

УДК: 550.362

А. Т. АСЛАНЯН

КОНВЕКЦИЯ И КОНТРАКЦИЯ

(Причинно-следственные геодинамические соотношения)

«Ясно, что контракционную теорию нужно принимать в том виде, в каком она представляется при свете современной науки, а не в той упрощенной схеме, против которой обычно направлены возражения авторов новых теорий».

Академик А. П. ПАВЛОВ

«Новые теории геотектоники и горообразования» (дополнительная глава к русскому изданию курса Э. Ога «Геология», 1938, стр. 499).

Согласно астрономическим и палеонтологическим данным радиус Земли за геологическое время уменьшался (неравномерно) со скоростью $dR/dt = V_r = 1 \cdot 10^{-9} \div 2 \cdot 10^{-9}$ см/сек. При радиальном градиенте температуры $dT/dR = \text{grad } T = 10^{-5}$ см/°К, удельной теплоемкости $C_v = 1,25 \cdot 10^7$ эрг/(г. °К), средней плотности $\rho = 5,52$ г/см³, $h \nabla^2 T = 0,38 \cdot 10^{-15}$ град/сек, $dT/dt = 1,3 \cdot 10^{-15}$ град/сек из основного уравнения теплопроводности $\rho C_v dT/dt - h \nabla^2 T = A_0 - \rho C_v V_r \cdot \text{grad } T$ следует, что сумма членов уравнения в левой его части пренебрежимо мала по сравнению с суммой членов в правой части и соответственно энерговыделение в недрах планеты согласно зависимости $A_0 = \rho C_v V_r \cdot \text{grad } T$ обусловлено уменьшением ее радиуса, т. е. контракцией. Вместе с этим произведение $\rho C_v V_r \cdot \text{grad } T = A_0$ определяет удельный вес конвективной составляющей теплопереноса и соответствует условию $V_r > 2h/K$, дающему при $V_r = 10^{-9}$ см/сек (3,2 см за 100 лет) и $R = 6,37 \cdot 10^8$ см значение температуропроводности $h = 4,63 \cdot 10^{-2}$ см²/сек, против лабораторно определенного значения $h = 1,2 \cdot 10^{-2}$ см²/сек для широко распространенных типов горных пород. Из указанных условий и оценок следует, что тепло в недрах Земли выделяется в основном вследствие контракции и удаляется из них в основном путем конвекции. В свою очередь контракция оказывается возможной при конвективном механизме теплоотвода. Главным источником энергии для конвективных движений в недрах Земли в предлагаемой модели считается энергия гравитационного поля планеты, выделяемая при контракции, а сама контракция приводит к уменьшению больших кругов литосферы в пределах 2000—4000 км за 10^9 лет. Такое уменьшение реализуется в процессах коробления и расколов литосферы, скольжения и субдукции литосферных плит, смятия геосинклинальных толщ и др.

Согласно уравнению $QRdU/dt = 2\pi W dR/dt$ при значениях потенциальной энергии гравитационного поля современной Земли $W = 2,54 \cdot 10^{39}$ эрг, радиуса $R = 6,37 \cdot 10^8$ см, диссипативного фактора $Q_{\text{min}} = 100$ (по данным полюсных приливов и затухания волн Лява) и $dR/dt = -4,29 \cdot 10^{-2}$ см/год, тепловой поток dU/dt , обусловленный изотерми-

ческой контракцией, равняется $1,07 \cdot 10^{28}$ эрг/год, что вместе с радиогенным теплом $0,36 \cdot 10^{28}$ эрг/год составит $1,43 \cdot 10^{28}$ эрг/год (новейшие оценки общего теплового потока $1,25 \cdot 10^{28} \div 1,47 \cdot 10^{28}$ эрг/год).

При концентрации эффекта уменьшения больших кругов литосферы в пределах 5,75% их длины, скорость латерального перемещения литосферных блоков в зонах концентрации деформаций (геосинклинали, пояса Венинг-Мейнеса, зоны Бенъоффа, крылья рифтовых структур и др.) согласно формуле $V_0 = 2\pi\beta V_r$ составит $V_0 = 4,7$ см/год (при $V_r = -4,3 \cdot 10^{-2}$ см/год и параметре концентрации $\beta = 2\pi R / 2 \cdot \Delta R = 17,5$).

• • •

I. Согласно общепринятым представлениям конвекция в недрах Земли произойдет безусловно, если приток тепла (из всевозможных источников) превысит необходимый для его поддержания кондуктивный отток, соответствующий адиабатическому градиенту

$$\left(\frac{dT}{dR}\right)_a = \frac{q}{4\pi R^2 C_p \rho h}, \quad (1.1)$$

где q —тепловой поток (отток из недр), h —коэффициент температуропроводности (коэффициент тепловой диффузии), C_p —удельная теплоемкость, ρ —средняя плотность, а R —радиус Земли. Адиабатический градиент определяется из выражения

$$\left(\frac{dT}{dR}\right)_a = \frac{\bar{\alpha} \bar{g} \bar{T}}{C_p}, \quad (1.2)$$

где $\bar{\alpha}$ —коэффициент теплового расширения, \bar{g} —ускорение силы тяжести (среднее значение в недрах), \bar{T} —средняя температура Земли [см. 27].

В недавно опубликованной работе Эльзассер, Олсон и Марш [32] привели соображения в пользу того, что конвекция охватывает основную часть мантии от ее подошвы на глубине около 2900 км до основания сейсмосферы на глубине около 700 км, причем они полагают, что ядро Земли состоит из железа, никеля и значительных примесей серы (в виде раствора FeS в Fe) и силиция и допускают, что температура на границе ядра и мантии находится в пределах 3500—4500°К, если внешний слой ядра состоит из железа, а адиабатический градиент в нижней мантии равняется $0,3 \cdot 10^{-5}$ град/см. Вязкость нижней мантии ими принимается равной $(9 \pm 2) \cdot 10^{22}$ пуаз, верхней мантии $1,0 \cdot 10^{22}$ пуаз, атомный вес мантии в интервале глубин от 700 до 2900 км— $21,1 \pm 0,4$, температура плавления железа для условий внешнего ядра (для давления 1,6 Мв) 5000°К, для поверхности внутреннего ядра на расстоянии 1300 км от центра планеты 7706°К. Авторы считают, что металлическое ядро и главное магнитное поле Земли (при напряженности порядка 0,5 гс) существуют не менее $3 \cdot 10^9$ лет. Начало процесса субдукции литосферных плит ими относится к более раннему времени (по данным изотопных анализов океанических вод).

Сделано много попыток определить возможность возникновения конвективных течений в недрах Земли на основе критерия Релея

$$R_a = \frac{\rho g \alpha z^3 \Delta T}{h \eta} \quad (1.3)$$

Ниже показано, что $h\eta = 1,3 \cdot 10^{20}$ дин, причем коэффициент эффективной температуропроводности составляет $h = h_e = 4,63 \cdot 10^{-2}$ см²/сек (против лабораторно определенного $h = 1,2 \cdot 10^{-2}$ см²/сек). В таком случае эффективная вязкость мантии составляет $\eta = \eta_e = 2,72 \cdot 10^{21}$ пуаз (для оливина в состоянии субсолидуса, при $T = 1500^\circ\text{C}$, $\rho = 3,32$ г/см³, $\eta = 3,32 \cdot 10^{20}$ пуаз).

По расчетам Кетлиза [30], вязкость мантии на глубине 75 км равняется $4 \cdot 10^{20}$ пуаз, для глубин до 1000 км $(1,0 \div 1,1) \cdot 10^{21}$ пуаз, по Ранкорну [43] по всей мантии вязкость находится в пределах $10^{21} - 10^{22}$ пуаз.

По расчетам автора [3], эффективная вязкость Земли, по чандлеровским колебаниям полюса, равняется $\eta = \mu\tau = 2,03 \cdot 10^{12}$ дин/см² \times $\times 4,2 \cdot 10^8$ сек = $8,5 \cdot 10^{20}$ пуаз (μ — среднее значение модуля сдвига толщи Земли, τ — время затухания чандлеровского колебания полюса).

Если рассматривать конвекцию в мантии и положить мощность мантии $z = 2,85 \cdot 10^8$ см, среднюю плотность $\rho = 4,5$ г/см³, коэффициент теплового расширения $\alpha = 2,5 \cdot 10^{-5}$!/град, $g = 10^3$ см/сек², температуру в верхах астеносферы $T_e = 1600^\circ\text{K}$, температуру в основании мантии $T_b = 4400^\circ\text{K}$, $\Delta T = T_b - T_e = 2800^\circ\text{K}$, придем к расчетной формуле

$$R_a = 6,98 \cdot 10^{27} / \eta h \quad (1.4)$$

с ощутимо неопределенными значениями η и h .

При $\eta h = 10^{20}$ дин получим $R = 6,98 \cdot 10^7$. Исходя из мощности современного теплового потока, В. Каула [34] получил для критерия Релея цифру для всей мантии $R_a \approx 10^8$ (чему соответствует $\eta = 10^{20}$ пуаз), а для верхней мантии $R_a \approx 10^7$. Пороговым значением числа Релея для зарождения конвекции в мантии с учетом ее сферичности считается значение $R_{ac} = 2000$ [см. 13].

В случае, если источники тепла распределены внутри самой мантии и границы последней фиксированы, пороговое число Релея принимается равным $R_{ac} = 2772$ [см. 13], а безразмерный модифицированный параметр Релея

$$R_h = \frac{\rho g \alpha z^3 \Delta T}{h \eta} \cdot \frac{z^2 A_0}{h C_p \Delta T} = R_a \cdot \frac{A_0 z^2}{h C_p \Delta T} \quad (1.5)$$

Подставляя указанное выше значение $R_a = 5,35 \cdot 10^7$ (для $h = 4,63 \cdot 10^{-2}$ см²/сек, $h\eta = 1,3 \cdot 10^{20}$ дин, $C_p = 1,25 \cdot 10^7$ эрг. град/г, $z = 2,81 \cdot 10^8$ см, $\Delta T = 2600^\circ\text{K}$), получим $R_h = R_a \cdot 5,245 \cdot 10^7 A_0$.

Принимая генерацию тепла $A_0 = 4,38 \cdot 10^{-7}$ эрг/см³ сек (для наблюдаемого теплового потока $q = 4,1 \cdot 10^{20}$ эрг/сек), получим $R_h = 1,23 \cdot 10^9$, а при $A_0 = 1,4 \cdot 10^{-6}$ эрг/см³ сек $R_h = 3,92 \cdot 10^9$.

В одной из работ Веннинг-Мейнеса [11], в качестве условия развития конвективных течений, охватывающих всю мантию и поддерживаемых теплотой, выделяемой фазовыми переходами в оливниновом веществе, указывается неравенство

$$K_c < C_v \Delta T, \quad (1.6)$$

где K_c — экспериментально определяемая величина (10^9 эрг/г), соответствующая тому количеству тепла, которое освобождается в мантии при переходе погружающейся ее более холодной легкой фазы в тяжелую фазу и которое достаточно для восстановления равновесия этих фаз в барических условиях существования тяжелой фазы.

Принимая теплоемкость мантии $C_v = 1,25 \cdot 10^7$ эрг/г. град, разность температур между подошвой и кровлей мантии $\Delta T = 2600^\circ \text{K}$, получим $C_v \Delta T = K_c = 32 \cdot 10^9$ эрг/г, что на порядок больше порогового значения $K_c = 10^9$ эрг/г.

Указанный автор полагает, что фазовые изменения и конвекция совершаются в переходном слое мантии на глубине 500—900 км и что со временем фронт фазовых переходов (со шпинелевой решеткой оливина) поднимется до кровли мантии и конвекция (соответственно и ортогенез) прекратится. В этой концепции недостаточно освещенным остается энергетический аспект задачи.

Для перидотитовой модели мантии первозданной Земли генерацию тепла за счет радиоактивного распада принимали $A_0 = 0,243 \cdot 10^{-7}$ эрг/см³. сек, для модели из молодых альпийских перидотитов, обладающих меньшей радиоактивностью, $A_0 = 0,073 \cdot 10^{-7}$ эрг/см³. сек, а для дунитовой модели первозданной Земли $A_0 = 0,021 \cdot 10^{-7}$ эрг/см³. сек.

