УДК 550.311

# ВЛИЯНИЕ СЖИМАЕМОСТИ, ДИССИПАЦИИ И ТЕПЛОВЫХ ИСТОЧНИКОВ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ТЕПЛОВОГО ПОТОКА В МАНТИИ ЗЕМЛИ

© 2020 г. А. П. Трубицын<sup>1,</sup> \*, В. П. Трубицын<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия \*E-mail: atrub@yandex.ru Поступила в редакцию 16.03.2020 г. После доработки 14.05.2020 г.

Принята к публикации 16.05.2020 г.

По закону сохранения энергии при конвекции полное тепло, выделяемое при адиабатическом течении, и диссипативное тепло взаимно точно компенсируются, так как являются внутренними процессами. Однако их учет по сравнению с приближением Буссинеска для несжимаемой мантии меняет градиент температуры с изменением самой температуры до 500 К и уменьшает тепловой поток мантии почти в 2 раза. В настоящей работе анализируются влияние на распределения температуры и тепловых потоков в мантии эффектов диссипации и адиабатической сжимаемости вещества, а также роль внутренних источников тепла. Эффекты диссипации и адиабатического сжатия можно интерпретировать как эффективные источники тепла, неравномерно распределенные в пространстве. Отрицательные однородные источники тепла всегда увеличивают тепловой поток из ядра. Однако в реальности при учете адиабатической сжимаемости, интегрально эквивалентной отрицательному тепловому источнику, тепловой поток из ядра также, как при учете диссипации, уменьшается.

*Ключевые слова:* мантийная конвекция, температура в мантии Земли, вязкая диссипация, адиабатическая сжимаемость.

DOI: 10.31857/S0002333720060113

#### введение

При моделировании конвекции в мантии Земли ради простоты расчетов до сих пор часто используется приближение Буссинеска (Boussinesq Approximation, BA), и при этом пространственное распределение вязкости задается как функция нададиабатической температуры. Такие модели содержат три неточности. Во-первых, при использовании приближения Буссинеска, не учитывающего адиабатическую сжимаемость материала при его перемещении по глубине, горизонтально усредненная температура в основной части мантии в отличие от реальной не растет с глубиной. Во-вторых, вязкость, определяемая экспоненциальной функцией с параметрами энергии активации, по своему физическому смыслу может зависеть только от полной температуры внутри мантии, а не от нададиабатической части этой температуры. В-третьих, благодаря неоднородности тепла, выделяемого при диссипации и адиабатическом сжатии, рассчитываемый в приближении Буссинеска тепловой поток из мантии оказывается сильно завышенным.

В настоящей работе на основе численного моделирования тепловой конвекции в расширенном приближении Буссинеска (Extended Boussinesq Approximation, EBA) исследуются эффекты адиабатической сжимаемости и вязкой диссипации, а также внутренних тепловых источников. Анализируется, в какой мере учет каждого из них, а также их совместный учет, влияет на распределения температуры и теплового потока в мантии.

## УРАВНЕНИЯ КОНВЕКЦИИ В ПРИБЛИЖЕНИИ ЕВА

Исторически первым приближением для изучения явления тепловой конвекции было приближение Буссинеска (ВА). В настоящее время обычно используется более точное расширенное приближение Буссинеска (ЕВА). Поскольку учет сжимаемости вещества мало изменяет решение уравнений переноса массы (3) и импульса (1), то в приближении ЕВА эффекты диссипации и адиабатической сжимаемости учитываются только в уравнении переноса тепла (2). В этом приближении уравнения конвекции для сжимаемой вязкой жидкости в безразмерных переменных имеют вид [Zhong, 2006; Трубицын В.П., Трубицын А.П., 2016; Yoshida, 2017]:

$$\frac{-\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \left( \operatorname{Ra} \alpha T - \sum_{n=1}^{3} \operatorname{Rb}_n \Gamma_n \right) \delta_{i3}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_i \frac{\partial T}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{\text{Di}}{\text{Ra}} \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \\ - \text{Di}\alpha \left( T + T_s \right) v_3 + \sum_{n=1}^3 \text{Di} \frac{\text{Rb}_n}{\text{Ra}} \times$$
(2)

$$\times \left(\frac{\partial \Gamma_n}{\partial t} + v_i \frac{\partial \Gamma_n}{\partial x_i}\right) \gamma_n \left(T + T_s\right) + H,$$
$$\frac{\partial v_j}{\partial x_i} = 0, \tag{3}$$

$$\tau_{ij} = \eta \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right), \tag{4}$$

