

## ТЕПЛОВАЯ ГРАВИТАЦИОННАЯ КОНВЕКЦИЯ В АСТЕНОСФЕРЕ ПОД СРЕДИННО-ОКЕАНИЧЕСКИМ ХРЕБТОМ И УСТОЙЧИВОСТЬ ОСНОВНЫХ ГЛУБИННЫХ ПАРАГЕНЕЗИСОВ

**А.А. Кирдяшкин, А.Г. Кирдяшкин, Н.В. Сурков**

*Объединенный институт геологии, геофизики и минералогии СО РАН,  
630090, Новосибирск, просп. Коптюга, 3, Россия*

Представлена модель свободно-конвективных течений в астеносфере под океаном. Теплофизическая модель астеносферы под срединно-океаническим хребтом представляет собой горизонтальный слой, нагреваемый в торце (т. е. в окрестности оси хребта) и охлаждаемый на кровле, подошва слоя — адиабатическая. В лабораторном моделировании найдены поля скорости и температуры в горизонтальном слое в режиме пограничного слоя. Найдены условия корректного определения полей скорости и температуры в астеносфере на основании результатов теплофизического моделирования. Получены оценки максимального перепада температуры в астеносфере в окрестности оси СОХ и вязкости астеносферы. Получены поля скорости и температуры в астеносферном слое в условиях медленного спрединга. На основании экспериментального поля температуры и линий тока и с использованием поля скорости, полученного по данным лабораторного моделирования, и экспериментальной диаграммы состояния перидотита определены поля устойчивости основных глубинных парагенезисов и область частичного плавления в астеносфере. Средняя ширина этой области может быть равна 5—7 км (по одну сторону от оси хребта), глубина зоны частичного плавления составляет около 80 км. С увеличением глубины происходит последовательная смена габброидных ассоциаций на шпинелевые перидотиты и далее на гранатовые. На глубинах свыше 400 км оливин переходит в рингвудит.

*Свободно-конвективное течение, тепловой поток, режим пограничного слоя, режим установившегося течения, лабораторное теплофизическое моделирование, поля скорости и температуры, область частичного плавления.*

## THERMAL GRAVITATIONAL CONVECTION IN THE ASTHENOSPHERE BENEATH A MID-OCEAN RIDGE AND STABILITY OF MAIN MANTLE-DERIVED PARAGENESSES

**A.A. Kirdyashkin, A.G. Kirdyashkin, and N.V. Surkov**

A model for free-convective flows in the asthenosphere beneath the ocean has been derived. The thermophysical model for the asthenosphere beneath a mid-ocean ridge is a horizontal layer being heated from the butt-end (i.e., in the vicinity of the ridge axis) and cooled at the roof, with the sole adiabatic. Laboratory modeling yielded fields of velocity and temperature in the horizontal layer in the boundary layer regime. Requirements for the correct determination of the velocity and temperature fields in the asthenosphere have been defined from the results of thermophysical modeling. The asthenosphere viscosity and maximum temperature gradient in the asthenosphere in the vicinity of the MOR axis have been estimated. Velocity and temperature fields in the asthenosphere layer have been obtained under slow-spreading conditions. On the basis of the experimental field of temperature and streamlines, using the velocity field obtained by laboratory modeling and experimental state diagram of peridotite, stability fields of the main mantle-derived parageneses and a zone of partial melting in the asthenosphere have been established. The width of the partial-melting zone could average 5–7 km (on the one side of the ridge), and its depth, about 80 km. Depthward, the gabbroid associations grade into spinel peridotites, which in turn give way to garnet peridotites. At depths of more than 400 km, olivine grades into ringwoodite.

*Free-convective flow, heat flow, boundary layer regime, regime of steady-state flow, laboratory thermophysical modeling, velocity and temperature fields, zone of partial melting*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное моделирование конвекции в астеносфере [1] было проведено в плане изучения двух масштабов движений: крупномасштабного течения, вызванного движением литосферной плиты, и мелкомасштабных течений, обусловленных свободной конвекцией при нагреве снизу от горизонтальной подошвы астеносферы и охлаждении сверху литосферной плитой. В работах [2, 3] представлены данные лабораторного моделирования течений под срединно-океаническим хребтом (СОХ) в сочетании с численным моделированием. В работе [2] описаны эксперименты, проведенные на установке, позволяющей моделировать движение литосферных плит в зоне спрединга в сочетании с нагревом от линейного источника тепла под осью СОХ (для числа Рэлея ( $Ra$ ) =  $(0,5—1) \cdot 10^5$ ) или с нагревом снизу и охлаждением сверху по всему слою рабочей жидкости ( $Ra$  =  $(0,5—2,25) \cdot 10^5$ ). Получены картины крупномасштабного течения, обусловленного движением плит, для обоих вариантов нагрева слоя. В экспериментах [3] для

$Ra > 6,7 \cdot 10^4$  промоделировано как крупномасштабное течение, управляемое только движением плит в системе хребет—трансформный разлом, так и крупномасштабное течение при совместном влиянии движения океанической литосферы и локального нагрева в осевой части СОХ. Ряд работ посвящены численному моделированию течений, поля температуры и генерации расплава под СОХ (например [2—8]). В указанных работах существенная роль принадлежит представлению о том, что крупномасштабное астеносферное течение вызвано движением литосферной плиты. Однако в статье [9], где рассматривается структура потоков под Юго-Восточно-Индийским хребтом показано, что простого раздвижения плит недостаточно и требуется привлечение горизонтального градиента температуры в астеносфере, чтобы воспроизвести полученное по реальным данным распределение скорости потоков в астеносфере.

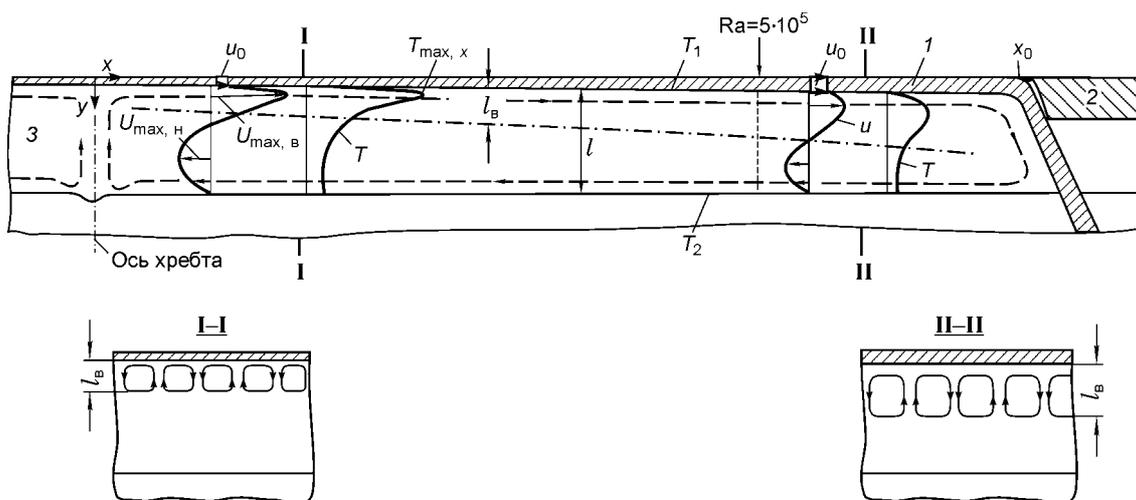
Существует и другой подход к моделированию мантийных течений. Так, в работах В.П. Трубицына, результаты которых представлены в его обзорной статье [10], на основе численных решений уравнений Навье—Стокса с учетом тепловой гравитационной силы показано, что само движение континентов является следствием конвективных течений в мантии. Модель плавающих континентов, перемещающихся вследствие мантийных конвективных движений, представлена в экспериментальном исследовании [11], в котором показана периодичность движения плавающих континентов.

В работах [12—15] показано, что крупномасштабные течения в астеносфере — это свободно-конвективные течения, создающиеся под действием горизонтального градиента температуры. Мелкомасштабное валиковое течение возникает вследствие охлаждения конвективного потока литосферной плитой: у охлаждающей кровли астеносферы создается неустойчивая температурная стратификация. Движение океанической литосферной плиты возникает под действием следующих сил: гравитационной силы вследствие рельефа дна (гравитационное соскальзывание плиты в зоне спрединга), силы трения на границе литосфера—астеносфера вследствие крупномасштабного свободно-конвективного потока в астеносфере, силы тяжести субдукционной плиты вследствие увеличения плотности из-за эклогитизации и уплотнения литосферы. Определена сила трения, приложенная к литосфере со стороны астеносферного потока [14, 16], причем скорость движения плиты рассматривается как граничное условие на кровле конвектирующей астеносферы.

## 2. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ В АСТЕНОСФЕРЕ В ОКРЕСТНОСТИ СОХ

На основе анализа геологических, геофизических и петрологических данных и результатов теплофизического моделирования, представленных в работах [11—14], может быть сформулирована теплофизическая модель конвективных течений в астеносфере в области СОХ.

1. Рассматривается стационарный свободно-конвективный теплообмен в астеносферном слое длиной  $x_0$ , равной расстоянию от оси хребта до зоны субдукции или до континента (рис. 1).



**Рис. 1. Структура конвективных течений в астеносфере под океаном.**

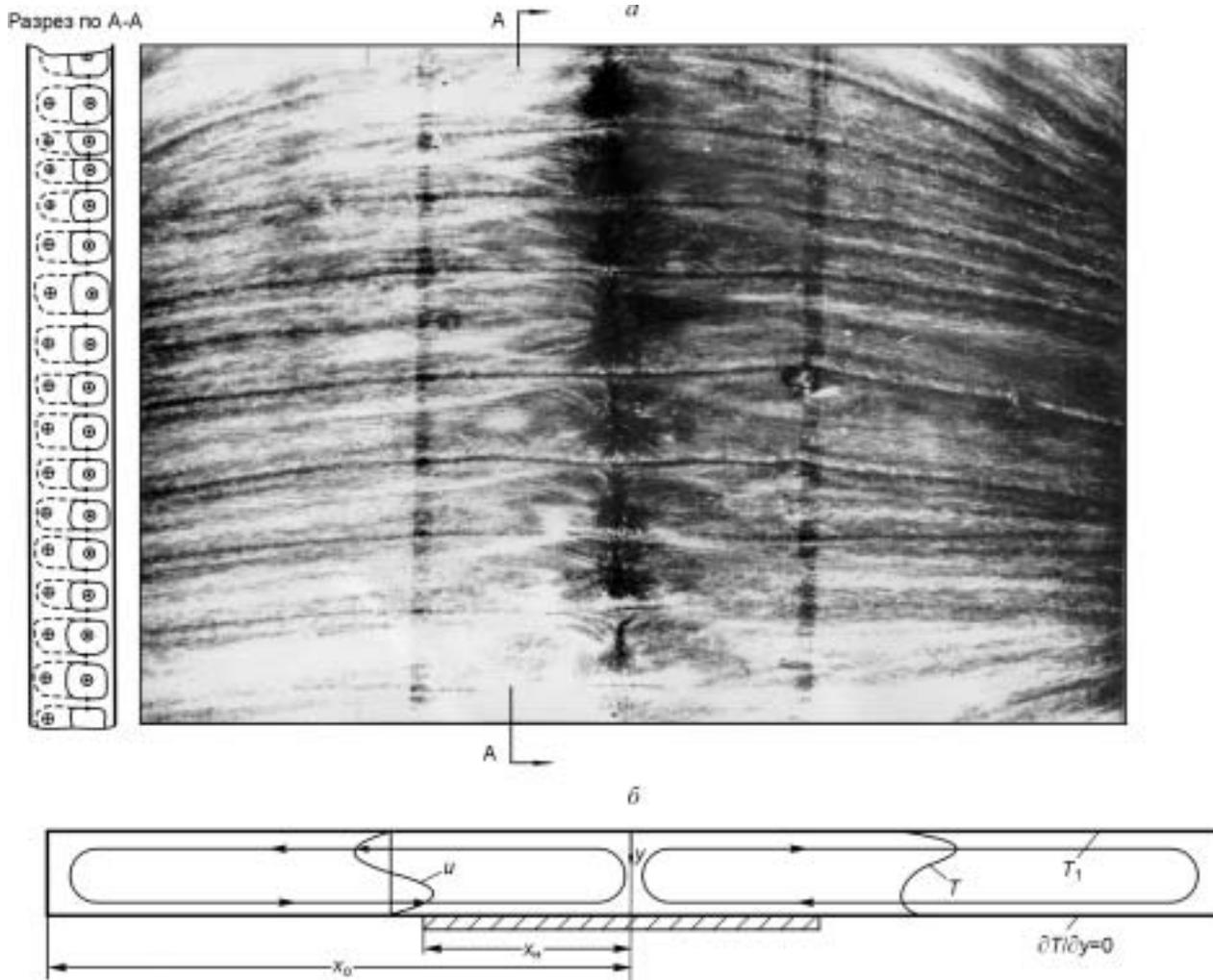
$l$  — океаническая литосфера, 2 — континентальная литосфера, 3 — астеносфера. Нанесены профили скорости течения ( $U$ ) и температуры ( $T$ ) в астеносфере в режиме пограничного слоя ( $Ra > 5 \cdot 10^5$ ) и в режиме установившегося течения ( $Ra < 5 \cdot 10^5$ ),  $u_0$  — скорость движения океанической литосферы. На разрезах по I—I и по II—II показаны конвективные валики высотой  $l_B$ . Штриховой линией изображено крупномасштабное течение, штрихпунктирной — высота валиков с удалением от оси хребта.

