

水星の熱史と固有磁場の起源について

*Mercury's thermal history and the origin of its
magnetic field*

広瀬 佑介
HIROSE Yusuke

北海道大学理学部地球科学科
惑星物理学研究室

2005/01/28

要旨

微惑星が衝突を繰り返すことによって原始水星が形成された途上で、水星は分化を経験した。この分化によって、水星内部はケイ酸塩からなる固体のマントルと、鉄からなる液体の核とに分離する。ここでもし、核が純粋な鉄のみから構成されているとすれば、現在、水星の核は完全に凍結しているだろう。しかし、微惑星に鉄以外の軽元素（硫黄など）が含まれており、それが核に混合していた可能性がある。混合によって核は固まりにくくなり、その結果、今なお液体の外核が存在し、そこで対流を維持しているかも知れない。本文で詳述する水星熱史モデルによれば、Mariner10が観測した固有磁場の起源を、核のダイナモによって説明することができる。核に含まれる硫黄濃度が2~3%ほどであるとすれば、外核の対流による磁場発生の説明ができるだけでなく、同時に水星表面の観察から推定された惑星の収縮量とも合致する結果を得ることができる。内核の潮汐加熱の影響を考えると、外核の対流は、よりいっそう確実に維持されていたと考えられる。

観測された磁場は残留磁気によるものだという解釈では、観測された磁場の値は得られないために、もっともらしくない。ただ、外核対流モデルにおいて一切が矛盾なく説明できるのかと言えそうでもない。このモデルから予測される磁場の大きさは観測された値をはるかに上回る。このほかに、水星ほどの大きさの磁場であれば、熱電ダイナモという別の可能性も考えられる。

目次

1	序章 Mariner10 がもたらした謎	4
2	内部構造	5
3	水星誕生から分化まで	6
4	モデル	8
4-1	水星モデル	8
4-2	熱史モデル	13
5	結果	15
5-1	潮汐加熱を考えない場合	15
5-2	潮汐加熱を考慮した場合	17
6	固有磁場の起源を探る	18
7	終章	20
8	付録	21
8-1	p_{R_i} の計算	21
8-2	式 (8) の導出	21
8-3	放射性熱源に関する補足	22
8-4	内核成長により発生する熱	22
8-5	式 (19) の補足	23

8-6	熱史の方程式の整理	24
8-7	Schubert et al.(1988) 全訳	26
9	謝辞	52
10	参考文献	53

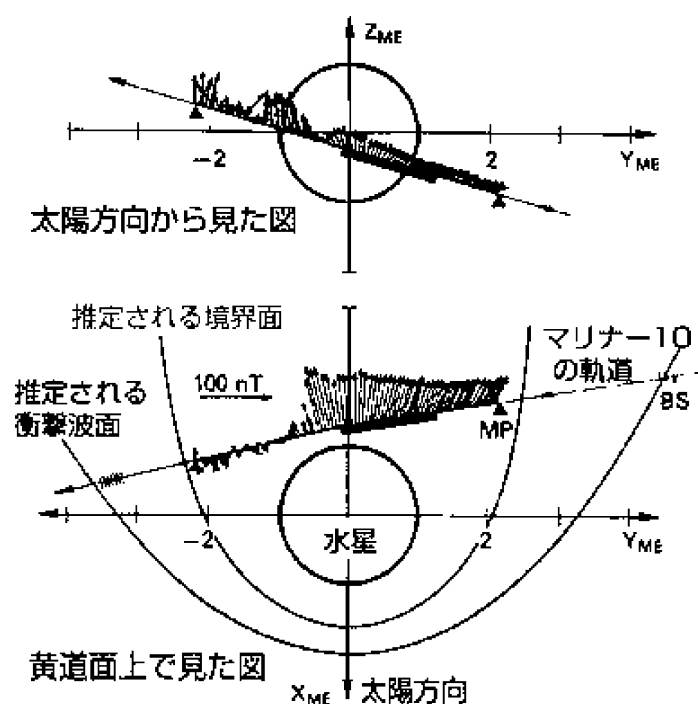


図 1: 観測された磁場 (Connerney and Ness,1988)

1 序章 Mariner10がもたらした謎

これまでのところ、水星探査を行った探査船はただひとつしかない。1974-75年のMariner10がそれで、水星に関する様々な発見と同時にいくつかの謎をもたらした。なかでも驚くべき発見は、

水星には固有磁場が存在する

というものである。このとき観測された磁場データは図1 (Connerney and Ness,1988, 引用した図はホームページ <http://www.isas.jaxa.jp> から孫引き) に示す。たとえば地球の場合、核は固体の内核と液体の外核から成り、外核では対流が生じている。この外核の対流によって、地球に磁場が生じている。これをダイナモ作用と呼ぶ。では、水星において地球と同様にダイナモを駆動することは可能だろうか。Mariner10の水星探査以前、この問いに対する答えは「否」だった。水星のような小さな惑星においては、たとえかつてはダイナモが動いていたとしても、その核は瞬く間に完全凍結してしまうと考えられていたからである。しかし「水星には磁場が存在する」という事実が明らかになった以上、これまでの水星に関する議論は全面的に書き換えられねばならない。この事実を説明する新たな熱史モデルを再構築する必要があるのである。その試みの一つが、Schubert et al.(1988)である。

2 内部構造

まず水星の内部構造を考える。内部構造を知るための手がかりは、今のところ、密度と表面反射スペクトルの二つがある。

水星以外の地球型惑星（金星、火星、地球）および月の半径と密度の関係をみると、これら間には「半径の大きいものほど密度は高く、小さいものほど密度も小さい」という関係が大雑把に成り立っている。しかし、水星は質量が小さいにも関わらず、地球とほぼ同じ大きさの密度 (5.3 g/cm^3) をもっている。これは、水星は他の地球型惑星に比べ、重い物質を豊富に含んでいるからだと考えられる。そこで、この水星の高密度を満足させられるほど重い元素は何かを考えてみる。さて、ここでただ「重い」という条件のみを満たす元素であればその候補は無数にある。しかしここで、私たちに水星の化学組成を推定するための手がかりを与えてくれるものがある。それが、宇宙の元素存在度である。

宇宙元素存在度は隕石の化学分析と太陽大気のスเปクトル観測から知られており、存在度の高い順に、



のように並ぶ（惑星形成に関わらない希ガスは除外してある）。この中で、水星の密度を説明することのできる元素として最も妥当と考えられるものは鉄である。

次の疑問は、惑星内部での鉄の分布の状態である。極端なケースとして鉄は、内部で他の物質と均質に混合されている場合と、核という形で中心に集中している場合が考えられる。Mariner10が撮影した水星表面の写真を見る限り、その表面の外観は月の表面に似ていて鉄は存在しなさそうに見える。実際に反射スペクトル観測の結果から、表面はケイ酸塩よりなることが分かっている。したがって鉄は惑星中心に集中しており、その鉄の核をケイ酸塩が覆っている構造が予想できる。

ここで、探査機によるより正確な内部構造決定の方法を紹介する。慣性モーメント C から惑星内部の質量分布を推定するというもので、水星の場合

$$\frac{C}{MR^2} = 0.34 \quad ; \quad \text{鉄の核をもつモデル}$$

$$\frac{C}{MR^2} = 0.4 \quad ; \quad \text{鉄が均質に分布しているモデル}$$

のようになる。 M と R はそれぞれ惑星質量、惑星半径である。慣性モーメントは、Peale(1981)によれば重力係数、スピン軸の傾斜角、物理秤動の振幅という三つの数値が分かれば決定できる。これらの値は水星の地表に自動送受信機を固定したり、探査機を周回させることにより求められる。このような測定は未だ実現されていないが、新たな水星探査計画（最近打ち上げられた NASA の Messenger¹ やヨーロッパ・日本による BepiColombo 計画²）によって達成されるだろう。

¹Mercury Surface, Space Environment, Geochemistry and Ranging の略。2004年8月4日に打ち上げられ、史上二番目の水星探査機として一部で話題を集めた。

²水星の総合的観測プロジェクト。打ち上げ時期は検討中。BepiColombo はイタリアの応用数学者の名前。

3 水星誕生から分化まで

惑星は微惑星が衝突を繰り返すことによって誕生する。ここでは微惑星衝突の結果、水星は分化したか（分化するのに十分なエネルギーを得られたか）を議論する。

もし水星がその形成過程において分化を経験しているなら、水星表面にはそれを裏付ける何らかの地質学的特徴が残っていても良いであろう。しかしそのような地形は、水星表面の写真には認められない。実は水星は、40億年前まで隕石重爆撃 (heavy bombardment) とよばれる、甚だしい大規模かつ長期にわたる隕石群の衝突を被っており、その結果、表面はすべてクレーターに覆われている。したがって、たとえ水星が分化していようがしていまいが、その証拠は隕石重爆撃によって跡形もなく消されてしまったと考えられる。にもかかわらず、水星は分化を起こしたことは、ほぼ間違いないと考えられる。その理由について、以下説明する。

質量 dm の微惑星が衝突を繰り返した結果、最終的に半径 R 、質量 M の惑星になる際の集積エネルギーを考えてみる。惑星半径が r のときの惑星質量を $m(r)$ とすれば、全集積エネルギー E は、 G を万有引力定数として

$$E = \int_0^M \frac{Gm(r)dm}{r} \quad (1)$$

と書ける。ここで、半径 r 、密度 ρ の球の質量は、

$$m(r) = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho, \quad dm = 4\pi r^2 \rho dr \quad (2)$$

と表すことができる。したがって、 E はさらに

$$\begin{aligned} E &= \int_0^R G \times \frac{1}{r} \times \frac{4}{3}\pi r^3 \rho \times 4\pi r^2 \rho dr \\ &= \frac{16}{15}\pi^2 \rho^2 GR^5 \end{aligned}$$

と計算でき、 $M = 4\pi R^3 \rho / 3$ を使えば、

$$E = \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \quad (3)$$

となる。このエネルギーによって得られる温度上昇を計算してみる。比熱は仮に $1\text{KJkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ としよう（温度上昇はエネルギーを比熱で割れば求められる。水星のほとんどを占める鉄の比熱は 0.4 程度であるから実際は以下の計算結果の 2 倍ほどの温度上昇を得るはずだが、ここでは計算を簡単にするためだけに比熱を 1 と与えた）。 $G = 6.67 \times 10^{-11}\text{Nm}^2\text{kg}^{-2}$ 、水星の半径 $R = 244 \times 10^9\text{km}$ 、質量は地球の質量の 0.55 倍で、 $M = 0.55 \times 5.974 \times 10^{24}\text{kg}$ で与えられる。これを (3) 式に代入すると温度上昇を求められる。その結果はごく少なく見積もっても 5400K で、水星全体を溶解させるには十分な温度である。

水星形成の材料となった微惑星（すでに 1000K の初期温度を保持している）の構成成分の溶解温度を考えると、ケイ酸塩と鉄が溶解し、平衡凝縮する温度は 1400K ほどであ

る。したがって、集積エネルギーの熱の転化によって原始水星は完全に融け切り、溶岩の球になると考えられる。

ただ、得られた熱のすべてが惑星内部に保持されるわけではない。むしろその大部分は宇宙へ捨てられる。そこで今度はエネルギーの保持率 (10~20 %) も考慮し水星の温度を計算する。単位質量当りの温度 T は、こう表される。

$$T(r) = \frac{h}{c} \left(\frac{GM(r)}{r} + \frac{1}{2}u^2 \right) + Te \quad (4)$$

ここで h はエネルギーの保持効率、 c は比熱、 $M(r)$ は半径 r までの惑星質量、 u は無限遠における微惑星の速度、 Te は背景温度 (その物質が元々もっている温度) である。すなわち、半径 r の惑星から受ける重力エネルギー $GM(r)/r$ と微惑星がもともともっていた運動エネルギー $1/2u^2$ の和が、水星に衝突した際単位質量の微惑星がもっているエネルギーの総量 ((4) 式のカッコ内) であり、それを比熱 c で割れば温度になる。さらに保持効率 h をかければ宇宙へ放射されず惑星に保持される温度 (= 上昇する温度) を求められ、さいごに微惑星がはじめからもっていた温度 Te を加えれば、それが半径 r の層における温度となる。先ほどと同様具体的な数値を入れると (惑星が溶解するか否かを判定するのが目的であるから微惑星での無限遠の速度は簡単にゼロとしよう)、この温度はやはり、水星を溶解させるのに十分なのである。

集積エネルギーの他にも熱源として考えられる候補がいくつかあって、たとえば短寿命の放射性物質 (^{26}Al , ^{60}Fe)、太陽風の影響、潮汐加熱、原始太陽形星雲の名残りなどを考えられる。

以上のような熱源の有無に関わらず、いずれにしても集積した微惑星は完全に溶解すると考えられ、その結果、重い物質 (= 鉄) は中心へ沈み込み、軽い物質 (= ケイ酸塩) は表面へ移動する。したがって、以下、水星はリキダス (物質が融けきったときの温度) の鉄の核と、サブソリダス (物質が融け始めたときの温度) のマントルとに完全に分化を果たしたと考える。

4 モデル

4-1 水星モデル

Schubert et al.(1988、以下 SRSS88 と記す)では、熱史モデルをつくる際、過去発表された熱史モデルに関する数多くの論文について検討を加え、最終的にこの論文ではどのような状況を考えるのかを箇条書きで示している(巻末の論文全訳を参照されたい)。これは、Stevenson et al.(1983)における惑星モデルと(ひとつを除けば)ほぼ同じものである。

そこで本章では、SRSS88 をそのままなぞって熱史研究史をレビューすることはせず、Stevenson et al.(1983)なども参照しながら Schubert らによって想定された水星熱史モデルを要約することにする。

Stevenson et al.(1983)の内容は SRSS88 と全くと言ってよいほど同様で、以下に詳述するような熱史モデルを作ってそれに基づく方程式を立て、適切な数値を当てはめて解いてみるというものだが、対象とする惑星が水星だけではなく、全地球型惑星(水星、金星、地球、火星)である点が異なる。これらの惑星は皆、ほぼ同様の形成過程を経ていると考えられるため、まとめて扱うことが許される。各地球型惑星に関して異なる方程式を考えるのではなく、地球型惑星に普遍的に成り立つ方程式を作り、その同じ方程式のパラメータに個々の惑星に関するデータをあてはめる。こうすることになり、各惑星の熱進化を包括的に明らかにし、さらにはその結果から磁場に関する考察がおこなわれている。

以下、水星の熱史を記述する方程式系を作るにあたってどのように水星をモデル化するかについて、適宜補足説明を加えながら箇条書きする。

1. 初期に水星内部は核とマントルに分化している
2. 初期、マントルはケイ酸塩のソリダス温度、核は金属鉄のリキダス温度である

集積期水星が非常に高温の状態にあったとすると、内部では活発な対流が起り、それによって急激に冷却される。この進化過程の詳細は知られていないが、マントルがケイ酸塩のソリダス温度(物質が溶け始める温度)に、核がリキダス温度(物質が融けきる温度)になった時点をもって初期状態とし、初期条件を与える。

3. マントルはサブソリダス対流する

固体のマントルでの熱移動は、かつては伝導にのみよると考えられていた。しかし地球型惑星では、対流によって熱が効率よく運ばれていることが現在では明らかになっている。このモデルは、対流層はマントル内で幾層にも層をなしているのではなく、マントル全体を一つの大きな対流層であるとする(全マントル対流)。

4. 核でも熱的(または化学的)に対流が発生している

5. 水星内部を内核、外核、対流マントル、リソスフェアの四つの層に分ける

マントルの上部で対流に関わらない表面部分＝リソスフェアが惑星冷却に伴い成長し、核の中心には固体の内核が成長する。

6. 温度、物理的特性は各層において均質になっている

7. 核には軽元素（水星の場合は硫黄）が混入している

もし核が純粋な鉄であるとしたら、はるか過去に核は完全に固体の鉄となっていることを後で示す。このままではダイナモによる水星の固有磁場の説明は成り立たなくなる。そこで、核に微量の軽元素が混合されている可能性を考える。これにより、核の融点が下り、核が凍結しにくくなる。

8. 核の中心に、純粋な鉄からなる固体の内核が成長していくのに伴い外核の軽元素濃度は時とともに増加する

初期状態において内核半径 $R_i = 0$ 、すなわち核は液体である。次第に核が冷却されていくと、あるとき核の中から純粋な固体鉄の塊（内核）が誕生し、成長していく。これと同時に、外核におけるリキダス温度は低くなる。これは核全体に含まれる軽元素の総量は変化しない一方で、内核が硫黄を取り込まずに成長していくため、軽元素の濃度 χ は、 χ_0 を軽元素濃度の初期値、 R_c を核の半径として、

$$\chi = \chi_0 \frac{R_c^3}{R_c^3 - R_i^3} \quad (5)$$

と表される³。

9. 核の固化曲線は、その圧力と組成に依存する

核における溶解曲線 $T_{ma}(p)$ は、次のように与えられる。

$$T_{ma} = T_{mo}(1 - \alpha\chi)(1 + T_{m1}p + T_{m2}p^2) \quad (6)$$

ここで T_{mo} 、 T_{m1} 、 T_{m2} は定数である。また、 χ は軽元素の濃度、 α は軽元素の混合によって融点がどれほど下がるかを表す数値で、鉄・硫黄系の位相図から与えられる。 T_{cm} は核・マントル境界の温度、 p は圧力である。含まれる軽元素が多ければ多いほど、融点は下がる。一方内核が存在しないと仮定した場合、その温度分布を表す曲

³硫黄の総質量は変わらないので、

$$\frac{4}{3}\pi R_c^3 \chi_0 = \frac{4}{3}\pi (R_c^3 - R_i^3) \chi$$

が成り立つ。左辺は核が全て液体の初期状態における硫黄の質量、右辺は内核が成長し半径が R_c になったときの硫黄（外核にのみ存在する）の質量を表している。これより、式 (5) を得る。

線は、

$$T_a = T_{cm} \left(\frac{1 + T_{a1}p + T_{a2}p^2}{1 + T_{a1}p_{R_c} + T_{a2}p_{R_c}^2} \right) \quad (7)$$

と与えられる。ここで T_{a1} 、 T_{a2} は定数である。また核・マントル境界の圧力を p_{R_c} とする。ふたつの曲線 T_a と T_{ma} の交点から (図 2 を参照)、内核半径 R_i での圧力 p_{R_i} を求められる⁴。 R_i と p_{R_i} の関係式は、

$$R_i = \left(\frac{2(p_0 - p_{R_i})R_c}{\rho_c g} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

