

УДК 536.4/52-54

ОЦЕНКА ТЕМПЕРАТУРНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В ЛИТОСФЕРЕ РАННЕЙ ЛУНЫ

© 2023 г. С. А. Воропаев^{1,*}, А. П. Кривенко^{1,**}

Представлено академиком РАН М.Я. Маровым 13.04.2022 г.

Поступило 18.04.2022 г.

После доработки 18.04.2022 г.

Принято к публикации 10.08.2022 г.

На ранних этапах развития Луны ее растущая литосфера испытала сложные изменяющиеся во времени температурные и гравитационные напряжения. Несмотря на последующее интенсивное ударное преобразование поверхности, в ходе гравиметрической съемки космической миссии GRAIL было обнаружено наличие реликтовых глубинных разломов. Анализ линейных гравитационных аномалий показывает расширение внешнего жесткого слоя планеты на определенном раннем этапе эволюции Луны из-за превышения температурных напряжений над гравитационным сжатием. Получение зависимости временного интервала расширения литосферы от ряда безразмерных параметров теплопроводности позволит уточнить существующие модели тепловой и геохимической эволюции ранней Луны.

Ключевые слова: температурные напряжения, деформации, тепловое расширение, гравитация, радиоактивный разогрев, Луна

DOI: 10.31857/S2686740022060153, **EDN:** UOBXRU

Формирование коры и мантии ранней Луны сопровождалось возникновением температурных и гравитационных напряжений в растущей литосфере, с чем связаны особенности ее гравитационного поля, отражающие наличие реликтовых разломов и гравитационных аномалий (масконов). Космическая миссия GRAIL по изучению внешнего гравитационного поля Луны с помощью взаимного зондирования движения двух спутников на низкой орбите позволила обнаружить скрытые подповерхностные геологические структуры [1]. Предыдущие исследования ограничивались крупномасштабной съемкой низкого разрешения, при которой вклад только значительных объектов был замечен в сигнале. Тем не менее это позволило сделать ряд важных выводов о внутренней структуре Луны (малое ядро, реликтовый приливной выступ) и обнаружить гравитационные аномалии (масконы) под основными лунными морями [2]. GRAIL позволил довести разложение гравитационного поля по сферическим гармоникам до 420 порядка (модель GLA 0420A), что соответствует пространственно-

му разрешению ~13 км на поверхности планеты. Это сделало возможным исследование ранней эволюции Луны, поскольку ударными кратерами стерло большую часть геологической летописи первых ~700 млн лет ее истории.

Полученная карта распределения горизонтального градиента потенциала Буге отображает богатый набор коротковолновых структур в лунной коре. Особенно заметен ряд удлиненных линейных гравитационных аномалий (ЛГА), характеризующихся отрицательными градиентами, которые четко выделяются над фоновой изменчивостью. Четыре крупных ЛГА имеют протяженность более 500 км, оценка 22 наиболее отчетливых ЛГА дает общую протяженность 5300 км и еще 44 возможные аномалии имеют общую протяженность 8160 км [3]. Из земной геологии известно, что плоские магматические интрузии формируются перпендикулярно направлению растягивающего главного напряжения с образованием вертикальных даек в горизонтальном поле напряжений растяжения и складок в горизонтальном поле напряжений сжатия. Хотя локальные напряжения при изгибе литосферы могут изменять ориентацию интрузии, в общем ЛГА равномерно распределены по всей Луне и не показывают четкой предпочтительной ориентации или связи с морями. Эта закономерность указывает на изотропное глобальное горизонтальное расширение литосферы в прошлом.

¹Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: voropaev@geokhi.ru

**E-mail: krivenko@geokhi.ru

U–Pb-изотопные исследования большинства отобранных образцов морских базальтов показали возраст экструзии магмы в интервале примерно 3.9–3.1 млрд лет назад [4]. Геологические оценки времени формирования грабенов возле масконов указывают на глобальное прекращение этого процесса примерно 3.6 млрд лет назад [5]. Это накладывает временные ограничения как на тепловые модели, так и на смену режимов растяжение–сжатие литосферы ранней Луны. Анализ геофизических данных о текущем тепловом состоянии Луны на основе тепловых потоков, сейсмических данных и электромагнитного зондирования [6] показал, что внешние слои Луны являются субсолидусными. При этом, ниже примерно 1000 км, температуры, возможно, находятся на уровне точки плавления. Это подтверждает тот факт, что хрупкое разрушение в виде лунных землетрясений происходит примерно на глубине 1000 км. Таким образом, в силу малого размера Луны, ее магматический океан (МО) был ограничен по размеру и довольно быстро, по геологическим масштабам времени, закристаллизовался [7]. Магматические извержения моложе 3 млрд лет объясняются уже локальными причинами: значительными ударными событиями и сопровождавшими их подъемами мантийного вещества с последующим декомпрессионным плавлением.

