ЛИТЕРАТУРА

1. *Акимова Е. В.* Дешифрирование региональной трещиноватости.—В кн.: Анализ космических снимков при тектоно-магматических и металлогенических исследованиях. М.: Наука, 1979, с. 19—27.
2. *Гальперов Г. В., Антипов В. С., Астахов В. И., Рундквист И. К.* Методика применения аэро- и космоснимков и геофизических данных при прогнозно-металлогенических исследованиях. — В кн.: Металлогенические и тектоно-магматические исследования на основе материалов аэро- и космосъемок. Л.: Недра, 1988, с. 22—55.
3. *Кукушкин Д. А., Ян Г. Х.* Некоторые вопросы анализа линеаментов (по данным дешифрирования космических снимков). — Исследование Земли из космоса, 1983, № 1, с. 51—56.
4. *Мартиросян С. В., Багдасарян Г. Р., Сахатов В. З., Марков Е. И.* Структурная позиция одного из полиметаллических месторождений Малого Кавказа по данным космических снимков. — Изв. АН АрмССР, Науки о Земле, 1988, т. 41, № 1, с. 20—30.
5. *Пиджян Г. О., Карапетян А. И., Садоян А. А., Асланян П. М.* Геологическое строение и рудоносность бассейна реки Арпа Армянской ССР. Ереван: Изд. АН АрмССР, 1982, 178 с.
6. *Сахатов В. З., Панцулая В. В., Марков Е. И.* Кавказско-Таврский регион Средиземноморского подвижного пояса. — В кн.: Металлогенические и тектоно-магматические исследования на основе материалов аэро- и космосъемок. Л.: Недра, 1988, с. 56—121.
7. *Яковлев Н. А., Сахатов В. З., Скублова Н. В., Марков К. А.* Применение космических снимков при региональном металлогеническом анализе складчатых областей. Л.: Недра, 1986, 160 с.

Известия АН АрмССР, Науки о Земле, 1989, XLII, № 5, 22—35

УДК: 551.24.03+551.14

А. Т. АСЛАНЯН, Л. С. КАЗАРЯН

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕКТОНИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ЗЕМЛИ И МЕХАНИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ЛИТОСФЕРЫ

Литосфера Земли в изостатическом состоянии равновесия имеет минимальную потенциальную энергию. Причем, из-за высоких уровней напряженного состояния в ней возникают зоны разломов, играющие роль пластических шарниров, которые расчленяют литосферу на множество блоков, которые в свою очередь уравновешиваются по принципу изостазии. В настоящей статье делается попытка на основе деформационной теории пластичности исследовать устойчивость литосферы, рассматриваемой как пластина на упругом основании, находящаяся в условиях нарастающего нагружения, в которой учтены деформации поперечного сдвига. Для различных значений параметров литосферы вычислены значения критических давлений.

В заключении рассмотрены некоторые вопросы связи устойчивости литосферы с общими геодинамическими условиями среды.

А. Некоторые общие предпосылки

В перечне факторов, определяющих тектоническую активность Земли, обычно указываются изменения внутреннего объема (контракция, экспансия, пульсация), уменьшение эллиптичности (полярного сжатия), обусловленное приливным замедлением вращения планеты (ротационная динамика), изменение положения толщи Земли в отношении оси вращения и связанное с этим переформирование фигуры, процессы перераспределения масс в толще Земли (продолжающиеся процессы тепломассапереноса, гравитационной дифференциации изостатических движений, эрозии и аккумуляции, конвекции, субдукции, диапиризма), неравномерные и негомологичные изменения кинетических коэффициентов вещества в недрах и др.). Высказывались также предположения и связи глобальных процессов тектоно-магматической активности с галактическими циклами, с перманентным убыванием силы тяжести и др. Современный обзор этих исследований приведен в работах [9, 11, 20, 22].

В ряде случаев указывалось также на наличие причинно-следственных связей между указанными факторами, их взаимную обусловленность и единство, что дает возможность сжать названный перечень факторов (более 100 гипотез, теорий, предположений) до минимума и вычленить из него наиболее сильный фактор. Так, например, в работе [4] было показано, что при решающей роли в тектогенезе процесса гравитационного сжатия (контракции) решающую же роль в теплоотводе из недр должна играть конвекция, а в генерации тепла и энергоснабжении конвективных движений—сам процесс сжатия, как следствие фазовых переходов вещества недр, простого его уплотнения, дегазации и т. д. Такая постановка вопроса приводит к формуле «нет контракции без конвекции, нет конвекции без контракции». Неизбежным представляется возникновение глобальной сети планетарного масштаба глубинных разломов и пластичных шарниров в мантии и коре в результате увеличения периода суточного вращения Земли (от 5 *ч* в катархее до 24 *ч* в плейстоцене). Равным образом, как это известно со времен Лапласа, поднятия и погружения отдельных крупных областей литосферы, асимметричное и неравномерное сжатие масс в недрах, приводит к значительным изменениям моментов инерции их относительно оси вращения, к переформированию фигуры планеты и сопряженных с ним деформациям литосферы и перераспределению водных и воздушных масс [9, 10].

С точки зрения законов механики и гидродинамики положением относительного равновесия литосферы с минимум потенциальной энергии является состояние изостатического равновесия. Процессы высокоактивной планетарной тектоники приводят к короблению и деструкции литосферы (образование изгибных, разрывных, субдукционных и рифтоидных структур, развитие на их основе геосинклинальных складчатых сооружений, островодужных ороклинов, широкое проявление магматизма, гидротермального рудообразования и др.). В экстремальном состоянии, когда деформирующие силы превышают предел прочности литосферы, возникающие в ней зоны разломов, офиолитовых поясов и альпинотипных структур, играющих роль пластических шарниров, расчленяют литосферу на множество блоков, которые в этих условиях вновь уравновешиваются по принципу изостазии, причем принято считать, что разбегание этих блоков (плит) совершается под влиянием конвективных течений.

С точки зрения термодинамики, Земля представляет тепловую машину (температура в лавовых озерах 1000—1300°С, на глубине 380 *км* 1400°С, на глубине 2900 *км* порядка 4000°С), работа которой должна носить в грубом приближении периодический характер (интервал между соседними максимумами тектонизации геосинклинальных комплексов и максимумами вулканической активности в фанерозое составляют 190—200 *млн. лет*) [18].

Воздавая должное изобретательству и эрудиции творцов новых геотектонических гипотез, авторы настоящей работы в итоге своих многолетних исследований должны были остановить свое внимание на гипотезе гравитационного сжатия Земли, создающего, по их мнению, вполне имманентный механизм тектоно-магматической эволюции Земли, причем, в отличие от его классического прототипа, она не считает литосферу однородной и равномерно сжимающейся, а наоборот, учитывает отчетливо выраженные факты концентрации деформаций и напряжений в узких поясах (геосинклинали, георифтогенали, разнообразные дизъюнктивы) и, кроме того, считается, что радиус Земли уменьшается не непрерывно, а с замедлениями, остановками и эпизодами кратковременного увеличения, поскольку в тепловую энергию превращается лишь небольшая часть потенциальной энергии (около 1/5), а остальная, большая часть переходит почти полностью в энергию упругого сжатия вещества планеты, в энергию динамических (апериодических) движений и таким образом тенденция непрерывного изотермического сжатия планеты нарушается, уступая место на время противоположно тенденции.