である⁵。

10. マントルにおいては放射性物質による熱の発生を考える

放射性物質による加熱 Q (単位体積・単位時間あたり) は、

$$Q = Q_0 \exp(-\lambda t) \quad (9)$$

に従う⁶。ここで Q_0 は初期値、 λ は放射性元素崩壊定数の平均値である。水星における Q_0 および λ の値は地球化学モデルより推測して与える。地球の場合熱源となる放射性物質はウラン、トリウム、そしてカリウムがあるが、水星についてはウランとトリウムのみを考え、ウラン、トリウムの量は地球のそれと同じと仮定されている。

11. マントルおよび内核の粘性率は温度のみに依存する

粘性率 ν は物質の温度のみに依存するとし、マントル、内核でそれぞれ

$$\nu_m = A_m \exp \frac{E_m}{T_u} \quad (10)$$

$$\nu_{ic} = A_{ic} \exp \frac{E_{ic}}{T_i} \quad (11)$$

と与える。ここで A と E は定数であり、 E は活性化エネルギーである。また、 T_u 、 T_i はそれぞれマントル最上部の温度、内核最上部の温度である。

12. レイリー数によって熱流量を記述する

各層の境界には急激な温度変化を示す熱境界層が存在する。この層を通過する熱流量を以下のように求める。 k を熱伝導率、 δ を熱境界層の厚さとし、熱境界層で温度は線形に変化するとして、

$$F = \frac{k\Delta T}{\delta} \quad (12)$$

⁴付録 1 参照

⁵付録 2 参照

⁶付録 3 参照

とする。その厚さ δ は、

$$d \left(\frac{Ra_{cr}}{Ra} \right)^\beta \quad (13)$$

と表す。ここで d は対流領域の厚さ、 β は定数である。また、 Ra は対流の活発さの尺度となるレイリー数であり、これが臨界レイリー数を越えたとき対流が発生する。 Ra_{cr} は臨界レイリー数である。さらにレイリー数は、熱膨張率 α 、熱拡散率 κ 、上で与えた粘性率 ν を用いて

$$Ra = \frac{g\alpha(\Delta T_u + \Delta T_l)(R_l - R_c)^3}{\nu\kappa} \quad (14)$$

と定義される。

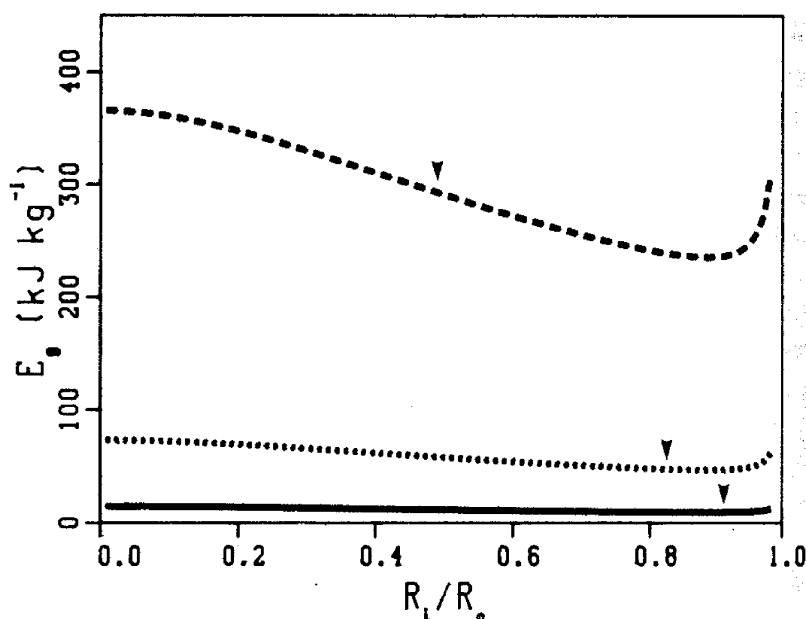


図 2: 放出される重力エネルギー $E_G(\xi = R_i/R_c$ の関数)。点線、実線、太い実線はそれぞれ $\chi_0 = 0.002, 0.01, 0.05$ 。各線上にあるカギ印は各 χ_0 に対する現在の半径。Schubert et al.(1988) より引用

13. 内核成長に伴い潜熱および重力エネルギーが解放される

液体が固体になるには、熱を外に放出する必要がある。この熱が潜熱である。潜熱 L は、低圧力下での値を適用して、 $L = 250$ kJ とする。また、単位質量の固体化に伴って放出される重力エネルギー E_G は、硫黄の濃度 χ によって変わり、

$$E_G = \frac{2\pi GR_c^2 \chi_0 \Delta \rho}{(1 - \xi^3)^2} \left(\frac{\rho_{ic}}{\rho_s} \right) \left(\frac{1}{5}(1 - \xi^5) - \frac{\xi^2}{3}(1 - \xi^3) \right) \quad (15)$$

と与える⁷。ここで ξ は核の半径と内核半径の比 R_i/R_c である。図 2 には、硫黄濃度の異なる初期値に対する重力エネルギー解放を示す。

14. 内核において潮汐加熱の影響を考慮する

内核が成長してそれなりの大きさをもつようになれば、潮汐加熱（惑星の固体部分が太陽から受ける重力によって揉まれることにより発生する熱）の影響を考慮する必要がある。潮汐熱の計算法は、Ross and Schubert(1986) および Sabadini et al.(1982) によっている。

⁷付録 4 参照

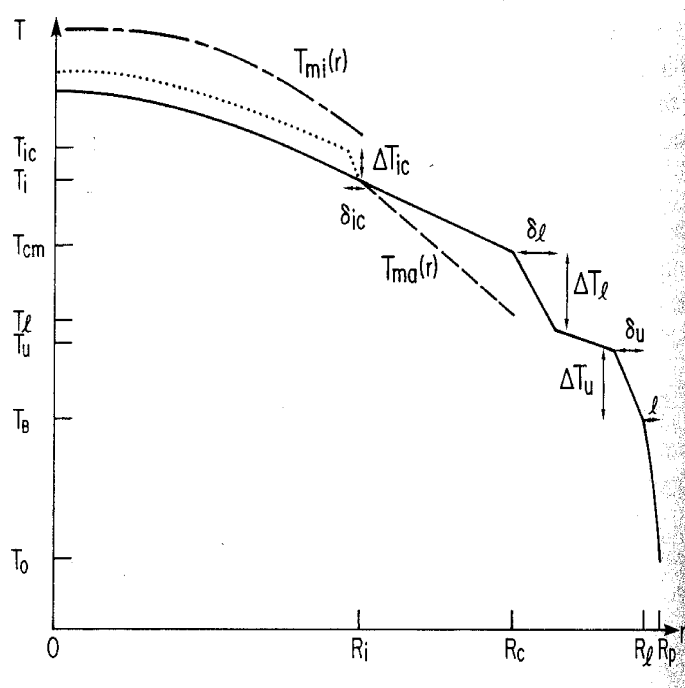


図 3: 水星の温度分布 (Schubert et al. 1988 より引用)

4-2 熱史モデル

熱史のモデリングは、具体的には各層における熱収支の変化を記述することによってなされる。図3は、水星内部の温度分布を大雑把に描写したものである。対流マントル、外核および内核の各層はそれぞれ断熱温度分布にあり、またマントルの最上部と最下部にある熱境界層とリソスフェアにおいては線形の温度分布をもつ。また、内核での温度分布は実線と点線に分かれているが、後者熱境界層を考慮した場合の内核、前者はそれを考えない場合を示す。 $T_{mi}(r)$ は純粋な鉄の溶解曲線、 $T_{ma}(r)$ は軽元素が混合された場合の溶解曲線である。以下、各層の熱収支の式を立てる。

リソスフェアにおいては熱は伝導によってのみ運ばれる。また、リソスフェア内部で発生する熱源は無いものとする⁸。リソスフェアに流れ込んだ熱流量を F_l 、リソスフェアから流れ出した熱流量を F_s （ともに単位面積あたりの値）、密度を ρ_m 、比熱を c 、リソスフェアの厚さを l として、熱収支の式は

$$\rho_m c (T_u - T_B) \frac{dl}{dt} = F_l - F_s \quad (16)$$

と与える。ここで T_B は定数である。これは、新たに生じた dl の厚さは熱量 $\rho c (T_u - T_B) dl$ によって記述されたものである。

⁸地殻においては放射性物質が集中しやすく、この熱源が存在する可能性は十分あるが、この問題は考慮していない。

次にマンツルのエネルギー収支は

$$\frac{4}{3}\pi(R_i^3 - R_c^3)\rho_m c \eta \frac{dT_u}{dt} = \frac{4}{3}\pi(R_i^3 - R_c^3)Q - 4\pi(R_i^2 F_l - R_c^2 F_c) \quad (17)$$

と表すことができる。 F_c は核からマンツルへ流れ込む熱流量（単位面積あたり）、 Q はマンツル内で発生する放射性物質による熱量（単位体積あたり）、 η は定数である。同じ物質からなるマンツルおよびリソスフェアは密度が等しいとする。 $\frac{4}{3}\pi(R_i^3 - R_c^3)$ はマンツルの体積であることに注意すると、式の右辺はマンツルへ流れ込んだエネルギーとマンツルで発生したエネルギーの和からマンツルから出て行った熱を差し引いたものであり、それによってマンツルの温度変化（=左辺）が起こる。(17)式の左辺は本来マンツルの平均温度 $\langle T_m \rangle$ を用いて

$$\frac{4}{3}\pi(R_i^3 - R_c^3)\rho_m c \frac{d\langle T_m \rangle}{dt}$$

とするべきであるが、この平均温度は最上部の温度 T_u で置き換えられている。この補正の係数が η である。この値はほとんど1に近い値をもつ。

外核と内核の熱収支は、まず両者を一括して次のように定式化する。

$$\frac{4\pi}{3}R_c^3 \rho_c c_c \eta_c \frac{dT_{cm}}{dt} = (L + E_G)4\pi R_i^2 \rho_c \frac{dR_i}{dt} - 4\pi R_c^2 F_c \quad (18)$$

この式では核の内部熱源（潮汐加熱）を考えない。定数 η は、マンツルと同じように与える。核の熱容量の変化（左辺）は、内核成長に伴う重力エネルギーと潜熱（右辺第一項）の解放から核から出て行く熱流量の差となる。

内核の潮汐加熱を考える場合には、外核と内核に分けて定式化する。外核におけるエネルギー収支は、次のように与えられる。

$$\frac{4}{3}\pi R_c^3 \rho_c c_c \eta_c \frac{dT_{cm}}{dt} = 4\pi R_i^2 F_i + (L + E_G)4\pi R_i^2 \rho_c \frac{dR_i}{dt} - 4\pi R_c^2 F_c \quad (19)$$

式の考え方は対流マンツルの式と（そして次に示す内核の式とも）同様である。ここで右辺第二項は、内核成長により重力エネルギーと潜熱の解放を表す⁹。そして内核については潮汐加熱 W_i を考えて、

$$\frac{4}{3}\pi R_i^3 \rho_c c_c \eta_i \frac{dT_i}{dt} = W_i - 4\pi R_i^2 F_i \quad (20)$$

となる。

さいごに初期条件・境界条件を与える。表面温度 $T(R_p) = T_s = 440\text{K}$ 、また時刻 $t = 0$ において、 $T_u(0) = 2000\text{K}$ 、 $T_{cm}(0) = 2600\text{K}$ 、 $R_i(0) = 0$ 、 $l(0) = 0$ とする。

以上で必要となる式、パラメータの計算方法およびパラメータの値は網羅し式を解く準備は完了した¹⁰。

⁹付録5参照

¹⁰以上の方程式群は付録6にまとめた。

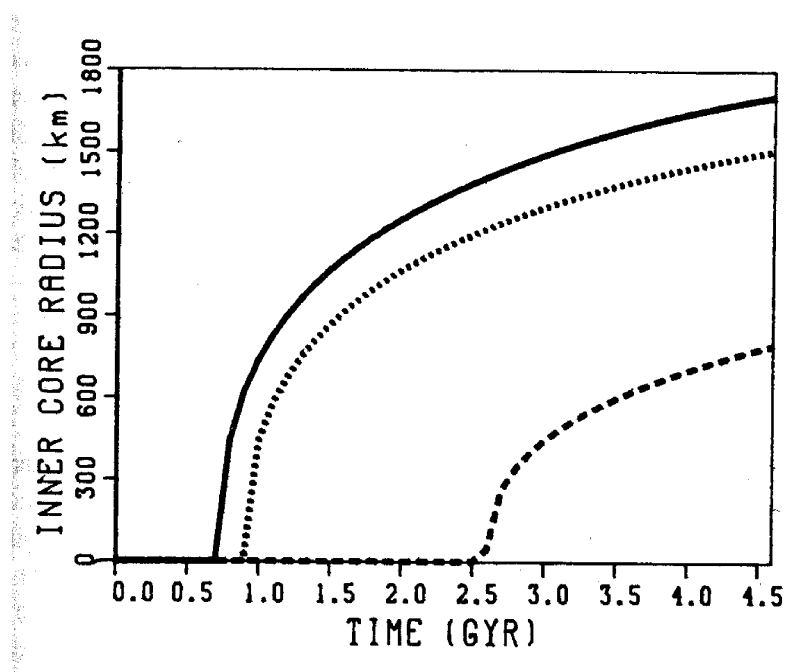


図 4: 三つの初期硫黄濃度に対する内核半径 (時間の関数)。点線、実線、太い実線はそれぞれ $\chi_0 = 0.002, 0.01, 0.05$ 。

5 結果

5-1 潮汐加熱を考えない場合

熱史の計算結果 (Schubert et al.1988) を示す。ここでは、まず内核潮汐加熱を考えない場合 (前章の (18) 式を使った場合) の内核半径の変化 (図 4) と惑星半径の変化 (図 5) を示した。図 4,5 において硫黄濃度の初期値を変えた計算を行い、その結果を示している。

$\chi_0 = 0.002$ の場合には 5 億年を過ぎたところで内核成長が始まり、 $\chi_0 = 0.05$ の場合には 25 億年後にスタートする。成長は時が経つほど緩やかになっているが、これは主に外核の軽元素濃度が増えることによる。さらに初期値を大きくして $\chi_0 = 0.07$ とすると、現在にいたっても内核成長は始まらない。内核成長が始まらなければ、ダイナモは動かないと考えられる。このダイナモは熱的要因のみによるものとは言えず、核表面付近の組成の変化によって起こるものである。すなわち内核成長によりその表面では軽元素が放出され外へ向かい上昇する。これが対流 (化学的原因による対流) と考えられる。そのために、後に磁場発生の原因をダイナモに求めるためには $\chi_0 = 0.07$ という値はもっともらしくない。

惑星半径の変化は、次の理由によって変化する。内核成長に伴い液体鉄が固体鉄に相変

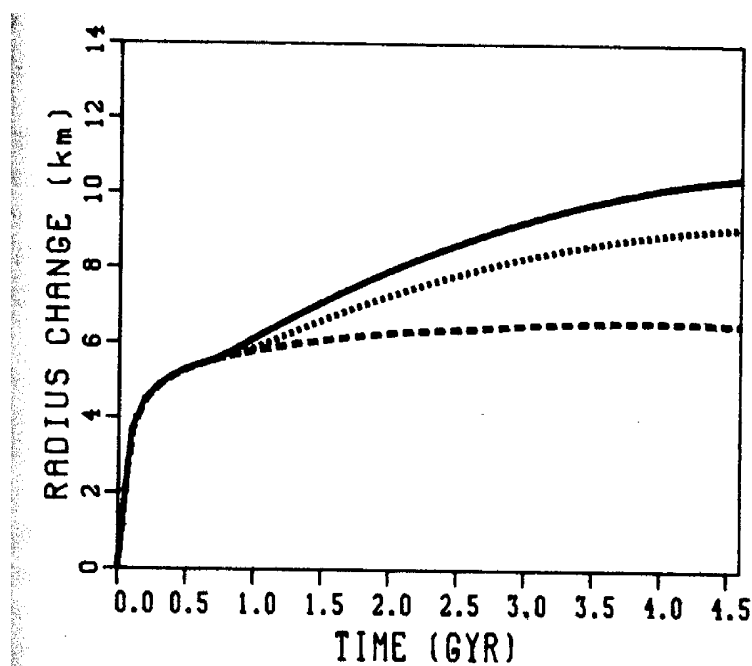


図 5: 三つの初期硫黄濃度に対する、内核成長とマンツル冷却に伴う惑星半径の変化。

化する。その際に、体積が変化（減少）する。このとき核の体積の変化は、

$$\Delta V_c = \int_0^{R_i} 4\pi r^2 \frac{\Delta V_{\gamma \rightarrow l}}{V_\gamma} dr \quad (21)$$

となる。ここで、 $\Delta V_{\gamma \rightarrow l}$ は液体鉄が固体（ γ 鉄）に変わったときの体積変化、 V_γ はその圧力下での γ 鉄の体積である。したがって、内核が誕生して半径 R_i になるまでに変化した体積は、単位体積当りの減少量 $\Delta V_{\gamma \rightarrow l}/V_\gamma$ に厚さ dr の球殻の体積 $4\pi r^2 dr$ を掛け、それを 0 から R_i まで積分すればよい。またマンツル冷却によっても体積は変化する。 V_m をマンツルの体積とすると、冷却による計算開始から時刻 t までの体積変化は次式で与えられる。

$$\Delta V_m = -V_m \alpha (T_u(0) - T_u(t)) \quad (22)$$

これらから惑星半径の変化は、

$$\Delta R_p = \frac{\Delta V_c + \Delta V_m}{4\pi R_p^2} \quad (23)$$

となる。全体の体積変化 $\Delta V_c + \Delta V_m$ は、惑星半径の変化量 ΔR_p に表面積を掛けることで近似した。

水星表面の写真から惑星収縮の証拠と考えられる逆断層や皺曲地形が確認されており、そこから収縮量が推定されている。これを用いて硫黄濃度の初期値を推定することができる。硫黄濃度が小さければ小さいほど（言い換えれば内核が成長すればするほど）惑星は縮むため、熱史から推定される収縮量と水星表面の記録から予想される収縮量とが一致するような値を考えると、 χ_0 が 0.02 を超える必要がある。

