

水星の熱進化

- 熱源量, マントル粘性率, 軽元素濃度への依存性 -

岩堀 智子

Iwahori Tomoko

北海道大学 大学院理学院 宇宙物理学専攻
惑星物理学研究室

平成 20 年 2 月 29 日

要旨

水星はこれまで探査があまり行われてこなかった惑星であるが、2008年1月には MESSENGER によって Mariner10 以来約 30 年ぶりの水星フライバイ観測が行われた。今後、初の周回探査などが行われる予定である。また、日欧共同の BepiColombo 計画も進められており、こちらは二機体制で水星の周回探査を行う予定である。

水星の特徴として代表的なものには、固有磁場の存在、高い平均密度、全球収縮を示唆する逆断層地形、高いクレーター密度などが挙げられるが、こういった特徴は水星の起源や進化過程を知る手がかりとなる。

本研究では、熱史という観点から、放射性熱源の分布、マントル粘性率、核に含まれる硫黄濃度に着目し、これらの影響が地形や核の固化、内部の温度構造にどのように現れるかを調べた。

粘性率と硫黄濃度の値には、Stevenson *et al.*(1983) の値のほか、広瀬 (2007) が提案した E コンドライト組成のモデルの高粘性、高濃度なパラメータを用いた。

また、放射性元素が地殻に濃集しやすいという性質を考慮し、熱源がマントル中に一様に分布している場合と地殻にすべて濃集している場合を考慮し、熱進化にどの程度影響をおよぼすかを調べた。

その結果、固有磁場の保持に関わる核の固化については、硫黄の濃度にもっとも強く依存しており、E コンドライトを想定した 13wt% では従来のモデルで想定されていた 1wt% の場合に比べて内核の形成時期に 30 億年から 40 億年、現在の内核半径には 400 km から 1400 km 程度の差が生じることがわかった。ただし、内核の形成時期が放射性元素による内部加熱の影響が強くなる 30 億年後頃の場合には、熱源濃集の有無によって形成時期に 10 億年、現在の内核半径に 700 km ほどの差がつくという結果を得た。

また、熱対流によってダイナモを駆動できるを検討するため、核-マントル境界の熱流量について調べた。熱輸送が熱伝導のみで行われる場合の熱流量と比較することで熱対流が起こるかどうかを評価する。いずれのモデルでも熱対流を起こすほどの熱流量は維持できず、熱対流が惑星形成の 10 億年から 20 億年後に止まってしまうという結果になった。ただし、熱流量が熱対流を起こすのに足りない場合にも、内核成長が起これば内核-外核境界で硫黄が外核に放出されるため、組成対流が起こる可能性がある。高粘性、高硫黄濃度で内核が形成されない場合には組成対流が起こらないため、ダイナモを駆動するのは難しい。

最後に、逆断層地形を形成する原因と考えられる体積変化について調べた。体積変化がもっとも著しいのは今回用いたパラメータでは惑星形成初期の 1 億年程度である。これは形成初期の高温からの冷却でマントルが収縮するためだと考えられるが、観測から知られているようなクレーター形成後に逆断層地形を生じるような規模の収縮が起こるかどうかはパラメータの影響が大きい。内部熱源がマントル中に一様に分布している場合には地殻に濃集している場合に比べて内部が冷えにくいいため、収縮量は数 km 小さいことがわかった。また、軽元素濃度が高い場合には低い場合に比べて収縮しにくいという結果を得た。これは内核が成長しにくいいため、核の固化にともなう収縮が起こりにくいいためだと考えられる。

目次

1. はじめに	1
1.1 水星の特徴	1
1.1.1 固有磁場	1
1.1.2 組成	2
1.1.3 表面地形	2
1.2 水星の熱史	4
1.3 本研究の目的	5
2. モデル	6
2.1 熱進化モデル	6
2.1.1 マントルの熱収支	6
2.1.2 核の熱収支と内核成長	9
2.2 体積変化への換算	11
2.3 パラメータ	12
2.3.1 マントル物質	12
2.3.2 内部熱源	12
2.3.3 軽元素濃度	15
2.4 初期条件と境界条件	16
3. 結果と考察	17
3.1 マントル温度構造	18
3.2 内核半径	29
3.3 核-マントル境界の熱流量	31
3.4 惑星半径	33
4. まとめ	35
謝辞	36
参考文献	37

1. はじめに

1.1 水星の特徴

水星は太陽系の一番内側に位置する地球型惑星である。太陽に近く観測が困難であり、探査機による観測も地上からの観測もデータが限られている。2008年1月のMESSENGERのフライバイ以前に行われた探査は1970年代のMariner10による3回のフライバイ観測のみであり、表面の撮像範囲も全球の半分以下であった。MESSENGERの第一回フライバイによって、未撮像であった領域のデータも届き始めたが、本格的な解析の結果が出るのはこれからである。現時点で知られている水星の特徴を以下に述べる。

1.1.1 固有磁場

Mariner10はフライバイ時に、水星の磁場を観測した(図1-1)。この観測以前は水星は他の地球型惑星とくらべて小型(表1-1参照)¹⁾であるため冷えやすく、核

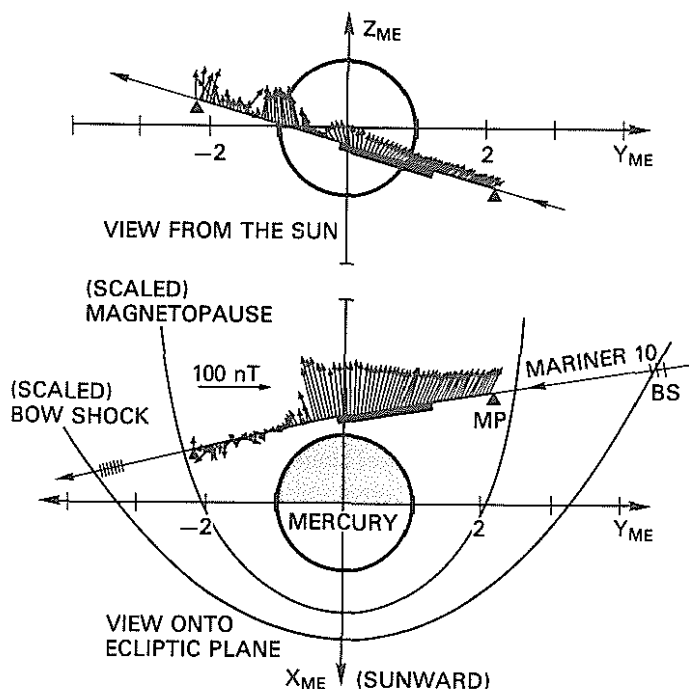


図 1-1: 第一回水星フライバイ時(1974年3月29日)にMariner10が観測した水星の磁場を $Y-Z$ 平面(上)、 $X-Y$ 平面(下)へ投影したもの。(Connerney and Ness, 1988より引用)

¹⁾(参考) 木星や土星の衛星には水星と同等あるいはそれ以上の大きさをもつものがある。例. カリスト(半径2403km), タイタン(2575km), ガニメデ(2634km)。

が完全に固化していると考えられていた。しかし、観測された磁場の強さは地殻残留磁気などでは説明が難しく (Schuber *et al.*1988 など)、固有磁場の起源は流体核ダイナモが有力である。この説を支持する証拠として、地上観測した水星の秤動から外核が融けていることを示したという研究もある (Margot *et al.*2007)。

太陽系地球型惑星のうち固有磁場を持つものは地球と水星のみであり、地球と唯一比較可能な惑星としても重要である。

1.1.2 組成

水星の密度は他の地球型惑星にくらべて非常に高いことが知られている (表 1-1)。このことは水星が他の惑星にくらべて非常に大きな金属核を持つことを示唆している。このような巨大金属核を持つ原因としては巨大衝突による原始惑星のマントルのはぎとり、金属とケイ酸塩の凝縮温度の違い、金属とケイ酸塩の合体しやすさの違い、核とマントルに分化した後のマントルの蒸発などが考えられている (Cameron *et al.*1988 など)。

また、反射スペクトルの観測からは水星表面に有色鉱物が少ないことが示唆されている。そのほか、小惑星に見られる組成と形成領域の系統性や、隕石の形成位置を予測したモデル (Wasson, 1988) からは水星が還元的な環境下で形成されたことが予想されている。岡田 (2005) は水星を還元的な E コンドライト組成であるとして、表面反射スペクトル、平均密度、流体核の存在をすべて説明できるモデルを示した。

今後、周回探査によって慣性能率などの値を得れば、核のサイズなどの内部構造の詳細が明らかになるだろう。また、表面組成の観測も行われるが、この結果も巨大金属核や固有磁場の起源を推定する材料となるかもしれない。

1.1.3 表面地形

Mariner10 の撮像範囲の広域にわたって逆断層地形がある (図 1-2)。これは惑星の冷却にともなう固体内核の成長とマントルの熱収縮によって水星全球規模で収縮が起こったことを示唆している。これまでに得られた範囲のデータからは収縮

表 1-1: 地球型惑星と月の赤道半径および平均密度。水星は太陽系地球型惑星では一番小さい。また、大型の惑星ほど自重の効果で高密度となるが、水星はサイズが小さいにも関わらず密度が高い。[出典：理科年表 2004]

	水星	金星	地球	火星	月
赤道半径 (km)	2440	6052	6378	3397	1738
平均密度 (g cm ⁻³)	5.43	5.24	5.52	3.93	3.34

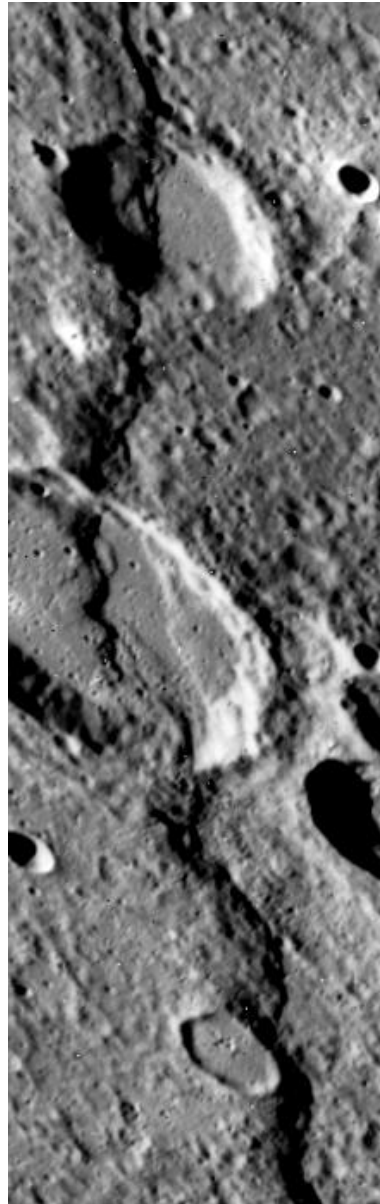


図 1-2: Mariner10 が撮影した逆断層地形の例. [Courtesy NASA/JPL-Caltech]



図 1-3: Mariner10 が撮影した南極付近の写真. 多くのクレーターに覆われているのがわかる. [Courtesy NASA/JPL-Caltech]

によって惑星半径は 1 ~ 2 km 小さくなったと見積もられている. この逆断層地形はクレーター形成後にできているため, 惑星収縮が起こったのは隕石重爆撃の終わった 38 億年前以降であると考えられる²⁾.