Ниже рассматривается проблема устойчивости литосферы в упруго-пластической области с учетом развития деформаций поперечных сдвигов (раздел В) и влияние общей геодинамической обстановки и ее особенностей на ход больших изгибно-разрывных деформаций земной коры (раздел С).

Многими авторами сделаны попытки решить подобные задачи, но без учета или пластичности или деформаций поперечных сдвигов [6, 7, 17, 25, 26].

В. Устойчивость литосферной плиты за пределами упругости с учетом поперечных сдвигов

Литосферная плита рассматривается в виде пластины на упругом основании, поскольку отношение ее размеров (толщины к поперечнику) $h:a=1:4$ (или минимум 1:6), то будем исходить из уточненной теории пластинок, учитывающих влияние деформаций поперечных сдвигов.

В данной работе на основе деформационной теории пластичности исследуется устойчивость пластин с учетом влияния поперечных сдвигов в условиях нарастающего нагружения. Исходные соотношения между напряжениями и деформациями примем в соответствии с уравнением деформационной теории пластичности несжимаемого материала [12].

$$\sigma_x - \frac{1}{2}\sigma_y = \frac{\sigma_1}{e_1} e_x; \quad \sigma_y - \frac{1}{2}\sigma_x = \frac{\sigma_i}{e_i} e_y; \quad \tau_{xy} = \frac{\sigma_i}{3e_i} e_{xy}. \tag{1}$$

Интенсивности касательных напряжений и деформации сдвига определяются через компоненты напряжений и деформаций следующим образом:

$$\sigma_i - \sqrt{\sigma_x^2 - \sigma_x\sigma_y + \sigma_y^2 + 3\tau_{xy}^2}; \quad e_i = \frac{2}{\sqrt{3}}\sqrt{e_x^2 + e_x e_y + e_y^2 + \frac{1}{4}e_{xy}^2}. \tag{2}$$

Предполагается, что в пластинке, деформированной за пределом упругости, анализировано плоское напряженное состояние, т. е. определяются σ_x, σ_y, τ_{xy}, которые получают бесконечно малые приращения $\delta\sigma_k$, $\delta\sigma_y$, $\delta\tau_{xy}$ при ее выпучивании.

Согласно гипотезе непрерывного нагружения [19] искривление пластинки происходит в условиях нагружения всех точек пластинки. С помощью этого допущения из (1) для вариаций напряжений $\delta\sigma_x$, $\delta\sigma_y$, $\delta\tau_{xy}$ имеем [14]

$$\begin{aligned} \delta\sigma_x &= a_{11}\delta e_x + a_{12}\delta e_y + a_{13}\delta e_{xy}; \\ \delta\sigma_y &= a_{12}\delta e_x + a_{22}\delta e_y + a_{23}\delta e_{xy}; \\ \delta\tau_{xy} &= a_{13}\delta e_x + a_{23}\delta e_x + a_{33}\delta e_{xy}, \end{aligned} \tag{3}$$

где

$$\begin{aligned} a_{11} &= \frac{4}{9e_i}\left[3\sigma_i + (2e_y + e_y)^2 \frac{d}{de_i}\left(\frac{\sigma_i}{e_i}\right)\right]; \\ a_{12} &= \frac{2}{9e_i}\left[3\sigma_i + 2(2e_x + e_y)(2e_y + e_x)\frac{d}{de_i}\left(\frac{\sigma_i}{e_i}\right)\right]; \\ a_{13} &= \frac{2}{9e_i} e_{xy}(2e_x + e_y)\frac{d}{de_i}\left(\frac{\sigma_i}{e_i}\right); \end{aligned} \tag{4}$$

$$a_{22}=\frac{4}{9e_i}\left|3\sigma_i+(2e_y+e_x)^2\frac{d}{de_i}\left(\frac{\sigma_i}{e_i}\right)\right|;$$

$$a_{23}=\frac{2}{9e_i}e_{xy}(2e_y+e_x)\frac{d}{de_i}\left(\frac{\sigma_i}{e_i}\right);\quad a_{33}=\frac{1}{9e_i}\left|3\sigma_i+e_{xy}^2\frac{d}{de_i}\left(\frac{\sigma_i}{e_i}\right)\right|.$$

Далее, исходя из уточненной теории пластинок [14] и при отсутствии поверхностных нагрузок для тангенциальных напряжений имеем

$$\tau_{xz}=f(z)\varphi(x,y);\quad \tau_{yz}=f(z)\psi(x,y),$$

где $f(z)$—функция изменения касательных напряжений по мощности литосферной плиты, а $\varphi(x,y)$ и $\psi(x,y)$ — искомые функции.

По принятой теории несжимаемости [12] связь между касательными напряжениями (5) и соответствующими деформациями имеет вид:

$$\tau_{xy}=\frac{\sigma_i}{3e_i}e_{xz};\quad \tau_{yz}=\frac{\sigma_i}{3e_i}e_{yz}. \tag{6}$$

Учитывая (5) и (6) и пользуясь геометрическими соотношениями связи деформаций и перемещений u_x, u_y, u_z [8]

$$e_{xz}=\frac{\partial\delta u_x}{\partial z}+\frac{\partial\delta u_z}{\partial x};\qquad e_{yz}=\frac{\partial\delta u_y}{\partial z}+\frac{\partial\delta u_z}{\partial y}; \tag{7}$$

получим:

$$\frac{\partial\delta u_x}{\partial z}=-\frac{\partial\delta u_z}{\partial x}+\frac{3e_i}{\sigma_i}f(z)\varphi(x,y);$$

$$\frac{\partial\delta u_y}{\partial z}=-\frac{\sigma\delta u_z}{\partial y}+\frac{3e_i}{\sigma_1}f(z)\psi(x,y); \tag{8}$$

Если пренебречь изменениями нормальных перемещений точек пластинки по толщине и деформированием срединной плоскости $(u=v=0)$ из (8) путем интегрирования по z получим

$$\partial u_x=-z\frac{\partial w}{\partial x}+\frac{3e_i}{\sigma_i}J_0(z)\varphi(x,y);$$

$$\delta u_y=-z\frac{\partial w}{\partial y}+\frac{3e_i}{\sigma_i}J_0(z)\psi(x,y); \tag{9}$$

в которых $J_0(z)=\int\limits_0^z f(z)dz$, а w—прогиб пластинки (10).