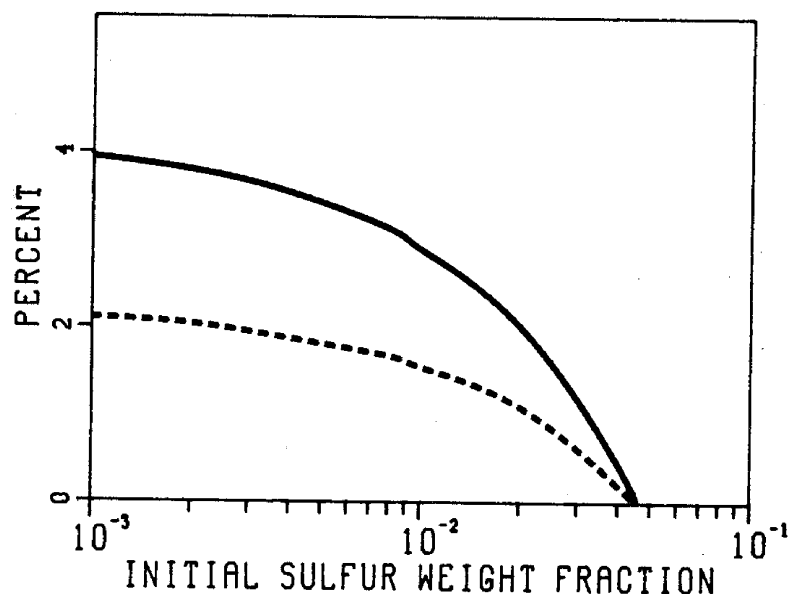


図 6: 核の熱流量 F_c (実線) および表面の熱流量 F_s (点線) において内核潮汐加熱の占める割合

5-2 潮汐加熱を考慮した場合

次に潮汐加熱を考慮した場合の計算結果を示す。

内核の熱源を考慮したモデルにおいては、たとえ χ_0 が小さくても、完全凍結をさらに遅らせ、より長い間液体外核を維持させることが可能となる可能性がある。内核が成長を始め、いずれ十分な大きさになったとき、これまで順調に成長してきた 内核は潮汐熱という新たな熱源の登場により再びその成長を妨げられることとなる。図 6 は、横軸に軽元素濃度の初期値をとって縦軸に現在の F_c および F_s 中に占める潮汐熱の割合をプロットしたグラフである。ここから、 χ_0 が 0.03~0.04 よりも少なければ潮汐熱が生じる。 $\chi_0 = 0.01$ (図 6 の 10^{-2} の点) としたとき、潮汐加熱を考えれば、考えないときよりもさらに 220 万年以上対流を続けさせることが可能となる。

6 固有磁場の起源を探る

本章では磁場発生の原因を議論する。水星が固有磁場をもつ原因として、

- ・残留磁化
- ・電磁流体ダイナモ
- ・熱電磁気の影響

などが考えられる。以下、残留磁化の可能性から順に検討する。

Connerney and Ness (1988) には水星で観測された磁場データの詳細な解説があり、それによれば水星磁場の代表的強さは 300 nT ほどである。地球の磁場はそのほとんどがダイナモによるが、地殻に残留しているものの寄与もないわけではない。ただその大きさは、わずか 10 nT である。水星が残留磁化のみによって、この値の 30 倍もの寄与を求めることは、ほとんど不可能と考えられる。それは次のような理由による。

- ・かつて水星内部で動いていたダイナモによるならば（この仮定が既に Runcorn の磁場の理論¹¹に反するが）、磁化は時間が経てば弱くなり、観測されたほどの大きさの磁場は残存していないと考えられる。

- ・磁化は、ある温度（Curie 点という。1040 K 程度）を超えると消滅する。熱史の計算結果によれば、過去、この温度を超えていたと考えられる。また、リソスフェアの厚さ（磁化の容量と言い換えても良いだろう）もまた、観測された値を説明するには難しい。

これらから、残留磁化による水星磁場の説明は成立しないと考えられる。次に、ダイナモによる説明は以下ようになる。

ダイナモの可能性を検証するには、まず外核の厚さを求め、この厚さにおいてダイナモは発生しうるかを考えればよい。初期の軽元素濃度が 1% よりはるかに小さいとしたときは、外核の厚さ d は、ほぼ

$$d = 3.1 \times 10^3 \chi_0^{1/2} \quad (24)$$

と与えることができる。この厚さ¹²でダイナモは動くかどうかを検討する。

ダイナモ発生の可能性を考えるには、磁気レイノルズ数 R_m を計算する。これは、流れの激しさの指標となるレイノルズ数になぞらえて導入された無次元数で、こう定義される。

$$R_m = \frac{v_{conv} d}{\lambda} \quad (25)$$

ここで、 v_{conv} は対流速度、 λ は液体鉄の拡散率で、約 $1\text{m}^2\text{s}^{-1}$ と与える。この磁気レイノルズ数が 10 を超えれば、理論的にはダイナモを持つことができる。対流速度は

$$v_{conv} = 0.1 \left(\frac{\Psi}{\rho} \right)^{1/3} \quad (26)$$

と与えられる。ただし ρ は流体密度、 Ψ は全散逸量である。 Ψ は対流による熱流量 F_{conv} と重力による熱流量 F_{grav} を用いて

$$\Psi \simeq \frac{\Delta T}{T} F_{conv} + F_{grav} \quad (27)$$

¹¹惑星内部に存在する何らかの磁場の発生源によって磁化を獲得した地殻は、その発生源の消滅によって外部磁場を持ちえなくなるという理論。つまりこの場合、ダイナモがないなら磁場は観測されないということ

¹²たとえば妥当な値として $0.001 \leq \chi_0 \leq 0.07$ とすれば外核の厚さはおよそ $100 \leq d \leq 800$ となる。

と与えられ、熱史の計算結果からその値を求められる。以上より磁気レイノルズ数を計算すると、ダイナモをもつ条件を満たすことが分かる。さらに、この磁場の強さも d を用いて表すことができ、外核が対流していれば

$$B_T(T) \sim 6 \times 10^{-8} d^2 \quad (28)$$

と与えられる。ここで B_T はトロイダル磁場の大きさである。ダイナモにより発生する磁場は、便宜上トロイダル磁場とポロイダル磁場に分けて扱われる。前者はマントルに閉じ込められて惑星の外部からは観測されない、核の内部のみに存在するドーナツ型の閉じた磁場である。じっさいに観測される磁場は前者から作り出される後者である¹³。

地球の場合、ポロイダル磁場の大きさはトロイダル磁場の約 10 倍である。しかし上の式によれば、この比は 10^3 ほどであり、地球のそれと比べてあまりに大きい。しかし、ダイナモ発生仕組みには未知の点も多い¹⁴ことから、これは有力な可能性として考えることができる。

このほかに、熱電効果によるダイナモというもう一つの可能性が提案されている。熱電効果とは熱の流れによって起電力が生じる効果のことで、地球ほどの大きさの磁場を説明するにはあまりにも弱い磁場しか発生させられないが、水星ほどの大きさのものであれば、より慎重な議論を必要とする。この熱電ダイナモのモデルによれば、起電力は核・マントル境界で生じると考えられる。磁場の大きさ B_P は、次のようにして求める。ポロイダル磁場を $B_P = R_m B_T$ とし、 $B_T = \mu_0 \sigma_m Q \Delta T_{lcm}$ と与える。ここで磁気レイノルズ数 $R_m = 10$ 、 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N A}^{-2}$ 、熱起電力 $Q = 10^{-3} \text{ V K}^{-1}$ 、マントルの伝導率 $\sigma_m = 10^3 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ 、核・マントル境界での代表的側面温度変化 $\Delta T_{lcm} = 1\text{K}$ と与える。これより、 $B_T = 10^5 \text{ T}$ となり、観測された結果とほぼ同じ値を得られる。熱電ダイナモによるモデルも不確かな点はあるが、これも固有磁場の起源として考えることはできるだろう。

¹³トロイダル磁場からポロイダル磁場が作られることを α 効果という。

¹⁴たとえば観測されないトロイダル磁場の大きさをどのように求めるのか

7 終章

以上、SRSS88 をレビューしながら水星の熱史と固有磁場の起源について考察した。

水星が固有磁場をもつことに対する説明として、永久磁気、電磁流体ダイナモ、熱電磁気によるダイナモという三つの解釈が考えられる。しかし永久磁気では観測された大きさの磁場を得ることは困難であり、電磁流体ダイナモであるとする、逆に観測値をはるかに上回る。また、熱電磁気による場合、磁場の大きさは説明できる。ただ、熱電磁気の発生モデルそのものが多くの問題点を抱えており、これをもって磁場の原因が熱電ダイナモによると結論づけることは難しい。電磁流体ダイナモのメカニズムに未知な点が多いことを考慮すると、磁場の原因はダイナモによると考えるのがもっともらしい。

もし水星内部でダイナモが動いているなら液体の外核が存在しなければならない。そこで、核の中にはわずかな量の軽元素が混入していると考え。軽元素の濃度が0.01%ほどあれば十分にダイナモは動き、2~3%とすれば、惑星収縮の条件にも適合する。また内核の潮汐加熱もダイナモの駆動に寄与していると考えられる。ただ、モデルには未だ不確かな仮定がいくつかあって、その例としては鉄のレオロジーやマンツルのレオロジーがあげられる。また、地殻に存在するに違いない放射性物質も考慮されていない。仮定を少し変えてみれば、違った結論が導かれる可能性も残されている。

BepiColombo という大掛かりな水星探査計画によって探査船が水星に到着するのは10年以上先である。水星の磁場構造や内部構造の解明や多くの意外な事実の発見、それに伴うモデルの見直しが期待される。

8 付録

8-1 p_{R_i} の計算

ふたつの曲線 T_a と T_{ma} の交点が内核半径となるから (図 2 を参照)、内核半径 R_i での圧力 p_{R_i} を求められる。すなわち $T_a(R_i) = T_{ma}(R_i)$ から

$$T_{cm} \left(\frac{1 + T_{a1}p_{R_i} + T_{a2}p_{R_i}^2}{1 + T_{a1}p_{R_c} + T_{a2}p_{R_c}^2} \right) = T_{mo}(1 - \alpha\chi)(1 + T_{m1}p_{R_i} + T_{m2}p_{R_i}^2)$$

となる。この式を整理すると、

$$(BT_{m2} - AT_{a2})p_{R_i}^2 + (BT_{m1} - AT_{a1})p_{R_i} + (B - A) = 0$$

なる二次方程式ができ、 p_{R_i} は求められる。ただし、

$$A = \frac{T_{cm}}{1 + T_{a1}p_{R_c} + T_{a2}p_{R_c}^2}$$

$$B = T_{mo}(1 - \alpha\chi)$$

とする。

8-2 式 (8) の導出

惑星中心から距離 r の点での圧力 $p(r)$ を考える。この点での部分的重力加速度 $g(r)$ は、

$$g(r) = \frac{r}{R_c}g$$

とする。ここで g は $g = g(R_c)$ すなわち核の表面での重力とし、さらに水星の場合内部のほとんどを核が占めることから、惑星表面の重力とも等しいと近似する。このとき、点 r における圧力 p と、そこから微小な距離 Δr だけ離れた (つまり惑星中心からの距離が $r + \Delta r$) 地点での圧力 $p + \Delta p$ を考えよう。距離が Δr だけ深く (あるいは浅く) になると、圧力が Δp だけ大きく (小さく) なる。この圧力差は単位面積、高さ Δr の立方体から受ける重力に他ならない。よって (圧力差) = (重力加速度) \times (密度) \times (体積) すなわち

$$\Delta p = -\frac{r}{R_c}g \times \rho \times \Delta r$$

となる。この式で Δ を d として中心から内核表面まで積分すると内核半径が出る。じっさいに積分すると、

$$\int_0^{R_i} dp = \int_0^{R_i} \rho \frac{r}{R_c} dr$$

となり、これは簡単に計算できて、

$$p_0 - p_{R_i} = \frac{\rho g R_i^2}{R_c 2}$$

となる。これより内核半径と p_{R_i} とを関係づける (9) 式は導かれる。この式に p_{R_i} を代入すれば内核半径を求められる。

8-3 放射性熱源に関する補足

λ は「単位時間当たりの崩壊確率」とでもいべきもので、元素の数が $10^{○○}$ 個という天文学的な個数に対してであれば、この確率を用いて正確な崩壊の量を求めることができる。すなわち、微小時間 dt の間に変化 (=減少) する元素の個数 dQ は

$$-dQ = Q \times dt \times \lambda$$

と表せる。これを積分して $Q(0) = Q_0$ を与えれば、(9) 式になる。ここでは個数について考えているが加熱量に関する (9) 式も同様にできる。

8-4 内核成長により発生する熱

単位質量当りの重力エネルギー解放量 E_G を求める前に、全重力エネルギー解放量 P_G を求める。 P_G は、

$$P_G = \int_{V_c} \dot{\rho}_c \Phi_c dV \quad (29)$$

となる。ここで Φ_c は重力ポテンシャルの近似値で半径 r の関数、 $\dot{\rho}_c$ は密度の時間変化を表す。液体外核の中で固体の内核が少しずつ成長していく。核 (外核でも内核でもよい) の中のある微小体積 dV を考える。このとき微小部分 dV の密度が $\dot{\rho}_c \delta t$ 変化 (増加もしくは減少) したとき、ここで発生した重力エネルギーは、(ポテンシャル) \times (質量の変化) $= \Phi_c \dot{\rho}_c dV \delta t$ となる。この値は密度が減少する点では負となり、増加する点では正となるが、それらを全部含めて核の体積 V_c で積分すれば、結局全体で発生した重力エネルギーを得られる。さらに、これを増加する量と減少する量に分けることができる。核における硫黄濃度を考えると、核全体で硫黄の総量は変化せず、一方で純粋な鉄からなる内核は成長する。したがって、内核の成長と供して外核中の硫黄の濃度が増し、鉄よりも硫黄の方が密度が小さいために、外核の密度は減少する。一方内核では、固体鉄となった部分では密度は変化せず、密度変化する部分は軽元素と混合された液体が純鉄のみの固体へと変わる内核表面のみであると考えられる。そこで、式 (27) は次のように書き直すことができる。

$$P_G = \int_{V_{oc}} \Phi_c \dot{\rho}_{oc} dV + \int_{S_{ic}} \Phi_c (\rho_{ic} - \rho_{oc}) \dot{R}_i dS \quad (30)$$

ここで $\dot{\rho}_{oc}$ は外核での密度変化、 V_{oc} は外核の体積、 S_{ic} は内核の表面積で、 R_i は内核半径の時間変化である。右辺第一項は式 (27) と同様に考える。また右辺第二項は内核表面の密度変化の式で、内核表面の微小面積 dS において内核半径が dR_i 増加したとき、この部分で変化する密度は $\rho_{ic} - \rho_{oc}$ である。したがって増加する全エネルギーはこの微小部分の質量 $((\rho_{ic} - \rho_{oc})\dot{R}_i dS)$ にポテンシャルをかけ、内核表面で積分した値であると考えることができる。ここで外核の密度変化は、

$$\dot{\rho}_{oc} = \frac{\rho_{ic}}{\rho_s} \dot{\chi} \Delta\rho \quad (31)$$

と表される。 ρ_s は軽元素の密度、 $\dot{\chi}$ は軽元素濃度の時間変化、 $\Delta\rho$ は外核における軽元素の密度と鉄の密度の差である。

さらに、核半径と内核半径の比 $\xi = R_i/R_c$ と外核境界での部分的重力加速度 $g_c = \frac{4}{3}\pi G\rho_c R_c$ を用いて (28) 式を整理すれば、

$$P_G = 2\pi g_c R_c^4 \dot{\chi} \Delta\rho \left(\frac{\rho_{ic}}{\rho_s} \right) \left(\frac{1}{5}(1 - \xi^5) - \frac{\xi^2}{3}(1 - \xi^3) \right) \quad (32)$$

となる。ところで P_G は、 $P_G = E_G \dot{m}$ ($\dot{m} = 4\pi R_i^2 \dot{R}_i \rho_c$) だから、結局最終的には、

$$E_G = \frac{2\pi G R_c^2 \chi_0 \Delta\rho}{(1 - \xi^3)^2} \left(\frac{\rho_{ic}}{\rho_s} \right) \left(\frac{1}{5}(1 - \xi^5) - \frac{\xi^2}{3}(1 - \xi^3) \right) \quad (33)$$

を得る。

8-5 式 (19) の補足

潜熱、重力エネルギーは単位体積当りの値である。したがって、微小時間 dt が経過したとき質量が dm 増加するとすれば、このとき放出される熱は

$$(L + E_G) \frac{dm}{dt}$$

となる。さらに dm は (2) 式と同様に $dm = 4\pi r^2 \rho dr$ とすることができる。このことから、内核成長に伴い発生するエネルギーは内核半径 R_i を使って

$$(L + E_G) \frac{dm}{dt} = (L + E_G) 4\pi R_i^2 \rho c \frac{dR_i}{dt}$$

と表される。よって (19) 式となる。

8-6 熱史の方程式の整理

(1) 熱史を記述する式

$$\begin{cases} \rho_m c (T_u(t) - T_B) \frac{dl(t)}{dt} = F_l - F_s \\ \frac{4}{3}\pi(R_l(l)^3 - R_c^3) \rho c \eta \frac{dT_u(t)}{dt} = \frac{4}{3}\pi(R_l(l)^3 - R_c^3) Q(t) - 4\pi(R_l(l)^2 F_l - R_c^2 F_c) \\ \frac{4\pi}{3} R_c^3 \rho_c c_c \eta c \frac{dT_{cm}(t)}{dt} = (L + E_G) \frac{dm}{dt} - 4\pi R_c^2 F_c \\ = (L + E_G) 4\pi R_i^2 \rho c \frac{dR_i(T_{cm})}{dt} - 4\pi R_c^2 F_c \end{cases} \quad (34)$$

(2) 質量の変化

$$m(R_i) = \frac{4}{3}\pi R_i^3 \rho_c \quad (35)$$

(3) R_i および R_l

$$\begin{cases} R_i = \left(\frac{2(p_0 - p_{R_i}) R_c}{\rho_c g} \right)^{\frac{1}{2}} \\ (BT_{m2} - AT_{a2}) p_{R_i}^2 + (BT_{m1} - AT_{a1}) p_{R_i} + (B - A) = 0 \\ A = \frac{T_{cm}(t)}{1 + T_{a1} p_{R_c} + T_{a2} p_{R_c}} \\ B = T_{mo} (1 - \alpha \chi) \\ R_l(l) = R_p - l(t) \end{cases} \quad (36)$$

(4) $Q(t)$

$$Q(t) = Q_0 \exp(-\lambda t) \quad (37)$$

(5) E_G および L

$$\begin{cases} L = 250 \\ E_G = \frac{2\pi G R_c^2 \chi_0 \Delta \rho}{(1 - \xi^3)^2} \left(\frac{\rho_{ic}}{\rho_s} \right) \left(\frac{1}{5} (1 - \xi^5) - \frac{\xi^2}{3} (1 - \xi^3) \right) \\ \xi = \frac{R_i}{R_c} \end{cases} \quad (38)$$

(6) F

$$\begin{cases} F_s = \frac{k(T_B - T_s)}{l(t)} \\ F_l = \frac{k(T_u(t) - T_B)}{\delta} \\ F_c = \frac{k(T_{cm}(t) - T_u(t))}{\delta} \\ \delta = (R_l(l) - R_c) \left(\frac{R_{acr}}{R_a} \right)^\beta \\ R_a = \frac{g \alpha_m (\Delta T_u + \Delta T_l) (R_l - R_c)^3}{\nu \kappa} \\ \Delta T_u = T_u(t) - T_B \\ \Delta T_l = T_{cm}(t) - T_u(t) \\ \nu_m(T_u) = A_m \exp \frac{E_m}{T_u(t)} \end{cases} \quad (39)$$