где: координата x<sub>3</sub> отсчитывается вверх от границы мантии с ядром;  $v_i$  — скорости течений;  $\eta$  вязкость, зависящая от температуры и глубины; *p* – динамическое давление;  $\tau_{ii}$  – тензор вязких напряжений; *T* – температура в мантии; *T*<sub>s</sub> – поверхностная температура; D – толщина слоя мантии; Ra =  $\alpha_0 \rho_0 g \Delta T D^3 / (\eta_0 \kappa_0)$  – тепловое число Рэлея;  $\Delta T$  – перепад температуры от поверхности до нижней границы мантии; g – ускорение силы тяжести;  $\alpha_0$ ,  $\rho_0$ ,  $\eta_0$ ,  $\kappa_0$  – соответственно средние значения коэффициента теплового расширения, плотности, вязкости и температуропроводности мантии;  $Di = \alpha_0 g D / c_p - диссипатив$ ное число;  $c_p$  – удельная теплоемкость мантии;  $H = H_{int} - плотность внутренних тепловых источ$ ников;  $\operatorname{Rb}_n = \delta \rho_n g D^3 / (\eta_0 \kappa_0) - \phi$ азовые числа;  $\delta \rho_n - \phi$ скачок плотности при *n*-м фазовом переходе;  $\gamma_n$  – наклон фазовой кривой при *n*-м фазовом переходе; Г<sub>*n*</sub> – фазовая функция. В качестве единиц измерения обычно берется для расстояния толщина мантии *D*, для времени  $t_0 = D^2/\kappa_0$ , для температуры ее перепад в мантии  $\Delta T = 3500$  K, для параметров вещества  $\eta_0 = 4 \times 10^{21}$  Па·с,  $\alpha_0 = 2.8 \times 10^{-5}$  K<sup>-1</sup>,  $\kappa_0 = 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с. Удельная теплоемкость полагается постоянной  $c_p = 1.25 \times 10^3 \,\text{Дж}/(\text{кг K})$ . Это дает для числа Рэлея и диссипативного числа значения  $Ra = 2 \times 10^7 \text{ M} \text{ Di} = 0.65.$ 

Рассматривается модель мантии Земли в виде вязкой среды в двухмерной квадратной области размером 2900 км, для которой заданы значения температуры на непроницаемых верхней и нижней границах. На этих границах (в силу контакта с водой или воздухом и жидким ядром) задавались нулевые касательные напряжения. Боковые границы считались скользкими и теплоизолированными. Численное решение уравнений конвекции для различных вариантов этой модели выполнялось по программе конечных элементов СitcomCU [Moresi et al., 1996; Zhong, 2006], усовершенствованной А.Н. Евсеевым.

### ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННИХ ИСТОЧНИКОВ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

Внутренними источниками тепла в мантии  $H_{int}$ являются выделение тепла при радиоактивном распаде урана и тория, а также выделение тепла, обусловленное вековым остыванием Земли. По данным о возрасте и составе изверженных пород можно определить, как со временем менялась температура частичного плавления в восходящих мантийных потоках в литосфере. Согласно [Berry et al., 2008] мантия Земли остывает со скоростью примерно 50-80 К/млрд лет. При этом все вещество недр мантии отдает тепло, которое, наряду с радиоактивными источниками, играет роль внутренних тепловых источников мантии. Полный поток тепла, выходящий из мантии, формируется потоком из ядра и внутренними источниками мантии. Поток тепла всей Земли дополняется потоком тепла радиоактивных изотопов земной коры. Для современной Земли, принимая полный поток тепла Земли равным 47 ТВт [Davies, Davies, 2010], и поток из ядра равным  $Q_c = 13$  TBt [Zhong, 2006], получим для теплового потока (плотности потока тепла) на границе ядро-мантия  $q_c$  =  $= Q_c / (4\pi r_c^2) = 85 \text{ мBt/м}^2$ . При моделировании конвекции в мантии рассчитывается поток тепла, идущий из мантии в кору, который для современной Земли оценивается как  $Q_s = 40$  TBT [Arevalo, 2009], что дает для плотности потока  $q_s = 80 \text{ мBt/m}^2$ . Поэтому источники (радиоактивность и вековое остывание) дают поток тепла  $Q_{int} = 40 - 13 = 27 \text{ TBT},$ что при массе мантии  $M_m = 4 \times 10^{24}$  кг соответствует плотности внутренних тепловых источни-ков  $H_{int} = Q/M_m = 7 \times 10^{-12}$  Вт/кг и термометрической плотности источников  $5.6 \times 10^{-15}$  K/c. В выбранных выше безразмерных единицах плотность внутренних тепловых источников мантии в уравнении (2) равна 14.5.