Учитывая (9) и используя известные геометрические соотношения для вариаций деформаций, получим:

$$\delta e_x=-z\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+3J_0(z)\frac{\partial}{\partial x}\left(\varphi\frac{e_i}{\sigma_i}\right);$$

$$\delta e_y=-z\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}+3J_0(z)\frac{\partial}{\partial y}\left(\psi\frac{e_i}{\sigma_i}\right); \tag{11}$$

$$\delta e_{xy}=-2z\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial y}-3J_0(z)\left|\frac{\partial}{\partial u}\left(\varphi\frac{e_i}{\sigma_i}\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(\psi\frac{e_i}{\sigma_i}\right)\right|.$$

Если внесем (11) в (3) и присоединим к ним (5), то для приращений выпученной пластинки получим следующие формулы:

$$\delta\sigma_x=-zA_1+3J_0(z)B_1;\quad \delta\sigma_y=-zA_2+3J_0(z)B_2;\quad \delta\tau_{xy}=-zA_3+3J_0(z)B_3 \tag{12}$$

в которых введены обозначения:

$$A_n = a_{n1}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + a_{n2}\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + 2a_{n3}\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}, \quad n=1,\ 2,\ 3 \tag{13}$$

$$B_n = a_{n1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\varphi\frac{e_i}{\sigma_i}\right) + a_{n2}\frac{\partial}{\partial y}\left(\psi\frac{e_i}{\sigma_i}\right) + a_{n3}\left[\frac{\partial}{\partial y}\left(\varphi\frac{e_i}{\sigma_i}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\psi\frac{e_i}{\sigma_i}\right)\right].$$

Имея значения напряжений, можем определить приращения изгибающих моментов и поперечных сил

$$\delta M_x = -\frac{h^3}{12}A_1 + 3J_1B_1; \quad \delta M_y = -\frac{h^3}{12}A_2 + 3J_1B_2;$$

$$\delta H = -\frac{h^3}{12}A_3 + 3J_1B_3; \quad N_1 = J_2\varphi(x,\ y); \quad N_2 = J_2\psi(x,\ y); \tag{14}$$

$$J_1 = \int\limits_{-h/2}^{h/2} zJ_0(z)\,dz; \quad J_2 = \int\limits_{-h/2}^{h/2} f(z)\,dz. \tag{15}$$

После выпучивания для элемента пластинки дифференциальные уравнения равновесия будут иметь вид [8]:

$$\begin{gathered}\frac{\partial\delta M_x}{\partial x} + \frac{\partial\delta H}{\partial y} = N_1; \quad \frac{\partial\delta M_y}{\partial y} + \frac{\partial\delta H}{\partial x} = N_2;\\ \frac{\partial N_1}{\partial x} + \frac{\partial N_2}{\partial y} + T_x^0\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + T_y^0\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + 2S_0\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial y} = \bar{q},\end{gathered} \tag{16}$$

где внутренние тангенциальные силы начального плоского состояния берутся в виде $T_x^0 = -h\sigma_x$, $T_y^0 = -h\sigma_y$, $S_0 = -h\tau_{xy}$.

При расчете поперечно-нагруженной пластины, покоящейся на упругом основании, кроме действующей внешней нагрузки, необходимо учесть силы реакции, передающиеся от основания к пластинке. Интенсивность реакции основания эквивалентна силе плавучести, возникшей в результате замещения слоя текучей мантийной массы толщиною w на коровую породу [21]. Исходя из изостатических законов, под „k“ понимается произведение разности плотностей слоев на ускорение g т. е. $k = g(\rho_m - \rho_c)$.

Таким образом, поверхностная нагрузка, действующая на континентальную литосферу $\bar{q} = q - kw$.

Подстановкой (14) в (15) получим следующую систему трех уравнений относительно $w(x,\ y)$, $\varphi(x,\ y)$ и $\psi(x,\ y)$:

$$\begin{gathered}\frac{\partial A_1}{\partial x} - \frac{36J_1}{h^3}\frac{\partial B_1}{\partial x} + \frac{\partial A_3}{\partial y} - \frac{36J_1}{h^3}\frac{\partial B_3}{\partial y} + \frac{12J_2}{h^3}\varphi = 0;\\ \frac{\partial A_2}{\partial y} - \frac{36J_1}{h^3}\frac{\partial B_2}{\partial y} + \frac{\partial A_3}{\partial x} - \frac{36J_1}{h^3}\frac{\partial B_3}{\partial x} + \frac{12J_2}{h^3}\psi = 0;\\ J_2\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \frac{\partial\psi}{\partial y}\right) + T_x^0\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + T_y^0\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + 2S_0\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial y} = \bar{q},\end{gathered} \tag{17}$$

которая характеризует устойчивость пластинки за пределом упругости При пренебрежении влиянием деформаций поперечных сдвигов, получим уравнение устойчивости неупругой пластинки в классической постановке [13].

Рассмотрим задачу об устойчивости шарнирно опертой по контуру пластинку на упругом основании, сжатой в своей плоскости по направлениям x и y давлениями p и cp. Для упрощения решения задачи ограничимся случаем линейного упрочения:

$$\sigma_i=3G\,[(1-\lambda)e_i+\lambda e_s]; \quad \lambda=1-\frac{1}{3G}\frac{d\sigma_i}{de_i}=\text{const}, \tag{18}$$

где G — модуль сдвига, e_s — предел упругих деформаций материала.

Итак, полагая $\sigma_x=-p$; $\sigma_y=-cp$; $\tau_{xy}=0$ и используя (1), (2) и (18), находим:

$$\sigma_i=\varkappa p, \quad e_i=\frac{\varkappa p-\lambda p_s}{3G(1-\lambda)}, \quad \varkappa=\sqrt{1-c+c^2}$$

$$p_s=3Ge_s, \quad 2e_x+e_y=-\frac{\varkappa p-\lambda p_s}{2\varkappa G(1-\lambda)}; \quad G=\frac{1}{3}E \tag{19}$$

$$2e_y+e_x=-c\,\frac{\varkappa p-\lambda p_s}{2\varkappa G(1-\lambda)}, \quad e_{xy}=0.$$

Учитывая (19) из (4), для коэффициентов a_{ij} получим

$$a_{11}=A\,\frac{4\varkappa^3p-3\lambda p_s}{\varkappa p-\lambda p_s}; \quad a_{22}=A\,\frac{4\varkappa p-3c^2\lambda p_s}{\varkappa p-\lambda p_s};$$

$$a_{33}=A\,\frac{\varkappa^3p}{\varkappa p-\lambda p_s}; \quad a_{12}=A\,\frac{2\varkappa^3p-3\lambda cp_s}{\varkappa p-\lambda p_s}; \tag{20}$$

$$a_{13}=a_{23}=0; \quad A=\frac{G(1-\lambda)}{\varkappa^3}; \quad \frac{e_i}{\sigma_i}=\frac{1}{a_{33}}.$$

Из (20) видно, что коэффициенты a_{ij} не зависят от координат, поэтому из (17) получим систему уравнений устойчивости шарнирно опертой пластинки на упругом основании

$$a_{11}\frac{\partial^3w}{\partial x^3}+(a_{12}+2a_{33})\frac{\partial^3w}{\partial x\partial y^2}-\frac{12J_2}{h^3}\left(\frac{a_{11}}{a_{33}}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}\right)-\frac{12J_2^1}{h^3}\varphi-$$

$$-\frac{12J_1}{h^3}\left(1+\frac{a_{12}}{a_{33}}\right)\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial y}=0;$$

$$a_{22}\frac{\partial^3w}{\partial y^3}+(a_{12}+2a_{33})\frac{\partial^3w}{\partial x^2\partial y}-\frac{12J_1}{h^3}\left(1+\frac{a_{12}}{a_{33}}\right)\frac{\partial^2\varphi}{\partial x\partial y}-\frac{12J_2}{h^3}\psi- \tag{21}$$

$$-\frac{12J_1}{h^3}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{a_{22}}{a_{33}}\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}\right)=0;$$

$$\frac{ph}{J}\left(\frac{\partial^2w}{\partial x^2}+c\,\frac{\partial^2w}{\partial y^2}\right)-\frac{\partial\varphi}{\partial x}-\frac{\partial\psi}{\partial y}+\frac{kw}{J_2}=0.$$