また, クレーター密度が高いことから, 火成活動が惑星形成の比較的初期から不活発であったことも示唆されている (図 1-3).

これらの地形は内部の温度構造やマントル対流の強度に制約を与えるものである. ただし, 前述の見積もりは Mariner10 による撮像範囲 (全球の半分以下) から得たものであり, 今後の全球探査・解析により更新されるだろう.

1.2 水星の熱史

熱史は天体の熱収支から内部の温度進化を計算するものである. 主な先行研究には Stevenson *et al.* (1983) がある. レイリー数とヌッセルト数の関係から対流による熱輸送を見積もるものであり, 水星を核とマントルに二分した「ボックスモデル」である. 彼らは核に硫黄が混入していれば現在まで液体の外核が保持されることを示した. また, 硫黄が固体内核成長時に液体外核に放出されることによって組成対流が起こり, ダイナモが駆動される可能性を示唆した.

²⁾このような逆断層地形は月にはない. 月と水星の進化過程をわけた原因としてまず挙げられるのは核が非常に小さい(あるいはない)ことだが, マントル中の放射性元素の量の違いなども関係しているかもしれない.

また、広瀬 (2007) は水星が還元的組成であるという前述の観測的示唆から、もっとも還元的な隕石である E コンドライトの組成を仮定して熱史計算を行った。計算手法は前述の Stevenson *et al.* (1983) と同様であるが、水星が従来広く受け入れられてきた Stevenson *et al.* (1983) のモデルよりも高粘性、高硫黄濃度となりうる可能性を示し、冷却しにくく内核が形成・成長しにくいモデルを提案した。もっとも高粘性・高硫黄濃度なパラメータの組み合わせでは内核が形成されないという結果を示している。この研究から熱史パラメータの多様性とそれともなう水星の進化の描像の多様性が明らかになった。

この他にも、マントル中に存在する放射性元素の量や分布など、不確定なパラメータは存在する。これらを整理し、実際の観測と比較すれば水星の起源や進化過程、内部構造を理解できるかもしれない。

1.3 本研究の目的

本研究では混合距離理論モデルを用いた水星熱史計算を行った。従来熱史計算で多く使われてきたボックスモデルではマントル部の平均温度の時間変化を計算していたのに対し、混合距離理論モデルではマントル層を複数層に分割して各位置での温度進化を計算するため、各時刻での温度構造が得られる。

対流による熱輸送の見積もりには粘性率を見積もる必要があるが、ボックスモデルでは、マントルの熱境界層の下端および中間の温度のみで見積もっているため、粘性率の深さ依存性を十分には考慮できない。一方、混合距離理論モデルでは深さごとにその場所の温度を反映させて粘性率を見積もることが可能である。

また、内部熱源については、ボックスモデルではマントル全体の総発熱量でしか扱えなかったが、本モデルでは深さ方向に一様でない分布を扱うことも可能である。熱源となる放射性元素には地殻に濃集しやすいという性質があるため、一様な分布の場合にくらべてマントル内部が冷えやすくなることが予想される。特に水星では地球のようなプレート運動がないため、地殻物質の循環が起こりにくく、地殻濃集の影響が大きいと考えられる。

以上のように改良したモデルを用いて熱史計算を行い、パラメータと熱進化の傾向の関係を把握するのが目的である。

2. モデル

2.1 熱進化モデル

本研究では球対称一次元の熱収支モデルを用いる。水星を球殻に分割して各層の熱の出入りと発熱から温度変化を計算する。温度構造に応じて固体内核の形成・成長も考慮する。核 - マントル境界での温度と熱流量は連続としており、マントルから核へは熱流量の変化によって、核からマントルへは境界の温度の変化によって互いに影響を及ぼし合う。

2.1.1 マントルの熱収支

マントルの熱収支計算にあたり、Abe (1997) の定式化による混合距離理論モデルを採用した。このモデルでは熱輸送が対流でなく熱伝導による場合や、粘性率の深さ依存性を考慮することができる。

マントルを複数層に分割し、各層での熱収支を考える。半径 R_{i-1} と R_i の球殻に挟まれた領域の温度 T_i の変化は次の熱収支計算で得られる。

$$\frac{4}{3}\pi(R_i^3 - R_{i-1}^3)\rho_m C_m \frac{dT_i}{dt} = -4\pi(R_i^2 F_i - R_{i-1}^2 F_{i-1}) + \frac{4}{3}\pi(R_i^3 - R_{i-1}^3)\rho_m c_i H_i \quad (2.1)$$

ρ_m , C_m はそれぞれマントルの密度、定圧比熱であり、 F_i は熱流量、 c_i と H_i はマントル中の放射性核種の濃度、加熱である。添字 i は惑星中心に近い方から i 番目の層であることを示している。以下では添字 i は省略する。

熱流量 F は次のように書くことができる。

$$F = -\rho_m C_m \kappa_h \left[\frac{\partial T}{\partial r} - \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_s \right] - \rho_m C_m \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \quad (2.2)$$

κ_h は渦拡散係数、 κ は熱拡散係数であり、右辺一項目は対流による熱輸送³⁾、二項目は熱伝導による熱輸送を表している。

ここで、分子拡散の類推から渦拡散係数 κ_h は次のように書ける。

$$\kappa_h = vl. \quad (2.3)$$

³⁾ 断熱温度勾配の式についての補足。単位質量当たりエントロピー s 、温度、圧力の間の熱力学関係式

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - \frac{\alpha}{\rho} dp$$

で $ds = 0$ とおくと、

$$\left(\frac{dT}{dp} \right)_s = \frac{\alpha T}{\rho c_p}.$$

この式に $\frac{dp}{dr} = -\rho g$ をかけると

$$\left(\frac{dT}{dr} \right)_s = -\frac{\alpha g T}{c_p}.$$

l は混合距離であり、分子拡散での平均自由行程に相当する。ある温度のマントル塊が速度 v で距離 l 移動することによる熱輸送を考える。惑星表面付近で冷却して高密度になったマントル塊が相対的に高温のマントル中を落下することによりマントル対流が起こるが、このときのマントル塊のサイズは境界層からの距離以下である。また、落下とともに周囲の流体を巻き込んでより大きな塊となると考えられるので、マントル塊のサイズは境界からの距離を用いて見積もる。また、サイズの大きなものほど周囲のマントルと混ざりにくく、輸送距離が長いので、混合距離 l にもこの値を用いる。つまり、

$$l = \begin{cases} R_p - r & (r - R_{cm} > R_p - r \text{ のとき}) \\ r - R_{cm} & (r - R_{cm} < R_p - r \text{ のとき}) \end{cases} \quad (2.4)$$

とする。

次にマントル塊の落下速度 v を見積もる。直径 l の球体のストークス沈降速度は

$$v = \frac{l^2 \Delta \rho g}{18\mu} \quad (2.5)$$

と書ける⁴⁾。 $\Delta \rho$ は周囲との密度差、 g は重力加速度、 μ は粘性率である。境界層から断熱的に沈降してきたマントル塊と周囲のマントルの密度差を温度で表すと、

$$\Delta \rho = \alpha \rho_m l \left[\frac{\partial T}{\partial r} - \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_s \right] \quad (2.6)$$

であるから、

$$v = \frac{\alpha g l^3}{18\nu} \left[\frac{\partial T}{\partial r} - \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_s \right]. \quad (2.7)$$

(2.3) に (2.7) を代入すると

$$\kappa_h = \frac{\alpha g l^4}{18\nu} \left[\frac{\partial T}{\partial r} - \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_s \right]. \quad (2.8)$$

⁴⁾半径 a の球体にはたらくストークス抵抗は粘性率 μ 、速度 v を用いて $6\pi\mu va$ と表される。また、球体にはたらく浮力は周囲の流体の密度 ρ' をもちいて $\frac{4}{3}\pi a^3 \rho' g$ と書ける。球体にはたらく抵抗、重力、浮力が釣りあうとき、

$$6\pi\mu va + \frac{4}{3}\pi a^3 \rho' g = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho g.$$

$$\therefore v = \frac{2a^2(\rho - \rho')g}{9\mu} = \frac{2a^2 \Delta \rho g}{9\mu}.$$

半径 a を直径 l で書き直すと、

$$v = \frac{l^2 \rho g}{18\mu}.$$

以上より、温度勾配が断熱温度勾配からずれている熱境界層付近で対流による熱輸送が効率的に行われるという定式化になっている。また、粘性率が高くなるほど対流による熱輸送は非効率的になる。

また、放射性熱源の量は壊変によって時間とともに減少するため、熱源量は壊変定数 λ ⁵⁾ を用いて

$$c(t) = c(0) \exp(-\lambda t) \quad (2.9)$$

と核種ごとに計算する (熱源の詳細は 2.3.2 節に記述)。粘性率は温度依存性を考慮して

$$\nu = \nu_0 \exp\left(\frac{A}{T}\right) \quad (2.10)$$

と計算する。式中の ν_0 , A はマンツルの主要鉱物によってことなる値をとる。

⁵⁾ 計算には半減期 $\tau_{1/2}$ よりも壊変定数 λ が扱いやすいので、変換しておく。半減期の定義より $c(\tau_{1/2}) = c(0)/2$ なので、式 (2.9) より

$$\frac{c(0)}{2} = c(0) \exp(-\lambda \tau_{1/2}).$$

$$\therefore \lambda = \frac{\ln 2}{\tau_{1/2}}.$$

2.1.2 核の熱収支と内核成長

核の熱収支計算は, Stevenson *et al.* (1983) によるボックスモデルの定式化を用いる. 核の温度分布は断熱的であるものとし, 核-マントル境界の温度 T_{cm} にファクター η_c をかけたものを核の平均温度として計算する. 核の熱収支は次の式で表される.

$$\frac{4}{3}\pi R_c^3 \rho_c C_c \eta_c \frac{dT_{\text{cm}}}{dt} = (L + E_g) 4\pi R_{\text{ic}}^2 \rho_c \frac{dR_{\text{ic}}}{dt} - 4\pi R_c^2 F_c \quad (2.11)$$

R_c , R_{ic} はそれぞれ核と内核の半径, ρ_c は核の密度, C_c は定圧比熱である. また, L, E_g は核の固化にともなう単位体積当たりの潜熱と重力エネルギーの解放量, F_c は核マントル境界での熱流量である. 熱流量 F_c にはマントルの熱収支計算で得た熱流量値 F_0 を用いる. 核の温度は断熱的であるとし, 次のように圧力 P の二次関数で表す.

$$T_a(P) = T_{\text{cm}} \left(\frac{1 + T_{a1}P + T_{a2}P^2}{1 + T_{a1}P_{\text{cm}} + T_{a2}P_{\text{cm}}^2} \right). \quad (2.12)$$

圧力 P_{cm} は核-マントル境界での圧力を指している. また, 融解曲線も圧力 P の二次関数で次のように表す.

$$T_m(P) = T_{m0}(1 - \alpha_c \chi)(1 + T_{m1}P + T_{m2}P^2). \quad (2.13)$$

ここで, χ は核に含まれる軽元素 (硫黄を想定) 濃度であり, 軽元素の混入による融点の降下を考慮している. 以上の二式から断熱温度曲線と融解曲線の交点を求め, これに相当する位置を内核-外核境界と定義する ($T_a(R_{\text{ic}}) = T_m(R_{\text{ic}})$)⁶⁾.

