特集「月から始まる地球惑星進化学」

冷却する惑星リソスフェアの不安定性：線形安定性理論による地球と金星の比較

武谷　賢[1], 並木則行[1]

要　旨

地球の海洋プレートや金星リソスフェアのテクトニクス，熱進化において，冷却するマントルの不安定性の発達は重要な役割を果たしていると考えられる．地球の海洋プレートは70 Maまでは単純な半無限媒質の静的な熱拡散モデルで巧く説明できるが，70 Maを越えると地形や熱流量のflatteningが起きる．一方，金星では300～700 Maに惑星規模のglobal resurfacingが起こったと推測される．われわれは，これらの問題を考えるために，非圧縮粘性流体の熱拡散問題にブジネスク近似と温度依存の粘性率を取り入れただけの簡単なモデルを構築する．また，熱境界層の不安定性に固有な新たな時間定数を導入し，従来の研究成果との比較を行う．そしてこのモデルに線型安定性理論と境界層理論を適用して，secondary convectionが果たす役割について考察を行う．その結果，地球の海洋プレートではsecondary convectionの熱輸送によって，50 Ma付近でプレートが熱的に定常状態に近づきflatteningがおこることが明らかになった．一方，金星ではマントルの粘性が高いため，secondary convectionの波長も500～1000 kmと長くなる．この波長は大型火山やコロナ，ridge beltのサイズと調和的であるが，secondary convectionがglobal resurfacingの引き金になるとは考えにくい．

1. 九州大学理学研究院地球惑星科学専攻

1　地球の海洋プレートと金星リソスフェアの熱進化

地球の海洋リソスフェアは最も単純で分かり易いプレートテクトニクスの例として良く引き合いに出される．そしてその地形や熱流量は半無限空間の冷却モデルが見事に説明することも，また良く知られている[1]．マントルの熱拡散が支配する海洋プレートは，プレート年代の平方根に比例して沈降し，逆比例して熱流量を減少させる．ただし，半無限空間の冷却モデルが巧く成り立つのはプレート年代が約70 Maまでである．プレート年代が約70 Maを越えると$t^{1/2}$則を逸脱し、海洋底の深度と熱流量はほぼ一定（～50 mW/m^2）となる[2]．

こうした海洋プレートの挙動は地形や熱流量の“flattening”と呼ばれ，その原因として複数の仮説が提唱されている．Fleitout and Yuen [3, 4] や Yuen and Fleitout [5]ではマントルの粘性率が温度と圧力に依存するとして，冷却するリソスフェアの下に小スケールのsecondary convectionが成長すると提唱している．その基本的な考え方はHouseman and McKenzie [6]や，Yuen *et al.* [7]にまで遡る．Yuen *et al.* [7]では温度に依存する粘性率をもつマントルが冷却する際に，冷えて固くなったマントル上部，すなわちリソスフェア，が重力的に不安定になることを線形安定性理論によって評価している．彼らの計算では擾乱の発達に要する成長時間が200 Myrと，プレート年代よりも一桁近く長いため，プレートテクトニクスが存在する地球では，このような不安定は実現しないと

考えられた．しかし，Yuen and Fleitout [5]はプリューム上に10^{16}～10^{18} Pa sという低粘性層が発達することで，十分短い時間内にsecondary convectionが発達すると主張している．

Yuenら[3, 4, 5, 7]が提唱するsecondary convectionは，海嶺に垂直にプレートが拡大する地球海洋マントルでは，海嶺に直交するロール上の小対流として発達すると予想される．このようなロール上対流セルはRichter and Parsons [8]によって実験的に発見されている．その後，多くの三次元マントル対流計算により，ロール状対流の発達条件が研究されている．（例えば[9, 10, 11]など）その結果，ロール状対流の発達は上部マントルのレイリー数とプレート速度が支配すると考えられている．しかし，Yuenら[3, 4, 5, 7]が提唱する不安定には本来プレート速度は関与せず，Yuenら[3, 4, 5, 7]のsecondary convectionと三次元マントル対流計算に認められるロール状対流[9, 10, 11]が本質的に同一であるか否かは明らかでない．また，三次元の数値計算例は条件が限られており，ロール状対流の波長や成長時間を，例えば上部マントルのレイリー数やプレート速度から見積もる経験則は[11]はなお，不十分である．

冷却するリソスフェアの安定性は，地球の海洋プレートのみならず，惑星リソスフェアの熱史において重要な役割を果たしていると考えられる．その一番良く知られている例が金星のglobal resurfacingであろう．マゼラン探査機のレーダー画像により，金星は地球と異なるテクトニクス，熱史をもつことが強く示唆されている．第一に，金星にはプレートの付加や沈み込み帯が存在せず、現在金星上にプレートテクトニクスは存在しないと考えられる．第二に金星表面のクレータ分布から推定される年代はほぼ一様で、その年代は500±200 Maである [12, 13, 14, 15]．こうした観察に基づいて，金星では500±200 Maにglobal resurfacingと呼ばれる惑星規模の火成活動があったと推定されている [14]．その原因もまた，様々な仮説が提唱されているが，もっとも有力と考えられているのが，静的に冷却する金星リソスフェアが時間とともに重力不安定となり，周期的に惑星規模のサブダクションを引き起こすという仮説である[16, 17, 18]．しかし，残念ながら，Parmentier and Hess [16] やTurcotte *et al.* [17, 18]では不安定性の物理過程は詳細に議論されておらず，彼らの想定する断続的サブダクションモデルが実際に惑星規模のサブダクションをおこしうるか，もしサブダクションをおこすならばその周期は，という根本的な疑問が残されたままである．

Yuen *et al.* [7]では，擾乱の成長時間が長すぎて地球のsecondary convectionのメカニズムとして考えにくいと否定された．しかし，もし金星にサブダクションが起こるならば，その周期は数百Myr以上であり，この考え方は有効なメカニズムとなりうるかも知れない．本研究では，Yuen *et al.* [7]の定式化を踏襲して，Parmentier and Hess [16] やTurcotte *et al.* [17, 18]が提唱する金星の断続的サブダクションモデルを検証する．また，Yuen *et al.* [7]以後のマントルレオロジーについての実験的研究成果[19]を踏まえて，地球の海洋プレートについても再検討を行う．われわれは熱拡散方程式と粘性流体の運動方程式の定式化から，新たな不安定性の時間定数を提案する．この時間定数よって従来の数値計算結果の再解釈を試みる．

2 問題の定式化と数値計算

2.1 単純化したモデル

冷却するリソスフェアの安定性を考えるために，惑星マントルのモデルをできるだけ単純化したい．ここで考えるべき必要最小限の物理素過程は，リソスフェアの冷却，冷却に伴う密度変化，および，二次元の流体運動であろう．重力不安定を抑制する要因として，当然，流体の粘性を考慮しなければならない．また，粘性については，深さ方向の粘性構造が不安定性の発達に重要な役割を果たしていると予想されるので，少なくとも粘性率の温度依存性までモデルに含める必要がある．金星マントル内部の放射性熱源の寄与は必ず

しも無視できるほど小さいわけではないが，この問題にとって本質的ではないので考慮に入れない．以上からHouseman and McKenzie [6]やYuen *et al.* [7]と同様に，支配方程式はまず流体運動を含む熱拡散方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t}-\frac{\partial \psi}{\partial z}\frac{\partial T}{\partial x}+\frac{\partial \psi}{\partial x}\frac{\partial T}{\partial z}=\kappa\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) \tag{1}$$

と2次元粘性流体の運動方程式である．地球も金星もマントルは非圧縮で，プラントル数無限大[1]と考えて，

$$\begin{aligned}0&=\frac{\partial}{\partial x}\left(-P-2\mu\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial z}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}-\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\psi\right)\\0&=\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}-\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\psi\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(-P+2\mu\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial z}\right)+\rho g\end{aligned} \tag{2}$$

