



全地球ダイナミクス

大陸の熱遮蔽効果 によるプルーム発生

本 多 了
吉 田 晶 樹
岩 瀬 康 行
中久喜 伴 益

ほんださとる : 広島大学大学院理学研究科
よしだまさき : 東京大学大学院理学系研究科
いわせやすゆき : 広島大学大学院理学研究科
なかきともえき : 広島大学大学院理学研究科

地球史を通じて、大陸は集合・離散を幾度か繰り返した。大陸が集合すると、その下では沈み込みが止るために、まわりのマントルに比較して温度が上昇する。この温度上昇のために巨大な大陸下では上昇プルームが発生する可能性がある。三次元球殻内対流の数値シミュレーションで、このプルーム発生の時間スケールを推定すると数億年となった。

1. はじめに

一般にプルームの発生は熱境界層で起こると考えられている。これは、熱境界層の中では温度が大きく変化するために、十分な浮力源が存在するためである。プルームの浮力源が化学組成の変化に伴う密度変化である場合においても、熱境界層の近傍で最も化学組成の変化が起こりそうなので、そのようなプルームの発生も、やはり熱境界層近傍の可能性が高い。ここでは浮力源が熱であるようなプルームの発生について考える。

熱境界層に何らかの温度の乱れが生じれば、熱境界層は、もともと力学的に不安定な状態であるので、プルームが発生する。このような温度擾乱としてはランダムな温度の乱れ（例えばOlson *et al.*, 1987; 図1 (1))と流れによる温度境界層の力学的変形による乱れが考えられる。後者の例としては対流が激しくなった場合の上下温度境界層の相互作用（Weinstein *et al.*, 1989）、相変化が存在する場合の対流運動があげられる（例えばHonda *et al.*, 1993）。吸熱的相変化が存在する場合、相変化を突き抜ける流れは間欠的になる。相変化を突き抜ける直前には低温塊は巨大になり、これが一挙に相変化面を突き抜けると、下部熱境界層を大きく変形し、これがプルーム発生の原因（Maruyama, 1994; 図1 (2))となったり、上昇流の活動を活性化させる（Honda *et al.*, 1993）。しかし、ここで考える大陸の熱遮蔽効果によるプルーム発生は、これらのメカニズムとは異なっている。