また, 軽元素は固体内核には取り込まれないものとし, 内核成長, つまり外核体積の減少とともに外核の軽元素濃度は以下のように増加する.

$$\chi(t) = \chi(0) \frac{R_{\text{cm}}^3}{R_{\text{cm}}^3 - R_{\text{ic}}^3(t)}. \quad (2.14)$$

⁶⁾式 (2.11) 中の dR_{ic}/dt についての補足. 圧力 P と中心からの距離 r は一対一対応しており, 表面での重力加速度 g , 中心での圧力 P_c を用いると,

$$R_{\text{ic}} = \sqrt{\frac{2(P_c - P_{\text{ic}})R_c}{\rho_c g}}$$

と換算される. また, $T_m(R_{\text{ic}}, \chi) = T_c(R_{\text{ic}}, T_{\text{cm}})$ より $R_{\text{ic}}(\chi, T_{\text{cm}})$ であるから,

$$\delta R_{\text{ic}} = \frac{\partial R_{\text{ic}}}{\partial \chi} \delta \chi + \frac{\partial R_{\text{ic}}}{\partial T_{\text{cm}}} \delta T_{\text{cm}}.$$

両辺を δt で割り, さらに $\dot{\chi} = \dot{R}_{\text{ic}} d\chi/dR_{\text{ic}}$ を代入して整理すると,

$$\frac{dR_{\text{ic}}}{dt} = \frac{\frac{\partial R_{\text{ic}}}{\partial T_{\text{cm}}} \frac{dT_{\text{cm}}}{dt}}{1 - \frac{\partial R_{\text{ic}}}{\partial \chi} \frac{d\chi}{dR_{\text{ic}}}}.$$

このとき軽元素が固体内核から放出されることによる重力エネルギー解放の効果は以下の Schubert *et al.* (1988) の定式を用いて見積もる.

$$E_G = \frac{2\pi G R_c^2 \chi_0 (\rho_{\text{Fe}} - \rho_{\text{S}})}{(1 - \xi^3)^2} \left(\frac{\rho_{\text{ic}}}{\rho_{\text{S}}} \right) \left\{ \frac{1}{5}(1 - \xi^5) - \frac{\xi^3}{3}(1 - \xi^3) \right\}. \quad (2.15)$$

ここで $\xi = R_{\text{ic}}/R_{\text{cm}}$ であり, ρ_{Fe} と ρ_{S} は鉄と硫黄の密度, ρ_{ic} は内核の密度である. エネルギー E_G は内核半径と初期の軽元素濃度による.

2.2 体積変化への換算

熱史計算の過程では温度変化や内核成長による体積変化の影響は考慮していないが、逆断層地形との比較を行うため得られた結果から累積体積変化を見積もっておく。

核の固化にともなう体積変化については Solomon (1977) の見積もり方法を用いる。核を γ 相でも液相でも純鉄であるとみなし、クラペイロン関係式

$$\Delta V_{\gamma \rightarrow l} = \Delta S(dT_m/dP) \quad (2.16)$$

から体積変化を見積もる。ここで $\Delta V_{\gamma \rightarrow l}$, ΔS は液相から γ 相への変化にともなう比体積変化とエントロピー変化である。式 (2.13) より、

$$dT_m/dP = T_{m0}(1 - \alpha_c \chi)(T_{m1} + 2T_{m2}P) \quad (2.17)$$

である。内核半径 R_{ic} のとき、初期値からの累積収縮量は、

$$\Delta V_c = - \int_0^{R_{ic}} \frac{\Delta V_{\gamma \rightarrow l}}{V_\gamma} 4\pi r^2 dr. \quad (2.18)$$

V_γ は γ 鉄の比体積である。

一方、マンツルの体積変化 ΔV_m は、

$$\Delta V_m = \int_{R_c}^{R_p} 4\pi r^2 \alpha \Delta T(r) dr \quad (2.19)$$

である。

以上より、惑星半径の変化は、

$$\Delta R_p = (\Delta V_c + \Delta V_m)/4\pi R_p^2 \quad (2.20)$$

と見積もられる。

2.3 パラメータ

以下ではパラメータのうち、特に内部熱源と軽元素濃度について述べる。その他のパラメータについては表 2-1 にまとめた。

2.3.1 マントル物質

従来熱史計算では、マントルに関する値は、水星の組成の不確かさもあり、地球の値がそのまま用いられてきた。しかし、レーダー観測や隕石の分析から水星の組成が地球よりも還元的事実であることが示唆されている。また、マントルが水分を含まないドライなものであるとも考えられている。本研究では広瀬 (2007) と同様の粘性率 (表 2-2) を用いて計算を行った。これはマントルがドライであることによる効果と、主要鉱物の違いによる効果を考慮したもので、従来想定されてきた粘性率の約 1000 倍の値である。広瀬 (2007) ではマントル鉱物と硫黄濃度を E コンドライトのものと仮定し、その場合に期待されるマントルや核の密度が水星の平均密度と合うように核の半径などの内部構造も求めているが、本研究では各パラメータの影響をみるため粘性率と軽元素濃度のみを変えて計算している。

2.3.2 内部熱源

内部熱源として想定している放射性核種は、 ^{238}U 、 ^{235}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K である。半減期と発熱量について表 2-3 に示した。これらの元素は親石性元素であり、惑星の核-マントル分化時にはマントルに選択的に取り込まれるため、核の熱収支計算ではこれらの元素による内部加熱は考慮していない。熱源となる元素の存在量については地球マントルの典型的な値を採用した (表 2-4)。

また、これらの放射性元素は不調和元素であり、液相に取り込まれやすいという性質がある。このため惑星形成初期の分化や、その後の部分熔融では地殻に濃集する可能性がある。水星では地球のようなプレート運動がないため、地殻に濃集した元素が内部へ戻る機構がなく、内部が熱源に欠乏して冷えやすくなることが示唆される。地殻濃集の効果を見積もるため、以下のように熱源を分配して計算を行った。地殻の厚さについては、月の地殻-マントルの体積比を水星に適用し、地球組成では 42 km、E コンドライト組成では 24 km と見積もった。このとき月の地殻の厚さを $d_c = 60$ km とマントル部の厚さを 1700 km とした。この地殻厚を用いて熱源がマントルに一樣に分布しているモデルの総熱源量を地殻にすべて分布させた場合、マントルの熱源の半分を地殻に分配した場合についてそれぞれ計算を行った (表 2-5)。地殻とマントルでは構成物質が異なるため密度などが異なるが、ここでは各層の区別は熱源量のみとする。また、熱源の移動もここでは考慮しない。

表 2-1: 共通のパラメータ. 体積変化の換算に用いる V_γ と ΔS は Solomon 1977, その他の値は Stevenson *et al.*1983 と同じものを用いた.

パラメータ	記号	値	単位
惑星半径	R_p	2440	km
核半径	R_c	1840	km
惑星中心圧力	P_c	10	GPa
惑星表面での重力加速度	g	3.8	m s^{-2}
マントル密度	ρ_m	3300	kg m^{-3}
マントル定圧比熱	C_m	1200	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
マントル熱拡散係数	κ	1.0×10^{-6}	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
マントル熱膨張係数	α	3×10^{-5}	K^{-1}
マントル密度	ρ_c	8600	kg m^{-3}
核定圧比熱	C_c	800	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
核固化にともなう潜熱	L	2.5×10^5	J kg^{-1}
融解曲線係数	T_{m0}	1.88×10^3	K
融解曲線係数	T_{m1}	1.36×10^{-11}	K Pa^{-1}
融解曲線係数	T_{m2}	-6.2×10^{-23}	K Pa^{-2}
融解曲線係数	α_c	2.0	
核断熱曲線係数	T_{a1}	8.0×10^{-12}	K Pa^{-1}
核断熱曲線係数	T_{a2}	-3.9×10^{-23}	K Pa^{-2}
γ 鉄比体積	V_γ	7.02	$\text{cm}^3 \text{mol}^{-1}$
三重点でのエントロピー変化	ΔS	9.12×10^7	$\text{erg mol}^{-1} \text{K}^{-1}$

表 2-2: マントル組成によるパラメータの違い.

パラメータ	記号	従来モデル	E コンドライトモデル	単位
定数	ν_0	4.0×10^3	0.02	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
活性化エンタルピー	A	5.2×10^4	8.6×10^4	K

表 2-3: 放射性核種

同位体	発熱量 H [W/kg]	半減期 $\tau_{1/2}$ [年]
^{238}U	9.46×10^{-5}	4.47×10^9
^{235}U	5.69×10^{-4}	7.04×10^8
^{232}Th	2.64×10^{-5}	1.40×10^{10}
^{40}K	2.92×10^{-5}	1.25×10^9

表 2-4: 地球マントルに含まれる熱源量の典型的な値. (Turcotte & Schubert 2002. より)

放射性核種/元素	U [ppm]	Th [ppm]	K [%]
地球マントル	0.031	0.124	0.031

表 2-5: 熱源の分配. c_s は一様分布の場合の放射性核種の濃度, V_s と V_c は岩石部 (地殻とマントル) の体積と地殻の体積を表す.

モデル	マントル	地殻
一様分布	c_s	c_s
半濃集	$\frac{c_s}{2}$	$\frac{c_s}{2} \times \frac{V_s}{V_c}$
全濃集	0	$c_s \times \frac{V_s}{V_c}$

表 2-6: 核に含まれる軽元素濃度. 従来モデルには Stevenson *et al.*(1983) の値, E コンドライトモデルには広瀬 (2007) の値 (EH コンドライトの S/(Fe+S) 比) を引用した.

モデル	軽元素濃度 [wt%]
従来モデル	1 ~ 5
E コンドライトモデル	13

2.3.3 軽元素濃度

核には硫黄が取り込まれていると考えられている. 硫黄が混入していることにより鉄の融点が純鉄にくらべて下がり, 固体内核の成長を抑える効果がある. また, 固体には硫黄が取り込まれにくく, 内核成長にともなって硫黄が放出されるため, 重力エネルギーの解放が起こる. これは核の温度に影響を及ぼすほか, ダイナモを駆動する組成対流を起こすと考えられる. 還元的な環境下で惑星が形成されると金属核に硫黄が溶け込みやすいと考えられており, 軽元素濃度はマンツルの組成とも関係づけられるかもしれない. 本研究では表 2-6 に示した軽元素濃度を与えて計算を行った.