とする．ここで，xとzは水平，鉛直方向を表し，tは時間を表す．Tは温度，Ψは流線関数，κは熱拡散係数，Pは圧力，μは粘性率，ρは密度，そしてgは重力加速度である．リソスフェアの冷却に伴う密度変化はブジネスク近似

$$\rho=\rho_0\{1-\alpha_v(T-T_s)\} \tag{3}$$

を用いる．(2)式はひとつの式にまとめて，

$$-4\frac{\partial^2}{\partial x\partial z}\left(\mu\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial z}\right)-\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}-\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\left(\mu\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}-\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\psi\right)+\rho_0 g\alpha_v\frac{\partial T}{\partial x}=0 \tag{4}$$

と表される．ここでT_Sは表面温度，ρ_0は温度T_Sにおける標準密度，そしてα_vは熱膨張係数である．マントル粘性率は拡散クリープの式[19]

$$\mu=\mu_0\exp\left(\frac{E}{RT}\right) \tag{5}$$

を用いている．ここでμ_0は標準粘性率，Rは気体定数，Eは活性化エネルギーである．なお，下部マントルは，上部マントルに比べて数十倍粘性が高い[20, 21]．従って，地球ならば660 km，金星ならば700 kmの上下マントル境界[22] 以下では(5)式の粘性率を100倍する．(1) ～ (5)式に含まれる物性値を表1に示す．

境界は$z=0$と$z\to\infty$として，それぞれの熱的，および力学的境界条件をそれぞれ与える．温度は上部境界で一定とし，下部境界では熱の流入無し

$$T=T_S \quad at\ z=0 \tag{6}$$

$$\frac{\partial T}{\partial z}=0 \quad at\ z\to\infty \tag{7}$$

とする．力学的には上下境界は固定で速度が0

$$\frac{\partial \psi}{\partial x}=\frac{\partial \psi}{\partial z}=0 \quad at\ z=0 \tag{8}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x}=\frac{\partial \psi}{\partial z}=0 \quad at\ z\to\infty \tag{9}$$

とする．初期条件は温度が一定で，流体は静止しているとしよう．すなわち，

$$T=T_m\ at\ t=0 \tag{10}$$

および，

$$\psi=0 \quad at\ t=0 \tag{11}$$

である．

2.2　支配方程式の無次元化

従来の研究においては，特徴的な空間スケールとして上部マントルの深さ，地球であれば660 ～ 670 kmを用いている[3, 4, 6, 11]．このような無次元化は上部マントル全体の対流を考えるには有効であるが，secondary convectionのような局在化した対流運動の解を求めるためには不適切である．何故ならば，式(1)，(4)，境界条件(6) ～ (9)，初期条件(10)，(11)から明らかなように，元々この問題には特徴的な空間スケールが無いからである．熱境界層の不安定性は上部マントルの深さに関係なく成長するはずであり，相転移深度を用いて無次元化を行うべきではないと我々は考える．その代わりに，本研究では熱境界層の不安定性に固有な新しい時間定数を提案する．以下にその手順を説明する．

はじめに，時間tがt_sという定数によってスケーリングできると仮定して，

$$t=t_s\,\tau \tag{12}$$

とおく．τは無次元化された時間を表している．これにあわせて水平，鉛直方向の距離は

$$
\begin{aligned}
x &= \sqrt{\kappa t_s}\,\xi \\
z &= \sqrt{\kappa t_s}\,\zeta
\end{aligned} \tag{13}
$$

とスケーリングできる．ξ，ζ はそれぞれ水平，鉛直方向の無次元化された距離である．さらに流線と温度，粘性率を

$$
\begin{aligned}
&\psi = \kappa\varphi \\
&T = (T_m - T_S)\theta + T_S \\
&\mu = \mu_m \cdot \gamma = \mu_0 \exp\left(\frac{E}{RT_m}\right)\cdot\exp\left(\frac{E}{R}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_m}\right)\right)
\end{aligned} \tag{14}
$$

とすると，(1)式は

$$
\frac{\partial\theta}{\partial\tau} - \frac{\partial\varphi}{\partial\zeta}\frac{\partial\theta}{\partial\xi} + \frac{\partial\varphi}{\partial\xi}\frac{\partial\theta}{\partial\zeta} = \left(\frac{\partial^2}{\partial\xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}\right)\theta \tag{15}
$$

となり，(4)式は

$$
-4\frac{\partial^2}{\partial\xi\partial\zeta}\left(\gamma\frac{\partial^2\varphi}{\partial\xi\partial\zeta}\right) - \left(\frac{\partial^2}{\partial\xi^2} - \frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}\right)\left(\gamma\left(\frac{\partial^2}{\partial\xi^2} - \frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}\right)\varphi\right) + \frac{\rho_0 g\alpha_v (T_m - T_S)}{\mu_m}\sqrt{\kappa}\,t_s^{\,3/2}\frac{\partial\theta}{\partial\xi} = 0 \tag{16}
$$

と表すことができる．よって

$$
t_s = \left(\frac{\mu_m}{\rho_m g\alpha(T_m - T_s)}\right)^{\frac{2}{3}}\kappa^{-\frac{1}{3}} \tag{17}
$$

と設定することにより，(16)式を

$$
-4\frac{\partial^2}{\partial\xi\partial\zeta}\left(\gamma\frac{\partial^2\varphi}{\partial\xi\partial\zeta}\right) - \left(\frac{\partial^2}{\partial\xi^2} - \frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}\right)\left(\gamma\left(\frac{\partial^2}{\partial\xi^2} - \frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}\right)\varphi\right) + \frac{\partial\theta}{\partial\xi} = 0 \tag{18}
$$

と簡単化することができる．実際には，(14)式に示されるように粘性率の温度依存性が残されているので，粘性率が一定（$E = 0$）と仮定しない限り，(15)，(18)式から相似解を得ることはできない．それでも後述するように，(17)式に示される時間スケールは，この問題を整理して考える上で有用である．

(17)式の物理的意味は直感的に想像しづらいかも知れないが，静的な熱拡散によって形成される表面熱境界層が不安定になる時間スケールとして理解できる．熱境界層の厚さ，dは時間とともに

$$
d \approx \sqrt{\kappa t} \tag{19}
$$

で厚くなる．この熱境界層のレイリー数，Ra^{TBL}，は

$$
\begin{aligned}
Ra^{TBL} &\approx \frac{\rho_0 g\alpha_v (T_m - T_s)}{\kappa\mu_m} d^3 \\
&= \frac{\rho_0 g\alpha_v (T_m - T_s)}{\kappa\mu_m}\kappa^{\frac{3}{2}} t^{\frac{3}{2}} \\
&= \frac{\rho_0 g\alpha_v (T_m - T_s)}{\mu_m}\kappa^{\frac{1}{2}} t^{\frac{3}{2}}
\end{aligned} \tag{20}
$$

と表される．つまり，(17)式のt_sは$Ra^{TBL}\approx 1$ が達成される時間スケールに匹敵する．本研究で用いる地球と金星のt_sは表1に示している．

2.3 微小擾乱の線型化方程式

式(18)，境界条件(8)，(9)，および初期条件(11)を満たす流れの基本場，φ_b，は明らかに

$$
\varphi_b = 0 \tag{21}
$$

である．このとき，温度の基本場，θ_b，は良く知られているように

$$
\theta_b = Erf\left(\frac{\zeta}{2\sqrt{\tau}}\right) \tag{22}
$$

と与えられる．マントルがグローバルな対流をおこしている地球において，(21)式のような静的な基本場が妥当であるか否かは考察を要する．地球のプレート運動はほぼ定常である．海洋プレートは，(2)式中で省略されている y 方向に一定速度で運動しており，且つ，y 方向への熱伝導は無視できるほど小さい，と考えれば(21)，(22)式に表現される基本場は適切である．実際に，(22)式による熱構造モデルは，50 Maまでの海洋プレートの地形と熱流量を非常にうまく説明する[1, 2]．金星にはプレートテクトニクスが見つからない[23, 24]ので，現在，惑星規模のマントル対流が起きているという証拠はない．金星については，(21)，(22)式を，平均場と考えても良い．