Поскольку при высоких числах Рэлея конвекция становится неустойчивой с большими колебаниями, в частности, для распределения теплового потока, то эффекты тепловых источников удобнее иллюстрировать на модели конвекции с  $Ra = 10^6$ . На рис. 1 приведены рассчитанные в приближении Буссинеска распределения температуры по глубине при различной величине заданных внутренних тепловых источников, однородно распределенных в мантии.

В приближении Буссинеска в отсутствие внутренних источников тепла распределение температуры симметрично относительно верха и низа с одинаковыми толщинами погранслоев, так как тепловые потоки тепла, входящие снизу из ядра и выходящие из мантии сверху, одинаковы. Поскольку внутренние источники тепла увеличивают тепловой поток, выходящий из мантии, то



**Рис. 1.** Зависимость температуры T(z) от глубины z при Ra =  $10^6$  для различных значений равномерно распределенных внутренних источников тепла H = -10, 0, 10, 20, 50.

распределение температуры становится несимметричным, с разными величинами градиента температуры в погранслоях. Соответственно, перепад температуры в верхнем погранслое становится больше, чем в нижнем.

На рис. 2 приведены соответствующие усредненные по времени и сглаженные распределения для теплового потока.

Так как положительный источник добавляет тепло, то увеличивается тепловой поток q, выходящий из мантии. При этом мантия внизу становится теплее, и градиент температуры в нижнем погранслое уменьшается, что ведет к уменьшению теплового потока, идущего из ядра. Положительный тепловой источник как бы запирает этот поток. Соответственно, отрицательный источник тепла уменьшает тепловой поток, выходящий из мантии, так как поглощает тепло внутри мантии. При этом он увеличивает поток тепла из ядра в мантию, как бы облегчая его поступление.

На рис. 3 приведены поля температуры при различных значениях однородно распределенного внутреннего источника тепла. При добавлении внутреннего источника тепла при конвекции в мантии возникает большая область повышенной или пониженной температуры.

### ЭФФЕКТЫ ДИССИПАТИВНОГО И АДИАБАТИЧЕСКОГО ТЕПЛА

Отличие уравнений EBA (1)–(3) от обычного приближения Буссинеска ВА состоит в том, что в уравнении сохранения энергии (3) присутствуют

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 6 2020

два дополнительных члена, содержащих в качестве множителя безразмерное число Di. Член Di $\alpha(T + T_s)v_z$  связан с адиабатической сжимаемостью и, соответственно, нагреванием или охлаждением опускающихся или поднимающихся элементов мантии, в которой происходит конвекция. Он имеет знак плюс в нисходящих конвективных течениях, где  $v_z < 0$ , и, соответственно,



**Рис. 2.** Зависимость безразмерного теплового потока q(z) от глубины *z* в приближении ВА при Ra =  $10^6$  при различных значениях равномерно распределенных внутренних источников тепла H = -10, 0, 10, 20, 50.



**Рис. 3.** Рассчитанные поля безразмерной температуры при конвекции с однородными внутренними источниками тепла в приближении Буссинеска. В середине рисунка цветная шкала температур. Стрелки – скорости течений.

знак минус в течениях, направленных вверх. Помимо этого, его абсолютная величина пропорциональна температуре, которая в мантии Земли растет с глубиной. Второй член (Di/Ra) $\tau_{ij}\partial v_i/\partial x_j$ обусловлен диссипативным разогревом движущейся вязкой среды. При переходе к приближению ВА диссипацией и адиабатической сжимаемостью пренебрегают, что соответствует Di = 0.

В качестве примера рассмотрим результаты расчета температуры для постоянной вязкости при интенсивности конвекции, соответствующей  $Ra = 10^6$ . На рис. 4 (кривая *I*) показано распределение по глубине горизонтально усредненной температуры в обычном приближении Буссинеска (вариант ВА). Поскольку реальная температура в мантии растет с глубиной, то приближение ВА не может корректно воспроизводить глубиный профиль мантийной температуры, а только показывает наличие двух тепловых погранслоев у верхней и нижней границы мантии с

быстрым ростом температуры по глубине и так называемого изотермического ядра конвекции. В связи с этим при интерпретации подобных расчетов считают, что так вычисленная температура должна быть добавкой к отсчетному (reference state) адиабатическому состоянию идеализированной мантии Земли (подробнее см. [Трубицын В.П., Трубицын А.П., 2015; Yoshida, 2017]).