2.4 初期条件と境界条件

初期条件にはマントル物質のソリダス温度 (地球組成マントルでは Takahashi *et al.* 1993 のデータ, E コンドライト組成モデルでは広瀬 (2007) と同様のデータ) を用いる。これは, 惑星集積直後のマントルが溶融している状態では対流が効率的に起こり, 速やかにソリダス温度まで降下すると考えるからである。

核の初期温度は核-マントル境界でマントルの温度と連続的になるような断熱温度分布を初期条件とする。このとき核は全溶融しており固体内核はまだ形成されていない。

また, 放射性熱源によって温度が上昇した領域では融点を超える場合がありうるが, このときも初期条件の設定と同様すぐにソリダス温度まで温度が下がるものとし, 温度の上限をソリダス温度に固定しておく。

境界条件には水星の平均表面温度 440 K^7 を用いる。

⁷⁾ この値は一様等方な惑星放射を想定するものである。水星の軌道長半径は地球の 0.4 倍であるから, 太陽から受ける放射量は地球での $1/0.4^2 \sim 6$ 倍である。ステファン・ボルツマン定数 σ , 水星のアルベド A と放射率 ε , 地球の太陽定数 S_{\oplus} を用いると, 太陽放射と惑星放射が平衡状態のとき

$$4\pi R_p^2 \varepsilon \sigma T_s^4 = \pi R_p^2 (1 - A) \times 6S_{\oplus}.$$

$$\therefore T_s = \sqrt[4]{\frac{6(1 - A)S_{\oplus}}{4\varepsilon\sigma}}.$$

これに $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$, $A = 0.06$, $S_{\oplus} = 1.37 \times 10^3$, $\varepsilon \sim 0.9$ を代入すると

$$T_s \sim 440.$$

3. 結果と考察

以下では前述のモデルによる計算結果を項目ごとに示す。使用したパラメータの組と一部の結果については表 3. に示した。

表 3-1: モデルごとに使用したパラメータと計算結果。軽元素濃度, 熱源濃集度, マントル粘性率はパラメータ, 内核形成時期と内核半径は計算結果で, 内核半径は計算開始から 45 億年後の値である。

モデル	TH1	TC1	EH1	TH13	EH13	EC13
軽元素濃度初期値 [wt%]	1	1	1	13	13	13
熱源濃集	なし	あり	なし	なし	なし	あり
マントル粘性率 (低:地球, 高:水星)	低	低	高	低	高	高
内核形成時期 [Gyr]	0	0	0.44	4.3	4.4	3.1
内核半径 [km]	1542	1620	2005	247	307	1188

3.1 マントル温度構造

図 3-1 から 3-10 に地球型モデルの, 図 3-11 から 3-20 に E コンドライトモデルの 45 億年間のマントル温度分布の計算結果を示す.

はじめに典型的な温度進化の様子を述べる. まず初期値の融点から上下に熱境界層を作り, 内部では対流によって温度が断熱的に調節されるという構造になる (図 3-2 など). 時間とともに対流が弱まって熱輸送が熱伝導主体となり, 温度構造も図 3-20 にみられるような直線的なものになる.

地球型モデルでは, 軽元素濃度の違いよりもマントル中の熱源分布の影響が大きいという結果を得た. このとき惑星表面および核-マントル境界付近の温度には大きな差は見られないが, 中間層では数百度の差が生じることがわかった. 時刻 $t = 0.5[\text{Gyr}]$ などではマントル層の中間領域では対流によって熱が効果的に輸送されており, 温度が均一になっているのがわかる.

一様分布では対流による熱輸送が行われている時期に, 熱源が地殻に濃集している場合にはすでに熱輸送が対流から熱伝導に移行している様子が見て取れる (図 3-6 など).

粘性率の高い E コンドライトモデルでは地球型モデルで対流が活発であった 5 億年後頃でも既に熱輸送が熱伝導に移行しているのが見て取れる (図 3-12). また, 高粘性モデルにおいても軽元素濃度の影響よりも熱源濃集の影響の方が大きいという結果になった.

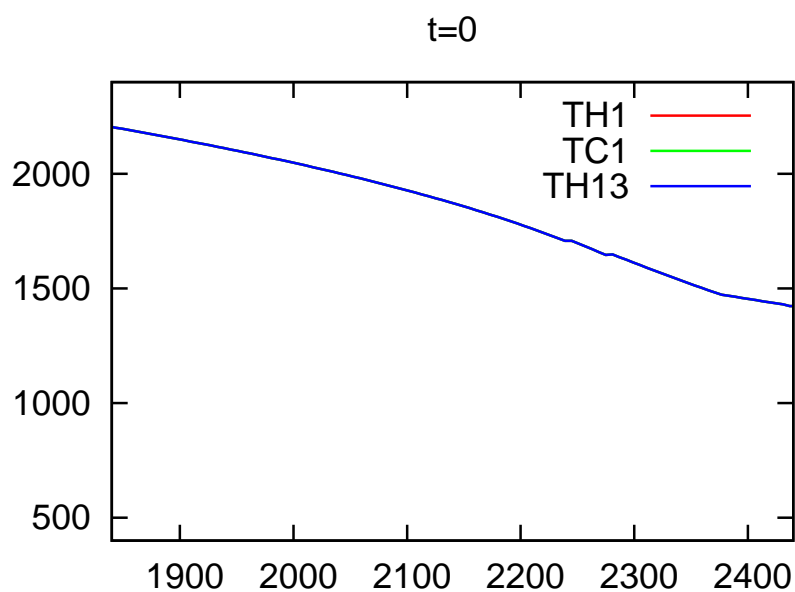


図 3-1: 地球型マントルモデルの初期値. 横軸は惑星中心からの距離で両端がそれぞれ核-マントル境界と惑星表面に対応, 縦軸が温度である. モデル番号は表 3. を参照.

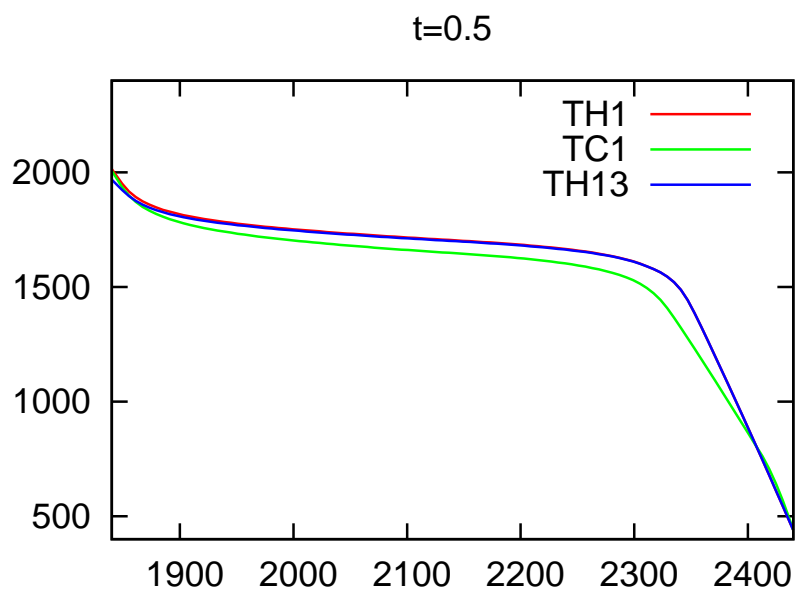


図 3-2: マントル温度の計算結果 ($t = 0.5$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

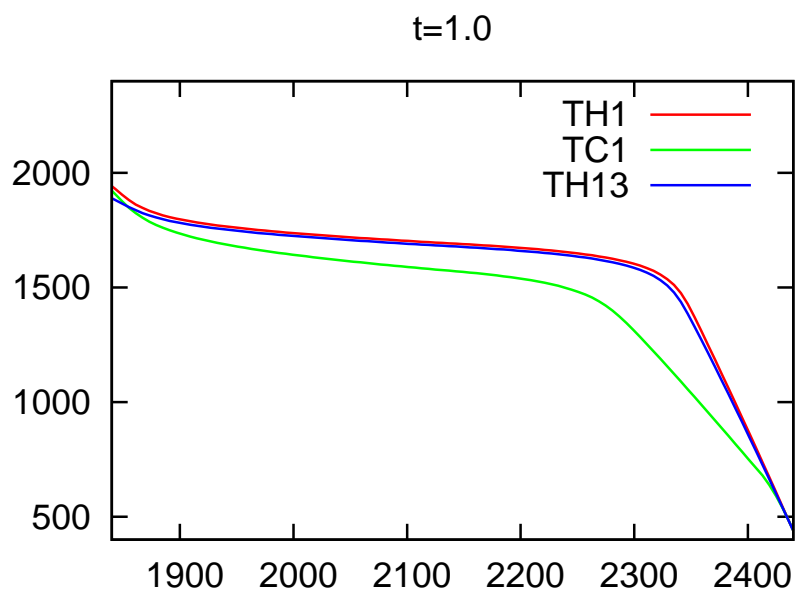


図 3-3: マントル温度の計算結果 ($t = 1.0$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

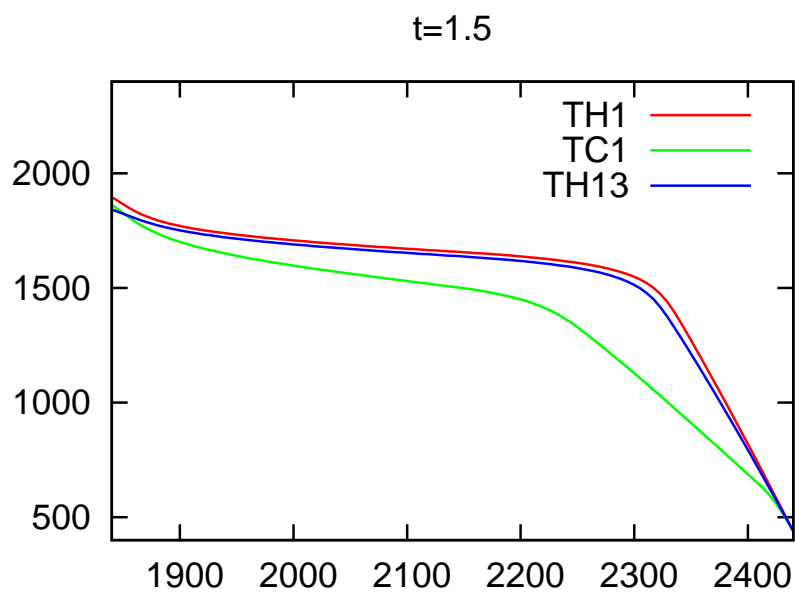


図 3-4: マントル温度の計算結果 ($t = 1.5$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

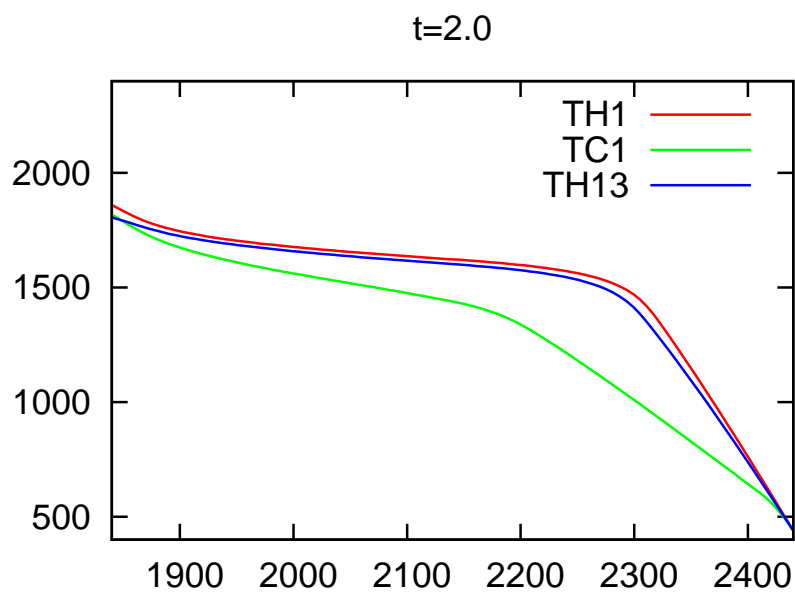


図 3-5: マントル温度の計算結果 ($t = 2.0$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