(7) 初期条件

$$\begin{cases} T_u(0) = 2000 \\ T_{cm}(0) = 2600 \\ R_i(0) = 0 \\ l(0) = 0 \end{cases} \quad (40)$$

(8) 定数

記号	意味	値
R_p	水星半径	2.44×10^3 km
R_c	核の半径	1.84×10^3 km
ρ_m	マンツルの密度	3300 kg m ⁻³
ρ_c	核の密度	8600 kg m ⁻³
T_s	表面温度	440 K
T_B	リソスフェア最下部温度	1467 K
T_{mo}	1気圧下での鉄の融点	1880 K
T_{m1}	鉄の融点を与える定数	1.36×10^{-11} K Pa ⁻¹
T_{m2}	鉄の融点を与える定数	-6.2×10^{-23} K Pa ⁻²
T_{a1}	核の温度勾配を与える定数	8.0×10^{-12} K Pa ⁻¹
T_{a2}	核の温度勾配を与える定数	-3.9×10^{-23} K Pa ⁻²
p_0	惑星中心の圧力	40 GPa
p_{R_c}	核表面の圧力	10 GPa
η	断熱温度の補正項	1.1
k	熱伝導率	4 W m ⁻¹ K ⁻¹
g_s	水星表面の重力加速度	3.8 m s ⁻¹
Ra_{cr}	臨界レイリー数	1000
α_m	熱膨張率	3×10^{-5} K ⁻¹
β	境界層の厚さを与える定数	0.3
α	鉄の融点変化を与える定数	2
κ	熱拡散率	10^{-6} m ² s ⁻¹
Q_0	放射性熱源の初期値	1.7×10^{-7} W m ⁻³
λ	放射性崩壊定数	1.4×10^{-17} s ⁻¹
A_m	粘性率を与える定数	4000 m ² s ⁻¹
E_m	境界の活性化エネルギー	57000 K

8-7 Schubert et al.(1988) 全訳

水星の熱史と磁場の発生

G.SHUBERT, M.N.ROSS University of California at Los Angeles

D.J.STEVENSON California Institute of Technology

T.SPOHN Westfaelische Wilhelms Universtat

水星はおそらく、鉄からなる核の初期の分化を伴う高温条件下で形成された。もしもこの核が純粋な鉄であるとするなら、その核は瞬く間に凍りついてしまうだろう。しかし、そこにほんの少量の硫黄が加わり、揮発性物質を帯びた微惑星は水星の集積に寄与した。この条件下で、融点の下がった硫化鉄の共融混合物によって、水星は核の完全凍結を免れてきたのである。水星のサブソリダス対流を取り入れた詳細なモデルは、これまでのところ、次のようなことを示している。すなわち、水星の核において液体部分が対流を維持しているとすれば、観測によって得られた磁場を認めることができる。硫黄の存在度が鉄の2~3%程度とすれば、初期の隕石重爆撃（地質学的時間にわたって惑星収縮による地質学的条件を満たす）以前に急速な内核成長があったこと、そして、外核において今なお進行中の対流の可能性が説明できる。潮汐加熱という役割を核のエネルギー源として考慮すれば、外核は熱対流を継続しているはずである。永久磁化では、やっとのことで磁場の説明が（しようと思えば）できるに過ぎない。液体外核の存在は、現在の構造の特徴をよりよく説明できる。しかしながらダイナモ発生の条件が観測値を一ケタも二ケタも上回るという条件を満たすのかどうかは確かではない。弱い熱電ダイナモを含む、別の可能性についても議論されている。

水星の磁場の起源を知りたいければ、惑星内部の構造と温度を決定しなければならない。そのためには、観察による条件の不足のために、熱史をモデリングすることが重要になる。水星の初期の温度と構造の仮定から、熱進化のモデリングは始めねばならない。この章のはじめの2節において、初期状態を議論し、集積と同時、もしくは直後に、高温で分化されていた核とケイ酸塩のマントルを形成したと結論づける。惑星は、高温の下で激しく対流することによってその進化をスタートさせるが、初期状態に関する詳細な記録を残してはくれない。次に、熱史の舞台をととのえながら水星の熱史シミュレートを試みを簡単にレビューする。とくにStevenson et al.による熱史モデル（1983）に関して、固体の内核における潮汐加熱の効果も含め、さまざまな角度から議論し、拡張していく。最終的に、磁場の源に対する熱史モデリングにどのような意義があるのかを議論したい。

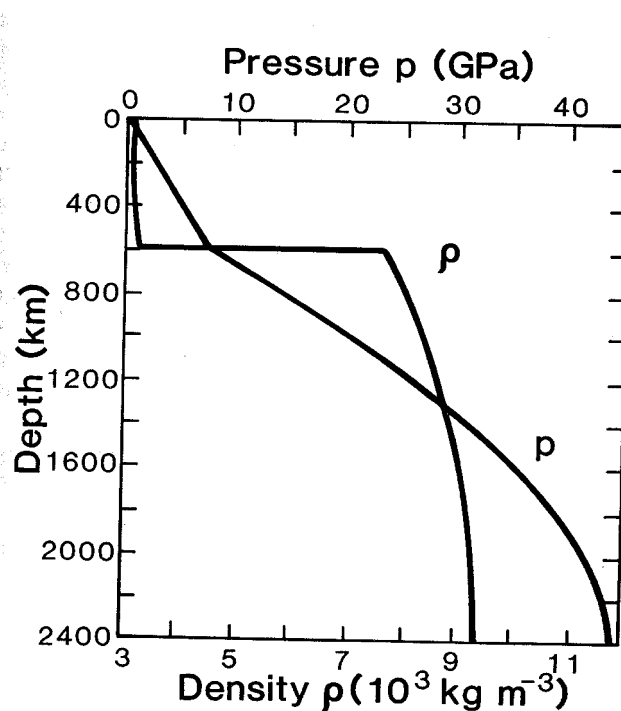


図 1: 完全に分化した水星モデルにおける圧力 p と密度 ρ の深さプロファイル (Siefield and Solomon 1974 以後)。

内部構造

重元素の宇宙存在度を考慮すると、水星の高密度を説明するために鉄がその全重量の 60~70 パーセントを占めていなければならないということに対しては疑問を挟む余地がない (Urey 1951,1952 ; Reynolds and Summers 1969 ; Siefield and Solomon 1974)。鉄の質量の割合は鉄がどのように分布しているかには影響されないけれども、この分配のタイプに関する疑問 (たとえば、鉄は核の中心に集中しているのか、あるいは酸化物として均質に分布しているのか、でなければこれら二つの極端な状態が共存しているのか) は、水星の内部構造に関しては重要な問題ではあるが知られていない。磁場の起源が、永久磁場や電磁流体ダイナモを議論しなければ、この分布の中での磁場の存在は区別できない。しかし 8 章では永久磁気を議論し、磁場は、水星が巨大な、そして少なくとも部分的には液体の核を持っているという観察から得た証拠とみなす。水星は、その月のような外観と表面のスペクトルの性質から鉄の核を持っていることが予想される (McCord and Adams 1972a,b ; Murray et al. 1974,1975 ; Hapke et al. 1975 ; McCord and Clark 1979 ; Vilas et al. 1984 ; Vilas 1985)。水星はケイ酸塩のマントルと鉄の核に分化されているように見える。水星の高いアルベド (月のそれよりも大きい) が、表面に膨大な量の金属鉄が存在することを許さないのである。微弱な、もしくは存在しない (Vilas 1985) Fe^{2+} 吸収の性質は、表面の鉱物の鉄の量に制限を与える。水星の高密度は、表面のみを観察すると鉄に

乏しいように見えながら、豊富な鉄が存在し、それが核に集中していることを意味している。

水星が鉄の核を持っているかどうかという問題は、周回探査機と着陸探査機によって得られる新しいデータによってのみ、その手がかりを得ることができる。水星の地震が活動的であれば、地震計を表面にセットすれば核が存在するかどうかを決定できる。しかし、核が固体なのかどうかも分からない水星においては、地震学的な実験は難しい。慣性モーメントを決定できれば、鉄は均質に分布しているのか、それとも核に集中しているのかを見定めることができる。つまり、 M を水星の質量、 R を半径として、鉄の核を持つ水星モデルに対し $C/(MR^2) = 0.34$ (Basaltic Volcanism Study Project 1981)、一方鉄が均質に分布しているモデルでは、 $C/(MR^2) = 0.4$ となる。Peale(1976,1981) は、重力係数 J_2 、 C_{22} 、 ϕ (88 日間で起こる最小慣性モーメントの主軸に対する物理秤動の振幅)、 θ (スピン軸の傾斜角) が、どのように $C/(MR^2)$ の決定と結びつくかを議論した。水星の周回探査機のラジオトラッキングによって、 J_2 、 C_{22} の値は決定できる。また、自動送受信機のネットワークの位置によって θ と ϕ の値も直ちに決まるだろう。磁場の空間構造と電磁誘導の十分に詳細な観察によって、さらに別の水星の核を検証する手法を提供するだろう。

以下、水星は鉄、ニッケルの核をもち、マントルはケイ酸塩であると仮定する。組成と状態方程式に関してさまざまな仮定があるが、それらのモデルはどれも似通っており、核の半径は惑星半径の 3/4 ほどである。分化した水星の代表的なモデルに対する圧力と密度の深さ分布を図 1 に示した (Siefeld and Solomon 1974)。

核形成のタイミングと熱史モデリングに対する初期状態

初期に核の形成を起こした水星に対して、高温の初期状態であったことを支持する強力な理論上の議論が存在する。たしかに、もし水星が分化した惑星なら、表面を観察することによって核の分離というイベントの証拠を得られる。水星は核分離に伴い半径が 15 km ほど膨れ上がるイベントを起こしたが、その証拠といえる地形の特徴は存在しない。ということは、核形成は 40 億年前の隕石重爆撃 (heavy bombardment) 以前に起きねばならない (Solomon 1977)。集積熱のみによって初期の核分化に必要なエネルギーを原理的に説明することができる。均質に集積する際、加熱に用いることのできる単位質量あたりの重力ポテンシャルエネルギーは $3GM/5R$ (G は万有引力定数、 M は惑星の質量、 R は半径) である。このエネルギーは水星の温度を 5500 K 近く上昇させることができる ($1\text{kJkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ の比熱を仮定した)。これは明らかに、水星が溶解し分化するには十分すぎる温度上昇である。水星のケイ酸塩溶解温度はどれだけ深いところでもせいぜい 2500K であり、集積する微惑星の初期温度は 1000 K 程度 (水星軌道における Fe、 MgSiO_3 の平衡凝縮温度は 1400 K (Lewis 1972)) である。もちろん、どこかへ発散するかわりに惑星内部で保持される集積エネルギーの割合はわからない。地球と月の集積熱モデル (Kaula 1979,1980) によれば、エネルギー保持率は、少なくとも見積もって 10 パーセントで、50 パーセント程度が妥当である。わずか 20 パーセントの保持効率 h によって、十分に水星全体を溶解させられる。

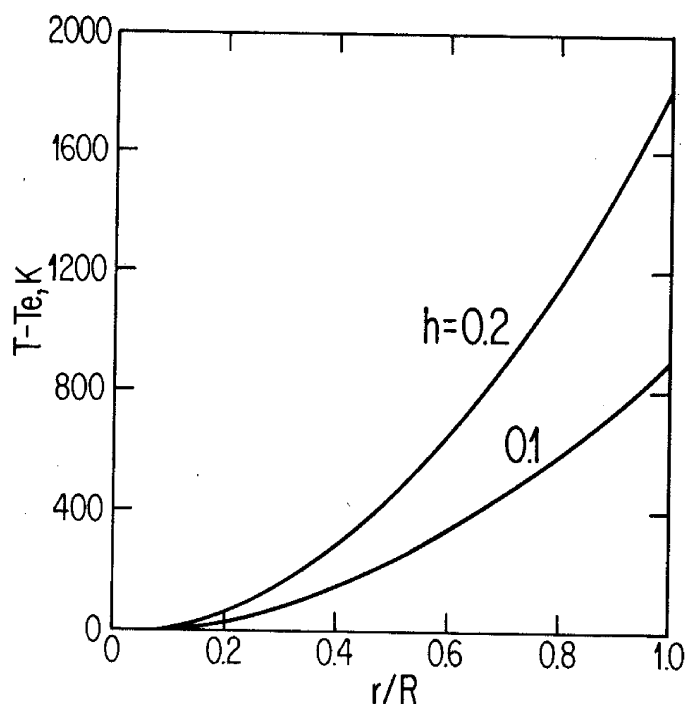


図 2: 横軸を標準化した半径 r/R とし、縦軸に集積温度 ($T - T_e$) K をプロットした。温度 T_e は微惑星が集積するステージにおける背景温度。またパラメータ h はエネルギー保持率。

図 2 は、モデル方程式 (Kaula 1980 ; Schbert et al. 1986)

$$T(r) = \frac{hGM(r)}{cr} \left(\frac{ru^2}{2GM(r)} \right) + T_e \quad (1)$$

に基づいた水星に対する集積温度である。 c は比熱、 T_e は背景温度、 $u^2/2$ は水星を形成する微惑星が惑星に接近する際生ずる単位質量当りの無限遠に対する運動エネルギー、 $M(r)$ は半径 r より内側の惑星質量である。図 2 の計算においては、 $ru^2/2GM(r) \ll 1$ 、 $c = 1 \text{kJkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ で、一定密度の惑星を仮定する。この温度方程式は、半径 r のとき、保持された熱の割合が表面全体に平等に分配され、惑星の集積時間にわたって熱の再分配が起こることは決してないという仮定に基づいている。このモデルの表面付近の高温は、集積する惑星の熱輸送と表面からの放射による熱の喪失はいくばくか和らげられている。

ほかのエネルギー源も水星の分化に寄与していたかもしれない。それはいまの我々の知識から推論せねばならないのだが、次のようなものが考えられる。1. 短寿命の放射性物質 (Lee et al. 1976 ; Runcorn et al. 1977) 2. 電磁加熱 (Sonett et al. 1975) 3. 回転を減速させる潮汐加熱 (ただしこれは、Burns(1976) が重要ではないと結論を下した) 4. 原始太陽形星雲の散逸の際、高温に伴う加熱 (Cameron 1985)。もしも水星が太陽から受ける U や T_h をすべて保持しているなら、たとえ水星が冷たかったとしても長期にわたる放射性物質による加熱は集積後の十億年以内に十分に分化を引き起こすことができる。(Siefried and Solomon 1974 ; Solomon 1976 ; Toksoz et al. 1978)。

核の分離が集積と同時か、直後に起こったとすれば、水星の初期温度はマントル内のケイ酸塩はソリダス温度に一致し、鉄の核はリキダス温度に一致していたことは確かである。さらに核形成に伴う重力エネルギー放出を考えれば、この高温の初期状態という予想はより確からしい。このエネルギーは疑いなく保持され、水星の温度を 700 K 上昇させる (Solomon 1976)。

水星の初期の温度から、熱進化がスタートする際の核とマントルの活発な対流が予想できる。マントル粘性率の強い温度依存 (Tozer 1967) によって与えられた熱を安定させる効果のために、初期の活発な対流は、まず、水星を急激に冷却する。その後、ある程度まで冷却されたとき、マントル対流もより緩慢になり、それに伴い冷却のスピードも遅くなる。この活発な対流と、それに伴う急激な冷却によって、初期状態の詳細は保持されない (Schubert et al. 1979)。

熱史モデリング；文献のレビュー

前の二つのセクションでは、以後示す熱史モデルのステージを設定した。そしてそのモデルによって、ソリダス温度でのマントルとリキダスでの核からなる完全に分化された初期状態を仮定する。しかし、このモデルの議論を進める前に、手短かに熱進化に関する仮定をおさらいする必要がある。というのは、過去、発表された膨大な論文群の初期状態に関する仮定はどれも異なり、しかもそのほとんどが、水星の熱史におけるさまざまな物理的、ないしは化学的プロセスを無視しているからである。

いくつかの論文 (Siefried and Solomon 1974 ; Fricker et al. 1976 ; Sharpe and Strangway 1976 ; Solomon 1976, 1977, 1979 ; Solomon and Chaiken 1976) は、マントルでの熱移動は伝導によってのみなされることを許している。ところがマントルでは、伝導は、それほど主要な熱輸送のタイプではない。重要なのは、伝導ではなくサブソリダス対流である。サブソリダス対流によって惑星内部の温度が規定されるというのが、現在一般的な考え方である (Runcorn 1962 ; Tozer 1967 ; Turcotte and Oxburgh 1969 ; Schubert et al. 1969)。

水星の熱史に関するいくつかの論文 (たとえば Siefried and Solomon 1974 ; Solomon 1976 を参照されたい) を見ると、核の急速な凝固を予想している。したがって、核でのダイナモによる磁場発生の説明という難問が生ずる。Fricker et al. (1976) は、核-マントル境界における鉄とケイ酸塩の溶解温度の違いという観点からこの謎を解決する一つの手がかりを示した。このモデルでは現在、核は溶けているとしているが、マントル対流による冷却については触れられていない。Cassen et al. (1976)、Gubbins (1977)、Toksoz et al. (1978) の研究によると、サブソリダスのマントル対流は、初期の核凝固という謎をますます分らないものにしていく。Cassen et al. (1976) は、下部マントルの放射性熱源の保持によって核は完全凍結を免れられるのではないかと提案した。また Toksoz et al. (1978) によると、放射性熱源を核に加えることによって核凝固の問題は解決される。Siefried and Solomon (1974)、Toksoz and Johnston (1977)、Sharpe and Strangway (1976)、Solomon (1977) も同様の提案をしている。これらの論文の著者たちはさまざまな提案をし、現在、核は溶けているという結論に至ったが、これは表面の記録を考えると矛盾している。

マントル対流による核の冷却にも関わらず、現在、水星の核が部分的に溶解していると

考えるもっとも信用のおける考え方は、核の内部に軽元素が組み込まれることである。核が溶けていることについて初めて言及したのは Cassen et al.(1976) と Solomon(1976) であり、Stevenson et al. (1983) (原始太陽系における微惑星の混合によって水星に硫黄その他の不安定物質が付加されると強調した) が詳細な量的データと駆使し、さらに深く探求した。ではこの軽元素は何か。ただ一つの有力候補は硫黄である。酸素はたとえば地球に対してならば有力な候補となりうるが (Ringwood 1977, McCammon et al. 1983)、圧力の低い水星を考えると適切とは言えない。硫黄の混合に伴う溶解温度の減少は水星の液体外核を維持するには非常に重要である。Stevenson et al. (1983) の計算によれば、水星の核は現在、大部分固体になっていなければならない。固体の鉄でできた内核が成長するのにともなう液体外核での硫黄含有量の増加は次第に外核の溶解温度を下げ、核の完全凍結を遅らせる。