2. Общий тепловой поток, передаваемый от астеносферы к литосфере (на один погонный метр вдоль оси хребта), подводится в окрестности оси СОХ и равен  $Q = \bar{q}x_0$  ( $\bar{q}$  — среднее значение удельного теплового потока от океанического дна к воде). Общий тепловой поток, подводимый в окрестности оси хребта, можно оценить по объему поднятых и излившихся пород выше нижнего топографического уровня, представляющего собой уровень дна океана у подножия хребта на удалении от его оси, сопоставимом с  $x_0$ . Тепловой поток, подводимый у оси хребта, определяется на основе соотношения [17, 18]

$$Q = \Delta GC/\beta, \quad (1)$$

где  $\Delta G = \rho_d u_0 \Delta y$  — удельный расход расплава, поступающего к оси хребта (на один погонный метр вдоль оси),  $\rho_d$  — плотность пород хребта,  $u_0$  — скорость движения плиты в одну сторону от оси хребта,  $\Delta y$  — среднее значение высоты хребта,  $C$  — теплоемкость астеносферного вещества,  $\beta$  — коэффициент объемного расширения астеносферного вещества.

Для хребта, имеющего низкую скорость спрединга (медленноспредингового хребта), например, в Северной Атлантике  $u_0 = 18$  мм/год =  $6 \cdot 10^{-10}$  м/с [19] и высоту  $\Delta y = 3,4$  км [20] для значений  $\rho_d = 2840$  кг/м<sup>3</sup>,  $C = 1100$  Дж/кг·°С и  $\beta = 3,8 \cdot 10^{-5}$  °С<sup>-1</sup>, взятого из [21], тепловой поток, подводимый на оси



**Рис. 2. Фотография (а) и схемы течения (б) в слое жидкости, когда размер нагревателя  $x_n = 2,2l$ .**

*a* — картина течения у стеклянной охлаждаемой поверхности в слое этилового спирта при охлаждении сверху и нагреве снизу в окрестности подъемного потока для  $l = 5$  мм,  $x_0 = 30$  мм,  $Q = 31$  Вт/м,  $Ra_Q = 1,9 \cdot 10^6$  и  $Ra_0 = 1,2 \cdot 10^5$  (снимок сверху). Поскольку слой жидкости прозрачен по толщине, на снимке видны контуры плоского нагревателя. Картина течения визуализировалась алюминиевыми частицами размером 10—15 мкм. Видны темные параллельные линии — это нисходящие течения валиков. Направление течения в валиках перпендикулярно к направлению течения в крупномасштабных ячейках. Слева — схема течения в разрезе. Крестиками показан уходящий поток, точками — набегающий; *б* — схема течения в вертикальном сечении слоя этанола. Показаны две крупномасштабные конвективные ячейки, профили скорости  $u$  и температуры  $T$ .

хребта (на один погонный метр), согласно соотношению (1),  $Q = 169 \cdot 10^3$  Вт/м. Оценим тепловой поток  $Q$  от дна океана в Северной Атлантике для  $x_0 = 3000$  км и  $\bar{q} = 0,059$  Вт/м<sup>2</sup>. Он равен  $Q = \bar{q}x_0 = 177 \cdot 10^3$  Вт/м. Тепловой поток, подводимый на оси хребта, близок к тепловому потоку, отданному в океан.

3. Наблюдается монотонное понижение осредненной высоты хребта по мере удаления от его оси. Это указывает на понижение средней температуры, т. е. в астеносферном слое существует горизонтальный градиент температуры. В этом случае в астеносфере по обе стороны от оси хребта существует крупномасштабное течение, формирующееся под действием термогравитационной силы, возникающей вследствие горизонтального градиента температуры.

4. Экспериментально установлено [12], что в горизонтальном плоском слое, нагреваемом снизу в области оси слоя (оси хребта) при теплоизолированной нижней поверхности и охлаждаемом сверху, одноячейное крупномасштабное течение по одну сторону от оси хребта организуется при размере нагревателя  $x_n$ , соизмеримом с  $2l$  (рис. 2), где  $l$  — толщина слоя. Подъемный поток локализуется вблизи оси хребта в области  $0 < x < 0,25l$ . В этом случае течение в астеносфере можно рассматривать как течение в плоском слое ( $x_0/l \gg 1$ ) при нагреве в окрестности торца при  $x = 0$  (т. е. в окрестности оси СОХ) и охлаждении сверху (на кровле астеносферы) (см. рис. 1).

5. При подводе тепла в астеносферу в окрестности оси хребта ( $x = 0$ ) и охлаждении сверху на границе литосфера—астеносфера вблизи охлаждаемой границы создаются условия неустойчивой стратификации. Согласно данным лабораторного моделирования [12], в этих условиях при  $Ra = \beta g \Delta T_{\max, x} l_b^3 / \alpha \nu > 1700$  ( $g$  — ускорение силы тяжести,  $\Delta T_{\max, x} = T_{\max, x} - T_1$ ,  $T_{\max, x}$  — наибольшая температура по толщине астеносферы в сечении  $x$ ,  $T_1$  — температура на границе литосфера — астеносфера,  $l_b$  — высота валика,  $\alpha$  — температуропроводность,  $\nu$  — кинематическая вязкость) вблизи охлаждаемой поверхности образуются конвективные валики с осями, направленными вдоль крупномасштабного потока астеносферной ячейки (см. рис. 1, разрезы I—I и II—II; рис. 2). В области нисходящих течений валиков существует понижение температуры, что отражается в рельефе опусканием дна в зоне нисходящих потоков валиков. Зону понижения уровня океанического дна мы отождествляем с „трансформным разломом“. Расстояние между трансформными разломами равно размеру двух валиков  $2l_b$  (см. рис. 2). Эксперименты [12] показывают, что по величине  $2l_b$  можно оценивать толщину всего конвектирующего слоя.

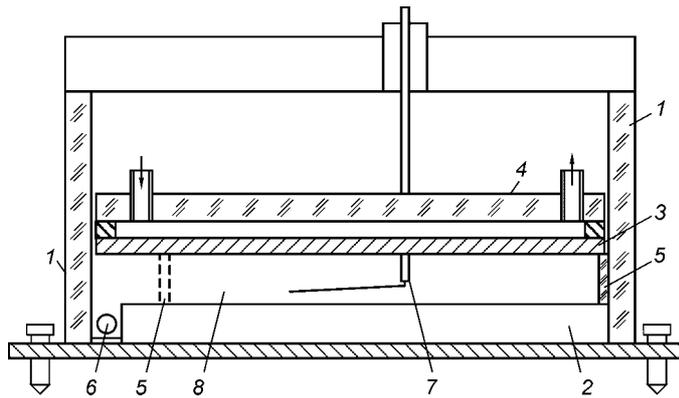
6. При анализе свободно-конвективных течений в качестве эффективной вязкости принимается среднее значение для всего астеносферного слоя.

В экспериментах [15, 16] обнаружены два режима течения в горизонтальном слое, подогреваемом снизу и охлаждаемом сбоку. При  $Ra = \beta g \Delta T_{\max, x} l_b^3 / \alpha \nu < 5 \cdot 10^5$  высота валиков равна половине толщины слоя и скорость течения уменьшается по линейному закону с увеличением  $x$ . Назовем этот режим „режимом установившегося течения“. При  $Ra > 5 \cdot 10^5$  высота валиков и толщина теплового пограничного слоя меньше  $0,5l$ . Этот режим течения назовем „режимом пограничного слоя“. Для астеносферы под океаном значение  $Ra$  у оси хребта больше  $5 \cdot 10^5$ . В настоящее время режим конвекции для  $Ra > 5 \cdot 10^5$  в горизонтальном слое, нагреваемом у одного из торцов и охлаждаемом на кровле, не изучен.

В задачу настоящего исследования входило определение тепловой и гидродинамической структур течения в горизонтальном слое, нагреваемом сбоку и охлаждаемом сверху, для  $Ra > 5 \cdot 10^5$ , т. е. в режиме пограничного слоя. Поля скорости, температуры и тепловой поток при указанных граничных условиях получены для того, чтобы построить теплофизическую модель астеносферы под медленноспрединговым СОХ. На основании найденных полей температуры и скорости в астеносфере определены области устойчивости основных глубинных парагенезисов.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальные исследования проводились на установке, представляющей собой прямоугольную ванну высотой 100 мм, длиной 195 мм и шириной 65 мм (рис. 3). Стенки ванны (1) изготовлены из прозрачных пластин из органического стекла. Все они, кроме передней, теплоизолированы пенопластом с внешней стороны. Основание ванны представляет собой пластину из нержавеющей стали толщиной 1 мм. На дно ванны помещалась пластина (2) из твердого пенопласта для теплоизоляции слоя жидкости снизу. Верхний (охлаждающий) теплообменник изготовлен из двух пластин, по полости между которыми прокачивалась термостатированная вода. Нижняя пластина (3) охлаждающего теплообменника (размерами  $5 \times 60 \times 194$  мм) сделана из дюралюминия, верхняя пластина (4) ( $10 \times 60 \times 194$  мм) — из оргстекла. Горизонтальные размеры верхнего теплообменника ( $60 \times 194$  мм) позволяли опускать его в ванну так, что зазор между задней стенкой ванны и торцом теплообменника составлял 5 мм. В качестве рабочей жидкости использовались вода и 96 %-й этиловый спирт. Толщина слоя жидкости задавалась четырьмя калиброванными по высоте оргстеклянными пластинками (5), на которых покоился верхний тепло-



**Рис. 3. Схема экспериментальной установки.**

1 — ванна из оргстекла, 2 — пенопласт, 3 — охлаждаемая горизонтальная пластина теплообменника, 4 — пластина из оргстекла, 5 — калиброванные пластинки из оргстекла, 6 — электронагреватель, 7 — термопарный зонд, 8 — горизонтальный слой жидкости.

Цилиндрический электронагреватель (6) помещался в нише между боковой поверхностью ванны (1) и теплоизолированной нижней пластиной (2). Электронагреватель сделан из медной трубки внешним диаметром 8 мм и с толщиной стенки 1 мм. В трубке зацементирован бифилярно намотанный проводник, по которому пропускался стабилизированный постоянный ток. Сила тока и напряжение, подаваемые на электронагреватель, измерялись с помощью ампервольтметра с ценой деления 0,02 А и 0,1 В.

Температура в слое жидкости измерялась с помощью Г-образного термопарного зонда (7) из нихром-константановых проводов диаметром 0,1 мм. Зонд вводился через зазор 5 мм между задней стенкой ванны и торцом верхнего теплообменника. Термопару можно было перемещать как по горизонтали  $x$ , так и по вертикали  $y$ , а путем поворота зонда — и по  $z$ . Перемещение зонда по вертикали контролировалось катетометром В-630 с ценой деления 0,01 мм, помещавшемся на координатном столе, и точность измерения перемещений по горизонтали составляла 0,1 мм.

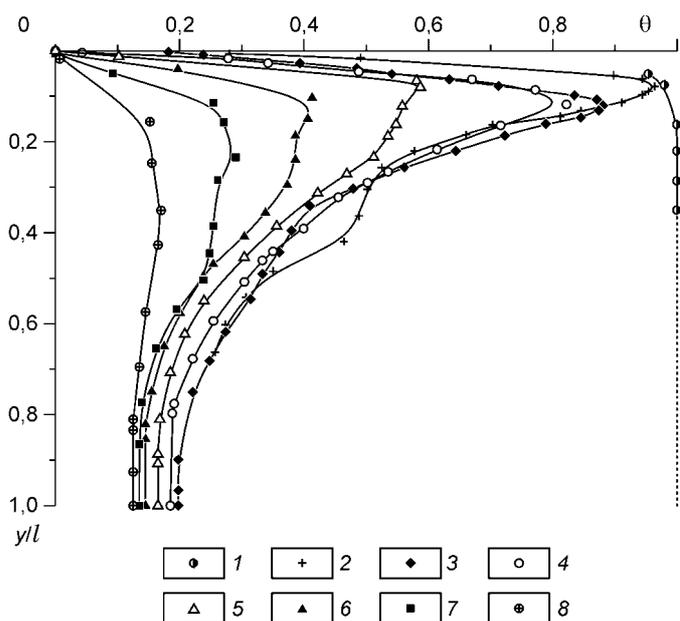
Скорость потока жидкости в слое измерялась с помощью визуализации потока алюминиевыми частицами, находившимися в потоке все время эксперимента, длившегося 8—10 ч. Слой жидкости с введенными в него алюминиевыми частицами был прозрачен по всей ширине  $z_0$ . Скорость течения измерялась по времени прохождения частицей расстояния, фиксированного по сетке зрительной трубы катетометра. Рабочий режим устанавливался в течение 2 ч после включения установки, затем проводились измерения скорости течения и температуры в горизонтальном слое жидкости.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Эксперименты проводились при следующих граничных условиях:  $y = 0$  и  $0 < x < x_0$  температура верхней границы слоя  $T_1 = \text{const}$ ; слой нагревается снизу ( $y = l$ ) при  $0 < x < 10$  мм; при  $x > 10$  мм нижняя граница теплоизолированная (см. рис. 3). Эти граничные условия соответствуют таковым для астеносферы под океаном, представленным на рис. 1. Эксперименты были проведены для двух случаев:

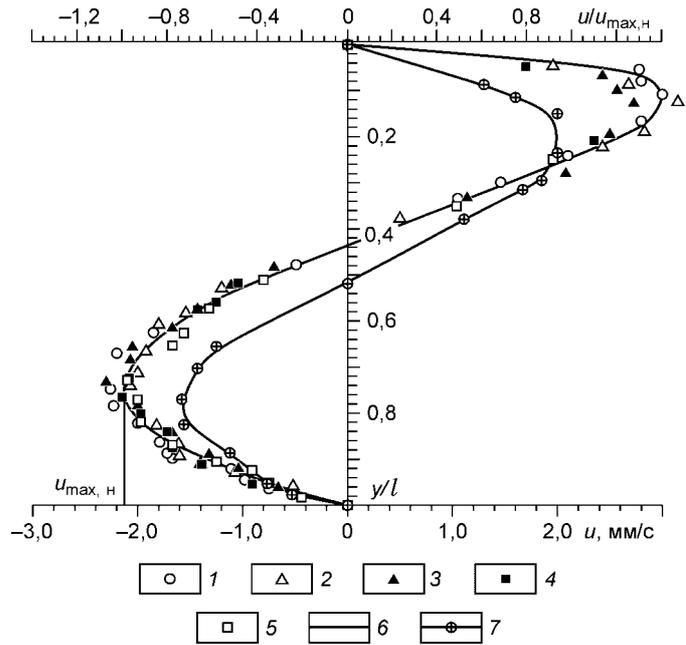
1) число  $Ra = \beta g \Delta T_{\text{max}, x} l^3 / \nu \alpha > 5 \cdot 10^5$  в интервале  $0 < x < x_{\text{гр}}$  и  $Ra < 5 \cdot 10^5$  в интервале  $x_{\text{гр}} < x < x_0$ , где  $x_{\text{гр}}$  — граничное значение  $x$ , для которого  $Ra = 5 \cdot 10^5$ ;

**Рис. 4. Профили безразмерной температуры  $\theta(y/l)$  в слое воды при различных удалениях  $x$  от нагреваемого торца слоя для  $l = 25$  мм,  $x_0 = 195$  мм,  $x_0/l = 7,8$ ,  $T_1 = 21,6$  °С,  $\Delta T_{\text{max}, 0} = 7,05$  °С,  $Q = 271$  Вт/м,  $Pr = 6,2$ ,  $Ra_Q = 1,45 \cdot 10^8$  и  $Ra_0 = 2,29 \cdot 10^6$ . Режим пограничного слоя ( $x \leq 144$  мм,  $Ra \geq 6,1 \cdot 10^5$ ): 1 —  $x = 0$ ; 2 —  $x = 8$  мм; 3 —  $x = 15$ ; 4 —  $x = 27$ ; 5 —  $x = 54$ ; 6 —  $x = 84$ ; 7 —  $x = 114$  мм. Режим установившегося течения ( $x > 144$  мм,  $Ra < 6,1 \cdot 10^5$ ): 8 —  $x = 174$  мм.**



**Рис. 5. Профили скорости  $u$  ( $y/l$ ) в слое воды при различных  $x$  для**

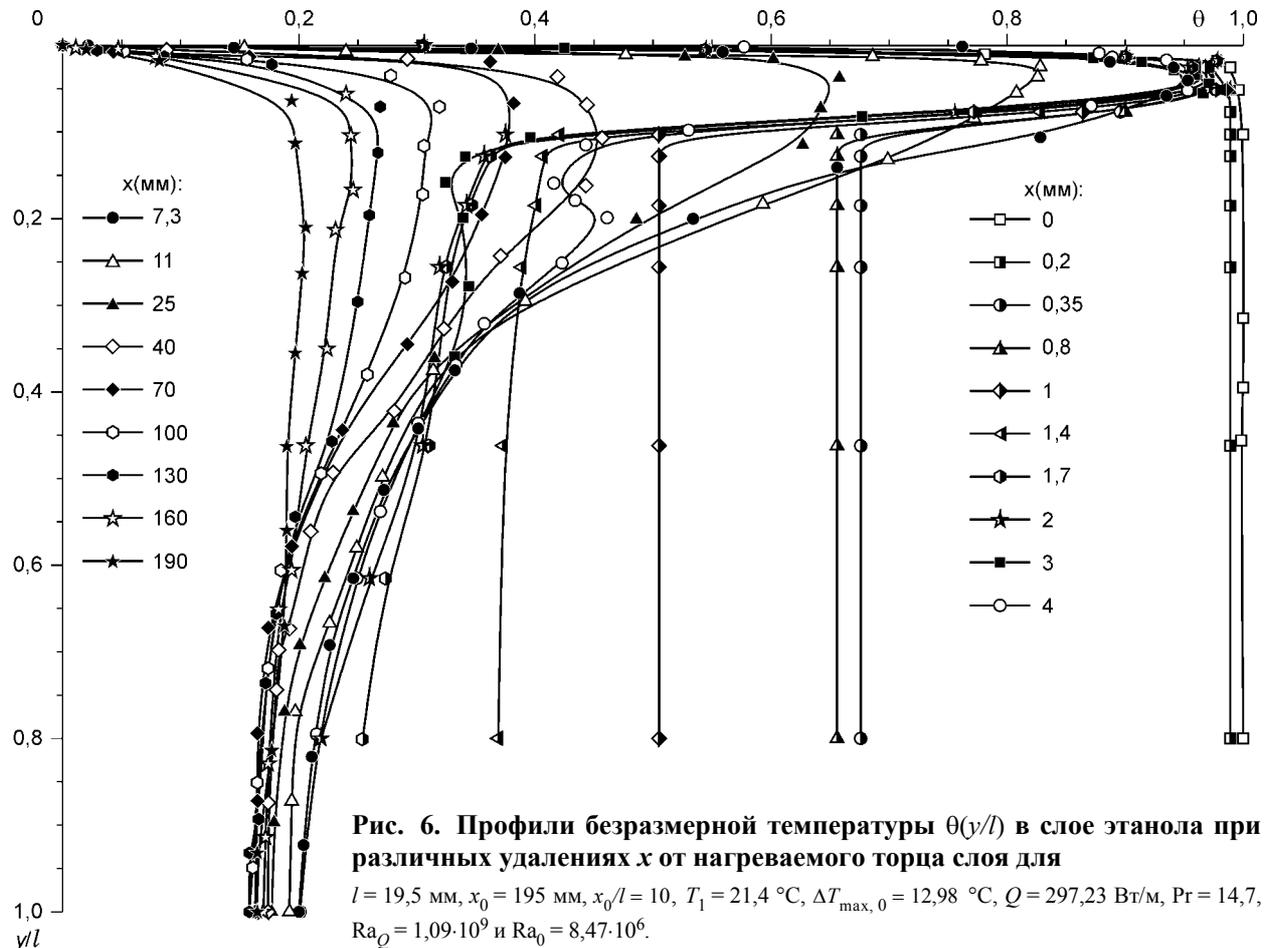
$l = 25$  мм,  $x_0 = 195$  мм,  $x_0/l = 7,8$ ,  $T_1 = 21,6$  °C,  $\Delta T_{\max,0} = 7,05$  °C,  $Q = 271$  Вт/м,  $Pr = 6,2$ ,  $Ra_Q = 1,45 \cdot 10^8$  и  $Ra_0 = 2,29 \cdot 10^6$ . Режим пограничного слоя ( $x \leq 144$  мм,  $Ra_0 \geq 6,1 \cdot 10^5$ ): 1 —  $x = 27$  мм, 2 —  $x = 54$ , 3 —  $x = 84$ , 4 —  $x = 114$ , 5 —  $x = 144$  мм, 6 — усредняющая кривая. Режим установившегося течения ( $x > 144$  мм,  $Ra < 6,1 \cdot 10^5$ ): 7 —  $x = 174$  мм. На верхней горизонтальной оси представлены значения безразмерной скорости  $u/u_{\max,н}$ .



2) число  $Ra > 5 \cdot 10^5$  при всех значениях  $x$  ( $0 < x < x_0$ ).

На рис. 4 представлены профили температуры и на рис. 5 — профили скорости по толщине слоя воды для различных значений  $x$ . Безразмерная температура  $\theta$  на рис. 4 и ниже на рис. 6 определяется соотношением  $\theta = (T - T_1) / \Delta T_{\max,0}$ , где наибольший перепад температуры (при  $x = 0$ )  $\Delta T_{\max,0} = T_{\max,0} - T_1$ .

Результаты экспериментов обрабатывались для среднего значения температуры, определявшегося из соотношения  $T_{cp} = T_1 + 0,35 T_{\max,0}$ . Для воды при  $T_{cp} = 24$  °C, согласно [21], имеем: теплопроводность  $\lambda = 0,607$  Вт/м·°C,  $\beta g / \alpha \nu = 2,08 \cdot 10^{10}$  1/°C·м<sup>3</sup>,  $\nu = 0,855 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с,  $a = 1,435 \cdot 10^{-7}$  м<sup>2</sup>/с и число Прандтля  $Pr = \nu / a = 6,2$ .



**Рис. 6. Профили безразмерной температуры  $\theta(y/l)$  в слое этанола при различных удалениях  $x$  от нагреваемого торца слоя для**

$l = 19,5$  мм,  $x_0 = 195$  мм,  $x_0/l = 10$ ,  $T_1 = 21,4$  °C,  $\Delta T_{\max,0} = 12,98$  °C,  $Q = 297,23$  Вт/м,  $Pr = 14,7$ ,  $Ra_Q = 1,09 \cdot 10^9$  и  $Ra_0 = 8,47 \cdot 10^6$ .

Таблица 1. Экспериментальные данные для слоя воды:  $l = 25$  мм,  $x_0 = 195$  мм,  $\Delta T_{\max,0} = 7,05$  °С,  $Q = 271$  Вт/м,  $Pr = 6,2$ ,  $Ra_Q = 1,45 \cdot 10^8$  и  $Ra_0 = 2,29 \cdot 10^6$

$x$ , мм	$l_B$ , мм	$\Delta T_{\max, x}$ , °С	$Ra_B$
27	6,8	5,75	$3,78 \cdot 10^4$
54	6,95	3,95	$2,76 \cdot 10^4$
84	7,7	2,9	$2,7 \cdot 10^4$
114	11,4	1,83	$5,1 \cdot 10^4$
144	11,42	1,67	$5,2 \cdot 10^4$
174	12,8	1,2	$5,23 \cdot 10^4$

Экспериментальное число Рэлея, рассчитанное по параметру  $Q/\lambda$ , имеющему размерность температуры,  $Ra_Q = \beta g Q l^3 / \alpha \nu \lambda = 1,45 \cdot 10^8$ . Число Рэлея, вычисленное по максимальному перепаду температуры,  $Ra_0 = \beta g \Delta T_{\max,0} l^3 / \alpha \nu = 2,29 \cdot 10^6$ . Число Рэлея, определенное по максимальному перепаду температуры для  $x_{\text{гр}} = 144$  мм,  $Ra = 6,1 \cdot 10^5$ , т. е. при  $x \leq x_{\text{гр}} = 144$  мм существует режим пограничного слоя. При  $x > 144$  мм,  $Ra < 6,1 \cdot 10^5$ , и наблюдается режим установившегося течения.

Наблюдается следующая картина течения. Направления потоков у верхней и нижней границ слоя противоположные. В верхней части слоя у охлаждаемой поверхности существует сложное трехмерное течение, представляющее собой суперпозицию двух течений: крупномасштабного ячеистого течения в плоскости  $(x, y)$  и валикового течения в плоскости  $(y, z)$ , где  $z$  — координата по ширине слоя. Наблюдаемое результирующее движение жидкости — валиковое (винтообразное). При измерении скорости течения измерялась и высота валиков. В табл. 1 представлена толщина валикового слоя (высота валиков)  $l_B$ , измеренная у охлаждаемой поверхности, перепад температуры  $\Delta T_{\max, x}$  найденный из рис. 4 для соответствующих значений  $x$  (см. рис. 4) и  $Ra_B = \beta g \Delta T_{\max, x} l_B^3 / \alpha \nu$  для воды. Из табл. 1 следует, что в режиме пограничного слоя ( $x \leq 144$  мм)  $l_B < 0,5l$  и среднее число Рэлея для валикового слоя  $Ra_B \approx 3 \cdot 10^4$ . В режиме установившегося течения ( $x > 144$  мм) высота валиков соизмерима с полутолщиной слоя ( $l_B \geq 0,5l$ ) и  $Ra_B \approx 5,2 \cdot 10^4$ .

Профили безразмерной скорости ( $l-b$ ), представленные на рис. 5, относятся к режиму пограничного слоя. Профиль скорости (7) измерен для  $x = 174$  мм и относится к режиму установившегося течения. В режиме пограничного слоя в его нижней части для высоты  $l_B < y < l$  течение плоскопараллельное, оно позволяет корректно измерять профили скорости в различных сечениях  $x = \text{const}$ . Из рис. 5 следует, что в области  $l_B < y < l$  течение плоскопараллельное, зависящее только от  $y$ . Такое течение характеризуется постоянной горизонтальной компонентой скорости  $u = \text{const}$  для  $y = \text{const}$  и различных значений  $x \leq 144$  мм. Максимальная горизонтальная скорость потока в нижней части слоя  $u_{\max, n} = 2,17$  мм/с.