(21)，(22)式をもとに，(15)，(18)式の無次元化温度と流線関数を基本解と微小擾乱，$\delta\theta$ および $\delta\varphi$，に分解し，(15)，(18)式の線型化を行う．すなわち，

$$\theta = Erf\left(\frac{\zeta}{2\sqrt{\tau}}\right) + \delta\theta \qquad (23)$$

$$\varphi = \delta\varphi \qquad (24)$$

とおいて，

$$\frac{\partial\delta\theta}{\partial\tau} + \frac{2\sqrt{\pi}}{\lambda\sqrt{\tau}}\exp\left(-\frac{\zeta^2}{4\tau}\right)\frac{\partial\delta\varphi}{\partial\xi} = \left(\frac{\partial^2}{\partial\xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}\right)\delta\theta \qquad (25)$$

$$-4\frac{\partial^2}{\partial\xi\partial\zeta}\left(\gamma_b\frac{\partial^2\delta\varphi}{\partial\xi\partial\zeta}\right) - \left(\frac{\partial^2}{\partial\xi^2} - \frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}\right)\left(\gamma_b\left(\frac{\partial^2}{\partial\xi^2} - \frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}\right)\delta\varphi\right) + \frac{\partial\delta\theta}{\partial\xi} = 0 \quad (26)$$

とする．ここでλは微小擾乱のξ方向の波長を表しており，γ_bは基本温度場θ_bによって与えられる粘性率

$$\gamma_b = \gamma(\theta_b) = \exp\left(\frac{E}{R}\left(\frac{1}{(T_m - T_S)\theta_b + T_S} - \frac{1}{T_m}\right)\right) \qquad (27)$$

である．

この問題において，x方向には境界がないので，ξについてのフーリエ変換を行い，

$$\frac{\partial\Theta}{\partial\tau} + \frac{2\sqrt{\pi}}{\lambda\sqrt{\tau}}\exp\left(-\frac{\zeta^2}{4\tau}\right)\Phi + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2\Theta - \frac{\partial^2\Theta}{\partial\zeta^2} = 0 \qquad (28)$$

$$\begin{aligned}&4\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2\frac{\partial}{\partial\zeta}\left(\gamma_b\frac{\partial\Phi}{\partial\zeta}\right) - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4\gamma_b\Phi \\ &-\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2\gamma_b\frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}\Phi - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2\frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}(\gamma_b\Phi) - \frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}\left(\gamma_b\frac{\partial^2\Phi}{\partial\zeta^2}\right) - \frac{2\pi}{\lambda}\Theta = 0\end{aligned} \qquad (29)$$

と変形することができる．ここでΘとΦはθとφのフーリエ変換を表している．ちなみに，境界条件(6)～(7)は上の無次元化と線型化，フーリエ変換によって

$$\Theta = 0 \quad at\ \zeta = 0\ and\ \zeta \to \infty \qquad (30)$$

$$\frac{\partial\Theta}{\partial\zeta} = 0 \quad at\ \zeta \to \infty \qquad (31)$$

$$\Phi = \frac{\partial\Phi}{\partial\zeta} = 0 \quad at\ \zeta = 0\ and\ \zeta \to \infty \qquad (32)$$

と表される．この定式化は，(5)式に含まれる粘性率の物理定数と，(17)式に表される無次元化を除けば，Yuen *et al.* [7]と同じである．

2.4 数値積分

式(28)～(32)には解析解が見つからないので，本研究では一次元の有限要素法[25]によって数値積分を行っている．(28)式と(29)式を弱形式化し，行列式に変換する．その後で，二つの式を連立すると結局，

$$\mathbf{M}\,\dot{\mathbf{T}} + \mathbf{K}(\tau)\ \mathbf{T} = \mathbf{0} \qquad (33)$$

という行列式を得る．ここでTは離散化されたΘを表す列ベクトル，Kはstiffness matrix，Mはcapacity matrixである[25]．行列$\mathbf{M}^{-1}\mathbf{K}(\tau)$の固有ベクトルと，固有値を計算することにより，各時刻における固有関数と成長率を計算することができる．この計算は，実は，Yuen *et al.* [7]が(27)，(28)，(29)式中の時刻を固定して行った固有関数と成長率の計算に等価である．一見ad hocなYuen *et al.* [7]の仮定が実際上はそれほど的はずれでない理由は，stiffness matrixとcapacity matrixが(22)式の基本温度場とそれによって与えられる基本の密度場，粘性構造にのみ依存し，微小擾乱のフィードバックを受けないためである．

数値積分の際には，$\zeta \to \infty$の境界の代わりに，ある固定した深さをマントル最下部としている．この深さを無次元化した値は1より十分大きくなければならない．微小擾乱が上部マントルの浅い領域に限られている地球マントルモデルでは，最下部を上下マントル境界660 km（表1）に設定している．一方金星マントルモデルでは，下部マントルの高い粘性がリソスフェアの安定性に与える影響も評価するために，最下部の深さは700 kmの上下マントル境界（表1）[22]より十分に深くなければならない．そこで金星マントルモデルでは最下部の深度を1200 kmとしている．

計算例として，まず，地球マントル（表1）についての計算結果を示す．図1は，プレート年代，t，が10 Myrにおける代表的な擾乱の固有ベクトルと各成分の成長率を示している．ここでは(33)式の数値積分は行わず，行列 $\mathbf{M}^{-1}\mathbf{K}(\tau)$の代表的な固有ベクトルとその成長時間，つまり固有値の逆数，を計算している．固有ベクトルは行列 $\mathbf{M}^{-1}\mathbf{K}(\tau)$の階数，すなわち鉛直方向の節点の個数，だけ求められるが，そのほとんどは成長時間が負，つまり時間とともに減衰する成分である．唯一成長する成分は，図1に太い実線で示されている．

		地球	金星	
熱膨張率, 1/K	α		3×10^{-5}	
標準密度, kg/m^3	ρ_0		3400	
熱拡散係数, m^2/s	κ		10^{-6}	
気体定数, J/mol/K	R		8.31	
熱伝導係数, W/m/K	k		4	
重力加速度	g	9.8	8.6	
上下マントル境界の深さ, km		660	700	
標準粘性率, Pa s	μ_0	5.2×10^{10}	8.5×10^{10}	
活性化エネルギー, kJ/mol	E	240	300	
マントル温度, K	T_m	1573	1500	1600
マントル温度での粘性率, Pa s	μ_m	8.0×10^{18}	1.47×10^{21}	3.3×10^{20}
典型的な時間スケール, Myr	t_s	0.11	5.4	1.8
典型的な空間スケール, km	$\sqrt{\kappa t_s}$	1.8	13	7.6

表1 ： 地球と金星のマントル物性定数 [1, 7, 18, 19, 22]

この成分こそが，境界が$\zeta \rightarrow \infty$という本来の問題の固有解である[7]．固有解は温度擾乱については深さ57 kmにピークをもち，深さ100 kmまでのごく浅い領域に集中している．（図1(a)）一方流れの擾乱は，深さ90 kmにピークをもち，深さ200 kmと温度に比べてやや深い領域にまでパワーが広がっていることが分かる（図1(b)）．2.2で述べたように，これらの固有解は計算領域の最下部深度に依存しないことは明らかである．なお，図1では温度擾乱の固有ベクトルの大きさを1として規格化している．

実際に(33)式を時間について積分することで，図1のように与えられたプレート年代に対して計算される固有解のみが成長することを確認できる．初期条件として，プレート年代10 Myrにデルタ関数的な擾乱を与