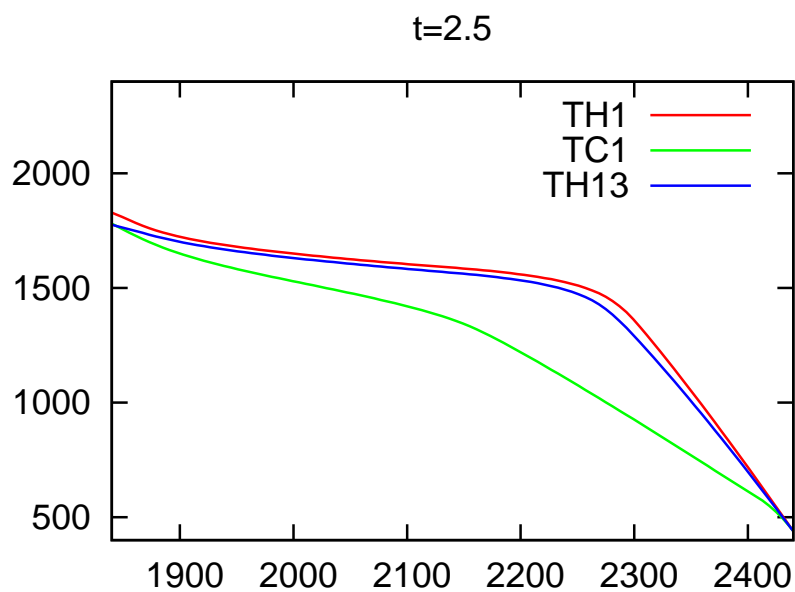


図 3-6: マントル温度の計算結果 ($t = 2.5$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

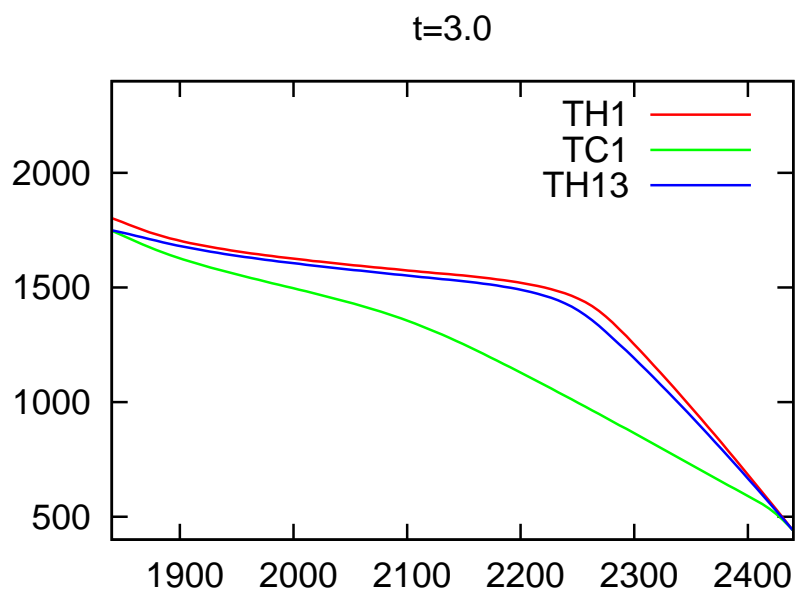


図 3-7: マントル温度の計算結果 ($t = 3.0$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

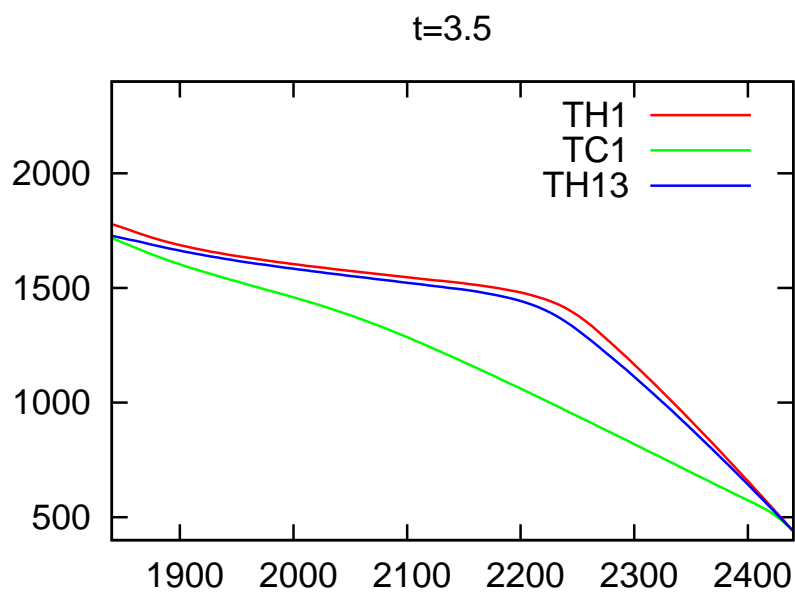


図 3-8: マントル温度の計算結果 ($t = 3.5$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

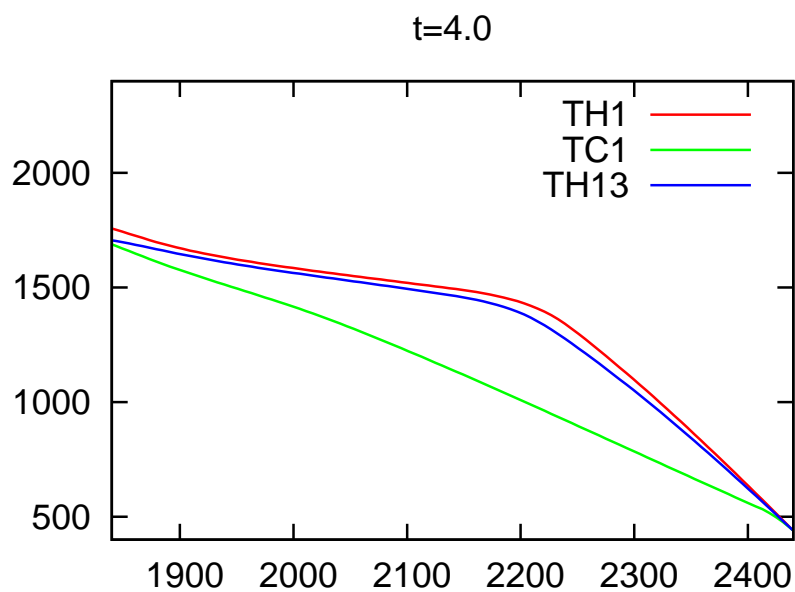


図 3-9: マントル温度の計算結果 ($t = 4.0$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

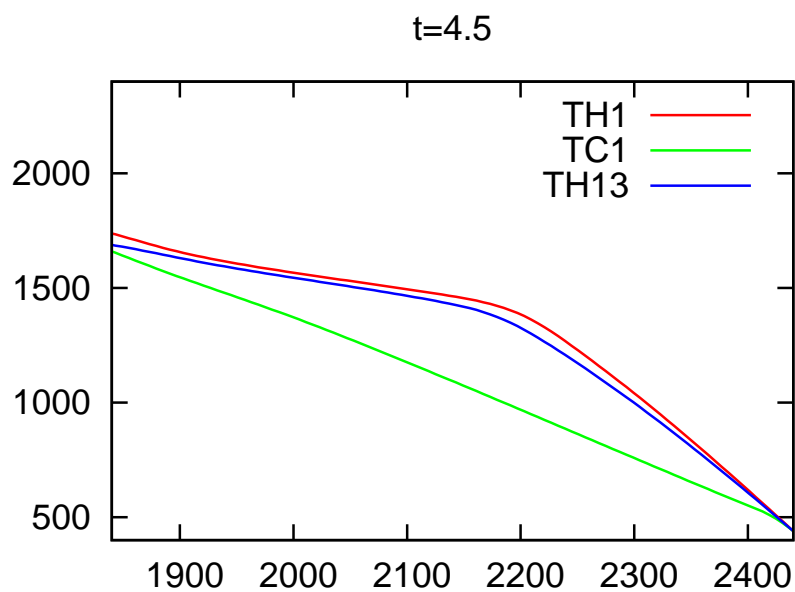


図 3-10: マントル温度の計算結果 ($t = 4.5$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

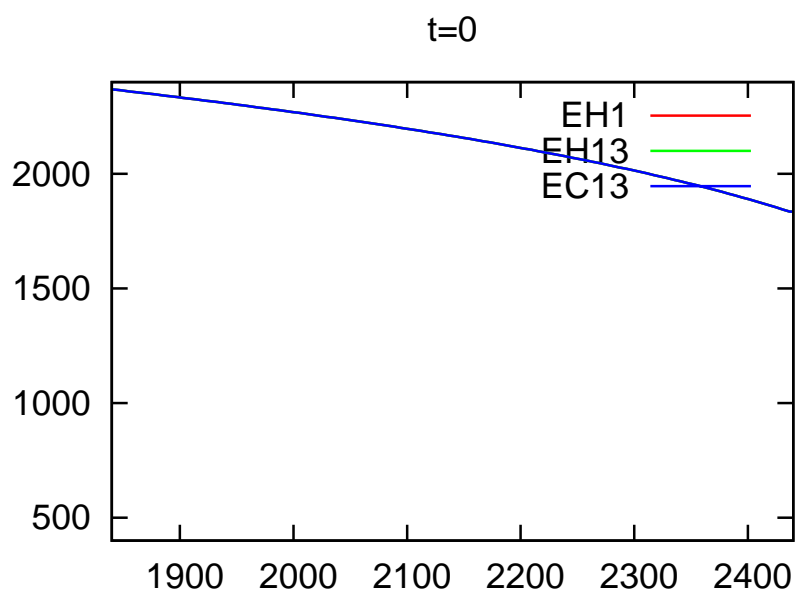


図 3-11: E コンドライト型モデルの初期値. 横軸は惑星中心からの距離で両端がそれぞれ核-マントル境界と惑星表面に対応, 縦軸が温度である. モデル番号は表 3. を参照.

