия ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ характеризует процессы в рассматриваемом объеме (резервуаре). Если отношение ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ для различных объемов равны, то можно предположить, что в этих объемах происходят одинаковые процессы и эти объемы относятся к одному резервуару. Термохимические плюмы образуются на границе ядро—мантия и при подъеме взаимодействуют со всей мантией, и, следовательно, отношение ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ для излившихся магм в горячих точках представляет собой величину, усредненную по толщине мантии. Например, наибольшее отношение ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ для Гавайского плюма равно $36R_{\text{А}}$, для

Исландского плюма ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ достигает $38R_A$ [Hilton, Porcelli, 2003; Tieloff, Kunz, 2005]. Для ранних пикритов Исландского плюма зафиксированы очень высокие отношения ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ (до $50R_A$) [Starkey et al., 2009]. Как указано выше, значение ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ для СОХ значительно меньше, чем для плюмов и составляет $8R_A$ [Толстихин, 2002; Hilton, Porcelli, 2003; Class, Goldstein, 2005; Tieloff, Kunz, 2005]. При однослойной (общемантийной) конвекции подъемный конвективный поток также пронизывает всю мантию и взаимодействует с ней по всей ее толщине, от границы ядро—мантия до области СОХ. Если конвекция общемантийная, то отношения ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ для Гавайского плюма, находящегося вдали от оси СОХ, и для базальтов СОХ должны быть примерно равны. Однако на самом деле отношение ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ для него в 4.5 раза больше, чем для СОХ. В разделе «Структура канала термохимического плюма» на основе рассмотрения взаимодействия мантийного плюма с горизонтальными мантийными потоками было указано, что большая величина ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ в Гавайском плюме объясняется подпиткой длительно действующего плюма гелием из нижней мантии, происходящей за счет горизонтального нижнемантийного потока.

Для Исландского плюма, проявленного на оси Срединно-Атлантического хребта (САХ), в случае общемантийной конвекции следовало бы ожидать отношение ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$, соответствующее значению для восходящего конвективного потока в осевой части САХ, равное $8R_A$. Однако канал Исландского плюма находится под влиянием трехмерного поля скорости мантийных свободно-конвективных течений и также претерпевает процессы перекристаллизации под влиянием этих течений. Отношение ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ для Исландского плюма в 4.75 раза больше, чем характерное значение для базальтов САХ, что указывает на подпитку Исландского плюма, взаимодействующего с мантийными течениями, гелием из резервуара, имеющим более высокое отношение ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$, чем резервуар базальтов САХ.

Вышеприведенный анализ, основанный на модели взаимодействия термохимического плюма с горизонтальными мантийными течениями, указывает на существование ниже- и верхнемантийного резервуаров, в каждом из которых есть конвективное течение, т.е. на существование верхне- и нижнемантийных конвективных течений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласно представленной модели взаимодействия термохимического плюма с горизонтальным мантийным свободно-конвективным потоком, в области мантийного потока, набегающего на плюмовый канал (в лобовой части канала), происходит нагрев и плавление мантийного вещества. Расплав со средней скоростью потока v протекает через канал плюма и кристаллизуется на его противоположной стороне (в кормовой части канала). Тепло и химическая добавка, переданные каналом плюма мантийному потоку, уносятся от канала закристаллизовавшимся мантийным веществом со скоростью v .

Данные об интенсивности мантийно-плюмового магматизма за последние 150 млн лет позволяют оценить общую тепловую мощность мантийных плюмов N_1 в течение этого времени. С учетом этих данных можно оценить отношение тепловой мощности N_1 , отдаваемой в окружающую мантию от каналов плюмов, к тепловой мощности N , отдаваемой поверхностью Земли. Так, в настоящее время $N_1/N = 0.34$, для мелового суперхрона $N_1/N = 0.67$. Количество тепла, вынесенного на поверхность Земли за счет излияния магматических расплавов, образованных плюмами, составляет 1—2 % от количества тепла, переданного из мантии к поверхности.

Модель взаимодействия мантийного термохимического плюма с горизонтальными мантийными течениями не только позволяет объяснить причину высоких отношений ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ для Гавайского и некоторых других плюмов, но и дает возможность выяснить влияние плюмов на процесс перекристаллизации мантии. На основе этой модели можно сделать вывод, что за время своего существования термохимический плюм переплавляет мантийное вещество вследствие перемещений источника плюма и взаимодействия канала плюма с мантийными конвективными течениями, и каналы плюмов за некоторое время способны расплавить и перекристаллизовать весь объем мантии. Перекристаллизация вещества мантии плюмами и, следовательно, расслоение мантии по химическому составу возможны за время, равное 1.9—3.3 млрд лет.