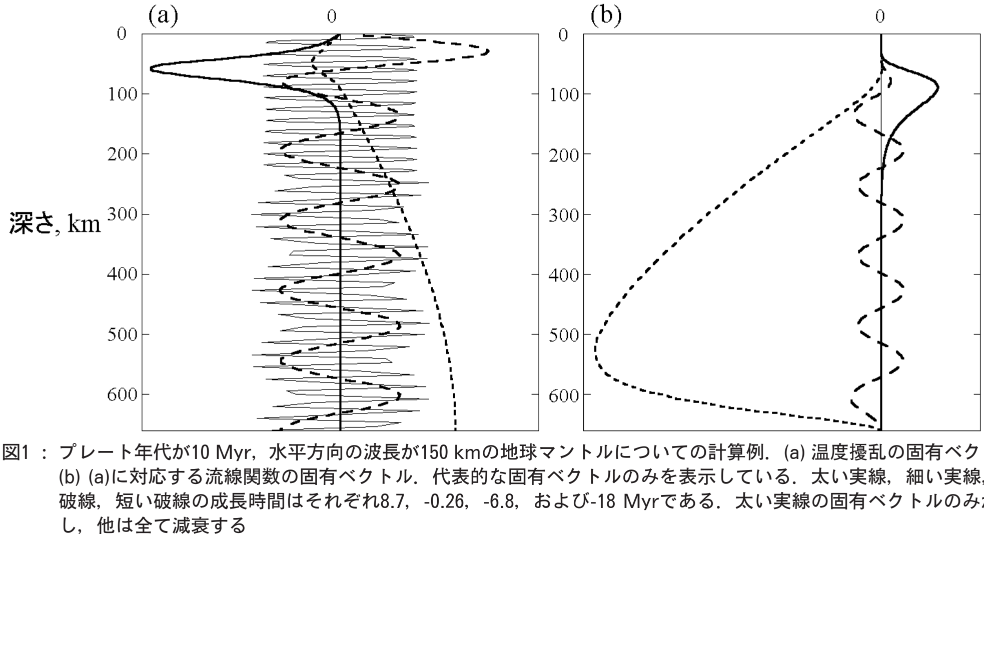

図1 ： プレート年代が10 Myr，水平方向の波長が150 kmの地球マントルについての計算例．(a) 温度擾乱の固有ベクトル．(b) (a)に対応する流線関数の固有ベクトル．代表的な固有ベクトルのみを表示している．太い実線，細い実線，長い破線，短い破線の成長時間はそれぞれ8.7，-0.26，-6.8，および-18 Myrである．太い実線の固有ベクトルのみが成長し，他は全て減衰する

え，(33)式の時間積分によって，この擾乱の時間発展を計算する（図2）．すると，図1(a)に示したようにほとんどの成分が急速に減衰して，やがて固有解だけが成長を続けることが分かる．図2に示すように，(33)式の時間積分解と，時刻一定での固有ベクトル（ただし，成長率が正）はほぼ一致する．またその成長率も，当然，一致している．つまり，時刻一定での固有ベクトルと成長時間を計算するだけで，擾乱のおおよその挙動を把握することができる．これは，計算時間を大幅に節約する．以降は，時刻固定での固有ベクトルと成長時間の計算結果を用いて議論を進めることにする．

図1と図2は水平波長を150 kmと与えた場合の結果であるが，計算される固有関数も成長時間も与えられた水平波長に依存する[7]．そこで，本研究では特定のプレート年代に対して，もっとも成長時間の短い擾乱が実現すると考え，以下では水平波長を10 km毎に変えて，最小の成長時間とそれに対応する水平波長を用いている．

3　地球モデル

地球マントルモデルの物性定数を表1に示す．Yuen *et al.* [7]と本研究の相違は，マントル粘性率と温度である．Yuen *et al.* [7]では1873 Kと仮定したマントル温度に対して，μ_mが2.5 x 10^{20} ～ 1 x 10^{21} Pa sとなるように標準粘性率と活性化エネルギーを与えている．本研究ではKarato and Wu [19]のwetな場合の標準粘性率と活性化エネルギーを用いている（表1）．この結果，マントル温度としてより現実的な1573 K [1, 9]を用いて，μ_mは8.0 x 10^{18} Pa sと与えられる．Karato and Wu [19]のwetな場合の物性定数を用いる限り，地球マントルは低粘性である．(17)式から分かるように，μ_mの相違は計算される時間スケールに強く影響する．従って，本研究ではYuen *et al.* [7]にくらべて擾乱の成長時間が1桁以上短く，水平波長が数倍短くなっている．

流線を用いて，図3に擾乱の変移の様子を示す．図3 (a)，(b)，(c)，それぞれプレート年代が10，40，70 Myrであり，水平波長は170, 200, 250 kmである．図3から，計算される流れの擾乱が，Fleitout and Yuen [3, 4]やYuen and Fleitout [5]が提唱しているsecondary convectionそのものであることが見て取れる．さらに，このsecondary convectionが冷たく固いリソスフェアの直下に発達すること，有限な深さ領域に限定されていること，が明らかである．ま

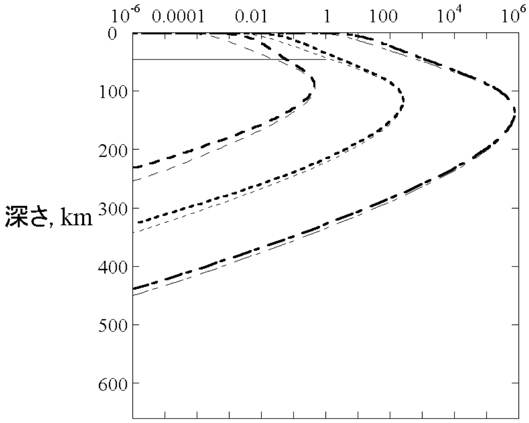

図2：プレート年代10 Myrにデルタ関数的に与えた擾乱（実線）の時間発展．長い破線が30 Myr，短い破線が50 Myr，一点鎖線が 70 Myrでの擾乱を表している．太線は(33)式による時間積分を，細線は時刻を固定して計算した固有ベクトルを示している．細線の振幅は，太線にピーク高が一致するように適宜調整している．

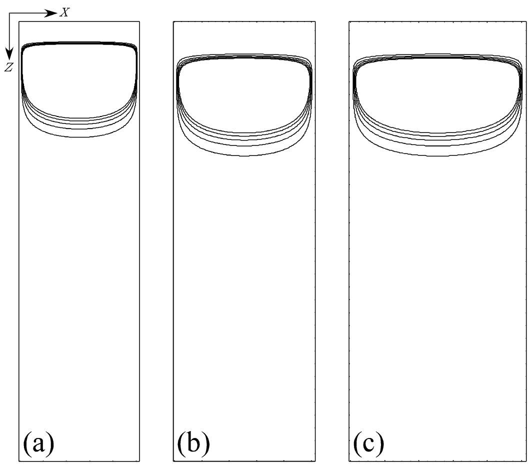

図3：図1(b)の成長する擾乱（太い実線）に対応する流線．枠の深さは上下マントルの境界，660 kmまでであり，幅は仮定した擾乱の水平波長，(a) 170，(b) 200，(c) 250 kmである．等値線間隔は流線関数の絶対値によらず5段階としている．

た，図3 (a)，(b)，(c)，それぞれの成長時間は8.6，2.6，1.9 Myrであり，secondary convectionの成長は時間とともに加速していくことが分かる．図3 (a)，(b)，(c)では年代の増加とともにリソスフェアが厚くなり，secondary convectionの深度が増加している．これはこの系全体を冷却が支配しているためである．Secondary convectionによる熱輸送が，系全体の冷却を補いうる程度に成長するまでこの傾向は続くと予想される．なお，成長時間はプレート年代が若いほど急激に増加する．擾乱の成長時間がプレート年代と同程度になるのは9 ～ 10 Maであり，これより若いプレートではsecondary convectionは発達しないと考えられる．

