

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
Thermal History of Mercury with
Reduced Composition and its Implication
for the Possibility of Intrinsic Magnetic Field
Generated by Core Dynamo

広瀬 佑介
HIROSE Yusuke

北海道大学大学院 理学研究科
地球惑星科学専攻 惑星物理学研究室

2007/02/26

要旨

これまでに水星探査を行った唯一の探査機 Mariner 10 (1974 年) によって水星には固有磁場が存在することが明らかにされている。これは水星コアには液体核が残されており、そこでの対流が磁場を生じさせていることを示唆する。Mariner 10 の探査以前、水星は小型の惑星であるためその内部はきわめて冷却されやすく、現在そのコアは完全に凍結していると考えられていた。そのため固有磁場の存在は従来の予想とは異なるものだった。

現在もっとも広く受け入れられている液体核の存在を説明する熱史モデル (Stevenson et al. 1983) によれば、コアに数%の硫黄が混合していれば、凝固点降下によって現在までコアの完全凍結を免れることができる。さらに純粋な固体鉄からなる内核の成長に伴い液体核で密度変化が生じ、それによって起こる組成対流が磁場発生の原動力になり得ると考えられてきた。

しかしこのモデルには、水星のコアやマンツルの組成を地球のそれらとほぼ同一とする仮定が置かれている。コアの硫黄濃度は凝固点降下の大きさに、粘性率は惑星内部の冷却のしやすさに大きく影響を及ぼすパラメータであるため、水星の組成が地球の組成と異なれば、その熱史は従来のモデルとは異なるものになる可能性がある。実際、水星表面の反射スペクトルの観測結果や隕石の化学・同位体組成の系統性の解釈 (Wasson 1988) は、ともに水星が還元的な物質から形成された可能性を示唆する。

そこで本研究では、還元的な始原的隕石であるエンスタタイト (E) コンドライトを材料物質とした水星モデルを想定した。この E コンドライトモデルでは、コアは E コンドライトの金属鉄・硫化鉄成分からなるとする。この場合、硫黄濃度は 13 wt % に及ぶ。そのため凝固点降下が著しく内核成長はきわめて起こりにくい。またマンツルは水分をほとんど含まず、その主成分に E コンドライトのケイ酸塩成分であるエンスタタイトを想定する。このとき粘性率は地球マンツルの粘性率よりも約 1000 倍高く、内部が冷却されにくいと予想される。これらの仮定の下で、水星の熱史の数値計算を行い、ダイナモによる磁場生成の可能性を検討した。計算にあたってはパラメータ化対流論あるいは混合距離理論を用いて熱輸送を評価し、内核成長や惑星内部の熱源に関する仮定は Stevenson らが提示したモデルにしたがった。

ダイナモを引き起こす外核の対流に着目して E コンドライトモデルに対する結果をまとめると次のようになった。Stevenson らの標準モデルでは、内核は初期状態から 2.3 億年後には成長を開始し、現在の内核半径はコア半径の 9 割程度である 1760 km に達する。一方、今回の E コンドライトモデルでは内核はまったく

成長せず、組成対流は起こらない。またコア・マントル境界の熱流量が小さく液体核では熱が伝導で輸送されるようになるため磁場の起源をコアの鉛直対流に求めることは難しい。もしこの場合が正しいとすると、コア・マントル境界の水平温度不均質によるものなど別の磁場生成機構を考えることが必要である。

実際の水星の組成には不確定性があるため、硫黄濃度とマントル粘性率の値を様々に変えて内核成長の起こりうる範囲を調べ、Olson and Cristensen(2006) が提案した磁場強度のスケーリング則を用いて組成対流で発生する磁場の磁場強度を見積もった。その結果、粘性率が E コンドライトモデルより 1/10 ほど低く、硫黄濃度が 6 ~ 8 wt % の範囲であれば観測された磁場を説明できる可能性があることが分かった。現在水星に向かいつつある Messenger や将来打ち上げの予定されている Bepi Colombo の探査によって水星の表面組成や磁場などが制約されれば、水星の熱史と固有磁場の生成メカニズムを惑星の全体組成と関連づけてよりよく理解されるようになると期待される。

目次

1	はじめに	5
1-1	固有磁場の謎	5
1-2	従来のモデル	7
1-3	水星をつくった物質	7
1-4	本研究の目的	10
2	モデル	11
2-1	コア・マントル組成	11
2-2	内部構造	12
2-3	コアの凝固点降下	15
2-4	マントル粘性率	16
2-5	熱史モデル	20
3	結果	29
3-1	パラメータ化対流論と混合距離理論の比較	29
3-2	内核成長	30
3-3	温度進化	32

3-4	CMB 熱流量	36
4	ダイナモの可能性	38
5	まとめ	45
6	謝辞	46
7	参考文献	47

1 はじめに

1-1 固有磁場の謎

地球型惑星のなかで双極子的な固有磁場をもつ惑星は水星と地球のみである。地球の場合、その固有磁場の起源は液体核のダイナモ、すなわち溶融した金属核の対流によって生じる電流が磁場を生成するという機構にあることが知られている。探査機によって水星探査がおこなわれる以前、ダイナモによる固有磁場は水星には存在しないと考えられていた。それは水星のサイズが小さいためである。

水星は半径が 2440 km 程度の小型惑星である。この値は地球半径 (6378 km) の 3 分の 1 強で、他の地球型惑星 (火星 3397 km、金星 6052 km) と比べても小さい (表 1)。そのため水星は他の地球型惑星に比べて内部がより冷却されやすく、そのコアは既に完全凍結しており、したがってダイナモを駆動するのに必要な液体核が存在し得ないと考えられていたのである。しかしその後の水星探査により、従来の予想に反して水星にはダイナモによると考えられる固有磁場が存在することが明らかになった。

1974 年、探査機 Mariner 10 によって史上初めての、そして同時に現在のところ唯一の水星探査がおこなわれた。Mariner 10 は 1974 年から翌 75 年にかけて、計 3 回の金星重力を利用したフライバイ観測をし、水星表面に接近した第 1 回および第 3 回フライバイにおいて強い磁場の存在が認められた。図 1 は第 1 回フライバイによって得られた水星磁場を表したもので、水星近傍では最大約 98 ナノテスラの磁場強度が得られている。このとき惑星間空間磁場の大きさは約 20 ナノテスラであったため、何らかの理由により水星自身が固有磁場を発生させていると考えられた。さらに 1975 年の第 3 回フライバイでは 400 ナノテスラ近くの強い磁場が観測され、水星に固有磁場が存在することはいっそう確実なものとなった。

従来から水星の固有磁場の存在を説明するメカニズムの候補として、(1) 地殻残留磁気の可能性と (2) ダイナモの可能性が挙げられている。磁場の大きさを見積もると、残留磁気による解釈はもっともらしくないと考えられる。岩石は、その温度がキュリー点 (約 1040 K) 以下で初めて磁化を獲得する。そこで、惑星表面温度と地温勾配から磁化を獲得し得る地殻の厚さを推定すれば、その地殻の厚さから残留磁気強度の最大値を見積もることができる。しかし、こうして見積もられた磁場強度では観測された値を説明することはできない (Schubert et al. 1988)。そのため、水星の固有磁場は地球と同様外核のダイナモに起因すると考えるのが、よりもっともらしい。

表 1: 地球型惑星および月の半径、密度および磁場の比較。磁場の数値とダイナモに関するデータは Stevenson (2002) による。

惑星・月	半径 [km]	密度 [kg/m^3]	表面磁場 [T]	ダイナモの有無
水星	2440	5430	2×10^{-7}	Δ (本文参照)
金星	6050	5240	$> 10^{-8}$	\times
地球	6378	5520	5×10^{-5}	\circ
月	1740	3340	10^{-9} - 10^{-7} (部分的)	\times
火星	3400	3930	10^{-9} - 10^{-4}	\times (残留磁化)

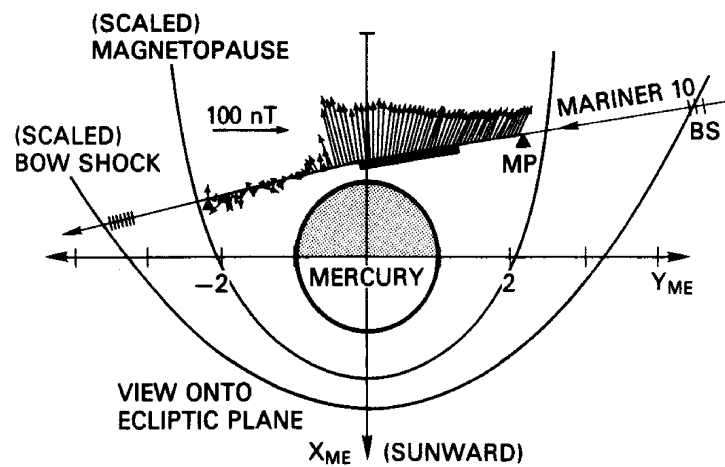


図 1: Mariner 10 の軌道と観測された磁場 (Connerney and Ness, 1988 より)。中心の下向きの矢印が太陽方向を表す。斜め左下方向に向く矢印が Mariner 10 の軌道で、その矢印から突き出している多くの矢印が観測された磁場の強さと方向を表す。図には同時に、地球の値でスケールされた衝撃波面、および磁気圏界面も示されている。

1-2 従来のモデル

水星に液体核が存在することを説明するとしてこれまで広く受け入れられている熱史モデルは Stevenson らによるもの (Stevenson , Spohn and Schubert 1983, 以下 SSS83) である。このモデルによれば、コアに少量でも硫黄が取り込まれていると仮定すれば、その凝固点降下により鉄の固化が起こりにくくなり、コアの完全凍結を遅らせることができる。コアに取り込まれた硫黄濃度がわずか 1 %であっても、現在までの内核半径をコア半径の 95 %ほどに抑えることができ、わずかな液体核が維持される。このとき内核として析出する固体鉄は硫化鉄ではなく純粋な鉄である。したがって、内核が成長すればするほど外核の硫黄濃度は増加し、外核はますます固化しにくくなる。同時に、外核の密度変化によって組成的に起こる対流により、ダイナモも説明できる。

ただしこのモデルには、水星のコアおよびマントル組成と地球のそれらの組成とをほぼ同一としているという問題点が残されている。つまり、地球マントルの主成分であるカンラン岩が同時に水星マントルの主成分でもあると仮定され、それに対する粘性率など様々な物性が与えられた。マントル粘性率はマントル対流により輸送される熱流量をコントロールする非常に重要なパラメータである。また、コアに含まれる硫黄は鉄の固化（固体核の成長）に大きく影響を及ぼす。すなわち、惑星のマントル組成・コア組成は共に熱史の結果に少なからず影響を与えると考えられる。

1-3 水星をつくった物質

現在、水星の表層物質組成のような水星の組成を知る手がかりとなるデータは豊富には得られていないが、それでもいくつかの証拠から水星の材料物質が推定されている。それが反射スペクトルの観測結果 (Vilas 1985) や隕石学からの知見 (Wasson 1988) で、それらの結果は水星が還元的な物質から形成されたことを示唆している。

Mariner 10 はその探査によって水星表面の約 45 %を撮像した。これらの写真を見ると、無数のクレーターに覆われたその表面の外観は月の表面と酷似している。しかしながら、水星と月の反射率と反射スペクトルを比較すると、両者の間でわずかな差異が認められた。水星表面の反射率は全体的に月のそれよりも高く (Veveřka et al. 1988) 、このことは可視光を吸収しやすい酸化鉄のような有色鉱物が水星表面に乏しいことを示している。また、反射スペクトルの観測結果では、

FeO による 900 nm 付近での吸収が見られない（やや低い波長域に吸収が見られるが、これは酸化鉄が吸収したものではなく地球大気中の H₂O の影響によるものと考えられる）。このこともやはり、水星表面に酸化鉄が乏しいという示唆を支持する。

さらに Wasson (1988) による原始太陽系の化学組成モデルがある。Wasson は、隕石の酸素同位体比と鉍物の凝縮条件からそれぞれの隕石の平衡凝縮温度を導き、隕石の形成位置（太陽からの距離）を予想している。図 3 がその結果を表している。この図から、太陽系の内縁部で形成された物質ほどより還元的な傾向にあることが予想される。現在の水星位置（太陽から 0.307 ~ 0.467 AU）と比較すると、水星はエンスタタイトコンドライトのような還元的な物質から形成されたのかもしれない。

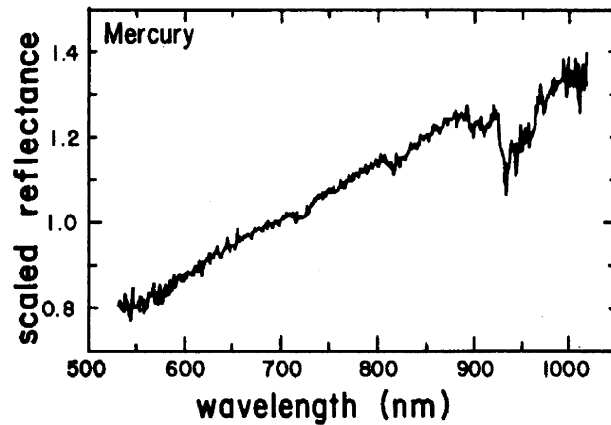


図 2: 水星の反射スペクトル (Vilas (1985) による観測結果を Wasson (1988) より引用)。横軸は波長 (単位 nm)、縦軸は波長 700 nm における値で規格化した反射率を表す。

