

ВКЛАД ЛУННОГО ПРИЛИВА В НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ ЗЕМНОЙ КОРЫ

В.В. Адушкин, П.Б. Каазик, А.А. Спивак

Приведены результаты численных расчетов деформации земной коры с глубиной и остаточных напряжений, вызываемых лунным приливом. Выполнены оценки дифференциальных движений структурных блоков в приливной волне. В качестве уравнения возмущенного состояния земного вещества использовалось стандартное линейное тело (тело Бюргерса). Решение получено для модели Земли IASP91.

Введение

Одним из наиболее важных факторов, представляющих значительный интерес с точки зрения понимания закономерностей природных и техногенных явлений, происходящих в твердых геосферах, является напряженно-деформированное состояние верхней части земной коры. Выяснение причин и закономерностей формирования напряженно-деформированного состояния в земной коре – одна из важнейших задач геофизики. Блочно-иерархическое строение земной коры, наиболее сильно проявляющееся по мере приближения к свободной поверхности, является наиболее общим, фундаментальным свойством твердых геосфер. При этом следует отметить высокую степень иерархичности, что определяет одну из важнейших особенностей геодинамических процессов – их самоподобие на самых разных масштабных уровнях.

Наличие тектонической структуры обуславливает сильную пространственную изменчивость физико-механических свойств реальной геофизической среды. В частности, наличие ярко выраженных зон пониженной прочности между структурными элементами разного масштаба приводит к заметной концентрации деформаций вблизи структурных границ. При определенных условиях это приводит к несогласованному деформированию соседних структурных блоков (либо консолидированных структурных элементов), что, в свою очередь, сказывается на характере реакции конкретного элемента земной коры на внешние возмущения.

Наряду с пространственной неоднородностью приповерхностные структуры характеризуются заметным макродеформированием. Движение консолидированных структурных элементов на разных масштабных уровнях неоднократно отмечалось как одно из важнейших свойств земной коры.

Вертикальные и горизонтальные движения природных структурных образований (от литосферных плит и мегаблоков до блоков высокого ранга) являются результатом действия систем неуравновешенных сил разного происхождения: гравитационного, в результате мантийных движений, лунных и солнечных приливов и т.п. При этом для каждого иерархического уровня существует, вообще говоря, своя система сил и моментов, вызывающих движение структурных блоков. Конкретные характеристики внешнего воздействия (величина, временная и пространственная изменчивость и т.п.) определяются размером структурного элемента, его расположением, свойствами материала, а также характеристиками и поведением вмещающего структурного блока более низкого ранга.

Как известно, система действующих сил и моментов приводит к формированию в твердой среде напряженного состояния, параметры которого находятся в соответствии с характером и величиной внешнего воздействия. Имеющиеся многочисленные данные свидетельствуют о том, что верхняя часть земной коры характеризуется сложным напряженным состоянием [Кропоткин, 1996]. При этом неоднократно отмечается, что наряду с весом вышележащих горных пород имеются и другие источники напряжений [Магницкий, 1965; Ребецкий, 2007].

Напряженное состояние верхней части земной коры определяется одновременным действием нескольких факторов. Главными источниками силовых воздействий на земную кору являются эндогенные процессы, протекающие в литосфере, астеносферном слое и мантии в целом. При том, что эти процессы, согласно оценкам, полностью объясняют величину регистрируемых в земной коре напряжений, необходимо иметь в виду наличие других источников силового воздействия на земную кору, которые при ближайшем рассмотрении могут оказаться для некоторых участков земной коры решающими. В качестве таких источников могут выступать планетарные процессы (вращение Земли, нутационные и прецессионные движения), а также локальные факторы, такие как неравномерная гравитационная нагрузка, источником которой является неравномерность рельефа поверхности Земли, изменение радиуса изгиба литосферных плит, прорыв легкого вещества, заполняющего астеносферу, в верхние слои литосферы.

Особое внимание следует уделять космогенным факторам и, прежде всего, лунно-земным приливам, которые, как правило, исключаются из рассмотрения при описании геотектонических процессов, в которых принимают участие более мощные источники силовых взаимодействий.