(17)式に示される時間スケールは，地球マントルにおいて0.11 Myr（表1）と短い．このため，図1や図3に示されるようにプレート年代が10 Myrと大変若い海洋プレート下においてすでにsecondary convectionが成長する．Fleitout and Yuen [4] はsecondary convectionを地震学的，熱的に検知することが困難であり，観測可能性が最も高いのは海洋重力異常であることを指摘している．実際に，Haxby and Weissel [26]やMarquart *et al.* [27]は重力異常の観測からsecondary convectionの存在を示唆している．Haxby and Weissel [26]によれば太平洋とインド—オーストラリアプレート下で波長が150 ～ 500 kmの重力異常が観測される．この重力異常はプレート年代が5 ～ 10 Ma付近から認めることができる．Marquart *et al.* [27]によれば，インド洋と東太平洋において，中央海嶺に垂直で，周期的な重力異常が観測されている．その波長は太平洋東南部において，プレート年代が2 Myrで150 km，27 Myrで250 kmである．これらの観測事実は我々の計算結果と良い一致を示している．

Secondary convectionの熱的影響，とくに熱輸送について評価するために境界層理論[1]を導入する．境界層理論では，与えられたジオメトリーについて対流層内の流体運動を簡単にモデル化し，力のバランスを考えることによって，対流の強度を見積もることができる．例えば一つの対流セルについて水平方向に平均したsecondary convectionの熱流量，$\bar{q}$，は，ヌッセルト数，Nu，を使って

$$\bar{q} = \frac{k(T_1 - T_0)}{d} Nu \tag{34}$$

と表現できる[1]．ここでkはマントルの熱伝導係数(表1)，T_1とT_0は対流セル上下境界での温度，dはセルの層厚である．Nuは境界層理論より，

$$Nu = \frac{1}{2^{1/3}\pi^{2/3}} \frac{\left(\frac{\lambda}{2d}\right)^{2/3}}{\left(1+\left(\frac{\lambda}{2d}\right)^4\right)^{1/3}} Ra^{1/3} \tag{35}$$

と与えられる．

Secondary convectionの対流セルの層厚，d，を決めるのは難しい．ここでは流れの擾乱（図1 (b)）の強度がピークの1/10または1/100以上の範囲をsecondary convectionの対流セルであると仮定する．T_1とT_0はこの上下境界における基本場温度を用いる．また，Ra中に含まれる粘性率（(20)式）には，対流セル中の基本粘性構造を深さ方向に平均した値を用いることにする．

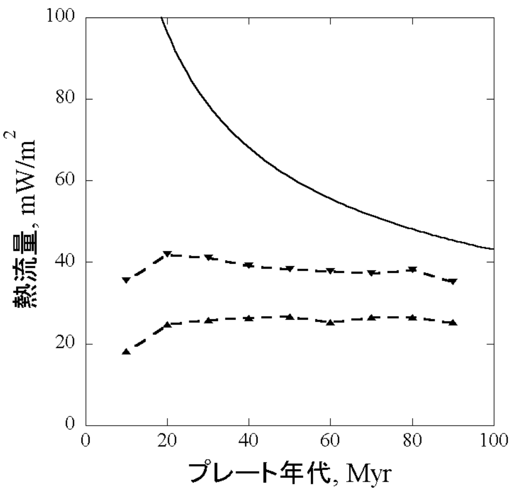

図4： 地球の海洋プレートの熱流量に対するsecondary convectionの熱的寄与．実線は半無限媒質の冷却モデルに基づく海洋プレートの熱流量[1]を，破線は(35)式から見積もられるsecondary convectionの熱的寄与を表している．上向きの三角はsecondary convectionの範囲を擾乱のピークの1/10までとした場合，下向きの三角は1/100までとした場合である．

図4に(35)式に基づくsecondary convectionの熱的寄与を示す．比較のために，半無限媒質の冷却モデルに基づく海洋プレートの熱流量[1]を図4に実線で示している．secondary convectionの深度や領域，あるいは波長が時間とともに変化する（図3）にもかかわらず，プレート年代が20 Myrをこえるとsecondary convectionによる熱輸送はほぼ一定である．その値は，secondary convectionの領域をピーク高の1/10までとした場合は約25 mW/m^2，1/100までとした場合は約40 mW/m^{2}である．この結果はFleitout and Yuen [4]とほぼ調和的である．例えばプレート年代50 Myrでは海洋底表面からの熱流量の1/3～2/3をsecondary convectionによる熱輸送でまかなうことができる．このようにプレート表面からの熱の流出と，secondary convectionによるリソスフェア底面への熱の流入が釣り合いに近づくことにより，リソスフェア内部の温度構造も次第に定常状態に漸近する．よって，secondary convectionによる熱輸送によって，地球の海洋リソスフェアの地形や熱流量の特徴は理解できそうである．また，本研究で用いたマントルのモデルはごく単純であるが，リソスフェアの冷却に伴う不安定性の大まかな特徴，波長や熱流量，を適切に表現できているようである．

4　従来の研究との比較

本研究の計算結果を従来の三次元マントル対流数値計算[9, 11]と比較する．第一に(5)式の活性化エネルギーを0として，粘性率一定の計算を行う．この設定は惑星マントルの計算としては現実的ではないが，(17)式の時間定数 t_s によって計算結果が完全にスケーリングできるので，異なる計算結果の比較が可能となる．各プレート年代において，擾乱の発達が最も早い成長時間と，その波長を図5 (a)，(b)に示す．図5 (a)，(b)のプレート年代，成長時間，波長は(12)，(13)式によって規格化されている．

Marquart [11]は粘性率一定の上部マントルについてレイリー数とプレート速度を様々に変えて数値実験を行い，ロール状対流が発達する条件として，プレート速度の上限値を見いだしている．しかしながら，MarquartのFigures 5，6，および7 [11]に明らかな通り，実はロール状対流は下部熱境界層で生じ，海嶺に沿って引き上げられ，下流に伝播している．つまり，Marquartの求めた上限値は，相転移境界に生じる下部熱境界層の不安定性についての制約である．もっとも，われわれの提案する時間定数(17)式は，上部，下部熱境界層に関わらず適用できる．下部熱境界層の

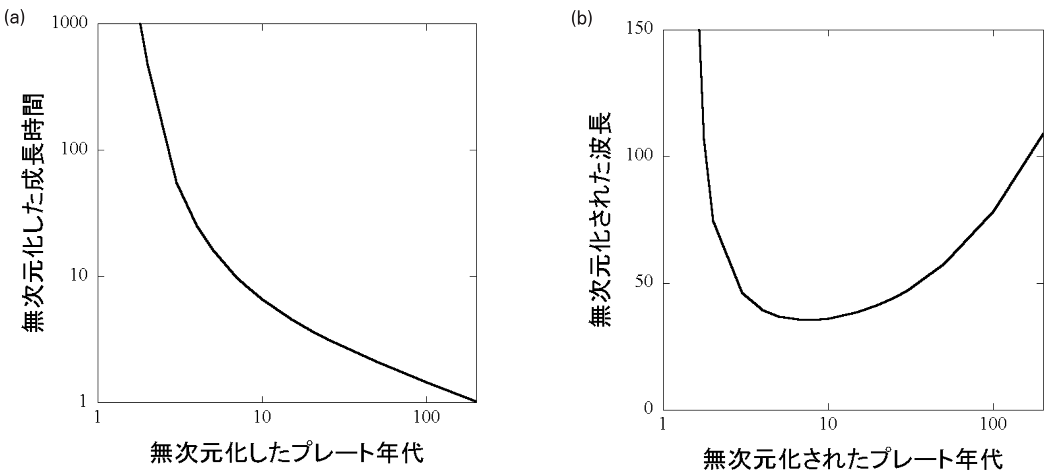

図5：粘性率一定での計算結果．(a) 縦軸は無次元化した成長時間，横軸は無次元化したプレート年代を表す．(b) 縦軸は無次元化した波長，横軸は無次元化したプレート年代を表す．