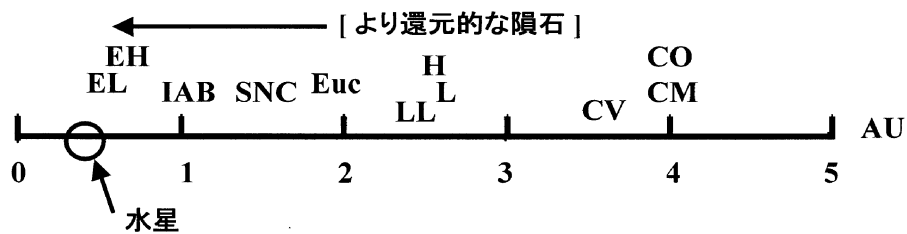


図 3: 隕石形成位置の予想図 (Wasson 1988 より作成)。太陽からの距離を数直線で表した。記号は左から、EL, EH: エンスタタイトコンドライト、IAB: 鉄隕石の岩石成分、SNC: 火星隕石、Euc: ユークライト、H, L, LL: 普通コンドライト、CV, CO, CM: 炭素質コンドライトを表す。

1-4 本研究の目的

そこで本研究では、まず水星の材料物質としてもっとも還元的な始原的隕石であるエンスタタイト (E) コンドライトを想定し、その想定に基づく水星の組成モデル (内部構造、コアの硫黄濃度、マントル粘性率) を示す。そしてこの水星モデルに対して熱史の数値計算を行い、その内部温度進化や内部状態、そして液体核対流の起源を明らかにすることを試みる。さらに液体核のダイナモによって水星に存在する固有磁場の存在や観測された磁場強度を説明できるかを検討する。

2 モデル

2-1 コア・マントル組成

E コンドライトを材料物質とした水星モデル（以下 E コンドライトモデルと呼ぶ）を考えるにあたり、水星内部は金属鉄と硫化鉄の共融混合物からなるコアと珪酸塩からなるマントルに分化しているとして次のようなコア組成とマントル組成を想定する。

- コア

E コンドライトの金属鉄成分 Fe と硫化鉄成分 FeS からなると仮定する。E コンドライトでは鉄はすべて金属鉄ないし硫化鉄として存在しているので、コア全体の硫黄の濃度 χ_0 は E コンドライトに含まれる鉄と硫黄の重量濃度から与えられる。これらに平均的な E コンドライトの値 (Hutchson, 2004) を代入する。このとき $\chi_0 = S/(Fe+S) = 3.3/(22.0+3.3) = 13$ wt % である。

- マントル

E コンドライトの支配的なケイ酸塩成分であるエンスタタイト $MgSiO_3$ がマントルの主成分であるとする。また、水星には大気がなく、爆発的な火山活動の痕跡もほとんどないことから、地球マントルに比べ水分が非常に乏しく乾燥していると仮定する。

2-2 内部構造

つぎにコア・マントル各層の密度と惑星内部でコアが占める割合を与える。惑星の内部構造を決定するのに有力な手がかりとなる水星の平均密度は、惑星半径と質量の観測結果から精密な値が得られている。ここで再び表 1 で地球型惑星の半径とその平均密度を見比べると、水星はサイズが小さいにもかかわらずその平均密度が異常に大きいことが分かる。これは水星が他の地球型惑星と比べて全体に対して金属成分の占める割合が高いことを示す。そのため水星内部では金属・硫化鉄からなる巨大なコアを薄い珪酸塩マントルが覆っているという構造が予想されてきた。SSS83 はコアに含まれる硫黄濃度がごく微量であるとし、純粋な鉄の密度からコア密度 ρ_c を与えた。彼らが用いた値は、同様のコア組成の仮定のもとに水星の内部構造を予想した Siegfried and Solomon (1974) の結果にほぼしたがっている。Siegfried and Solomon (1974) は水星コアが純粋な鉄からなるとして水星内部に対する状態方程式を与え、惑星内部の圧力・密度プロファイルと平均密度を説明できるコア半径を求めた。SSS83 が採用した値は各層の密度の平均値である。このとき ρ_c 、マントル密度 ρ_m 、コア半径 R_c はそれぞれ

$$\begin{cases} \rho_c = \rho_{\text{Fe}'} = 8.6 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3} \\ \rho_m = \rho_{\text{Earth}'} = 3.3 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3} \\ R_c = 1840 \text{ km} \end{cases} \quad (1)$$

となる。ここで $\rho_{\text{Fe}'}$ 、 $\rho_{\text{Earth}'}$ はそれぞれ水星コアの典型的圧力下での鉄の密度、水星マントルの典型的圧力下での地球のカンラン岩の密度である。

一方、前節で述べたように、E コンドライトモデルではコアには 13 wt % の多量の硫黄が含まれる。硫黄は軽元素であるから、多量の硫黄の混合によりコアの平均密度 ρ_c はより小さくなると考えられる。 ρ_c が小さくなれば、水星全体の平均密度 $\bar{\rho}_p$ を説明するためにコア半径が変わる。これらを以下のように見積もった。

まず、水星コアの典型的圧力における硫黄の密度を求める。鉄の圧縮率と硫黄の圧縮率が等しいと仮定すれば、標準状態での密度比 $\rho_{\text{Fe}}/\rho_{\text{S}}$ はコア圧力においても変化しない。したがって、

$$\rho_{\text{S}'} = \frac{\rho_{\text{S}}}{\rho_{\text{Fe}}} \times \rho_{\text{Fe}'} \quad (2)$$

となる。ここで $\rho_{\text{S}'}$ はコア圧力での ρ_{S} である。 $\rho_{\text{Fe}'}$ を (1) から与えれば、 $\rho_{\text{S}'}$ を与えられる。したがって、 χ_{S} を硫黄の重量濃度、 $\chi_{\text{Fe}} = 1 - \chi_{\text{S}}$ を鉄の重量濃度とすると、コアの密度 ρ_c は

$$\frac{1}{\rho_c} = \frac{\chi_{\text{Fe}}}{\rho_{\text{Fe}'}} + \frac{\chi_{\text{S}}}{\rho_{\text{S}'}} \quad (3)$$

より与えられる。

マントル密度 ρ_m も同様に、エンスタタイトとカンラン岩の圧縮率が等しいとして、

$$\rho_m = \rho_{En}' = \frac{\rho_{En}}{\rho_{Earth}} \times \rho_{Earth}' \quad (4)$$

と与える。ここで ρ_{En} 、 ρ_{Earth} はそれぞれ標準状態でのエンスタタイトの密度、オリビンの密度で、各々にダッシュを付けた値はマントル圧力におけるそれらの値を表す。SSS83 では水星のマントル物質は地球と同様としていたから、 $\rho_m = \rho_{Earth}'$ となる。

つぎにコア半径 R_c は、惑星全体の質量をコア質量とマントル質量の和で表し、

$$\frac{4}{3}\pi\bar{\rho}_p R_p^3 = \frac{4}{3}\pi\rho_c R_c^3 + \frac{4}{3}\pi\rho_m (R_p^3 - R_c^3) \quad (5)$$

とし、これを変形すると、

$$R_c = \left(\frac{\bar{\rho}_p - \rho_m}{\rho_c - \rho_m} \right)^{1/3} R_p \quad (6)$$

と表される。ここで $\bar{\rho}_p$ は水星の平均密度、 R_p は惑星半径である。

コア・マントル境界の圧力 P_{cm} と惑星中心での圧力 P_c も与えられる。 P_{cm} は、静水圧平衡

$$\frac{dP}{dr} = -\rho_m g_m(r) \quad (7)$$

をマントル層に対して積分して、

$$P_{cm} = \int_{R_c}^{R_p} g_m(r) \rho_m dr + P_s \quad (8)$$

と与えられる。ここで $P_s = 0$ Pa は惑星表面での圧力、 $g_m(r)$ は惑星中心から距離 r (ただし $R_c < r < R_p$) 離れた位置での重力で、

$$g_m(r) = \frac{G}{r^2} \left(\frac{4}{3}\pi\rho_c R_c^3 + \frac{4}{3}\pi\rho_m (r^3 - R_c^3) \right) \quad (9)$$

である (G は万有引力定数)。これを (7) に代入して積分を計算することで、 P_{cm} を得る。惑星中心の圧力 P_c も同様にして与えられる。すなわちコア領域に対する静水圧平衡を惑星中心からコア表面まで積分し、

$$P_c = P_{cm} + \int_0^{R_c} \rho_c g_c(r) dr \quad (10)$$

$$g_c(r) = \frac{G}{r^2} \times \frac{4}{3}\pi\rho_c r^3 \quad (11)$$

となる。 g_c はコア領域での重力である。以上に表 2 に示した数値を代入し、その結果を SSS83 の値と共に表 3 にまとめた。

表 2: コア・マンツルの構成物質の密度。 ρ_{Fe} 、 ρ_{Earth} は Siegfried and Solomon (1974)、 ρ_{S} は理科年表 (2002)、 ρ_{En} は Poirier (1991)、 $\rho_{\text{Earth}'}$ と $\rho_{\text{Fe}'}$ は Stevenson et al.(1983) より。

密度	物質	圧力	値 [kg m^{-3}]
ρ_{Fe}	鉄	0	7870
ρ_{S}	硫黄	0	2000
ρ_{Earth}	カンラン岩	0	3210
ρ_{En}	エンスタタイト	0	3200
$\rho_{\text{Earth}'}$	カンラン岩	水星マンツル	3300
$\rho_{\text{Fe}'}$	鉄	水星コア	8600
ρ_{p}	水星全体	—	5300

表 3: 惑星の組成と内部構造の比較

	Stevenson et al.(1983)	E コンドライトモデル
マンツル組成	カンラン岩	エンスタタイト
χ_0 [wt %]	1~5	13
ρ_{m} [kg m^{-3}]	3300	3290
ρ_{c} [kg m^{-3}]	8600	6225
R_{c} [km]	1840	2150
P_{cm} [GPa]	10.0	3.5
P_{c} [GPa]	40.0	28.5

2-3 コアの凝固点降下

液体鉄の中に硫黄が混入すると、凝固点降下を引き起こす。液体の鉄-硫化鉄系で、硫黄濃度の増加に伴いどの程度の凝固点降下が起こるのかを SSS83 にしたがって求めた (図 4)。たとえば E コンドライトモデルのように硫黄の重量濃度が 13% であれば、鉄の凝固点は 500 K 近くも下がる。したがって、E コンドライトモデルでは液体核はきわめて凝固しにくい。つまり内核が成長しにくいと考えられる。

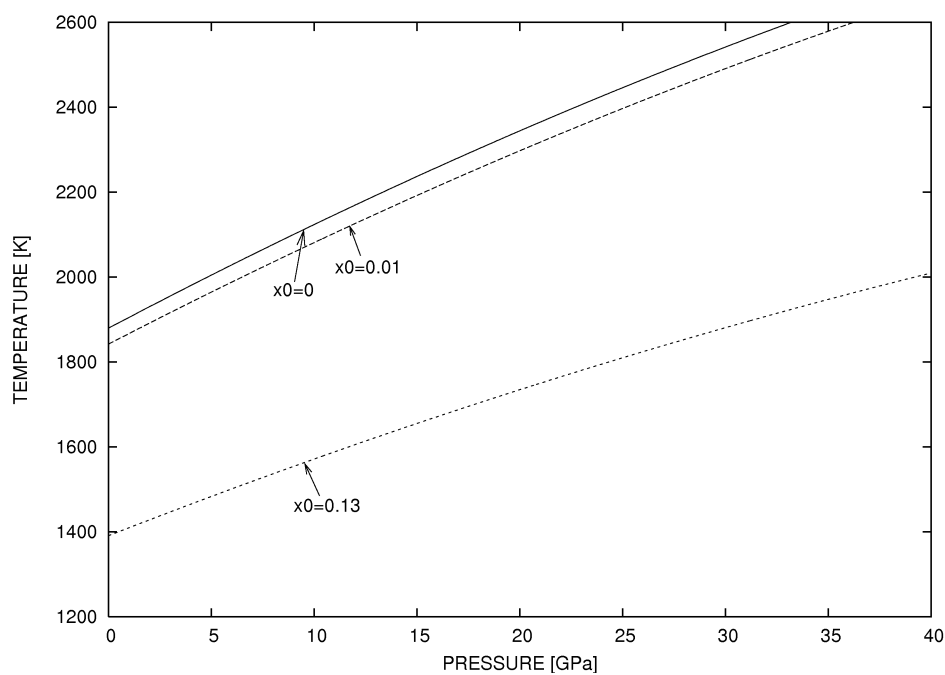


図 4: 鉄および硫化鉄のリキダス曲線。縦軸は温度 [K]、横軸は圧力 [GPa]。鉄に対する硫黄の重量濃度 (wt %) χ_0 が 0.0、0.01、0.13 に対する曲線を示した。

2-4 マントル粘性率

マントルの粘性率は対流の起きやすさ（熱輸送の効率）を決定する際重要なパラメータである。マントル粘性率が大きい、つまりマントルが硬ければ対流が起こりにくく、内部の熱は外へ逃げにくくなる。逆に粘性率が小さければ内部は効率よく冷却される。本節では、E コンドライトモデルに対するマントル粘性率 ν_m を与える。マントルの流動に対応する岩石の変形にはふたつのタイプがあることが知られている。それは結晶を構成する粒子の原子拡散による変形と、転位（格子構造そのものの欠陥）が移動することによって起こる変形で、前者による変形を拡散クリープ、後者による変形を転位クリープという。本モデルでは、マントル対流の際の変形メカニズムが転位クリープによるとき、拡散クリープによるときの二つの場合を想定し、それぞれの場合について粘性率を与える。