Термохимические плюмы являются важнейшими регуляторами мантийного теплообмена. Кроме того, при определяющей роли ячеистой свободной конвекции в отводе тепла от внешнего ядра к земной поверхности мантийные плюмы могут существенно влиять на структуру мантии. При переплавлении и перекристаллизации всего объема мантии плюмами, происходящих в течение указанного времени, мантия будет становиться неоднородной по химическому составу и расслоенной по плотности и вязкости. В свою очередь, плотностная и вязкостная расслоенность мантии ведет к расслоенной мантийной конвекции.

Авторы благодарны академику М.И. Кузьмину и анонимному рецензенту за ценные замечания и академику Н.Л. Добрецову за плодотворное обсуждение вопросов, затрагиваемых в статье.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 11-05-00543а), Сибирского отделения РАН (междисциплинарный интеграционный проект № 87) и гранта Президента Российской Федерации для поддержки ведущих научных школ (НШ-7201.2012.5).

ЛИТЕРАТУРА

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. Об источниках мантийных плюмов // Докл. РАН, 2000, т. 373, № 1, с. 84—86.

Добрецов Н.Л., Шацкий А.Ф. Глубинный цикл углерода и глубинная геодинамика: роль ядра и карбонатитовых расплавов в нижней мантии // Геология и геофизика, 2012, т. 53 (11), с. 1455—1475.

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 // ДАН, 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, 2006, т. 14, № 5, с. 508—523.

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

Заварицкий А.Н., Соболев В.С. Физико-химические основы петрографии изверженных горных пород. М., Госгеолтехиздат, 1961, 384 с.

Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И. Глубинная геодинамика Земли // Геология и геофизика, 1993, т. 34 (4), с. 3—13.

Кирдяшкин А.А., Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г. Экспериментальное моделирование влияния зон субдукции на пространственную структуру нижнемантийной конвекции и характерные периоды пульсаций теплового потока в мантии // Докл. РАН, 2000, т. 371, № 5, с. 681—684.

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., Кирдяшкин А.Г., Сурков Н.В. Тепловая гравитационная конвекция в астеносфере под срединно-океаническими хребтами и устойчивость основных глубинных парагенезисов // Геология и геофизика, 2006, т. 47 (1), с. 76—94.

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

Кирдяшкин А.Г. Тепловые гравитационные течения и теплообмен в астеносфере. Новосибирск, Наука, 1989, 81 с.

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.

Толстихин И.Н. Изотопы гелия в природе // Геология и полезные ископаемые Кольского полуострова. Новые идеи и подходы к изучению геологических образований. Апатиты, 2002, т. 3, с. 28—50.

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

Class C., Goldstein S.L. Evolution of helium isotopes in the Earth's mantle // Nature, 2005, v. 436, p. 1107—1112, doi:10.1038/nature03930.

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.