速度などいくらかの不確定があるが，プレート速度についての制約条件は，大まかには次のように考えることができる．まず，Marquartが用いた物性値（Table 1 [11]）と与えられたレイリー数から，(17)式の時間定数t_sを計算することができる．また海嶺から海溝までの距離，2000 km，を上面でのプレート速度で割ると，相転移境界に沿って下部熱境界層が移動する大凡の時間が求められる．この移動時間を(17)式の時間定数t_sで規格化し，Marquart [11]の計算結果を整理し直すと，わずかな例外はあるものの，移動時間が7 〜 7.5t_sより早く沈み込む場合にはロール状対流が発達しないことが分かる．この7 〜 7.5t_sという値は，移動時間と，擾乱の成長時間がほぼ同程度になる時間である（図5 (a)）．これよりも移動が速いと，擾乱の発達が追いつかないと予想される．また，図5 (b)に示されるように，この7 〜 7.5t_sという無次元化プレート年代は，擾乱の波長が最小となる年代でもある．Marquart [11]はレイリー数を1 〜 5 x 10^5，プレート速度を0.41 〜 12.1 x 10^{-2} m/yrの範囲で変えて計算を繰り返しているが，無次元化された波長はほぼ一定で32 〜 40 $(\kappa t_s)^{1/2}$となり，しかもこの一定値が擾乱の最小波長であることが図5 (b)から見て取れる．

では次に，3.で述べた本研究の計算結果を，粘性率の深さ構造を考慮した三次元マントル対流計算[9, 11]と比較する．Sparks and Parmentier [9]は剛体的な熱伝導層の間に粘性率一定の層をサンドイッチして，リソスフェア〜アセノスフェア〜メソスフェアという構造を模擬している．一方，Marquart [11]は粘性率の圧力依存性を考慮に入れて，深さ100 km付近で粘性率が最小となるような構造を用いている．このように，粘性構造の形はそれぞれ異なるが，重要なのはsecondary convectionの発達する深さ100 km付近，すなわちアセノスフェア，での粘性率だけのはずである．従って，Sparks and Parmentier [9]とMarquart [11]，それぞれのモデルの，アセノスフェアの粘性率を代表値として(17)式に代入し，各モデルのt_sを計算する．Sparks and Parmentier [9]は，アセノスフェアの粘性率を0.5 〜 10 x 10^{19} Pa s，プレート速度を0.9 〜 9 x 10^{-2} m/sに変えて海嶺からロール状対流が発生するまでの距離を求めている（Table 1 [9]）．われわれはこの距離をプレート速度で割り，与えられた物性値から計算されるt_sで規格化した．その結果，アセノスフェアの粘性率やプレート速度によらず，プレート年代が100 〜 150 t_sでロール状対流が発達することが明らかになった．この結果は本研究の結果（80 〜 90 t_s）にくらべてやや大きいが，ほぼ一致する．Sparks and Parmentier [9]では，計算されるアセノスフェアの空間的広がりが，x = 100 km，z = 200 kmに限られている．この大きさは，secondary convectionの波長と同程度か，やや小さい位なので，ロール状対流の発達が本研究に比べて遅れる結果になっていると考えられる．次にMarquart [11]と本研究の結果を比較すると，擾乱の発達し始める年代が約1.5倍短く，secondary convectionの波長が約1.2倍短い．この相違は上部熱境界層，下部熱境界層における温度差が，それぞれ全体の1/2倍程度と考えると，うまく説明できる．

最後に，(17)式の時間定数 t_s，ならびに，空間スケール$(\kappa t_s)^{1/2}$に従えば三次元数値計算において高い解像度が必要であることに注意しなければならない．例えば，Marquartの三次元数値計算[11]では，レイリー数が1 〜 5 x 10^5の場合 t_sと$(\kappa t_s)^{1/2}$はそれぞれ，2.26 〜 6.60 Myr，8.4 〜 14.4 kmである．ロール状対流の発達を正確に再現するためには，これより十分小さい解像度が必要である．ところが，Marquart [11]は空間解像度を10 〜 14 kmとして計算しているので，三次元数値計算結果[9, 11]には相当の計算誤差が含まれている事を心しておかなければならない．

5 金星モデル

金星表面は水がない．マントル内部も地球に比べて，極めてdryな状態にあると推定される[28, 29, 30]．金星マントルのレオロジーには，Karato and Wu [19]のdryな場合の物理定数を用いることにする（表1）．

(12)，(13)，(17)式から直ちに想像できるように，高粘性マントルは典型的な時間スケールと空間スケールを増加させる（表1）．また，このため金星マントルでは流れの擾乱が相転移境界にまで達するケースがあり得る．その場合は下部マントルの高粘性率が擾乱の降下を抑制するように働くはずである．この効果を計算に取り入れるために金星マントルの計算では，上で述べたように数値計算における最下層の深さを1200 kmと設定している．スピネル—ペロブスカイト相転移の深さは，地球と金星の圧力の違いを考慮して，700 km [22] としている．さらに，地球マントルでは下部マントルの粘性率が上部マントルに比べて数十倍程度高いと考えられている [20, 21] ので，金星マントルにおいても下部マントルの標準粘性率を上部マントルの100倍と仮定している．下部マントルと上部マントルの粘性率の比は任意に決めた値であるが，10倍以上であれば結果は変わらない．

金星マントル温度は定かではない．Solomatov and Moresi [31]，Nimmo and McKenzie [32]，Turcotte *et al.* [18]，Nimmo [33]らの数値計算から推定される金星マントル温度は約1400 K以上，1800 K以下である．しかし，1400 Kではマントル粘性率が高すぎて不安定が成長することはない．本研究では，1500 Kと1600 Kの二通りについて計算を行っている．表2が示しているとおり，金星マントルの冷却に伴うsecondary convectionの波長は，マントル温度が1500 Kで840 ～ 1170 km，1600 Kでは580 ～ 610 kmであり，時間の経過に伴う変化は小さい．これらの波長は金星の大型火山の直径[34, 35, 36]やコロナの最大幅[24, 37]，あるいは平原に見られるridge beltの長さ[24, 38, 39]と調和的である．従って，金星においてもsecondary convectionが表面に観測されるテクトニクス，特に火成活動に主要な役割を果たしていることが推定される．

次にプレート年代と成長時間の関係は，マントル温度が1500 Kの場合には約500 Myr，1600 Kの場合には数十Myrで同程度となる（表2）．従って，地球との類似で考えると，マントル温度が1500 Kの場合にはglobal resurfacing後，約500 Myrでsecondary convectionが発達を始め，上記のテクトニクス，火成活動が開始することになる．一方，マントル温度が1600 Kの場合にはglobal resurfacing後数十Myr以内に波長500 ～ 1000 kmのテクトニクス，火成活動が開始したことになる．マゼラン画像の地質解析からは，観測される火成活動が特に新しいという証拠はない

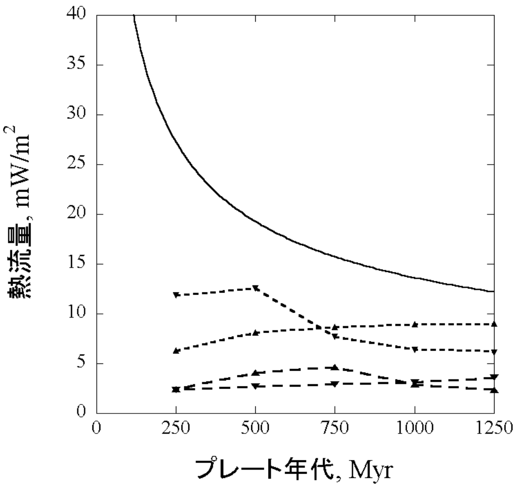

図6：金星表面熱流量に対するsecondary convectionの熱的寄与．実線は半無限媒質の冷却モデルに基づく金星リソスフェアの熱流量[1]を，破線は(35)式から見積もられるsecondary convectionの熱的寄与を表している．長い破線はマントル温度1500 Kの場合，短い破線は1600 Kの場合で，上向きの三角はsecondary convectionの範囲を擾乱のピークの1/10までとした場合，下向きの三角は1/100までとした場合である．