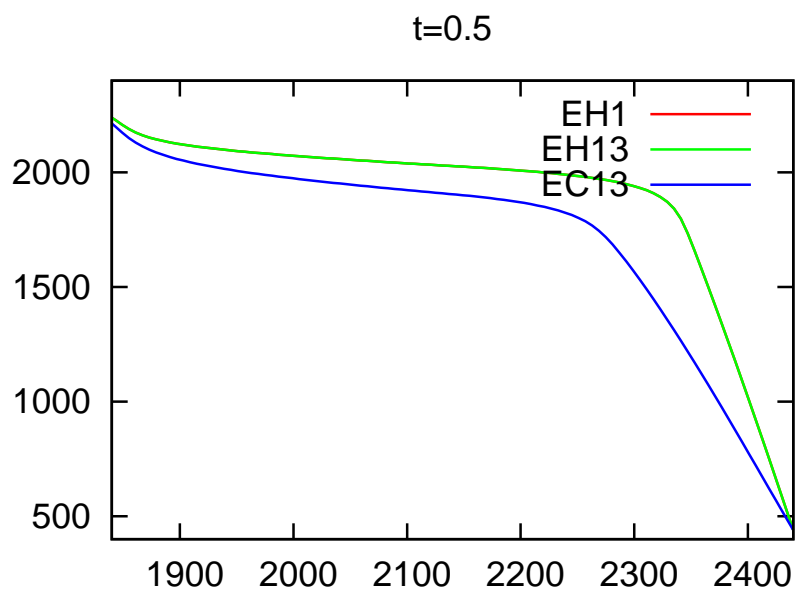


図 3-12: マントル温度の計算結果 ($t = 0.5$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

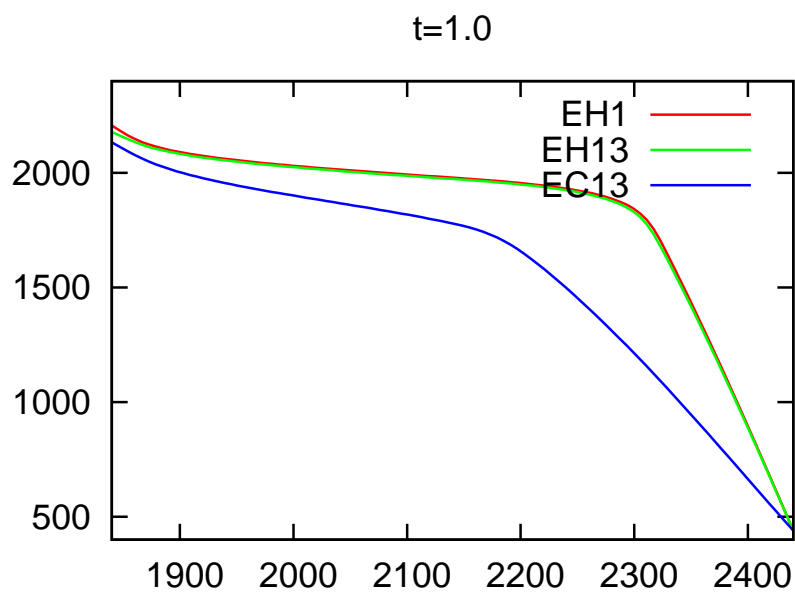


図 3-13: マントル温度の計算結果 ($t = 1.0$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

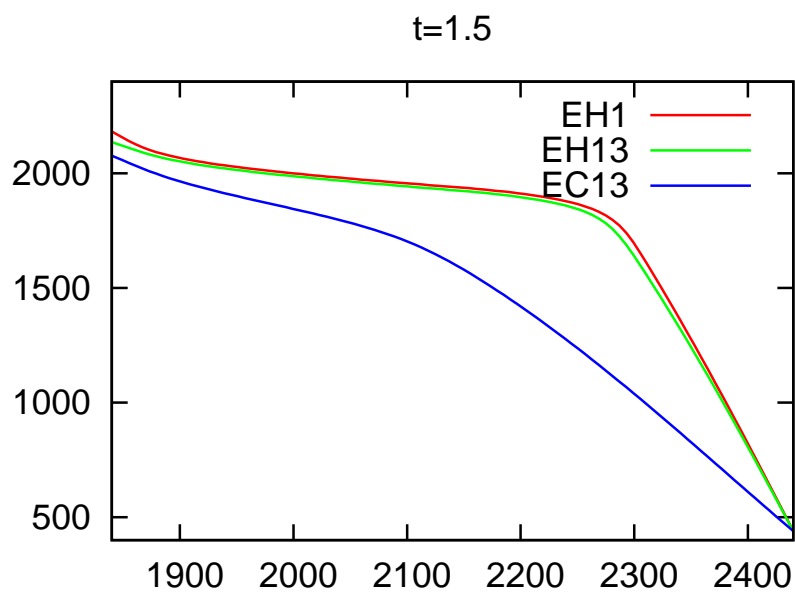


図 3-14: マントル温度の計算結果 ($t = 1.5$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

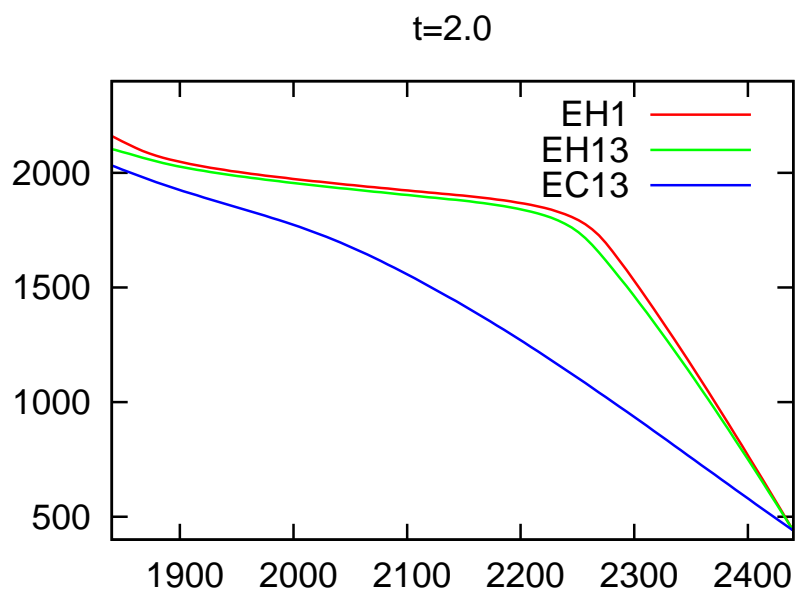


図 3-15: マントル温度の計算結果 ($t = 2.0$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

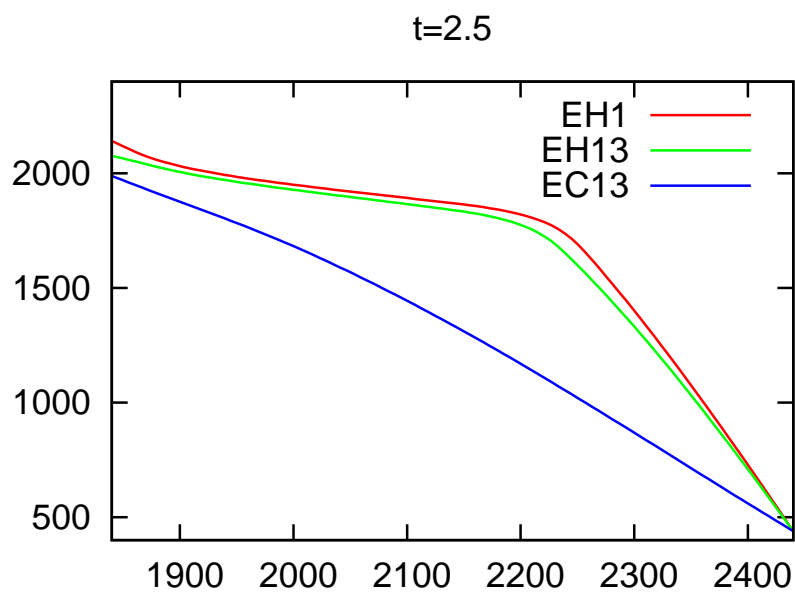


図 3-16: マントル温度の計算結果 ($t = 2.5$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

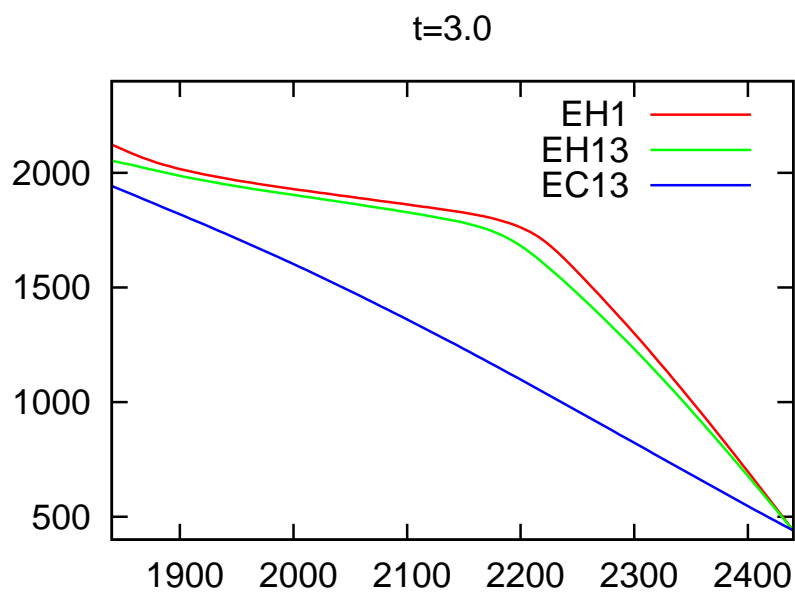


図 3-17: マントル温度の計算結果 ($t = 3.0$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

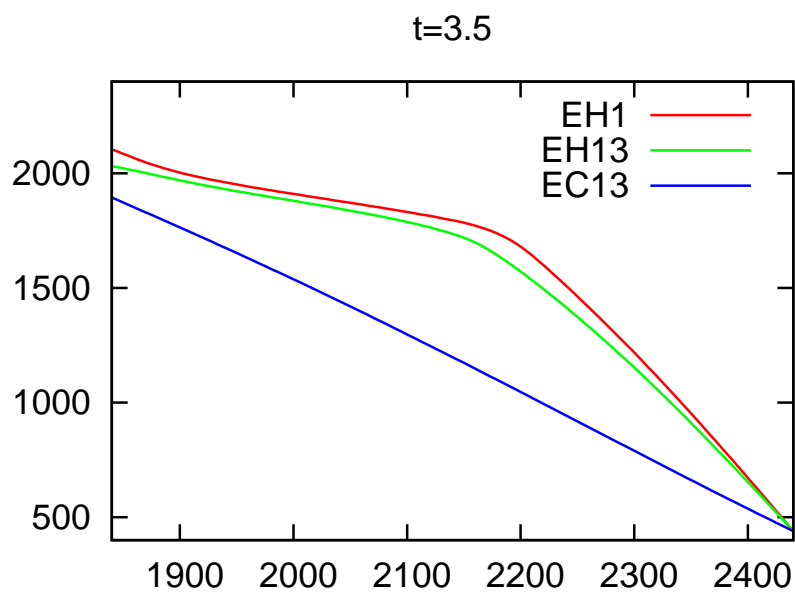


図 3-18: マントル温度の計算結果 ($t = 3.5$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