По оценке О. Г. Сорохтина, в настоящее время в мантии всеми радиоактивными источниками выделяется в секунду $0,3 \cdot 10^{-7}$ эрг/см³. сек, т. е. все радиоактивные источники выделяют энергии в 10—20 раз меньше, чем требуется для поддержания разности температур на уровне $\Delta T = 2600^\circ \text{K}$ [см. 25].

Из этих данных следует, например, что альпийская перидотитовая модель Земли выделяет радиоактивное тепло в 60 раз меньше, чем наблюдаемый поток Земли $4 \cdot 10^{20}$ эрг/сек. Хондритовую модель здесь мы не рассматриваем, поскольку для релевантности такой модели содержание урана и тория в земных породах должно быть в три раза выше наблюдаемых значений [см. 17, 31]. Кроме того, по данным Гаста [см. 31, 43], изотопные отношения для пород земной коры не соответствуют таковым для хондритов (отношение R_b/S_r в коре и мантии в 4—5 раз меньше, чем в хондритах). Г. Девис [31] считает, что если весь тепловой поток Земли имеет радиогенное происхождение (модель Дж. Вассербурга), то вещество Земли может моделироваться углистыми хондритами или истощенными калием хондритами (с весовым отно-

иснем $K/U = 10^4$), хотя и отмечает, что скорость теплообразования в обычном хондритовом материале представляется слишком высокой, чтобы он считался первичным веществом Земли. Следует при этом отметить также, что изотопный состав углерода и ряда других элементов пород земной коры и углистых хондритов имеет исключительную общность, но существенно отличается от мантийных оливиновых пород; в то же время изотопный состав радиогенного свинца и стронция мантийных пород (ультрамафитов) не соответствует изотопному составу тех же элементов для типичных коровых пород.

Простой расчет по формуле $\Delta U = M_0 C_v \Delta T$ показывает, что для поддержания конвекции в мантии на уровне температурной разности между ее подошвой и кровлей $\Delta T = 2600^\circ \text{K}$ (это меньше средней температуры Земли на 800°), при массе мантии $M_0 = 2M/3$, объеме $V_0 = 5V/6$, средней плотности $\rho_0 = 12\rho/15$ (M — масса, V — объем, ρ — средняя плотность Земли), в недрах мантии должно выделяться $1,3 \cdot 10^{28}$ эрг энергии (при $M_0 = 4 \cdot 10^{27}$ г, $V_0 = 9 \cdot 10^{26}$ см³, $\rho_0 = 4,5$ г/см³, $C_v = 1,25 \cdot 10^7$ эрг/(г. град)).

Если предположить, что вследствие конвекции к концу тектонического цикла температура в мантии в целом выравнивается и что альпийский тектонический цикл имеет продолжительность порядка $200 \cdot 10^6$ лет, а тепловой поток из Земли, соответствующий конвекции, составляет $3,6 \cdot 10^{20}$ эрг/сек (из общего потока $4,1 \cdot 10^{20}$ эрг/сек = $1,25 \cdot 10^{28}$ эрг/год — по Девису, 1980), то потери тепла за такой цикл должны составить $2,27 \cdot 10^{36}$ эрг или $1,14 \cdot 10^{28}$ эрг/год. Как уже указывалось, радиоактивные источники в настоящее время выделяют энергию всего 10^{27} эрг/год (в катархсе выделяли примерно $3 \cdot 10^{27}$ эрг/год), что совершенно недостаточно для поддержания разности температур $\Delta T = 2600^\circ \text{K}$.

Таким образом, развитие конвективных движений масс в мантии представляется вполне возможным, однако существование источников энергии, поддерживающей эти движения на длительные геологические периоды, считается весьма проблематичным, поскольку, как уже указывалось, для этого требуется сохранение на сотни миллионов лет сверхадиабатического перепада температур на уровне $\Delta T = 2600^\circ \text{K}$, а тепловая конвекция приводит к быстрому выравниванию температур по адиабатическому закону. Это обстоятельство подчеркивается в работе О. Г. Сорохтина с соавторами [25], которые считают процесс чисто тепловой конвекции мантии маловероятным или даже невозможным, требующим наличия очень мощных внутренних источников тепла.

Ниже в качестве такого источника мы рассматриваем контракцию, при которой в недрах Земли выделяется тепловой энергии не меньше, чем наблюдаемый ныне тепловой поток.

* * *

II. В последующем изложении мы пользуемся газокинетическими законами, применение которых для Земли, состоящей в основном из кристаллического вещества (при высоких P и T), должно основываться на модельных представлениях, разработанных в теории твердого тела и в

статистической физике. В частности, в эти представления вводятся понятия квазичастиц, ансамбля осцилляторов, нулевой силы электрического взаимодействия между ядром и электронами квазичастицы и др. [см. 15].

Если моделировать вещество Земли как одноатомный идеальный газ осцилляторов (квазиатомов) и пользоваться понятиями средневзвешенный (репрезентативный) атомный номер, средневзвешенный атомный вес и др., то на основании законов газовой кинетики можно определить ряд термодинамических параметров системы. Если, например, вещество состоит из n_0 атомов и имеет формулу $\text{FeO} \cdot \text{MgO} \cdot \text{SiO}_2$ (ортооливин $n_0 = 7$), то средневзвешенное значение его атомного номера (зарядного числа) будет

$$\bar{z} = \frac{26(\text{Fe}) + 12(\text{Mg}) + 14(\text{Si}) + 4 \times 8(\text{O})}{n_0 = 7 \text{ атомов}} = 12.$$

Молекулярный вес соединения, если оно находится в условиях высоких давлений и относительно низких температур, определяется по той же формуле, что и для звезд

$$\bar{\mu} = \frac{1}{2x_0 + \frac{3}{4}y_0 + \frac{1}{2}z_0}, \quad x_0 + y_0 + z_0 = 1, \quad (2.1)$$

где x_0 — доля водорода, y_0 — доля гелия, z_0 — доля всех остальных тяжелых элементов смеси.

В статистическом смысле для Земли x_0 и y_0 пренебрежимо малы, по сравнению с z_0 , почему можно полагать $z_0 = 1$ и $\bar{\mu} = 2$ (решающее преобладание атомов Fe, Mg, O, Si, отчасти Ni, S, Ca, Al). Следует обратить внимание на то обстоятельство, что для горячих звезд все атомы ионизованы полностью (представляют хаотическую смесь свободных электронов, ионов и голых ядер). В рассматриваемой модели Земли, состоящей в основном из конденсированного (кристаллического) вещества, атомы изображаются в состоянии т. н. внутренней ионизации — в таком виде, будто кулоновское взаимодействие между ядром и электронами отсутствует и тем не менее последние продолжают принадлежать ядру своего атома [21]. Кроме того, все квазиатомы — и легкие, и тяжелые имеют в рассматриваемой модели один и тот же объем.

Эти особенности свойственны сжатому газу. Важный для рассматриваемого круга вопросов параметр Грюнайзена определяется из выражения

$$\gamma = \frac{2m + 3}{2m + 1}. \quad (2.2)$$

В этой формуле для сильно сжатого газа принимается $m = 0$, $\gamma = 3$, для одноатомного газа $m = 1$, $\gamma = 5/3$, для двухатомного газа $m = 2$, $\gamma = 7/5$; звезды, состоящие из газа с $m = 2,5$, $\gamma = 4/3$, считаются неустойчивыми, поскольку согласно обобщенной теореме вириала

$$(3\gamma - 3)U + W = 0 \quad (2.3)$$

для них потенциальная энергия гравитационного поля W численно равняется кинетической энергии U .

Из минеральных образований высокими значениями γ (2,5—3) обладают в частности оливин, пироксены, гранаты, амфиболы, плагиоклазы, имеющие природу твердых растворов, а также серпентин, тальк, слюды, графит, молибденит, хлорит, лед. H_2 , O_2 , N_2 , Si , S .

В указанных силикатах за счет молекулярных сил соединяются между собой множества атомов, связанных друг с другом более прочными связями. Средняя равновесная температура Земли, как однородного шара, определяется в таком случае согласно формуле

$$T_m = \frac{\bar{\mu}}{5-n} \cdot \frac{GM}{AR}, \quad (2.4)$$

а центральная равновесная температура по формуле

$$T_c = \frac{\bar{\mu}}{5-n_c} \cdot \frac{GM}{AR} = \frac{D}{5-n_c} \cdot \frac{GM}{ARC_v}. \quad (2.5)$$

В этих выражениях $\bar{\mu}$ — приведенный молекулярный вес, C_v — приведенная удельная теплоемкость, $D = \bar{\mu}C_v$ — высокотемпературное значение постоянной Дюлонга-Пти, n — параметр центральной конденсации, G — гравитационная постоянная, A — газовая постоянная, M — масса Земли. При этом имеется в виду обобщенная теорема вириала (2.3), связывающая потенциальную энергию планеты

$$W = -\frac{3}{5-n} \cdot \frac{GM^2}{R}, \quad (2.6)$$

кинетическую (теловую) энергию U , диссипативный фактор Q и параметр Грюнайзена γ , а также имеются в виду формулы

$$P = \frac{P}{\rho} AT, \quad (2.7)$$

$$(3\gamma - 3)U = 3PM/\rho, \quad (2.8)$$

$$U = \frac{2\pi}{Q} W = -\frac{2\pi}{Q} \cdot \frac{3}{5-n} \cdot \frac{GM^2}{R}. \quad (2.9)$$

$$Q = 2\pi(3\gamma - 3). \quad (2.10)$$

Подставляя для упомянутой квазичастичной модели $\bar{\mu} = 2$, $C_v = 3$ ккал/°К | г | атом, $D = 6$ ккал/град. г, $A = 8,314 \cdot 10^7$ эрг.град/моль, $G = 6,67 \cdot 10^{-8}$ см³.г/сек², $M = 5,974 \cdot 10^{27}$ г, $R = 6,371 \cdot 10^8$ см, получим значение средней температуры для однородной модели Земли ($n = 0$), $T = 3410^\circ\text{К}$, а для центральной температуры ($n = 3$ — модель, для которой вся масса сосредоточена в центре планеты) $T_c = 7500^\circ\text{К}$.

Подставляя в (1.2) $a = 1,5 \cdot 10^{-5}$ град⁻¹, $g = 2g_0/3 = 620$ см/сек², $C_v = 1,25 \cdot 10^7$ эрг/град. г, $T_m = 3410^\circ\text{К}$, получим $(dT/dR)_0 = 0,254$ град/км (T_m , T_c — равновесные значения T).

Подставляя в уравнение (1.1) значение современного теплового потока $q = 4,1 (\pm 0,4) \cdot 10^{20}$ эрг/сек или $1,294 \cdot 10^{28}$ эрг/год, $C_v = 1,25 \cdot 10^7$

эрг/г. град, $\rho_1 = 5,52 \text{ г/см}^3$, $R = 6,371 \cdot 10^8 \text{ см}$ и $(dT/dR)_a = 0,254 \cdot 10^{-5} \text{ град/см}$, получим $h = 0,0463 \text{ см}^2/\text{сек}$.

На глубинах порядка $75 \pm 5 \text{ км}$ принимается $T_{75} = 1600^\circ\text{К}$, на глубине 420 км, где происходит переход оливина из α фазы в β фазу модифицированной шпиннели, $T = 1900^\circ\text{К}$ [см. 13]. Согласно этим данным усредненный температурный градиент от подошвы литосферы до центра Земли $dT/dR = 1^\circ\text{К/км}$. Этот неадиабатический градиент примерно в 4 раза превышает адиабатический градиент $(dT/dR)_a = 0,254 \text{ град/км}$. Соответственно в (1) коэффициент температуропроводности h получается для адиабатического градиента $h = 0,0463 \text{ см}^2/\text{сек}$, а для реального градиента $0,012 \text{ см}^2/\text{сек}$.