Если учесть только вязкую диссипацию (вариант BA + Dis), то профиль температуры в целом сдвинется к более высоким температурам, что отражает эффект выделения дополнительного тепла при вязком течении (рис. 4, кривая 2). Если же добавить к BA только адиабатическую сжимаемость (вариант BA + Ad), то в основной части мантии сформируется наклонный профиль температуры с ростом по глубине, как должно быть в реальной Земле (рис. 4, кривая 3), однако значения температур получаются заниженными. Это связано с тем, что эффект адиабатического охла-



**Рис. 4.** Зависимость температуры T от глубины z при различных приближениях от ВА до ЕВА: кривая 1 - приближение ВА; 2 - учет только диссипации; 3 - учет только адиабатической сжимаемости; 4 - приближение ЕВА.

ждения при декомпрессии восходящих конвективных потоков оказывается сильнее противоположного эффекта нагревания нисходящих потоков. При одновременном учете членов диссипации и адиабатической сжимаемости (вариант BA + Ad + + Dis = EBA), профиль температуры снова сдвигается вправо (рис. 4, кривая 4). Приближение EBA, принимающее во внимание оба этих эффекта, моделирует полную температуру в мантии Земли.

Лиссипативное и алиабатическое тепловылеление также оказывают четко выраженное влияние на распределение теплового потока по глубине. Прямая линия 1 на рис. 5 показывает зависимость усредненного по горизонтали и по времени теплового потока от глубины в приближении Буссинеска. В этом приближении тепловой поток сохраняет постоянное значение на всех глубинах. Если дополнительно учесть только вязкую диссипацию, то тепловой поток будет возрастать снизувверх, как показано на рис. 5 кривой 2, что обусловлено постепенным накоплением тепла, выделяющегося при вязком трении. Если же в уравнении переноса тепла (2) учесть только член, соответствующий адиабатической сжимаемости, то тепловой поток наоборот будет убывать снизувверх (кривая 3 рис. 5) благодаря преобладающему эффекту адиабатического охлаждения в восходящих течениях.

Кривой 4 на рис. 5 изображена зависимость теплового потока от глубины в полном прибли-

1000 2000 3000 8 12 16 20 Плотность теплового потока

**Рис. 5.** Зависимость безразмерного теплового потока *q* от глубины *z* при различных приближениях от ВА до ЕВА: кривая *1* – приближение ВА; *2* – учет только диссипации ВА + Dis; *3* – учет только адиабатической сжимаемости ВА + Ad; *4* – приближение EBA = BA + Dis + Ad.

жении EBA. По сравнению с приближением Буссинеска значения теплового потока в приближении EBA почти в 2 раза меньше. Профиль теплового потока при этом имеет немонотонную форму, но его значения у границы мантии с ядром и у наружной поверхности совпадают между собой с точностью в 4%. По условию сохранения энергии при стационарном режиме конвекции в отсутствие внутренних тепловых источников эти два граничных значения должны быть одинаковыми, и их небольшое различие обусловлено использованием приближения EBA вместо более точного и сложного приближения ALA [Leng, Zhong, 2008].

Диссипация играет роль эффективных положительных тепловых источников, при которых тепловой поток растет с высотой. Адиабатическая сжимаемость по суммарному эффекту эквивалентна отрицательным источникам, при которых поток падает с высотой. Несмотря на то, что интегрально эффекты диссипации и адиабатической сжимаемости взаимно компенсируются, они по-разному распределяются в пространстве, и их совместный учет очень существен при расчете структуры мантийной конвекции. В частности, это проявляется в общем снижении теплового потока при заданной температуре на границе с ядром.

На рис. 6 приведены поля температуры, рассчитанные для модели мантийной тепловой конвекции при  $Ra = 10^6$ , показывающие влияние диссипации и адиабатического тепла. При учете только диссипации температура в мантии в целом



**Рис. 6.** Рассчитанные поля пространственного распределения безразмерной температуры при различных приближениях: Буссинеска – ВА, с учетом только диссипации – ВА + Dis, только сжимаемости – ВА + Аd и при совместном учете обоих эффектов в приближении EBA = BA + Dis + Ad. В середине рисунка цветная шкала температур. Стрелки показывают скорости течений.