大陸の存在は、その下に沈み込みが無い、あるいは将来、無くなる可能性を意味する。もし、沈み込みが無い状態が長時間続けば、大陸下のマン

Generation of Mantle Plume

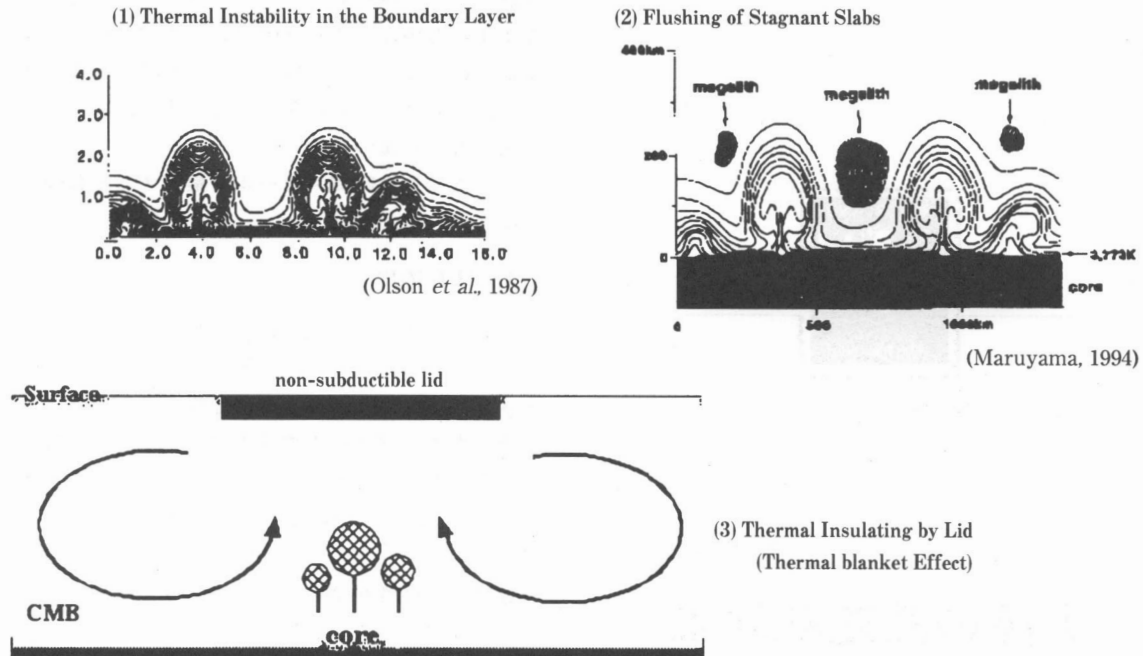


図1 いろいろなプルーム形成メカニズム. 詳細は本文参照.

トルは、まわりのマントルに比較して温度が上昇すると考えられる。このようにして生じた大陸下のマントルと、そのまわりのマントルの間の水平方向の温度差は、大陸下に上昇流を生じさせるような流れを引き起こす。この流れにより下部温度境界層が大陸下にかき集められ、その結果として大陸下にプルームが生じる（図1 (3)）。本小論では、このメカニズムによって生じるプルームについて数値計算の立場から解析を行う。

2. モデル

三次元球殻中に非圧縮性の慣性項が無視できる粘性流体が閉じ込められた場合の対流の数値シミュレーションを行う。大陸をモデル化するために、球の表面上に三日月型をした部分を考える（図2）。三日月型の部分の表面積は超大陸が形成された場合を想定して全表面の1/3とし、その厚さは200

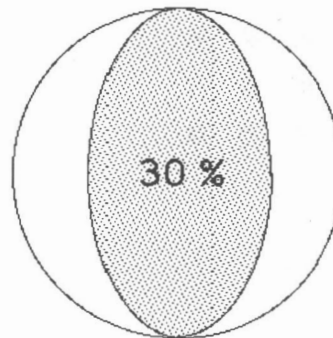


図2 三次元球殻中の数値シミュレーションモデル。図は上面を見た図であり、影で示した部分に大陸部分（本文参照）を設定する。

kmとする。また、この領域内の粘性率は、まわりのマントルのそれに比較して、10倍高いとする。この仮定は、必ずしも大陸下のマントルの粘性率が高い事を主張するわけではなく、その部分の下降流を高粘性で制限する事により、熱遮蔽効果を生じさせる便宜的な方法と、現時点では考え

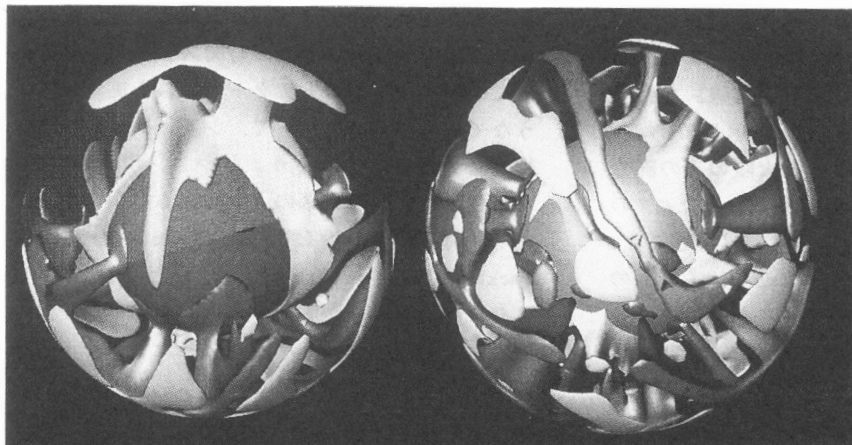


図3 大陸を置いた場合(左図)と置かない場合の温度構造の差. 詳細は本文参照.