Поскольку большую часть своей истории породы Луны были в субсолидусном состоянии, мы можем для оценки напряжений периода после застывания МО использовать простую сферически-симметричную модель твердого шара с однородным распределением радиоактивных изотопов в качестве внутреннего источника тепла. При расчете упругих деформаций литосферы Луны под действием внешних нагрузок может быть применена хорошо разработанная методика с использованием гравитационного (приливного, центробежного и др.) потенциала [8]. Результирующая сила $\mathbf{F}$ в объеме тела может быть определена с помощью градиента полного потенциала

$$\mathbf{F} = \rho_0 \text{grad}[V(\mathbf{r})], \quad (1)$$

$$V(\mathbf{r}) = V_g(\mathbf{r}) + V_\omega(\mathbf{r}) + V_t(\mathbf{r}),$$

где ρ_0 – средняя плотность, V_g – гравитационный, V_ω – центробежный и V_t – приливной потенциалы. Для твердого шара радиуса R , в случае сферической симметрии всех нагрузок, вектор деформации $\mathbf{u}$ имеет только радиальную компоненту $u(r)$, а тензоры деформации ε_{ij} и напряжений σ_{ij} – радиальную и тангенциальную компоненты. Условия равновесия вещества в объеме изотропного тела под действием результирующей силы имеют вид

$$\mu \Delta \mathbf{u} + (\lambda + \mu) \text{grad}(\text{div} \mathbf{u}) = -\mathbf{F}, \quad (2)$$

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}; \quad \lambda = \nu \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)},$$

где μ, λ – упругие постоянные Ламе, ν – коэффициент Пуассона, а E – модуль Юнга для вещества тела. Данные ограничения на поле деформаций должны быть дополнены граничными условиями нагрузки на поверхность. Если внешняя поверхность свободна от внешней нагрузки, как это обычно бывает для безатмосферных планет и малых тел, то $\sigma_{rr}(R) = 0$ при $r = R$.

Предположим, что изменение начальной температуры, T_0 , на $\Delta T = T - T_0$ не повлияло существенно на механические свойства лунных пород. Тогда единственным следствием нагрева будет возникновение дополнительных деформаций, обусловленных всесторонним тепловым расширением с коэффициентом α . Эти деформации накладываются на упругие и должны быть учтены как вызывающие температурные напряжения. В таком случае, связь тензоров деформации ε_{ij} и напряжений σ_{ij} может быть выражена следующим образом:

$$\sigma_{ij} = 2\mu \varepsilon_{ij} + \lambda \varepsilon - (2\mu + 3\lambda) \alpha \Delta T,$$

а выражение (1) обобщено как

$$\mathbf{F} = \rho_0 \text{grad}(V(\mathbf{r})) - (2\mu + 3\lambda) \alpha \text{grad}(\Delta T). \quad (3)$$

В силу линейности уравнения равновесия (2), удобно разделить решение для радиального смещения $u(r)$ с помощью (3) на две части: гравитационную u_G – с силой тяжести, $g(r) = dV_g/dr$, и температурную $u_T - c \alpha \Delta T(r)$:

$$\frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)} \frac{d\left(\frac{1}{r^2} \frac{d(r^2 u_G)}{dr}\right)}{dr} = \rho_0 g(r) \frac{r}{R}, \quad (4a)$$

$$\frac{d^2 u_T}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{du_T}{dr} - \frac{2u_T}{r^2} = \frac{1+\nu}{1-\nu} \alpha \frac{d\Delta T}{dr}. \quad (4b)$$

