

УДК 550.42+550.89+551.21+552.3+552.112+553.212+546.212+549.691

МОДЕЛЬ НАГРЕВАНИЯ И ПЛАВЛЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД ПРИ ИНТЕНСИВНОМ СКЛАДКООБРАЗОВАНИИ

Ш.А.Мухамедиев, Р.Х.Хасанов*

Институт физики Земли РАН, Москва

*Институт геологии АН Республики Таджикистан, Душанбе

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 99-05-64945).

Вестник ОГТГН РАН № 2(12) 2000, т. 2

URL: http://www.scgis.ru/russian/cp1251/h_dgggms/2-2000/empg_99/magm_7.htm#begin

© 2000 ОИФЗ РАН, ОГТГН РАН

Происхождение гранитных пород и тел так или иначе связывают в настоящее время с глубинными (мантийными) процессами, связанными с внедрением магмы и/или флюидов. Исследования гранитоидных массивов в условиях сильной расчлененности и великолепной обнаженности пород Памира показывают, что эти тела могли возникнуть *in-situ* вследствие расплавления первично осадочных пород и последующего застывания жидкой фазы, причем без активного участия в процессе мантийных флюидных потоков. Отсутствие каких-либо наблюдаемых подводных каналов в породах основания обнаженных гранитоидов и следов внедрения флюидо-магматических растворов вдоль близлежащих к гранитоидным телам разрывных нарушений, а также выявленная расслоенность и наблюдающаяся, как правило, постепенность перехода плутонов во вмещающие породы – только некоторые из главных свидетельств в пользу этого предположения.

Выдвинутая гипотеза об отсутствии интенсивного теплопереноса из нижележащих горизонтов требует поиска альтернативного источника тепла для объяснения расплавления “на месте” осадочных пород. Таким внутренним источником может быть диссипативный разогрев вещества при деформациях складкообразования [1]. На эту мысль наталкивают наблюдения, выявляющие зачастую закономерную приуроченность гранитоидных тел к замкам складок.

Для количественной оценки эффективности предлагаемого механизма диссипативного разогрева рассмотрим складкообразование, происходящее в верхнем слое земной коры $0 < z < H$. Пусть в результате полностью необратимых деформаций несжимаемого материала образуются складки с пространственным периодом $2L$ по горизонтальной оси x и с шарниром, перпендикулярным плоскости x, z . Требуется определить зависимость температуры θ от времени t и координат x, z в полупространстве $z > 0$ при складкообразовании, если температура до начала процесса ($t=0$) изменялась с глубиной линейно ($\theta=bz, b$ – континентальный геотермический градиент), а в течение всего процесса поддерживается на дневной поверхности нулевой.

С целью получения приближенного решения предположим, что зависимость касательного напряжения τ от деформации сдвига γ не зависит от искомой температуры, и пренебрежем искривлением свободной поверхности при деформировании. Тогда с учетом пространственной периодичности по горизонтальной оси x для главной части температуры $\theta = \theta_0(t, z)$ получим безразмерное асимптотическое уравнение

$$\frac{\partial \theta_0}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial z^2} + \alpha \langle \Phi \rangle; \quad \langle \Phi \rangle = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \tau \gamma dx \quad \text{при } 0 < z < 1; \quad \langle \Phi \rangle = 0 \quad \text{при } 1 < z \quad (1)$$

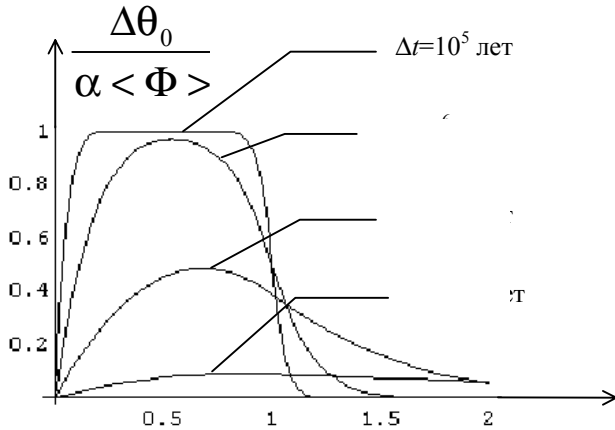
Здесь $\langle \Phi \rangle$ – осредненная по ячейке периодичности плотность тепловых источников, $\chi = \kappa \Delta t / \rho c H^2$, $\alpha = gH / c \theta_*$, $\theta_* = bH$ (κ – коэффициент теплопроводности, g – ускорение свободного падения, ρ – плотность, c – удельная теплоемкость). Кроме того, время t отнесено к периоду складкообразования Δt , температура – к θ_* , величины размерности длины – к H , напряжения – к $T_* = \rho g H$. Закон пространственного изменения скорости v по вертикальной оси z выбран в виде $v = A \sin(\pi x / L)$, ($0 < z < 1$), где $A = const$ – безразмерная амплитуда волны складки, достигаемая к концу процесса деформирования. Уравнение (1) следует решать на полубесконечном интервале $0 < z < \infty$ при условиях $\theta_0(t, 0) = 0$, $\theta_0(0, z) = bz$.