水星で、隕石重爆撃以来続いてきた収縮の量は、表面に残された記録によって知ることができる。Storm et al. (1975) は急斜面の傾き、高さ、長さを測定し、その結果次のような結論を下した。この収縮によって、表面の減少量は 10^5 km^2 (つまり半径 2 km の収縮) 以下となる。Solomon(1976,1977,1979) は、この隕石重爆撃後の水星収縮によって、40 億年前の完全に液体であったは、冷却されてもせいぜい 1100 km 程度にしかならないことを強調した。核の完全凍結は、地質学的な推定をはるかに超えて、半径を 15 km ほど収縮させる。Stevenson et al.(1983) のモデルや後にこの章で登場するいくつかのモデルでの核固体化の大きさは、この条件とは違った考えを主張している。しかしながら、多くは、核冷却がいつ始まり、どの程度の速さで進行するかに依存する。もしも実質的な核冷却が隕石爆撃と地形の保存以前に起こるならば、2 km 収縮という観察結果より得た核冷却範囲の条件は弱められる。潮汐で回転速度が減少することによって急斜面が形成されるなら (Burns 1976 ; Melosh and Dzurisin 1978 , Pechmann and Melosh 1979)、惑星冷却による 2 km 収縮という予想さえも疑問である。この急斜面に対する議論は、Cordell と Storm が赤道に存在する断崖が南北の方位を選択的にもっているとの反論を出した。潮汐スピンドアウンの地表テクトニクスへの影響に対する反論は、スピンによる減速によって予測された水星の特徴について議論不足の感がある。モデル結果に関する次のセクションでは、この問題に戻る。

初期には高温で、完全に分化されていないという全く違ったシナリオを仮定している論文もわずかに存在する。Majeva(1969) は、分化されていない水星の熱史について研究した。Siefeld and Solomon(1974)、Sharpe and Strangway (1976) も、同様のモデルについて考察している。

これらの未分化モデルは、低温の集積、そして U、Th といった放射性熱源の濃度の低さという過程の下で分化を妨げる環境を作り出している。Solomon(1976) は、どんな初期の温度分布に対しても、太陽における元素存在度の U、Th による水星の加熱は核分化を引き起こすことを示した。Sharpe and Strangway (1976) による低温で分化していない水星モデルにおいては、水星の現在の磁場は、惑星内部深くにある残留磁化に起因するとされる。

マントル対流を含めた熱史モデルでは、たとえばリソスフェアの厚さといった水星構造の別の側面についても調べることができる。水星は、惑星冷却とともに厚くなるリソスフェア (Shubert et al. 1979) をもった、一枚のプレートからなる惑星である (Solomon 1977)。

この章で示すモデル計算によってリソスフェアの厚さを 180 km 程度と与える（ただし内部熱源を考慮しなかった以前のモデル (Schubert et al. 1979) は今のリソスフェアの厚さを 300 km ほどとしていた）。地質学的記録から推定される 2 km の収縮部分の一部は、リソスフェアの冷却と成長が、その原因と考えられる (Solomon 1977)。このリソスフェア冷却は隕石爆撃以前から続いているものである。Stevenson et al.(1983) の結果によれば、現在、マントルはリソスフェアの下で対流している。ただし決して活発なものではない。Toksoz et al. の熱モデル (1978) によれば、マントル対流は 25 億年後に止まる。マントルが今なお対流を続けているのかという根本的な問いに対して Runcorn(1977) はこう提案した。水星の対流の状態は、マントル対流システムの二次の非静水圧成分にはたらく太陽のトルクによって維持されている。しかし、回転を生み出しそれを維持するには赤道の慣性モーメントがわずかに違うことが必要とされるので (Goldreich and Peale)、この違いは冷たいリソスフェアの圧力によって維持されるのだろう。

次の節では、以下に掲げるような水星熱史モデルの詳細な結果を示す。

1. 完全に分化したマントルと核の熱的結合
2. 熱が核から出て行く割合を支配するヌッセルト・レイリー数によってパラメータ化された全体のマントル対流
3. 熱的かつ（もしくは？）化学的に駆動される核での対流
4. 放射性物質による熱の生成（マントルのみ）
5. ソリダスのマントルとリキダスに近い断熱温度分布を示す核によって構成される高温の初期状態
6. 核には軽い合金成分が組み込まれている
7. 軽元素を外核へ移動させながら成長する内核
8. 圧力と構成に依存する、核に対する固化曲線
9. 内核成長に伴う潜熱と重力エネルギーの解放
10. 温度に依存したマントル粘性率
11. 内核における潮汐加熱

内核での潮汐散逸を加えたことを除けば、モデルは本質的に Stevenson et al.(1983) のそれとは同一のものである。

熱史モデル

図 3 に示したモデルは、伝導リソスフェア $R_p > r > R_l$ 、対流マントル $R_l > r > R_c$ 、液体の外核 $R_c > r > R_i$ 、固体の内核 $r < R_i$ によって定義される（ r は中心からの距離を表す）。内核の純粋な鉄に対する溶解曲線 $T_{mi}(r)$ と外核の不純物の混じった鉄の溶解曲線 $T_{ma}(r)$ もまた、図 3 に示した。外核の溶解温度を下げ、核の完全凍結を防ぐために、外核中の軽元素（たとえば硫黄）は必要である。水星が熱進化スタートの際完全に分化しているという可能性は、2 節において既に議論した。内部ではマントルが対流しており、一枚のプレートからなる惑星ということから推定された別の内部構造も提案されている (Schubert et al. 1979, 1980 ; Stevenson et al. 1983)。マントルは完全なサブソリダ

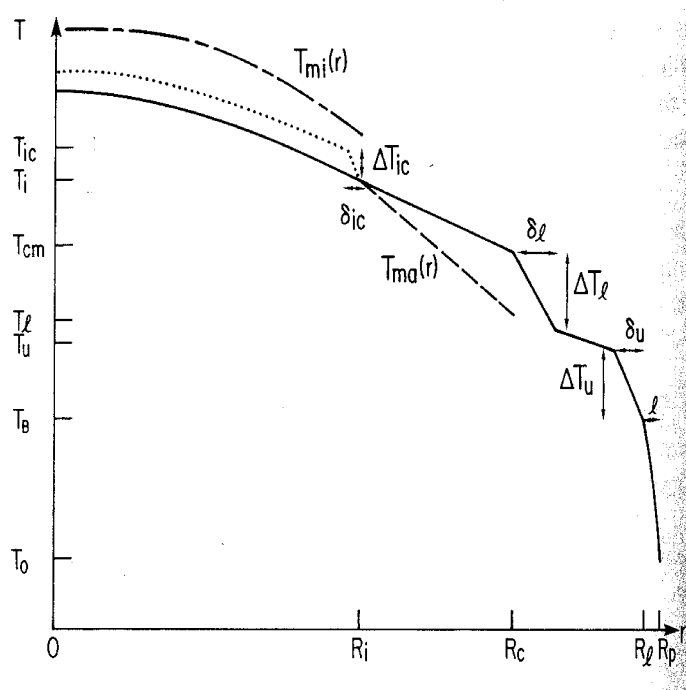


図 3: 水星の温度分布の簡単なスケッチ。すべての熱境界層で温度は線形に上昇し、マントル、外核、内核において温度は断熱的に上昇する。内核では熱境界層を考慮すれば点線のようなプロファイルを示し、考えなければ実線のように振舞う。純粋な鉄の溶解曲線 T_{mi} と軽元素が含まれた溶解曲線 T_{ma} も、同時に示した。 R_p ; 惑星半径、 R_c ; 外核の半径、 R_i ; 内核・外核境界の半径、 T_B ; リソスフェア最下部の温度、 T_u ; マントルの上部熱境界層最下部の温度、 T_l ; マントルの下部熱境界層最上部の温度、 T_{cm} ; 核・マントル接点の温度、 T_i ; 内核・外核境界の温度、 T_{ic} ; 内核に含まれる上部熱境界層最下部の温度。

スで、これは過去 30 億年の火山活動が無かったことと符合する。温度、物理的特性はそれぞれの層内で均質である。このモデルには、厚くなっていくリソスフェアと成長する内核が含まれる。リソスフェアの温度分布は伝導性による定常状態によって近似される。温度は上部マントル、下部マントルの熱境界層で、そしておそらく、重要な熱源が内核に存在するならば内核上部の熱境界層でも、線形に変化する。温度は、マントル境界層の間の断熱分布に従い、液体の核では、熱境界層は無視してよいと仮定する。熱源には、マントルとリソスフェアで一定に分配される放射性物質による加熱、内核の潮汐加熱も含まれる。システムの時間変化は各々の境界層におけるエネルギーバランスを記述することによって求められる。厚さ l のリソスフェアに対して、

$$\rho c(T_u - T_B) \frac{dl}{dt} = F_l - F_s \quad (2)$$

である。ここで、 ρ は密度、 c は比熱 (それぞれのマントルに等しいと仮定した)、 T_u は対流マントル上部の、 T_B はリソスフェア (時間によらず一定と仮定) の最下部の温度であり、 F_l 、 F_s はそれぞれリソスフェアに流入する熱流量、リソスフェアから出て行く熱流量

である。マントルに対するエネルギーバランスは、

$$\frac{4\pi}{3}(R_i^3 - R_c^3)(Q - \rho_c \eta \frac{dT_u}{dt}) = 4\pi(R_i^2 F_l - R_c^2 F_c) \quad (3)$$

と与える。ここで、 Q は放射性物質による熱生成の体積あたりの割合、 R_l 、 R_c 、 T_u は図 3 で定義する。 η はマントルでの断熱温度上昇を補正する定数、 F_c は核からの熱流量である。内核の冷却によって放出される化学的エネルギー、そして重力のエネルギーがマントルへの移動の際、核・マントル境界で利用されると仮定しよう。核の内部熱源を除いた核のエネルギーバランスは、

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

である。ここで L は鉄の固体化に伴う潜熱、 E_G は外核に軽元素が集中するとき利用されるエネルギー、 T_{cm} は核・マントル境界の温度、 R_i は内核半径、 ρ_c 、 c_c はそれぞれ核の密度、比熱、 η_c は核における断熱温度上昇を補正する定数である。もし内核での潮汐散逸加熱が説明されるなら、外核、内核でのエネルギーバランスはこう書ける。

$$4\pi R_i^2 F_i + (L + E_G)4\pi R_i^2 \rho_c \frac{dR_i}{dt} - 4\pi R_c^2 F_c = \frac{4\pi}{3} R_c^3 \rho_c c_c \eta_c \frac{dT_{cm}}{dt} \quad (5)$$

$$W_i - 4\pi R_i^2 F_i = \frac{4\pi}{3} \rho_c c_c R_i^3 \eta_i \frac{dT_i}{dt} \quad (6)$$

ここで W_i は内核潮汐熱源によって作られた力のトータルを、 R_i は内核・外核境界での温度を、 F_i は内核からの熱流量を、そして η_i は内核での断熱温度上昇を補正する定数である。

核は、初期の分化と核形成モデル (Safronov 1978, Kaula 1979, Schubert et al. 1980, Basaltic Volcanism Study Project 1981) にしたがって、完全に溶解していると仮定しよう。その後の内核・外核境界は外核の断熱分布を横切る溶解曲線での圧力から、その位置が決定される。溶解曲線 (圧力 p の関数) は、こう与えられる。

$$T_{ma} = T_{mo}(1 - \alpha\chi)(1 + T_{m1}p + T_{m2}p^2) \quad (7)$$

ここで、 T_{m1} と T_{m2} は定数、 α は鉄の、高圧状態における位相ダイアグラムから決定した定数、 χ は軽元素の濃度を表す。外核の断熱分布はこう与えられる。

$$T_a = T_{cm} \left(\frac{1 + T_{a1}p + T_{a2}p^2}{1 + T_1 p R_c + T_2 p^2 R_c} \right) \quad (8)$$

ここで、 T_{a1} と T_{a2} は定数である。連立方程式 (5)、(6) を解くことによって、内核・外核境界での圧力を求められる。内核半径 R_i は、核の中での重力が rg/R_c と書けると仮定して決定する。ここで g は、表面重力に等しいと仮定した外核境界の重力である。 R_i は、

$$R_i = \{2(p_0 - p_{R_i})R_c/\rho_c g\}^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

と与えられる。

図 3 に見られるような熱境界層の厚さ δ_u 、 δ_l 、 δ_i によって、熱流量 F_u 、 F_l 、 F_i が決定

できる。線形の温度分布を持つ境界層に対して、 $F = k\Delta T/\delta$ (k は熱伝導率)である。活発に対流する流体中では、水平に平均された境界層の厚さ δ は

$$\delta = d(R_{acr}/R_a)^\beta \quad (10)$$

と与えられる (Turcotte and Oxburgh 1967)。 d は対流領域の深さ、 R_{acr} は臨界レイノルズ数、 β は定数である。また、レイノルズ数 R_a は、マンテルに対して $g\alpha_m(\Delta T_u + \Delta T_l)(R_l - R_c)^3/\nu_m\kappa_m$ と、内核に対して $g\alpha_c\Delta T_{ic}R_i^3/\nu_c\kappa_c$ と与えられる。 α は熱膨張率、 κ は熱拡散係数、 ν は動粘性率、 ΔT_u 、 ΔT_l 、 ΔT_{ic} はそれぞれ、上部マンテル境界層、下部マンテル境界層、内核境界層における温度変化 (m 、 c はマンテル、内核の意味)とする。方程式 (8) は、粘性が一定の流体に対しては妥当である。しかし、あまりにも大きな粘度の温度依存のために、下部境界層は上部境界層よりも薄いかもしいない。Booker and Stengel(1978)は、薄い下部境界層に対する部分的な臨界レイノルズ数が、 $g\alpha\Delta T_c\delta_c^3/\nu_c\kappa = 2 \times 10^3$ (ν_c は境界層内の平均温度)となると提案した。私たちは、下部境界層に対して方程式 (8) の代わりにこの値を用いた。パラメータ化は惑星の熱史シミュレーション (Schubert et al. 1979,1980)に広く用いられている。方程式 (8) によって与えられた条件や近似は、さまざまな角度から議論されている。

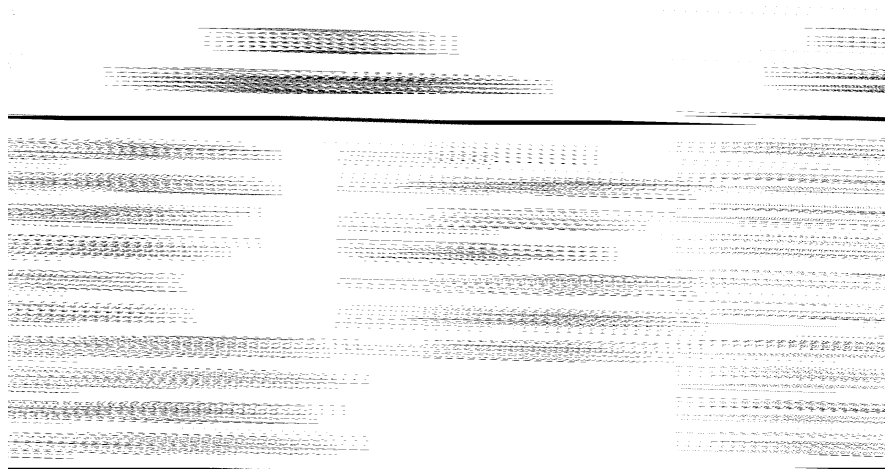
これまで議論してきたモデルの熱源には、U、Th の崩壊によるマンテルでの放射性物質による加熱、内核冷却に伴う潜熱と重力エネルギーの放出が含まれる。水星の力学的状態は太陽の潮汐作用に支配されている。したがって、潮汐加熱が重要な熱源であることは容易に想像できる。Burns(1976)は、初期の釣り合っていない回転を仮定して潮汐加熱を調べ、それが重要視するほどのものではないことを示した。現在の水星の潮汐加熱は、太陽 (period=175.94days) の回転と軌道離心率 (main eccentricity=0.175) の結果である (Coben et al. 1973)。非弾性マンテル内での潮汐加熱は、現在それほど重要視されていない。巨大な固体の鉄の内核はしかし、外核の温度分布に沿った熱損失に十分に匹敵する潮汐散逸を発生させられる。Ross and Schubert(1986)、Sabadini et al.(1982)にしたがって、弾性体のマンテル、非粘性の外核、粘性をもつ内核という水星の三層モデル (各層までの半径は図3に示した) で内核潮汐加熱を計算した。内核は温度に依存する剛性率 μ_i と粘性率 ν_i を使って表される Maxwell 体で構成されていると仮定する。固体鉄の Maxwell 時間 ($\tau = \rho_c\nu_i/\mu_i$) が潮汐力を受ける時間に近いために、内核潮汐加熱は考慮すべき熱源である。

太陽と軌道離心率に関する回転は、

$$W = V_0\left\{\left(\frac{1}{4} + \frac{e}{8}\right)P_2^2(x)\cos(2\phi) - j\left(\frac{1}{4} + \frac{7e}{8}\right)P_2^2(x)\sin(2\phi)\right\}e^{\frac{jn}{2}} \quad (11)$$

$$-j\left(\frac{7e}{8}P_2^2(x)\sin(2\phi)\right)e^{j\frac{3}{2}nt} - \frac{3e}{2}P_2^0(x)e^{jnt} \quad (12)$$

(Kaula 1964) によって初期のオーダーが与えられる惑星表面で変化する潮汐ポテンシャルという結果となる。 $n = 2\pi/(87.97days)$ 、 $V_0 = n^2R_p^2$ 、 e は軌道離心率、 θ 、 ϕ はそれぞれ緯度、経度を表し $x = \cos\theta$ 。また P_2^0 、 P_2^2 は Legendre 関数である。水星のラブ数 (complex love number) k^* は、方程式 (9) に現れる三つの振動数に対して計算される。時間は加わったポテンシャルの表面で積分され、ずれの反応 Wk^* は潮汐散逸を引き起こす (Zschau 1978)。



モデルのパラメータ値

方程式 (1) から (7) に登場したパラメータは非常に有名なものばかりで、議論は必要ないだろう。これらの値は表 1 に示しておく。核の半径は 1840 km、核・マントル境界、惑星中心での圧力は、それぞれ 10 GPa、40 GPa である。係数 T_{m1} 、 T_{m2} の値は Liu and Basset (1975) による。核の断熱温度分布に対する係数 T_{a1} 、 T_{a2} は、圧力ゼロのグリューナイズン変数 γ を 1.6 とする (Stacey 1977a)。核のリキダスに対する係数は Lindeman の溶解法則 (Stacey 1977a) にしたがって決定する。 $\gamma > 2/3$ であるから、純粹でない核のリキダスは断熱分布よりも険しくなる (Stevenson 1980)。