Для системы (21) с учетом граничных условий шарнирного опирания пластинки при

$$x=0,\ x=a,\ w(0,\ y)=w(a,\ y)=0,\ u_y \text{ или } \psi=0;$$

$$M_x=-\frac{h^3}{12}\left(a_{11}\frac{\partial^2w}{\partial x^2}+a_{22}\frac{\partial^2w}{\partial y^2}\right)+\frac{J_1}{a_{33}}\left(a_{11}\frac{\partial\varphi}{\partial x}+a_{12}\frac{\partial\psi}{\partial y}\right)=0 \tag{22}$$

$$\text{при } y=0,\ y=b,\ w(x,\ 0)=w(x,\ b)=0,\ u_x \text{ или } \varphi=0;$$

$$M_y=-\frac{h^3}{12}\left(a_{22}\frac{\partial^2w}{\partial y}+a_{12}\frac{\partial^2w}{\partial x^2}\right)+\frac{J_1}{a_{33}}\left(a_{12}\frac{\partial\varphi}{\partial x}+a_{22}\frac{\partial\psi}{\partial y}\right)=0$$

решения ищем в форме.

$$w(x,y)=C_w\sin\frac{m\pi x}{a}\sin\frac{n\pi y}{b};\quad \varphi(x,y)=C_\varphi\cos\frac{m\pi x}{a}\sin\frac{n\pi y}{b};$$

$$\psi(x,y)=C_\psi\sin\frac{m\pi x}{a}\cos\frac{n\pi y}{b}, \tag{23}$$

где C_w, C_φ, C_ψ — постоянные, m и n — целые числа, определяющие число полуволн искривленной пластинки.

Подставляя искомое решение (23) в систему (21), получим следующую однородную алгебраическую систему уравнений относительно C_w, C_φ, C_ψ:

$$\frac{\pi m}{a}\left[a_{11}\frac{m^2}{a^2}+(a_{12}+2a_{22})\frac{n^2}{b^2}\right]C_w-\frac{12}{h^3}\left[\frac{J_2}{\pi^2}+J_1\left(\frac{n^2}{b^2}+\frac{a_{11}}{a_{33}}\frac{m^2}{a^2}\right)\right]C_\varphi-$$

$$-\frac{12}{h^3}J_1\left(1+\frac{a_{12}}{a_{33}}\right)\frac{mn}{ab}C_\psi=0;$$

$$\frac{\pi n}{b}\left[a_{22}\frac{n^2}{b^2}+(a_{12}+2a_{33})\frac{m^2}{a^2}\right]C_w-\frac{12}{h^3}J_1\left(1+\frac{a_{12}}{a_{33}}\right)\frac{mn}{ab}C_\varphi-$$

$$-\frac{12}{h^3}\left[\frac{J_2}{\pi^2}+J_1\left(\frac{m^2}{a^2}+\frac{a_{22}}{a_{33}}\frac{n^2}{b^2}\right)\right]C_\psi=0; \tag{24}$$

$$ph\left(\frac{m^2}{a^2}+c\frac{n^2}{b^2}\right)C_w-\frac{J_2m}{\pi a}C_\varphi-\frac{J_2n}{\pi b}C_\psi-\frac{k}{\pi^3}C_w=0.$$

Таблица 1

Значения критических напряжений

$h:a=0{,}25$; $h=0{,}7\times10^5$ м; $kh/\sigma_s=1{,}205$; $E/\sigma_s=0{,}36(6)\times10^3$

c	M	$\lambda=0{,}0$	$\lambda=0{,}5$	$\lambda=0{,}9$	$\lambda=0{,}99$	
		p_{kp}/σ_s	p_{kp}/σ_s	p_{kp}/σ_s	p_{kp}/σ_s	
1	1	51,24	26,23	6,22	1,66	
2	1	34,16	17,53	4,21	1,13	
7	1	12,81	6,58	1,59	0,41	
1	2	32,98	17,39	4,88	1,99	
2	2	27,48	14,56	4,16	1,68	$\gamma=0$
7	2	14,99	7,91	2,22	0,78	
1	7	27,56	14,88	4,64	2,225	
2	7	27,02	14,64	4,63	2,196	
7	7	24,65	13,22	4,08	1,989	
1	1	32,78	17,12	4,53	1,53	
2	1	21,86	11,81	3,01	1,01	
7	1	10,11	4,27	1,11	0,36	
1	2	23,79	12,86	4,04	1,88	
2	2	19,82	10,74	3,39	1,56	$\gamma=0{-}1$
7	2	10,81	5,82	1,80	0,83	
1	7	20,22	11,19	3,94	2,154	
2	7	19,72	10,99	3,88	2,11	
7	7	17,99	9,99	3,40	1,89	

Для критического давления мы получим нетривиальные решения, если приравним определитель системы (24) нулю. Раскрывая детерминант системы (24), получим кубическое уравнение относительно критического давления

$$D_3p^3+D_2p^2+D_1p+D_0=0 \tag{25}$$

в котором коэффициенты D_i имеют вид:

Таблица 2

Значения критических напряжений

$h : a = 0.167$; $h = 0{,}7 \times 10^5$ м; $E/\sigma_s = 0.36(6) \times 10^3$; $kh/\sigma_s = 1.205$

c	M	λ=0,0	λ=0,5	λ=0,9	λ=0,99	
		$p_{кр}/\sigma_s$	$p_{кр}/\sigma_s$	$p_{кр}/\sigma_s$	$p_{кр}/\sigma_s$	
1	1	24,62	15,51	4,57	2,48	γ=0
2	1	16,41	9,00	3,09	1,64	
7	1	6,15	3,40	1,16	0,62	
1	2	17,50	10,60	4,99	3,68	
2	2	14,60	8,89	4,20	3,05	
7	2	7,96	4,82	2,27	1,66	
1	7	15,76	10,09	5,49	4,42	
2	7	15,45	9,94	5,42	4,34	
7	7	14,08	8,99	4,69	3,94	
1	1	2 ,09	11,30	4,18	2,61	γ=0,1
2	1	13,39	7,55	2,79	1,61	
7	1	5,02	2,85	1,04	0,60	
1	2	15, 0	9,58	4,79	3,64	
2	2	12,83	8,00	4,01	3,04	
7	2	7,00	4,34	2,17	1,63	
1	7	14,05	9,26	5,33	4,40	
2	7	13,78	9,11	5,25	4,32	
7	7	12,55	8,23	4,73	3,90	