Решение (4a), удовлетворяющее граничному условию $\sigma_{rr}(R) = 0$, при $r = R$ имеет вид

$$u = \rho_0 g_0 \frac{R(1+\nu)(1-2\nu)}{10E(1-\nu)} r \left[\left(\frac{r}{R}\right)^2 - \frac{3-\nu}{1+\nu} \right], \quad (5)$$

где $g_0 = G \frac{4}{3} \pi \rho_0 R$ – ускорение свободного падения на поверхности, G – гравитационная постоянная. Компоненты тензора напряжений σ_r и σ_r можно представить в виде

$$\sigma_r = \rho_0 g_0 R \frac{3-\nu}{10} (1-\nu) \left[\left(\frac{r}{R}\right)^2 - 1 \right], \quad (6a)$$

$$\sigma_r = \rho_0 g_0 R \frac{1+3\nu}{10} (1-\nu) \left[\left(\frac{r}{R}\right)^2 - \frac{3-\nu}{1+3\nu} \right]. \quad (6b)$$

Легко заметить, что при любом значении коэффициента Пуассона в разумном интервале, $\nu = 0-0.5$, компоненты σ_r и σ_t отрицательны, что указывает на общее сжатие пород под действием гравитации.

Решение (46) имеет общий вид:

$$u(r) = \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{\alpha}{r^2} \int_a^r T(x)x^2 dx + C_1 r + \frac{C_2}{r^2}, \quad (7)$$

где C_1 и C_2 – постоянные интегрирования, определяемые граничными условиями; a – удобный нижний предел интегрирования, например, нижняя граница литосферы Луны; $T(r)$ – отклонение температуры ΔT от начальной, при которой напряжения полагаются нулевыми. В этом случае, согласно (7), компоненты тензора напряжений σ_r и σ_t , можно представить как

$$\begin{aligned} \sigma_r &= -\frac{2\alpha E}{(1-\nu)r^3} \int_a^r T(x)x^2 dx + \\ &+ \frac{EC_1}{(1-2\nu)} - 2\frac{EC_2}{(1+\nu)r^3}, \\ \sigma_t &= \frac{2\alpha E}{(1-\nu)r^3} \int_a^r T(x)x^2 dx + \frac{EC_1}{(1-2\nu)} + \\ &+ \frac{EC_2}{(1+\nu)r^3} - \frac{\alpha E T(r)}{(1-\nu)}. \end{aligned}$$

Для сплошного шара $a = 0$ и при смещении в центре $u(0) = 0$, $C_2 = 0$. Тогда при свободной от нагрузок внешней поверхности

$$\frac{EC_1}{(1-2\nu)} = \frac{2\alpha E}{(1-\nu)R^3} \int_0^R T(x)x^2 dx,$$

а компоненты тензора напряжений (7) принимают вид

$$\sigma_r = 2\alpha \frac{E}{(1-\nu)} \left[\frac{1}{R^3} \int_0^R T(x)x^2 dx - \frac{1}{r^3} \int_0^r T(x)x^2 dx \right], \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} \sigma_t &= \alpha \frac{E}{(1-\nu)} \left[\frac{1}{r^3} \int_0^r T(x)x^2 dx + \right. \\ &\left. + \frac{2}{R^3} \int_0^R T(x)x^2 dx - T(r) \right]. \end{aligned} \quad (8b)$$

Средняя температура сферы $\check{T}(r)$ внутри радиуса r составит

Таблица 1. Значения теплогенерации основных радиоактивных элементов в земных недрах

Изотоп	Q , Вт/кг	$t_{1/2}$, лет	Концентрация C , кг/кг
^{238}U	9.37×10^{-5}	4.47×10^9	25.5×10^{-9}
^{235}U	5.69×10^{-4}	7.04×10^8	0.185×10^{-9}
U	9.71×10^{-5}	—	25.7×10^{-9}
^{232}Th	2.69×10^{-5}	1.40×10^{10}	103×10^{-9}
^{40}K	2.79×10^{-5}	1.25×10^9	32.9×10^{-9}
K	3.56×10^{-9}	—	25.7×10^{-5}

$$\check{T}(r) = \frac{4\pi \int_0^r T(x)x^2 dx}{\frac{4}{3}\pi r^3} = \frac{3}{r^3} \int_0^r T(x)x^2 dx. \quad (9)$$