マントル対流の数値計算に用いる粘性率 ν_m は、温度 T と定数 A 、活性化エンタルピー E_m を用いて

$$\nu_m = A \exp\left(\frac{E_m}{T}\right) \quad (12)$$

と記述される (SSS83)。E コンドライトモデルに対する粘性率を与えるにあたって、地球マントル (SSS83 が与えた粘性率に相当) と水星マントルを、水の含有量の違いと組成の違いに着目して比較することにより定数 A 、 E_m を定める。地球にはオリビンが主成分の水を十分に含む (以下 wet) マントルを想定し、水星にはエンスタタイトが主成分で無水の (以下 dry) マントルを想定する。図 5 は dry のマントルと wet のマントルの粘性率を比較した図 (Karato and Wu 1993) である。これより、dry のマントルのほうが wet のマントルよりも、約 100 倍粘性率が高いことが読み取れる。また、図 6 は dry なオリビンとエンスタタイトの高温条件下での転位クリープ実験の結果を示したものである (Mackwell 1991)。オリビンの粘性率はこの図に見られるように酸素分圧によって変化する一方、エンスタタイトの粘性率は酸素分圧によらず一定の値をとっている。地球マントルの酸素分圧は QFM (quartz (石英) -fayalite (鉄かんらん石) -magnetite (磁鉄鉱)) に近い。このグラフから、水星マントルは地球マントルに比べ 1400 °C では約 $10^{1.5}$ 倍、1500 °C では約 10 倍歪み速度が小さい、すなわち歪み速度の逆数である粘性率は大きいことが読み取れる。そこで、以上を加味し水星マントルの粘性率 $\nu_{\text{水星}}$ を

$$\nu_{\text{水星}} = \begin{cases} 10^3 \times \nu_{\text{地球}} & (T = 1500 \text{ }^\circ\text{C}) \\ 10^{3.5} \times \nu_{\text{地球}} & (T = 1400 \text{ }^\circ\text{C}) \end{cases} \quad (13)$$

とした。ここで地球マントルの粘性率 $\nu_{\text{地球}}$ に対する A と E_m の値は SSS83 から与えられているから、(13) は水星マントルの A と E_m に対する連立方程式となる。

これを解くことにより転位クリープに対する水星マンツルの粘性率を与えられる。定数 A 、 E_m の値は表 4 にまとめて示した。

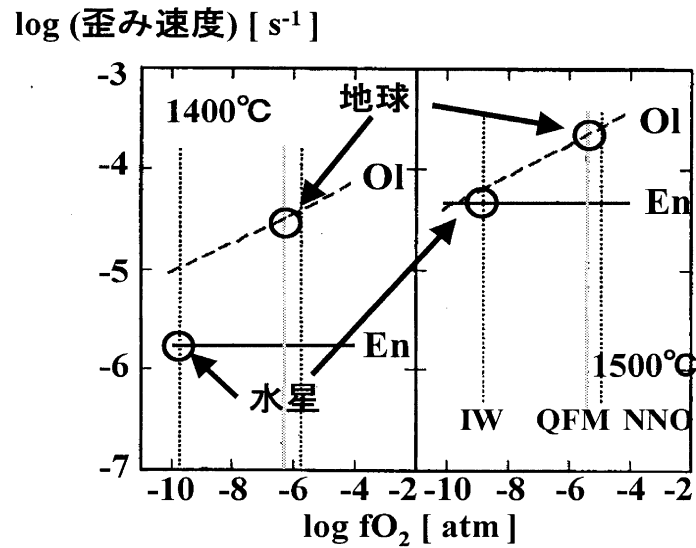


図 5: オリビンとエンスタタイト変形実験の結果 (Mackwell 1991 より作成)。左側に物質の温度が $1400^\circ C$ の場合、右側に $1500^\circ C$ の場合の結果を並べている。縦軸は歪み速度の対数、横軸は酸素分圧の対数を表す。図中の実線 En はエンスタタイト、点線 Ol はオリビンに対する結果を表す。NNO は Ni-NiO、IW Fe-FeO、QFM は本文に示した。

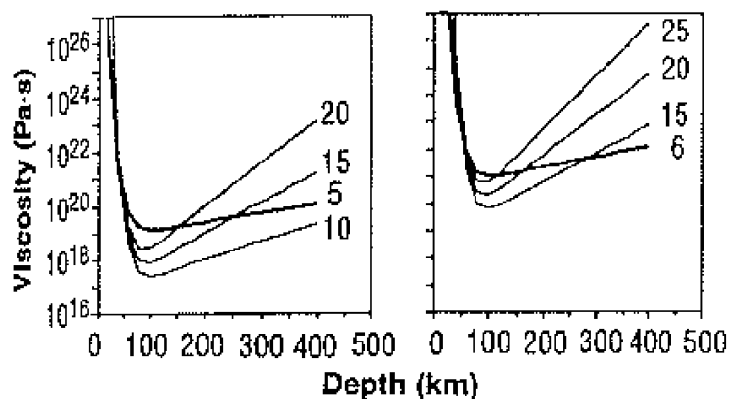


図 6: 乾燥したマントル (右側) と水に飽和したマントル (左側) の転位クリープに対する粘性率の比較 (Karato and Wu 1991)。縦軸は粘性率 [Pa · s]、横軸は深さ [km] である。また、図に示された数本の線と数字は活性化体積 [$\text{cm}^3\text{mol}^{-1}$] の違いを表す。

拡散クリープの粘性率は

$$\nu_m = \frac{R}{B\Omega D_0} d^2 T \exp\left(\frac{Q}{RT}\right) \quad (14)$$

と与えられる (唐戸 1986)。ここで R は気体定数、 B は 10 程度の定数、 Ω はモル体積、 D_0 は拡散係数、 Q は活性化エネルギー、 d は結晶粒径である。 D_0 および Q は、エンスタタイト中の酸素の拡散係数を Faver (1989) と Ryerson and McKeegan (1994) からそれぞれ与え、比較した。両者では、拡散係数測定時の温度、圧力条件の違いから異なる拡散係数が与えられている。この場合の定数 D_0 、 Q も表 4 に載せた。

以上の粘性率を、温度範囲 1000 K ~ 2500 K で SSS83 が用いた粘性率と比較したものが図 7 である。ただし拡散クリープによる粘性率は結晶粒径を 1mm に固定して与えた。1mm は地球マントルの結晶粒径の標準的な値である。どの場合においても水星マントルの粘性率は地球マントルの粘性率よりも高くなることがわかる。したがって水星マントルは地球マントルよりも硬く、惑星内部はより冷えにくいことが予想される。

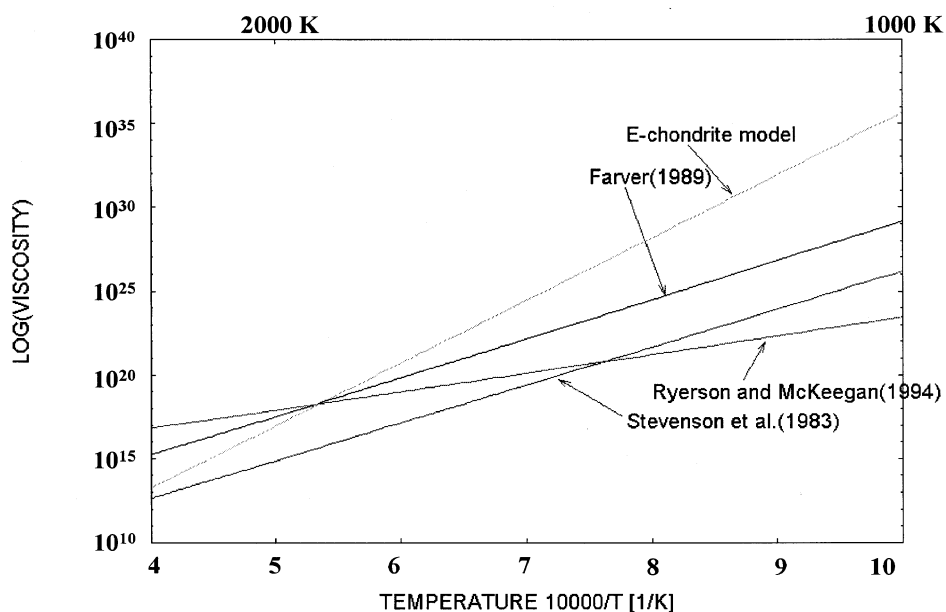


図 7: 粘性率の比較。縦軸に粘性率 (単位 Pa s) の対数を、横軸に温度の逆数 $\times 10^4$ をとって各粘性率モデルをプロットした。

表 4: 粘性率の計算に必要な値 (モデル別)。粘性率の定式化は (14) 式および (15) 式に基づく。拡散クリープの場合は、 $B = 10$ 、 $\Omega = 3.3 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{mol}$ と与えた。拡散クリープの場合、(1) では酸素の拡散係数および活性化エネルギーを Ryerson and McKeegan(1994) から、(2) では Faver(1989) から与えた。

モデル	変形	パラメータ
地球的モデル	転位	$A = 4000, E_m = 5.2 \times 10^4$
E コンドライトモデル	転位	$A = 0.02, E_m = 8.6 \times 10^4$
	拡散 (1)	$Q = 4.57 \times 10^5, D_0 = 4.3 \times 10^{-4}$
	拡散 (2)	$Q = 2.26 \times 10^5, D_0 = 1.51 \times 10^{-10}$

2-5 熱史モデル

2-5-1 パラメータ化対流論による熱史モデル

コアとマントルで供給される熱源や熱史・内核成長の定式化などは、前節で述べた粘性率モデルを除いては基本的に SSS83 の方法にしたがう。その方法を、以下に簡単に示す。

惑星内部の温度分布は横軸を惑星中心からの距離、縦軸を温度にとって図 8 のような分布になると考える。図 8 の温度分布 (1) は内核成長開始前、(2) は開始後の温度分布である。

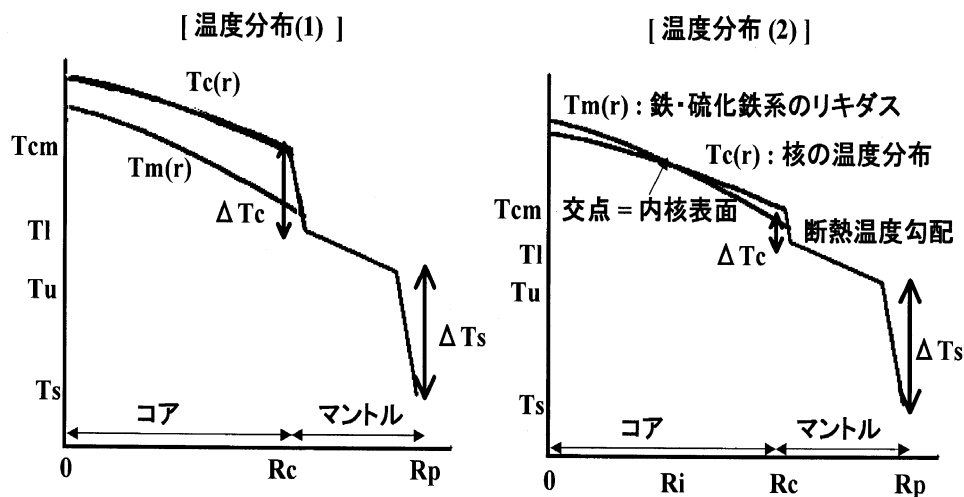


図 8: 内部の温度プロファイルの模式図。縦軸が温度、横軸が惑星中心からの距離。
 R_c : コア半径、 R_p : 惑星半径、 T_s : 表面温度、 T_u : マントル最上部温度、 T_l : 下部熱境界層最上部の温度、 T_{cm} : コア・マントル境界の温度、 ΔT_s : 上部熱境界層の温度差、 ΔT_c : 下部熱境界層の温度差。詳しくは本文参照。

コアとマントルに対する仮定を順に見ていくと、まずコアの温度分布曲線 $T_c(r)$ は、コア・マントル境界温度 T_{cm} と圧力 P のみで決まる断熱温度分布になると仮定する。図には同時に、鉄・硫化鉄系のリキダス $T_m(r)$ も示されている (図 4)。リキダスはコアに混入している硫黄が多ければ多いほど下降する。 T_c 、 T_m はそれぞれ

$$T_c(r) = T_{cm} \left(\frac{1 + T_{a1}P + T_{a2}P^2}{1 + T_{a1}P(R_c) + T_{a2}P(R_c)^2} \right) \quad (15)$$

$$T_m(r) = T_{mo}(1 - \alpha\chi)(1 + T_{m1}P + T_{m2}P^2) \quad (16)$$

と圧力の二次関数で与えられる。 α 、 T_{mo} 、 T_{m1} 、 T_{m2} 、 T_{a1} 、 T_{a2} は定数である。なお、これらの定数やこの後の式に現れる定数の値については表 6 に一括してその値を示した。

初期状態 (内核成長開始前の図 8・温度分布 1) において T_c は T_m をどの位置でも上回っている。すなわちコアは完全な液体状態である。時間が経つにつれてコアが冷却される、つまり図の T_c が徐々に下降していくと、やがて T_c は T_m と交わり鉄の固化 (内核成長) が始まる。 T_c と T_m との交点の横軸座標が内核半径 R_i となる (図 8 の温度分布 2)。そこで R_i を記述するために (15) 式と (16) 式で $r = R_i$ として両式を結びつけると、内核表面での圧力 $P(R_i)$ に関する二次方程式ができ $P(R_i)$ を与えられる。一方で、内核に対する静水圧平衡