Таблица 3

Значения критических напряжений

$h : a = 0{,}25$; $h = 0{,}7 \times 10^5$ м; $E/\sigma_s = 0.365 \times 10^3$; $\sigma_s = 0{,}27 \times 10^8$ кг/м²

c	M	λ=0,0	λ=0,5	λ=0,9	λ=0,99	
		$p_{кр}/\sigma_s$	$p_{кр}/\sigma_s$	$p_{кр}/\sigma_s$	$p_{кр}/\sigma_s$	
1	1	31,83	16,15	3,66	1,13	γ=0; kh/σ$_s$=0
2	1	21,22	10,76	2,45	0,70	
7	1	7,95	4,03	0,90	0,21	
1	2	22,22	11,40	2,66	1,07	
2	2	18,52	9,46	2,24	0,71	
5	2	10,10	5,12	1,13	0,24	
1	7	18,20	9,30	2,29	1,08	
2	7	17,84	9,15	2,21	0,72	
7	7	16,25	8,20	1,76	0,31	
1	1	32,78	17,12	4,87	1,63	γ=0,1; kh/σ$_s$=1,205
2	1	21,85	11,41	3,01	1,01	
7	1	8,20	4,27	1,12	0,36	
1	2	23,79	12,86	4,06	1,87	
2	2	19,82	10,74	3,39	1,56	
7	2	10,81	5,82	1,80	0,85	
1,7	7	20,12	11,19	3,94	2,154	
2	7	19,72	10,99	3,88	2,12	
7	7	17,96	9,90	3,40	1,89	

$$D_3 = 12\varkappa^4(\alpha^2 + c\beta^2)N; \quad D_2 = \varkappa^6 AR - 12\varkappa^4 khN/\pi^2 - 36\varkappa B(\alpha^2 + c\beta^2)M -$$

$$- 12\varkappa^2(\alpha^2 + c\beta^2)B\varkappa N;$$

$$D_1 = 36B^2(\alpha^2 + c\beta^2)M + 3AB\varkappa^3 Q + 12B\varkappa kh(\varkappa^2 N + 3M)/\pi^2;$$

$$D_0 = -36B^2 khM/\pi^2; \quad N = \frac{1}{\pi^4} + \frac{5\gamma(\alpha^2 + \beta^2)}{\pi^2} + 4\gamma^2(\alpha^2 + \beta^2)^2;$$

$$M = \frac{\gamma}{\pi^2}(\alpha^2 + c\beta^2) + \gamma^2[4\alpha^2\beta^2(1 - c)^2 + (\alpha^2 + c\beta^2)^2]; \tag{26}$$

$$R = 4\gamma(\alpha^6+\beta^6) - 12\gamma\alpha^2\beta^2(\alpha^2+\beta^2) - \frac{4}{\pi^2}(\alpha^2+\beta^2)^2;$$

$$Q = -\gamma[2\alpha^2\beta^2(3c-2-2c^2)(\alpha^2+\beta^2) - \alpha^2\beta^2(\alpha^2+c\beta^2) + \alpha^6 + c^2\beta^6] + \frac{1}{\pi^2}(\alpha^2 - c\beta^2)$$

в них введены обозначения в соответствии с формулами

$$\frac{mh}{a} = \alpha; \quad \frac{nh}{b} = \beta; \quad \gamma = \frac{J_1}{J_2 h^2}; \quad B = \lambda p_s. \tag{27}$$

Как и в работе [14] выбран закон распределения касательных напряжений по толщине пластинки z в следующем виде:

$$f(z) = \frac{1}{2}\left(\frac{h^2}{4} - z^2\right). \tag{28}$$

С учетом формул (28) и (15) получим $\frac{J_1}{J_2} = \frac{h^2}{10}$.

При $\gamma = 0$ получается квадратное уравнение относительно p, которое соответствует уравнению в классической постановке задачи устойчивости [13].

Для различных значений коэффициента плавучести k модуля Юнга E и параметра разупрочнения λ вычислены значения критических давлений $p_{кр}$. Из таблиц видно, что для h:a = 1:4, в упругой стадии ($\lambda = 0$) поперечный сдвиг уменьшает критическое давление на 28—35%, при $\lambda = 0{,}5$—на 20—27%, а для случая $\lambda = 0{,}99$—на 5—10%.

Это наглядно видно из графиков. Далее, чем тоньше пластина ($h:a = 0{,}167$), тем меньше влияние поперечного сдвига.

Из численных расчетов данного параграфа следует, что:

1. Наибольшее расхождение между значениями критических давлений по классической и уточненной теориям имеет место для линейно-упругого упрочнения материала ($\lambda = 0$). С увеличением пластических свойств это расхождение монотонно убывает и при стремлении материала к идеально-пластическому ($\lambda = 1$) полностью исчезает.