マントル・リソスフェアにおける単位体積当りの放射性物質による加熱は、 $Q = Q_0 \exp(-\lambda t)$ にしたがう。水星に対する Q_0 と λ の値は分かっておらず、地球化学モデルに頼らざるを得ない。核内に軽元素が混合していると仮定しているから、厳密な平衡縮合モデル (Lewis 1972; Grossman 1972) の可能性はない。少量の硫黄は、太陽系内の微惑星混合や非平衡縮合といったいろいろな過程によって説明される (Ringwood 1979; Basaltic Volcanism Study Project 1981; Wetherill 1985a)。水星の核に 1% の硫黄が含まれるとした地球化学モデルでは、水星の U, Th 含有量はちょうど地球ほどで、K はゼロである (Basaltic Volcanism Study Project 1981)。それゆえ、K がゼロのコンドライト物質と一致する Q_0 と λ の値、すなわち $Q_0 = 1.7 \times 10^{-7} \text{ W m}^{-3}$, $\lambda = 1.4 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ を仮定する。初期の熱が熱進化を抑えるとき、もっとも不確かなパラメータ、すなわち K 濃度は、核形成後、もっとも重要なものであるから、 Q_0 と λ の正確な値に関してはそれほど神経質になる必要もないだろう (Schubert et al 1979, 1980)。

核冷却に伴う潜熱放出はゼロ圧力の値 $L = 250 \text{ kJ kg}^{-1}$ と仮定する。核の中への質量再分配の結果として利用される重力エネルギーの正確な値は内核半径と化学物質の混合に依存する。重力エネルギーより利用される力はこう与えられる (Merill and McElhinny

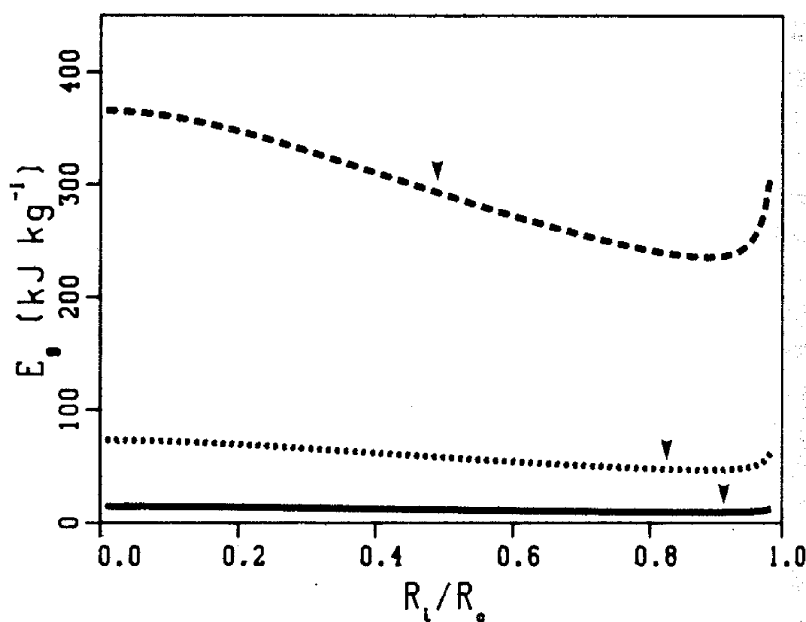


図 4: 放出される重力エネルギー $E_G(\xi = R_i/R_c$ の関数)。点線、実線、破線はそれぞれ $\chi_0 = 0.002, 0.01, 0.05$ 。各線上にあるカギ印は各 χ_0 に対する現在の半径。

1985)。

$$P_G = \int_{V_c} \Phi_c \dot{\rho}_c dV \quad (13)$$

ここで $\Phi_c = 2/3\pi G\rho_{ic}(3R_c^2 - r^2)$ は核における重力ポテンシャルの近似値、 $\dot{\rho}_c$ は核における密度の時間変化率、積分は核の全体積 V_c で行う。純粋な核体積の変化は小さく (Gubbins 1977a)、方程式 (10) では無視した。(10) の中には2つの同じくらいの大きさの寄与、すなわち、内核・外核境界における密度の時間変化 (増加) から来るものと、外核を通り抜けていく密度変化によるもの (ゆっくりと減少していく) によるものがある。以上2つも考えれば、(10) はさらにこう書き直される。

$$P_G = \int_{V_{oc}} \Phi_c \dot{\rho}_{oc} dV + \int_{S_{ic}} \Phi_c (\rho_{ic} - \rho_{oc}) \dot{R}_i dS \quad (14)$$

ここで $\dot{\rho}_{oc}$ は外核での密度変化、積分は外核全体の体積 V_{oc} 、および内核表面 S_{ic} で行う。外核において $\dot{\rho}_{oc} = \frac{\rho_{ic}}{\rho_s} \dot{\chi} \Delta\rho = \text{const}(\Delta\rho$ は軽元素の密度 ρ_s と Fe の密度の差) を仮定し、また $\chi = \chi_0 R_c^3 / (R_c^3 - R_i^3)$ (χ は外核における軽元素の濃度、 χ_0 はその初期値、また混合された値 $\chi \leq \chi_e$ は 0.25 程度—Osselman 1978) により、

$$P_G = 2\pi g_c R_c^4 \dot{\chi} \Delta\rho \left(\frac{\rho_{ic}}{\rho_s} \right) \left(\frac{1}{5}(1 - \xi^5) - \frac{\xi^2}{3}(1 - \xi^3) \right) \quad (15)$$

を得る。 $\xi = R_i/R_c$ 、 $g_c = \frac{4}{3}\pi G\rho_c R_c$ は外核境界での部分的重力加速度である。極限 $\xi \rightarrow 1$ では、単位時間当たりの物質再分配の量、そして再分配がなされる距離によって得られる

$P_G \propto (1 - \xi)^2 \dot{\chi}$ という物理的にはもっともな結果から、 $1 - \xi$ 、つまり外核の無次元の厚さとしてスケーリングする。 P_G に対して (12) は $P_G = E_G \dot{m}$ ($\dot{m} = 4\pi R_i^2 \dot{R}_i \rho_c$) より、

$$E_G = \frac{2\pi G R_c^2 \chi_0 \Delta \rho}{(1 - \xi^3)^2} \left(\frac{\rho_{ic}}{\rho_s} \right) \left(\frac{1}{5}(1 - \xi^5) - \frac{\xi^2}{3}(1 - \xi^3) \right) \quad (16)$$

と書き換えられる。地球に対しては、 $\chi_o = 0.1$ のとき $\xi = 0.35$ 、 $E_g = 3.0 M J kg^{-1}$ である。 χ の値を χ_e としたとき、内核半径の上限を $\xi \leq (1 - \chi_o/\chi_e)^{\frac{1}{3}}$ のように決められる。異なる χ_c に対する ξ の関数 E_G を、図 4 に示す。

方程式 (5) における α の値は核に含まれる混合軽元素の特性に依存する。 $\chi \ll 1$ である限り、本質的に 2 つの鉄の組織は (5) によって説明される。しかし、以上議論してきたように、核のその低圧力のために、水星に対してはただ硫黄のみが適切な混合物と言える。(5) 式の $\alpha\chi$ が、硫黄を用いた結果がケイ素に対して等しく有効な変数であるということ、たとえば $\alpha_s \chi_s = \alpha_{Si} \chi_{Si}$ を用いた χ のスケーリングによって記述する必要がある。水星の核の圧力に対して $\alpha = 2$ (Usselman 1975)。初期の硫黄濃度 χ_0 は、我々のモデルでは変化するパラメータである。

マンツルの粘性率 ν_m と内核の粘性率 ν_{ic} を、それぞれの境界層 (図 3) のちょうど真下の温度の関数

$$\nu_m = A_m \exp \frac{E_m}{T_u} \quad (17)$$

$$\nu_{ic} = A_{ic} \exp \frac{E_{ic}}{T_{ic}} \quad (18)$$

と仮定する ($A_{m,ic}$ 、 $E_{m,ic}$ は定数)。現在の地球のマンツル粘性率、すなわち 10^{21} Pa s (Cathla 1977) と比較して、Stevenson et al. (1983) は $A_m = 4000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 、 $E_m = 52000 \text{ K}$ という値を選んだ。この E_m の値は、地球の上部マンツルを形成すると考えられる鉱物や岩の変形実験 (Weertman and Weertman 1975; Post 1977) より、矛盾のない値である。水星は、そのまぎれもない耐熱性のために、等温等圧下でのマンツル物質が地球のそれよりも粘性率が高いという意味で、より硬いマンツルを持つであろうと思われる。等圧状態において、水星マンツルの溶解温度は地球のそれよりも 25% ほど高いと仮定し、 $A_m = 4000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 、 $E_m = 57000 \text{ K}$ とする。リソスフェア下部はマンツル物質が対流しない程度の深さ (この深さでは $\rho_m \nu_m = 10^{24}$ Pa s、したがって $T_B = 1467 \text{ K}$) と定義する。

核の潮汐加熱に関しては、高温高压状態が知られていない鉄のレオロジーに非常に強く依存する。Frost and Ashby (1982) がまとめた低圧のデータは、熱史シミュレーションで示した高温 ($T/T_m > 0.95$) での粒子境界拡散による γ 鉄の変形を示している。粒子の境界拡散粘性率は線形となり、立方体の鉄の微粒子サイズ h と釣り合う (Frost and Ashby 1982)。Frost and Ashby (1982) のデータから推測すると、水星の潮汐に対して $A_{ic} = 3.6 \times 10^6 h^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (h はミリメートル)。実際の水星内核における微粒子サイズは知られていない。ごくわずかな粒子サイズが重要な内核潮汐加熱をもたらすということは、後に示す。粒子の境界活性化エネルギーは比較的良好に知られており、高温の γ 鉄に対して $E_{ic} = 19000 \text{ K}$ を用いる。Frost and Ashby (1982) は鉄の剛性率 μ を温度の関数として $\mu = 81(1 - 0.91T/T_m)$ G Pa と与えた。

必要な初期条件、および境界条件はそれぞれ、 $T_{R_p} = T_s = 440 \text{ K}$ 、 $T_u(t = 0) = 2000$

K、 $T_{cm}(t=0) = 2600$ K、 $R_i(t=0) = 0$ 。 T_{cm} は核・マントル境界がサブソリダスとなるように選ぶ。温度の選択はそれほど厳密でなくともよい。

熱史モデリングの結果；内核潮汐散逸を含まない場合

潮汐加熱の影響を受けた水星の熱進化のこれらの観点が同一であることを確認するために、まず、内部熱源を除いた熱史方程式の結果を示す。次のセクションでは、特に内核潮汐散逸を考えた熱進化を示す。モデルを示す際は、主に観察できる量に焦点を当てる（その量の中には表面の熱の流れ—結果的に測定される、惑星半径の変化—表面に残された記録から知る、そして予想される磁気双極子の強さが含まれる）。また、特に興味深いその他の量として、そのスタート時間と、内核成長と核・マントル境界での熱の流れがある。後の量は、本質的に外核での対流が熱的に動いているのか、それとも化学的に動いているのかを決定する。

水星半径の減少は、原理的に、内核成長とマントル冷却による。内核が成長するにつれて、核の全体積は

$$\Delta V_c = \int_0^{R_i} 4\pi r^2 \frac{\Delta V_{\gamma \rightarrow l}}{V_\gamma} dr \quad (19)$$

(Solomon 1977) にしたがって変化する。 $\Delta V_{\gamma \rightarrow l}$ は液体鉄から γ 鉄へ移動する際の体積変化、 ΔV_γ はある圧力での γ 鉄の体積である。さらに、現在のマントル冷却は、 $\Delta V_m = -V_m \alpha (T_u(t=0) - T_u(t))$ (V_m はマントルの体積) で与えられる変化をもたらす。したがって水星の半径変化は、近似的に次のように与えられる。

$$\Delta R_p = \frac{\Delta V_c + \Delta V_m}{4\pi R_p^4} \quad (20)$$

ダイナモのプロセス (Stevenson 1983; Merrill and McElhinny 1985) と水星の磁場 (Connerney and Ness の章) に関する不完全な知識のために水星熱史モデルにおける磁場発生の決定的な評価はできかねるのだが、以下の Stevenson et al. (1983) によるアプローチによって発生する磁場の大きさを見積もってみる。磁場発生に対して利用されるエネルギー量は、

$$P_d = E_g \dot{m} + \bar{\epsilon} (L \dot{m} - P_s - P_{ad}) \quad (21)$$

($\dot{m} = 4\pi \rho_c R_i^2 \dot{R}_i$ 、 $\bar{\epsilon}$ は平均カルノー効率、 P_s は核の熱容量変化率、 P_{ad} は外核からの熱の流れ) と表される。Gubbins (1977a) は、 $E_g \dot{m}$ が磁気散逸に全て利用されることを示した。エネルギー供給が内核・外核境界でなされるなら、 $\bar{\epsilon} = \Delta T / T$ (ΔT は外核の全温度降下)。 ΔT の評価に対する妥当なパラメータ選択は、1.6 の Gruneisen γ と $(80 + 6p)$ GPa の体積弾性率 (p は部分的圧力) (Stevenson 1981)。したがって $\Delta T / T$ は $0.24(1 - \xi^2)$ ほどとなるが、0.2 から 0.3 であればどんな範囲でももっともらしいと言える。エネルギー供給の一部が外核を通過して分配されるなら、 $\bar{\epsilon}$ の値は減少する。一定の熱源に制限する場合、 $\bar{\epsilon}$ は $0.24(1 - 0.6(1 - \xi^5)/(1 - \xi^3))$ ほどとなる。中間の場合、適当な平均を取ればよいが、も

しも対流の持続が間違いであるなら、外核の対流の可能性も考える必要がある。 P_d は、磁場を発生させる電流システムでオーム散逸を超えるのに利用される力である。水星で、流体の動きがどのように磁場を発生させるかに関する詳細なモデルは存在しないから、磁場の強さを直接の計算によって求めることはできない。しかし、水星の磁場の歴史を考えることによって、 P_d と磁気双極子の強さを関係づけた単純なモデルを適用することは有用である。Stacey(1977b)は、場を発生させる電流を核サイズの(半径 $r_1 = (R_c + R_i)/2$ 横断面 $r_2 = (R_c - R_i)/2$)トロイドであるとした。抵抗 Ω のトロイド内でのオーム散逸 P_d の方位量子数の電流によって発生した磁気双極子モーメント μ は、

$$\mu = 10^2 \left(\frac{P_d \pi^2 r_1^3 r_2^2}{2\Omega} \right)^{1/2} Am^2 \quad (22)$$

と与えられる。ここで数の定数は経験的で、地球モデルに基づくものである。水星の磁場発生メカニズムが地球のそれとは異なっていたとしても、地球の現在の磁気双極子モーメントという点で μ を標準化することは充分参考になるだろう。 R_c 、 R_i (km)、 P_d (TW)に対して、次の式を得る。

$$\frac{\mu_M}{\mu_E} = 11(R_c - R_i)(P_d(R_c + R_i))^{1/2} \quad (23)$$

これより、異なる3つの χ_0 、すなわち0.002,0.01,0.05に対する熱史シミュレーションの結果を示す。太陽系内の微惑星で混合が起これば(Basaltic Volcanism Study Project 1981, Goettel and Lewisの章を参照)、宇宙化学の議論によって χ_0 が0から0.5に対して信用できる値を与えられる。図5は内核半径の変化を示す。内核成長は χ_0 が0.002、0.1に対しては10億年よりも前に始まるが、 χ_0 が0.05であればソリダス温度が下がるために、25億年まで遅れる。 χ_0 が0.002、0.1に対しては内核半径は核成長の初期の段階で急激に増加し、実質的な半径の核は10億年まで存在する。マンテル対流が緩慢になり外核に軽元素が集中して惑星の冷却率が下がるにしたがって、内核半径の成長率は時とともにゆっくりと減少していく。 χ_0 が0.07よりも大きければ、内核成長は46億年後まで始まらない。

図6は、 χ_0 にそれほど依存していないリソスフェアの厚さ l で、現在 l は約180 kmである。これは、現在のモデルにおける内部熱源(たとえばマンテルの放射性物質)によりリソスフェア冷却が和らげられない以前の l の見積もり(Schubert et al. 1979)よりも小さい。マンテル対流の活発さはレイリー数 R_a と熱境界層の厚さに反映される。モデルは、 $R_a = 7 \times 10^5 R_{acr}$ 、境界層の厚さは10 kmよりスタートする。5億年までに、 $R_a = 10^4 R_{acr}$ 、上部および下部境界層はそれぞれ33 km、31 kmとなる。46億年で、 $R_a \approx 80 R_{acr}$ 、境界層の厚さは100 km(わずかに χ_0 に依存)となる。水星マンテルは今日も対流していると思われるが、その流れは活発ではない。