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{r}{R_c} g_c \rho_c \quad (17)$$

(g_c はコア・マントル境界での重力加速度、 rg_c/R_c は惑星中心からの距離 r での重力加速度を表す) を惑星中心から内核表面まで積分すれば、

$$R_i = \left(\frac{2(P(0) - P(R_i))R_c}{\rho_c g_c} \right)^{1/2} \quad (18)$$

となり、 $P(R_i)$ と R_i とを関係づけられる。内核が成長するとき、内核は鉄の硫化物ではなく純粋な鉄からなる固体鉄として析出する。したがって内核が成長すればそれに伴いコアに含まれる硫黄は全て外核側へ移動する。このとき外核における硫黄の重量濃度 χ は、初期 (全て液体核のとき) の硫黄濃度を χ_0 とすると、

$$\chi = \frac{\chi_0 R_c^3}{R_c^3 - R_i^3} \quad (19)$$

と表せる。このように、内核が成長すればするほど、残った液体核部分では硫黄濃度は大きくなり、内核はあっという間に成長しにくくなる。

内核の成長に伴ってコアには熱が供給される。それは液体鉄が固化するとき解放される潜熱と、鉄・硫黄が混合された液体鉄が純粋な固体鉄になるとき発生する、重力エネルギーの解放量である。単位質量あたり発生する潜熱 L の値は定数で与えられ、単位質量あたりに重力エネルギー E_G は Schubert et al.(1988) より、

$$E_G = \frac{2\pi GR_c^2 \chi_0 (\rho_{Fe} - \rho_S)}{(1 - \xi^3)^2} \left(\frac{\rho_c}{\rho_S} \right) \left(\frac{1}{5}(1 - \xi^5) - \frac{\xi^2}{3}(1 - \xi^3) \right) \quad (20)$$

と与える。これは内核表面での密度増加と外核での密度減少による重力ポテンシャルエネルギーの変化を見積もった結果で、 ρ_{Fe} 、 ρ_S はそれぞれコア圧力での鉄、硫黄の密度、 ξ はコア半径と内核半径の比 R_i/R_c である。

つぎに、マントルでは熱対流が駆動されていると考える。したがって、マントル層での温度分布は図のように断熱的に緩やかに変化する。断熱温度分布は、 α をマントル物質の熱膨張率、 g を重力加速度、 c_p を定圧比熱として、

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{\alpha g T}{c_p} \quad (21)$$

と表される。また対流層の上下には薄い熱境界層が存在する（後述）。さらにマントルには放射性物質（ウラン、トリウム）が存在し、これらの崩壊によって熱が供給される。このとき供給される熱量 Q は、単位体積あたり、指数関数を用いて

$$Q = Q_0 \exp(-\lambda t) \quad (22)$$

と与えられる。ここで Q_0 は放射性物質による熱源の初期値、 λ は放射性崩壊定数である。

以上の内部温度分布と供給される熱源の仮定のもとで、マントルとコアのエネルギーバランスはそれぞれ

$$\frac{4\pi}{3}(R_p^3 - R_c^3)\rho_m c_m \eta_m \frac{dT_u}{dt} = \frac{4\pi}{3}(R_p^3 - R_c^3)Q - 4\pi(R_p^2 F_s - R_c^2 F_c) \quad (23)$$

$$\frac{4\pi}{3}R_c^3 \rho_c c_c \eta_c \frac{dT_{cm}}{dt} = 4\pi R_i^2 (L + E_G) \rho_c \frac{dR_i}{dt} - 4\pi R_c^2 F_c \quad (24)$$

と記述される。(23) 式において、左辺はマントル全体で単位時間あたりに変化した熱量、右辺第一項は放射性物質により供給される熱量、右辺第二項は熱の流入量と流出量の差をそれぞれ表す。同様に (24) 式は、左辺がコアで単位時間あたりに変化した熱量を、右辺第一項が内核成長に伴い発生する潜熱 L と重力エネルギー E_G を、右辺第二項がコアからマントルへ流れ出る熱量をそれぞれ表す。ここで η_m 、 η_c は、 \bar{T}_m と \bar{T}_c をそれぞれマントルの平均温度、コアの平均温度として

$$\begin{cases} \bar{T}_m = \eta_m T_u \\ \bar{T}_c = \eta_c T_{cm} \end{cases} \quad (25)$$

で定義される定数で、 T_u と T_{cm} からの温度勾配によるずれを調整するほぼ 1 に近い因子である。

熱流量 F_s および F_c はヌッセルト数・レイリー数というふたつの無次元数によって対流による熱流量を評価する手法、すなわちパラメータ化対流論によって与える。それは以下のようなものである。

対流層（マントル層）において、層の上部および下部には、熱伝導によって熱輸送がなされる薄い熱境界層が形成される。そのため図に模式的に示したように上部及び下部のごく薄い領域においてのみ温度変化は急激になり、その熱境界層に挟まれた対流層の大部分を占める中心部分においては断熱的に緩やかに温度変化する。熱境界層の厚さを δ_i ($i = s, c$: s は上部熱境界層に対する値、 c は下部熱境界層に対する値) としたとき、境界層で輸送される熱流量 F_i は、

$$F_i = \frac{k\Delta T_i}{\delta_i} \quad (26)$$

と書ける。 k はマントル物質の熱伝導率、 ΔT_i はそれぞれの境界層の温度差である。ここで、対流によって運ばれる熱流量 F_{conv} と、マントル全体について伝導のみによって熱輸送されると仮定したときの熱流量 F_{cond} の比

$$Nu \equiv \frac{F_{conv}}{F_{cond}} \quad (27)$$

で定義される無次元数、ヌッセルト数を導入する。したがって F_i は、伝導のみによる場合の熱流量 F_{cond} を用いて、

$$F_i = Nu_i \times F_{cond} = Nu_i \times k \frac{\Delta T_i}{R_p - R_c} \quad (28)$$

と表すことができる。ここで $R_p - R_c$ は対流層であるマントルの厚さである。つぎに、

$$Ra_i \equiv \frac{\alpha g \Delta T_i (R_p - R_c)^3}{\kappa \nu_i} \quad (29)$$

で定義される無次元数、レイリー数を導入する。粘性率 ν_i は、前述したように温度の関数として (12) または (14) 式で与える。このとき粘性率の評価に用いる温度は、上部境界側に対してはマントル最上部の温度 T_u を、下部境界側に対しては境界層の中心温度 $(T_{cm} - T_1)/2$ を採用する。レイリー数は対流の活発さを評価する尺度として用いられる無次元数だが、これとヌッセルト数との間には、

$$Nu_i = \left(\frac{Ra_i}{Ra_{cr}} \right)^{-1/3} \quad (30)$$

という関係が成り立っている (Schubert and Turcotte 2002)。 Ra_{cr} は臨界レイリー数で、レイリー数がこの値以上であれば対流が起こる。境界層の厚さ δ_i は、(26)、(28)、(30) から

$$\delta_i = (R_p - R_c) \left(\frac{Ra_i}{Ra_{rc}} \right)^{-1/3} \quad (31)$$

と表せる。したがって、熱流量 F_i は T_u 、 T_{cm} を用いて記述することができる。

2-5-2 混合距離理論による熱史モデル

パラメータ化対流モデルは、コアとマントルのみの熱収支によってその熱史を記述するボックスモデルだった。ここでは、混合距離理論 (Abe 1997) を用いて対流層 (マントル) のすべての位置での熱流量を与えることにより、熱史を計算する。

図のように、コア・マントル境界の半径を r_0 、惑星表面の半径を r_n とし、マントルを n 層に分割する。このとき各層の厚さは等しく $dr = (r_n - r_0)/n$ で、 $r_k = r_0 + kdr$ とする。ここで k は正の整数である。半径 r_{k-1} と r_k の間の層を第 k 層 ($k = 1, 2, \dots, n$) とする。このとき、第 k 層を通過する熱流量 J_k は、

$$J_k = -\rho_m c_p \kappa_h \left[\frac{\partial T}{\partial r} - \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_s \right] - \rho_m c_p \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \quad (32)$$

と書ける。ここで $T = T(r, t)$ は位置 r 、時刻 t での温度、 κ_h は渦拡散係数、 $(\partial T / \partial r)_s$ は断熱温度勾配である。断熱温度勾配は (20) 式で表される。この式の右辺第 1 項が対流によって運ばれる熱流量を、第 2 項が熱伝導によって運ばれる熱流量を表す。渦拡散係数は、

$$\kappa_h = \frac{\alpha g l^4}{18 \nu_m} \left[\frac{\partial T}{\partial r} - \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_s \right] \quad (33)$$

と与えられる。 l はその層から近い側の境界 (表面か CMB) までの距離 (混合距離) である。

これを用いて、第 k 層でのエネルギーバランスの式、すなわち

$$\frac{4}{3} \pi (r_{k+\frac{1}{2}}^3 - r_{k-\frac{1}{2}}^3) \rho_m c_p \frac{\partial T_k}{\partial t} = 4\pi (r_{k-\frac{1}{2}}^2 J_{k-\frac{1}{2}} - r_{k+\frac{1}{2}}^2 J_{k+\frac{1}{2}}) + \frac{4}{3} \pi (r_{k+\frac{1}{2}}^3 - r_{k-\frac{1}{2}}^3) Q \quad (34)$$

から、各位置、各時刻での温度変化を記述する。ここで T_k は第 k 層の温度、

$$\begin{cases} r_{k+\frac{1}{2}} = r_k + dr/2 \\ r_{k-\frac{1}{2}} = r_k - dr/2 \end{cases} \quad (35)$$

として、層の中間に対する熱流量を採用した。 Q は単位体積あたりの放射性物質による内部熱源で、(22) 式で与える。

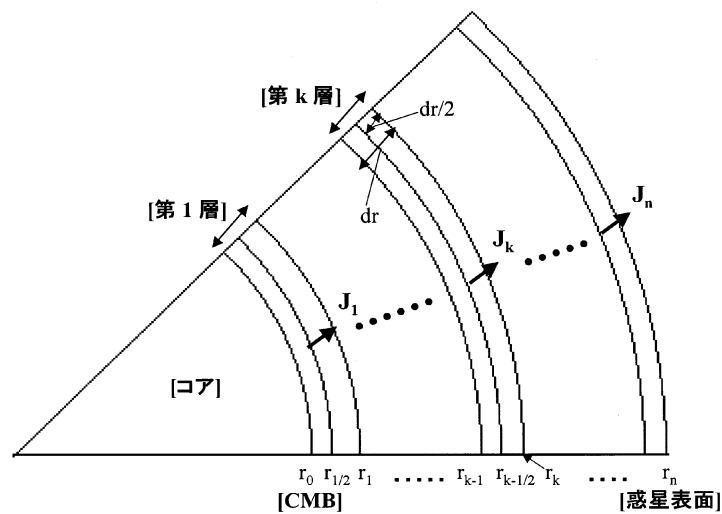


図 9: 混合距離理論

2-5-3 パラメータ値と初期条件

表 5: モデルの設定

熱流量	χ_0	マントル物質	変形	モデル番号
パラメータ化対流	13	エンスタタイト	転位	A
	13	エンスタタイト	拡散	B
	13	エンスタタイト	拡散	C
	13	カンラン岩	転位	D
	1	エンスタタイト	転位	E
	1	カンラン岩	転位	F
混合距離理論	13	エンスタタイト	転位	G
	1	カンラン岩	転位	H

以上の定式化のもとで、表 5 に示したような 8 種類の水星の熱史モデルを設定する。パラメータ化対流論によって熱史を記述したモデルが A ~ F で、混合距離理論によるものが G と H である。

モデル A、B、C が E コンドライトモデルである。これらのモデルでは、コアは鉄と硫黄からなるとし、コアにおける硫黄濃度 χ_0 は EH コンドライト中の S/(S+Fe) 比である 13 wt % とする。さらに、マントル物質はエンスタタイトとし、マントルの変形メカニズムがそれぞれ転位クリープによって起こる場合 A と拡散

クリープによる場合 B、C を想定する。A の場合、粘性率は前に述べたように、地球マントル・水星マントル間での組成的・ H_2O 的な違いによる粘性率の変化を加味して与えた。一方 B、C は、エンスタタイト中の酸素の拡散係数から粘性率を与えたモデルで、B では Ryerson and McKeegan (1994) から、C では Farver (1989) から拡散係数を与えた。また、軽元素の効果のみによる結果と、粘性率のみの効果による結果を他のモデルと比較するために、粘性率のみ地球、すなわち SSS83 と同一の粘性率を与えたモデル D と、 χ_0 のみは地球と同一だが粘性率のみをモデル A と同一にしたモデル E を設定した。モデル D を低粘性・高硫黄濃度モデル、モデル E を高粘性・低硫黄濃度モデルと呼ぶことにする。最後に SSS83 の再現であるモデル F を与える。SSS83 では χ_0 の値を 1~5 wt % と与えているが、ここでは $\chi_0 = 1\text{wt}\%$ として計算した。SSS83 による水星モデルを、以後、地球的モデルと呼ぶ。E コンドライト的組成のモデルと地球的な水星モデルに対しては、混合距離理論でそれぞれモデル G、H を与えた。