Таким образом, наблюдаемый тепловой поток из недр Земли порядка 10^{28} эрг/год возможен лишь при конвективном механизме теплосъема.

Согласно формуле [см. 28]

$$t = \frac{z^2}{4\pi h}, \quad (2.11)$$

определяющей продолжительность времени распространения фронта тепловой волны от подошвы слоя на глубине z до его поверхности, для мантии и коры Земли при $z = 2885 \text{ км}$ и $t = 1,45 \cdot 10^{17} \text{ сек} = 4,6 \cdot 10^9 \text{ лет}$ (возраст Земли), получаем $h = 0,0463 \text{ см}^2/\text{сек}$, что почти в 4 раза превышает температуропроводность всех широко распространенных в литосфере горных пород. Этот результат в соответствии с предыдущими данными указывает на то, что главнейшим механизмом теплоотвода для Земли является конвективный механизм в самом широком его понимании: процессы гравитационной дифференциации вещества и его латеральных перемещений в недрах, вулканизм, дегазация, дрейф, спрединг, коробление литосферы, сопровождаемое субдукцией, обдукцией, диапиризмом и др. Соответственно в уравнениях кондуктивной теплопроводности значение $h = h = 0,0463 \text{ см}^2/\text{сек}$, в отличие от нормального значения $h = 0,012 \text{ см}^2/\text{сек}$, применимого для случая чисто кондуктивной (молекулярно-акустической) теплопроводности, может рассматриваться как некое эффективное значение коэффициента h , характеризующее конвективный тип теплопереноса.

Пользуясь указанными исходными данными, рассмотрим теперь вопрос контракции Земли.

Условием контракции является неравенство Гельмгольца $(3\gamma - 3)U < |W|$. Поскольку параметр Грюнайзена для Земли $\gamma \gg 4/3$, то $|W| \gg U$ и контракция неизбежна. Это неравенство может быть заметно ослаблено обилием радиоактивных источников в недрах, однако они сосредоточены в гранитном слое коры, занимающем лишь 1/3 поверхности планеты. Поскольку в действительности $\gamma = 8/3 \div 9/3$, то $|W|$ больше U в 5—6 раз, и контракция неизбежна.

Скорость распространения температурной волны в твердом шаре при периоде 2τ равняется [см. 28]

$$V_r = 2 \sqrt{\frac{\pi h}{2\tau}}, \quad (2.12)$$

время запаздывания температурной волны

$$\Delta t = \frac{z}{2} \sqrt{\frac{2\tau}{\pi h}}, \quad (2.13)$$

длина температурной волны

$$\lambda = 2 \sqrt{2\pi k\tau}. \quad (2.14)$$

Если длина волны по порядку величины равняется мощности мантии ($\lambda=z$), то контракция будет носить изотермический характер [см. 19]. При $\tau=1,45 \cdot 10^{17}$ сек (возраст Земли), $h=h_c=0,0463$ см²/сек получаем $z=2885$ км, т. е. величину, равную мощности мантии Земли.

Скорость V_r в (2.12) в рассматриваемой задаче эквивалентна скорости уменьшения толщины мантии V_r . При $h_c=0,0463$ см²/сек, $\tau=1,45 \cdot 10^{17}$ сек получаем $V_r=1,0 \cdot 10^{-9}$ см/сек или 3,15 см за 100 лет (1450 км за $4,6 \cdot 10^9$ лет). Этот результат находится в хорошем согласии с астрономическими наблюдениями и данными Международной службы широты (МСШ), основанными на измерении наклона вертикали в данной точке поверхности Земли к оси углового момента (в предположении, что на Землю не действует пара сил и положение вектора углового момента \vec{L} фиксировано в пространстве).

Анализ приливного взаимодействия в системе Солнце-Земля-Луна показывает [см. 5, 8, 38, 40, 41], что Солнце и Луна совместно должны вызывать приливное торможение вращающейся Земли на величину $(d\omega/\omega dt)_t = -48 \cdot 10^{-9}$ за 100 лет. Фактическое значение торможения составляет $(d\omega/\omega dt)_f = -28 \cdot 10^{-9}$ за 100 лет. Разница между этими теоретическим (расчетным) и наблюдаемым значениями $(d\omega/\omega dt)_d = 20 \cdot 10^{-9}$ за 100 лет объясняется контракцией Земли [см. 1, 5, 7] или изменением гравитационной постоянной [см. 38].

Следует отметить, что в оценке указанных величин об изменениях угловой скорости имеются существенные разногласия, однако у всех авторов отношение величины приливного фактора ускорения (замедления) к неприливному фактору остается более или менее постоянным: 3:2. Так, по Моррисону [38], анализ результатов 40.000 покрытий звезд диском Луны за период 1943—1972 гг. (с использованием атомных часов, с учетом переноса углового момента в системе Земля-Луна, а также влияния приливного крутящего момента Солнца) показал, что увеличение продолжительности суток в расчете на 100000 лет должно составить 4 сек, между тем анализ древних затмений дает 2 сек на 100000 лет, и таким образом остается открытым вопрос о том, каковы причины, ускоряющие вращение Земли.

По закону Эйлера угловой момент вращающегося тела

$$L = J\omega = kmR^2\omega = const. \quad (2.15)$$

Коэффициент k представляет здесь безразмерный момент инерции и служит показателем отклонения распределения плотности внутри планеты от однородного распределения, при котором $k=k_0=2/5$; если вся

масса планеты сосредотачивается в ее центре, то $k=2/15$. Для реальной Земли $k=0,33089$ (для Солнца, Юпитера и Сатурна удовлетворительным является значение $k=0,245$)

Многие исследователи полагают, что Прото-Земля из состояния однородного распределения с $k=0,4$ перешла в состояние с $k=0,331$ на заре своей истории, после т. н. ядерной катастрофы, т. е. сразу же после сегрегации ядра. Другие исследователи считают, что за все геологическое время k последовательно уменьшалось, а R оставался постоянным. Произведение $R\sqrt{k} = R_1$ (современное значение $R_1=3664$ км) называется в небесной механике радиусом жирации, а произведение $\omega R\sqrt{k} = \omega R_1 = V_1$ — скоростью жирации звезды (планеты). Соответственно формула (2.15) записывается в виде

$$L = m\omega R_1^2 = M V_1 R_1 = \text{const.} \quad (2.16)$$

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{\Delta \omega}{\omega} = - \frac{2\Delta R_1}{R_1} \quad (2.17)$$

В работах автора [3, 4] было показано, что данные о чандлеровских колебаниях полюса коррелируют с астрономическими данными об изменениях момента инерции Земли, причем имеется в виду, что колебания эти обуславливаются изменениями напряженного состояния планеты, происходящими в процессе ее контракции согласно зависимости

$$\frac{\Delta J}{J} = f\Delta\alpha = \frac{2\Delta R}{R} + \frac{2\Delta\sqrt{k}}{\sqrt{k}}, \quad (2.18)$$

где f — динамическое сжатие Земли, а $\Delta\alpha$ — амплитуда колебания угла между полюсом инерции и полюсом вращения, ΔJ — изменение момента инерции J (принятые в современной астрономической литературе оценки: $J=8,025 \cdot 10^{41}$ г. см², $f=1/305,51$, $\Delta\alpha=7,06 \cdot 10^{-7}$ рад = 4,5 м, $\Delta J=1,85 \cdot 10^{26}$ г. см²).

По данным МСШ (ISL), среднеквадратичное значение амплитуды колебания углового расстояния между полюсом инерции (полярной осью инерции С) и полюсом вращения (мгновенной осью вращения Земли) $\Delta\alpha=0,14'' = 7,05 \cdot 10^{-7}$ рад = 4,5 м [см. 2)]. По данным Н. С. Сидоренко [24], для последних 90 лет $\Delta\alpha=0,16'' = 8,07 \cdot 10^{-7}$ рад = 5,1 м, а время затухания колебания полюса $\tau_{ch}=13 \pm 1$ лет, период обращения полюса инерции вокруг полюса вращения $P=434$ сутки = 1,19 лет.

При гомологической контракции ($k = \text{const}$)

$$\frac{\Delta J}{J} = - \frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{2\Delta R_{\max}}{R} = f\Delta\alpha \quad (2.19)$$

получаем $\Delta R_{\max}=0,736$ см за цикл (12,4 лет) или $\Delta R_{\max}=6,37$ см за 100 лет, т. е. $dR/dt = -V_r = 2 \cdot 10^9$ см/сек.

Если принять среднее для всего геологического времени отношение $2\Delta\sqrt{k} / \sqrt{k} = 0,19894$ (за 100 лет $4,4 \cdot 10^{-9}$), из (2.18) получим $\Delta R=4,238$ см за 100 лет (в случае непрерывности процесса

контракции). В работе [10] принято $\Delta R = 2,6$ см за 100 лет, в работе [36] $\Delta R = 3,1$ см за 100 лет.

Многие исследователи считают, что металлическое ядро Земли образовалось либо как самостоятельное тело до образования мантии (Г. Гамов, А. П. Виноградов, Э. Соболевич, В. Каула, В. Г. Войткевич и др.), либо в результате катастрофически быстрой дифференциации вещества Протоземли на заре ее становления—за время в сотни или несколько десятков тысяч лет (Ф. Берч, Дж. Рингвуд, В. Н. Жарков и др.) [см. 22].

Если за модель Протоземли взять однородный шар, то потенциальная энергия его гравитационного поля будет

$$W_0 = -\frac{3}{5} \cdot \frac{GM^2}{R}. \quad (2.20)$$

Для расслоенной Земли того же радиуса эта энергия равняется

$$W = -\frac{3}{5-n} \cdot \frac{GM^2}{R}. \quad (2.21)$$

Разность энергий $W - W_0$ составляет

$$\Delta W = \frac{3n}{5(5-n)} \cdot \frac{GM^2}{R} = \frac{1}{5} n W. \quad (2.22)$$

Средняя плотность мантии ρ_0 составляет $4/5$ средней плотности Земли ρ ; соответственно из известной формулы

$$n = 3 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right) \quad (2.23)$$

получаем $n = 3/5$, из (2.21) $|W| = 2,54 \cdot 10^{39}$ эрг, а из (2.22) $\Delta W = 3 \cdot 10^{38}$ эрг (доля гравитационной энергии ядра составляет 18% от общей энергии W , т. е. $4,57 \cdot 10^{38}$ эрг).

Согласно гидростатической теории фигуры планеты безразмерный момент инерции $k = J/MR^2$ связан с параметром центральной конденсации n в (2.23) формулой

$$k = \frac{2}{3} \left(1 - \frac{2}{5} \sqrt{1+n} \right). \quad (2.24)$$

При $n = 3/5$ получаем $k = 0,3294$. Более точные расчеты, учитывающие отклонение фигуры реальной Земли от фигуры гидростатического равновесия, дают $n = 0,5855$, $k = 0,33089$.

В условиях конвекции параметр Грюнайзена γ связан с параметром n , соотношением

$$n = \frac{1}{\gamma - 1}. \quad (2.25)$$

При $n = 3/5$, $\gamma = 8/3 = 2,667$, при $n = 0,5855$, $\gamma = 2,708$.

Для более обстоятельной справки об n можно сослаться на работу Джемса [33], в которой показано, что для планет земного типа $n < 0,8$.

для планет-гигантов $\lambda > 0.8$ (последнее условие допускает возможность истечения масс из экваториальной области и образования колец типа колец Сатурна, а условие $\lambda < 0.8$ — отрыв масс порядка массы некоторых спутников).

Из сравнения формулы $(3\gamma - 3)\Delta U = \Delta W$ и формулы

$$\Delta T = \frac{\Delta U}{MC_p} \quad (2.26)$$

можно получить повышение средней температуры Земли в результате гравитационной дифференциации вещества в виде

$$\Delta T = \frac{\Delta W}{(3\gamma - 3)MC_p} \quad (2.27)$$

Подставив сюда указанные выше значения $\Delta W = 3 \cdot 10^{26}$ эрг, $\gamma = 8/3$, $M = 5.98 \cdot 10^{27}$ г, $C_p = 1.25 \cdot 10^3$ эрг/град/г, получим $\Delta T \approx 800$ °К (в литературе часто указывается $\Delta T = 2000$ °К для значения $\gamma = 5/3$, характеризующего одноатомный идеальный несжатый газ).