た方がよい. しかし, 大陸下のマンツルの粘性が高い可能性も指摘されており (Pollack, 1986), また, そのようなモデルがテクトスフェアの安定性を, より矛盾なく説明できる事も示されている (Shapiro *et al.*, 1999) ので, それ程, 非現実的な仮定ではないと思われる. また, この三日月型の部分の位置は, 時間によって変わらないものとする. 粘性率は, 三日月型をした部分 (以後, 大陸部分と呼ぶ) 以外では一定であり, その粘性率を用いて定義された Rayleigh 数は 10^6 とする. 球殻表面 (地表面とコア・マンツル境界面) の温度は一定とし, 内部加熱源はコンドライト隕石に含まれる, それと同じ程度の値を仮定する.

計算では, まず最初に大陸部分を除いた計算を行い, 初期条件の影響が無くなったと思われる時点で表面に突然, 大陸部分を置き, その後の流れの様子を調べる. 計算方法等の計算の詳細については Yoshida *et al.* (1999) と Honda *et al.* (2000) を参照する事とし, ここでは結果を簡単に述べる事とする.

3. 結果

図3は大陸を置いて30億年後の状態 (左図), および置かない場合 (右図) の温度分布の三次元表示を示している. 温度構造は実際の温度から各深さにおける平均温度を差し引いた値を示しており, 白い部分の表面は温度が高い部分 (球殻上面

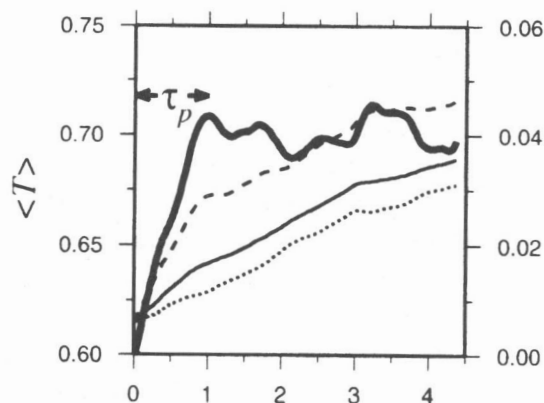


図4 いろいろな平均温度の時間変化. 左軸は $\langle T \rangle$ (細い実線), $\langle T_c \rangle$ (破線), $\langle T_o \rangle$ (点線) を示し右軸は ΔT (太い実線) を示す.

と下面の温度差を用いて無次元した温度で0.14), 黒い部分の表面は低い部分 (無次元温度で-0.08) を示している. また, 左側の図において, 表面の半透明の部分は大陸部分を示している. 一方, 核の表面は非透明の黒い部分で示している. この図から分かるように, 大陸部分の存在は, その下に巨大なブルームを生じさせる. 各深さの温度場の球面調和関数展開を行うと, $l=1$ の成分が卓越している.

次に, このようなブルームが生じる時間スケールを見積もる事にする. 図4は, マンツル全体の体積平均温度 (細い実線 $\langle T \rangle$), 大陸の下の部分

の体積平均温度（破線： $\langle T_c \rangle$ ），大陸部分を除いた部分の体積平均温度（点線： $\langle T_o \rangle$ ）および、それらの差， $\langle T_c \rangle - \langle T_o \rangle = \Delta T$ （太い実線）を大陸を置いてからの時間の関数として示してある。 $\langle T_c \rangle$ の図より明らかなように，大陸の下部分は，それ以外の部分よりも高くなる．また ΔT の結果を見ると，最初に急激な温度上昇が起こり，その後は一定になる．最初の上昇している時期の各深さにおける温度場の球面調和関数展開を行うと， $l=1$ のパターンが形成されつつある時期に，ほぼ一致している．そこで我々は， ΔT の上昇している時間をブルーム形成時間 τ_p と定義し（図4），いろいろな場合（二次元・三次元箱型の場合も含める）について τ_p を見積もる事を試みる．その結果， τ_p は10億年程度と推定される．この値は大陸の離合・集散の時間スケールの数億年（木村，1997）に比較して，やや長い．しかし，Rayleigh数が 10^6 は，おそらく低めの値であり，それが 10^7 程度である可能性は十分ある．簡単な境界層理論によれば，対流の速度はRayleigh数に対し $2/3$ 乗で変化するので時間スケールは $-2/3$ 乗で変化すると思われる．もし，これが正しいとすると τ_p は数分の1になり，ブルームの形成時間は数億年程度となる．この時間スケールは大陸の集合・離散と，同程度になり，大陸の熱遮蔽効果は地質学的に重要なメカニズムになる可能性がある．