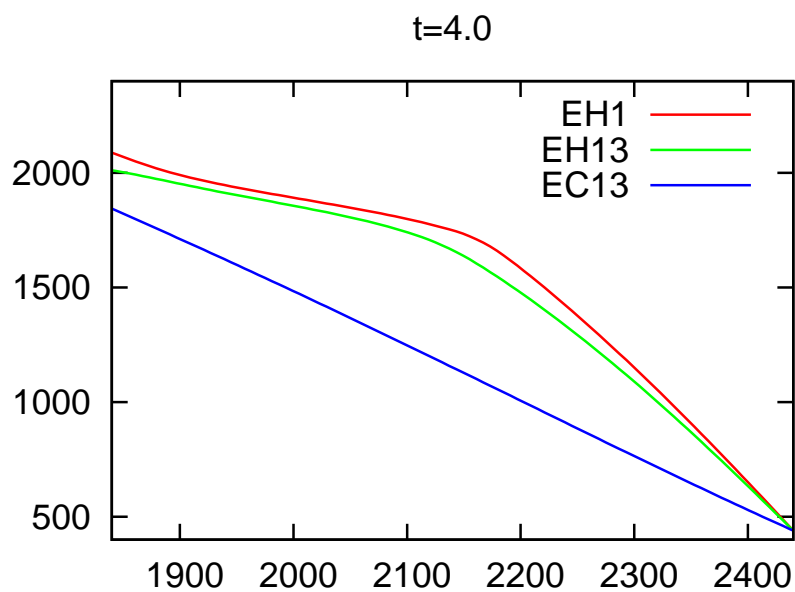


図 3-19: マントル温度の計算結果 ($t = 4.0$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

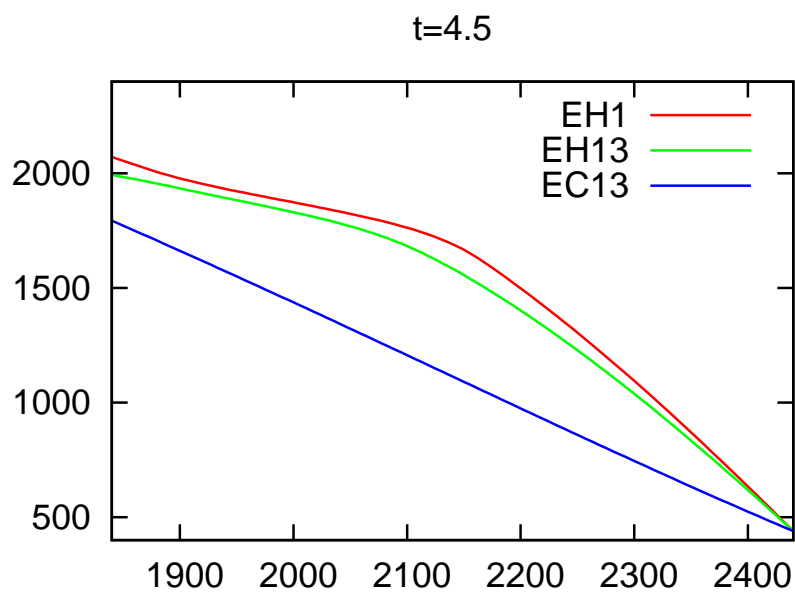


図 3-20: マントル温度の計算結果 ($t = 4.5$). 横軸, 縦軸は図 3-1 と同様.

3.2 内核半径

図 3-21, 3-22 に内核半径の時間進化を示した。

まず、地球型モデルについて述べる。熱源が一様に分布しているモデル (TH1) と地殻にすべて濃集しているモデル (TC1) の間には、45 億年後の内核半径は顕著な差は見られなかった。軽元素濃度が 13wt% の場合には内核形成が約 43 億年後と非常に遅くなる。

また、E コンドライトモデルでは軽元素濃度だけでなく熱源濃集による影響も大きく、硫黄濃度 13wt% では熱源濃集の有無で内核形成時期に 10 億年以上の差が生じている。

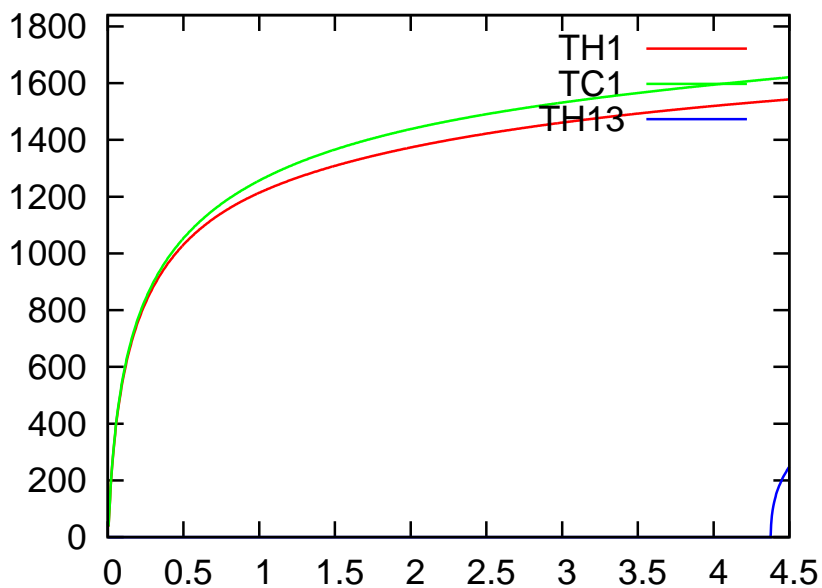


図 3-21: 地球型モデルの内核成長. 横軸が惑星形成からの時間, 縦軸が内核半径であり, 縦軸上端が核-マントル境界に対応している. モデル番号は表 3. で示したもの.

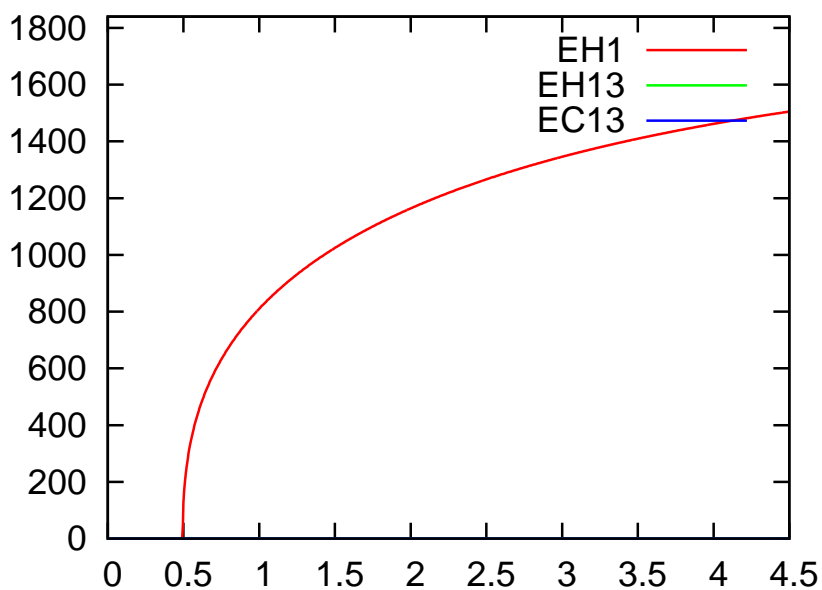


図 3-22: E コンドライトモデルの内核成長. 横軸が惑星形成からの時間, 縦軸が内核半径であり, 縦軸上端が核-マントル境界に対応している.

3.3 核-マントル境界の熱流量

流体核ダイナモの可能性を考察するため、核での熱流量を示す。比較のため断熱温度分布の場合に熱伝導によって輸送される熱流量の値、

$$F_{\text{cond}} = k_c \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{\text{ad}} = \frac{k_c \alpha_c T_{\text{cm}} g_{\text{cm}}}{c_p} \quad (3.1)$$

を示した。この値を超えるかどうかは熱対流が起きるかどうかの目安になる。図 3-23, 3-24 にそれぞれ地球型モデル, E コンドライトモデルについての結果を示した。地球型モデルでは熱源量に関わらず 45 億年後には熱輸送は熱伝導に支配されるという結果を得たが, E コンドライトモデルではいずれの場合にも熱流量が熱対流を起こしうるという結果を得た。

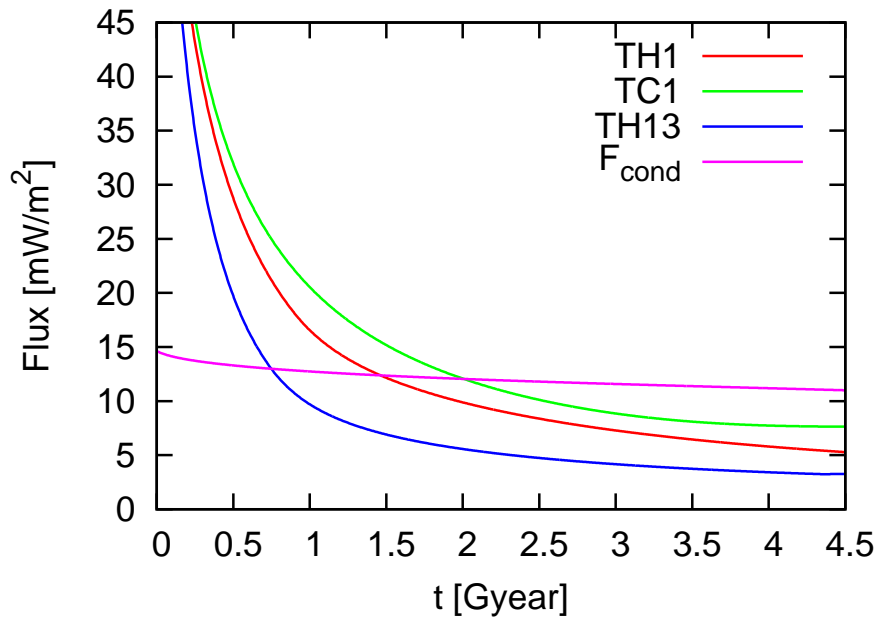


図 3-23: 核-マントル境界での熱流量. 横軸が惑星形成からの時間, 縦軸が熱流量.