В ряде космогонических гипотез допускается обилие в ранней Земле радиоактивного изотопа алюминия с атомным весом 26 с продолжительностью времени полураспада 700 000 лет. Расплавление вещества ранней Земли предполагается в основном под совместным воздействием гравитационной дифференциации (переход из состояния $\lambda = 0$ к состоянию $\lambda = 0.6$), распада $Al-26$ (с преобразованием в Mg) и гравитационного сжатия.

Увеличение кинетической энергии при таком сжатии, согласно уравнениям (2.9), (2.18), определяется из формулы

$$\frac{dU}{dt} = \frac{2\epsilon}{Q} \cdot W \cdot \frac{dR}{Rdt} \quad (2.28)$$

По данным анализа полюсных приливов и затухания воли Лява (для которых движение носит характер чистого сдвига) $Q_{\text{вн}} = 100$; как уже указывалось выше, согласно (2.6) при $\lambda = 0.6$, $W = -2.54 \cdot 10^{26}$ эрг, а согласно (2.18) $dR/dt = -4.29 \cdot 10^{-3}$ см/год. При этих данных получаем $dU/dt = 1.07 \cdot 10^{26}$ эрг/год. Для сравнения укажем, что по последним оценкам [см. Davis, 1980] мощность теплового потока Земли оценивается в пределах $1.25 \cdot 10^{26} - 1.47 \cdot 10^{26}$ эрг/год, причем по расчетам О. Г. Сорохтина [25] из этого потока на долю радиогенного тепла приходится $0.18 \cdot 10^{26}$ эрг/год (в том числе $8.6 \cdot 10^{24}$ эрг/год на мантию), что в случае адиабатического режима обеспечивает повышение температуры за все геологическое время всего на 50—60°К). Отметим также, что если контракцию Земли отнести почти всецело за счет верхней мантии, мощностью $H = 720$ км, принимая вес колонны ее $\rho H = 2.63 \cdot 10^9$ г/см², гравитационное ускорение $g = 10^3$ см/сек², а значение диссипативной функции по чандлеровским колебаниям $Q = 35$, то при $dR/dt = -4.2 \cdot 10^{-3}$ см/год, $4\pi R^2 = 5.1 \cdot 10^{18}$ см² из соотношения $\Delta U' = \Delta W' \cdot 2\pi/Q$ получим $\Delta U' \approx 1.12 \cdot 10^{26}$ эрг/год ($\Delta W'$ — разность энергий положения верхней мантии при смещении ее на ΔR).

III. Выше мы по различным источникам информации оценили скорость уменьшения радиуса Земли V_r в пределах $1,1 \cdot 10^{-9} - 2 \cdot 10^{-9}$ см/сек или 3,5—6,4 см за 100 лет. Оценим теперь роль V_r в уравнении теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k \nabla^2 T + \frac{A_0}{\rho C_p} - \vec{V} \cdot \text{grad} T, \quad (3.1)$$

где $\partial T / \partial t$ — изменение температуры во времени в неподвижной системе отсчета (относительно точки, где произойдет измерение), A_0 — генерация тепла в единице объема за единицу времени, C_p — удельная теплоемкость, ρ — плотность, $\vec{V} \cdot \text{grad} T$, т. е. конвективный член, k — коэффициент температуропроводности.

Для сферически симметричного тела на расстоянии r от его центра

$$\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (3.2)$$

$$\vec{V} \cdot \text{grad} T = V_r \frac{\partial T}{\partial r}. \quad (3.3)$$

Из последних трех уравнений следует (см. 26), что конвекция играет решающую роль в теплопереносе, если $V_r (\partial T / \partial r)$ существенно больше члена $k \partial^2 T / \partial r^2$ или члена $(2k/r) (\partial T / \partial r)$, т. е. если

$$\frac{2k}{r} < V_r. \quad (3.4)$$

Подставляя сюда $k = 0,012$ см²/сек, $r = R = 6,37 \cdot 10^8$ см, получим $2k/r = 3,77 \cdot 10^{-11}$ см/сек. Сравнивая этот результат со значением $V_r = 10^{-9} - 2 \cdot 10^{-9}$ см/сек, убеждаемся, что V_r примерно в 25—50 раз больше $2k/r$ и, следовательно, конвекция действительно играет решающую роль в теплопереносе.

В архейских зеленокаменных поясах с возрастом 3,5 · 10⁹ лет развиты ультраосновные эффузивы (коматиниты), которые заливались, как полагают, при температуре 1650°C. Магматические массы того же состава в настоящее время нивелируются рифтовые зоны океанов при температуре 1400°C. По этим данным в уравнении (3.1) с некоторой условностью можно принять $\partial T / \partial t = 1,3 \cdot 10^{-15}$ град/сек.

Выше было показано, что температурный градиент внутри Земли $\partial T / \partial R \approx 10^{-4}$ град/см, а $2k/R = 3,77 \cdot 10^{-11}$ см/сек. Тогда $k \nabla^2 T = 0,38 \cdot 10^{-15}$ град/сек, а $\vec{V} \cdot \text{grad} T = V_r \partial T / \partial r = 20 \cdot 10^{-15}$ град/сек. Следовательно, в уравнении (3.1) левая его часть и первый член в правой части существенно меньше величин конвективного члена, т. е. можно положить

$$A_0 = \rho C_p \vec{V} \cdot \text{grad} T. \quad (3.5)$$

Для сферически симметричного тела

$$A_0 = \rho C_v V_r \frac{\partial T}{\partial r}, \quad q = MC_v V_r \frac{\partial T}{\partial r}. \quad (3.6)$$

Подставляя значения $M = 5,97 \cdot 10^{27}$ г, $C_v = 1,25 \cdot 10^7$ эрг/(г. град), $V_r = 1,7 \cdot 10^{-9}$ см/сек, $\partial T/\partial r = 10^{-5}$ см/град, получим $q = 4 \cdot 10^{28}$ эрг/год.

По приведенным выше данным можно оценить число Нуссельта, определяющее эффективность конвекции и равное отношению интенсивности отвода генерируемого тепла к интенсивности отвода того потока, который существовал бы в отсутствии конвекции. Согласно уравнению (3.1) при отсутствии конвекции ($\vec{V} \cdot \text{grad} T = 0$) из Земли удаляется лишь то тепло, которое могло генерироваться с интенсивностью

$$\rho C_v \frac{\partial T}{\partial r} - \rho C_v h \nabla^2 T = A_0. \quad (3.7)$$

Согласно приведенным выше оценкам $A_0 = \rho C_v (1,3 \cdot 10^{-15}$ град/сек — $0,38 \cdot 10^{-15}$ град/сек) = $\rho C_v \cdot 10^{-15}$ град/сек.

При наличии конвекции ($V_r \partial T/\partial r \geq 20 \cdot 10^{-15}$ град/сек) отводится тепло, которое могло генерироваться с интенсивностью

$$\begin{aligned} (A_0)_k &= \rho C_v \frac{\partial T}{\partial r} - \rho C_v \nabla^2 T + \rho C_v V_r \frac{\partial T}{\partial r} = \\ &= A_0 + \rho C_v V_r \frac{\partial T}{\partial r} = \rho C_v (1,3 \cdot 10^{-15} \text{ град/сек} - \\ &- 0,38 \cdot 10^{-15} \text{ град/сек} + 20 \cdot 10^{-15} \text{ град/сек}) = \\ &= \rho C_v \cdot 20,92 \cdot 10^{-15} \text{ град/сек}. \end{aligned}$$

Отношение $(A_0)_k/A$ соответствует числу Нуссельта и равняется 22,7. Согласно формуле Мура и Вейса (1973)

$$N_u^4 \simeq 2^3 R_a/R_c \quad (3.8)$$

при критическом (пороговом) числе Релея $R_c = 2000$ (для сферического слоя — по Л. Кнопову) значению $N_u = 22,7$ соответствует число Релея $R_a = 5,35 \cdot 10^7$.

В недавно опубликованной работе В. Н. Жаркова [14] для слоя мантии мощностью 2200 км получено $N_u = 15,5 \div 17$.

Согласно формуле

$$N_u = \frac{z q_k}{\lambda \Delta T} \quad (3.9)$$

значениям $N_u = 22,7$, теплопроводности $\lambda = 5,3 \cdot 10^5$ эрг/см/сек/°К, теплового потока (конвективная составляющая) $q_k = 67$ эрг. см²/сек и $z = 2,83 \cdot 10^8$ см (условие для всей мантии) соответствует температура верхней поверхности конвективного слоя $\Delta T = T_s = 1300$ °С. Эта поверхность совпадает с основанием литосферы, средняя мощность которой в тектонизированных областях принимается равной 72 км, а гидростатическое давление в основании 24 Кв.

Приведенные выше оценки о решающей роли конвекции в механизме теплоотвода из недр Земли находятся в хорошем согласии с представлением, согласно которому скорость конвективного движения эквивалентна скорости симметричного уменьшения радиуса Земли $V_r = 1 \cdot 10^{-9} + 2 \cdot 10^{-9}$ см/сек или $V_r = 3 \div 6$ см/век.

Соответственно скорость симметричного уменьшения больших кругов Земли составит $V_\theta = 0.2 - 0.4$ см/год. Это на порядок меньше скорости движения литосферных плит ($V_\theta = 4.7$ см/год при $R_a = 3.4 \cdot 10^8$ и $\tau = 2 \cdot 10^{23}$ пуаз для всей мантии) [см. 34].

Из магнитометрических исследований известно, что постоянно на поверхности Земли фигурирует дюжина центров векового хода переменного магнитного поля, т. е. на каждый сферический квадрант Земли площадью $R \times R$ приходится один такой центр. Полагая поперечник конвективной ячейки $L = R = 6.37 \cdot 10^8$ см, эффективную температуропроводность мантии $h_c = 0.046$ см²/сек, число Релея $Ra = 5.35 \cdot 10^7$, из формулы Тозера

$$V = \frac{1}{3} \frac{h}{L} \sqrt{Ra} \quad (3.10)$$

получим скорость конвективного потока $V = 5.6$ см/год.

Для газовых шаров типа горячих звезд

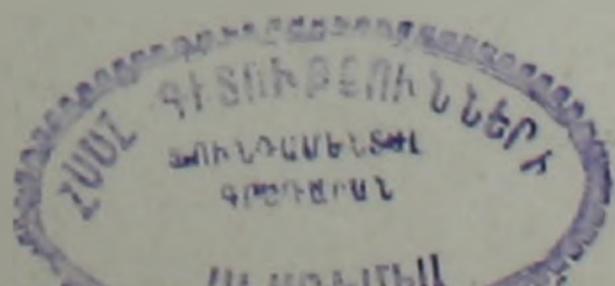
$$h = \frac{1}{3} \tau \bar{V}^2, \quad (3.11)$$

где применительно к рассматриваемой задаче \bar{V} — средний квадрат скорости контракции, а τ — продолжительность процесса контракции.

Ниже показано, что процесс контракции эквивалентен процессу конвекции, совершающейся с радиальной скоростью $dR/dt = V_r$, равной скорости уменьшения радиуса сферы. Для Земли $\tau = 1.45 \cdot 10^{17}$ сек, $V_r = 10^{-9}$ см/сек и соответственно $h = 4.8 \cdot 10^{-2}$ см²/сек — в предположении, что система твердых кристаллических частиц Земли может моделироваться как газ осцилляторов.

Укажем, что формула Тозера для порогового числа Релея $R_a = R_c = 2775$ при тех же значениях h и L дает для скорости конвективного потока $\bar{V} = 1.3 \cdot 10^{-9}$ см/сек или 4,11 см за 100 лет, т. е. получаются скорости, равные скорости уменьшения радиуса Земли в ее целом и эквивалентной скорости симметричной контракции всей Земли.

