

地球深部の運動像をめぐる 研究動向(その3)

南 雲 昭三郎¹⁾

4. マントル熱対流の成層条件

Tackleyら(1993)の数値モデル実験によって, 上部マントルの冷たい下降流は670km不連続面にていったん停留し集積し冷たい物質のプールをつくる. その集積が進むと, 突然下部マントルへ一挙に落下し, くだれ現象が起こると言うことが明らかになった. これはスピネルーペロフスカイト相転移の熱対流に対する一般的な性質のようである. この理解を深めるために, 基本的事項として, 熱対流において成層はどのように生ずるか, その基本的物理は何なのか, この章でまとめてみる. まず4.1にて何が冷たい下降流を相転移境界で停滞させるのか, その停留条件はどんなものかを見る. 次に4.2にて化学組成的密度成層がもたらす成層熱対流の基本的事項をまとめ, その本質を探る.

簡単のために, 670km不連続におけるスピネルーペロフスカイト相転移のみを取り扱う. 400kmのオリビンスピネル相転移は省略する. 前者はendothermic transitionと呼ばれ, 相転移T~P曲線の勾配(Clapeyron slope) γ がマイナスであり, スピネルからペロフスカイトへ転移するとき潜熱を放出する. 後者はexothermic transitionと呼ばれ, Clapeyron slopeがプラスであり, オリビンからスピネルへ転移するとき潜熱を吸入する. なお, 詳しくは Jean-Paul Poirier (1991) の教科書 (Chapter 7.4) を参照されたい.

以下の記述の元となるスピネルーペロフスカイト相転移曲線の例 (Ito & Takahasi, 1989の実験結果) は前回の3.3の第1図 (南雲, 1996) に示されている. 原論文の圧力増加の方向 (縦軸) を下向き (深度方向) にとって書き直してある. 実験は Mg_2SiO_4 の

イルメナイト相からペロフスカイト相への転移についての実験結果である. 相転移曲線および Clapeyron slope γ は

$$P \text{ (GPa : } 10^9\text{Pa)} = 26.8 \times 0.0025T \text{ (}^\circ\text{C)}$$

$$\gamma = \Delta P / \Delta T = -2.5 \text{ (MPa : } 10^6\text{Pa)}$$

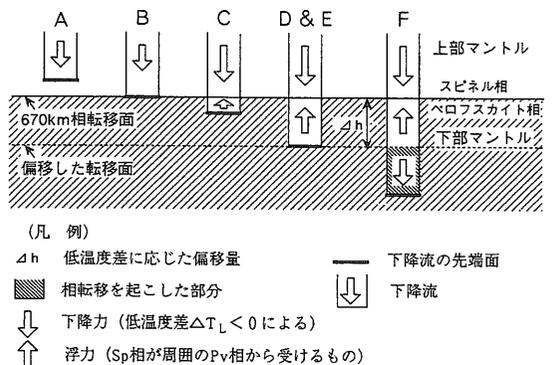
となっている.

4.1 冷たい下降流はスピネルーペロフスカイト相転移境界を貫けるか

4.1.1 冷たい下降流が相転移境界を通過する状況

まず基本的なこととして, 沈み込みスラブに相当する下降流が670kmスピネルーペロフスカイト相転移境界を通過する際, 相転移面を偏移させること, 密度の変化, 沈降力・浮力の生じ方をみる (第1図).

上部マントルを下降する冷たいスピネル相の流れ (A,B) は, 670kmの相転移境界面に達しても相転移を起こさず, ペロフスカイト相の中に入ってゆく (C). 下降流の温度が低いいため, 周囲の平均場の温度で決まる圧力 (深度) では, まだ相転移を起こすに至ら



第1図 冷たい下降流がスピネルーペロフスカイト相転移面を通過する過程

1) 応用地質(株)
〒102 千代田区九段北4-2-6

キーワード: 成層条件, 相転移, 密度成層, 停留条件, くだれ現象, 分岐2層対流

ないからである。これはendothermicと呼ばれるClapeyron slopeがマイナスという性質による。スピネル相先端では相転移面が周囲の平均場の位置から偏移(deflection)する。670kmより深く入った部分は周囲から浮力を受ける。下降の流れは妨げられる。下降力が充分でないと下降はとまる。しかし、下降力が充分大きいと、妨げられながらも下降し続ける。スピネル相先端の深度が相転移を起こす圧力に相当する深度に達すると相転移が始まり(D)、ペロフスカイト相に転移しながら進み(E)、転移が完了すると、ペロフスカイト相の流れとなって下降する(F)。このペロフスカイト相は周囲の平均場の温度より低いので下降力を保持している。この部分は後続部を引きずりこむように作用しながら下降を続ける。