- Duncan R.A., Richards M.A.** Hotspots, mantle plumes, flood basalts, and true polar wandering // *Rev. Geophys.*, 1991, v. 29, p. 31—50.
- D'Silva S., Howard R.F.** Sunspot velocity correlations: Are they due to Reynolds stresses or to the Coriolis force on rising flux tubes? // *Solar Phys.*, 1995, v. 159, p. 63—88.
- Ellam R.M., Stuart F.M.** Coherent He—Nd—Sr isotope trends in high $^3\text{He}/^4\text{He}$ basalts: implications for a common reservoir, mantle heterogeneity and convection // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2004, v. 228, p. 511—523.
- 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.
- Gonnermann H.M., Jellinek A.M., Richards M.A., Manga M.** Modulation of mantle plumes and heat flow at the core mantle boundary by plate-scale flow: results from laboratory experiments // *Earth. Planet. Sci. Lett.*, 2004, v. 226, p. 53—67.
- Griffiths R.W., Richards M.A.** The adjustment of mantle plumes to changes in plate motion // *Geophys. Res. Lett.*, 1989, v. 16, № 5, p. 437—440, doi:10.1029/GL016i005p00437.
- Jellinek A.M., Lenardic A., Manga M.** The influence of interior mantle temperature on the structure of plumes: heads for Venus, tails for the Earth // *Geophys. Res. Lett.*, 2002, v. 29, № 11, 4 pp., doi:10.1029/2001GL014624.
- Jellinek A.M., Gonnermann H.M., Richards M.A.** Plume capture by divergent plate motions: implications for the distribution of hotspots, geochemistry of mid-ocean ridge basalts, and estimates of the heat flux at the core-mantle boundary // *Earth. Planet. Sci. Lett.*, 2003, v. 205, p. 361—378.
- Hilton D.R., Porcelli D.** Noble gases as mantle tracers // *Treatise on geochemistry*. V. 2. The mantle and core / Eds. H. Holland, K. Turekian. Amsterdam, Elsevier, 2003, p. 277—318.
- Hofmann A.W., Farnetani C.G., Spiegelman M., Class C.** Displaced helium and carbon in the Hawaiian plume // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2011, v. 312, p. 226—236.
- Howard R.F.** A possible Coriolis force contribution to the tilt-angle rotation of sunspot groups // *Solar Phys.*, 1994, v. 149, p. 23—29.
- 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.
- Larson R.L., Olson P.** Mantle plumes control magnetic reversal frequency // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 1991, v. 107, p. 437—447.
- 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.
- Loper D.E.** Mantle plumes // *Tectonophysics*, 1991, v. 187, p. 373—384.
- Loper D.E.** Turbulence and small-scale dynamics in the core // *Treatise on geophysics*. V. 8. Core dynamics / Ed. P. Olson. Amsterdam, Elsevier, 2007, p. 187—206.
- Mazaud A., Laj C.** The 15 m.y. geomagnetic reversal periodicity: a quantitative test // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 1991, v. 107, p. 689—696.
- Mihalffy P., Steinberger B., Schmeling H.** The effect of the large-scale mantle flow field on the Iceland hotspot track // *Tectonophysics*, 2008, v. 447, p. 5—18.
- Muraközy J., Ludmány A.** Cycle dependence of the longitudinal-latitude sunspot motion correlations // *Astron. Astrophys.*, 2008, v. 486, p. 1003—1007.
- Nettelfield D., Lowman J.P.** The influence of plate-like surface motion on upwelling dynamics in numerical mantle convection models // *Phys. Earth Planet. Inter.*, 2007, v. 161, p. 184—201.
- Porcelli D., Halliday A.N.** The core as a possible source of mantle helium // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2001, v. 192, p. 45—56.
- Shew W.L., Lathrop D.P.** Liquid sodium model of geophysical core convection // *Phys. Earth Planet. Inter.*, 2005, v. 153, p. 136—149.
- Starkey N.A., Stuart F.M., Ellam R.M., Fitton J.G., Basu S., Larsen L.M.** Helium isotopes in early Iceland plume picrites: constraints on the composition of high $^3\text{He}/^4\text{He}$ mantle // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2009, v. 277, p. 91—100.
- Steinberger B.** Plumes in a convecting mantle: models and observations for individual hotspots // *J. Geophys. Res.*, 2000, v. 105, № B5, p. 11,127—11,152, doi:10.1029/1999JB900398.

Steinberger B., O'Connell R.J. Advection of plumes in mantle flow: implications for hotspot motion, mantle viscosity and plume distribution // *Geophys. J. Int.*, 1998, v. 132, p. 412—434.

Steinberger B., Sutherland R., O'Connell R.J. Prediction of Emperor-Hawaii seamount locations from a revised model of global plate motion and mantle flow // *Nature*, 2004, v. 430, p. 167—173, doi:10.1038/nature02660.

Stothers R.B. Hotspots and sunspots: surface tracers of deep mantle convection in the Earth and Sun // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 1993, v. 116, p. 1—8.

Tarduno J.A., Duncan R.A., Scholl D.W., Cottrell R.D., Steinberger B., Thordarson T., Kerr B.C., Neal C.R., Frey F.A., Torii M., Carvallo C. The Emperor seamounts: southward motion of the Hawaiian hotspot plume in Earth's mantle // *Science*, 2003, v. 301, p. 1064—1069, doi: 10.1126/science.1086442.

Tarduno J., Bunge H.-P., Sleep N., Hansen U. The bent Hawaiian-Emperor hotspot track: inheriting the mantle wind // *Science*, 2009, v. 324, p. 50—53, doi:10.1126/science.1161256.

Trieloff M., Kunz J. Isotope systematics of noble gases in the Earth's mantle: possible sources of primordial isotopes and implications for mantle structure // *Phys. Earth Planet. Inter.*, 2005, v. 148, p. 13—38.

Vogt P.R. Global magmatic episodes: new evidence and implications for the steady-state mid-oceanic ridge // *Geology*, 1979, v. 7, № 2, p. 93—98.

*Рекомендована к печати 14 сентября 2012 г.
Н.Л. Добрецовым*

*Поступила в редакцию
16 марта 2012 г.*