Приливные явления в твердых оболочках Земли, вызванные гравитационным взаимодействием в системе Земля–Луна (то же Земля–Солнце), являются одним из наиболее важных геодинамических процессов, активно изменяющих состояние твердых геосфер [Авсюк, 1996; Адушкин, Спивак, 2011; Приливы, 1975; Мельхиор, 1968]. Периодическое деформирование твердых оболочек Земли приливом не только способно вызывать нарушение целостности отдельных (наиболее слабых) участков земной коры, но также может привести к накоплению напряжений в областях, характеризующихся максимальной неоднородностью строения.

Исследованию твердого прилива как постоянно действующего возмущающего фактора уделялось большое внимание. Многочисленные публикации посвящены определению величины приливной силы и ее временных вариаций [Авсюк, 1996; Авсюк, 1999; Магницкий, 1965; и др.], определению основных периодичностей процесса [Мельхиор, 1968; Молоденский, 1983; Боярский, Афанасьева, 1998; и др.], возможному триггерному механизму землетрясений и лунотрясений [Авсюк, Галкин, 1994; Авсюк и др., 2002; Николаев, 1994; и др.], а также – роли приливных деформаций в формировании режимов глобальных геодинамических процессов [Адушкин, Спивак, Харламов, 2011; Гордеев и др., 1995; Кишкина, Спивак, 2003; и др.]. Цель настоящей работы – оценить деформацию земного вещества с изменением глубины, избирательность вызываемых приливом дифференциальных движений блоков разного размера, возможности накопления остаточных напряжений в результате долговременного периодического деформирования среды неоднородного строения.

Твердый прилив формируется при одновременном участии Луны и Солнца. Учитывая, что приливообразующая сила со стороны Луны существенно больше по сравнению с солнечной, в настоящей работе рассматривается только лунная со-

ставляющая, что позволяет существенно упростить вычисления. В качестве базового использовалось решение упругой задачи, в которое вводилась поправка на неупругость земного вещества.

Отметим, что в предлагаемом подходе к оценке напряженно-деформированного состояния земного вещества учитываются не все известные данные о строении и закономерностях деформирования внутренних областей Земли. Из всего набора данных используется только та часть, которая помогает построению некоторой механической модели рассматриваемого процесса. Признавая, что такой подход пригоден только для случая построения простейшей модели, которую следует рассматривать только в качестве первого приближения, следует отметить, что иногда многообразие информации играет отрицательную роль: часто данные сейсмологии, магнитометрии и гравитики не согласуются между собой.

Уравнения движения вещества Земли

Рассматривается сферически симметричная Земля (начало координат совпадает с центром Земли). Вещество Земли в невозмущенном состоянии рассматривается в виде упругого, изотропного материала. Горизонтальные неоднородности отсутствуют, так что все характеристики земного вещества зависят только от радиуса r (или глубины z от свободной поверхности).

Введем обозначения: $\rho(r)$ – плотность земного вещества; $\lambda(r)$ и $\mu(r)$ – упругие модули Лямэ; $g(r)$ – ускорение силы тяжести; $V_p = \{(\lambda + 2\mu)/\rho\}^{1/2}$ и $V_s = \{\mu/\rho\}$ – соответственно скорости продольных и поперечных упругих волн; γ – гравитационная постоянная.

Предположим также, что в невозмущенном состоянии напряженное состояние соответствует гидростатическому равновесию:

$$\frac{dP}{dr} = \rho g,$$

где P – среднее гидростатическое давление.

Пусть u_i и σ_{ik} – соответственно компоненты смещения и тензора напряжений, которые равны нулю в невозмущенном состоянии среды. Тогда с достаточной точностью

$$\rho \left\{ \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - F_i \right\} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} + \rho \frac{\partial \Psi}{\partial x_i}. \quad (1)$$

Здесь F_i – компоненты возмущающей силы; Ψ – потенциал, определяемый возмущением плотности вещества; x_i – декартовы координаты ($i = 1, 2, 3$).

Отметим, что уравнения (1) справедливы для любого непрерывно деформируемого вещества.

В качестве уравнения состояния возмущенной среды выберем следующие зависимости между компонентами тензора напряжения и деформации (тело Бюргерса – стандартное линейное тело [Гудман, 1987]):

$$\sigma_{ik} + T_t \frac{d\sigma_{ik}}{dt} = 2\mu u_{ik} + 2v_t \frac{du_{ik}}{dt}; \quad (i \neq k); \quad (2)$$

$$P + T_p \frac{dP}{dt} = -K\Delta - v_p \frac{d\Delta}{dt}, \quad (3)$$

где T_i и T_p – времена релаксации сдвиговых напряжений и напряжений сжатия соответственно; ν_1 и ν_2 первая и вторая вязкость соответственно; $P = -(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3$ – давление; $K = \lambda + 2/3\nu$ – модуль всестороннего сжатия; $\Delta = u_{11} + u_{22} + u_{33}$ – дилатансия; u_{ik} – тензор деформации, ν – коэффициент Пуассона.