この他に、計算のために必要な数値は表 5 にまとめて示した。熱伝導率、熱拡散率、熱膨張率、放射性物質による熱の寄与や鉄の融点を与える定数などはすべてのモデルで同一の値を使う。

初期条件・境界条件は次のように与える。

- パラメータ化対流モデル

初期条件 $T_u(0)$ 、 $T_{\text{cm}}(0)$ は各マントル物質のソリダス温度で与える。カンラン岩のソリダス温度は Schubert et al.(1988) から与える。このとき、

$$\begin{cases} T_u(0) = 2000\text{K} \\ T_{\text{cm}}(0) = 2600\text{K} \end{cases} \quad (36)$$

となる。エンスタタイトのソリダス温度は Boyd et al.(1964) から与えた。Boyd らによれば、エンスタタイトのソリダス温度 T は圧力 P (単位 kbar) との関係式で、

$$P = 28.5 \left[\left(\frac{T}{1830} \right)^{5.01} - 1 \right] \quad (37)$$

と近似される。これより、マントル最上部の初期温度 $T_u(0)$ は惑星表面の圧力 $P_s = 0$ での、CMB の初期温度 $T_{\text{cm}}(0)$ は CMB の圧力 P_{cm} (式 (7) で与えた) におけるエンスタタイトの融点より与えられる。

これらの温度に対する初期条件、内核半径 $R_i(0) = 0$ 、そして惑星表面

温度 $T_s = 440 \text{ K}$ の境界条件のもとで、4次のルンゲ・クッタ法を用いて水星の熱史を数値計算する。

- 混合距離理論モデル

境界条件を

$$\begin{cases} T(r, 0) = (37) \text{ 式より} \\ T(r_0, t) = 440\text{K} \end{cases} \quad (38)$$

と与え、差分法によって数値計算を行う。ここで初期条件 (37) 式はエンスタタイトの融点、表面側の境界条件は惑星表面温度、CMB 側の境界条件は (24) 式を用い、内核半径の定式化も含めパラメータ化対流モデルと同様とする。

表 6: 熱史計算に必要なパラメータ値。E コンドライト的モデル、地球的モデルで同一とする値。半径や密度など既に示した値は省略した。

パラメータ	値
k	$4.0 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
κ	$1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$
α	$3 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$
c_p	$1200 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
η_m	1.1
η_c	1.0
Q_0	$1.7 \times 10^{-7} \text{ W m}^{-3}$
λ	$1.4 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1}$
Ra_{cr}	500
L	$2.5 \times 10^5 \text{ J kg}^{-1}$
T_{mo}	1880 K
T_{m1}	$1.36 \times 10^{-11} \text{ K Pa}^{-1}$
T_{m2}	$-6.2 \times 10^{-23} \text{ K Pa}^{-2}$
T_{a1}	$8.0 \times 10^{-12} \text{ K Pa}^{-1}$
T_{a2}	$-3.9 \times 10^{-23} \text{ K Pa}^{-2}$

3 結果

本章では、熱史モデルの計算結果を示す。表 7 にマントル対流層の上端温度 T_u 、CMB 温度 T_{cm} 、表面熱流量 F_s 、CMB 熱流量 F_c 、内核半径 R_i の 46 億年後の結果と内核成長開始時刻 t_{onset} をまとめた。はじめにパラメータ化対流論と混合距離理論によって求めた結果を比較し、つぎに T_u 、 T_{cm} 、 R_i および F_c の時間進化を順に示していく。

3-1 パラメータ化対流論と混合距離理論の比較

まずは E コンドライトモデル（粘性は転位クリープで与える）と地球的モデルに関して、パラメータ化対流論と混合距離理論の結果を比較する。モデル A と G、F と H がそれぞれ対応するモデルである。

E コンドライト的モデル A と G を比較する。このときモデル A では後述するように粘性率が高いために温度が下がりにくく 46 億年後も $T_{cm} = 1993$ K に留まるが、モデル G はマントルの温度分布が熱伝導的になり、急激に下がる。そのため両モデルでの T_{cm} の結果は大きく異なっている。また、内核成長はともに起こらない。

一方地球的モデル F と H を見ると、 T_{cm} の値はそれぞれ 1792 K（モデル F）, 1763 K（モデル H）であり、 R_i の値はそれぞれ 1760 km（モデル F）, 1765 km（モデル H）と、きわめてよく一致する。

表 7: 水星熱史モデルの結果。 t_{onset} は内核成長の開始時刻を表す。なお、上部境界層最下部温度 T_u の結果は、混合距離理論ではそれに相当する温度が存在しないため、表示していない。

	A	B	C	D	E	F	G	H
T_u [K]	1815	1804	1798	1638	1860	1637	—	—
T_{cm} [K]	1993	2010	2123	1748	2088	1792	1570	1763
R_i [km]	0	0	0	0	1371	1760	0	1765
F_s [mWm^{-2}]	9.05	9.17	10.09	14.96	11.79	15.13	1.11	8.78
F_c [mWm^{-2}]	2.05	2.24	2.66	2.92	4.50	4.48	1.25	8.51
t_{onset} [10^2 Ma]	—	—	—	—	6.4	2.3	—	1.42

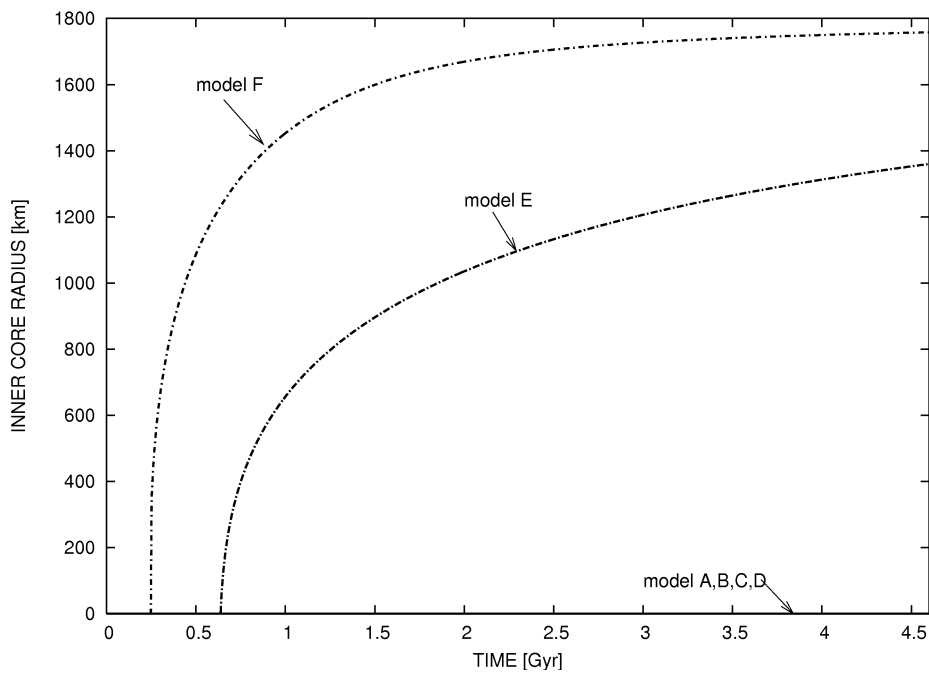


図 10: 各モデルに対する内核半径の進化。

3-2 内核成長

図 10 に各水星モデルの内核半径の時間進化を示す。SSS83 の結果ではコアの大部分 (95%程度) が固体核となり、その周囲をわずかに残った薄い液体核が覆っている。一方、E コンドライトモデル (モデル A,B,C) ではマントル流動のメカ

ニズムが転位クリープ・拡散クリープであるによらず、内核は成長しない。これはコアに混合された多量の硫黄によって鉄の凝固点が下がると同時に、粘性率の高さのために内部が冷えにくくなった結果である。

低粘性・高硫黄濃度モデル（モデル D）でも内核成長は起こらず、高粘性・低硫黄濃度モデル（モデル E）では内核成長が起こり 46 億年後の内核半径は 1371 km となる。これらのモデルで内核成長の遅れるメカニズムは異なる。前者の場合は液体核の凝固点降下のために内核成長が起こらず、後者の場合は凝固点は高いままだが粘性率の増加のために惑星内部が冷えにくく、そのために内核成長が遅れている。

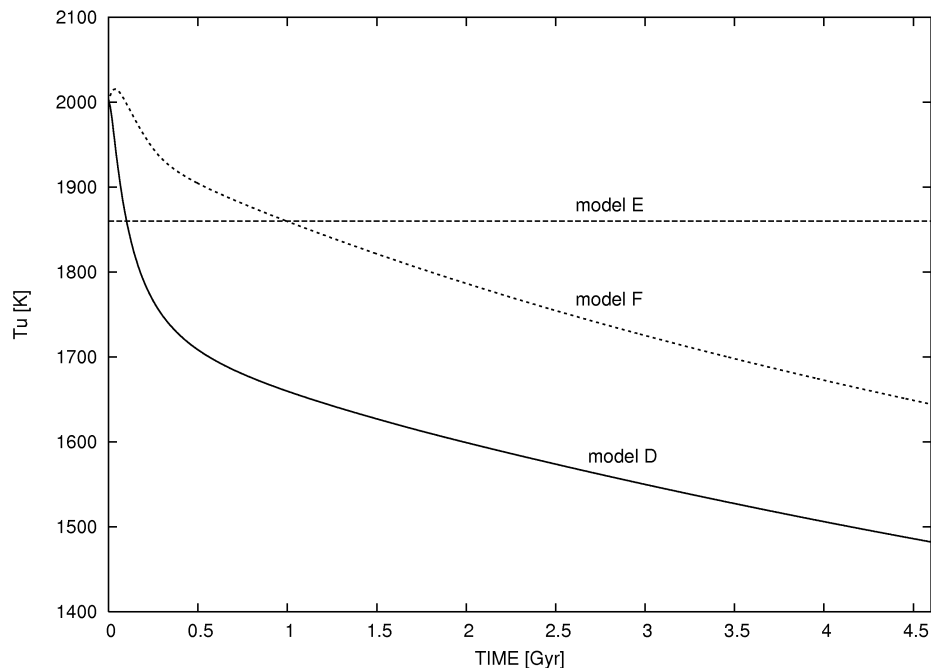


図 11: マントル最上部温度の進化。

3-3 温度進化

図 11 で、マントル最上部温度 T_u に対してモデル F とモデル D、E の温度進化を比較する。モデル F の結果では、はじめの 200 万年程度は急激に温度が下がり、その後の温度降下は緩やかになる。これは、前節でも触れたように 2 億 2 千万年後から内核が成長することにより重力エネルギーと潜熱が解放され、コアからの熱の供給が増加したためである。この点はモデル D も同様で、温度降下の傾きが急なものから緩やかなものへと転換される時刻は内核成長開始時刻に対応する。モデル E は粘性率が高い。したがって冷却の効率が悪く、層へ供給される熱が層から出て行く熱量を上回り、温度が上がる。その結果、他のモデル F、D とは逆に時間と共に増加してゆき、46 億年後に至ってもなお初期状態を超える温度をもつという結果となる。初期状態はマントル物質の融点としているから、その値を超えることはマントルの融解を意味する。融解すれば、その粘性率はきわめて低くなるため、液体になった瞬間たちまち再び固化すると考えられる。そこで、「計算結果が初期値を超えたときは初期値そのものとする」という条件を加えた結果、初期状態から終始、一定の温度を保持し続ける結果となった。