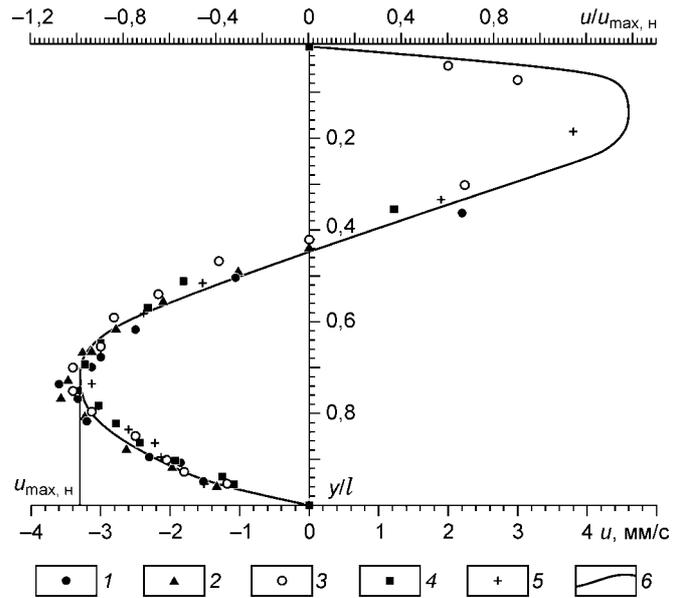
Корректное измерение скорости трехмерных течений, получающихся в результате суперпозиции крупномасштабного течения и валиков, в используемом нами методе в верхней части слоя ( $0 < y < l_B$ ) затруднено из-за неопределенности координаты  $y$  вследствие того, что алюминиевая частица перемещается еще и в плоскости  $(y, z)$  и может исчезать из поля зрения. Поэтому горизонтальную составляющую скорости потока в верхней части слоя определяли из условия  $\int_0^l u dy = 0$ . Это условие выполняется,

Таблица 2. Экспериментальные данные для слоя этанола:  $l = 19,5$  мм,  $x_0 = 195$  мм,  $\Delta T_{\max,0} = 12,98$  °С,  $Q = 297,23$  Вт/м,  $Pr = 14,7$ ,  $Ra_Q = 1,09 \cdot 10^9$  и  $Ra_0 = 8,47 \cdot 10^6$

$x$ , мм	$l_B$ , мм	$\Delta T_{\max, x}$ , °С	$Ra_B$
40	5,8	5,97	$10^5$
70	6,10	4,87	$9,7 \cdot 10^4$
100	7,6	4,15	$1,6 \cdot 10^5$
130	8,4	3,5	$1,8 \cdot 10^5$
160	9,6	3,1	$2,4 \cdot 10^5$
179	9,84	2,92	$2,5 \cdot 10^5$

**Рис. 7. Профили скорости  $u$  ( $y/l$ ) в слое этанола при различных  $x$  для**

$l = 19,5$  мм,  $x_0 = 195$  мм,  $x_0/l = 10$ ,  $T_1 = 21,4$  °С,  $\Delta T_{\max, 0} = 12,98$  °С,  $Q = 297,23$  Вт/м,  $Pr = 14,7$ ,  $Ra_Q = 1,09 \cdot 10^9$  и  $Ra_0 = 8,47 \cdot 10^6$ . 1 —  $x = 23$  мм, 2 —  $x = 39$ , 3 —  $x = 69$ , 4 —  $x = 99$ , 5 —  $x = 129$  мм, 6 — усредняющая кривая. На верхней горизонтальной оси представлены значения безразмерной скорости  $u/u_{\max, H}$ .



когда площадь, ограниченная кривой (6) и осью  $y$  слева от оси  $y$ , равна площади под кривой (6) справа от оси  $y$  (см. рис. 5). Максимальное значение скорости в верхней части слоя  $u_{\max, B} = 3$  мм/с. При  $x > 144$  мм ( $Ra < 6,1 \cdot 10^5$ ) наблюдается уменьшение скорости  $u$  с увеличением  $x$  (см. рис. 5). Закономерности гидродинамики и теплообмена при этом режиме представлены в наших работах [12, 14, 16].

Профили температуры в слое этанола представлены на рис. 6. Средняя температура  $T_{cp} = 26$  °С, и для этанола, согласно [22], имеем:  $\lambda = 0,178$  Вт/м·°С,  $\beta g/\alpha\nu = 8,8 \cdot 10^{10}$  1/°С·м<sup>3</sup>,  $\nu = 1,32 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с,  $\alpha = 0,897 \cdot 10^{-7}$  м<sup>2</sup>/с,  $Pr = \nu/\alpha = 14,7$ . Число Рэлея, определенное из рис. 6,  $Ra > 5 \cdot 10^5$ , т. е. для всех  $x$  наблюдается режим пограничного слоя. В табл. 2 представлены значения  $l_B$ , перепад температуры  $\Delta T_{\max, x}$ , найденный из рис. 6 для соответствующих значений  $x$ , и  $Ra_B$  для этанола. Как видно из табл. 2,  $Ra_B$  для валикового слоя толщиной  $l_B$  довольно слабо изменяется с увеличением  $x$ , и среднее значение  $Ra_B = 1,6 \cdot 10^5$ . Как показывают эксперименты, в области поворота потока у торца слоя ( $x = 180$  мм) течение сложное и  $l_B > 0,5l$ .

Структура течения в режиме пограничного слоя в этаноле аналогична описанной выше в экспериментах в горизонтальном слое воды. На рис. 7 представлены профили скорости течения по толщине слоя вне области восходящего потока, расположенного над нагревателем и вне области нисходящего потока у противоположного торца слоя. В области  $l_B < y < l$  (в нижней части слоя) течение плоскопараллельное и зависит только от координаты  $y$ . Горизонтальная составляющая скорости течения в верхней части слоя определяется из условия  $\int_0^l u dy = 0$ . Максимальная скорость потока здесь  $u_{\max, H} = 3,35$  мм/с. Максимальная

скорость потока в верхней части слоя  $u_{\max, B} = 4,6$  мм/с. Число  $Ra_0$  во втором эксперименте в 3,75 раза больше, чем в первом, но профили безразмерной скорости (6) на рис. 5 и рис. 7 одинаковые. На рис. 8 показан удельный тепловой поток  $q_3$  вдоль охлаждаемой верхней границы слоя. Из рис. 8 следует, что наибольший удельный тепловой поток наблюдается при  $x = 0$ , затем он резко снижается для  $0 < x/x_0 < 0,16$ . Вдоль большей части слоя ( $0,16 < x/x_0 < 1$ ) величина  $q_3$  меняется незначительно.

## 5. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАКОНА ИЗМЕНЕНИЯ $T_{\max, 0}$ И $u_{\max}$ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕПЛОвого ПОТОКА ОТ ИСТОЧНИКА

Особенность течения в режиме пограничного слоя состоит в том, что вдоль большей части слоя (за исключением торцевых поворотных потоков) осредненные профили скорости одинаковые для различных сечений  $x = \text{const}$ , и скорость течения  $u$  зависит только от  $y$  (см. рис. 5, 7). Ранее в работе [23] была теоретически найдена и экспериментально подтверждена следующая закономерность: при постоянном горизонтальном градиенте температуры в горизонтальном плоском слое существует плоскопараллельное течение, т. е. скорость потока зависит только от координаты  $y$ . Из совпадения поведения профилей скорости можно сделать вывод, что течение в режиме пограничного слоя в горизонтальном слое, нагреваемом у одного из торцов и охлаждаемом на горизонтальной верхней границе, существует при постоянном осредненном по высоте слоя горизонтальном градиенте температуры.

Профили скорости и температуры, измеренные вдали от нагреваемого и охлаждаемого торцов, хорошо соответствовали теоретическим решениям [23]. Выражения для максимального перепада температуры  $\Delta T_{\max, 0}$  и числа  $Ra_0$ , полученные в работе [23], имеют следующий вид в наших нынешних обозначениях:

$$\Delta T_{\max, 0} = 7,07(Q/\lambda)Ra_Q^{-1/3}; Ra_0 = 7,07Ra_Q^{2/3}. \quad (2)$$

Максимальная горизонтальная скорость течения зависит от  $Ra_0$  и  $Ra_Q$  следующим образом:

$$u_{\max} = 0,2147(a/l)Ra_0^{1/2} = 0,57(a/l)Ra_Q^{1/3}, \quad (3)$$

где  $Ra_0 = \beta g \Delta T_{\max, 0} l^3 / \nu$  и  $Ra_Q = \beta g Q l^3 / \nu \lambda$ . Решения (2) и (3) зависят только от числа Рэлея и не зависят от числа Прандтля. Перепад температуры, рассчитанный из соотношения (2) для эксперимента в слое воды,  $\Delta T_{\max, 0, p} = 6,035$  °С, максимальная скорость течения из соотношения (3)  $u_{\max, p} = 1,71 \cdot 10^{-3}$  м/с = 1,71 мм/с. Экспериментальные значения, приведенные в разделе 4:  $\Delta T_{\max, 0} = 7,05$  °С, максимальная скорость нижнего потока  $u_{\max, н} = 2,17$  мм/с и максимальная скорость верхнего потока  $u_{\max, в} = 3$  мм/с. Отношение экспериментальных значений к рассчитанным:

$$\Delta T_{\max, 0} / \Delta T_{\max, 0, p} = 1,168; u_{\max, н} / u_{\max, p} = 1,27; u_{\max, в} / u_{\max, p} = 1,75. \quad (4)$$

Значения, рассчитанные с использованием (2) и (3) для эксперимента в слое этанола,  $\Delta T_{\max, 0, p} = 11,47$  °С и  $u_{\max, p} = 2,7$  мм/с. Экспериментальные значения из раздела 4 следующие:  $\Delta T_{\max, 0} = 12,976$  °С, максимальные скорости  $u_{\max, н} = 3,35$  мм/с,  $u_{\max, в} = 4,6$  мм/с. Отношение экспериментальных значений к рассчитанным:

$$\Delta T_{\max, 0} / \Delta T_{\max, 0, p} = 1,131; u_{\max, н} / u_{\max, p} = 1,24; u_{\max, в} / u_{\max, p} = 1,70. \quad (5)$$

В интервалах  $Ra_Q = 1,45 \cdot 10^8$ — $1,09 \cdot 10^9$  и  $Ra_0 = 2,29 \cdot 10^6$ — $8,47 \cdot 10^6$  отклонения рассчитанных значений  $u_{\max, p}$  от экспериментальных  $u_{\max, н}$  и  $u_{\max, в}$  равны соответственно 18 и 42 %. Для режима пограничного слоя отклонение рассчитанных значений  $\Delta T_{\max, 0, p}$  от экспериментальных  $\Delta T_{\max, 0}$  по всей длине слоя  $x_0$  составляет 13 %.

В режиме пограничного слоя величины  $\Delta T_{\max, 0}$ ,  $u_{\max, н}$  и  $u_{\max, в}$  можно найти из соотношений (2) и (3) с введением в них поправки в соответствии с соотношениями (5), полученными для экспериментов в слое этанола, в которых режим пограничного слоя наблюдается для всех значений  $x$ , за исключением окрестности торцов конвектирующего слоя. С учетом (5) получаем:

$$\Delta T_{\max, 0} = 8(Q/\lambda)Ra_Q^{-1/3}; Ra_0 = 8Ra_Q^{2/3}; \quad (6)$$

$$u_{\max, н} = 0,707(a/l)Ra_Q^{1/3}; u_{\max, в} = 0,97(a/l)Ra_Q^{1/3}. \quad (7)$$

Из соотношений (6), (7) следует, что в режиме пограничного слоя при рассматриваемых граничных условиях масштабы температуры, скорости и длины соответственно имеют вид

$$[T] = QRa_Q^{-1/3}/\lambda \text{ или } [T] = QRa_0^{-1/2}/\lambda; [u] = aRa_Q^{1/3}/l \text{ или } [u] = aRa_0^{1/2}/l; [L] = l. \quad (8)$$

В горизонтальных геометрически подобных слоях, имеющих одинаковые значения  $x_0/l$  ( $x_0/l = \text{idem}$ ) профили температуры, нормированные по  $\Delta T_{\max, 0}$ , определяемому соотношением (6) и профили скорости, нормированные по  $u_{\max, н}$ , определяемому соотношением (7), будут одинаковыми для  $x/l = \text{idem}$  в режиме пограничного слоя при рассматриваемых граничных условиях и для  $Ra_Q = \text{idem}$ ,  $Ra_0 = \text{idem}$ .

Кровля астеносферы под океаном перемещается со скоростью движения океанической литосферной плиты  $u_0$ . Необходимо выяснить, при каких скоростях  $u_0$  возможно использование результатов лабораторного моделирования, полученных для  $u_0 = 0$ . С этой целью были найдены решения для режима пограничного слоя при  $u_0 \neq 0$  и постоянном горизонтальном градиенте температуры. Решение получено тем же способом, что и в работе [23]. При условии  $1,25u_0l^2/a^2Ra_0 \ll 1$ , которое выполняется для астеносферных течений для  $u_0 = 1$ — $15$  см/год, скорость  $u_0$  определяется соотношением

$$u = (720Ra_0)^{1/2} \frac{a}{l} \left[ \frac{1}{6} \left( \frac{y}{l} \right)^3 - \frac{1}{4} \left( \frac{y}{l} \right)^2 + \frac{1}{12} \frac{y}{l} \right] + u_0 \left[ 3 \left( \frac{y}{l} \right)^2 - 4 \frac{y}{l} + 1 \right]. \quad (9)$$

Первый многочлен в соотношении (9) представляет собой скорость течения, создающегося под действием горизонтального градиента температуры, второй появляется из-за перемещения кровли астеносферного слоя. Из соотношения (9) находим максимальную скорость нижнего потока в астеносферном слое для  $y/l = 0,778$ :

$$u_{\max, н} = -0,2147 a Ra_0^{1/2} / l - 0,29614 u_0. \quad (10)$$

Зависимость  $Ra_0$  от  $Ra_Q$  для различных значений  $u_0$  выглядит так:

$$Ra_Q = \frac{(720)^{1/2}}{105} \frac{u_0^2 l^2}{a^2 Ra_0^{1/2}} + \frac{72}{336} \frac{u_0 l Ra_0}{a} + \frac{(720)^{3/2} Ra_0^{3/2}}{362880}. \quad (11)$$

Решения, представленные соотношениями (2) и (3), являются частным случаем решений (9)—(11) при  $u_0 = 0$ . Оценим влияние скорости  $u_0$  на величину максимальной скорости течения для второго эксперимента (см. рис. 7). Из соотношения (11), полагая в нем  $u_0 = 0$ , получаем  $Ra_0 = 7,49 \cdot 10^6$ . Тогда из соотношения (10) для  $u_0 = 0$  находим  $u_{\max, н} = 2,703 \cdot 10^{-3}$  м/с. Для  $u_0 = 0,55 \cdot 10^{-3}$  м/с из (11) получаем  $Ra_0 = 6,68 \cdot 10^6$  и из (10)  $u_{\max, н} = 2,716 \cdot 10^{-3}$  м/с, т. е. для  $u_0$ , составляющей 20 % от  $u_{\max, н}$ , максимальная скорость  $u_{\max, н}$  возрастает на 5 % по сравнению со значением, рассчитанным для  $u_0 = 0$ . В Атлантическом океане скорость движения литосферы менее 20 % от максимальной скорости  $u_{\max, н}$  в астеносфере, как будет показано в разделе 6. Поэтому для определения полей температуры и скорости в астеносфере под Атлантикой по результатам лабораторного моделирования мы будем пользоваться более простыми соотношениями (6) и (7) для  $u_0 = 0$ , полученными из (2) и (3) внесением поправки в числовой коэффициент.