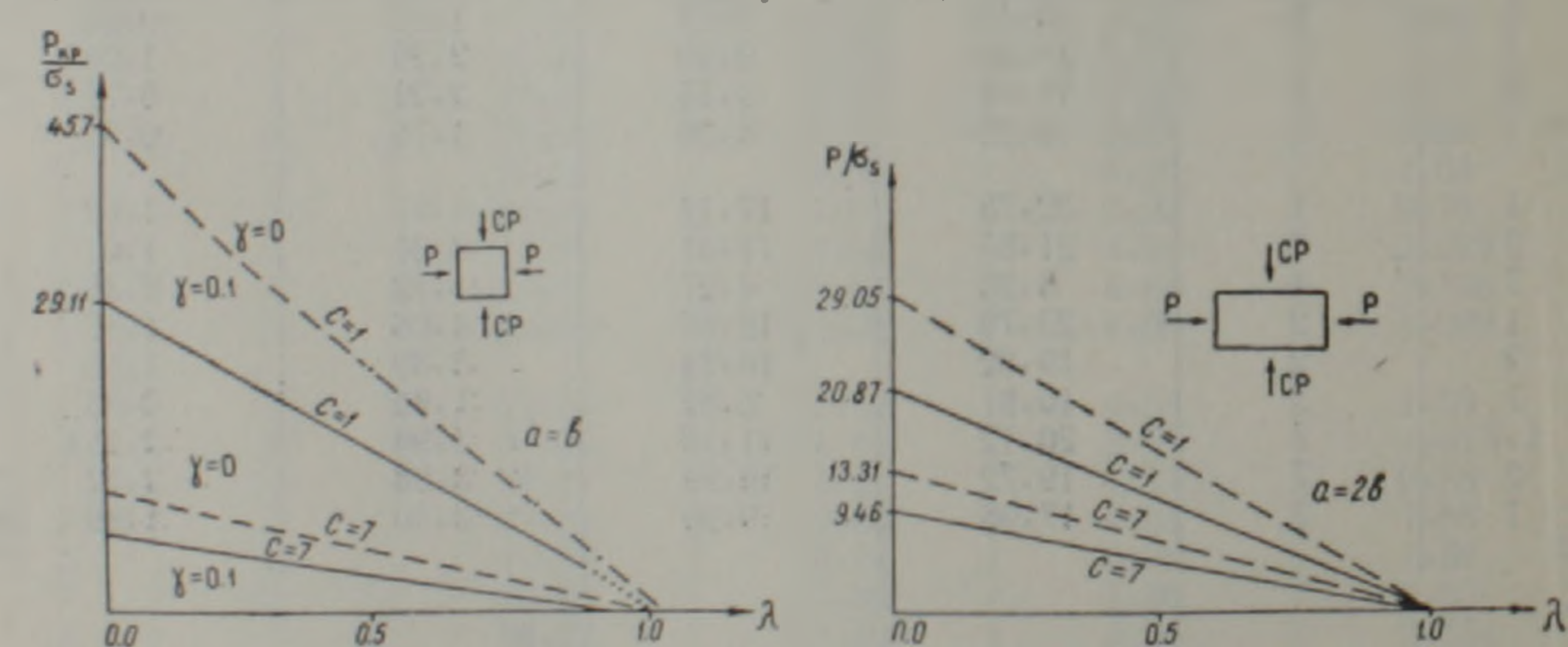

Рис. 1. Графики критических напряжений в зависимости от коэффициента разупрочнения при $h = 37 \times 10^3$ м, $E\ \sigma_s = 0{,}33 \times 10^3$, $\sigma_s = 0{,}27 \times 10^8$ кг м^2.

2. Критические напряжения стремятся к напряжениям, соответствующим площадке текучести материала, когда материал приближается к идеально-пластическому состоянию ($\lambda = 1$), причем наличие упругого основания приводит к повышению критических напряжений.

3. В достаточно широком интервале изменения параметра разупрочнения $0 \leqslant \lambda \leqslant 0{,}90$ зависимость между критическими напряжениями и λ практически линейна. Нелинейность становится ощутимой лишь в малой окрестности $0{,}90 < \lambda < 0{,}99$, где материал достаточно близок к идеально-пластическому.

В работе [1] приводятся данные, полученные автором, а также экспериментальные данные при всестороннем давлении $\sigma_s = 2960$ *кг/см²* образцов мрамора, кристаллических сланцев, диабазов и гранитов. Предел прочности этих материалов находится между $2{,}1\sigma_s - 3{,}2\sigma_s$.

Сравнивая их с приведенными в данной работе данными, видим, что литосферная плита теряет устойчивость в упруго-пластической области при $0{,}9 \leqslant \lambda \leqslant 0{,}95$.

С. Некоторые вопросы связи устойчивости литосферы с общими геодинамическими условиями среды

1. В тектонических приложениях теории устойчивости оболочек кривизна литосферных плит часто не учитывается. Учет ее однако обнаруживает существенные эффекты. Так, растяжение, возникающее при изгибе плоской оболочки толщиной h является эффектом второго порядка малости по сравнению с прогибом w и начинает сказываться лишь при $w \sim h$; в случае сфероидальных оболочек, наоборот, растяжение является эффектом первого порядка даже при $w < h$. При простом радиальном растяжении сферической оболочки радиуса R толщины h отношение энергии деформации при растяжении к энергии деформации при изгибе имеет порядок $(R/h)^2$, что в случае литосферы составляет 10^4 [16]. Последний критерий предписывает возможность возникновения в литосфере преимущественно изгибных деформаций, причем таковые в виде серповидных (в плане) структур (типа островных дуг, поясов Венинг-Мейнеса или тектогенов Хесса) будут локализоваться по малым кругам литосферы, где затраты энергии на их образование существенно меньше, чем в больших кругах. Этому же принципу следует образование деформационных структур цилиндрической формы в осадочном чехле литосферы (антиклинали и др.).

Можно отметить, что в случае, если указанные выше большие изгибные деформации будут происходить вследствие изменения объема Земли и сопровождаться крупными нарушениями сплошности литосферы, то эффект уменьшения больших кругов литосферы будет реализован не только в изгибах, но и в субдукции. При этом следует иметь в виду, что в архее ввиду высокой температуры мантийных масс (температура плавления коматиитовых лав, широко развитых в разрезах архея, 2100°С) литосфера имела «мягкую» ((soft) консистенцию (ничтожную жесткость изгиба), преобладали пластические деформации, исключалась возможность субдукции и возникновения высокогорных цепей. На последнее обстоятельство впервые указал А. Л. Яншин [23]. К этому выводу пришел А. Т. Асланян, учитывая распространенность строматолитов в архее и небольшую высоту морских приливов в древнейших формациях, обусловленную значительной пластичностью литосферы (перепады уровня воды 12—25 *м* в песчаных отложениях формации Понгола (Южная Африка), с возрастом 3,1 *млрд. лет*) [2].

Наблюдаемую высокую флексурную жесткость литосфера приобрела значительно позднее—после существенного падения температуры мантии (в настоящее время определена реперная точка в мантии в верхах интервала 380—670 *км*. фазовых переходов, где оливин переходит в структуру модифицированной шпинели при температуре 1400°С—по материалам [24].

2. В классическом случае продольного изгиба изостатически уравновешанной литосферной плиты неограниченных размеров при первой критической нагрузке

$$P_{1кр} = H\sigma_{1кр} = 2(\rho_m - \rho_c)c^2 \tag{29}$$

образуются прогибы (синеклизы, тектогены) шириной $L_{кр} = \pi c$ (H—мощность литосферы, $\sigma_{1кр}$—первое критическое напряжение при продольном изгибе, ρ_m—плотность жидкого субстрата, ρ_c—плотность литосферной плиты, $c=\sqrt{D/(\rho_m-\rho_c)}$, D—цилиндрическая жесткость литосферы, принимаемая равной $3{,}2 \cdot 10^{21}$ *кгм* при $H=75\pm5$ *км* и модуле упругости $E=10^{11}$ *Па*.

Инструментальными измерениями в ряде регионов (Балтийский щит, юг Сибирской платформы, Индийская платформа, Украинский массив, Казахстан, Горное Закавказье) установлено, что горизонтальные сжимающие напряжения на глубинах до 3—4 *км* (шахта Колар в Индии глубиною 3600 *м*) достигают значения $2\cdot10^8$—$3\cdot10^8$ *Па* (предел текучести арматурного железа, применяемого в гражданском строительстве $2{,}1\cdot10^8$ *Па*). Согласно эмпирической формуле Хаста сумма главных горизонтальных напряжений в сжимаемой плите $\sigma_1+\sigma_2= (0{,}98\,h+180)\cdot10^5$ *Па* (h—глубина от поверхности в метрах) и если положить для орогенов $\sigma_1=2\sigma_2$, то для глубины $h=3600$ *м* получим $\sigma_1=2{,}6\cdot10^8$ *Па* (σ_1 направлено вкрест простирания орогена, σ_2—вдоль орогена, σ_3—вниз по вертикали). Эти данные, очевидно, указывают на условие $\rho_m>\rho_c$ и на присутствие в современную эпоху значительных горизонтальных сил, могущих нарушить сплошность литосферы).