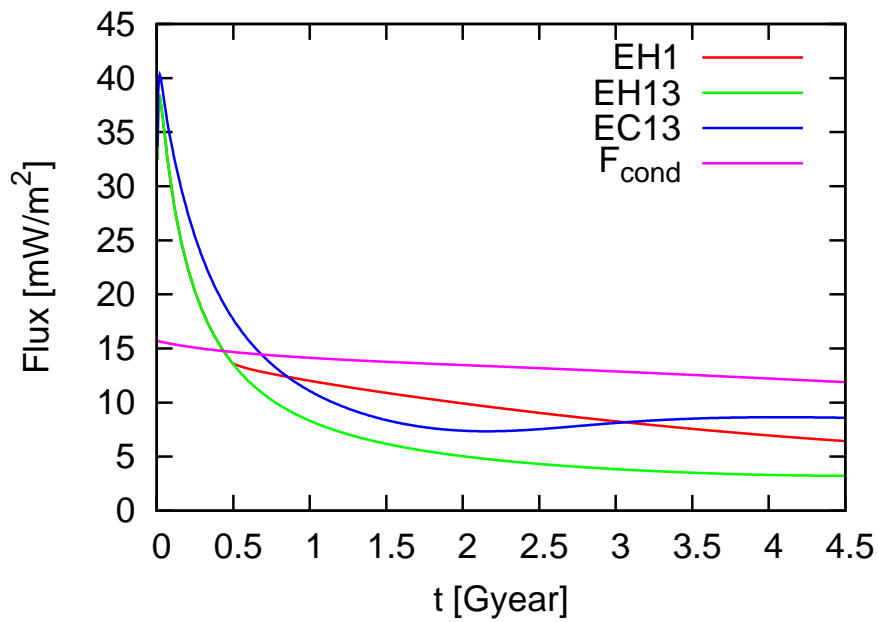


図 3-24: 核-マントル境界での熱流量. 横軸が惑星形成からの時間, 縦軸が熱流量.

3.4 惑星半径

図 3-25,3-26 に惑星半径の時間進化を示した (縦軸の ΔR_p) は減少量である。いずれのモデルにおいても惑星半径の変化がもっとも大きいのは、マントル物質がソリダス温度から急激に冷えるごく初期である。ただし、その後の変化は大きく異なる。

まず、地球マントルの粘性率を与えたモデルについては、内核形成の起こる硫黄が少ないモデルの方が収縮しやすく、さらに、熱源が地殻に濃集しているモデルの方が収縮量が多い。

粘性率が高い場合にも硫黄濃度によって 5km 程度収縮量に差が現れたが、熱源の濃集の効果によっても同程度の差が生じている。

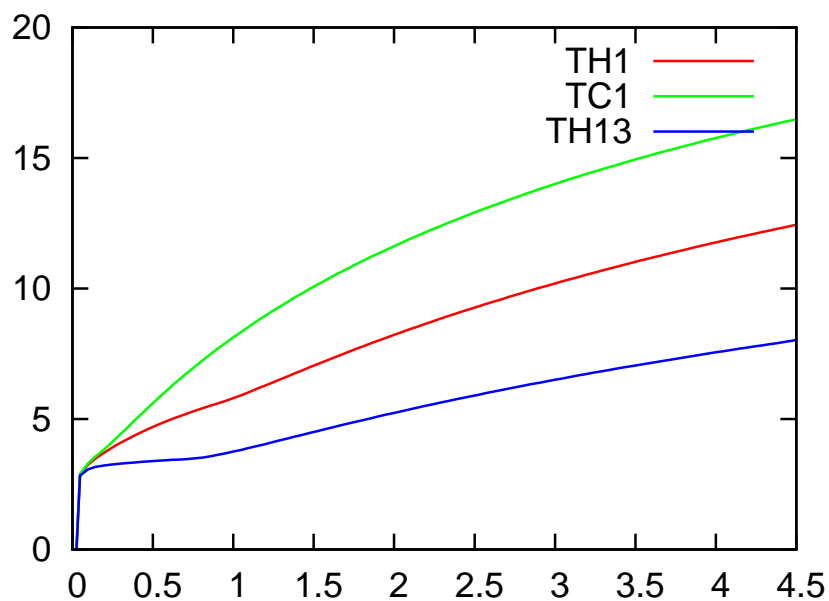


図 3-25: 惑星半径. 横軸が惑星形成からの時間, 縦軸が惑星半径の減少量.

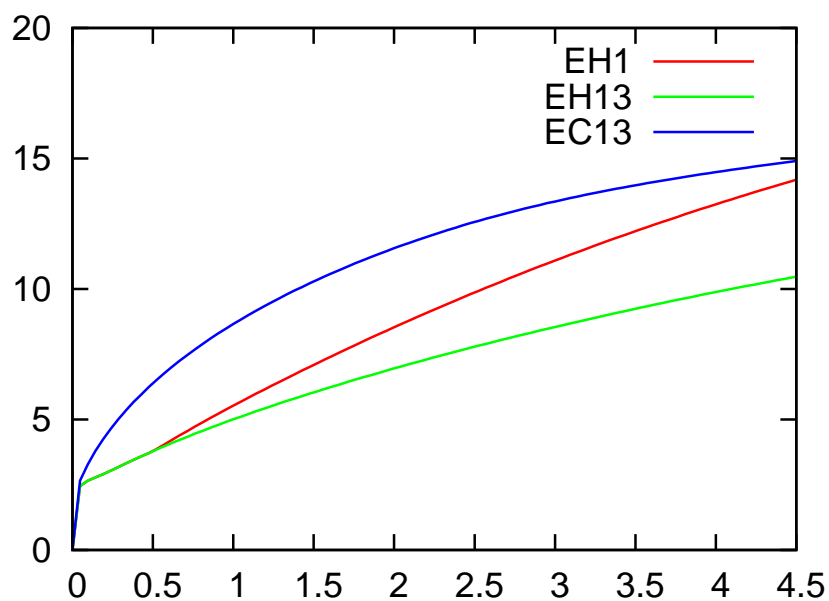


図 3-26: 惑星半径. 横軸が惑星形成からの時間, 縦軸が惑星半径の減少量.

4. まとめ

水星の熱進化について内部熱源の分布、マントル粘性率、軽元素濃度に着目したパラメータスタディを行った。その結果、以下のようなパラメータ依存性を示した。

まず、内核成長のパラメータ依存性については、軽元素濃度への依存性が内核形成時期によらずもっとも強い。ただし、マントル内部熱源の加熱が強くなる 5 億年後以降に内核を形成する場合には内部熱源の分布にも強く依存する。これは、マントル内部の熱源量が多いほど核の温度構造を高く保つため、内部熱源が一様に分布しているほど内核形成時期は遅くなることを表している。内核形成が遅いというのは今回の計算ではマントルが高粘性率である場合に相当する。

核-マントル境界の温度は軽元素濃度と熱源分布の両方に影響を受け、45 億年間でどちらについても約 100 K の差が生じうるという結果を得た。

核-マントル境界の熱流量については、いずれのモデルでも 45 億年のうちに熱輸送が対流から熱伝導に移行し、熱対流によるダイナモ駆動は難しいという結果を得た。ただし、内核が形成される場合には、それにとまなう組成対流が起こる可能性がある。

惑星半径の変化については、熱源濃集への依存性が強い。内部熱源が一様に分布している場合には地殻に濃集している場合にくらべて 5km 程度ほど半径の変化に差が生じた。

以下では、計算結果をふまえたうえで課題を挙げる。

一部のパラメータにおいては核の温度を断熱的であるとした従来型モデル (Stevenson *et al.* 1983) の設定と矛盾する。したがって、進化の後半では核の温度進化を熱伝導方程式を解く必要があるかもしれない。また、固体内核の温度進化についても同様の見直しが必要である。

また、マントルでの熱輸送が現在では熱伝導主体となりやすいことが示されたが、この場合には深さ方向だけでなく水平方向にも熱輸送効率が下がることが予想される。このため、惑星表面での極-赤道間の温度差が深部の核-マントル境界付近まで残る可能性がある。水平方向の熱対流による流体核ダイナモというあらたな提案が可能になるかもしれない。本研究で用いたモデルの拡張あるいは流体計算によって緯度方向の表面温度差が内部の温度構造に与える影響を調べることは興味深いテーマである。

最後に、境界条件として用いた表面温度 440 K という値は、水星が一様等方な放射を行う場合の温度である。水星が 3:2 の自転軌道共鳴にあること、大気や海洋を持たないことなどを考慮すると、実際の表面温度の平均値はこの値からずれる可能性がある。これも検討が必要である。

謝辞

本論文を作成するにあたり、指導教官である倉本圭教授には大変お世話になると同時に大変ご迷惑をおかけしました。研究はなかなか思うようには進みませんが、熱史というテーマに出会えたことを非常にうれしく思っていますし、今後もさらに楽しんでいきたいと思えます。また、研究室 OB で在籍当時水星の熱史研究を行っていた広瀬佑介さんには多くの資料をいただきました。

また、惑星物理学研究室の渡部重十教授、石渡正樹准教授、小高正嗣助教には日頃のゼミやミーティングなどを通してご助言や応援をいただきました。この二年間は悩み多いと同時に多くの出会いに恵まれた時期でもありました。そのような場を設けてくださった皆様、そして腰の重い私に学外の研究会等への参加をすすめてくださった皆様のおかげです。

また、日頃の研究やコミュニケーションに欠かせない計算機やネットワークに関して、知識を授けてくださった皆様、ネットワーク環境を構築し、関連文書を積み上げてくださった皆様、そしていま運営を行っている皆様には頭が下がる思いです。

そして最後に、経済的および精神的な支援をしてくれた両親に感謝します。

ありがとうございました。

参考文献

- Abe, Y., 1997 Thermal and chemical evolution of the terrestrial magma ocean, *Phys. Earth Planet. Int.*, 27–39
- Connerney, J.E., & NessSchubert, N.F., 1988, Mercury's Magnetic Field and Interior In *Mercury*, pp.494–513, eds. F.Vilas, C.R.Chapman, & M.S. Matthews. The University of Arizona Press, Tucson.
- 広瀬佑介, 2007, 還元的な組成を持つ水星の熱史と中心核ダイナモによる固有磁場生成の可能性, 北海道大学修士論文
- Margot, J.L., Peale, J., Jurgens, R.F., Slade, M.A., & Holin, I.V., 2007, Large Longitude Libration of Mercury Reveals a Molten Core, *Sci.*, **316**, 710–714
- 岡田達明, 2005, 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, 遊星人, 第14巻3号, 127–133
- Schubert, G., Cassen, P., Young, R.E., 1979, Subsolidus Convective Cooling Histories of Terrestrial Planets, *Icarus*, **38**, 192–211
- Schubert, G., Ross, M.N., Stevenson, D.J., & Spohn, T., 1988, Mercury's thermal history and the generation of its magnetic field., In *Mercury*, pp.429–60, eds. F.Vilas, C.R.Chapman, & M.S. Matthews. The University of Arizona Press, Tucson.
- Solomon, S.C., 1977, The relationship between crustal tectonics and internal evolution in the Moon and Mercury, *Phys. Earth Planet. Int.*, **15**, 135–145
- Stevenson, D.J., Spohn, T., & Schubert, G., 1983 Magnetism and thermal evolution of the terrestrial planets, *Icarus* **54**, 466–489
- Takahashi, E., Shimazaki, T., Tsuzaki, Y., & Yoshida, H., 1993 Melting study of peridotite KLB-1 to 6.5 GPa, and the origin of basaltic magmas, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **54**, 105–120
- Turcotte, D.L., & Schubert, G., Heat Transfer, In *Geodynamis*, pp.132–194, Cambridge University Press
- Vilas, F., 1988, Mercury: Absence of Crystalline Fe²⁺ in the Regolith, *Icarus*, **64**, 133–138
- Wasson, 1988, The Building Stones of the Planets, In *Mercury*, pp.622–650, eds. F.Vilas, C.R.Chapman, & M.S. Matthews. The University of Arizona Press, Tucson.