Следовательно, радиальное напряжение σ_r при любом радиусе r пропорционально разности между средней температурой всей сферы $\check{T}(R)$ и средней температурой сферы радиуса r $\check{T}(r)$:

$$\sigma_r = \frac{2}{3} \alpha \frac{E}{1-\nu} [\check{T}(R) - \check{T}(r)]. \quad (10a)$$

Аналогично, для тангенциального напряжения σ_t

$$\sigma_t = \alpha \frac{E}{1-\nu} \left[\check{T}(r) - T(r) + \frac{2}{3} (\check{T}(R) - \check{T}(r)) \right]. \quad (10b)$$

Из данных выражений легко увидеть, что горячая внутренняя часть вызывает радиальное сжатие более холодной внешней поверхности $\sigma_r < 0$, с одновременным ее тангенциальным растяжением $\sigma_t > 0$.

Для определения величины и временного поведения температуры в недрах Луны необходимо оценить мощность внутренних источников тепла. Нестабильные изотопы ^{26}Al , ^{60}Fe и другие короткоживущие изотопы могли обеспечивать теплогенерацию лишь первые несколько миллионов лет существования Солнечной системы. Радиоактивный разогрев мантии и коры как Земли, так и Луны происходил в основном за счет распада долгоживущих изотопов урана ^{235}U и ^{238}U , тория ^{232}Th и ^{40}K . Удельная теплогенерация Q , связанная с этими элементами, и их периоды полураспада приведены в табл. 1 [9].

Тепловыделение подсчитано на основе современных средних значений концентрации радиоактивных элементов в мантии Земли. Полагая общий источник вещества при формировании Земли и Луны, оценочно можно принять схожие значения концентраций и для мантии Луны.

Таблица 2. Значения $\mu_n = k_n R$ для различных $Bi = HR$

$Bi = HR$	μ_1	μ_2	μ_3	μ_4	μ_5	μ_6
0.05	0.3854	4.5045	7.7317	10.9087	14.0697	17.2237
2	2.0288	4.9132	7.9787	11.0856	14.2075	17.3364
8	2.7654	5.6078	8.5406	11.5408	14.5817	17.6567
16	2.9476	5.9080	8.8898	11.8959	14.9251	17.9742

Описанная выше длительность магматической активности Луны — примерно 1 млрд лет, указывает на вероятный источник тепла — радиоактивный распад нестабильного изотопа калия ^{40}K с периодом полураспада 1.25 млрд лет. Соответственно, удельное тепло $w(t)$, выделявшееся в недрах ранней Луны, будет определяться первоначальной концентрацией ^{40}K и зависеть от времени по закону

$$w(t) = w_0 \exp(-\lambda t), \quad \text{где } w_0 = Q_0 \rho_0, \quad (11)$$

где константа λ связана с периодом полураспада простым соотношением:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = \frac{0.693}{1.25 \times 10^9 \text{ лет}} = 5.54 \times 10^{-10} \text{ год}^{-1}.$$

Будем считать, что в некоторый (начальный для расчетов) момент времени Луна оказывается в среде с постоянной температурой $T_c < T$, а теплообмен между поверхностью планеты и окружающей средой происходит по закону Ньютона. Это отображает в первом приближении сложный лучистый и конвективный теплообмен, в котором доля лучистого потока тепла является преобладающей. Решение упрощенного уравнения теплопроводности для сферически симметричной Луны радиуса R , с однородным распределением плотности $\rho(r) = \rho_0$ и теплоемкости слагающих пород $C_p(r, t) = C$, позволяет аналитически оценить поведение температуры со временем

$$\frac{\partial(rT(r, t))}{\partial t} = a \frac{\partial^2[rT(r, t)]}{\partial r^2} + \frac{w_0}{C} \rho_0 \exp(-\lambda t), \quad (12)$$

$$0 \leq r \leq R,$$

с известными граничными и начальными условиями:

$$-\frac{\partial(T(R, t))}{\partial r} + H(T_c - T(R, t)) = 0 \quad \text{при } r = R,$$

$$\frac{\partial T(0, t)}{\partial r} = 0 \quad \text{при } r \rightarrow 0; \quad (13)$$

$$T(r, 0) = f(r) = T_0 \quad \text{при } t = 0,$$

где r — текущее радиальное расстояние от центра планеты, a — коэффициент температуропроводности пород Луны, H — коэффициент теплообмена.