В предыдущих работах одного из авторов [1, 3] было показано, что все альпинотипные цепи, островные дуги, глубоководные желоба, срединноокеанические хребты имеют (по гребню) ширину порядка L — 220 ± 30 *км* и, следовательно, для них $c=65$—80 *км*, что сопоставимо с уровнем т. н. бесстрессовой глубины в верхах мантии (по Девисону—Дарвину). Согласно формуле (29), когда вещество субстрата литосферы разжижается и плотность его ρ_m падает до плотности литосферы ρ_c, то литосферная плита теряет устойчивость без внешнего воздействия ($p_{1\text{кр}}=0$) под влиянием одного лишь собственного веса. Равным образом, если в своде литосферной плиты возникает раздвиг и по раздвигу выдавливается вверх текучее мантийное серпентизированное вещество, то противостоящие блоки раздвига под собственным весом скользят в дистальном направлении вниз (механизм роллинга) и более того, требуется дополнительная сила для удержания их в исходном состоянии. Скорость скольжения оценивается известной реологической формулой

$$V_a=\frac{\rho gH}{2\eta}\cdot H\sin\alpha. \qquad (30)$$

Подставляя в (30) значения мощности литосферной плиты $H=75$ *км* плотность $\rho=3{,}13\cdot10$ *кг/м*^{3}, вязкость $\eta=10^{23}$ пуаз, угол падения $\alpha=6°$ ($\sin\alpha=1/10$) и ускорение силы тяжести $g=9{,}8\cdot10^3$ *м/сек*^{2} получим скорость спрединга относительно начальной линии раздвига 0,025 *м/год*.

Указанные явления разжижения подлитосферных масс, диапиризма мантийного вещества, возникновения различных неоднородностей в мантии и др. связаны с особенностями термогравитационной дифференциации толщи Земли и механизмом теплогенерации и теплоотвода.

3. В литературе рассматривался вкратце вопрос тектонических последствий уменьшения эллиптичности Земли вследствие замедления ее вращения в несколько раз (за последние 4 *млрд. лет*). Эллиптичность Земли ε является квадратичной функцией угловой скорости вращения ω, и если последняя тогда была больше ее современного значения 5 раз, то эллиптичность соответственно была в это время в 25 раз больше ($\varepsilon=1/12$) современного ее значения (1/298, 257), а экваториальное кольцо литосферы было длиннее более чем на 1030 *км*.

Переход от такой сплюснутой формы тектоносферы к современной шарообразной должен сопровождаться короблением и деструкцией литосферы, образованием глобальной сети мощных магистральных зон срывов, составляющих, вероятно, матрицу мировой рифтовой системы и циркумполярных ороклинов (типа Алеутских о-вов) и др.

По расчетам для нарушения сплошности литосферы на широте 45° требуется уменьшение суток на 38 *мин*, что могло произойти за 72 *млн лет*, т. е. за все кайнозойское время [2].

4. Согласно обобщенной теореме вириала $W_g = (3\gamma - 3) U_T$ гравитационная энергия Земли W_g (равная $2{,}5 \times 10^{39}$ *эрг*) в несколько раз больше тепловой энергии U_T ввиду того, что минеральные эвтектические массы Земли обладают свойствами твердых растворов замещения (оливины, пироксены, гранаты, ферросилициты, плагиоклазы и др.), для которых параметр Грюнайзена находится в пределах 2,5—3. В результате, при сжатии Земли (при $\gamma = 8/3$) в тепловую энергию переходит лишь 1/5 часть гравитационной энергии, а большая часть ее накапливается в виде упругой энергии или переходит в энергию динамических (апериодических) движений и рассеивается, причем динамическое давление может приводить в определенных условиях к значительному увеличению объема тела (по радиусу до 10—100 *км*). Если генерация тепла обеспечивается сжатием (контракцией), то удаление тепла обеспечивается лишь мощной конвекцией, которая в свою очередь поддерживается тепловой энергией, выделяемой в процессе сжатия, в т. ч. в процессе фазовых переходов и непосредственного уплотнения вещества [2, 4].

По данным чандлеровской нутации при расстоянии $\Delta\alpha = 7{,}7 \cdot 10^{-7}$ *рад.* (4,5 *м*) между полюсом инерции и полюсом вращения Земли, периодом вязкого блуждания полюса $P_{ch} = 434$ *сут.*, периодом осевого вращения Земли $T = 1$ *сут.*, за полупериод покачивания полюса 13 лет уменьшение радиуса Земли согласно пропорции $2\Delta R/R = T\Delta\alpha/P_{ch}$ составляет $0{,}57 \cdot 10^{-2}$ *м* или $4{,}4 \cdot 10^{-2}$ *м* за 100 лет.

Для всего геологического времени (с учетом эпизодов увеличения объема Земли, замедления темпа контракции, а также приливного торможения) средняя скорость уменьшения радиуса Земли оценивается $2{,}26 \cdot 10$ *м* за 100 лет [2, 3].

В указанном выше соотношении вириала $W \gg U$ усматривается (особенно для высоких значений γ), периодичность глобальных проявлений тектоно-магматической активности Земли как своеобразной термодинамической машины. В этом же плане рассматривается возможность периодических перегревов мантийных масс и образование выплавок малой плотности в верхах мантии, обладающих высокой плавучестью и приводящих к потере устойчивости литосферных плит под действием их собственного веса, а также возможность образования в мантии мощных конвективных течений, время от времени увлекающих литосферные плиты в разные стороны. Важно при этом иметь в виду, что контракционный механизм тектогенеза предписывает возможность появления в верхней мантии Земли растягивающих окружных напряжений ниже глубины 70—80 *км* и возникновение планетарного масштаба зон сбросовых магистральных нарушений [9, 3]. Данная задача заслуживает специального геолого-географического анализа с привлечением аэрокосмических съемок для определения места и роли таких зон в тектоно-магматической эволюции внешней сферы твердой Земли.

Институт геологических наук
АН АрмССР

Поступила 20.IX.1989.

Ա. Տ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Լ. Ս. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

ԵՐԿՐԱԳՆԴԻ ՏԵԿՏՈՆԱԿԱՆ ԷՎՈԼՅՈՒՑԻԱՅԻ ԵՎ ՔԱՐԵՊԱՏՅԱՆԻ ՄԵԽԱՆԻԿԱԿԱՆ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԱՐՑԵՐ

Ամփոփում

Երկրագնդի քարեպատյանը հավասարակշռության իզոստատիկ վիճակում ունի նվազագույն պոտենցիալ էներգիա։ Մոլեկուլային բարձր ակտիվության տեկտոնական պրոցեսները հանգեցնում են քարեպատյանի կորացմանն ու բեկորատմանը։ Ընդ որում, լարված վիճակի բարձր մակարդակների պատճառով նրա սահմաններում առաջանում են բեկման զոնաներ, որոնք առաձգական հոդակապերի դեր են կատարում և մասնատում են քարեպատյանը բազմաթիվ բեկորների։ Վերջիններս, իրենց հերթին, հավասարակշռվում են միմյանց նկատմամբ իզոստազիայի սկզբունքներով։