повышается. При учете только адиабатической сжимаемости температура существенно понижается в основном в восходящих мантийных потоках и в верхней части мантии. При совместном учете обоих этих эффектов отличие от приближения Буссинеска проявляется в низах мантии и в верхней части восходящего мантийного потока.

## ДИССИПАТИВНОЕ И АДИАБАТИЧЕСКОЕ ТЕПЛО КАК ЭФФЕКТИВНЫЕ ВНУТРЕННИЕ НЕОДНОРОДНЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ИСТОЧНИКИ

Рассмотренное влияние диссипации и адиабатической сжимаемости может быть понятнее, если явно представить их пространственное распределение. Тепло, выделяемое при диссипации, количественно описывается членом  $H_{dis}$  = = (Di/Ra) $\tau_{ij}\partial v_i/\partial x_j$  уравнения переноса тепла (2), а адиабатическое тепло – членом  $H_{ad} = \text{Di}\alpha(T+T_s)v_z$ .

На рис. 7 вверху приведены рассчитанные распределения эффективных внутренних диссипативных  $H_{dis}$  и адиабатических  $H_{ad}$  источников тепла, а внизу соответствующие распределения температуры при учете соответственно только диссипации или только адиабатического тепла.

Как видно из рис. 7, эти эффективные тепловые источники сильно неоднородны и по вертикали, и по горизонтали. Диссипативное тепловыделение во всех точках пространства имеет положительный знак, а его реальные значения зависят от градиентов скоростей течений. Максимум диссипативного тепла выделяется в самых верхних и нижних частях восходящих и нисходящих конвективных потоков, где вертикальные течения трансформируются в горизонтальные и наоборот.



**Рис.** 7. Рассчитанные при  $Ra = 10^6$  поля эффективных тепловых источников и соответствующие поля температуры в безразмерных переменных. Слева вверху – плотность эффективных источников тепла, соответствующих диссипации, внизу поле температуры при учете только диссипации. Справа вверху – плотность эффективных источников тепла, соответствующих диссипации, всоответствующих адиабатической сжимаемости, внизу – поле температуры при учете только сжимаемости.

Что касается адиабатического тепла, то оно в одних местах положительно, а в других отрицательно. Наибольшие положительные значения соответствуют нисходящим мантийным потокам, материал которых нагревается при адиабатическом сжатии. Наибольшие по модулю отрицательные значения достигаются в средних частях восходящих потоков, материал которых охлаждается при адиабатическом расширении. Согласно уравнению (3), адиабатическое тепло пропорционально значению вертикальной составляющей скорости *v*<sub>7</sub>, которая максимальна по модулю именно в средних частях восходящих и нисходящих потоков. При этом по цветовой шкале видно, что амплитуда отрицательных отклонений почти вдвое больше амплитуды положительных отклонений.

Другие факторы, сильно влияющие на глобальное распределение температуры и теплового потока в мантии Земли, в данной работе не рассматриваются. Например, распределение температуры внутри мантии меняется во времени при дрейфе континентов [Трубицын В.П., 2018], осо-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 6 2020

бенно при образовании суперконтинентов. Помимо этого, профиль температуры и перенос тепла в верхней части мантии зависят от мощности литосферы континентов [Трубицын А.П., 2019].

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Учет адиабатической сжимаемости вещества и диссипации в уравнениях мантийной конвекции равносилен добавлению эффективных внутренних источников тепла, неравномерно распределенных в пространстве. При этом учет диссипации приводит к возрастанию теплового потока с высотой и смещению кривой температуры в сторону больших значений. Эффекты адиабатического сжатия в целом равносильны неравномерно распределенным преимущественно отрицательным источникам. Поскольку при конвекции скорость конвективного переноса тепла потоками больше скорости кондуктивного теплообмена с окружающей мантией, то в восходящих потоках при сжатии вещество нагревается, а в нисходящих — при расширении охлаждается. Адиабатическое выделение и поглощение тепла пропорциональны абсолютной температуре. Поэтому эффект адиабатического охлаждения превалирует, и в целом учет адиабатической сжимаемости равносилен отрицательным источникам тепла. Это приводит к падению теплового потока с высотой и изменению наклона кривой зависимости температуры от глубины (появлению адиабатического градиента).