Введем сферическую систему координат r, ν и φ , связанную с декартовыми координатами соотношениями:

$$x_1 = r \cos(\varphi) \sin(\nu); x_2 = r \sin(\varphi) \sin(\nu); x_3 \equiv z = r \cos(\nu).$$

В сферической системе координат система уравнений (1) примет вид

$$\rho g \Delta + \rho \frac{\partial \Psi}{\partial r} - \rho \frac{\partial(gu_r)}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r}(\lambda \Delta + 2\mu u_r) + \frac{2}{r} \frac{\partial(\mu u_{r\nu})}{\partial \nu} + \frac{2}{r \sin(\nu)} \frac{\partial(\mu u_{r\varphi})}{\partial \varphi} + \frac{2\mu}{r} \{2u_{rr} - u_{\nu\nu} - u_{\varphi\varphi} + u_{r\nu} \operatorname{ctg}(\nu)\} = \rho W_r - F_r; \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\rho}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} + 2 \frac{\partial(\mu u_{r\nu})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \nu} \{-\rho g u_{rr} + \lambda \Delta + 2\mu u_{\nu\nu}\} + \\ & \frac{2}{r \sin(\nu)} \frac{\partial(\mu u_{\nu\varphi})}{\partial \varphi} + \frac{2\mu \operatorname{ctg}(\nu)}{r^2} \left(\frac{\partial u_{\nu\nu}}{\partial \nu} - u_{\nu\nu} \operatorname{ctg}(\nu) - \frac{1}{\sin(\nu)} \frac{\partial u_{rr}}{\partial \varphi} \right) + \\ & \frac{6\mu u_{r\nu}}{r} = \rho W_\nu - F_\nu; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\rho}{r \sin(\nu)} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi} + 2 \frac{\partial(\mu u_{r\varphi})}{\partial r} + \frac{2}{r} \frac{\partial(\mu u_{\nu\varphi})}{\partial \nu} + \\ & \frac{1}{r \sin(\nu)} \frac{\partial}{\partial \varphi} \{-\rho g u_{rr} + \lambda \Delta + 2\mu u_{\varphi\varphi}\} + \frac{6\mu u_{r\varphi}}{r} + \frac{4\mu u_{\nu\varphi}}{r} \operatorname{ctg}(\nu) = \rho W_\varphi - F_\varphi, \end{aligned} \quad (6)$$

где W_r, W_ν, W_φ – компоненты ускорения; F_r, F_ν, F_φ – компоненты возмущающей силы.

В системе координат, связанной с земной корой, при условии равномерного вращения Земли ускорение запишется в виде:

$$\begin{aligned} W_r &= \frac{d^2 u_r}{dt^2} - 2\omega_0 \sin(\nu) \frac{du_\varphi}{dt} - r\omega_0^2 \sin^2(\nu), \\ W_\varphi &= \frac{d^2 u_\varphi}{dt^2} - 2\omega_0 \left\{ \cos(\nu) \frac{du_\nu}{dt} + \sin(\nu) \frac{du_r}{dt} \right\}, \\ W_\nu &= \frac{d^2 u_\nu}{dt^2} - 2\omega_0 \cos(\nu) \frac{du_r}{dt} - r\omega_0^2 \sin(\nu) \cos(\nu), \end{aligned}$$

где ω_0 – угловая скорость вращения Земли вокруг оси.

Ускорение силы тяжести для невозмущенного состояния вычисляем согласно распределению невозмущенной плотности

$$g(r) = -\frac{4\pi\gamma}{r^2} \int_0^r \rho(r) r^2 dr. \quad (7)$$

В качестве возмущающей силы рассматриваем приливное действие Луны. С достаточной для наших целей точностью Луну можно рассматривать как материаль-

ную точку массой M , которая движется по известной орбите вокруг неподвижной Земли. В этом случае ее воздействие на Землю описывается потенциалом

$$\Phi = \frac{\gamma M}{\{a^2 - 2ar \cos(\alpha) + r^2\}},$$

где $a = a(t)$ – расстояние между центрами Земли и Луны, $\alpha = \alpha(t)$ – угол между направлением на рассматриваемую точку и направлением на Луну.