## 6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЙ СКОРОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ В АСТЕНОСФЕРЕ ПО ДАННЫМ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Согласно [13, 14, 21, 24—28] принимаем следующие физические свойства астеносферы: плотность  $\rho = 3430 \text{ кг/м}^3$ ,  $\beta = 3,8 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ,  $\lambda = 3,5 \text{ Вт/(м}\cdot^\circ\text{C)}$ , теплоемкость  $C = 1100 \text{ Дж/(кг}\cdot^\circ\text{C)}$ ,  $a = 9,3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ . В лабораторном моделировании взято соотношение длины слоя к его толщине  $x_0/l = 10$ , поэтому для толщины астеносферы  $L = 300 \text{ км}$  получаем  $x_0 = 3000 \text{ км}$ . В Северной Атлантике (Канаро-Багамский геотраверс) средний удельный тепловой поток  $\bar{q} = 0,059 \text{ Вт/м}^2$  [19], тогда тепловой поток на один погонный метр, подводимый на оси хребта,  $Q = \bar{q}x_0 = 177 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}$ .

Средняя разность температуры в астеносфере в области восходящего потока в окрестности оси СОХ  $\bar{T}_в$  и в окрестности нисходящего потока (при  $x = x_0$ )  $\bar{T}_н$  может быть найдена из соотношения, полученного в работах [12, 14],

$$\bar{T}_в - \bar{T}_н = \frac{\Delta y (\rho_l - \rho_{H_2O})}{\beta \rho L}, \quad (12)$$

где  $\Delta y$  — разность средних высот в окрестности оси хребта и у его подножия в окрестности  $x = x_0$ ,  $\rho_l$  — плотность верхней части литосферы,  $\rho_{H_2O}$  — плотность океанической воды. Для медленноспрединговых хребтов, например Срединно-Атлантического хребта (САХ), характерен сложный профиль океанического дна: при монотонном снижении средней высоты хребта по мере удаления от его оси наблюдаются колебания уровня океанического дна на величину  $\pm 500 \text{ м}$  [29, 30]. Для  $\Delta y = 3,4 \pm 0,5 \text{ км}$ ,  $\rho_l = 2850 \text{ кг/м}^3$ ,  $\rho_{H_2O} = 1030 \text{ кг/м}^3$ ,  $\rho = 3430 \text{ кг/м}^3$ ,  $\beta = 3,8 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  получаем перепад температуры  $\bar{T}_в - \bar{T}_н = 158 \pm 33 \text{ }^\circ\text{C}$ .

В процессе вычислений удобнее использовать максимальный перепад температуры  $\Delta T_{\max, 0} = T_{\max, 0} - T_1$ , а не средний перепад  $\bar{T}_в - \bar{T}_н$ . Найдем зависимость величины  $\bar{T}_в - \bar{T}_н$  от  $\Delta T_{\max, 0}$ . Из рис. 6 следует, что в области восходящего потока ( $0 < x < 0,8 \text{ мм}$ ) среднее значение безразмерной температуры  $\bar{\theta}_в = 0,89$ , в области нисходящего потока ( $185 \text{ мм} < x < 195 \text{ мм}$ ) средняя безразмерная температура  $\bar{\theta}_н = 0,19$ . Поскольку  $\bar{T}_в = \Delta T_{\max, 0} \bar{\theta}_в$  и  $\bar{T}_н = \Delta T_{\max, 0} \bar{\theta}_н$ , то  $\bar{T}_в - \bar{T}_н = \Delta T_{\max, 0} (\bar{\theta}_в - \bar{\theta}_н) = 0,7 \Delta T_{\max, 0}$ , т. е. максимальный перепад температуры

$$\Delta T_{\max, 0} = 1,43 (\bar{T}_в - \bar{T}_н). \quad (13)$$

Из соотношения (13) с учетом выражения (12) следует, что для  $\beta = 3,8 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  минимальное значение  $\Delta T_{\max, 0(\min)} = 193 \text{ }^\circ\text{C}$ , максимальное  $\Delta T_{\max, 0(\max)} = 259 \text{ }^\circ\text{C}$  и среднее значение  $\Delta T_{\max, 0} = 226 \text{ }^\circ\text{C}$ . Из соотношения (6) получаем выражение для кинематической вязкости:

$$\nu = \frac{\beta g Q}{\lambda a} \left( \frac{\Delta T_{\max, 0} \lambda l}{8 Q} \right)^3. \quad (14)$$

Средняя кинематическая вязкость астеносферы для вышеприведенных параметров астеносферы и среднего перепада  $\Delta T_{\max, 0} = 226 \text{ }^\circ\text{C}$ , по (14) составит  $\nu = 9,53 \cdot 10^{13} \text{ м}^2/\text{с}$ . Согласно оценкам, приведенным,

например, в работах [6, 24, 30], динамическая вязкость низковязкой области астеносферы  $\eta \approx 3 \cdot 10^{17}$  Н·с/м<sup>2</sup> и кинематическая вязкость  $\nu = \eta/\rho \approx 9 \cdot 10^{13}$  м<sup>2</sup>/с.

Профили температуры, полученные в лабораторном (экспериментальном) моделировании для значений  $(x_0/l)_э$  и  $Ra_{0,э}$ , можно использовать для определения профилей температуры в астеносфере при значении  $(x_0/l)_э = (x_0/l)_а$  и  $Ra_{0,а}$ , отличном от  $Ra_{0,э}$ , если в области пограничного слоя ( $0 < y/l < 0,35$ ) провести преобразование координаты  $y/l$  при  $x = \text{const}$ . Особенностью конвективного теплообмена в режиме пограничного слоя является то, что в области  $0 < y/l < 0,35$  линейный масштаб имеет вид  $L_{п} = k(ax/u_{\text{max}})^{1/2}$  [31, 32]. Учитывая соотношения (6) и (7), получаем

$$L_{п} = k_1(x)^{1/2}/Ra_0^{1/4} = k_2(x)^{1/2}/Ra_0^{1/6}, \quad (15)$$

где  $k, k_1$  и  $k_2$  — постоянные коэффициенты. Преобразование координаты следующее:

$$\frac{y}{l} \frac{L_{п,а}}{L_{п,э}} = \frac{y}{l} \left( \frac{Ra_{0,э}}{Ra_{0,а}} \right)^{1/4} = \frac{y}{l} \left( \frac{Ra_{Q,э}}{Ra_{Q,а}} \right)^{1/6}, \quad (16)$$

где  $L_{п,а}$  — масштаб для астеносферы,  $L_{п,э}$  — масштаб в эксперименте.

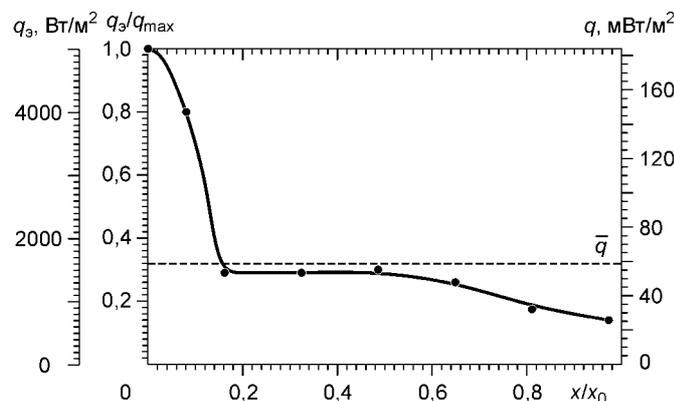
Принимаем физические свойства астеносферы, приведенные в начале этого раздела. Кроме того, мы получили оценки перепада температуры и кинематической вязкости:  $\Delta T_{\text{max},0} = 226$  °С и  $\nu = \eta/\rho \approx 9 \cdot 10^{13}$  м<sup>2</sup>/с. Используя принятые значения параметров, находим для астеносферы  $Ra_{Q,а} = \beta g Q L^3 / a \nu \lambda = 5,74 \cdot 10^9$  и  $Ra_{0,а} = \beta g \Delta T_{\text{max},0} L^3 / a \nu = 2,56 \cdot 10^7$ . Они отличаются от экспериментальных, полученных на модели астеносферы,  $Ra_{Q,э} = 1,09 \cdot 10^9$  и  $Ra_{0,э} = 8,47 \cdot 10^6$ . Поэтому в экспериментальных безразмерных профилях температуры преобразуем координату  $y/l$  в области  $0 < y/l < 0,35$ , используя соотношение (16) при  $(Ra_{Q,э}/Ra_{Q,а})^{1/6} = 0,76$ .

Распределение скоростей сейсмических волн в верхних оболочках Земли показывает снижение скоростей продольных  $v_p$  и поперечных  $v_s$  волн [14, 24, 33], связанное с переходом ассоциаций плагиоклаза с оливином в пироксен-шпинелевые и гранат-шпинелевые парагенезисы. Понижение скоростей совпадает с увеличением плотности. Такое совпадение можно объяснить изменением реологических свойств астеносферного слоя, связанным с понижением вязкости. Предварительное рассмотрение показало, что уменьшение вязкости не связано с частичным плавлением, так как зона частичного плавления находится в окрестности оси хребта. Снижение вязкости шпинелевых и гранатовых перидотитов в астеносфере может быть обусловлено повышением температуры. В качестве границы раздела литосфера—астеносфера, где понижается вязкость, принимаем изотерму  $T_\delta = 1150$  °С, эта температура равна температуре солидуса мантийного перидотита при атмосферном давлении [34, 35].

Проведенный нами анализ теплообмена в литосфере показал, что отклонение от линейного профиля температуры незначительное, и поэтому профиль температуры и толщина литосферы определяются соотношениями

$$T = T_\delta(y/\delta), \quad \delta = \lambda_\text{л} T_\delta / q, \quad (17)$$

где  $0 < y < \delta$ . Определяя толщину литосферы ( $\delta$ ) из приведенного соотношения, мы выполняем условие равенства теплового потока через литосферу и теплового потока в астеносфере на границе литосфера—астеносфера. Коэффициент теплопроводности литосферы при определении толщины  $\delta$  принимается



**Рис. 8. Распределение удельного теплового потока вдоль охлаждаемой верхней границы горизонтального слоя этилового спирта.**

Параметры слоя те же, что для рис. 6 и 7. На одной вертикальной оси слева нанесены экспериментальные значения удельного теплового потока  $q_э$ , на другой — безразмерные значения  $q_э/q_{\text{max}}$  для  $q_{\text{max}} = 5000$  Вт/м<sup>2</sup>. На вертикальной оси справа нанесены значения теплового потока на поверхности срединно-океанического хребта, имеющего средний тепловой поток на океаническом дне  $\bar{q} = 0,059$  Вт/м<sup>2</sup> (безразмерное значение  $\bar{q}/q_{\text{max}} = 0,32$ ). Максимальное значение удельного теплового потока на оси хребта  $q_{\text{max}} = 0,32\bar{q} = 184,3$  мВт/м<sup>2</sup>.

Таблица 3. Удельный тепловой поток ( $q$ ) и толщина литосферы ( $\delta$ ) для различных удалений от оси хребта

Параметр	Удаление от оси хребта ( $x$ ), в км										
	0—40	46,2	61,5	112,2	169,2	384	615	1077	1539	2001	2463
$q$ , мВт/м <sup>2</sup>	184	182	178,5	167,4	149,4	84,6	55	55	55	45	35
$\delta$ , км	18,8	19	19,3	20,6	23,1	40,3	62,7	62,7	62,7	76,7	98,5

равным  $\lambda_{д} = 3$  Вт/(м·°С) [26—28]. Распределение удельного теплового потока  $q$  на границе литосфера—астеносфера для различных удалений от оси хребта представлено на рис. 8. Оно получено из экспериментальной зависимости  $q_3/q_{\max} = f(x/x_0)$  при среднем тепловом потоке на дне  $\bar{q} = 0,059$  Вт/м<sup>2</sup>. В табл. 3 представлены тепловой поток ( $q$ ) (см. рис. 8) и толщина литосферы ( $\delta$ ), найденная из соотношения (17), для различных удалений  $x$  от оси хребта.