Отрицательные однородные источники тепла всегда увеличивают тепловой поток из ядра. Однако при учете адиабатической сжимаемости, интегрально эквивалентной отрицательному тепловому источнику, полный тепловой поток из ядра уменьшается. Это обусловлено тем, что отрицательный тепловой источник, обусловленный сжимаемостью, пространственно неоднороден и по вертикали, и по горизонтали.

Интегралы по пространству для тепла от диссипации и адиабатического сжатия равны по величине и противоположны по знаку [Leng, Zhong, 2008]. Поэтому их суммарный тепловой эффект взаимно компенсируется, и они не влияют на полный баланс тепла, в частности, их учет не изменяет соотношения между потоком тепла, входящим снизу и выходящим сверху из мантии. Однако благодаря различию распределения в пространстве тепловые эффекты диссипации и адиабатического сжатия оказывают сушественное влияние на структуру тепловой конвекции в мантии. Их совместный учет при всех числах Рэлея создает в мантии положительный градиент температуры, уменьшая температуру в верхней части мантии и увеличивая в нижней части примерно на 500 К. и снижает мантийный тепловой поток почти в 2 раза.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

*Трубицын А.П.* Две стадии термической эволюции литосферы континентов // Геофизические процессы и биосфера. 2019. Т. 18. № 1. С. 5–12.

*Трубицын В.П.* Распределение вязкости в моделях мантийной конвекции // Физика Земли. 2016. № 5. С. 3–12. https://doi.org/10.7868/S000233371605015X

*Трубицын В.П.* Дрейф континентов и колебания уровня мирового океана // Геофизические процессы и биосфера. 2018. Т. 17. № 4. С. 41–58.

*Трубицын В.П., Трубицын А.П.* Эффекты сжимаемости в уравнениях мантийной конвекции // Физика Земли. 2015. № 6. С. 3–15.

*Arevalo R. Jr., McDonough W.F., Luong M.* The K/U ratio of the silicate Earth: Insights into mantle composition, structure and thermal evolution // Earth and Planet. Sci Lett. 2009. V. 278. P. 361–369.

*Berry A.J., Danyushevsky L.V., O'Neill H.C., Newville M., Sutton S.R.* Oxidation state of iron in komatiitic melt inclusions indicates hot Archaean mantle // Nature. 2008. V. 455. P. 960–963.

*Davies J.H., Davies D.R.* Earth's surface heat flux // Solid Earth. 2010. V. 1. P. 5–24. www.solid-earth.net/1/5/2010/

*Leng W., Zhong Sh.* Viscous heating, adiabatic heating and energetic consistency in compressible mantle convection // Geophys. J. Int. 2008. V. 173. P. 693–702.

*Moresi L.N., Gurnis M.* Constraints on lateral strength of slabs from 3-D dynamic flow models // Earth Planet. Sci. Lett. 1996. V. 138. 15–28.

*Yoshida M.* On approximations of the basic equations of terrestrial mantle convection used in published literature // Phys. Earth Planet. Inter. 2017. V. 268. P. 11–17.

*Zhong S.* Constraints on thermochemical convection of the mantle from plume heat flux, plume excess temperature, and upper mantle temperature // Geophys. Res. 2006. V. 1. B04409.

https://doi.org/10.1029/2005JB003972

# Effect of Compressibility, Dissipation, and Heat Sources on Temperature and Heat Flow Distribution in the Earth's Mantle

## A. P. Trubitsyn<sup>*a*, \*</sup> and V. P. Trubitsyn<sup>*a*</sup>

<sup>a</sup>Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia

\*e-mail: atrub@yandex.ru

According to the energy conservation law, in convection, the total heat released through adiabatic flow and the dissipative heat mutually exactly compensate as these are internal processes. However, their allowance, compared to the Boussinesq approximation for an incompressible mantle, changes the temperature gradient, with temperature itself changing by up to 500 K, and almost halves the mantle heat flow. In this work, the effects caused in temperature and heat flow distribution in the mantle by the dissipation and adiabatic compressibility of the material are analyzed and the role of internal heat sources is examined. The effects of dissipation and adiabatic compression can be interpreted as the effective heat sources nonuniformly distributed in space. Negative homogeneous heat sources always increase the heat flow from the core. However, in reality, when we take into account the adiabatic compressibility which is integrally equivalent to a negative heat source, the heat flow from the core also decreases just as in the case of the allowance for dissipation.

Keywords: mantle convection, temperature in the Earth's mantle, viscous dissipation, adiabatic compressibility