Поскольку для точек, расположенных внутри Земли выполняется соотношение $\frac{r}{a} \ll 1$, то потенциал допустимо разложить по степеням $\frac{r}{a}$:

$$\Phi = \frac{\gamma M}{a} \sum_{k=0}^{\infty} P_k(\cos\{\alpha\}) \left(\frac{r}{a}\right)^k, \quad (8)$$

где $P_k(\cos\{\alpha\})$ – полиномы Лежандра.

Компоненты возмущающей силы записываются как соответствующие производные по координатам. Так, для силы, действующей вдоль радиуса Земли (вдоль направления r) получаем:

$$F_r = \frac{\partial \Phi}{\partial r} = \frac{\gamma M}{a^2} \sum_{k=1}^{\infty} k P_k(\cos\{\alpha\}) \left(\frac{r}{a}\right)^{k-1}$$

или относительно центра Земли (постоянная составляющая влияет лишь на невозмущенную форму Земли и начальное напряженное состояние):

$$F_r^0 = \frac{\gamma M}{a^2} \sum_{k=2}^{\infty} k P_k(\cos\{\alpha\}) \left(\frac{r}{a}\right)^{k-1}.$$

Описывая вектор направления на Луну с помощью астрономических координат (H – прямое восхождение; $\frac{\pi}{2} - \beta$ – склонение, получаем для определения угла α выражение:

$$\cos(\alpha) = \cos(\beta) \cos(v) + \sin(\beta) \sin(v) \cos(H - \varphi).$$

Приливное возмущение Луны

Рассматривая структуру выражений для возмущающей силы, естественно решать уравнения движения методом разложения по сферическим функциям. Представим смещения в виде:

$$u_r = \sum_{k=1}^{\infty} U_k P_k(\cos\{\alpha\}), \quad (9)$$

$$u_v = \sum_{k=1}^{\infty} V_k \frac{\partial P_k(\cos\{\alpha\})}{\partial v}, \quad (10)$$

$$u_\varphi = \sum_{k=1}^{\infty} V_k \frac{\partial P_k(\cos\{\alpha\})}{\sin(v) \partial v}, \quad (11)$$

где U_k и V_k – неизвестные функции, зависящие от r и t .

При этом дилатансия $\Delta = u_{rr} + u_{vv} + u_{\varphi\varphi}$ может быть записана в виде:

$$\Delta = \sum_{k=1}^{\infty} X_k P_k(\cos\{\alpha\}), \quad (12)$$

$$\text{где } X_k = \frac{dU_k}{dr} + 2\frac{U_k}{r} - \frac{k(k+1)}{r} V_k.$$

В результате ряда преобразований задача сводится к решению 6 дифференциальных уравнений первого порядка. Решение системы уравнений выполнялось методом Штермера с шагом 1 км и двумя неопределенными параметрами, варьирование которых позволяло удовлетворить граничным условиям на поверхности Земли. Точность счета контролировалась вычислениями с уменьшенным шагом. Решение выполнялось для модели Земли IASP91, которая имеет следующие характеристики: размер внутреннего ядра составляет 1217 км, внешнего – 3482 км (глубина 2889 км). Введены резкие изменения констант и плотности на глубинах 20, 35 (граница Мохо), 410 и 660 км, слабый скачок на глубине 210 км. Также учтены границы второго рода (разрыв первых производных) на глубинах 120, 760 и 2740 км. На рис. 1 приведены зависимости скоростей продольных и поперечных волн, а также плотности земного вещества от r .