下降流の先端面はより深部へ進んでいるのに、相転移面はある一定量偏移したところにとどまっている。見渡すと、相転移面の位置は下降流のところだけ周囲より深くに偏移している。ここに面白い力関係が現われている。それは相転移面が偏移している部分(スピネル相)では浮力が働き、下降するペロフスカイト相の部分には沈降力が働き、相反する方向に力が作用しているので、この流れは伸張(extension)を受けている。時と場合によっては、引きちぎられるかもしれない。

4.1.2 ダイアグラム表示

前節で述べたことをT~P(温度~圧力(深度))ダイアグラムとρ~P(密度~圧力(深度))ダイアグラムで表わす。これによって定量的関係が示される。

(A) T~P(温度~圧力(深度))ダイアグラム

下降流をT~Pダイアグラム(第2図(A))に表わす。ここに相転移面の偏移(deflection)が起こることが読みとれる。周囲の平均場を標準状態(reference state)と呼ぶことにする。たとえばPREM(Primary Reference Earth Model)はその一例である。

スピネルーペロフスカイト相転移のT~P曲線を太い実線で示す。670km近傍を取り扱う。簡単のために、断熱圧縮による効果は省略する。また、標準状態は温度が深度に関して一定T₀と近似すると、標準状態はダイアグラム上T₀=一定の直線(破線)で表わされる。下降流はT₀より低い温度T_Lにあり、下降の軌跡は、ダイアグラム上、細い実線で表わされる。線上のA, B,...Fはそれぞれ第1図に対応する位置にある。相転移T~P曲線の勾配γ(Clapeyron

slope)はマイナスである。すなわち

$$\gamma = (dP/dT) < 0$$

したがって、温度が下がる(dT<0)と圧力(深度)は上がる(dP>0)(深くなる)。この性質がendothermicと呼ばれる。ちなみに、γがプラス(γ>0)の場合はexothermicと呼ばれる。

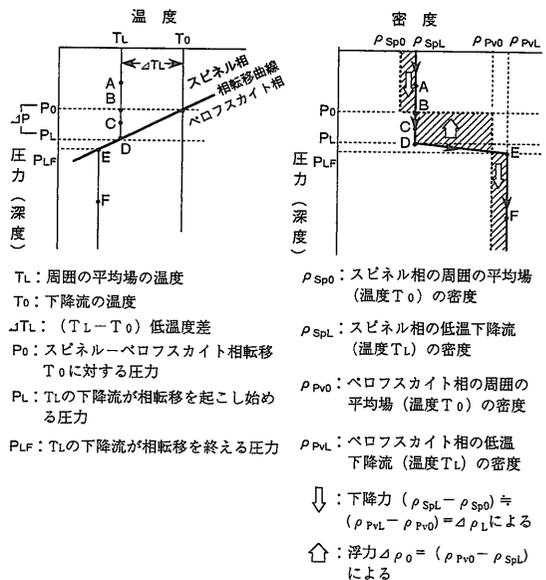
温度T_Lの下降流Aは標準状態の相転移の深度(圧力)(B点)を転移を起こさずに通過し、深さP_Lに達して相転移T~P曲線におつかり(D点)転移を生じ始める。続いて転移を起こしながらT~P曲線上をD点からE点へ進む。潜熱の放出を伴い温度が下がる。転移が終わると(圧力P_{LF}にて)T~P曲線から離れて下降する(F点)。相転移面の偏移はB~E間の圧力差(距離)となる。潜熱はわずかなので偏移量はB~Dの圧力差で近似されることがある。

(B) ρ~P(密度~圧力(深度))ダイアグラム

第2図(B)において、標準状態の密度は太い線で示される。標準状態の相転移圧力(深度)P₀でスピネルの密度からペロフスカイトの密度へ大きく増加している。約10%に及ぶ。これに対して、冷たい下降流の密度の軌跡は図中ABCDEF(太実線)となる。す

(A) T~Pダイアグラム

(B) ρ~Pダイアグラム



第2図 冷たい下降流がスピネルーペロフスカイト相転移面を通過する際の転移面の偏移と密度変化の様子。(A) T~Pダイアグラム, (B) ρ~Pダイアグラム。

なわち、冷たいスピネル相は深度(B点)を通過し、D点にて相転移を起こし始め、密度を増加しながらE点にて転移を完了し、ペロフスカイトの密度で下降を続ける。

4.1.3 浮力・沈降力の分布と作用

第2図(B)に下降流の受ける浮力・沈降力が現われている。すなわち、 P_0 より上のスピネル相は冷たい(低温)ため、沈降力を持っている。一方、B～E間、すなわち、相転移面が偏移している区間では浮力を受ける。スピネル相がペロフスカイト相の中に入り込んでいるからである。E点から下方は再び低温に応じた沈降力を持つ。