Ելնելով սալերի ճշտված տեսության դրույթներից, որում հաշվի է առնվում լայնակի սահքաշարժերի ազդեցությունը, հոդվածում քննարկված է առաձգական հիմքի վրա տեղադրված սալի տեսքով քարեպատյանի մոդելը։ Չսեղմվող մարմնի պլաստիկության ձևախախտման տեսության հիման վրա հետազոտվում է սալի կայունությունն աճող բեռնավորման պայմաններում։ Հիմքի հակազդեցության ինտենսիվությունը համարժեք է համարվում լողունակության ուժին, որն առաջանում է թիկնոցային զանգվածի տեղակալման ժամանակ, երբ նրա մեջ է խորասուզվում քարեպատենային զանգվածը։

Լողունակության գործակցի, Յունգի մոդուլի և ամրաթուլացման չափանիշի տարբեր նշանակությունների համար հաշվարկված են կրիտիկական ճնշումների արժեքները։

Ի վերջո քննարկվում է ընդհանուր երկրադինամիկ պայմանների և դրանց յուրահատկությունների ազդեցությունը երկրակեղևի ճկման և բեկման խոշոր ձևախախտումների զարգացման ընթացքի վրա։

A. T. ASLANIAN, L. S. KAZARIAN

SOME PROBLEMS OF THE EARTH'S TECTONIC EVOLUTION AND THE LITHOSPHERE MECHANICAL STABILITY

Abstract

The Earth's lithosphere has a minimal potential energy in conditions of isostatic equilibrium state. Because of high levels of stressed condition zones of fissures are formed in the lithosphere, which play the role of plastic hinges, dismembering the lithosphere into a great number of blocks, which in their turn become balanced by the principle of isostasy. On the basis of plasticity deformational theory an attempt is made to investigate the stability of the lithosphere, being considered as a plate on an elastic basement, in which the transversal shear deformations are taken into consideration and which is in conditions of increasing loading. The critical pressures are calculated for various values of the lithosphere parameters.

Some problems of the lithosphere stability relation with the medium general geodynamical conditions are considered in conclusion.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Асланян А. Т.* Динамическая проблема геотектоники. Междунар. геол. конгресс XXI сессия. Докл. сов. геологов. Изд. АН СССР, 1960, с. 5—16.
2. *Асланян А. Т.* Большие изменения внутреннего объема и полярного сжатия Земли и их тектонические последствия. — Изв. АН АрмССР, Науки о Земле, 1983, т. 36, № 4, с. 3—25.

3. *Асланян А. Т.* Предельные значения мощности и прочности литосферы в свете теории гравитационного сжатия и приливного торможения Земли. — Изв. АН АрмССР, Науки о Земле, 1976, № 1, с. 20—30.
4. *Асланян А. Т.* Конвекция и контракция. — Изв. АН АрмССР, Науки о Земле, 1982, т. 35, № 6, с. 1—21.
5. *Асланян А. Т.* Архейские водоросли, лунные приливы и гравитационная постоянная. — Изв. АН АрмССР, Науки о Земле, 1979, т. 32, № 6, с. 1—8.
6. *Бийлард П.* Теория пластического изгиба и ее приложение к геофизике. Теория пластичности. Сб. статей М.: ИЛ, 1948, с. 375—391.
7. *Венинг Мейнес Ф. А.* Гравиметрические наблюдения на море. Теория и практика. М.: Изд. геодез. и картогр. лит. ГУГК, 1940, с. 141—148.
8. *Вольмир А. С.* Устойчивость упругих систем. М.: Гостехиздат физмат. лит-ры 1963, 867 с.
9. *Джефферис Г.* Земля, ее происхождение, история и строение. М.: ИЛ, 1960, 485 с.
10. Динамика и эволюция литосферы. Сб. статей, М.: Наука, 1986, 231 с.
11. *Зоненшайн Л. П., Савостин Л. А.* Введение в геодинамику. М.: Недра, 1979, 311 с.
12. *Илюшин А. А.* Пластичность. М—Л.: Гостехиздат, 1948, 372 с.
13. *Казарян Л. С.* Устойчивость земной литосферы за пределами упругости. ДАН АрмССР, т. 34, № 5, 1987, с. 198—202.
14. *Киракосян Р. М.* Об устойчивости пластинок за пределами упругости с учетом поперечных сдвигов. Изв. АН АрмССР, Механика, т. 27, № 4, 1974, с. 45—56.
15. *Коваленко В. И., Богатиков О. А., Ярмолюк Б. В.* Эволюция магматизма и история Земли.—В кн.: Динамика и эволюция литосферы. М.: Наука, 1986, с. 170—180.
16. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965, с. 204.
17. *Лейбензон Л. С.* Собрание трудов, том IV, Гидроаэродинамика и геофизика. М.: Изд. АН СССР, 1955, 398 с.
18. Новая глобальная тектоника (тектоника плит). Сб. статей (перев. с англ.), М.: Мир, 1974, 471 с.
19. *Работнов Ю. Н., Шестериков С. А.* Устойчивость стержней и пластинок в условиях ползучести. ПММ. т. 21, вып. 3, 1957, с. 406—413.
20. Современные проблемы геодинамики. Сб. статей (перевод с англ.), М.: Мир, 1984.
21. *Тёркот Д., Шуберт Дж.* Геодинамика, в 2-х частях, ч. I, М.: Мир, 1985, 323 с.
22. *Хаин В. Е., Михайлов А. Е.* Общая геотектоника. М.: Недра, 1985, 326 с.
23. *Яншин А. Л.* Развитие геологии и ее современные особенности. — В кн.: Методологические и философские проблемы геологии. Новосибирск: Наука, 1979, с. 17—33.
24. *Akaodi M., Akimoto S.* High pressure phase equilibria in a garnet lherzolite. Phys. Earth Planet Interiors, 1979, 19, p. 31—51.
25. *Howell B. F.* Coriolis force and the New Global Tectonics. Journ Geophys. Res. v. 75, № 14, 1970, p. 2769—2772.
26. *Walcott R. I.* Flexural Rigidity, Thickness and viscosity of the Litosphere. Journ. Geophys. Res. vol. 75, № 20, 1970, p. 3941—3954.

Известия АН АрмССР, Науки о Земле, 1989, XLII, № 5, 35—44

УДК: 551.16

И. Н. КАЗАРОВ

К ЗАКОНОМЕРНОСТИ СМЕЩЕНИЯ ЦЕНТРА МАСС ВНУТРЕННЕГО ЯДРА ЗЕМЛИ ОТ ГЕОМЕТРИЧЕСКОГО ЦЕНТРА В СТОРОНУ СОЛНЦА

В статье рассматривается суточное вращение Земли, обосновывается гипотеза зависимости его от смещения центра масс внутреннего ядра Земли в сторону Солнца и приводится методика расчета величины смещения и влияния указанного факта на сезонные природные процессы.

Известно смещение центра масс спутника Земли—Луны от геометрического центра [2, 3]. Известно также смещение центра масс Земли от геометрического центра [2, 3]. И. Н. Галкин [13, с. 131] приводит величину десятков метров для Земли. П. И. Бакулин и др. [2, с. 116] приводят разность полярных радиусов в 30 *м* и утверждают, что истинная фигура Земли отличается и от сфероида, и от трехосного эллипсоида. Указанные же авторы на с. 417 приводят координаты центра эллипсоида относительно центра масс в 600—700 *м*, полу-