Распределение температуры, построенное с использованием экспериментальных данных, представленных на рис. 6, моделирует распределение сверхадиабатической температуры в астеносфере. Поэтому для определения профилей температуры в астеносфере по данным лабораторного моделирования необходимо учитывать адиабатический градиент температуры в астеносфере  $\gamma_{ад} = 0,56$  °С/км [24]. Температура в астеносфере толщиной  $L$  для фиксированного значения  $x$  определяется по данным лабораторного моделирования из соотношения

$$T = T_{\delta} + L \left( \frac{y}{l} \right) \gamma_{ад} + \theta \Delta T_{\max, 0} \quad (18)$$

где  $T_{\delta} = 1150$  °С,  $L = 300$  км,  $y/l$  — безразмерная ордината,  $l$  — толщина конвектирующего слоя в экспериментах,  $\theta$  — экспериментальные значения безразмерной температуры для соответствующих значений  $y/l$ ,  $\Delta T_{\max, 0} = 226$  °С. Второе слагаемое в правой части соотношения (18) учитывает адиабатическое

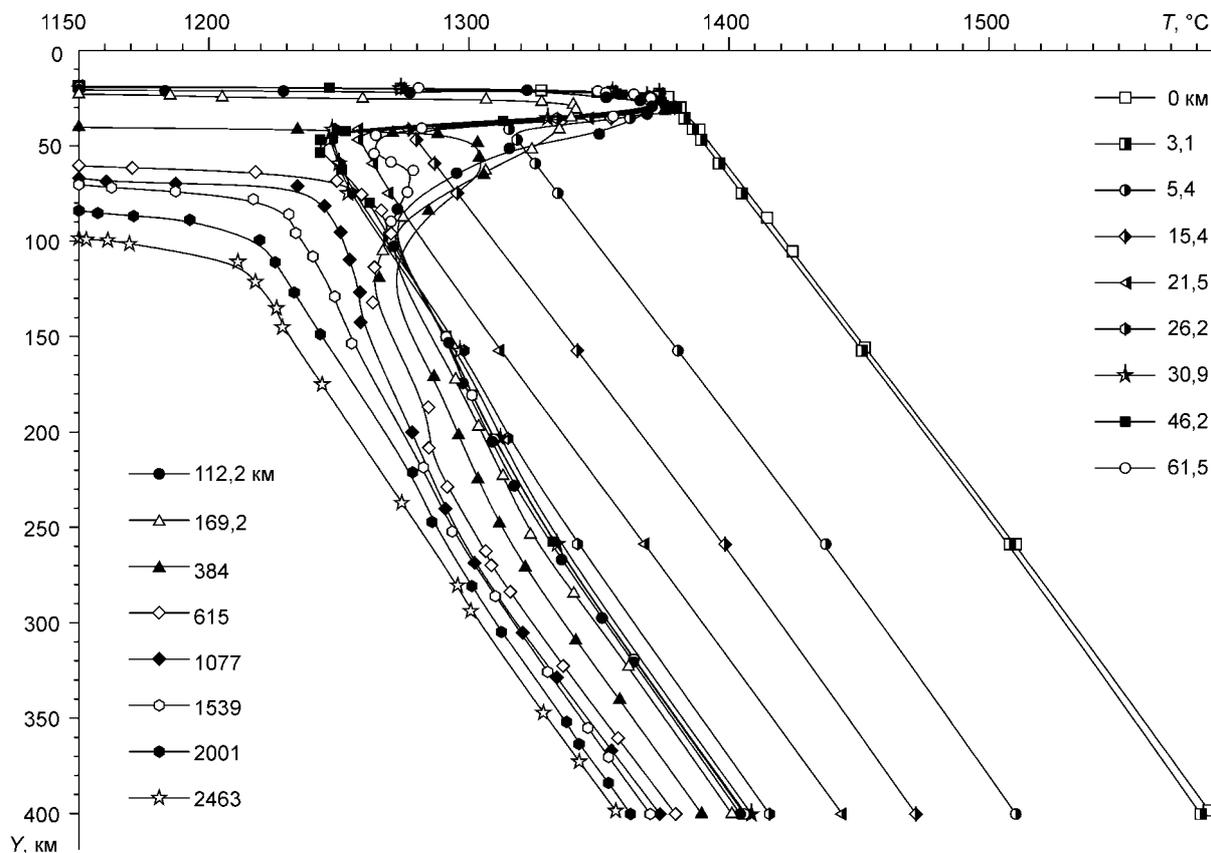


Рис. 9. Профили температуры по толщине астеносферы при различных удалениях от оси хребта:  $L = 300$  км,  $x_0 = 3000$  км,  $x_0/L = 10$ ,  $\Delta T_{\max, 0} = 226$  °С,  $\nu = 9,53 \cdot 10^{13}$  м<sup>2</sup>/с,  $a = 9,3 \cdot 10^{-7}$  м<sup>2</sup>/с,  $Q = 177 \cdot 10^3$  Вт/м,  $Ra_{Q, a} = 5,74 \cdot 10^9$  и  $Ra_{0, a} = \beta g \Delta T_{\max, 0} L^3 / \nu a = 2,56 \cdot 10^7$ .

изменение температуры с глубиной, третье слагаемое определяет изменение сверхadiaбатической температуры в астеносфере.

Профили температуры в астеносфере рассчитывались из профилей безразмерной температуры, представленных на рис. 6, следующим образом. Для каждого экспериментального профиля безразмерной температуры  $\theta = f(y/l)$ , построенного для  $x/x_0 = \text{const}$ , имеется таблица из двух колонок. В одной колонке — безразмерные координаты  $y/l$ , преобразованные по соотношению (16), в другой — соответствующие этим координатам значения  $\theta = (T - T_1)/\Delta T_{\text{max}, 0}$ . Безразмерные координаты в первой колонке  $y/l$  преобразуются в размерные координаты  $Y$  (км) для астеносферы по соотношению

$$Y = \delta + (y/l) \cdot 300, \quad (19)$$

где толщина литосферы  $\delta$  берется для соответствующего значения  $x$  из табл. 3. Вторая колонка ( $\theta$ ) преобразуется по соотношению (18). Для каждого профиля в первой строке таблицы задаются значения  $Y = 0$  и  $T = 0$ .

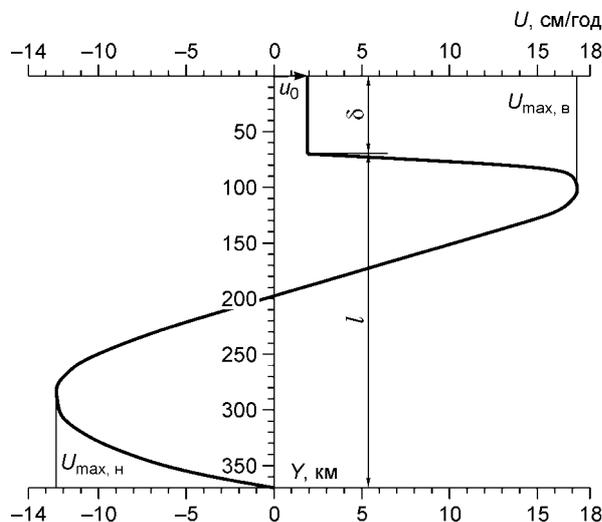
Профили температуры в астеносфере, полученные из профилей, измеренных в лабораторном моделировании, представлены на рис. 9. В интервале от  $T = 0$  до  $T = T_\delta$  профили температуры линейные. Для того чтобы яснее представить распределение температуры, профили построены, начиная со значений  $Y = \delta$  и  $T = T_\delta = 1150^\circ\text{C}$ . Наибольшие градиенты температуры в астеносфере существуют вблизи подошвы литосферы. С удалением от оси хребта температура понижается. Когда расстояние от оси хребта  $x$  увеличивается от 5 до 75 км, на глубине 30—45 км происходит резкое падение температуры, что связано с развитием теплового и динамического пограничного слоев у охлаждаемой кровли астеносферы. Из картины течения, снятой на видео (см. рис. 13), следует, что в окрестности оси хребта (при  $x < 25$  км) существует восходящий поток. При  $x = 25$ —35 км происходит опускание линий тока до глубины  $Y = 80$  км, затем есть подъем потока для  $x = 75$ —100 км и дальнейшее развитие пограничного слоя при  $x > 100$  км. Температура на подошве астеносферы резко уменьшается от значения  $1584^\circ\text{C}$  в области подъемного осевого потока ( $x = 0$ ) до  $1409^\circ\text{C}$  при  $x = 31$  км. При  $x > 31$  км температура на подошве астеносферы меняется уже не так сильно, и средняя температура здесь  $T \approx 1370^\circ\text{C}$ .

Обратимся еще раз к профилям безразмерной скорости, представленным на рис. 5 и 7. Как отмечено выше (в разделе 4), при довольно существенном увеличении  $Ra_0$  (в 3,75 раза) безразмерные профили скорости остаются неизменными. Поэтому профиль скорости течения в астеносфере под СОХ определим, используя профиль безразмерной скорости, полученный в моделировании и показанный на рис. 7.

Согласно соотношению (7), для параметров астеносферы  $Ra_0 = 2,56 \cdot 10^7$  и  $a = 9,3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$  максимальная скорость нижнего астеносферного потока  $U_{\text{max}, \text{н}} = 12,4$  см/год. Средняя скорость движения литосферной плиты в Северной Атлантике, на Канаро-Багамском геотраверсе,  $u_0 = 1,9$  см/год [19]. Координаты  $y/l$  на рис. 7 преобразуем в координаты астеносферного слоя  $Y$ , используя соотношение (19) и принимая в нем толщину литосферы  $\delta = 80$  км. Скорость течения в астеносфере ( $U$ ) находится из соотношения

$$U = U_{\text{max}, \text{н}} (u/u_{\text{max}, \text{н}}), \quad (20)$$

где  $u/u_{\text{max}, \text{н}}$  — безразмерная скорость, представленная на рис. 7 (кривая 7). При  $Y = 0$  и  $Y = \delta$  задается значение  $U = u_0$ .



Из рис. 10 следует, что максимальная горизонтальная скорость течения в верхней части астеносферного слоя  $U_{\text{max}, \text{в}} = 17,3$  см/год, скорость нижнего потока астеносферной ячейки  $U_{\text{max}, \text{н}} = 12,4$  см/год. Скорость движения плиты  $u_0$  значительно меньше скорости течения в астеносфере и составляет 15 % от  $U_{\text{max}, \text{н}}$ . Сила трения на границе литосфера—астеносфера имеет направление потока у кровли астеносферы. Эта сила была оценена в работах [14, 15], в которых получен критерий  $F/\rho\beta g\Delta T_{\text{max}, 0} l^2$ , определяющий силу  $F$ , приложенную ко всей океанической литосферной плите (на один погонный метр вдоль

**Рис. 10. Профили скорости  $U$  ( $Y$ ) в астеносфере.**

Параметры астеносферы см. рис. 9.

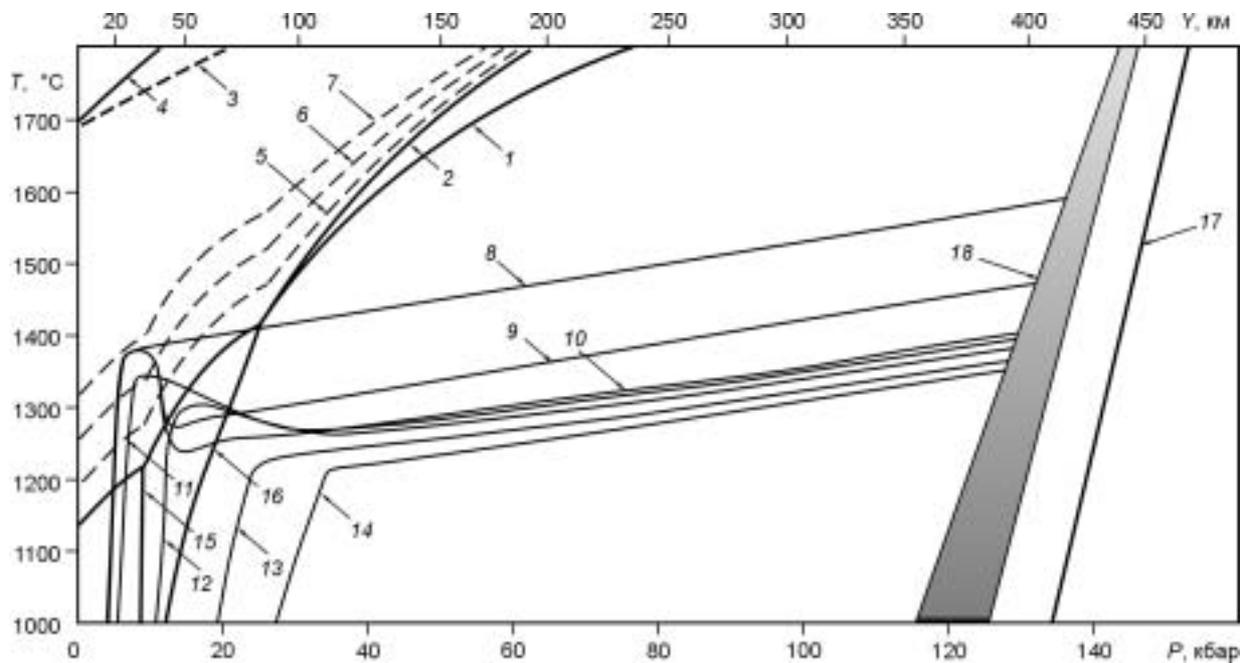
оси хребта) со стороны астеносферного потока. Для режима установившегося течения  $F/\rho\beta g\Delta T_{\max,0}l^2 = (5 - 6,2) \cdot 10^{-2}$  [14].