Для выяснения возможности крупномасштабной конвекции следует обратить внимание на то, что в уравнении теплопроводности (3.1) в конвективном члене $\bar{V} \cdot \text{grad} T$ множитель \bar{V} является векторной величиной и ее направление не обязательно совпадает с направлением V_r . Полагая $\bar{V} = V_\theta = 5.6$ см/год $= 1.77 \cdot 10^{-7}$ см/сек, равной скорости дрейфа литосферных плит и считая постоянным произведение



$\vec{V} \cdot \text{grad } T = 10^{-9} \cdot 10^{-5} = 10^{-14} \text{ см/сек} \cdot \text{град/см}$, получим значение горизонтального градиента температуры $\partial T / \partial L = 5,64 \cdot 10^{-3} \text{ град/км}$, т. е. перепад температуры $\Delta T = 36^\circ \text{C}$ на расстоянии $L = R = 6371 \text{ км}$.

При наличии горизонтального температурного градиента модифицированное число Релея определяется формулой [см. 13, 42]

$$R_{II} = \frac{\alpha \rho g z^3 \Delta T}{\eta h} \quad (3.12)$$

Подставляя данные В. Каулы [34] для верхней мантии $z = 670 \text{ км}$, $\rho = 3,5 \text{ г/см}^3$, $g = 980 \text{ см/сек}^2$, $\alpha = 3,2 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$, $\eta = 10^{21} \text{ пуаз}$, $h = 1,13 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{сек}$, $\Delta T = 36^\circ \text{C}$, получим $R_{II} = 10^5$. Число Нуссельта, соответствующее этому значению R_{II} , около 6,5. Поскольку R_{II} существенно больше $R_c = 2775$, то горизонтальное движение литосферных плит в результате конвекции, обусловленной контракцией, вполне возможно.

В работе Маккензи, Робертса и Вейса [см. 13] рассмотрена возможность развития конвекции в верхней мантии при перепаде температуры $\Delta T = 100^\circ \text{C}$ по горизонтали. По их расчетам, в этой модели у верхней активной границы конвективной ячейки возникает тепловой пограничный слой, который переходит затем в нисходящий холодный поток, причем эти авторы подчеркивают, что основной объем конвективной ячейки в верхней мантии остается почти изотермическим. В то же время известно, что в случае, когда источники энергии распределены внутри конвективной ячейки (или по всей мантии) и энергия выделяется равномерно по всему объему конвективной толщи, то для теплоотвода все слои жидкости должны выноситься к верхней границе ячейки, где они теряют тепло и, следовательно, вопрос образования изотермического ядра не может решаться однозначно.

Согласно теореме вирнала внутренняя энергия планеты (звезды) при контракции увеличивается в количестве

$$\Delta U = \frac{1}{3\gamma - 3} \cdot \Delta W = \frac{2m + 1}{6} \Delta W = \frac{2\pi}{Q} \Delta W. \quad (3.13)$$

Для минералов островной структуры (оливины, гранаты), цепочечной структуры (ромбические и моноклинные пироксены) и слоистой структуры (серпентин, тальк, гидрослюда, монтмориллонит, мусковит, биотит, хлорит, глауконит), а также для льда, молекул водорода, кислорода, азота, серы принимается $\gamma = 3$, $m = 0$. Указанные минералы со структурой твердых растворов характерны для верхней мантии Земли. Для Земли в целом, исходя из данных анализа чаплеровских колебаний полюса, согласно зависимости $Q = 2\pi(3\gamma - 3)$ мы приняли $\gamma = 8/3$ и пришли к выводу, что в ходе контракции диссипирует лишь 1/5 потенциальной энергии планеты. Соответственно, если $W = 2,54 \cdot 10^{39} \text{ эрг}$, то $U = 5,1 \cdot 10^{38} \text{ эрг}$. Мгновенное выделение такой энергии в недрах Земли, согласно зависимости $U = MC_v \Delta T$ поднимет ее среднюю температуру на 7000° , а если она будет диссипировать только в мантии, то температура последней поднимется на 11.000°K . Если интервалы между тек-

тоно-плутоническими мегациклами взять равными 800 млн. лет, то за $4,6 \cdot 10^9$ лет обособится 6 таких интервалов и на каждый из них придется $\Delta U = 8,6 \cdot 10^{37}$ эрг, а средняя температура мантии поднимется за один такой интервал примерно на 2000°K . Этой энергии достаточно для перекачки половины всей массы мантии на высоту более 400 км.

Отметим также, что изотермический характер контракции предполагает сохранение неизменной температуры в недрах и если разность температур между кровлей и подошвой мантии достаточна для развития в ней эффективной тепловой конвекции, то такая конвекция будет протекать параллельно контракции все время (исключая моменты разрушения системы конвективных ячеек).

Следует также отметить, что в случае, если конденсация вещества Земли произойдет за счет фазовых переходов и коллапса железо-магнезиальных силикатов (пироксены, оливины и др.) ниже конвективных ячеек и будет сопровождаться выделением тепла с более или менее постоянной скоростью, то задача сведется к оценке возможности конвекции при подводе тепла к нижней границе конвективного слоя.

С. К. Ранкорн [43], предложивший впервые идею о крупномасштабных конвективных течениях в мантии, обобщил свои представления примерно в следующем виде:

а) Вязкость порядка 10^{21} — 10^{22} пуаз может распространяться на всю мантию; скорость латерального передвижения литосферных плит составляет 1—10 см/год, продолжительность наиболее крупных интервалов времени между максимумами тектоно-магматической активности 800 млн. лет.

б) Ввиду того, что разность температур между смежными восходящими и нисходящими потоками конвектирующего вещества мантии порядка 1°C , выявить наличие этих потоков полевыми теплофизическими измерениями практически невозможно. Главным доказательством их существования является, вероятно, отступление геоида от гидростатической равновесной фигуры, составляющей в зоне экватора $\alpha^2 R = 72$ м (R —радиус Земли, α —полярное сжатие, равное $1/298,25$).

в) Гипотеза расширения Земли, привлекаемая для объяснения дивергенции литосферных плит, представляется неприемлемой ввиду того, что она требует для объяснения основных событий плитовой тектоники за последние 100 млн. лет увеличения радиуса Земли на 10% [см. также 10, 29, 36, 44].

г) Медленные изменения в физических условиях конвекционной системы могут привести к неожиданным и радикальным изменениям в модели конвекции, которая эволюционировала в направлении уменьшения числа конвективных ячеек путем их распада: согласно теории Чандра-секара в начале геологического времени существовали две симметричные ячейки, если Земля вся однородная по плотности, находилась в расплавленном разжиженном состоянии, эта ячейка, разделенная меридианной плоскостью, последовательно, по мере контракции должна была распаться на три и четыре более мелкие ячейки. Последняя четырехячейная модель послужила основой для распада 150 млн. лет т. н. Гондва-

ны и Лавразии, которые в пермо-карбоне находились соответственно у южного полюса и у экватора. Интервалы в 800 млн. лет, упомянутые выше, вероятно, соответствуют времени становления и распада конвективных ячеек.

* * *

IV. Основываясь на приведенных выше данных, остановимся на некоторых особенностях процессов контракции и конвекции, представляющих общий геотектонический интерес.

1. В классической гравитационной астродинамике условием сжатия звезды считается критерий Джинса

$$\frac{3}{5-n} \cdot \frac{GM^2}{R} > \frac{3AMT_e}{\mu} = (3\gamma - 3) U. \quad (4.1)$$

Как уже указывалось, это условие для Земли соблюдается, поскольку при $\gamma=8,3$, $n=3/5$, $\mu=2$, средняя температура Земли априорно больше равновесной ее температуры $T_e=3400^\circ\text{K}$.

2. Различаются два типа сжатия—адиабатическое и изометрическое. Если текущее значение гравитационной энергии есть W_2 , а тепловой энергии U_2 , а до этого они были равны W_1 и U_1 , то в случае адиабатического сжатия вся высвобождаемая гравитационная энергия $W_2 - W_1$ переходит в кинетическую энергию $U_2 - U_1$ (почти исключительно при медленном вращении звезды), т. е. $\Delta W = \Delta U$ и в таком режиме сжатие происходит до тех пор, пока не будет достигнуто гидростатическое равновесие, характеризуемое обобщенным уравнением вириала

$$(3\gamma - 3) U = |W'|. \quad (4.2)$$

В адиабатическом процессе решающую роль играют конвективные движения масс.

При изотермическом типе контракции в случае уменьшения объема звезды в β раз высвобождается гравитационная энергия

$$W_\beta = \frac{3}{5-n} \frac{GM^2}{R} (1 - \beta), \quad (4.3)$$

а тепловая энергия, выделяющаяся при непосредственном сжатии—

$$U_\beta = \frac{3MAT}{\mu} \ln \beta, \quad (4.4)$$

причем, если β лишь немногим больше 1 и потому $\ln \beta \approx (1 - \beta)$, то будем иметь

$$W_\beta = \frac{3}{5-n} \frac{GM^2}{R} \cdot \frac{3\Delta R}{R}, \quad (4.5)$$

$$U_\beta = \frac{3MAT}{\mu} \cdot \frac{3\Delta R}{R}. \quad (4.6)$$

Для обеспечения изотермического хода процесса, длина тепловой волны по порядку должна равняться радиусу тела, а диссипируемая гравитационная энергия должна быть удалена из недр полностью (для мантии Земли при $h_e = 0.043 \text{ см}^2/\text{сек}$, $z = 2,885 \cdot 10^8 \text{ см}$, $\tau = 1,45 \cdot 10^{17} \text{ сек}$. согласно формуле (2. 14) длина тепловой волны $\lambda = z$.

Изотермическое сжатие предполагает примерное равенство $W_p = U_p$. Оно равносильно условию, при котором тело становится неустойчивым в отношении сжатия, и возможность дальнейшей контракции резко ограничивается [см. 9].

3. Если $|W| \gg (3\gamma - 3) U$ и соответственно $\gamma \gg 4/3$, то в тепловую энергию переходит лишь небольшая часть гравитационной энергии. В случае классического несжатого одноатомного газа, для которого $\gamma = 5/3$, диссипирует половина W . В рассматриваемом нами случае $\gamma = 8/3$, $Q = 10\pi$, диссипирует $1/5$ часть, а при $Q = 100$ — лишь $1/16$ часть W . Остальная часть гравитационной потенциальной энергии будет рассеиваться, расходуясь главным образом на аперриодические движения, в т. ч. на экспансию и турбулентную конвекцию, которые в случае звезд (газовых шаров) могут привести к разбуханию звезды до первоначальных размеров, к образованию различных субконденсаций внутри газовой оболочки звезды и к последующему распаду газовой оболочки.

Как полагают, такое явление, возможно, могло иметь место в случае катастрофически быстрого и энергичного обособления металлического ядра Земли в катархее и могло сопровождаться экстракцией из недр и удалением из поля притяжения планеты легколетучих веществ и крупнообъемных ионов. По мнению Дж. Рингвуда, вещество, из которого образовалась Луна, было выброшено в околоземное пространство из земных недр при подобной «ядерной» катастрофе.

4. Общий вывод, следующий из предыдущего изложения, заключается в том, что в случае резкого преобладания гравитационной потенциальной энергии над тепловой энергией ($U \ll |W|$, $\gamma \gg 4/3$) звезда (планета) постоянно сжиматься не может; сжатие будет прервано кратковременными актами остановки ($R = \text{const}$) и эпизодического разбухания тела. В этой связи в астрофизике рассматривается случай, когда внутри пульсирующей звезды в какой-либо ее оболочке (слое) по тем или иным причинам значение γ падает до $9/7$ или согласно формуле $\nu = (2m + 3)/(2m + 1)$ значение m достигает 3 — случай, характерный для многоатомных молекул типа полимеров. Записывая теорему вириала в виде

$$U = - \frac{2m + 1}{6} W, \quad (4.7)$$

легко убедиться, что при $m = 3$ $U \geq |W|$. В этом случае действует т. н. дизельный механизм — в процессе сжатия вещества слоя (напр., вследствие фазовых переходов) в него добавляется энергия (в дизель в момент сжатия впрыскивается горючее) и тем самым сильно затрудняется или приостанавливается процесс дальнейшего сжатия [см. 16]. В роли такого

слоя находятся, вероятно, сверхглубокие астеносферные слои, в которых существенную роль играют базальтовые интерстиции (вероятно, до 5—6%), которые сходны с полимерами.