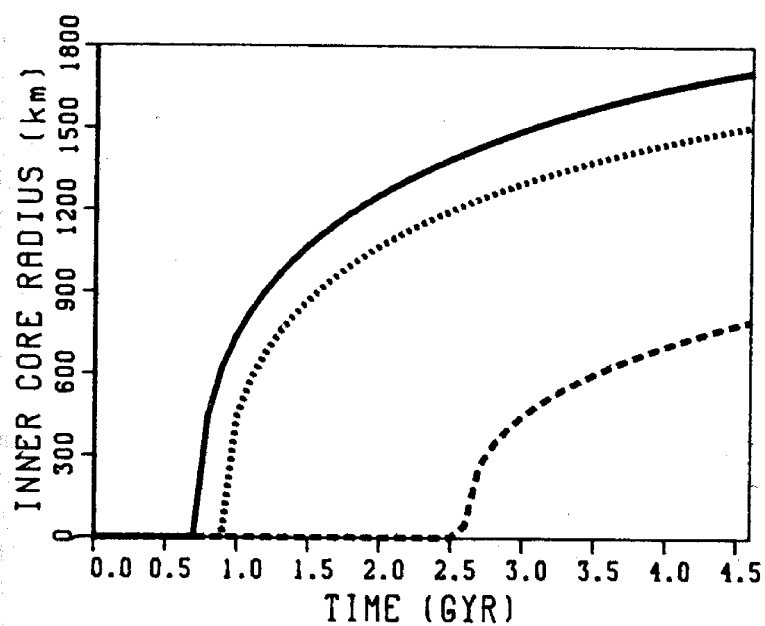


図 5: 三つの初期硫黄濃度に対する内核半径 (時間の関数)。点線、実線、破線はそれぞれ $\chi_0 = 0.002, 0.01, 0.05$ 。

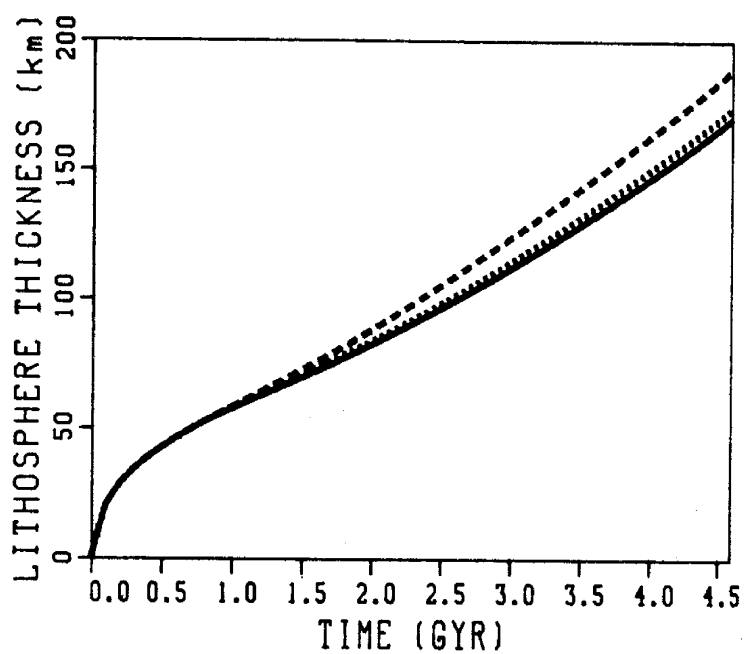


図 6: 三つの初期硫黄濃度に対するリソスフェアの厚さ。表記は図 5 にしたがう。

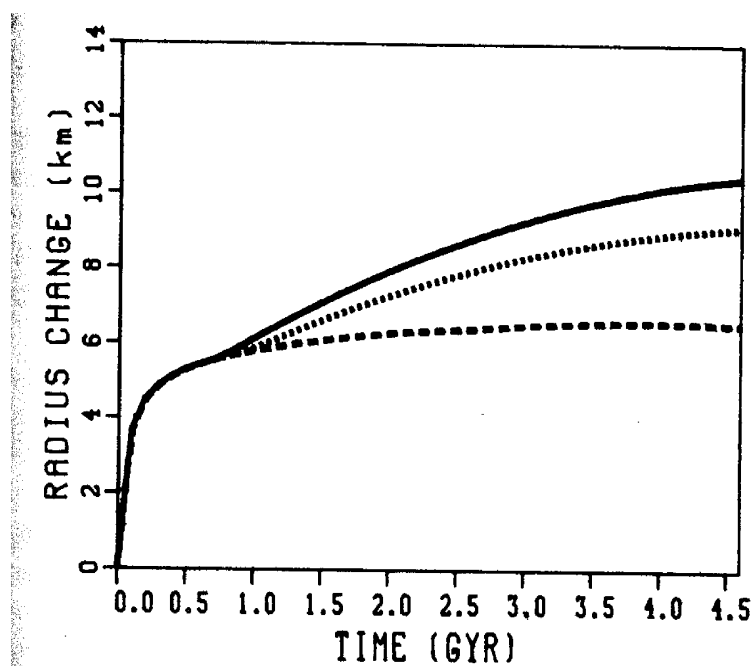


図 7: 三つの初期硫黄濃度に対する、内核成長とマントル冷却に伴う惑星半径の変化。表記は図 5 にしたがう。

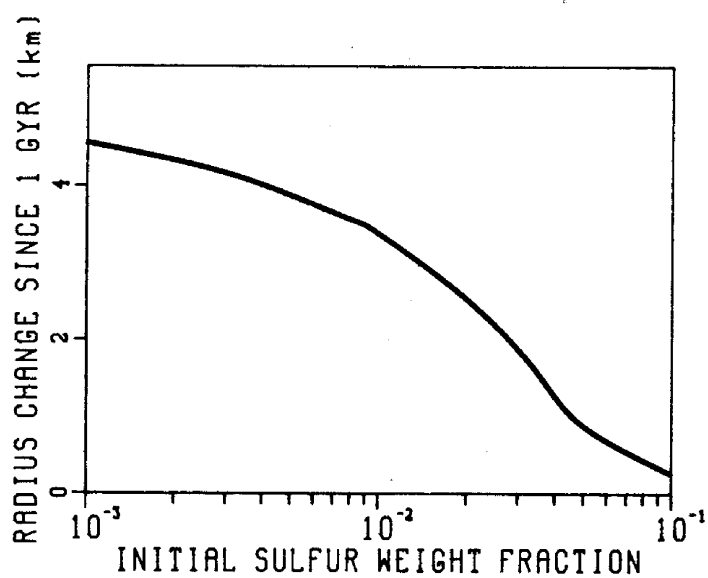


図 8: 惑星半径の変化を初期の初期硫黄濃度の関数と見たときの、集積後 10 億年の半径変化。

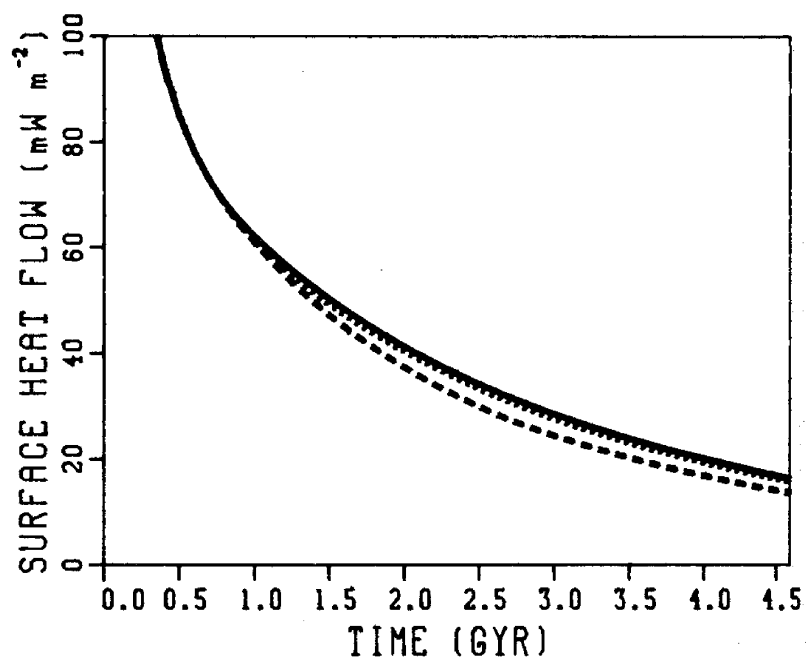


図 9: 三つの初期硫黄濃度に対する表面の熱流量。表記は図 5 にしたがう。

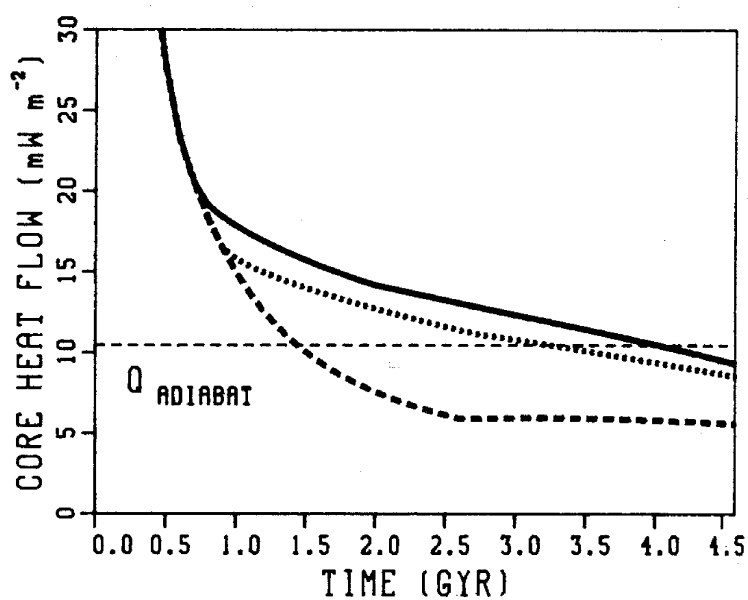


図 10: 初期硫黄濃度に対する核からの熱流量。表記は図 5 にしたがう。外核最上部での伝導による熱流量は $Q_{adiabat}$ とあらわす。

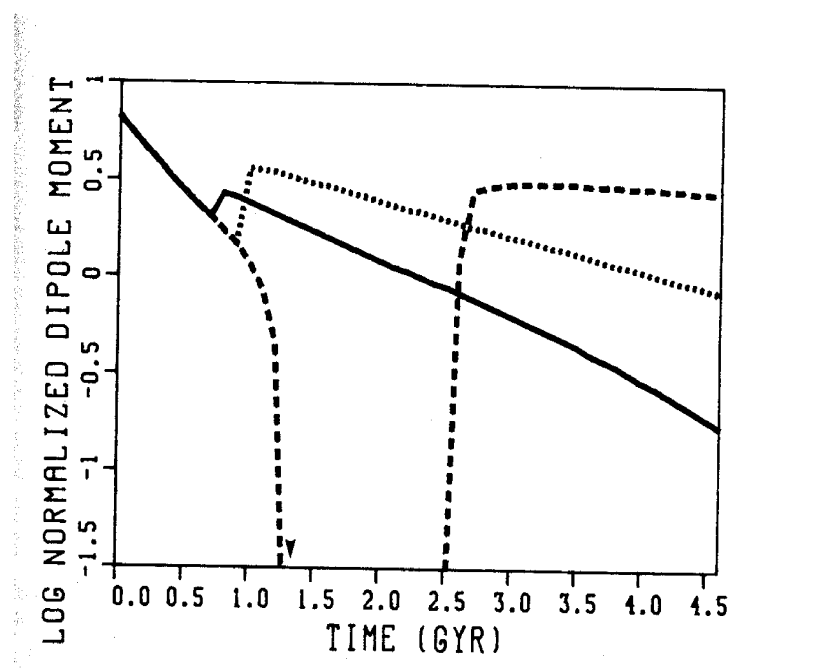


図 11: 磁気双極子モーメント (現在の地球モデルで標準化)。初期硫黄濃度はパラメータで、その表記は図 5 に同じ。カギ印はダイナモ停止地点。

半径の変化 ΔR_p を図 7 に示す。内核成長が始まるまでに、マンテル対流の結果として R_p が変化する。このことは $\chi_0 = 0.05$ に対し 46 億年後まで正しい。 $\chi_0 = 0.05$ に対して、内核は現在、核の全体積の 10 % 程度しか占めない。しかしより小さい χ_0 を選ぶと、その結果より大きい内核、したがって大規模な惑星収縮が起こることになる。水星の正味の ΔR_p の未知の部分のいくらかは、葉状急斜面に記録されている (Murray et al. 1974; Storm et al. 1975b; Gault et al. 1977; Storm 1979)。したがって、図 7 と、この急斜面と関係が深い惑星収縮とを結びつけることは興味深い。水星の表面地質の安定化は、約 10 億年後 (それに続く隕石重爆撃、カロリス・イベント、そしておそらく広範囲にわたる火山活動の後) に起こると仮定する。図 8 では、10 億年後からの χ_0 の関数 ΔR_p を示す。1km から 2km の ΔR_p 収縮に基づけば、我々のモデルは χ_0 が 0.02 より大きければよい。初期の硫黄がもっとも少ないというモデルでは、Solomon (1977) と意見が一致して、巨大な内核と 2km を超えた収縮という結果となる。

地殻熱流量と核・マンテル境界での熱流量は、図 9、図 10 にそれぞれ示す。月を含めた他の地球型惑星と同様、地殻熱流量の一部は永年冷却による (Schubert et al. 1979, 1980)。図 9 に示したモデルでは、現在の地殻熱流量のおよそ 15 % が永年冷却による。図 10 は、外核断熱曲線に沿った伝導熱流量を含んでいるが、核の外へ向かう全ての χ_0 に対する準断熱曲線であることを示している。したがって、現在の核での対流運動は、内核冷却によって化学的に動かされねばならない。核の熱流量は、より大きい $\dot{m} = 4\pi\rho_c R_i^2 \dot{R}_i$ の結果として、より小さい χ_0 に対してより大きくなる。

このモデルの結果は Stevenson et al. (1983) のモデルといくつかの点で異なる。すなわち、

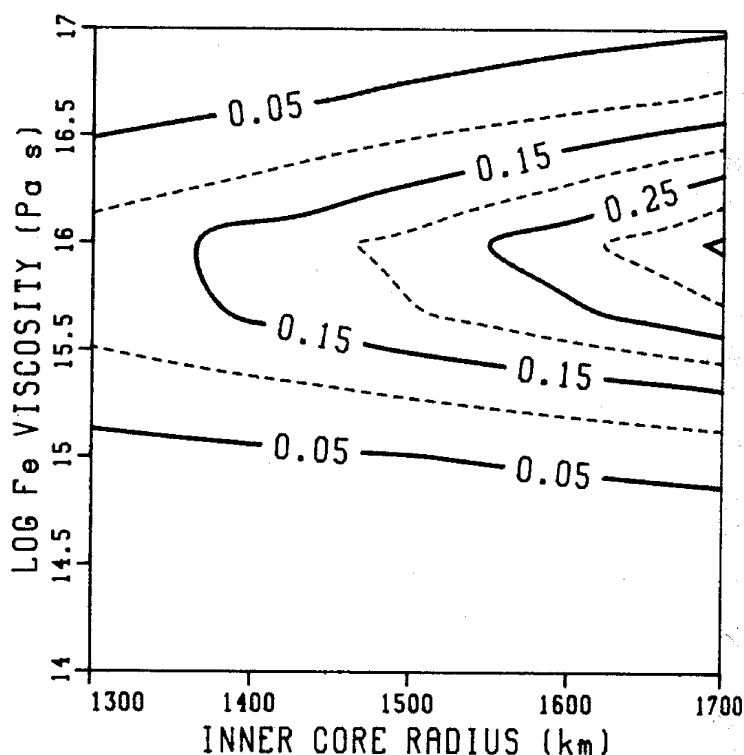


図 12: 現在の内核粘性率と内核半径に対する潮汐加熱。図中に示した数字は固体の内核で発生した潮汐発散による核・マントル境界での熱流量をあらわす。単位は Wm^{-2} 。核半径の上限は $\chi_0 = 0.002$ 、下限は $\chi_0 = 0.03$ である。また粘性率の下限、上限はそれぞれ方程式 (14b) において $A_{ic} = 4.5 \times 10^5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (粒子サイズは 0.5 mm)、 $A_{ic} = 4.5 \times 10^8 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (粒子サイズは 5 mm)。

(1) より硬いマントルレオロジーを用いたこと、(2) 伝導するリソスフェアが含まれること、(3) E_G が計算されること。この中でレオロジーの選択がもっとも重要である。Stevenson et al.(1983) がより薄い外核、より冷たいマントルを提案した一方、我々が導き出した結果はこれとは本質的に違う。

図 11 に示したグラフは、式 (19) に基づいた磁気双極子モーメント μ (現在の地球の μ_E で規格化した) の進化である。 $t < 1\text{Gyr}$ という初期に、これらのモデル (χ_0 の異なる値で分けられた) の一つ一つの進化において、内核成長が始まる前に、ダイナモが永年冷却によって発生し、核の対流は熱的に動く。そして内核が成長し始めると、重力エネルギーと熱エネルギーの結合によってダイナモが動く。しかし $0.03 < \chi_0 < 0.07$ に対しては、液体核から出て行く熱流量は内核成長スタート前に熱の対流を動かすには不十分で、内核成長が十分にエネルギーを放出する ($\chi_0 = 0.5$ の場合) までにダイナモは止まる。同じことが Stevenson et al.(1983) による金星モデルでも起こり、このことは惑星に磁場が存在しないことを説明している。ダイナモはまた、 $\chi = 0.001$ に対しては 46 億年より前に止ま

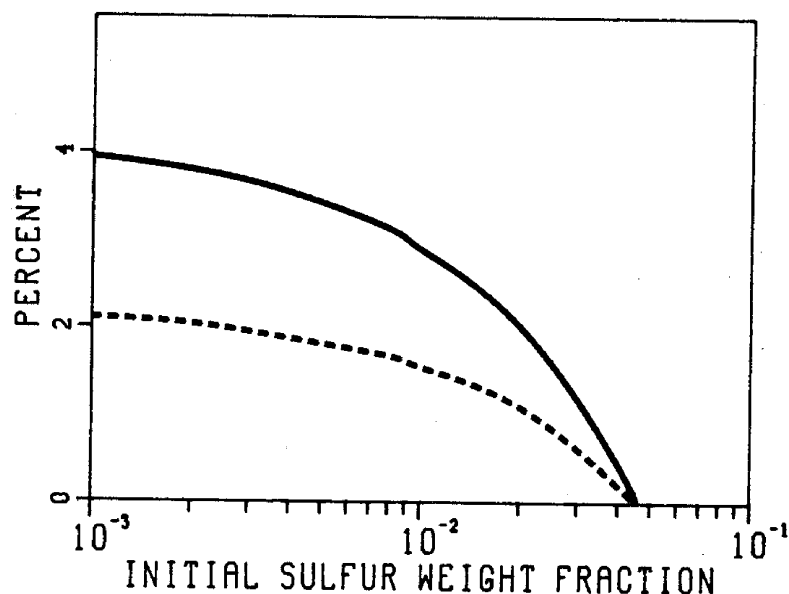


図 13: 初期硫黄濃度の関数として表された、現在の核の熱流量（実線）および表面の熱流量（点線）中に占める内核潮汐加熱の割合。 $A_{ic} = 5 \times 10^7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$

る。この場合、ダイナモが止まるのは内核冷却に伴う不十分なエネルギー放出 ($E_G \cong 6 \text{ kJ kg}^{-1}$) のためである。ここで議論した熱モデルに対して、現在まで磁場が持続するには、初期の硫黄濃度が $0.001 < \chi_0 < 0.07$ でなければならない。この範囲は、以前に議論した宇宙化学的根拠に基づく初期の硫黄濃度と一致する。ダイナモという結果をもたらす正確な χ_0 の範囲はモデルに依存する。最も重要なことはマンツルのレオロジーである。たとえば、より地球に似たマンツルレオロジーとすれば、 χ_0 の範囲は $0.01 < \chi_0 < 0.15$ とでき、より硬いマンツル ($E_m = 60,000K$) によってどんな χ_0 に対しても今のダイナモは不可能となる。