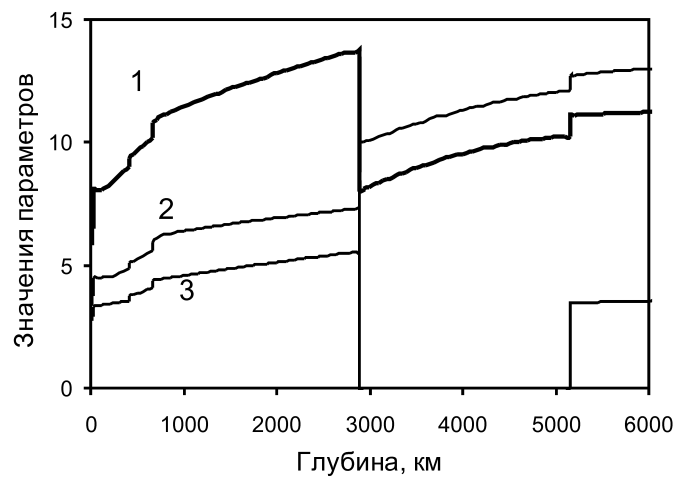


Рис. 1. Зависимость скорости распространения продольных (1) и поперечных (2) сейсмических волн (км/с) и плотности земного вещества (3) (г/см³) от глубины.

Результаты расчетов

Величина сдвиговой деформации. В результате расчетов получены следующие интегральные характеристики приливной волны:

- эффективная длина волны на широте 50° составляет $1,37 \cdot 10^7$ м;
- амплитуда приливной волны (максимальное вертикальное смещение земной поверхности) $u_0 = 0,27$ м (сравним: решение чисто упругой задачи дает $u_0 = 0,46$ м).

Максимальная сдвиговая деформация земного вещества спадает с глубиной и в интервале $0 \leq z < 2000$ км описывается аппроксимирующей степенной зависимостью (рис. 2):

$$\gamma = \frac{(1+n)u_0}{R_0^{1+n}} \left\{ 1 - \frac{r_*}{R_0} \right\}^{-(1+n)} (R_0 - z - r_*)^n \quad (13)$$

где R_0 – средний радиус Земли; u_0 – высота приливного горба; r_* – расстояние от центра Земли, на котором $\gamma \rightarrow 0$ (при вычислениях r_* принималось равным 0 (сдви-

говые деформации возможны на всех радиусах) и $0,55R_0$ (сдвиговые напряжения зануляются на внешней границе жидкого ядра)); $n \approx 2,5$ – показатель степени.

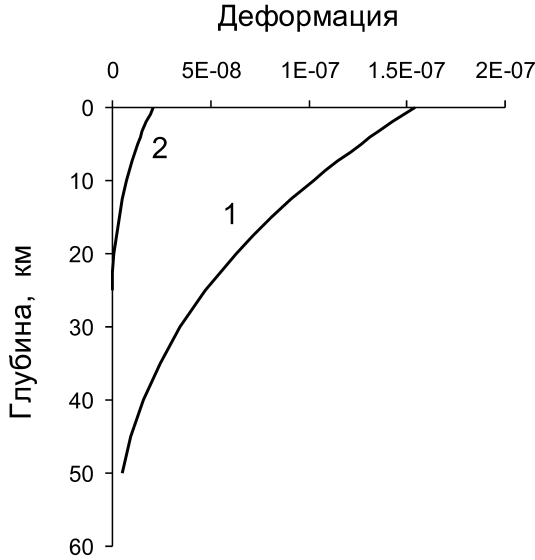


Рис. 2. Деформация земного вещества в приливной волне с глубиной при r : 0 (1), $0,55R_0$ (2).

Расчеты показывают, что величина сдвиговой деформации в приповерхностной области Земли (до глубины 1000 км и более) практически не зависит от выбора $\sqrt{n}$.

Остаточные напряжения в результате твердого прилива

При оценках напряженно-деформированного состояния структурно неоднородной земной коры будем полагать, что иерархия структурных уровней, выделяемая во внутреннем строении Земли, соответствует иерархическому ряду, получаемому по результатам масштабных оценок. При определении деформационных характеристик среды необходимо учитывать, что структурные блоки большого размера L следует рассматривать как составные. Другими словами, суммарная деформация таких блоков складывается из деформаций блоков более высокого ранга. Выбирая в качестве основного структурного элемента деформации блок минимального линейного размера $L_{\min}$ (согласно сделанным посылкам он должен проявляться в качестве самостоятельного непосредственно у свободной поверхности при $h = 0$), записываем характерную деформацию отдельно взятого структурного элемента с линейным размером L_i , кратным $L_{\min}$ по мере его заглубления:

$$i = 0; \quad h = 0; \quad L_i = L_{\min}; \quad \gamma = \gamma_*;$$

$$i = 1; \quad h = 2L_{\min}; \quad L_i = 2L_{\min}; \quad \gamma = \frac{\gamma_*}{2} \left\{ 1 + \left[\frac{h - nL_{\min}}{h} \right]^n \right\} \approx \gamma_* \left[1 - \frac{nL_{\min}}{2h} \right];$$

$$i = 2; \quad h = 4L_{\min}; \quad L_i = 4L_{\min};$$

$$\gamma = \frac{\gamma_*}{4} \left\{ 1 + \left[\frac{h - nL_{\min}}{h} \right]^n + \left[\frac{h - 2L_{\min}}{h} \right]^n + \left[\frac{h - 3L_{\min}}{h} \right]^n \right\} \approx \gamma_* \left[1 - \frac{6nL_{\min}}{4h} \right].$$

Для блока i -го уровня:

$$h = 2^k L_{\min}; \quad L_k = 2^i L_{\min}; \quad \gamma \approx \gamma_* \left\{ 1 - \frac{n L_{\min}}{2^i h} \right\}; \quad k = \dots 1, 2, 3, \dots$$

Таким образом:

$$\gamma = \gamma_* \text{ при } i = 0 \text{ и}$$

$$\gamma = \gamma_* \left\{ 1 - \frac{ni(2i-1)L_{\min}}{2^i h_*} \right\} \text{ при } i = 1, 2, 3, \dots$$

Будем предполагать, что деформация земной коры осуществляется преимущественно по структурным нарушениям. Введем в рассмотрение коэффициент концентрации деформаций k^* на структурных нарушениях в виде:

$$k^* = \gamma_s / \gamma_0,$$

где γ_s – деформация на структурных нарушениях сплошности, γ_0 – полная деформация материала земной коры.

Введем в рассмотрение пространственную флуктуацию упругих и пластических деформаций на фоне средних по макрообъему V (фактически по объему кластера рассматриваемого ранга n):

$$\Delta \epsilon_i^0 = \epsilon_i^0 - \epsilon_V^0,$$

$$\Delta \epsilon_i^* = \epsilon_i^* - \epsilon_V^*,$$

где $\epsilon_V^0 = \langle \epsilon_i^0 \rangle = \langle \epsilon^0 \rangle$, $\epsilon_V^* = \langle \epsilon_i^* \rangle = \langle \epsilon^* \rangle$, скобками $\langle \dots \rangle$ обозначена операция усреднения по объему V .

При условии, что полная деформация каждого i -го структурного элемента совпадает с деформацией объема V записываем условие сплошности деформируемого кластера в виде:

$$\Delta \epsilon_i^0 + \Delta \epsilon_i^* = 0. \quad (14)$$

По аналогии с тензорами ϵ^0 , ϵ_i^* и $\Delta \epsilon_i^*$ введем в рассмотрение тензоры напряжений σ_i , усредненных по i -му участку кластера ранга n и их флуктуацию на фоне макронапряжений σ_V :

$$\Delta \sigma_i = \sigma_i - \sigma_V, \quad (15)$$

где

$$\sigma_i = S_i \epsilon_i^0; \quad \sigma_V = \langle \sigma_i \rangle, \quad (16)$$

а S_i – обобщенный модуль деформации, средний по i -му участку.

Обозначая через ΔS_i матрицу флуктуаций обобщенного модуля деформаций на фоне среднего по макрообъему $S_0 = \langle S_i \rangle$, получаем с использованием (14)–(16) выражения для величин σ_V и $\Delta \sigma_i$ в виде:

$$\sigma_V = S_0 \epsilon_V^0 - \langle S_i \Delta \epsilon_i^* \rangle,$$

$$\Delta \sigma_i = -S_i \Delta \epsilon_i^* + \Delta S_i \Delta \epsilon_V^0 + \langle \Delta S_i \Delta \epsilon_i^* \rangle.$$

Отсюда легко определяется величина остаточных внутренних напряжений после снятия внешней нагрузки:

$$\sigma_V \rightarrow 0: \Delta \sigma_i = S_i \left\{ \frac{\langle \Delta S_i \Delta \epsilon_i^* \rangle}{S_0} - \Delta \epsilon_i^* \right\}. \quad (17)$$

Из последнего соотношения следует, что при деформировании неоднородной среды пластические несовместности вызывают появление внутренних напряжений, которые остаются в среде и после снятия нагрузки. При этом величина остаточных напряжений определяется не только флуктуацией деформации, но также разницей между модулями деформации отдельных участков структурного кластера.