Вид уравнения (11) позволяет найти общее решение методом разделения переменных:

$$\theta(r, t) = T(r, t) - T_c = -\frac{w_0}{C} \rho_0 \exp(-\lambda t) +$$

$$+ A \frac{\sin(k_0 r)}{r} e(-\lambda t) + C_n \frac{\sin(k_n r)}{r} \exp(-k_n^2 a t),$$

где $k_0^2 a = \lambda$ и $\frac{\partial(\theta(R, t))}{\partial r} = -H\theta(R, t)$ при $r = R$. Начальное условие $T_0 = \text{const}$ при $t = 0$ определяет возможные значения k_n следующим выражением для $\mu_n = k_n R$:

$$\text{tg}(\mu_n) = -\frac{\mu_n}{HR - 1}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (14)$$

Некоторые частные решения уравнения (14) приведены в табл. 2.

В безразмерной форме, с помощью разложения Фурье, поведение температуры представляется в виде

$$\Theta = \frac{T(r, t) - T_0}{T_0 - T_c} = 1 + \text{Po} \cdot \exp(-\lambda t) \times$$

$$\times \left[1 - \text{Bi} \cdot \frac{\sin(k_0 r)}{(r/R)} / (k_0 R \cos(k_0 R) + \sin(k_0 R)(\text{Bi} - 1)) \right] +$$

$$+ \sum_n C_n(\text{Bi}, \mu_n) \exp(-\mu_n^2 a t / R^2) \sin(\mu_n r / R) / (r/R) \times$$

$$\times \left[1 + \frac{\text{Po}}{\left(1 - \frac{\mu_n^2}{(k_0 R)^2} \right)} \right],$$

где

$$C_n(\text{Bi}, \mu_n) =$$

$$= 2 \cos(\mu_n) \frac{\text{Bi}}{\text{Bi} - 1} (\mu_n - \sin(\mu_n) \cos(\mu_n)). \quad (15)$$

Безразмерные величины Bi (параметр Био), Pd (критерий Предводителя) и Po (критерий Померанцева) хорошо известны из теории теплопроводности [10] как $Bi = HR$, $\text{Po} = \frac{w_0}{C} \rho_0 \lambda (T_0 - T_c)$

и $Pd = (k_0 R)^2 = \lambda \frac{R^2}{a} = \ln(2) \frac{t^*}{t_{1/2}}$, где $t^* = \frac{R^2}{a}$. Их

физический смысл определяется как безразмерные отношения скоростей теплообмена с внешней средой, внутренней теплогенерации и охлаждения за счет теплопроводности. На рис. 1 приведены два примера временного поведения

безразмерной температуры $\Theta = \frac{T(r, t) - T_0}{T_0 - T_c}$ с глубиной при различных значениях величин Bi , Po и Pd .

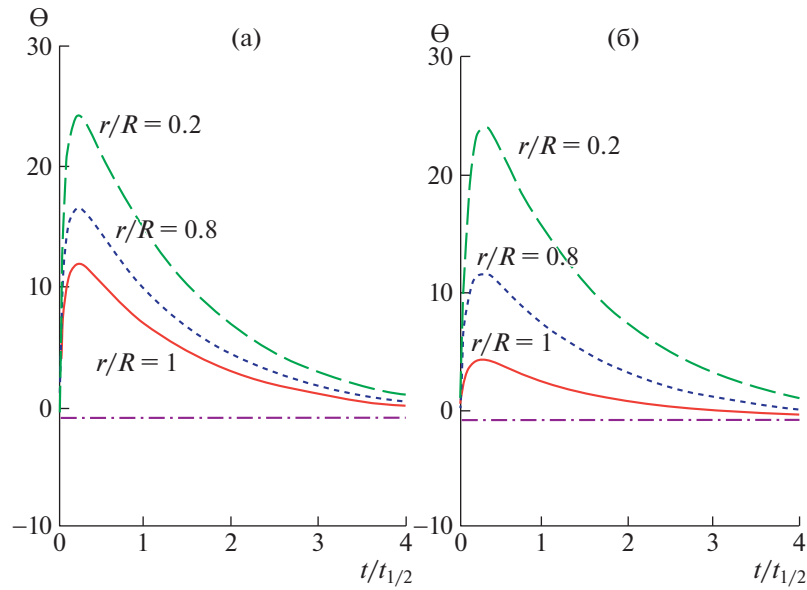


Рис. 1. Временное поведение $\Theta = \frac{T(r,t) - T_0}{T_0 - T_c}$ на разных глубинах: (а) $Bi = 2$, $Po = 450$, $Pd = 0.2$; (б) $Bi = 8$, $Po = 300$, $Pd = 0.5$.