5. Приведенные выше расчеты показали, что радиус Земли в историческое время уменьшался со скоростью в пределах 3—6 см за 100 лет. Если в конце архея Земля состояла бы из вещества марсианского типа со средней плотностью $3,89 \text{ г/см}^3$, то уплотнение этого вещества до современной средней плотности Земли $5,52 \text{ г/см}^3$ соответствовало бы уменьшению радиуса на 700 км и уменьшению больших кругов литосферы за $2,7 \cdot 10^9$ лет на 4400 км. Далее, если магнитное поле Земли связано с дифференциальным вращением толщи Земли, носителем магнитного момента является ее металлическое ядро [см. 4], а возраст наиболее древних намагниченных пород древнее позднего архея ($2,7 \cdot 10^9$ лет), то можно считать, что металлическое ядро было обособлено в архее (или даже катархее) и во все протерозойско-фанерозойское время контракция Земли носила гомологический характер ($\kappa = \text{const.}$), т. е. в процессе контракции каждая материальная частица оставалась в окружении одних и тех же частиц. В этом случае можно принять $\omega R^2 = \text{const.}$, $\Delta\omega/\omega = -2\Delta R/R$. Согласно данным анализа суточных и годовых линий роста строматолитов формации Бивабук-Ганфлинт на рубеже нижнего и среднего протерозоя ($1,9 \pm 0,2 \cdot 10^9$ лет т. н.) за 1 год Земля делала вокруг оси 448 суточных оборота, и продолжительность суток составляла тогда 19,55 ч. Продолжительность синодического месяца в то время была 32,1 сутки, что на 2,5 сутки больше современного его значения (29,532). По расчетам Ламара и Мерифильда, продолжительность суток T , соответствующих синодическому месяцу 32,1 сутки, составляет не 19,55 ч, а 19 ч [см. 35, 41].

Согласно наблюдательным данным вращение Земли тормозится лунно-солнечными приливами примерно в $2/5$ раза (на 40%) слабее, чем предсказывается теорией [5, 6, 8, 38, 40]. В ряде работ автора ослабление темпа торможения рассматривалось как следствие ускорения суточного вращения, обусловленного контракцией Земли. Введя коэффициент $2/5$ ускорения вращения за счет внутренних причин, получим

$$\frac{\Delta T}{T} \simeq \frac{\Delta T_0}{T} - \frac{2}{5} \frac{\Delta T_0}{T}; \quad \frac{\Delta T}{\Delta T_0} \simeq \frac{3}{5},$$

где ΔT —наблюдаемая (измеренная) разность продолжительности суток по палеонтологическим данным, ΔT_0 —расчетное значение разности продолжительности суток при отсутствии контракции. Из условия гомологического сжатия ($R^2/T = \text{const.}$) имеем:

$$\frac{2\Delta R}{R} = \frac{\Delta T_0}{T}$$

Сравнивая эту пропорцию с предыдущей, получаем

$$\frac{2}{5} \frac{\Delta T_0}{T} \simeq \frac{2\Delta T}{3T} \simeq \frac{2\Delta R}{R},$$

а для скорости уменьшения радиуса (в см за 100 лет) за интервал времени Δt (в годах):

$$\Delta R = \frac{2\Delta T \cdot 10^{-2}}{3T\Delta t}$$

Для указанного выше примера при $\Delta t = 1.9 \cdot 10^3$ лет, $\Delta T = 5$ ч, $\Delta T_0 = 25/3$ ч, $T = 24$ ч, $R = 6,37 \cdot 10^8$ см получаем $\Delta R = 2,2$ см за 100 лет. Для хорошо изученных кораллов визейского века для интервала времени $\Delta t = 337 \cdot 10^3$ лет [см. 41] получим $\Delta T = 1,601$ ч, $\Delta R = 4,2$ см за 100 лет.

Обозначая через x отношение доли замедления вращения Земли, обусловленной приливным торможением, к доле ускорения, обусловленной уменьшением радиуса, предыдущие формулы можно выразить в виде

$$x \frac{\Delta T}{T} = \frac{2\Delta R}{R} \quad (4.8)$$

или

$$\Delta R = \frac{xR\Delta T \cdot 10^{-2}}{2T\Delta t} \text{ см за 100 лет.}$$

Важно подчеркнуть, что эффект контракции (уменьшения больших кругов Земли) ввиду крупных неоднородностей и переменной мощности литосферы (от 70 до 220 км) распределяется не равномерно, а концентрируется в геосинклиналях и, кроме того, выражается в субдукции и обдукции литосферных плит. Поскольку суммарная площадь зон концентрации деформации коры составляет всего 12% поверхности (площади, занятые послепарпейскими орогенами), то эффект сокращения больших кругов литосферы на 10—12% комплементарен площадям, занятым орогенами.

Реализация эффекта уменьшения больших кругов литосферы в нескольких узких орогенических поясах и в субдукции отдельных литосферных плит предполагает скольжение системы литосферных плит по поверхности астеносферы. Уменьшение этих кругов рассматривается как следствие контракции, а дрейф плит как следствие конвективных течений, действующих за счет энергии контракции.

Крупные зияющие трещины, которые могут возникнуть в процессе уменьшения больших кругов литосферы, будут инжецированы текучими мантийными массами (диапиризм).

6. Энергетически наиболее устойчивым состоянием литосферы является изостатическое состояние, характеризующееся минимумами потенциальной энергии и разности главных напряжений. При контракции происходит потеря упругой устойчивости литосферы и последняя вступает в область больших изгибных деформаций, происходящих за пределами упругости. Энергетически наиболее выгодными формами изгибных структур являются прогибы и поднятия с цилиндрической поверхностью (синусоидальные, сфероидальные и эллипсоидальные депрессии и поднятия), а в плане — серповидные поднятия и прогибы, развиваю-

шнися ввиду сферичности литосферы не по большим, а по малым кругам Земли [1, 2]. Ввиду того, что предел прочности литосферы (особенно в условиях неоднородности и мозаичности строения) существенно меньше теоретического значения разности главных напряжений (рассчитываемых обычно для сплошных однородных сред) указанные изгибные деформации сопровождаются разрывами.

В работах автора [1, 2] было показано (на основе теории Эйлера—Лагранжа—Винклера), что если литосфера (плотность ρ_k), как жесткая оболочка, залегает на полужидкой астеносфере (плотность ρ_a), то при наращивании ее мощности до критического значения

$$H_{кр} = \frac{2}{3} \left(\frac{\rho_a}{\rho_k} \right)^3 \frac{R}{\pi^2 (1 - \nu^2)} \quad (4.9)$$

она теряет устойчивость путем резкого выпучивания (образования прогибов и поднятий) или раскалывания.

Возникновение Срединноокеанических поднятий литосферы как аркообразного выпучивания, раскол последней вдоль оси и последующее дивергентное движение крыльев поднятия могут быть истолкованы как проявления потери устойчивости литосферы в условиях контракции или резкого увеличения мощности H .

Ширина прогибов и поднятий (длина полуволн) достигает при этом величины

$$L_{кр} = \pi \sqrt[4]{\frac{EH^3}{12(1 - \nu^2)\rho_a}} = \pi \sqrt[4]{\frac{B}{\rho_a}}, \quad (4.10)$$

где E — модуль Юнга, равный $\rho_k g R (1 - 2\nu)$, H — мощность литосферы, ν — коэффициент Пуассона для литосферы. При $H = 72$ км, $E = 1,1 \cdot 10^{12}$ дин/см², $\nu = 0,27$, $B = 4,39 \cdot 10^{28}$ г.см, $L = 340$ км, при $H = 37$ км, $B = 5,6 \cdot 10^{27}$ г.см, $L_{кр} = 210$ км. Ширину порядка $200 \pm \pm 20$ км имеют, по-видимому, все мегантиклинории (Альпы, Карпаты, Б. Кавказ, М. Кавказ, Урал, Эльбурс, Копет-даг, Аппалачи, Анды, Береговой хребет, островные дуги, пояса Веннинг-Мейнеса и др).

7. В конвективной теории деформации литосферы принято считать, что зоны наибольшего латерального сжатия (изгиба) находятся между нисходящими (конвергентными) ветвями конвективных ячеек, а зоны наибольшего растяжения между восходящими (дивергентными) ветвями этих ячеек. Первые представляют геосинклинальные системы и (или) зоны субдукции, а вторые — зоны спрединга и рифтообразования (см. рис. 1).

В предыдущих работах автора было показано, что из зон спрединга литосферные плиты под влиянием собственного веса скользят в противоположных направлениях, а в зону спрединга и рифтования по механизму гравитационно-изостатического компенсационного всплывания или диапиризма (аналогично механизму роллинга) внедряются текущие массы мантии (осевые зоны Срединноокеанических хребтов, ядра краевых морских бассейнов и ряда внутренних морей).

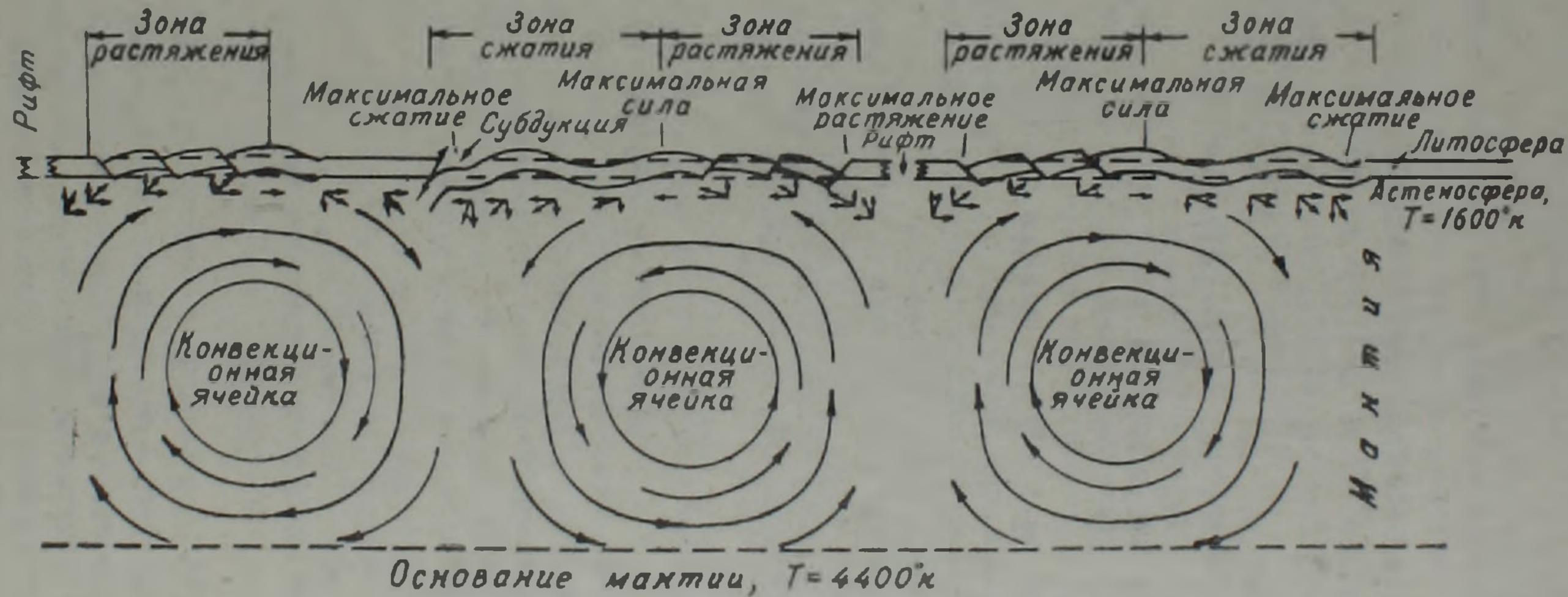


Рис. 1. Схема распределения напряжений и крупных деформационных структур в литосфере при конвективных движениях в мантии.