Вводя в рассмотрение пространственную флуктуацию пластических деформаций, например, по правилу:

$$\Delta\gamma_p = (1 - w)\gamma,$$

легко оценить величину остаточных напряжений в результате одного цикла приливного нагружения среды.

Для конкретных значений величин: $S_0/S_i = 5$ и $w = 0,5$ получаем

$$\Delta\sigma_* \sim 8 \cdot 10^{-3} \gamma S_0.$$

При $\gamma = 0,5 \cdot 10^{-8}$; $S_0 = 5 \cdot 10^{10}$ Па и $w = 2$ величина $\Delta\sigma_*$ достигает 70 Па.

Это означает, что в течение одного года величина остаточных напряжений достигает величины $5 \cdot 10^4$ Па.

Полученная интегральная оценка свидетельствует о том, что с течением времени приливные деформации способны сформировать в земной коре поле достаточно высоких остаточных напряжений, сравнимых по величине с напряжениями, регистрируемыми при инструментальных наблюдениях в массивах горных пород [Айтматов и др., 1987; Кропоткин, 1996; Леонтьев, 2001].

Литература

- Авсюк Ю.Н. Приливные силы и природные процессы. М.: ОИФЗ РАН, 1996. 187 с.
- Авсюк Ю.Н. Глобальные изменения среды и климата в сопоставлении с моделью приливной эволюции системы Земля–Луна // Геофизика на рубеже веков: Избр. Тр. ученых ОИФЗ РАН. М.: ОИФЗ, 1999. С. 93–106.
- Авсюк Ю.Н., Галкин И.Н. Триггерный механизм приливных лунотрясений – модель наведенной сейсмичности // Наведенная сейсмичность. М.: Наука, 1994. С. 186–198.
- Авсюк Ю.Н., Худзинский Л.Л., Суворова И.И. Связь сейсмичности Земли с приливным воздействием Луны и Солнца // Вычислительная сейсмология. 2002. Вып. 33. С. 311–336.
- Адушкин В.В., Спивак А.А., Харламов В.А. Влияние лунно-солнечного прилива на вариации геофизических полей на границе земная кора–атмосфера // Физика Земли. 2011 (в печати).
- Айтматов И.Т., Ахматов В.И., Борщ-Компанеец В.И., Влох Н.П. и др. Методы и результаты изучения напряженного состояния скальных массивов и создание на их основе эффективных способов управления горным давлением при подземной разработке руд // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 1987. № 4. С. 3–22.
- Боярский Э.А., Афанасьева Л.В. О спектре земноприливных наблюдений в области низких частот // Физика Земли. 1998. № 8. С. 89–91.
- Гордеев Е.И., Салтыков В.А., Сеницын В.И., Чебров В.И. К вопросу о связи высокочастотного сейсмического шума с лунно-солнечными приливами // Докл. РАН. 1995. Т. 340. № 3. С. 386–388.
- Гудман Р. Механика скальных пород. М.: Стройиздат, 1987. 232 с.
- Кишкина С.Б., Спивак А.А. Проявление резонансных свойств земной коры в микро-сейсмических колебаниях // Докл. РАН. 2003. Т. 392. № 4. С. 543–545.

- Кропоткин П.Н.* Тектонические напряжения в земной коре // Геотектоника. 1996. № 2. С. 3–15.
- Леонтьев А.В.* Анализ естественных напряжений по результатам измерений в рудниках и на территории Северной Евразии // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 2001. № 1. С. 31–40.
- Магницкий В.А.* Внутреннее строение и физика Земли. М.: Недра, 1965. 379 с.
- Мельхиор П.* Земные приливы. М.: Мир, 1968. 482 с.
- Молоденский С.М.* О локальных аномалиях амплитуд и фаз приливных наклонов и деформаций // Изв. Ан СССР. Физика Земли. 1983. № 1. С. 3–19.
- Николаев В.А.* Пространственно-временные особенности связи сильных землетрясений с приливными фазами // Наведенная сейсмичность. М.: Наука, 1994. С. 103–114.
- Приливы и резонансы в Солнечной системе.* М.: Мир, 1975. 286 с.
- Ребецкий Ю.Л.* Тектонические напряжения и прочность природных массивов. М.: ИКЦ «Академкнига», 2007. 406 с.