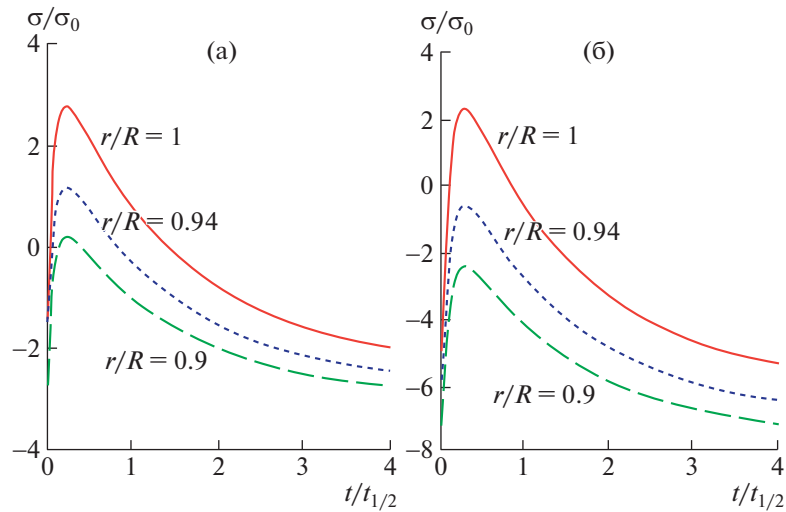


Рис. 2. Временное поведение σ_r/σ_0 на разных глубинах литосферы, $v = 0.2$: (а) $Bi = 2$, $Po = 450$, $Pd = 0.2$, $p = 2$; (б) $Bi = 8$, $Po = 300$, $Pd = 0.5$, $p = 5$.

Заметно, что большая интенсивность теплообмена с окружающей средой (см. рис. 1б, $Bi = 8$) способствует более холодной литосфере, при сравнимом поведении температуры в мантии.

Общее тангенциальное напряжение в недрах планеты определяется суммой выражений (6б) и (10б) в безразмерной форме:

$$\sigma_r = \frac{\sigma_0}{1-v} \left\{ \left[\Theta(r) - \Theta(r) + \frac{2}{3}(\Theta(R) - \Theta(r)) \right] + p(1+3v) \left[\left(\frac{r}{R} \right)^2 - \frac{3-v}{1+3v} \right] \right\}, \quad (16)$$

$$\sigma_0 = \alpha E(T_0 - T_c),$$

$$p = \rho_0 g_0 \frac{R}{10} \alpha E(T_0 - T_c),$$

где $\Theta(r)$ — средняя безразмерная температура сферы радиуса r согласно (9); p — новый безразмерный параметр, определяемый отношением гравитационных и температурных напряжений. Для оценки возможного интервала значений параметра p мы используем как физические величины, хорошо известные для Луны: $\rho_0 \approx 3300 \text{ кг/м}^3$, $g_0 \approx 1.63 \text{ м/с}^2$ и $R \approx 1730 \text{ км}$, так и приближительные, характерные для схожих горных пород (ба-

зальты): $\alpha \approx 1-10 \times 10^{-6}$ 1/град, $E \approx 10-100$ ГПа, $T_0 - T_c \approx 100-1000^\circ\text{C}$; $p \approx 1-10$. На рис. 2 приведены два примера временного поведения тангенциального напряжения с глубиной в литосфере при различных значениях величин Bi , Ro и Pd , использованных нами ранее при оценке поведения температуры.

Заметно, что большая интенсивность теплообмена с окружающей средой (см. рис. 2б, $Bi = 8$) способствует более быстрому переходу от расширения к сжатию в более холодной литосфере.