つぎに SSS83 と E コンドライトモデルを比較したものが図 12 である。E コン

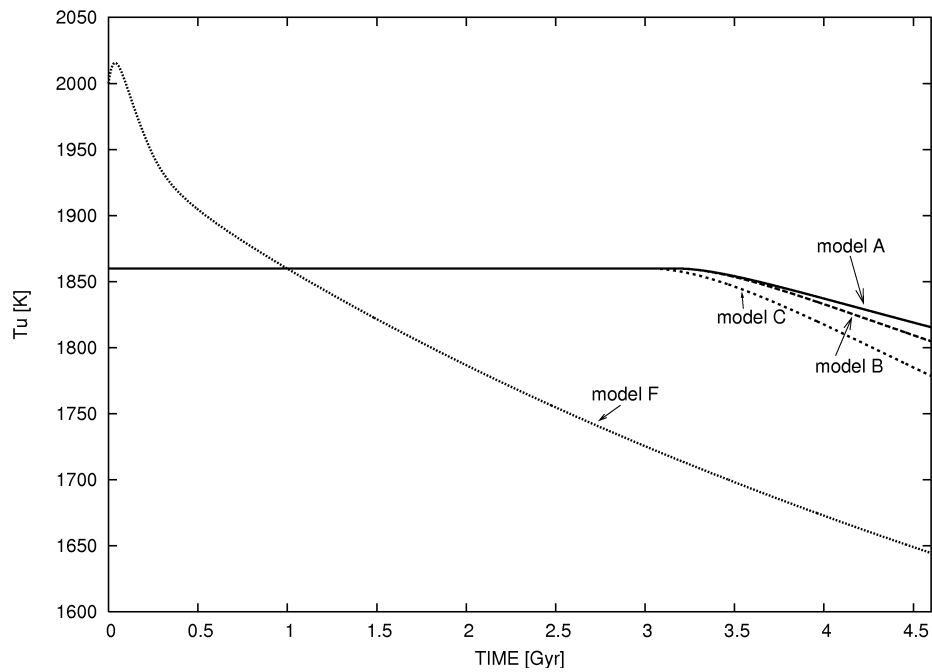


図 12: マントル最上部温度の進化。縦軸、横軸は図 11 と同様。

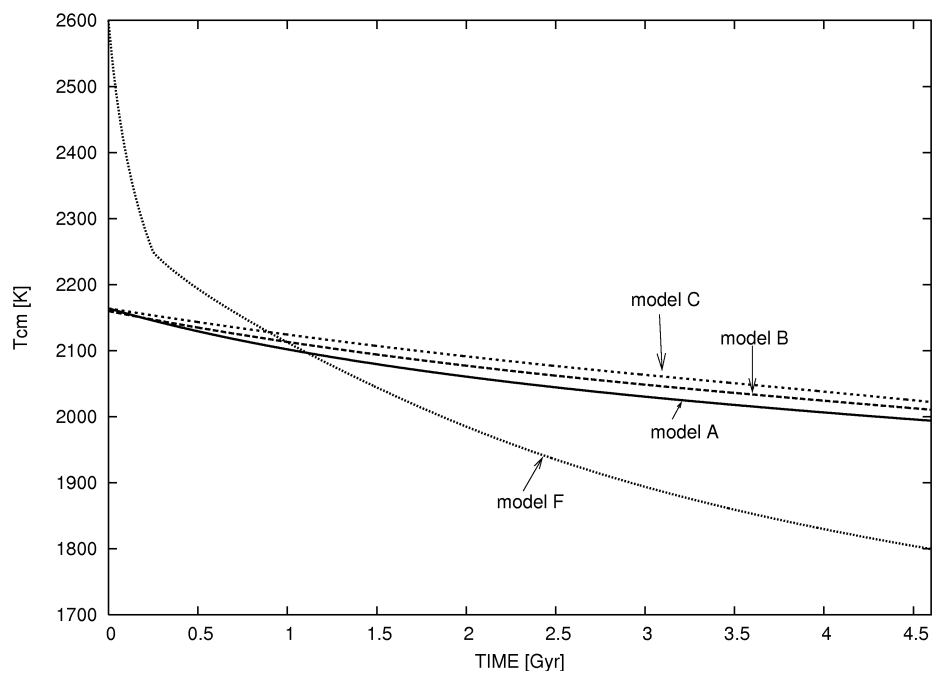


図 13: コア・マントル境界温度の進化。縦軸、横軸は図 11 と同様。

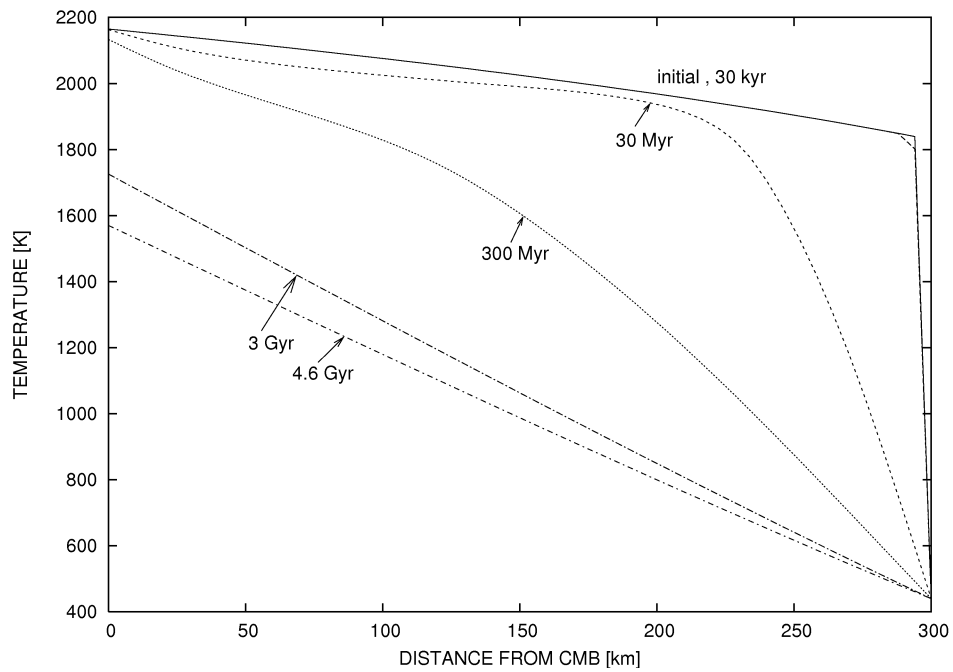


図 14: E コンドライトモデルの温度進化。

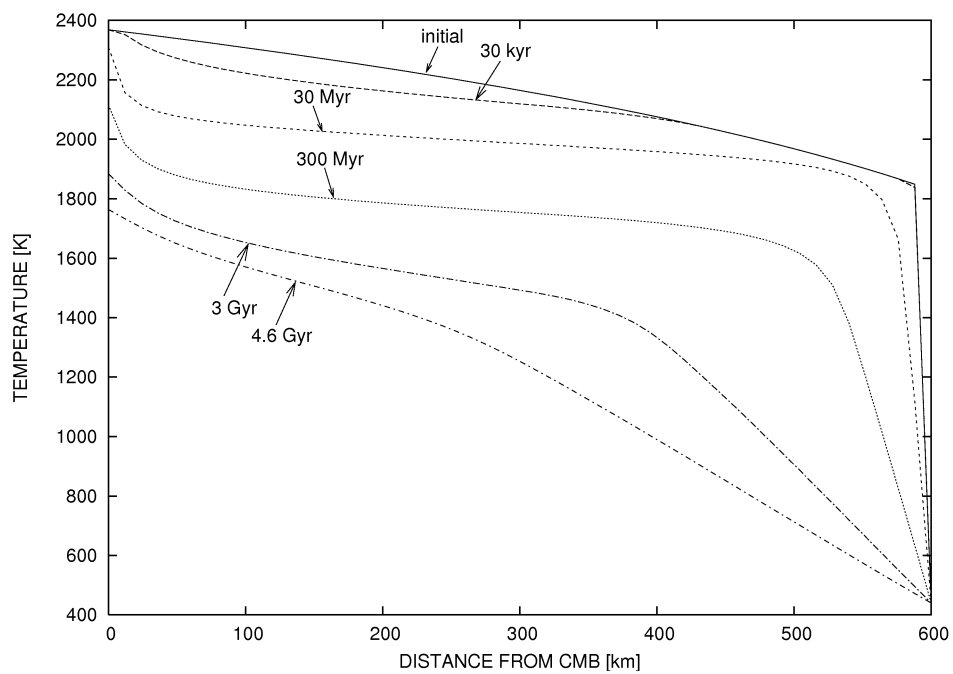


図 15: 地球的水星モデルの温度進化。縦軸、横軸は図 14 と同様。

ドライトモデルでは内核成長が起こらないため、それによる熱の寄与はないが、それでもしばらくは冷却されず、35 億年付近から次第に冷え始める。

図 13 には E コンドライトモデルと SSS83 に対する T_{cm} の温度進化を示した。 T_u の場合と同様、E コンドライトモデルは粘性率の高さのために非常に緩やかに温度が下がっていく。

図 14, 15 ではそれぞれ混合距離理論によって計算した E コンドライトモデルの温度変化、地球的モデルの温度変化をそれぞれ示した。地球的モデルの結果の図 15 では、初期状態からまもなく、境界付近で急激に温度変化の起こる熱境界層が形成される対流的な温度分布となる (30 Myr, 300 Myr)。その後、この対流的な形状は次第に崩れはじめ、最終的には熱伝導解を得る (3 Gyr, 4.6 Gyr)。E コンドライトモデル (図 14) では対流解の崩れる時刻はさらに早く、300 Myr 後には既に温度分布は熱伝導的になる。

3-4 CMB 熱流量

次にコア・マントル境界の熱流量 F_c の E コンドライトモデル (モデル A,B,C) と地球的モデル (モデル F) に対する時間進化を図 16 に示す。 $F_c = 11\text{mW/m}^2$ 付近の横軸にほぼ平行な点線は外核の温度分布が断熱的であるとき熱伝導によって輸送される熱流量 $F_{\text{cond,ad}}$ で、

$$F_{\text{cond,ad}} = k_c \left(\frac{dT}{dr} \right)_{\text{ad}} = \frac{k_c \alpha_c T_{\text{cm}} g_{\text{cm}}}{c_p} \quad (39)$$

と表される。ここで $k_c = 40.0 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ 、 $\alpha_c = 3.0 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ 、 $c_p = 800 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ はそれぞれコアの熱伝導率と熱膨張率と比熱、 g_{cm} は CMB の重力加速度である。 $F_{\text{cond,ad}}$ は外核において熱伝導で輸送できる熱流量の最大値を表し、この値を熱輸送が伝導・対流のどちらによってなされるかを判断する目安とする。 F_c の値がこの境界線より大きいときは熱対流が起こり、小さければ伝導によって熱が輸送される。E コンドライトモデルではどの場合も初期状態で既に $F_c < F_{\text{cond,ad}}$ であり、モデル F でも初期段階で熱流量は急激に下がり、46 億年後には $F_c = 4.48 \text{ mWm}^{-2}$ 、すなわち $F_{\text{cond,ad}}$ の値を下回る。したがって、どのモデルにおいても熱は対流ではなく現在は伝導により輸送されるという結果を得る。

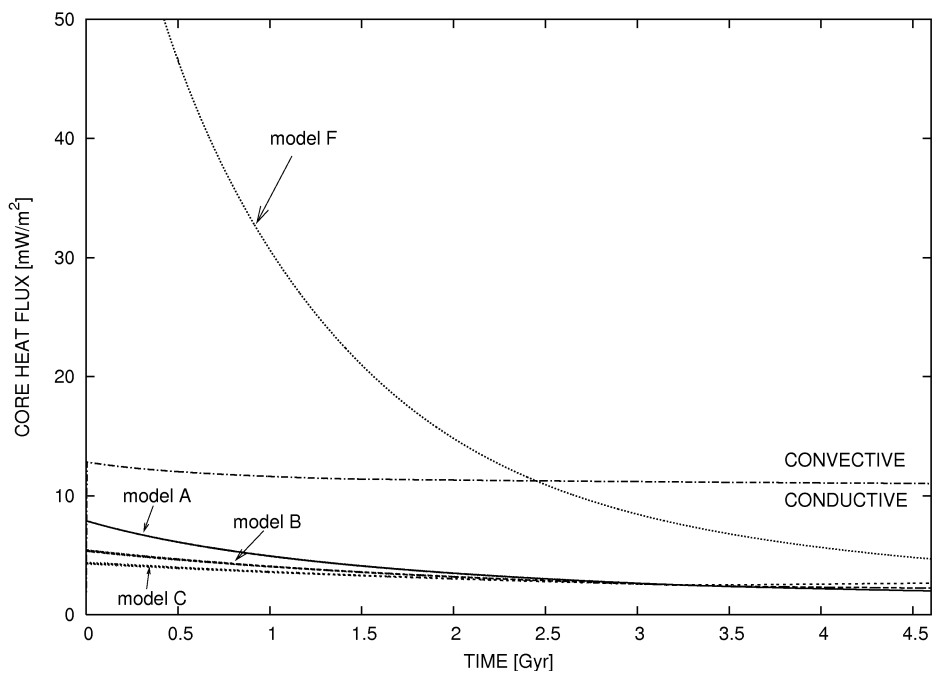


図 16: コア・マンツル境界の熱流量の進化。横軸に平行な線は熱輸送の伝導/対流の境界線 (本文参照)。

4 ダイナモの可能性

本章では、E コンドライトモデルの熱史計算の結果から、外核ダイナモによって固有磁場が発生する可能性を検証し、さらにダイナモの起こる解を得られた場合は、その磁場強度を見積もってみる。

固有磁場がダイナモにより発生しているとすれば、何らかの理由により液体核が対流する必要がある。液体核で対流を駆動させる原動力の候補として、(1) 熱対流と (2) 組成対流が従来から候補として挙げられてきた。順に考えると、まず CMB 熱流量の結果 (図 16) から、外核において熱輸送は対流ではなく伝導によってなされるという解を得る。一方の組成対流は、内核の成長により軽元素が外核へ放出されるとき、その浮力によって駆動される対流である。しかし、E コンドライトモデルの結果では内核成長は起こらない。したがって、組成対流によるダイナモという解も導かれない。

そこで、マントル粘性率およびコアの硫黄濃度をさまざまに変え、外核で対流が起こる可能性を検討した。まずは熱対流の可能性、すなわち 46 億年後に F_c がなお $F_{\text{cond,ad}}$ の値を上回る可能性を考える。 F_c の定式化や図 13 を見て分かるように、粘性率が高ければ高いほど初期の F_c の値は小さくなる。また逆に粘性率を低くすれば、モデル F の結果のように温度の減少率が急激になり、やはり熱対流の起こる結果を実現できない。内核成長によって発生するエネルギーも F_c に寄与はするものの、冷却エネルギーの大きさに比べれば微小なもので、いずれにしても熱対流の起こる解を実現することは非常に困難であった。