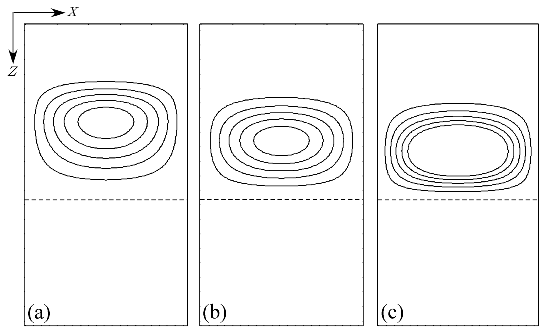

図7：表2のマントル温度1600 Kの場合に対応する流線．プレート年代は(a) 250，(b) 500，(c) 750 Myrである．枠の深さは1200 kmまでであり，幅は仮定した擾乱の水平波長，(a) 610，(b) 610，(c) 600 kmである．深さ700 kmにおける上下マントルの境界は破線で示している．等値線間隔は流線関数の絶対値によらず5段階としている．

プレート年代,	T_m = 1500 K		T_m = 1600 K	
Myr	成長時間, Myr	波長, km	成長時間, Myr	波長, km
250	1232	970	66	610
500	559	850	45	610
750	626	840	44	600
1000	1062	910	52	580
1250	2621	1170	68	580

表2 ： 金星マントルの計算結果

[36]．むしろ，global resurfacing以降，ほぼ一定の割合で活動を続けているらしい[40]．従って，金星マントルの温度は1600 K以上と考えると解析結果とつじつまが合うようである．

金星マントルにおいて境界層理論から導かれるsecondary convectionの熱輸送と，半無限媒質の冷却モデルから予想される表面熱流量を図6に示す．マントル温度が1600 Kの場合は，プレート年代が500 Myr以上で，地球の海洋プレートと同様に定常状態に近づくと考えられる．一方，1500 Kではsecondary convectionによる熱輸送は小さく，金星リソスフェアの熱収支はバランスしない．次に，表2のマントル温度1600 Kの場合に対応する流線を示す（図7）．プレート年代がそれぞれ，(a) 250，(b) 500，(c) 750 Myrの計算結果である．図7には深さ700 kmにおける上下マントル境界を破線で示している．この図から明らかなように，プレート年代が500 Myrでsecondary convectionが相転移境界に達している．上に述べたように，下部マントルの粘性率は上部マントルに比べて100倍大きいので，secondary convectionは下部マントルに浸透することができない．図7 (b) 500 Myrから(c) 750 Myにかけて，secondary convectionは押しつぶされていくように見えるが，成長率最大となる波長は大きくは変化しない．また，下部マントルを巻き込むような対流様式の変化も観察されない．以上の考察から，secondary convectionの成長がglobal resurfacingの引き金となるような，惑星規模の不安定性につながるとは考えにくい．

6 結論

地球と金星の冷却するリソスフェアについて線型安定性理論と境界層理論を適用して，secondary convectionが果たす役割について考察を行った．非圧縮粘性流体の熱拡散問題にブジネスク近似と温度依存の粘性率を取り入れただけの簡単なモデルでも，惑星テクトニクスに対するsecondary convectionの働きが理解できそうである．特に(17)式に示される新たな時間定数の導入は一見複雑な不安定性の問題を理解するのに有用な指標となりうる．地球の海洋リソスフェアに見られる地形と熱流量の flatteningは，secondary convectionの輸送する熱と海洋プレート表面からの冷却がバランスするためであると考えられる．一方，金星ではマントルの粘性率が高いため，表面からの冷却とsecondary convectionによる熱輸送がバランスするためには，500 Myr以上の時間が必要である．金星におけるsecondary convectionの水平波長は数百～1000 kmであり，金星の大型火山やコロナ，ridge beltのサイズと調和的である．しかし，惑星規模の不安定を引き起こすには波長が短く，固い下部マントルを巻き込むような擾乱は発達しない．従って，Turcotte *et al.* [17, 18]が主張するように冷却するリソスフェアがglobal resurfacingの引き金になるとは考えにくい．

謝辞

本論文は，第一著者の修士論文をもとに，第二著者が再構成をおこなった．発表の機会を与えていただいた岡田達明氏と，有益な助言を頂いた匿名の査読者に感謝する．

参考文献

[1] Turcotte, D. L. and Schubert, G., 1982, Geodynamics: Applications of continuum physics to geological problems, 456 pp., John Wiley and Sons, New York.

[2] 田誠也, 1989, プレート・テクトニクス, 268 pp., 岩波書店, 東京.

[3] Fleitout, L. and Yuen, D. A., 1984, J. Geophys. Res., 89, 9227.

[4] Fleitout, L. and Yuen, D. A., 1984, Phys. Earth Planet. Int., 36, 181.

[5] Yuen, D. A. and Fleitout, L., 1985, Nature, 313, 125.

[6] Houseman, G. and McKenzie, D. P., 1982, Geophys. J. R. Astron. Soc., 68, 133.

[7] Yuen, D. A. et al., 1981, Geophys. J. R. Astron. Soc., 65, 171.

[8] Richter, F. M. and Parsons, B., 1975, J. Geophys. Res., 80, 2529.

[9] Sparks, D. W. and Parmentier, E. M., 1993, Geophys. J. Int., 112, 81.

[10] Kincaid, C. et al., 1996, J. Geophys. Res., 101, 16,177.

[11] Marquart, G., 2001, Geophys. J. Int., 144, 356.

[12] Strom, R. G. et al., 1994, J. Geophys. Res., 99, 10,899.

[13] Phillips, R. J. et al., 1992, J. Geophys. Res., 97, 15,923.

[14] Schaber, G. G. et al., 1992, J. Geophys. Res., 97, 13,257.

[15] McKinnon, W. B. et al., 1997, Cratering on Venus: Models and Observations, in Venus II, edited by Bougher, S. W., Hunten, D. M., and Phillips, R. J., pp. 969-1014, University of Arizona Press, Tucson.

[16] Parmentier, E. M. and Hess, P. C., 1992, Geophys. Res. Lett., 19, 2015.

[17] Turcotte, D. L., 1993, J. Geophys. Res., 98, 17,061.

[18] Turcotte, D. L. et al., 1999, Icarus, 139, 49.

[19] Karato, S.-I. and Wu, P., 1993, Science, 260, 771.

[20] Peltier, W. R., 1981, Rev. Earth Planet., Sci., 9, 199.

[21] Hager, B. H., 1984, J. Geophys. Res., 89, 6003.

[22] Takeya, S. and Namiki, N., 2005, submitted to Phys. Earth Planet. Int.

[23] Solomon, S. C. et al., 1992, J. Geophys. Res., 97, 13,199.

[24] Hansen, V. L. et al., 1997, Tectonic overview and synthesis, in Venus II, edited by Bougher, S. W., Hunten, D. M., and Phillips, R. J., pp. 797-844, University of Arizona Press, Tucson.

[25] Hughes, T. J. R., 1987, The finite element method: Linear static and dynamic finite element analysis, pp. 803, Princeton-hall, London.

[26] Haxby, W. F. and Weissel, J. K., 1986, J. Geophys. Res., 91, 3507.

[27] Marquart, G. et al., 1999, Geophys. J. Int., 138, 655.

[28] Kaula, W. M., 1990, Science, 247, 1191.

[29] Kaula, W. M., 1995, Science, 270, 1460.

[30] Phillips, R. J. et al., 1997, Lithospheric mechanism and dynamics of Venus. in Venus II, edited by Bougher, S. W., Hunten, D. M.,

and Phillips, R. J., pp. 1163-1204, University of Arizona Press, Tucson.

[31] Solomatov, V. S. and Moresi, L.- N., 1996, J. Geophys. Res., 101, 4737.

[32] Nimmo, F. and McKenzie, D., 1998, Ann. Rev. Earth Planet. Sci., 26, 23.

[33] Nimmo, F., 2002, Geology, 30, 987.

[34] Head, J. W. et al., 1992, J. Geophys. Res., 97, 13,153.