### 7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЙ УСТОЙЧИВОСТИ ОСНОВНЫХ ГЛУБИННЫХ ПАРАГЕНЕЗИСОВ

Проанализируем распределение минералогических фаций в астеносфере. В качестве простейшей петрологической модели ограничимся вариантом — данными по экспериментальному исследованию перидотита KLB-1 [34, 35]. Кривые плавления перидотита KLB-1 (кривые 1, 2) представлены на рис. 11. Сопоставление данных [34] (кривая 1) и [35] (кривая 2) показывает заметные расхождения, особенно в области высоких давлений, что связано с различиями методик проведения экспериментов. Анализ этих методических особенностей позволяет быть достаточно уверенными в результатах исследования до 30 кбар [34]. По-видимому, для области высоких давлений следует ориентироваться на данные [35], не только потому, что они более новые, но и потому, что они охватывают больший интервал давления. Кроме того, в отличие от данных [34], в работе [35] для давления выше 100 кбар кривая плавления перидотита KLB-1 имеет положительный наклон  $dT/dP > 0$ .

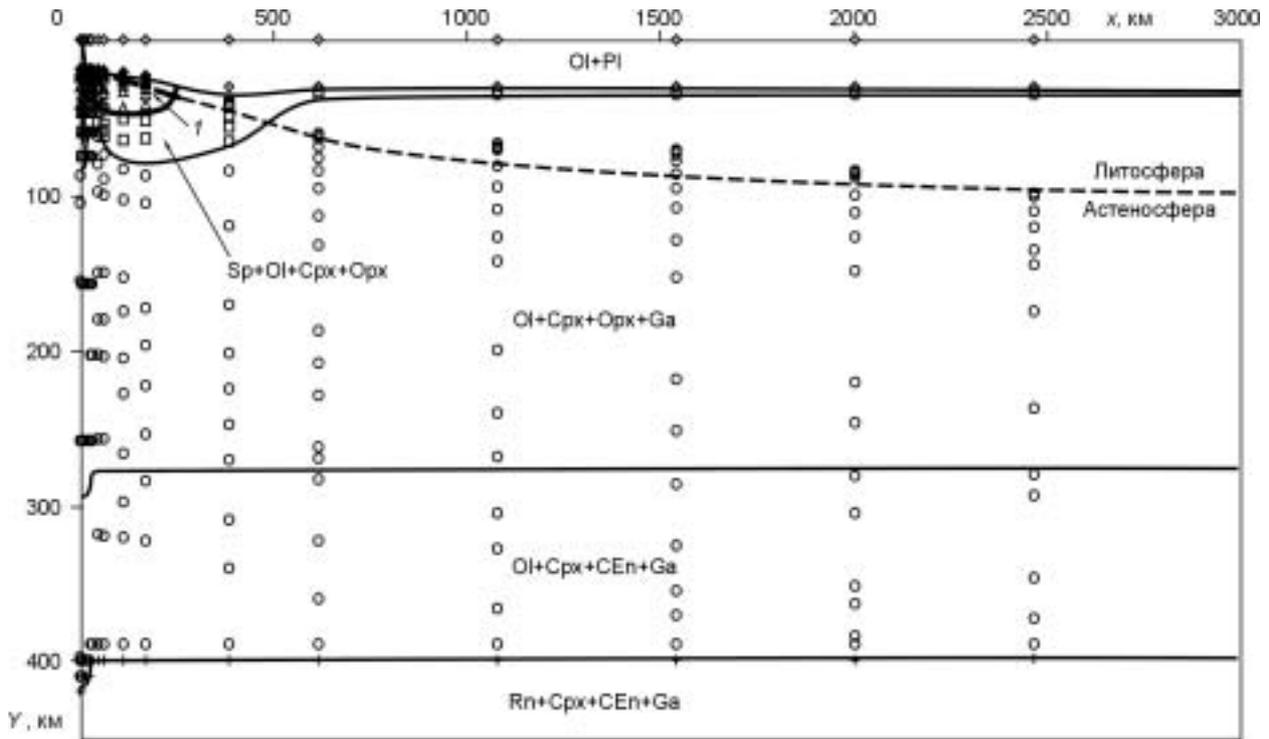
Если исходить из предположения, что мантия имеет однородный, неистощенный состав, близкий к перидотиту KLB-1, то вблизи оси хребта, где температуры максимальны (см. рис. 11), достигается область частичного плавления, представленная на рис. 12. Температуры довольно быстро понижаются от максимума как при удалении от оси хребта, так и с увеличением глубины. Плавление вещества перидотита не будет полным. Как можно предположить из возможной интерполяции между температурами начала плавления и полного расплавления, доля расплава не превышает 28 % (см. рис. 11), средняя доля расплава составляет около 15 %, что совпадает с имеющимися оценками [30]. Область частичного плавления сохраняется при удалении от оси хребта до  $x = 200$  км (см. рис. 12). Верхняя граница зоны частичного плавления располагается на глубинах от 19 км на оси хребта и опускается до глубин 25 км на расстоянии  $x = 200$  км от оси.

Однако наличие столь протяженных областей плавления не подтверждается геофизическими данными (см., например, [37]). Широкая область частичного плавления под срединно-океаническим хребтом может формироваться, только если предположить однородный, неистощенный перидотитовый состав



**Рис. 11. Основные фациальные границы и профили температуры в океанической мантии.**

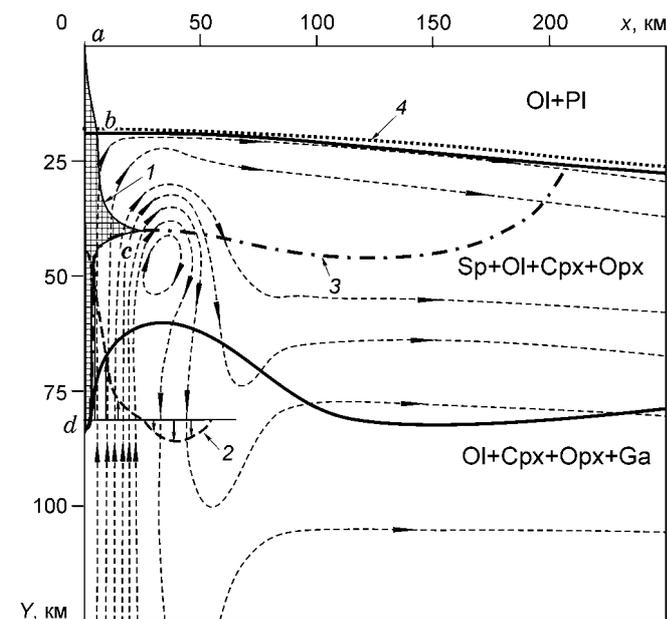
1 — кривая плавления перидотита KLB-1, по данным [34]; 2 — кривая плавления перидотита KLB-1 в интервале давлений выше 30 кбар, по [35]; 3 — температура полного плавления для перидотита KLB-1 в интервале давлений выше 30 кбар, по [35]; 4 — температура полного плавления для перидотита KLB-1, по [34]; 5—7 — возможное положение изолиний 10-, 20- и 30 %-го плавления от массы перидотита соответственно, 8—14 — профили температуры в верхней мантии на расстоянии от оси срединно-океанического хребта, равном 0; 15,4; 46,2; 169,2; 384; 1539 и 2463 км соответственно; границы превращения: 15 — ассоциаций плагиоклаза с оливином в двупироксен-шпинелевые парагенезисы (шпинелевые перидотиты), 16 — шпинелевых перидотитов в гранатовые, 17 — форстерита в шпинель [36], 18 — оливина в рингвудит [35].



**Рис. 12.** Схема распределения минералогических фаций для основных и ультраосновных составов в океанических областях литосферы и астеносферы.

Штриховая линия — граница между литосферой и астеносферой. Показаны точки ( $P$ ,  $T$ ), взятые из профилей температуры в астеносфере, представленных на рис. 9: ромбы — в области ассоциаций плагиоклаза с оливином, треугольники — в области возможного появления расплава в случае недифференцированной мантии, состав которой отвечает перидотиту KLB-1, прямоугольники — в области устойчивости парагенезиса шпинелевых перидотитов, круги — в области устойчивости парагенезиса гранатовых перидотитов.  $l$  — область возможного появления расплава в случае недифференцированной мантии, состав которой отвечает перидотиту KLB-1. Sp — шпинель, OI — оливин, Cpx — клинопироксен, Opx — ортопироксен, Ga — гранат, CEn — клиноэнстатит, Rn — рингвудит.

мантии, что маловероятно. Во-первых, процесс частичного плавления мантийного вещества подразумевает его значительную дифференциацию. Во-вторых, помимо поля температуры и давления, на фациальное строение мантии оказывают влияние конвективные потоки мантийного вещества (рис. 13).



Для той области температур и давлений, в которой достигаются условия частичного плавления перидотита KLB-1, расплав по сравнению с исходным составом обогащается кремнеземом, глиноземом и кальциевым компонентом. Ресит, составляющий не менее 85 % на оси хребта, будет состоять преимущественно из оливина с небольшой примесью ортопироксена и клинопироксена, т. е. будет отвечать по своему составу дуниту. В связи с активно протекающими процессами перекристаллизации ве-

**Рис. 13.** Схема расположения области частичного плавления в окрестности оси срединно-океанического хребта.

Штриховыми линиями показаны линии тока,  $a-d$  — характерные уровни области частичного плавления.  $1$  — область генерации магматических расплавов,  $2$  — профиль вертикальной скорости течения в астеносфере в окрестности оси СОХ,  $3$  — граница солидуса перидотита KLB-1,  $4$  — граница литосфера—астеносфера.

щества рестита, расплав будет отжиматься и мигрировать в более горячие области и в верхние горизонты магматического очага. Оттуда расплав будет внедряться по тектоническим нарушениям в вышележащие горизонты океанической коры, образуя многочисленные интрузии, и(или) изливаться на поверхность. Как результат этого процесса на месте магматического очага остается тугоплавкий остаток, представляющий собой дунитовые породы.

Зона частичного плавления  $a-d$  и линии тока в астеносфере под СОХ представлены на рис. 13. Восходящий поток в осевой части хребта, расходящийся далее в обе стороны от оси, смещает тугоплавкий дунитовый остаток в сторону, освобождая место для новых порций неистощенного мантийного вещества. Постепенно вдоль границы литосфера—астеносфера должен сформироваться слой дунитовых пород, отличающийся по своей реологии от перидотитового вещества мантии. Температура плавления дунита в области восходящего потока  $b-c$  выше температуры астеносферы в этой зоне, поэтому образование тугоплавкого оливинового рестита и его перемещение от оси срединно-океанического хребта значительно сокращает область, в которой могут генерироваться расплавы. На рис. 13 видно, что средняя ширина области частичного плавления (в одну сторону от оси хребта) составляет 5—7 км, т. е. общая ширина области 10—14 км. Глубина зоны частичного плавления примерно равна 80 км. Максимальная ширина этой области совпадает с шириной восходящего потока мантийного вещества по оси хребта (уровень  $c$  на рис. 13) и не превышает 20—25 км. На расстоянии  $x > 25$  км (уровень  $c$ ) существует нисходящее течение в астеносфере. Вещество погружается, и генерация расплава становится невозможной из-за того, что в нисходящем потоке находятся породы преимущественно дунитового состава.

Приводя полученные нами оценки ширины зоны частичного плавления в астеносфере, отметим, что на сегодняшний день имеется ряд данных о ширине линз расплава в коре под СОХ. Согласно геофизическим данным (см. [38, 39] и их интерпретацию [37]), под Восточно-Тихоокеанским поднятием находится зона пониженных сейсмических скоростей, простирающаяся от глубины 1—2 км до подошвы коры. На подошве зона пониженных скоростей имеет ширину 10—12 км. Самые низкоскоростные аномалии связаны с узкой (~2 км шириной) и довольно тонкой (<1 км) зоной в средней части коры. Согласно модели [37], построенной на основании геофизических данных, на глубинах от 1 до 2 км под быстросрединговым хребтом, таким как Восточно-Тихоокеанское поднятие, располагаются тонкие высотой от 100 м до 1 км и узкие шириной <3 км линзы расплава. Сейсмические данные свидетельствуют о том, что в коре под медленносрединговыми хребтами с малым поступлением магмы, например САХ, нет больших стационарных магматических очагов [37]. Предполагается дайкообразная зона под рифтовой долиной, из которой формируются небольшие интрузии в виде силлов, последовательно кристаллизующиеся в процессе образования нижней части океанической коры. Размеры этих интрузий магматического расплава значительно варьируют и отражают существенную нестационарность их подпитки магмой. Ширина области частичного плавления на коровых глубинах (см. рис. 13) под медленносрединговым СОХ соизмерима с предполагаемой шириной дайковой зоны под САХ, приведенной в [37]. Вероятно, источником коровых магматических очагов под срединно-океаническими хребтами может служить нижележащая астеносферная область частичного плавления  $b-c-d$ , полученная нами по результатам лабораторного теплофизического моделирования и петрологическим данным.

Проведенные исследования показывают, что при определении границ магматического очага и возможных путей эволюции магматических расплавов необходимо учитывать не только поле температуры и давления, но и поле скорости движения вещества. Кроме того, нужно учитывать дифференциацию вещества в магматическом очаге. Для дальнейшего решения задачи требуются как дополнительные экспериментальные исследования особенностей ликвидусных взаимоотношений, так и специальное гидродинамическое моделирование поля скорости в окрестности оси хребта.