つぎに、さまざまなマントル粘性率、コアの硫黄濃度を与えて内核成長 (組成対流) の起こる条件を考える。横軸にコアにおける硫黄の重量濃度を、縦軸にマントル粘性率 (モデル A の粘性率で規格化し対数をとったもの) をとって内核成長の起こる境界をプロットしたものが図 17 である。たとえばモデル A は図の点 $(\chi_0, \nu_m) = (0.13, 1)$ に位置し内核成長の起こらない領域にある。 ν_m の値をさらに 3×10^5 分の 1 に下げる、または硫黄濃度を 0.05 wt % 程度にすれば内核成長の起こる解を得ることもできる。同様に、拡散クリープによりマントル対流が起こるモデル B および C に対しては、縦軸に結晶粒径を、横軸に χ_0 をとって境界線を引いた (図 18, 19)。B と C に対する点は共に点 $(\chi_0, \nu_m) = (0.13, 1.0 \times 10^{-3})$ である。B と C で内核成長を起こすためにはそれぞれ結晶粒径が 0.013 mm、0.055 mm と、きわめて小さな粒径である必要がある。地球マントルの代表的粒径が 1 mm 程度であるとすれば、水星においてこれほどの粒径を実現することは困難かもしれない。

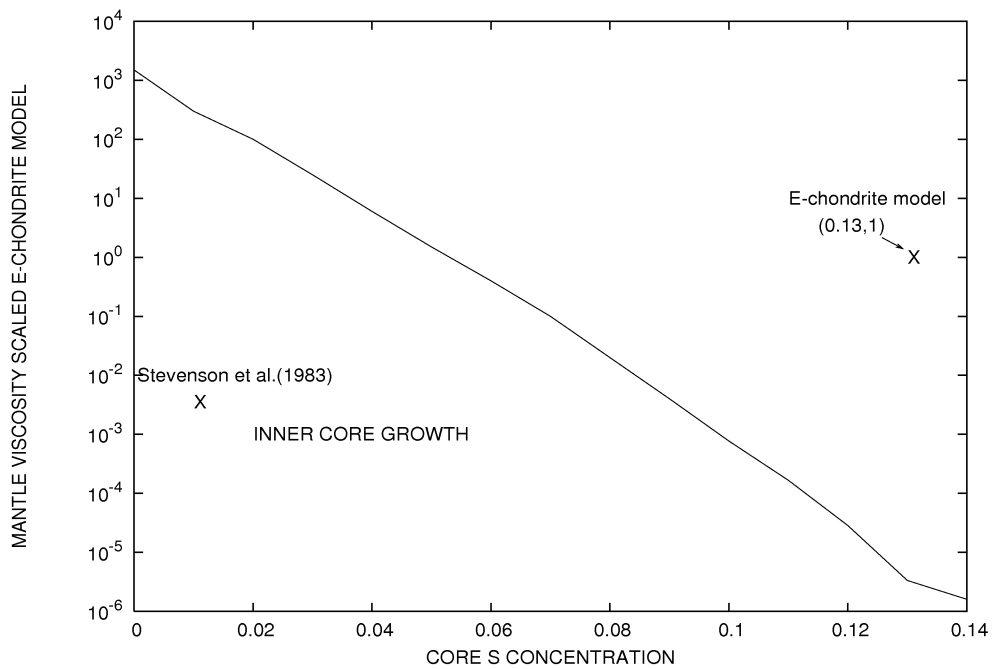


図 17: モデル A に対する内核成長の範囲。縦軸はモデル A の粘性率で規格化した粘性率の対数、横軸はコアの硫黄濃度。

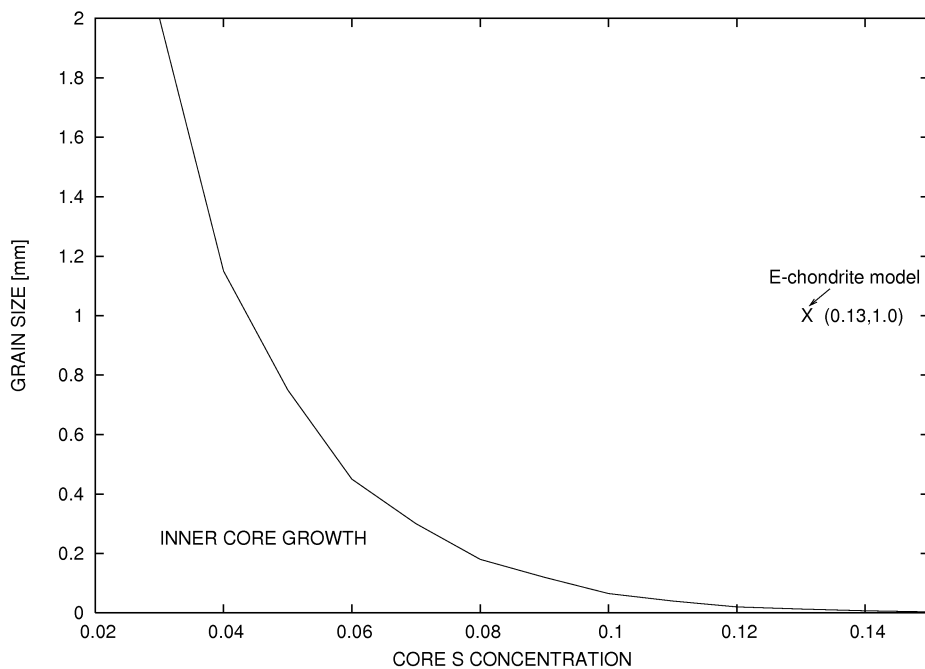


図 18: モデル B に対する内核成長の範囲。縦軸は粒径 [mm]、横軸はコアの硫黄濃度。

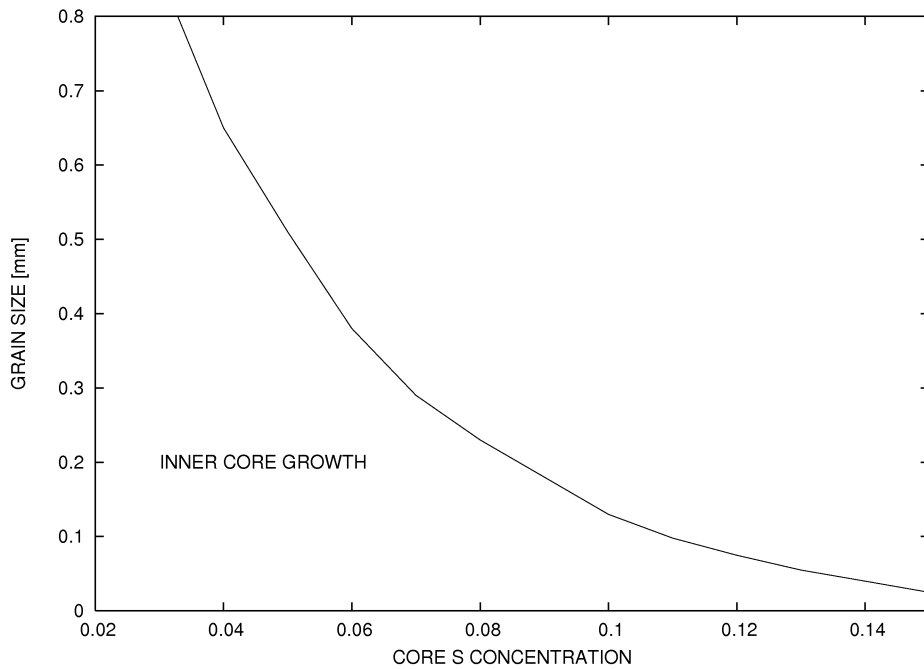


図 19: モデル C に対する内核成長の範囲。縦軸、横軸は図 18 と同様。E コンドライトモデルに対応する点は (13,1.0)。

表 8: 磁場強度のスケーリングに必要なパラメータ値 (Olson and Christensen, 2004 による)。添字の c はその物性がコアに対する値であることを意味する。また、スケーリングに必要であってもコア半径 R_c など既に示したパラメータは省略してある。また磁気モーメント M は観測により得られた値。

パラメータ	記号	値
磁気モーメント	M	$3.12 \times 10^{19} \text{Am}^2$
自転角速度	Ω	$1.24 \times 10^{-6} \text{rad s}^{-1}$
電気伝導率	σ_c	$6 \times 10^5 \text{A}^2 \text{kg}^{-1} \text{m}^{-3} \text{s}^3$
磁気拡散率	λ_c	$1.3 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$
透磁率	μ_0	$4\pi \times 10^{-7} \text{H/m}$
熱拡散率	κ_c	$1.3 \times 10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$
粘性率	ν_c	$1.3 \times 10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$

さらに Olson and Christensen (2006) による磁場のスケーリング則を用いて様々なコア硫黄濃度に対する磁場強度を見積もってみる。彼らは様々な境界条件や内部加熱条件をもとに解かれた数多くのダイナモ数値シミュレーションの結果から以下のような磁場のスケーリング則を導いた。

時間平均の双極子磁場に対するローレンツ数 Lo_{dip} は、

$$Lo_{\text{dip}} = \frac{\sqrt{2\mu_0/\rho_c} M}{4\pi r_c^3 \Omega d} \quad (40)$$

と定義されるが、Olson らのスケーリング則によれば、 Lo_{dip} はコアの浮力レイリー数 Ra_Q に比例し、

$$Lo_{\text{dip}} = \gamma Ra_Q^{1/3} \quad (41)$$

という関係で近似される。ここで、定義式に用いたパラメータの意味と数値は表 8 に示した。また係数 γ は局所ロスビー数 Ro_1 の値に応じて、

$$\gamma = \begin{cases} 0.1 \sim 0.2 & (Ro_1 \leq 10^{-1}) \\ 0.01 & (Ro_1 \geq 10^{-1}) \end{cases} \quad (42)$$

と与えられる。局所ロスビー数が $Ro_1 \leq 10^{-1}$ であれば磁場は双極子磁場が、 $Ro_1 \geq 10^{-1}$ であれば多極子磁場が支配的となる。このスケーリングで、 Ra_Q と Ro_1 は表 8 に示した数値と前章の結果を用いて計算することができる。

浮力レイリー数は、浮力フラックス F 、コア半径と内核半径の比 $r^* = R_c/R_i$ 、外核の厚さ $d = R_c - R_i$ 、自転角速度 Ω を用いて

$$Ra_Q = \frac{r^* F}{d^2 \Omega^3} \quad (43)$$

と定義される。ここで F は単位時間・単位面積あたりの外核対流に利用されるエネルギーで、

$$F = \frac{P_d}{\rho_c d} \quad (44)$$

$$P_d = E_G \frac{dm}{dt} + \epsilon \left(L \frac{dm}{dt} - P_s - F_{\text{cond}} \right) \quad (45)$$

と与えられる。ダイナモに利用される全エネルギーを表す (45) 式は Schubert et al. (1988) による。 P_s はコアの冷却エネルギーで、(23) 式の左辺をコアの体積で割った値である。また ϵ はカルノー効率で、

$$\epsilon = 0.24 \left(1 - 0.6 \frac{1 - \xi^5}{1 - \xi^3} \right) \quad (46)$$

と与えられる (Schubert et al. 1988)。つまり、重力エネルギーは効率よく運動に転換され、熱による寄与は相対的に小さい。

つぎに局所ロスビー数の定義は

$$Ro_1 = \frac{l_u}{\pi} Ro \quad (47)$$

である。ここで l_u は流れの典型的長さである。この値も Olson and Christensen (2006) が用いた近似により、ダイナモを評価する無次元数と浮力レイリー数を用いて、

$$Ro_1 = 0.58 Ra_Q E^{1/3} Pr^{1/5} Pm^{-1/5} \quad (48)$$

$$\simeq \frac{(\lambda_c/\kappa_c)^{1/5} F^{1/2}}{(\nu d)^{1/3} \Omega^{7/6}} \quad (49)$$

と近似される。ここで E はエクマン数、 Pr はプラントル数、 Pm は磁気プラントル数である。以上よりロスビー数も与えられ、したがってスケーリング則 (41) より Lo_{dip} を見積もることができる。最後に定義式 (40) より、ダイポールモーメント M を与えることができる。

以下、様々な硫黄濃度 ($\chi_0=0.01\sim 0.15$) と粘性率 ($\nu_m = \nu_{modelA}, 0.1 \times \nu_{modelA}$) に対する 46 億年後の浮力フラックス (図 20)、浮力レイリー数 (図 21)、ロスビー数 (図 22)、磁気モーメント (図 23) を示した。

図 22 から、局所ロスビー数の値は硫黄濃度が低く組成対流が起こる場合、その値は 2 ~ 12 程度で、スケーリング則では $\gamma = 0.01$ が適用される。また、その磁場は多極子的であることが予想される。この場合に求められるローレンツ数から得た磁気モーメントは図 23 のようになる。図には併せて観測で得られた値 (3.12×10^{19}) を横軸に平行な直線で示した。E コンドライト的な高粘性のモデルでは硫黄濃度によらず観測された磁場強度に及ばない。このモデルよりも粘性率をさらに 10 倍程度低くし、コアの硫黄濃度を 6 ~ 8 wt % 程度とすれば観測的な値の大きさを説明することができる。