[35] Smrekar, S. E. et al., 1997, Large volcanic rises on Venus, in Venus II, edited by Bougher, S. W., Hunten, D. M., and Phillips, R. J., pp. 845-878, University of Arizona Press, Tucson.

[36] Crumpler, L. S. et al., 1997, Volcanoes and centers of volcanism on Venus, in Venus II, edited by Bougher, S. W., Hunten, D. M., and Phillips, R. J., pp. 697-756, University of Arizona Press, Tucson.

[37] Stofan, E. R. et al., 1992, J. Geophys. Res., 97, 13,347.

[38] Squyres, S. W. et al., 1992, J. Geophys. Res., 97, 13,579.

[39] Banerdt, W. B. et al., 1997, Plains tectonics on Venus, in Venus II, edited by Bougher, S. W., Hunten, D. M., and Phillips, R. J., pp. 901-930, University of Arizona Press, Tucson.

[40] Namiki, N. and Solomon, S. C., 1994, Science, 265, 929.

特集「月から始まる地球惑星進化学」

水星：還元的惑星の形成過程と地球型惑星の多様性への展望

岡田　達明[1]

要旨

水星は月と似た外観をもつ小型の地球型惑星であるが，高い平均密度，固有磁場の存在，高い反射率などの特異な性質をもつ．その原因は水星の形成環境と形成過程にあり，水星が原始太陽系の内縁部の還元的な環境下で，還元的な材料物質（例えばEコンドライト）から選択集積過程を経て形成されたためと考えられる．事実，この仮定は水星の観測的特徴の多くを説明する．この議論を地球型惑星へ展開するとき，地球や月の材料物質はEコンドライトとHコンドライトの中間的，または混合物を主成分とする可能性がある．また，Fe/Siの大きい地球や金星でも，ある程度の選択集積過程が起きた可能性がある．

1　はじめに

月や地球の形成・進化過程を解明するにはそれ自体の研究のみならず，他の地球型惑星と比較することによって，地球型惑星に共通する系統的特徴と各惑星に固有な性質を調べることが重要である．本研究では特に水星について考証する．

水星は，太陽系の惑星の中で最も内側の軌道を公転する小型の地球型惑星である．クレータで覆われた表面は月と似ており，月と同程度に古い表面年代をもつと考えられる [1]．また平均密度が高く，固有磁場をもつのが大きな特徴である[2].

惑星の進化は惑星形成後の冷却過程に伴って起きるため，天体のサイズが重要なパラメータである．サイズが小さいほど冷却されやすく，惑星形成後の比較的初期の段階で進化が終焉すると考えられる．実際の惑星進化はもう少し複雑である．惑星内部の分化過程では，部分溶融による元素分配の程度が大きく影響するが，溶融が開始する温度や各温度・圧力下での元素分配係数は，元素組成，含水量，酸化還元状態にも強く依存する．全ての地球型惑星の材料物質が同じならば熱的な問題，すなわち天体サイズの違いだけでも議論が閉じる．しかし各惑星は原始太陽系内の異なる日心距離にある場所で形成されており，温度・圧力の他，含水量や酸化還元状態の異なる環境下であったと考えられる．水星は，原始太陽系の内縁部の特徴をもつ材料物質により形成され，それがその後の進化過程に反映されたと考える方が自然である．

本研究では，水星の平均密度が高い原因を説明する水星起源モデル[3-5]と観測事実とを比較することで，選択集積説[3]を採用し，そのモデルが成立する原始太陽系の条件を考証する．Wasson(1988)[6]は各隕石の酸化還元状態と原始太陽系の熱力学的条件から，隕石母天体の形成位置を推定した．最近の研究で，Ebel and Alexander(2005)[7]による宇宙塵の分析と数値シミュレーションで，水星軌道域でEコンドライトの形成に十分な還元的環境が実現することが示された．また，Agee and Draper(2005)[8]の高温高圧実験によるSNC隕石のFeO存在度やCaO/Al_2O_3の傾向を説明するには，火星マントルがHコンドライト的（Mg#80）な組成をもつ必要があることが示された．これらも参照して，原始太陽系の酸化還元状態の日心分布について

1. 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究本部

再考する．その結果に基づくと，水星の材料物質は極めて還元的な隕石であるEコンドライトにHコンドライトが多少混合したものであると考えられるが，それから現在の水星の内部構造が再現できることを確認する．最後に，地球型惑星の起源・進化に対して，原始太陽系の酸化還元状態の日心分布が与える系統的な特徴とその展開について考察する．

2 水星の特徴と月との違い

水星と月の観測的な類似点と相違点について概説する．表1に水星の主な特徴をまとめた．過去に行われた水星の探査や観測例は他の惑星に比べて乏しく，水星は最も未知な地球型惑星である．マリナー 10号による1974-75年の3回のフライバイ時の探査[2,9-11]と，地上からの可視近赤外および中間赤外分光・測光観測[12-14]やレーダ観測[15-16]，大気成分観測[17-18]などが行われた程度である．水星表面の半分は未だ撮像されていない．

水星の半径は2439kmで，月（1738km）よりも大きく，火星（3397）kmや金星(6052km)，地球（6378km）よりも小さい．つまり水星は中小規模の地球型惑星であり，進化過程は比較的早期に終焉したと考えられる．水星の表面は月と同様に無数のクレータに覆われた古い高地Cratered Terrainと，相対的に平坦な平原Inter-crater Plainがあり，前者の年代は40から42億年前頃，後者は30億年よりは古いと考えられる[19]．大規模な火山活動は発見されていない[16, 20]．月の平原には大規模な玄武岩質溶岩流の噴出の跡がみられ，海を形成しているが，水星では小規模で，玄武岩質ではないかもしれない[19-20]．巨大な多重リングを形成するカロリス盆地内には月のオリエンタール盆地と同様にメルト噴出の痕跡が見られるが，反射率が周囲の高地と同程度であるため，玄武岩質ではなくインパクトメルトと考えられる[21]．

水星表面の反射率は0.09 ～ 0.45と広くばらつく

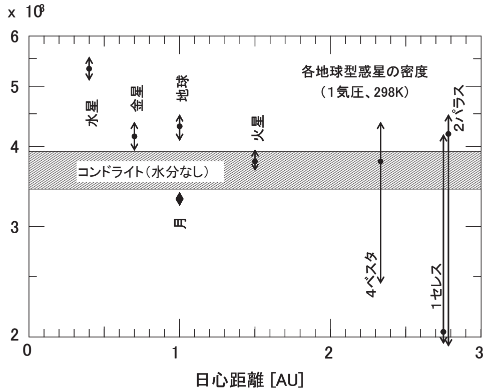

図1 ： 地球型惑星の常温・非圧縮状態での密度と脱水したコンドライト隕石との比較（[6]のFig.2を改訂．データの一部は[23]を参照）．水星はコンドライトに比較して非常に重く，金属Feが濃集している．地球や金星もFeの濃集が見られるが，火星ではみられない．小惑星が低密度なのは含水と空隙の影響と考えられる．

表1 ： 水星の主な観測的特徴と月・地球型惑星との比較

	水星の特徴	補記	文献
半径 [km]	2439	月 :1738, 火星 :3397, 金星 :6052, 地球 :6378	
平均密度 [kg/m³]	5430（非圧縮 5300）	月 :3300, 地球 :4300（非圧縮）	[6,23]
磁気能率 [gauss cm³]	$2\text{-}6 \times 10^{22}$	月にはほとんど無し。	[24]
反射率 [%]	12-13（平原）	月の高地と同程度。海は 6-9%	[14]
	16-18（高地）	月高地のクレータレイ程度	[14]
反射スペクトル	FeO（Fe^{2+}）欠乏	非常に還元的	[12]
表面地質年代 [Ga]	＞ 4	月高地と同程度？	[11,19]
表面温度 [K]	90-700	表面はレゴリス	[30]
大気	Na, Ca, etc.	宇宙塵の衝突？	[17-18]
極域	水？硫黄？	レーダ反射率が永久影地域で大きい。	[16]