μ_M/μ_E の観測された値は約 4×10^4 (Ness et al. 1974, 1975)。我々の結果は、水星磁場が予想されていた熱モデルと以上議論してきた、Stevenson(1987) の水星に対する熱電磁場生成の提案によるスケージングよりもずっと小さいことを示している。

熱史モデリングの結果；内核潮汐散逸の影響を考えた場合

内核での潮汐加熱を考慮した熱モデルの結果を図12に示す。現在の R_i の範囲は χ_0 の範囲 ($0.02 \leq \chi_0 \leq 0.03$) に対応し、内核粘度の範囲は鉄の微粒子サイズ ($0.5\text{mm} \leq h \leq 5\text{mm}$) に対応する。現在の潮汐加熱は、核・マンツル境界の熱流量によって大雑把に表現される。内核の粘性率が小さいときに限って、現在の潮汐の熱流量は、内核の熱源がないものとし

た核の熱流量と同等である。付け加えれば、巨大な内核（したがって χ_0 は小さい）のみが、考慮する必要のある大きな加熱を発生させる。内核成長率 \dot{R}_i と惑星の温度は、前に議論したモデルとそれほど変わらない。つまり、内核は、内核境界層における非断熱温度増加の結果として、わずかに熱くなる。

A_{ic} の値が $6 \times 10^7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ （内核の微粒子サイズが 2.5 mm）であれば、潮汐加熱は最大値をとる。水星内核の微粒子の大きさなど知るすべもないが、2.5 mm は妥当な値といえるだろう。図 13 には、 $A_{ic} = 6 \times 10^7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ に対する潮汐加熱を考慮した、核・マントル境界、および表面での熱流量の割合を示した。 $\chi_0 = 0.002$ に対して、核から出て行く熱の 4% が潮汐加熱による。一もっとも、それは永年冷却による寄与よりも少ないのだが。表面では、熱流量の 2% がおそらく潮汐に起因する。実際の重力エネルギー放出のメカニズムが仮定ほど効率的でないならば、これらの割合はもっと大きくなるだろう。

潮汐加熱は外核において、対流メカニズムにわずかながら影響を与える。内核の熱源を無視した図 10 では、 $\chi_0 = 0.01$ に対する核から出て行く熱流量は 30 億年後、外核断熱曲線に沿った伝導による熱損失率を下回り、外核の熱対流は止まる。しかし潮汐加熱があれば、熱対流はさらに 225 万年は維持される。

水星磁場に関連するさらなる議論の展開

水星の今の熱状態に対するデータの不足のために、観察された磁場は、間接的な指標として、また進化モデルの試みとして重要になるだろう。水星の場を完全に特徴付けられ、力学的性質（たとえばマリナー 10 号以来の場の変化）が明らかになりさえすれば、このことは水星に関する計画にとってより確実となるだろう。不幸なことに、今あるデータの解釈はきわめて不確かで、確信の置ける熱モデルの試みは未だなされていない。それでもなお、熱モデルによって、液体外核の存在を考えたいいくつかの場の説明を予想できる。以下にそれを説明してみよう。

磁場データは Conerney and Ness の章で十分に説明されている。それによると、表面の場は代表的強さが約 300 nT の両極子で、回転軸に対する傾きは 10° ほどである。しかしデータは、フライバイ軌道の性質のために、場の完璧な説明のためにはあまりに不十分である。場が、内部にその源を持つことは疑いないが、その源が何であるかに関しては、意見が一致するには至っていない。磁場を説明するには、次の 3 つの説明が考えられる。すなわち、永久磁化か、電磁流体ダイナモか、でなければ他の何かか。では、順に議論していこう。

永久磁気

地球の磁場は、その大部分が核の中で生み出されるが、磁化の短波長 ($\leq 10^3$) と関連して、10 nT ほどではあるが、地殻によるものもある。問題の核心は、水星の冷たい外層の中に、この 30 倍もの大きさの寄与を想像できるかどうかにある。以下に掲げる理由のために、このようなことを考えることは難しい。

1. 磁気を獲得するためには、厚く、冷たい外層が必要である。もしも磁気の源が金属鉄

であるという一見もっともらしい仮定を立てれば、現在の磁場を説明するためには地殻の厚さは 100 km を超えねばならず、しかも地殻は 5 % ほどの鉄を含まねばならず、 10^{-4} T ほどの磁場がなくてはならない (Stephenson 1976)。もし鉄の粒が非常に細かいならば、部分的にこの条件は緩められる。Curie 温度は 1040 K であるから、地殻の厚さは、一日の平均温度が 450 K で伝導温度勾配が 5 K km^{-1} の現在の水星に対してもっともな値ではある (図 6 とリソスフェアの議論参照)。しかし、過去の温度勾配は現在よりも大きく、磁化獲得が可能な頃の地殻はより薄かった。

2. もし内部のダイナモで獲得された磁化が残存しているならば (Runcorn の磁場の理論 (1975, Stephenson 1976; Srnka 1976) にもかかわらず)、ダイナモの逆転はほとんど起こらなかったと考えられる。この逆転によって、正味の磁場は減少するだろう (Srnka and Mendenhall 1979)。

3. もし、外部からの何らかの要因によって磁場が与えられるとすれば、太陽系形成史のきわめて早い段階 (原始太陽か、原始星雲—おそらく残存の隕石より調べる—か) でそれは起きねばならない。しかし、これはまさに、水星の中の温度が磁化を残すにはもっとも不適切な時代である。もっともらしい集積モデルは存在しない。水星形成に関するいくつかの最近のモデルは、完全溶解、部分的な蒸発を提案するものばかりである (Cameron 1985a)。もっとも重要なことだが、太陽系が壊れるタイムスケールは、太陽が主系列星に到達するとされる 100 万年以内で、熱拡散による水星のリソスフェア成長 (冷却による) に対するタイムスケールは、1 億年以上である。別の磁場獲得の可能性もないではないが、全体的な磁場は与えられないだろう。

結論はこうなる。永久磁気を使った水星磁場の説明は、もはや破綻寸前である。水星はかつて、決して今より冷たくなかったがために。今よりはるかに熱かったがために。

電磁流体ダイナモ

マリナー 10 号の水星探査直後の数年で、惑星磁場のダイナモによる説明は再三議論されてきたが、10 億年以内に鉄の核は完全凍結する (たとえば Siefried and Solomon 1976) という信念から、それが支持されるのは難しかった。サブソリダス対流によってマントルから熱が流れ出す。これによって問題はますます分からないものになった (Cassen et al. 1976)。しかし、地球について言えば、外核に軽元素が含まれ、それが凝固点を下げるために、核の固体部分は小さい。Stevenson et al. (1983) やこの章前半の議論で示したように、硫黄は、たとえ少量であっても、水星内部に多大な影響を与える。重要なことは、サブソリダス対流が存在すると仮定した場合、決定されるマントル温度の条件は 1300 K 以上、すなわち、鉄と硫黄の共有混合状態である。このモデルが示すところによれば、水星の液体外核の厚さは $\chi_0 \ll 1$ に対して $3.1 \times 10^3 \chi_0 \text{ km}$ 程度と与えられる。 χ_0 の宇宙存在度は $\chi_0 \simeq 0.3$ であり、地球における存在度は 0.1 ほど (Ahrens 1979, Morgan and Anders 1979) であるが、0.03 ほどという説もある (Ringwood 1979)。 χ_0 が 0.01 より大きいという値は水星集積時の、地球型惑星が形成されたゾーンに対し、もっともといえる値である (Wetherill 1985a)。次に考えるべき問いは、「この厚さの外核でダイナモは動くか」。不幸なことに、このダイナモの原動力を説明する理論は存在しない。以下の記述も予想である。外核が対流しており核が断熱に近いとすれば、伝導による熱流量 $F_{cond} = 11 \text{ m W m}^{-2}$ となる。詳細な進化モデルによれば、実際の核の熱流量は、これよりも少ないことを示して

いる (図 10)。温度勾配が準断熱的であれば、この可能性もあり、その場合対流の熱流量の存在は考えにくい。しかし熱力学の第二法則により、次の式を満たさねばならない。

$$\Psi \simeq \frac{\Delta T}{T} F_{conv} + F_{cond} \geq 0 \quad (24)$$

Φ は単位面積あたりの全散逸量、 ΔT は外核の温度降下 (Gubbins 1977a;Stevenson 1983) を表す。 $\Phi > 0$ と現在起こっている対流に対して、前の章で示したモデルによれば $800 \text{ km} \geq d \geq 150 \text{ km}$ が必要である。さらに、Kolmogorov スケーリング (Golitsyn 1979) や単純な混合の理論に応用すれば、対流速度 v_{conv} はおよそ、

$$v_{conv} = 0.1 \left(\frac{\Psi}{\rho} \right)^{1/3} \quad (25)$$

と与えられる。ここで ρ は流体密度である。ダイナモを特徴づける無次元数として $R_m \equiv v_{conv} d / \lambda$ ($\lambda \cong 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ は液体鉄の拡散率—Stacey 1983) を定義すると、ダイナモの判定基準 $R_m \geq 10$ (たとえば Moffatt 1978) は、外核の厚さが 150 km 以上 800 km 以下を満たすことができるのである (Stevenson 1983)。言い換えれば、ダイナモは”容易に”起こる。

$0.001 \leq \chi_0 \leq 0.07$ とすれば、水星はダイナモを持ちそうである。しかし、このダイナモに対し、磁場の強さはどれほどだろう。問題は、磁場が、以前に議論した値よりも大きくなければならないこと。このことは、以下に述べるような簡単な議論によって評価される (Gubbins 1977a;Stevenson 1983,1984)。磁気拡散率が流体における最大拡散率である (すなわち、熱拡散率や運動学的粘性率に比べてはるかに大きい) とき、オーム散逸は Ψ への主な寄与となるだろう。方程式 (20) と以前に示したモデルから、現在のオーム散逸のトータルはおおよそ $3200 d^2 (\text{km}) W$ 、電流密度 j に対して、これは約 $V j^2 / \sigma$ (V は電流の囲む体積、 σ は電気伝導率) である。ほとんどの惑星のダイナモに対してそうであるように (Moffatt 1978)、圧倒的にトロイダル磁場 B_T によって電流が大きくなったと仮定すれば、次の式が成り立つ。

$$\Psi (W m^{-2}) \sim 10^3 B_T^2 R_c^2 / (\mu_0^2 \sigma d) \quad (26)$$

$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N A}^{-2}$ で、定数は経験的に、地球に対する正確な値を適用して $4\pi^3$ とした。外核が対流している限り、水星に対して

$$B_T (T) \sim 6 \times 10^{-8} d^2 (\text{km}) \quad (27)$$

が成り立つ。これは観測されたポロイダル磁場より三桁大きい。ここで問題なのは、 B_T / B_P の値は地球に対してわずか 10 ほどであり、この値ではなぜ水星に対してはこれほどまでに大きいのが理解できない。考えられる一つの可能性はこうである。 B_T に関連するダイナモプロセスの一部 (それはおそらく B_P 上で起こっている差分回転だが) は、 B_P 発生プロセス (おそらく B_T 上の小規模対流) よりもずっと強い。これによって水星の遅い回転率を説明できる可能性は少ないようだ。 B_T 発生に対する差分回転は惑星回転を減少させはしない。単純なモデルにおいて B_P を発生させる α 効果は回転時間が水星と一致しない反転時間を下回るまでは、回転に敏感ではない。もう一つの可能性は、水星は他の惑星とは違ったダイナモプロセスを持っているということである。Stevenson (1984) は、エネルギー源の小ささのために、力学的に理にかなった電磁流体場は存在しないという意味

で、水星のダイナモにはエネルギーに上限があるのではないかと提案した。しかし、この議論ではまだ、 B_T を見積もることは難しい。おそらく、水星内部の電流が非常に複雑なのである。電流は場を回転しているのだから、磁場の規模は小さくなる。これらの議論の全てが充分というわけではなく、したがって、ダイナモの説明にも疑問は残る。ただ、この説明でもっとも魅力的なのは、原理的な可能性はあり、永久磁気とは違った巨大な磁場の発生を十分に説明できるということである。

もう一つの説明

惑星磁場の歴史を考えれば、以上の議論 (Stevenson 1974,1983) とは別の仮説を立てることも可能である。そしてその説明の多くは本質的に、たとえば熱電効果のような弱い現象 (地球ほどの大きさの磁場を発生させる可能性は決してないが水星に対してはより慎重な議論となりうる) を考慮することによってなされる。一つの最近の予想 (Stevenson 1987) によれば、均質のダイナモと熱電効果とが弱め合う。この理論は、熱電磁気を考慮に入れたものだが、マントル対流で歪められる核・マントル境界で生じる起電力を利用する。この結果生じる電流は、外核の荒れによって歪められるトロイダル磁場を作り出す。このモデルでは、電流密度は

$$j \sim \frac{\sigma_m Q \Delta T_{lcm}}{R_c} \quad (28)$$

と与えられる。ここで σ_m はマントルでの伝導率 (電圧降下のほとんどが伝導率の低い部分で起こるため)、 Q は熱起電力、 ΔT_{lcm} は核・マントル境界の代表的側面温度変化である。トロイダル磁場は

$$B_T \sim \mu_0 \sigma_m Q \Delta T_{lcm} \quad (29)$$

で、トロイダル磁場は $B_P \sim R_m B_T$ と近似される。 R_m は擾乱規模が小さいときの電磁レイノルズ数である。 $Q \sim 10^{-3} \text{VK}^{-1}$ 、 $\sigma_m \sim 10^3 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ 、 $\Delta T_{lcm} \sim 1 \text{K}$ 、 $R_m \sim 10$ に対し $B_P \sim 10^{-5} \text{T}$ という、観測値とほぼ同じ値が得られる。 ΔT_{lcm} は $h\beta$ から与えられる。 h は核・マントル境界の地形の代表的振幅、 β は核の温度勾配の大きさである。地球に対して h は数 km で (Richards and Hager 1984; Gudmundsson et al. 1986) あり、水星に対してはこれより少しだけ小さい値を当てはめる必要がある。 β は準断熱分布で 1km^{-1} とする。より詳細なモデル (Stevenson 1987) によって、以上の B_T と B_P は、その規模の順序によってもう少しばかり確からしいことが明らかになった。それでもなお、マントル伝導率 $\sim 10^3 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ (同圧下の地球とほぼ同じだが、月のもっとも深いマントルにおける伝導率と比較できる) が与えられれば、磁場の説明は可能である。このモデルもまた、磁場に対する複雑な地形を予期している。しかし、データがこれを解明できるかどうかは明らかではない。ここでわれわれは再び出発点に戻る必要があるだろう。

要約と議論

熱進化モデルにおいては、水星磁場の存在に対して永久磁気は十分な説明を与えてはく

れない。ダイナモのメカニズムには魅力的な可能性が残ってはいるが、それによれば磁場が観測値よりも大きくなってしまおうという厄介な問題が生じる。おそらく、これは単に私たちがいろいろな惑星のダイナモの相違点を十分に評価できていないことを示している。もう一つの予想は熱電磁気のダイナモである。ダイナモを説明するには薄く、外核が液体の核が必要で、この章で説明した熱モデルの観点から考えねばならない。液体外核の存在は、核の中には少量の硫黄が含まれねばならないことを意味する。数十分の1%程度の硫黄さえあれば、ダイナモは十分に動く。一方、硫黄の量が70%を超えるとどんな内核も成長せず、現在のモデルにおいてダイナモを動かす熱エネルギーは存在しない。惑星収縮の量は核の中の硫黄の量に大きく影響を受ける。2%未満の初期の硫黄は、地形から予想した収縮量をはるかに上回る大きさの惑星収縮を引き起こす。0.1%以上の初期の硫黄で、容易にダイナモは動く。硫黄濃度が2-3%とすれば、地形的にも、磁気の条件的にも適った割合となる。

水星内核における潮汐散逸が熱進化において何らかの役割を果たすのか。これは未だ知られていない内核における鉄のレオロジーに大きく依存する。潮汐の効果を最大限にした鉄のレオロジーのパラメータを当てはめたモデルでは、内核潮汐加熱が、ダイナモを現在まで動かしてきた、という結論が導かれる。このようなモデルにおいては、核における硫黄の集中に依存して、内核潮汐加熱は、その4%が核の熱流量に、その2%が表面の熱流量に変わる。もっとも都合のよい環境下でさえ、内核潮汐散逸は内核成長のためには無視してよい程度の効果である。

水星マントルのレオロジーも、未だ謎に包まれている。私たちは、地球と比較して、比較的固いマントルレオロジーを仮定した（別の仮定も可能ではあるが）。より柔らかいマントルであれば、もっと効果的に熱を取り除いてくれるだろう。そしてその結果、水星はより冷たくなり、より大きな内核を持つようになる。逆にレオロジーがもっと硬いなら、熱進化のある時点で対流は止まるだろう。この場合内核成長は遅くなり、その結果内核はもっと小さくなる。

水星マントルの放射性物質の量と分配は我々が仮定した状態とは違う。ここで仮定したように、(必要な量とは一致しないが)水星は地球よりもたくさんのウランとトリウムを含んでいる (Basaltic Volcanism Study Project 1981)。加えて、私たちはまだ、分化を通して放射性物質が集中するという問題を考慮していない。マントルにおける放射性物質による熱生成が60%少ないというモデルでは、内部はより冷たく、マントル対流はより遅くなり、内核はずっと大きくなる。

私たちのモデルにはまだ不確かなことが多いが、それでもモデルの主要な点(マントル対流にしたがって徐々に冷却されていくこと、それによる初期の核分化に伴う高温状態でのスタート; これまで成長し続けてきた内核の成長; 現在の巨大な固体内核と薄い液体内核—硫黄のような軽元素を含む; 巨大な溶解した核で起こる、熱対流による初期の磁場発生; 現在の流体外核—重力エネルギーの解放と内核成長に伴う潜熱放出で動く—内での磁場発生)が水星の内部構造、熱史、そして磁場の発生を特徴付けていると信じる。

9 謝辞

この拙い論文を作成するにあたり、たくさんの方々の助けを借りました。倉本圭助教授には、私のあまりの浅学さ、菲才さにあきれさせることも度々あったのではないかと思います。それでも気長に指導いただきました。心より感謝いたします。また、樋山克明さんには、非常にしつこいと評されている私の悪文を、片言隻語さえ見逃さず丁寧に添削していただき、数多くの示唆に富む助言をいただきました。心より感謝いたします。

10 参考文献

- Mercury's thermal history and the generation of its magnetic field , G.Shubert , M.N.Ross , D.J.Stevenson , T.Spohn , 1988 , In "Mercury" , Univ.Arizona Press
- Magnetism and the themal evolution of the terrestrial planets , Stevenson et al , 1983 , In "Icarus 54" 466-489
- 岩波講座地球惑星科学 14 地球進化論 63-67 , 松井孝典他 , 岩波書店 , 1997年