Хотя соотношения в солидусе для перидотита KLB-1 экспериментально исследованы недостаточно, возможное положение границ переходов ассоциаций оливинов с плагиоклазом в шпинель-пироксеновые перидотиты и шпинель-пироксеновые перидотитов в гранатовые можно уточнить и приблизительно экстраполировать (особенно наклон этих границ) в область низких температур, исходя из экспериментальных исследований в синтетических модельных системах [40, 41].

Отметим, что поле скорости не искажает границ твердофазовых переходов. Положение этих границ изменяется в соответствии с полем температуры в астеносфере в условиях свободной конвекции.

Глубины исчезновения ассоциаций плагиоклаза с оливином изменяются мало: от 20 км на оси хребта до 30 км на океанических окраинах. Это связано с небольшой зависимостью наклона этой границы (реакция  $An + Fo = Crx + Opx + Sp + Fo$ , [40]) от температуры.

Граница превращения шпинелевых перидотитов в гранатовые значительно зависит от температуры [41, 42], и ее уровень меняется в соответствии с полем температуры. Вблизи оси хребта из-за интенсивного прогрева уровень этой границы опускается до 84 км (см. рис. 13). На расстоянии 20—30 км от оси хребта уровень этой границы повышается до 60 км вследствие понижения температуры, на расстоянии 100—120 км он понижается до 85 км, на расстоянии более 600 км от оси хребта из-за понижения температуры

в верхних частях мантии до 500—600 °С уровень границы повышается почти до 30 км (см. рис. 12) и практически совпадает с уровнем исчезновения оливин-плагноклазовых ассоциаций. Поскольку по отношению к модельным системам, в которых исследованы эти границы, в природных перидотитах содержатся дополнительные компоненты, такие как железо, щелочи и т. д., то эти границы утрачивают строгую определенность как по температуре и давлению, так и по ассоциации. Так, в железосодержащих системах становятся возможными гранат-оливиновые ассоциации, содержащие шпинеллоиды. Поэтому для областей, удаленных от оси хребта, там, где температуры на этой границе опускаются низко, становится незначимой область устойчивости шпинелевых перидотитов и после небольшого, размытого слоя шпинель-оливин-гранатовых пород на глубинах более 30 км появляется парагенезис гранатовых лерцолитов.

В связи со сложным распределением температуры в верхней мантии интересно отметить поведение еще одной границы смены парагенезисов, связанной с превращением оливина в рингвудит. При давлениях 80—110 кбар, ортопироксены энстатитового ряда переходят в клинопироксены [43]. Поэтому на больших глубинах (свыше 250 км) парагенезис гранатовых лерцолитов будет содержать два клинопироксена — энстатитового и диопсидового рядов. В связи с близостью свойств клино- и ортопироксеновых структур, этот фазовый переход не должен существенно отразиться на физических свойствах вещества мантии.

Граница превращения рингвудит—оливин на оси СОХ погружается до глубин 420 км (см. рис. 12), но уже на расстоянии 10—12 км от оси она устанавливается на уровне 400—410 км и практически не меняет своего положения при удалении от оси хребта. Хотя линейные масштабы этого явления невелики, оно имеет большое значение, так как указывает на проницаемость границы этого перехода для свободно-конвективных течений.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании геологических, геофизических, геохимических данных и результатов теплофизического моделирования предложена модель свободно-конвективных течений в астеносфере под океаном. Теплофизическая модель астеносферы представляет собой горизонтальный слой с адиабатической подошвой, нагреваемый в окрестности оси хребта и охлаждаемый на кровле. Результаты лабораторного моделирования показали, что режим свободно-конвективного течения в астеносфере под океаном — это режим пограничного слоя, для которого  $Ra_0 > 5 \cdot 10^5$ .

На основе результатов проведенного теплофизического моделирования и основных фациальных границ перидотита KLB-1 построено распределение минералогических фаций для основных и ультраосновных составов в океанических областях литосферы и астеносферы. Положение границ минералогических фаций зависит в основном от поля температуры и поля давления. Однако размеры и форма области частичного плавления и генерации магматических расплавов испытывают существенное влияние конвективного движения мантийного вещества. Образование тугоплавкого оливинового рестита и его перемещение от оси срединно-океанического хребта ограничивают размеры области генерации магматических расплавов. Средняя ширина этой области может быть равна 5—7 км (по одну сторону от оси хребта), глубина зоны частичного плавления составляет около 80 км.

Проведенные исследования показывают, что при определении границ магматического очага и возможных путей эволюции магматических расплавов необходимо учитывать не только поле температуры и давления, но и поле скорости движения вещества. Кроме того, нужно учитывать дифференциацию вещества в магматическом очаге.

Настоящее комплексное исследование, представляющее собой теплофизическое моделирование в сочетании с анализом петрологических данных, инициировано академиком Н.Л. Добрецовым. Авторы благодарны ему за плодотворные дискуссии при выполнении работы, в результате которых были внесены значительные изменения в содержание статьи.

Работа поддержана Фондом содействия отечественной науке (грант по программе „Молодые кандидаты и доктора наук РАН. Выдающиеся ученые РАН“ на 2005 г.), РФФИ (грант № 05-05-64899а), грантом Президента Российской Федерации для поддержки ведущих научных школ НШ-1247.2003.5 и Президиума РАН — интеграционный проект с Президиумом РАН по программе специализированных отделений РАН (программа 6.5. — отделения Наук о Земле) — проект 6.5.3.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Richter F.M., Parsons B.** On the interaction of two scales of convection in the mantle // *J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, № 17, p. 2529—2541.
2. **Kincaid C., Sparks D.W., Detrick R.S.** The relative importance of plate-driven and buoyancy-driven flow at mid-ocean ridges // *J. Geophys. Res.*, 1996, v. 101, № B7, p. 16177—16194.

3. **Magde L.S., Kincaid C., Sparks D.W., Detrick R.S.** Combined laboratory and numerical studies of the interaction between buoyant and plate-driven upwelling beneath segmented spreading centers // *J. Geophys. Res.*, 1996, v. 101, № B10, p. 22107—22122.
4. **Sparks D.W., Parmentier E.M.** Melt extraction from the mantle beneath spreading centers // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 1991, v. 105, № 4, p. 368—377.
5. **Braun M.G., Hirth G., Parmentier E.M.** The effects of deep damp melting on mantle flow and melt generation beneath mid-ocean ridges // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2000, v. 176, № 3—4, p. 339—356.
6. **Choblet G., Parmentier E.M.** Mantle upwelling and melting beneath slow spreading centers: effects of variable rheology and melt productivity // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2001, v. 184, № 3—4, p. 589—604.
7. **Georgen J.E., Lin J.** Three-dimensional passive flow and temperature structure beneath oceanic ridge—ridge—ridge triple junctions // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2002, v. 204, № 1—2, p. 115—132.
8. **Boutillier R.R., Keen C.** Small-scale convection and divergent plate boundaries // *J. Geophys. Res.*, 1999, v. 104, № B4, p. 7389—7404.
9. **West B.P., Wilcock W.S.D., Sempère J.-C., Géli L.** Three-dimensional structure of asthenospheric flow beneath the Southeast Indian Ridge // *J. Geophys. Res.*, 1997, v. 102, № B4, p. 7783—7802.
10. **Трубицын В.П.** Тектоника плавающих континентов // *Вестн. РАН*, 2005, т. 75, № 1, с. 10—21.
11. **Zhang J., Libchaber A.** Periodic boundary motion in thermal turbulence // *Phys. Rev. Lett.*, 2000, v. 84, № 19, p. 4361—4364.
12. **Кирдяшкин А.Г.** Тепловые гравитационные течения и теплообмен в астеносфере. Новосибирск, Наука, 1989, 81 с.
13. **Dobretsov N.L., Kirdyashkin A.G.** Deep-level geodynamics. Rotterdam; Brookfield, A.A. Balkema, 1998, 328 p.
14. **Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А.** Глубинная геодинамика (Изд-е 2-е, доп. и перераб.). Новосибирск, Изд-во СО РАН, филиал „Гео“, 2001, 408 с.
15. **Кирдяшкин А.А., Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г.** Экспериментальное моделирование влияния субдукции на пространственную структуру конвективных течений в астеносфере под континентом // *Докл. РАН*, 2002, т. 384, № 5, с. 682—686.
16. **Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г., Добрецов Н.Л.** Влияние субдукции на структуру тепловых гравитационных течений в астеносфере под континентом // *Геология и геофизика*, 2000, т. 41, № 2, с. 207—219.
17. **Davies G.F., Richards M.A.** Mantle convection // *J. Geol.*, 1992, v. 100, № 2, p. 151—206.
18. **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.
19. **Международный геолого-геофизический атлас Атлантического океана** / Ред. Г.Б. Удинцев. М., Мингео СССР, АН СССР, ГУГК при Совете министров СССР, 1989—1990, 154 с.
20. **Sclater J., Jaupart C., Galson D.** The heat flow through oceanic and continental crust and heat loss of the Earth // *Rev. Geophys. Space Phys.*, 1980, v. 18, p. 264—311.
21. **Anderson O.L., Isaak D., Oda H.** High-temperature elastic constant data on minerals relevant to geophysics // *Rev. Geophys.*, 1992, v. 30, № 1, p. 57—90.
22. **Варгафтик Н.Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., Наука, 1972, 720 с.
23. **Kirdyashkin A.G.** Thermogravitational and thermocapillary flows in a horizontal liquid layer under the conditions of a horizontal temperature gradient // *Int. J. Heat Mass Trans.*, 1984, v. 27, № 8, p. 1205—1218.
24. **Жарков В.Н.** Внутреннее строение Земли и планет. М., Наука, 1983, 416 с.
25. **Берч Дж., Шерер Дж., Спайсер Г.** Справочник для геологов по физическим константам. М., Изд-во иностр. лит., 1949, 303 с.
26. **Справочник физических констант горных пород** / Ред. С. Кларк. М., Мир, 1969, 543 с.
27. **Физические свойства горных пород и полезных ископаемых** / Ред. Н.Б. Дортман. М., Недра, 1984, 346 с.
28. **Физические свойства минералов и горных пород при высоких термодинамических параметрах** / Ред. М.П. Воларович. М., Недра, 1988, 255 с.
29. **Small Ch., Sandwell D.T.** Imaging mid-oceanic ridge transition with satellite gravity // *Geology*, 1994, v. 22, № 2, p. 123—126.
30. **Vonatti E., Ligi M., Brunelli D. et al.** Mantle thermal pulses below the Mid-Atlantic Ridge and temporal variations in the formation of oceanic lithosphere // *Nature*, 2003, v. 423, p. 499—505.
31. **Джалурия Й.** Естественная конвекция. М., Мир, 1983, 400 с.
32. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М., Наука, 1969, 742 с.

33. **Manghnani M.H., Ramanantoandro R., Clark S.P.** Compressive shear velocities in granulite facies rocks and eclogites to 10 kb // *J. Geophys. Res.*, 1974, v. 79, p. 5427—5466.
34. **Takahashi E.** Melting of a dry peridotite KLB-1 up to 10—14 GPa: implications on the origin of peridotitic upper mantle // *J. Geophys. Res.*, 1986, v. 91, № B9, p. 9367—9382.
35. **Herzberg C., Zhang J.** Melting experiments on anhydrous peridotite KLB-1: compositions of magmas in the upper mantle and transition zone // *J. Geophys. Res.*, 1996, v. 101, № B4, p. 8271—8295.
36. **Presnall D.C., Weng Y.-H., Milholland C.S., Walter M.J.** Liquidus phase relations in the system MgO—MgSiO<sub>3</sub> at pressures up to 25 GPa — constraints on crystallization of a molten Hadean mantle // *Phys. Earth Planet. Inter.*, 1998, v. 107, № 1—3, p. 83—95.
37. **Sinton J.M., Detrick R.S.** Mid-ocean ridge magma chambers // *J. Geophys. Res.*, 1992, v. 97, № B1, p. 197—216.
38. **Toomey D.R., Purdy G.M., Solomon S., Wilcox W.** The three-dimensional seismic velocity structure of the East Pacific Rise near latitude 9°30' N // *Nature*, 1990, v. 347, p. 639—644.
39. **Caress D.W., Burnett M.S., Orcutt J.A.** Tomographic image of the axial low-velocity zone at 12°50' N on the East Pacific rise // *J. Geophys. Res.*, 1992, v. 97, № B6, p. 9243—9263.
40. **Kushiro I., Yoder H.S.** Anorthite-forsterite and anorthite-enstatite reactions and their bearing on the basalt-eclogite transformation // *J. Petrol.*, 1966, v. 7, pt. 3, p. 337—362.
41. **Сурков Н.В.** Экспериментальное исследование устойчивости и плавления дивариантных ассоциаций в форстеритнормативной части системы CaO—MgO—Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>—SiO<sub>2</sub> в связи с петрологией верхней мантии // *Материалы по генетической и экспериментальной минералогии. Новосибирск, Изд-во СО РАН, НИЦ ОИГТМ СО РАН, 1995, с. 27—43. (Тр. ОИГТМ СО РАН, вып. 832).*
42. **MacGregor I.D.** The reaction 4 enstatite + spinel = forsterite + pyrope // *Carnegie Inst. Wash., Yearbook (1963—1964)*, 1964, v. 63, p. 156—157.
43. **Gasparik T.** Phase relations in the transition zone // *J. Geophys. Res.*, 1990, v. 95, № B10, p. 15751—15769.

*Поступила в редакцию  
1 июня 2005 г.*