Возможность такого скольжения определяется уравнением устойчивости

$$P_{kr} = P_c - Q = \frac{\pi^2 B}{\lambda^2} - \rho_k H \lambda, \quad (4.11)$$

в котором P_{kr} — внешняя концевая нагрузка, передающаяся на плиту со стороны зоны спрединга, $Q = \rho_k H \lambda$ — давление собственного веса плиты на свой противоположный край, λ — ширина плиты.

В рассматриваемой задаче литосфера разорвана в зоне спрединга, $P_{kr} = 0$ и $P_c = Q$, т. е. литосферный блок скользит и искривляется от одного лишь собственного веса. Далее, если $Q > P_c$, $P_{kr} < 0$, то для предотвращения скольжения и искривления, к краям плиты должны быть приложены растягивающие силы [1, 2, 12].

В теории контракции литосфера считается несжимаемой, а мантия (ниже литосферы) сжимаемой, причем эффект контракции концентрируется в наиболее податливых зонах литосферы (области перехода от океанических платформ к континентальным платформам, краевым и межгорным прогибам и др.). Кроме того, в теории контракции доказывается необходимость возникновения в мантии магистральных зон растяжения и сети мощных сбросовых нарушений. Представляется вероятным, что последние будут локализованы в пограничных зонах между конвективными ячейками, а прогибающиеся геосинклинальные зоны будут накладываться на указанные выше зоны максимального сжатия, расположенные между нисходящими ветвями смежных конвективных ячеек (см. рис. 1).

8. Пользуясь оценкой скорости уменьшения радиуса Земли $V_r = -\Delta R/\Delta t = 4,3 \cdot 10^{-2}$ см/год и учитывая факт концентрации эффекта уменьшения больших кругов литосферы длиной $C = 2\pi R$, в ограниченном количестве тектоногенов, определим скорость $V_\theta = \Delta C/\Delta t$ уменьшения этих кругов в тангенциальном направлении, введя отношение β окружности больших кругов $C = 2\pi R$ на суммарную ширину зон концентрации деформации $\Delta C = 2\pi \Delta R$. При этих условиях будем иметь

$$\frac{2\pi \Delta R}{2\pi R \Delta t} = \frac{\beta}{C} \cdot \frac{\Delta C}{\Delta t} \quad \text{или} \quad \frac{2\pi}{2\pi R} \cdot V_r = \frac{\beta}{C} V_\theta, \quad (4.12)$$

т. е. получим окружную скорость уменьшения литосферы

$$V_\theta = 2\pi\beta V_r. \quad (4.13)$$

Когда $\beta = 1$ литосфера испытывает контракцию симметрично, без концентрации деформаций и без скольжения и $V_\theta = 0,27$ см/год, при $\beta = 10$, $V_\theta = 2,70$ см за год, а при $\beta = 17,5$ получаем $V_\theta = 4,7$ см/год. Последняя цифра характеризует среднюю скорость дивергентного движения литосферных плит в областях Среднеокеанических хребтов и соответствует условию, когда литосфера скользит и эффект контрактционного уменьшения меридианного круга литосферы длиной 40.000 км концентрируется в нескольких зонах суммарной шириной 2300 км, со-

ставляющей 5,75% всей длины круга. При этом реализацию разности $\Delta C = 2\lambda\Delta R$ можно представить как в виде изгибов литосферы, так и в виде субдукции, обдукции, больших пологих надвигов, а также смятия межблоковых масс литосферы.

По расчетам Андерсона (1979), в мантии максимально разжижены массы на глубине порядка 230 км, а по сейсмостатическим данным в орогенных областях на глубинах порядка 70 км. Скольжение литосферы при контракции может произойти дифференциально, послойно по этим и другим волноводным полужидким слоям мантии и коры. Местами концентрации деформации являются, очевидно, геосинклинали и возникшие на их месте горноскладчатые цепи, пояса Венинг-Мейнеса, зоны субдукции (исключая рифтовые зоны), обдукции и др., которые занимают в любом большом круге литосферы не более 5% его длины. Тождественность тектонического эффекта контракции и конвекции мы усматриваем именно в концентрации деформации в небольшом числе тектогенов и в сопряженном с ней процессе скольжения литосферных блоков и их комплексов.

В англоязычной геолого-геофизической литературе механизм соскальзывания литосферных плит по мантии и встречное движение подлитосферных текучих мантийных масс к разорванной тыловой зоне плит (диапиризм) называется конвекцией типа Оровена-Эльзассера. Идея эта изложена в работах: Orowan E. Convection in a non-Newtonian mantle, continental drift and mountain building. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 258A, 284—313, 1965, Elsasser W. M. Convection and stress propagation in the upper mantle. „The application of modern physics to the Earth and planetary interiors. Wiley-Interscience, London, N-York, Sydney, Toronto, p. 223—246, 1969.

В нашей работе 1960 г. (Асланян А. Т. «Динамическая проблема геотектоники», в сб. «Международный геологический конгресс, XXI сессия», Доклады советских геологов, Изд. АН СССР, М., 1960, стр. 5—16) была вскрыта причина неудачных решений задачи об упругой устойчивости литосферы. Оказалось, что существующие решения не учитывают влияния собственного веса литосферы, как то имеет место при расчете изгиба коротких балок в строительной механике. При учете этого обстоятельства возникают ситуации, когда литосферная плита коробится, вспучивается, лишается сплошности и полностью теряет устойчивость, если мощность ее превышает 70 км (см. выше формулу 4.9). Спрединг в Срединноокеанических хребтах являет пример такого механизма деструкции литосферы.

В более поздних работах автора [1, 2, 5, 6] показано, что в областях потери устойчивости литосферы—в приподнятых и разорванных ее зонах—гравитационное соскальзывание литосферных блоков происходит в принципе таким же образом, что и продольный изгиб очень высоких радио-телевизионных антенн и буровых снарядов в глубоких скважинах, причем одновременное с соскальзыванием встречное передвижение подлитосферных текучих масс к зоне спрединга рассматривалось под углом зрения гравитационной теории качения—роллинга (в механизме Оровена-

Эльзассера движущая сила обуславливается тепловой энергией, образующейся в процессе химической дифференциации и частичного плавления вещества мантии). В более ранней работе автора (А. Т. Асланян «Исследование по теории тектонической деформации Земли». Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1955, стр. 96) указывалось также о роли газовой подушки в основании скользящей литосферы.

Эти вопросы рассматривались позднее в работе автора [1]. В работе А. Т. Асланяна, А. В. Арутюняна, А. П. Воларовича и А. И. Левыкина (1976) на указанных выше положениях, а также на принципе приливно-ротационной неустойчивости литосферы была разработана модель тектонической деформации литосферы при условии ограниченного спрединга [2].

Говоря о скольжении литосферных плит, следует также иметь в виду предложенную А. И. Рыбиным [23] идею о глубинной ползучести литосферы, подразумеваемой как пластическое течение литосферных масс по падению литосферных плит.

Для определения скорости движения литосферных масс от оси Среднеокеанического хребта (от оси спрединга), он применяет формулу

$$V_3 = \frac{P}{2\eta} (H \sin \alpha) = \frac{P}{2\eta} \left(H \cdot \frac{b}{l} \right), \quad (4.12)$$

где $P = \rho \cdot g H$ — давление литосферы на свое основание, η — вязкость литосферы, l — ширина скользящей литосферной плиты (считая от оси спрединга), b — высота поверхности плиты над уровнем смежного платформенного дна океана (глубина океанических платформ 3800 м ниже уровня моря).

Подставляя $P = 2,2 \cdot 10^{10}$ дин/см², $\eta = 7 \cdot 10^{22}$ пуаз, $b = 2,7 \cdot 10^5$ см, $l = 1,5 \cdot 10^7$ см, получим скорость течения плиты $V_3 = 0,64$ см/год.

Применительно к механизму спрединга этот вопрос заслуживает, очевидно, специального рассмотрения, поскольку скорости порядка 0,5—1 см/год, которые следуют из предыдущей формулы гидродинамики, сравнимы в ряде случаев со скоростью дрейфа континентов.

В заключение отметим, что подлинно научная глобальная тектоника должна строиться на основе взаимно согласованных и топологически правильно локализованных данных об изменениях внутреннего объема Земли (в плане контракции и пульсации), изменения эллиптичности ее фигуры (вследствие приливного торможения) и поворотов в отношении оси вращения (при изменении момента инерции отдельных областей вследствие тектонических поднятий и погружений, дрейфа и субдукции литосферных плит, массовых лавовых излияний, материковых оледенений, эрозии, аккумуляции и др.), крупномасштабных конвективных движений и других видов перераспределения глубинных масс и, конечно, с учетом данных о происхождении и эволюции солнечной системы в целом.

ԿՈՆՎԵԿՑԻԱՆ ԵՎ ԿՈՆՏՐԱԿՑԻԱՆ

(ՊԱՏՃԱԽԱԿԱՆ-ՀԵՏԵՎԱՆՔԱՅԻՆ ԳԵՈՂԻՆԱՄԻԿ ՓՈՆԶԱՐԱԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ)

Ա մ փ ո փ ո ռ մ

Ըստ աստղաբաշխական և հնէաբանական տվյալների, Երկրագնդի շառավիղն Երկրաբանական ժամանակի ընթացքում փոքրացել է (սինհավասարաչափ կերպով) $\frac{dR}{dt} = -V_r = 1 \cdot 10^{-9} - 2 \cdot 10^{-9}$ սմ/վրկ արագությամբ: $\frac{\partial T}{\partial R} \text{grad} T = 10^{-5}$ սմ/°K ջերմաստիճանի շառավղային գրադիենտի, $C_v = 1,25 \cdot 10^7$ էրգ/(գ. °K), տեսակարար ջերմունակության $h \nabla^2 T = 0,38 \cdot 10^{-15}$ °K/վրկ, $\partial T / \partial t = 1,3 \cdot 10^{-15}$ °K/վրկ և $\rho = 5,52$ գ/սմ³ միջին խտության արժեքների դեպքում ջերմահաղորդականության հիմնական հավասարումից $\rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} -$

$- h \nabla^2 T = A_0 - \rho C_v V_r \text{grad} T$ հետևում է, որ հավասարման ձախ մասի անդամների գումարն անհամեմատ փոքր է աջ մասի անդամների գումարից և, համապատասխանաբար, մոլորակի ընդերքում էներգիայի անջատումն, ըստ $A_0 = \rho C_v V_r \text{grad} T$ տեսչության, պայմանավորված է նրա շառավղի նվազմամբ, այսինքն՝ կոնտրակցիայով: Իրա հետ մեկտեղ $\rho C_v V_r \text{grad} T = A_0$ արտադրյալը բնորոշում է ջերմատեղսփոխման կոնվեկտիվ բաղադրիչի տեսակարար կշիռը և համապատասխանում է $V_r > 2h/R$ պայմանին, որը $V_r = 10^{-9}$ սմ/վրկ (100 տարում 3,2 սմ) և $R = 6,37 \cdot 10^8$ սմ դեպքում ջերմաստիճանահաղորդականության համար տալիս է $h = 4,63 \cdot 10^{-2}$ սմ²/վրկ արժեքը, ի հակադրության փորձատնային պայմաններում առավել տարածված ապարների համար ստացված $h = 1,2 \cdot 10^{-2}$ սմ²/վրկ արժեքի: Նշված պայմաններից և գնահատականներից հետևում է, որ Երկրի ընդերքում ջերմությունը հիմնականում անջատվում է կոնտրակցիայի հետևանքով և այնտեղից հեռանում է կոնվեկցիոն եղանակով: Իր հերթին կոնտրակցիան հնարավոր է դառնում ջերմահեռացման կոնվեկտիվ մեխանիզմի դեպքում: Առաջարկվող մոդելում Երկրի ընդերքում կոնվեկտիվ շարժումների համար էներգիայի գլխավոր աղբյուր է համարվում մոլորակի գրավիտացիոն դաշտի էներգիան, որն անջատվում է կոնտրակցիայի ընթացքում, իսկ ինքը՝ կոնտրակցիան, հանգեցնում է լիթոսֆերայի մեծ շրջանների փոքրացմանը՝ 2000—4000 կմ շափով 10^9 տարվա ընթացքում: Այդպիսի փոքրացումն իրականանում է լիթոսֆերայի ծոման և բեկորատման, լիթոսֆերային սալերի դրեյֆի և սուբդուկցիայի, գեոսինկլինալային շերտախմբերի ձմլման և այլ պրոցեսների միջոցով:

Ըստ $QR \frac{dU}{dt} = 2\pi W \frac{dR}{dt}$ հավասարման, Երկրագնդի ժամանակակից

գրավիտացիոն դաշտի պոտենցիալ էներգիայի $W = -2,54 \cdot 10^{39}$ էրգ, շառավղի $R = 6,37 \cdot 10^8$ սմ, ցրման պորժոնի $Q_{\min} = 100$ (բեկոային մակընթացությունների և կյավի ալիքների մարման ավյալների համաձայն) և $\frac{dR}{dt} = -4,29 \cdot 10^{-2}$ սմ/տարի արժեքների դեպքում իզոթերմիկ կոնտրակցիայով պայմանավորված $\frac{dU}{dt}$ ջերմային հոսքը հավասար է $1,07 \cdot 10^{28}$

երգ/տարի, որը $0,36 \cdot 10^{26}$ երգ/տարի ուղիղ գծով ջերմության հետ կկազմի $1,43 \cdot 10^{28}$ էրգ/տարի (ընդհանուր ջերմային հոսքի ժամանակակից գնահատումները կազմում են $1,25 \cdot 10^{28} \div 1,47 \cdot 10^{28}$ էրգ/տարի):

Լիթոսֆերայի մեծ շրջանների փոքրացման էֆեկտի կոնցենտրացման դեպքում՝ նրանց երկարության $5,75\%$ սահմաններում, լիթոսֆերային բլոկների կողային տեղաշարժերի արագությունը դեֆորմացիայի կոնցենտրացման գոտիներում (գետահեղեղներ, Վենինգ-Մեյնսի գոտիներ, Բենիոֆի զոնաներ, ուֆտային ստրուկտուրաների թևեր և այլն) ըստ $V_0 = 2\pi\beta V_r$, բանաձևի կկազմի $V_0 = 4,7$ սմ/տարի (երբ $V_r = -4,3 \cdot 10^{-2}$ սմ/տարի և կոնցենտրացիայի պարամետրը $\beta = 2\pi R / 2\pi \Delta R = 17,5$).

A. T. ASLANIAN

CONVECTION AND CONTRACTION (Casual Geodynamic correlation)

Abstract

According to astronomical and paleontological data during the geological time the Earth's radius has reduced (irregularly) at a speed of $\frac{dR}{dt} = -V_r = 1 \cdot 10^{-9} - 2 \cdot 10^{-9} \text{ cm/sec}$. At values of temperature radial gra-

dient $\frac{\partial T}{\partial R} \text{ grad } T = 10^{-5} \text{ cm/}^\circ\text{K}$, specific heat $C_v = 1,25 \cdot 10^7 \text{ erg/(g. }^\circ\text{K)}$, average density $\rho = 5,52 \text{ g/cm}^3$, $h \nabla^2 T = 0,38 \cdot 10^{-15} \text{ }^\circ\text{K/sec}$, $\partial T / \partial t = 1,3 \cdot 10^{-15} \text{ }^\circ\text{K/sec}$ from the heat conduction general formula $\rho C \frac{\partial T}{\partial t} - h \Delta^2 T =$

$= A_0 - \rho C_v V_r \text{ grad } T$ it follows the sum of formula left part members and correspondingly the sum of formula right part members to be disregardedly less than the sum of formula right part members and correspondingly the energy release from the planet's entrails according to $A_0 = \rho C_v V_r \text{ grad } T$ is stipulated by its radius decreasing i. e. by contraction. At the same time the product $\rho C_v V_r \text{ grad } T = A_0$ determines the proportion of the heat transfer convective constituent and corresponds to condition $V_r > 2h/R$, which at the values of $V_r = 10^{-9} \text{ cm/sec}$ ($3,2 \text{ cm}$ during 100 years) and $R = 6,37 \cdot 10^8 \text{ cm}$ makes for thermal diffusivity $h = 4,63 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{sec}$ contrary to laboratory determined value $h = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{sec}$ for the widespread rock types. From above mentioned conditions and estimations it follows that the heat in the Earth's entrails generally transfer owing to contraction and is mainly removed by convection. In its turn contraction is possible at convectional mechanism of heat removing. According to the suggested model the main source of energy for convective movements in Earth's entrails the planet's gravitational field energy is considered, which transfer by contraction and the latter brings to the decreasing of lithosphere great circles by 2000–4000 km per 10^9 years. Such a decrease is realized by the lithosphere warping and split-

ting, lithosphere plates sliding and subduction as well as geosyncline-series crumpling e. t. c.

According to $QR \frac{dU}{dt} = 2\pi W \frac{dR}{dt}$ equation at values of modern Earth gravitational field potential energy $W = -2,54 \cdot 10^{19}$ erg, radius $R = 6,37 \cdot 10^8$ cm, dissipative factor $Q_{\min} = 100$ (according to data of polar tides and Love's waves fading) and $\frac{dR}{dt} = -4,29 \cdot 10^{-2}$ cm/year, stipulated by isothermic contraction the heat flow is equal to $1,07 \cdot 10^{26}$ erg/year, which with the radiogenic heat $0,36 \cdot 10^{26}$ erg/year makes $1,43 \cdot 10^{26}$ erg/year (the modern estimations of general heat flow are $1,25 \cdot 10^{26} - 1,47 \cdot 10^{26}$ erg/year).

The lithosphere blocks lateral displacement velocity in deformation concentration zones (geosynclines, Vening-Melnesz belts, Benioff zones, rift structures boards e. t. c.) at lithosphere great circles decreasing effect concentration within the limits of 5,75% of their length, according to formula $V_0 = 2\pi\beta V_r$, makes $V_0 = 4,7$ cm/year (when $V_r = -4,3 \cdot 10^{-2}$ cm/year and concentration parameter $\beta = 2\pi R / 2\pi \Delta R = 17,5$).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Асланян А. Т. Предельные значения мощности и прочности литосферы в свете теории гравитационного сжатия и приливного торможения Земли. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 1, 1976.
2. Асланян А. Т., Арутюнян А. В., Воларович М. П., Левыкин А. И. Об одном возможном механизме становления гипербазитовых поясов и спрединговых структур. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 5, 1976.
3. Асланян А. Т. Возбуждение чандлеровских колебаний полюса как проявление контракции Земли. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 4-5, 1977.
4. Асланян А. Т. Квазисуточная нутация и магнитное поле Земли. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 4, 1978.
5. Асланян А. Т. К расчету скорости векового изменения радиуса Земли. Известия АН Арм. ССР, Науки о Земле, № 5, 1978.
6. Асланян А. Т. Термогравитационный критерий изменения объема Земли. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, № 3, 1978.
7. Асланян А. Т. Архейские водоросли, лунные приливы и гравитационная постоянная. Известия АН Арм.ССР, геол. и геогр. науки, т. 32, № 6, 1979.
8. Асланян А. Т. К динамике системы Земля-Луна. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, т. 33, № 1, 1979.
9. Бербидж Дж., Бербидж Э. Т. Звездная эволюция. В сб. «Происхождение и эволюция звезд», ИЛ, М., 1962.
10. Васильковский Н. П., Каттерфельд Г. Н., Лапо М. С. Гравитационное сжатие и тектогенез. Известия АН Арм.ССР, Науки о Земле, т. 35, № 2, 1982.
11. Венинг-Мейнес Ф. А. Тепловая конвекция в земной мантии. Сб. «Дрейф континентов», Мир, М., 1966.
12. Динник А. Н. Продольный изгиб и кручение. Изд. АН СССР, М., 1955.
13. Жирков В. Н., Трубицын В. П. Физика планетарных недр. «Наука», М., 1980.
14. Жирков В. Н. О тепловом режиме Земли. ДАН СССР, т. 261, № 2, 1981.
15. Киганов М. И. Электроны, фононы, магноны. «Наука», М., 1979.
16. Коллан С. А. Физика звезд. «Наука», М., 1970.
17. Каула В. Введение в физику планет земной группы. Мир, М., 1971.

18. Кропоткин П. Н., Трапезников Ю. А. Вариации угловой скорости вращения Земли, колебаний полюса и скорость дрейфа геомагнитного поля и их возможная связь с геотектоническими процессами. Известия АН СССР, сер. геол., № 11, 1963.
19. Исакович М. А. Общая акустика. «Наука», М., 1973.
20. Манк У., Микдональд Г. Дж. Ф. Вращение Земли, Мир, М., 1964.
21. Резикян А. М. Число свободных электронов в конденсированном веществе в зависимости от его плотности. Астрофизика, т. 7, вып. 4, 1971.
22. Рингвуд А. Е. Состав и петрология мантии Земли. «Недра», М., 1981.
23. Рыбин А. И. Теория глубинного гравитационного тектогенеза. ДАН СССР, т. 195, № 4, 1970.
24. Сидоренко Н. С. Неравномерность вращения Земли и движение полюсов. Природа, № 4, 1982.
25. Сорохтин О. Г. (ред.) Геофизика океана, т. 2, Геодинамика. «Наука», М., 1979.
26. Ферхуген Дж., Тернер Ф., Вейс Л., Вархофтик К., Файф У. Земля, т. II, Мир, М., 1974.
27. Хайд Р. Гидродинамика земного ядра. Сб. Физика и химия Земли. Изд. ИЛ, М., 1958 (1956).
28. Шнейдер П. Инженерные проблемы теплопроводности ИЛ, М., 1960.
29. Birch F. On the possibility of large changes in the Earth's volume. Physics of the Earth and Planetary Interiors, 1, 141, 1968.
30. Cathles I. M. The viscosity of the Earth's mantle. Publ. Princeton Univ., London, 1975.
31. Dzules G. F. Thermal histories of convective Earth models and constraints on radiogenic heat production in the Earth. Journ. Geophys. Res., vol. 85, 135, 1980.
32. Elsasser W. M., Olson P., March B. D. The depth of mantle convection. Journ. Geophys. Res., vol. 84, 131, 1979.
33. James R. A. The structure and stability of rotating gas masses. Astrophys. Journ. 140, 1964.
34. Kaula W. M. Material properties for mantle convection consistent with observed surface fields. Journ. Geophys. Res., vol. 85, B12, 1980.
35. Lamar D. L., Merfeld P. M. Influence of Solar tidal torque on length of day and synodic month. Journ. Geophys. Res., vol. 72, 14, 1967.
36. McElhinny M. W., Taylor S. K., Stevenson D. J. Limits to the expansion of Earth Moon, Mars and Mercury and to changes in the gravitational constant Nature, vol. 271, 5643, 1978.
37. Moore D. R., Weiss N. O. Two-dimensional Rayleigh-Benard convection. Journ. Fluid Mech., 58, 1973.
38. Morrison L. V. Rotation of the Earth AD 1663—1322 and the constancy of G. Nature, vol. 241, 5331, 1973.
39. Morrison L. V. Tidal deceleration of the Earth's rotation deduced from astronomical observations in the period AD to the present. Tidal friction and the Earth's Rotation, Springer-Verlag, 1978.
40. Newton R. R. Ancient astronomical observations and accelerations of the Earth and Moon. John Hopkins Press, London, 1970.
41. Piper J. D. Geological and Geophysical evidence relating to continental growth on dynamics and the hydrosphere in precambrian times: a review and analysis. „Tidal friction and the Earth rotation“, Springer-Verlag, 1978.
42. Richter F. M., McKenzie D. P. Simple plate models of mantle convection. Journ. Geophys. 41, 1978.
43. Runcorn S. K. Mechanism of plate tectonics: mantle convection currents, plums. gravity sliding of expansion? „Tectonophysics“, 1—4, 1980.
44. Smith P. J. The end of the expanding Earth hypothesis? Nature, vol 271, 5643, 1978.