Искомое решение для возмущения температуры $\Delta \theta_0 = \theta_0 - bz$ на интервале складкообразования $0 < t < 1$ имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta \theta_0 &= \alpha \langle \Phi \rangle t (1 - 4\Psi(\xi) + 2\Psi(\xi_1 + \xi) - 2\Psi(\xi_1 - \xi)), \quad 0 < z < 1; \\ \Delta \theta_0 &= \alpha \langle \Phi \rangle t (-4\Psi(\xi) + 2\Psi(\xi + \xi_1) + 2\Psi(\xi - \xi_1)), \quad 1 < z < \infty \end{aligned} \quad (2)$$

$$\xi = \frac{z}{2\sqrt{\chi t}}, \quad \xi_1 = \frac{1}{2\sqrt{\chi t}}, \quad \Psi(\zeta) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left((1 + 2\zeta^2) \int_{\zeta}^{\infty} e^{-\vartheta^2} d\vartheta - \zeta e^{-\zeta^2} \right) \quad (3)$$

При расчетах принимались следующие значения параметров: $\rho=0.25 \cdot 10^4 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$, $c=1.25 \cdot 10^3 \text{ Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{град}^{-1}$, $\kappa=2.5 \text{ Дж}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{сек}^{-1}\cdot\text{град}^{-1}$, $H=2.5 \cdot 10^4 \text{ м}$, $b=1.8 \cdot 10^{-2} \text{ град}\cdot\text{м}^{-1}$. Отсюда $\theta_* = 400^\circ \text{ С}$, $T_* \approx 0.6 \cdot 10^3 \text{ МПа} = 6 \text{ Кбар}$, $\alpha \approx 0.5$, $\chi \approx 4 \cdot 10^{-8} \cdot \Delta t (\text{год})$.



Как следует из приведенного рисунка, с уменьшением периода складкообразования Δt в деформируемом слое $0 < z < 1$ отношение возмущения температуры к $\langle \Phi \rangle$ возрастает, достигая при $\Delta t < 10^6$ лет своего предела, равного в обезразмеренном виде единице. При увеличении Δt существенная часть тепла, накопленного в слое, будет отводиться через свободную поверхность $z = 0$.

Рассмотрим различные реологические модели деформируемого вещества. Для модели ньютоновской жидкости $\langle \Phi \rangle = \eta(\pi A/L)^2/2$ и эффективная интенсивность

касательных напряжений, действующих в деформируемом слое, выражается в виде $|\tau|_{eff} = 2\eta A/L$, где η - коэффициент вязкости. Для модели активного пластического нагружения $\tau = \text{sign}(\dot{\gamma}) \tau_s$ имеем $\langle \Phi \rangle = 2 \tau_s A/L$, где $\tau_s (= |\tau|_{eff})$ - предел текучести на сдвиг.

Для доведения пород до температуры плавления вполне достаточно выполнения условия $\Delta \theta_0 \approx 3$, что соответствует достижению возмущением температуры величины порядка 1200° С . Если период складкообразования $\Delta t \lesssim 10^6$ лет, то, как следует из рисунка, на представительном интервале глубин $\alpha < \Phi \approx 3$. При этом для модели ньютоновской жидкости имеем $\eta \approx 1.2(L/A)^2$, $|\tau|_{eff} = 2.4L/A$, а для модели идеального пластического тела - $\tau_s \approx |\tau|_{eff} \approx 3L/A$. Полагая $L/A \sim 1$, что соответствует интенсивной складчатости, получаем для пластического течения размерную оценку $\tau_s \approx 2 \cdot 10^3 \text{ МПа}$, а для режима вязкого течения $|\tau|_{eff} \approx 1.4 \cdot 10^3 \text{ МПа}$, $\eta \approx 2 \cdot 10^{23} \text{ пуаз}$. Полученные значения согласуются с оценками, приводимыми в литературе для тектонически активных континентальных областей.

Проведенные расчеты подтверждают возможность плавления пород земной коры, когда единственным источником тепла является их диссипативный разогрев в процессе необратимого складкообразования. Условиями для реализации указанной возможности являются высокая интенсивность складкообразования $(A/L) \sim 1$ и относительная ограниченность процесса во времени ($\Delta t \lesssim 10^6$ лет). В свою очередь эти условия влекут достаточно высокий уровень девиаторных напряжений ($|\tau|_{eff} \sim 10^3 \text{ МПа}$). Исследованная в настоящей работе количественная модель может быть интерпретирована как новая модель образования гранитоидных тел, подтверждаемая наблюдениями на Памире и не нуждающаяся в гипотезах о наличии каких-либо магматических и/или флюидных потоков из подстилающей мантии.

Литература

1. Магницкий В.А., Мухамедиев Ш.А., Хасанов Р.Х. Докл. РАН. 1998. Т. 363. №5. С.682-686.