Приведенные расчеты температурных напряжений в литосфере ранней Луны показали принципиальную применимость использованной простой тепловой модели. На основе точных решений, возможных в сферически-симметричной постановке задачи теплопроводности, получено качественно правильное временное поведение температуры и напряжений, согласующееся с геологическими данными. Для типичных параметров горной породы: $\alpha \approx 10^{-5}$ 1/градус, $E \approx 60$ ГПа, $\nu \approx 0.2$ и $T_0 - T_c \approx 100^\circ\text{C}$, максимальное общее растягивающее напряжение в литосфере Луны могло достигать 120 МПа. Это большая величина, вполне достаточная для образования трещин и разломов [11]. Более точная модель должна учитывать неоднородное распределение радиоактивных элементов в мантии Луны и зависимость физических параметров (плотность, температуропроводность) от глубины в соответствии с уравнением состояния [12]. Такое уточненное рассмотрение требует уже численного моделирования и является предметом последующей работы.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 21-17-00120).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zuber M.T. et al. Gravity field of the Moon from the Gravity Recovery and Interior Laboratory (GRAIL) mission // *Science*. 2013. V. 339. P. 668–671. <https://doi.org/10.1126/science.1231507>
2. Zuber M.T., Smith D.E., Lemoine F.G., Neumann G.A. The shape and internal structure of the Moon from the Clementine mission // *Science*. 1994. V. 266. P. 1839–1843. <https://doi.org/10.1126/science.266.5192.1839>
3. Andrews-Hanna J.C. et al. Ancient Igneous Intrusions and Early Expansion of the Moon Revealed by GRAIL Gravity Gradiometry // *Science*. 2012. V. 339. P. 675–678. <https://doi.org/10.1126/science.1231753>
4. Shearer C.K. et al. Thermal and Magmatic Evolution of the Moon // *Reviews in Mineralogy & Geochemistry*. 2006. V. 60. P. 365–518. <https://doi.org/10.2138/rmg.2006.60.4>
5. Solomon S., Head J. W. Lunar mascon basins: Lava filling, tectonics, and evolution of the lithosphere // *Rev Geophys Space Phys*. 1980. V. 18. P. 107–141.
6. Hood L.L., Zuber M.T. Recent refinements in geophysical constraints on lunar origin and evolution / In: *Origin of the Earth and Moon*. Canup R.M., Righter K. (eds). Univ Arizona Press, 2000. P. 397–412.
7. Elkins-Tanton L.T. Magma Oceans in the Inner Solar System // *Annual Review Earth Planetary Science*. 2012. V. 40. P. 113–139.
8. Ворopaев С.А., Джуанго Я., Барриот Ж.-П. Разрыв вытянутого малого тела приливными силами при полете: возможные сценарии // *Астрономический вестник*. 2020. Т. 54. № 2. С. 171–182.
9. Теркот Д., Шуберт Дж. Геодинамика. Геологические приложения физики сплошных сред. М.: Мир, 1985. Т. 1. 381 с.
10. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1987. 602 с.
11. Ворopaев С.А., Нугманов И.И., Душенко Н.В., Джинго Я. Зависимость упругих свойств H5-хондритов (NWA 12370) от давления // *ДАН. Физика, Технические науки*. 2020. Т. 495. С. 14–17.
12. Жарков В.Н., Трубицын В.П., Самсоненко Л.В. Физика Земли и планет. Фигуры и внутреннее строение. М.: Наука, 1971. 383 с.

ASSESSMENT OF TEMPERATURE STRESSES IN THE LITHOSPHERE OF THE EARLY MOON

S. A. Voropaev^a and A. P. Krivenko^a

^aVernadsky Institute of Geochemistry and Analytical Chemistry of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Presented by Academician of the RAS M.Ya. Marov

In the early stages of the Moon's formation, its growing lithosphere experienced complex time-varying temperature and gravitational stresses. Despite the subsequent intense impact transformation of the surface, during the gravimetric study of the GRAIL space mission, the presence of ancient deep intrusions was detected. The analysis of linear gravitational anomalies shows the expansion of the outer rigid layer of the planet at a certain early stage of the Moon's evolution due to the excess of temperature stresses over gravitational compression. Obtaining the dependence of the time interval of the lithosphere expansion on a number of dimensionless thermal conductivity parameters will make it possible to refine existing models of the thermal and geochemical evolution of the early Moon.

Keywords: temperature stresses, deformations, thermal expansion, gravity, radioactive heating, Moon