4. 結論と今後の課題

本研究では簡単な大陸の熱遮蔽効果を実現するモデルを作成し，それによって生じるブルームの形成時間を見積もった．それによると，Rayleigh数が 10^6 では，10億年と見積もられた．簡単な熱境界層理論によるスケーリングを行うとRayleigh数が 10^7 では，ブルーム形成時間は数億年程度と見積もられ，大陸の離合・集散の時間スケールと同程度になる．

実際の大陸は本研究のシミュレーションのように空間的に固定されてもおらず，また，つねに一体となっている訳でもない．Gurnis（1988）は，大陸移動・分裂等を考慮したモデルを考えたが，

その移動方法，分裂（変形）方法には任意性がある．正確なブルーム形成の時間スケールを見積もるためには，プレートテクトニクスを実現するようなモデルの完成を待って，シミュレーションを行う必要があるであろう．しかし，現時点では，プレートテクトニクスのような振る舞いを示すマントル対流のモデル（例えば，Honda *et al.*（2000），Tackley（2000））は，まだ，十分とは言えない．このようなモデルが完成すれば，大陸移動や分裂の原動力の問題や，本小論で扱ったブルーム形成の可否を明らかにできるであろう．

参考文献

- [1] Gurnis, M. (1988) : Large-scale mantle convection and the aggregation and dispersal of supercontinents, *Nature*, **332**, 695-699.
- [2] Honda, S., D. A. Yuen, S. Balachandrar and D. Reuteler (1993) : Three-dimensional instabilities of mantle convection with multiple phase transitions, *Science*, **259**, 1308-1311.
- [3] Honda, S., T. Nakakuki, Y. Tatsumi and T. Eguchi (2000) : A simple model of mantle convection including a past history of yielding, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 1559-1562.
- [4] Honda, S., M. Yoshida, S. Ootorii and Y. Iwase (2000) : The timescales of plume generation caused by continental aggregation, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **176**, 31-43.
- [5] 木村学 (1997) : テクトニクスと造山運動，岩波講座「地球惑星科学」**9**, 187-276.
- [6] Maruyama, S. (1994) : Plume tectonics, *J. Geol. Soc. Japan*, **100**, 25-49.
- [7] Olson, P.L., G. Schubert and C. Anderson (1987) : Plume formation in the D"-layer and the roughness of the core-mantle boundary, *Nature*, **327**, 409-415.
- [8] Pollack, H. N. (1986) : Cratonization and thermal evolution of the mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **80**, 175-182.
- [9] Shapiro, S. S., B. H. Hager and T. H. Jordan (1999) : Stability and dynamics of the continental tectosphere, *Lithos*, **48**, 115-133.
- [10] Tackley, P. J. (2000) : Self-consistent generation of tectonic plates in time-dependent, three-dimensional mantle convection simulations 1. Pseudoplastic yielding, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, **1**.
- [11] Weinstein, S.A., Olson, P.L., and D.A. Yuen (1989) : Time-dependent large aspect-ratio thermal convection in the Earth's mantle, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **47**, 157-197.
- [12] Yoshida, M., Y. Iwase and S. Honda (1999) : Generation of plumes under a localized high viscosity lid in 3D spherical shell convection, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 947-950.