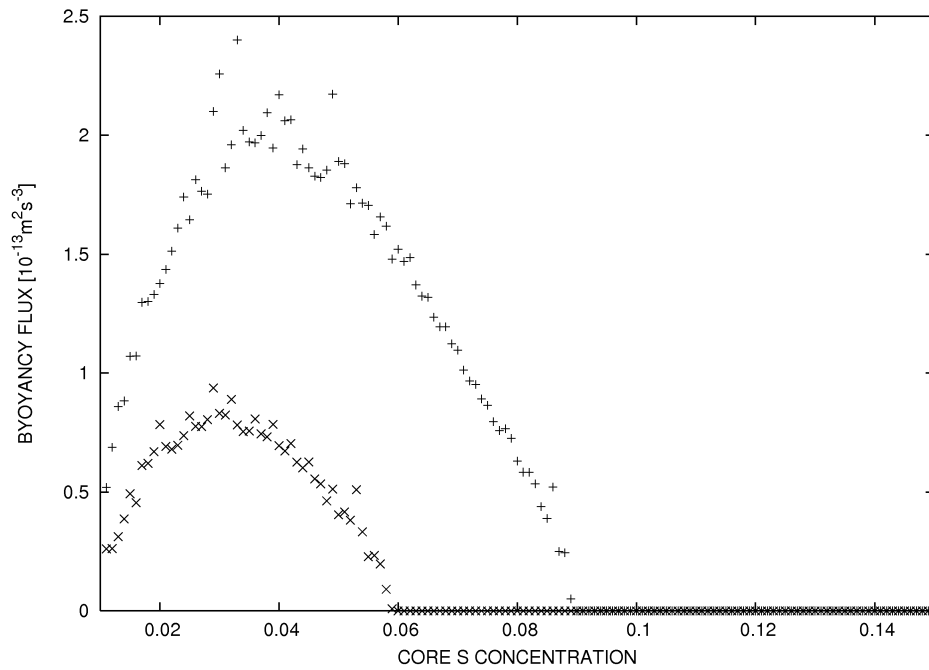


図 20: さまざまな硫黄濃度に対する 46 億年後の浮力フラックス。+ 記号がモデル A の粘性率 $\times 0.1$ に、 \times 記号がモデル A の粘性率に対応する。

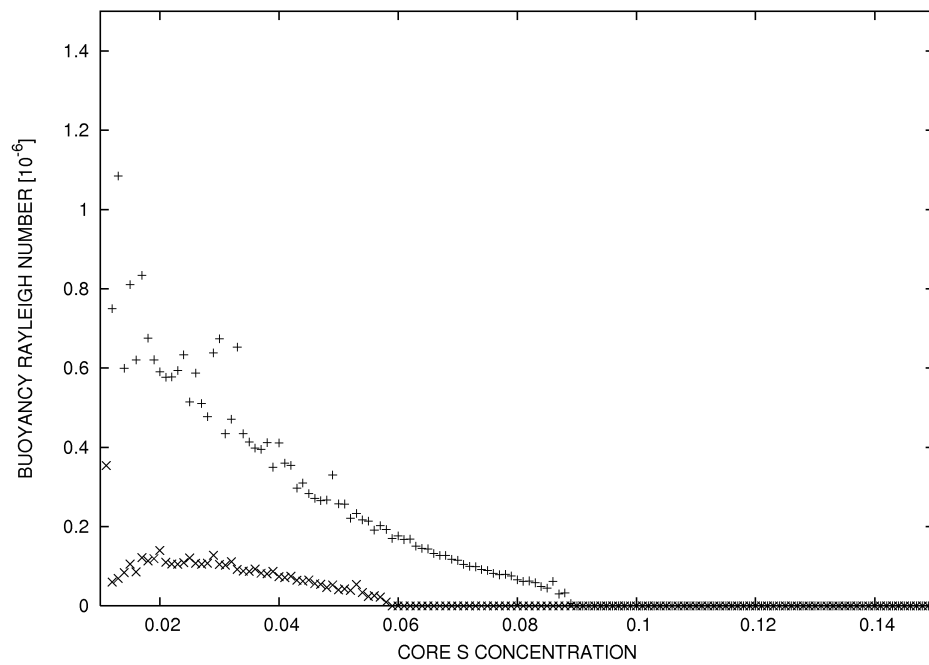


図 21: さまざまな硫黄濃度に対する 46 億年後の浮力レイリー数。記号 +、 \times は図 20 と同様。

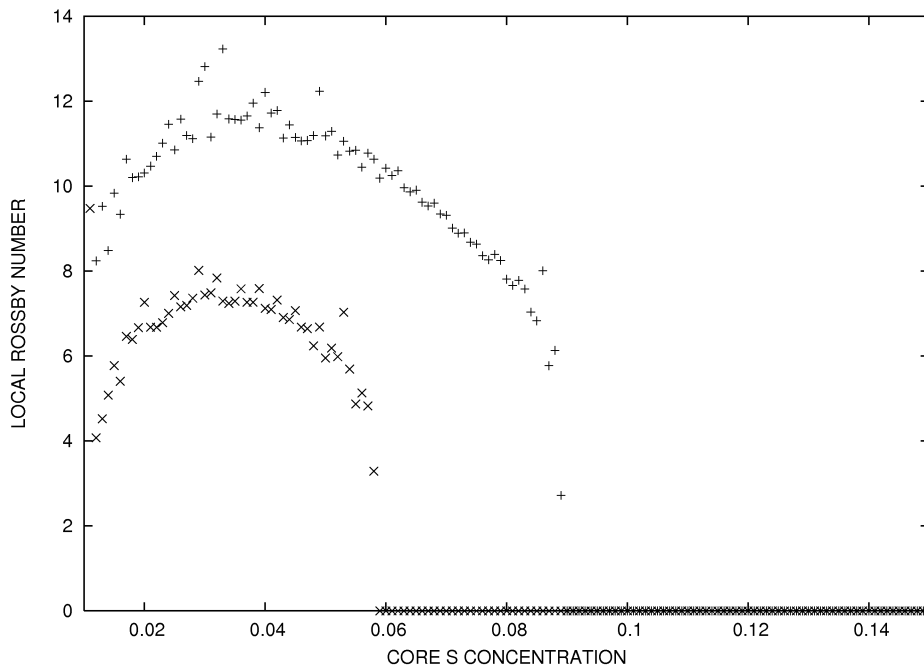


図 22: さまざまな硫黄濃度に対する 46 億年後の局所ロスビー数。記号 +、× は図 20 と同様。

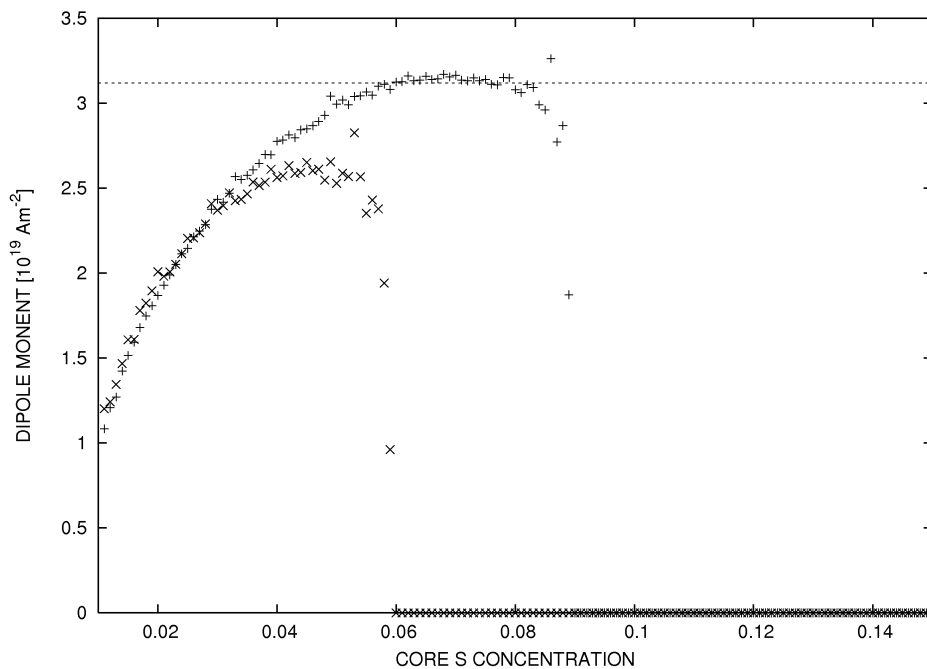


図 23: さまざまな硫黄濃度に対する 46 億年後のダイポールモーメント。記号 +、× は図 20 と同様。

5 まとめ

水星の材料物質を最も還元的な始原隕石であるエンスタタイトコンドライトと仮定すると、マントルは地球よりも硬くなり、惑星内部はきわめて冷えていくとなると考えられる。さらに、コアに取り込まれた軽元素（硫黄）の濃度が高ければ、液体コアの凝固点降下が著しく、固体核の成長がより起こりにくくなるだろう。Eコンドライトモデルでの熱史計算によれば、固体核は現在に至っても全く成長しないという結果を得た。これは、現在水星の固体核はコア全体の9割以上を占めるという従来の予想と大きく異なる。

水星の固有磁場発生の原動力は液体核の対流にあると考えられる。しかしEコンドライトモデルでは熱対流による説明は困難であると同時に内核成長が起こらない、つまり組成対流によるダイナモを解釈することもできない。

そこで次に、組成対流によるダイナモの発生を説明するために、マントル粘性率とコアに含まれる硫黄濃度の初期値を様々に変え、内核成長が起こる条件を考えた。さらにスケーリング則により液体核の浮力レイリー数や組成対流により起こる磁場の強度を見積もり、観測事実と比較した。Eコンドライトモデルのような高粘性の水星モデルでは磁場強度の説明は困難だが、粘性率を1/10にし、同時にコアの硫黄濃度を6～8 wt %にすれば、コアの組成対流により観測された磁場強度の値を説明できるかもしれない。

この研究により、水星の組成をEコンドライト的にすると例えば内核が成長しないといった結果を得るように、マントル粘性率と硫黄濃度の仮定により様々な結果が導かれることが明らかになった。現在得られている水星の観測データは豊富とはいえないが、近い将来の水星探査計画（Messenger、Bepi Colombo）により水星の詳細な磁場データや表面の鉱物組成に関する情報が新たに得られれば、それらのデータを用いることで水星の内部状態を制約することができるかもしれない。

6 謝辞

この論文を作成するにあたって、たくさんの方のお世話になりました。とくに、倉本圭助教授には毎週、気長に、丁寧にご指導いただきました。心より感謝いたします。惑星物理学研究室、地球流体力学研究室のみなさまには、研究や発表の体裁、そしてコンピュータ関連のことなど、さまざまな面で助けていただきました。心から感謝いたします。

7 参考文献

(英語文献はアルファベット順に、日本語文献は五十音順に示した)

- Boyd, F. R., England, J. L., and Davis, B. T. C., Effects of Pressure on the Melting and Polymorphism of Enstatite, MgSiO_3 . *Journal of Geophysical Research* 69 , 2101-2109 , 1964
- Brady, J. B., Diffusion data for Silicate Minerals, Glasses, and Liquids. *Mineral Physics and Crystallography*, 269-290, 1995
- Connerney, J. E. P., Ness, N. F., Mercury's magnetic field and interior, in 'Mercury', eds. Matthews, C., Vilas, F. and Chapman, C., Univ. Arizona Press, 494-513, 1988
- Farver, J. R., Oxygen self-diffusion in diopside with application to cooling rate determinations. *Earth and Planetary Science Letters* 92, 386-396, 1989
- Gasparik, T., System MgO-SiO_2 in 'Phase Diagrams for Geoscientists', Springer, 13-31, 1989
- Hutchison, R., in 'Meteorites', CAMBRIDGE, 29, 2004
- Karato, S., Wu, P., Rheology of the Upper Mantle: A Synthesis, *Science* 260, 771-778, 1993
- Mackwell, S. J., High-temperature Rheology of Enstatite: Implications for Creep in the Mantle, *Geophysical Research Letters* 18, 2027-2030, 1991
- Olson, P., Christensen, U. R. , Dipole moment scaling for convection-driven planetary dynamos, *Earth and Planetary Science Letters* 250, 561-573, 2006
- Ryerson, F. J., McKeegan, K. D., Determination of oxygen self-diffusion in akermanite, anorthite, diopside, and spinel: Implications for oxygen isotopic anomalies and the thermal histories of Ca-Al-rich inclusions. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 58, 3713-3734 , 1994

-
- Schubert, G. , Ross, M. N., Stevenson, D. J., Spohn, T., Mercury's thermal history and the generation of its magnetic field in 'Mercury', eds. Matthews , C., Vilas, F. and Chapman, C., Univ.Arizona Press , 1988
 - Siegfried, R. W., Solomon, S. C., Mercury:Internal Structure and Thermal Evolution. Icarus 23, 192-205, 1974
 - Stevenson, D. J., Spohn, T. and Schubert, G., Magnetism and the thermal evolution of the terrestrial planets, Icarus 54, 466-489 , 1983
 - Stevenson, D. J., Planetary magnetic fields, Earth and Planetary Science Letters 208, 1-11, 2003
 - Turcotte, D. L., Schubert, G., Fluid Mechanics in 'Geodynamics', Cambridge, 266-280, 2002
 - Turcotte, D. L., Schubert, G., Rock Rheology in 'Geodynamics', Cambridge, 292-311, 2002
 - Veverka, J., Hapke, B. and Goguen, J. B., Photometry and Polarimetry of Mercury in 'Mercury', eds. Matthews, C., Vilas, F. and Chapman, C., Univ.Arizona Press 37-58, 1988
 - Vilas, F., Mercury : Absence of crystalline Fe²⁺, Icarus 64, 133-138, 1985
 - Wasson, J. T., The Building Stones of the Planets in 'Mercury' ,eds. Matthews, C. , Vilas, F. and Chapman, C., Univ.Arizona Press, 622-650, 1988
 - 岡田 達明, 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 卷 3 号, 127-133, 2005
 - 唐戸 俊一郎, カンラン石の塑性変形, 「固体と地球のレオロジー, 東海大学出版会, 1986