B～E間の浮力は下降の流れを妨げるように働く。流れは恰もブレーキがかかったようになる。したがって、下降力が小さいと下降は止まる。流れが少し斜めであれば、流れは曲げられ、水平方向に向かうことも起こるのであろう。粘性が小さいと先端部分が潰れて側方へはらみだすことも起こるのであろう。なだれに先立つ下降流の停留・集積はこれにあたる。

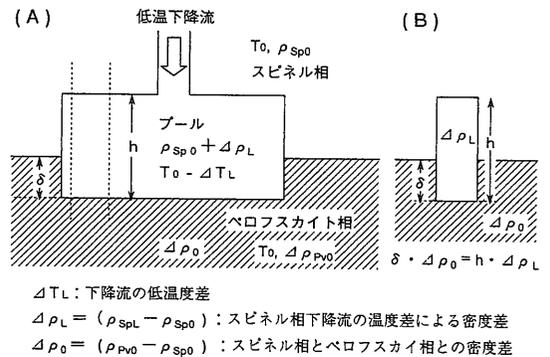
もし、下降力が充分大きくB～E間の浮力に打ち克つ状態であれば、下降運動は続く。下降力の大きさを与えるものは、流れのヘッドである。すなわち、上からの流れ(源流)の高さである。最大の下降力は流れが地表から来ているときに現われる。海溝からの沈み込みスラブはこれにあたる。

ペロフスカイト相になった下降流は後続部分を引きずり込もうとし、相転移面の偏移した領域でスピネル相が受けている浮力との間に伸張(extension)の状態を作り出す。これは670km付近の深発地震にも関係することかもしれない。また、670kmを貫いたスラブが引きちぎられるようなことをもたらすかもしれない。

4.1.4 停留条件(Bercoviciら, 1993)

スピネル相下降流が相転移面を押し下げ、浮力を受けることをみてきた。次に、この下降流が相転移境界を貫けず、転移面に沿って停滞・集積する条件をみてる。Bercoviciら(1993)の単純化した解析によって説明する。スピネル相下降流が相転移境界にぶつかり、流れが妨げられた様子を単純化して、模式的に第3図(A)に示す。すなわち、下降流は相転移面を押し下げながら水平的に拡がり、図のような釣り合いの状態にあるとする。

低温スピネル下降流は標準状態に対して温度差



第3図 スピネル-ペロフスカイト相転移境界における低温下降流プールにおける釣り合い条件説明図。(A)プールの形、(B)プール内の部分断面。

ΔT_L (マイナス)、密度差 $\Delta \rho_L$ (プラス) を持っているとする。スピネル相とペロフスカイト相の密度差を $\Delta \rho_0$ とする。相転移面の偏移を δ 、水平に拡がった冷たいスピネル相プールの厚さを h とする。釣り合いの条件をみるために、水平に拡がったところの一部分(図(A)の点線のところ)を取り出し、図(B)に示す。プールの荷重(沈降力)は $h \cdot \Delta \rho_L \cdot g$ 、プールの受ける浮力は $\delta \cdot \Delta \rho_0 \cdot g$ であるから、この部分が釣り合う条件は、(荷重) = (浮力)、すなわち

$$h \cdot \Delta \rho_L = \delta \cdot \Delta \rho_0 \quad (1)$$

で与えられる。これが釣合の基本式である。この式からいろいろの有用な関係式が導かれる。

たとえば、相転移面の偏移 δ とプールの厚さ h との関係式は

$$h = \delta \cdot (\Delta \rho_0 / \Delta \rho_L) \quad (2)$$

となる。一方、偏移の最大値 δ_{\max} は相転移 $T \sim P$ 曲線勾配 (Clapeyron slope) γ から与えられる。すなわち、定義により

$$\gamma = \Delta P / \Delta T \quad (3)$$

$$\Delta P = \rho_0 \cdot g \cdot \delta_{\max} \quad (4)$$

(ここで ρ_0 はスピネルの密度、 g は重力加速度) であるから

$$\delta_{\max} = \Delta P / (\rho_0 \cdot g) = \gamma \Delta T / (\rho_0 \cdot g) \quad (5)$$

となる。したがって停留・集積するプールの最大の厚さ h_{\max} は(5)式を(2)式に代入して

$$h_{\max} = (\Delta \rho_0 / \Delta \rho_L) \cdot \gamma \Delta T / (\rho_0 \cdot g) \quad (6)$$

で与えられる。すなわち、 h_{\max} は γ 、 ΔT 、 $\Delta \rho_0$ 、 $\Delta \rho_L$ 、 ρ_0 で決まる。 ΔT は下降するスピネル相の温度差 ΔT_L である。

ここで数値をあたると次のようになる。スピネル、ペロフスカイトの標準状態の密度をそれぞれ、 $\rho_{Sp0} = 4.05 \times 10^3$ (kg/m³), $\rho_{Pv0} = 4.36 \times 10^3$ (kg/m³) とすると、密度差は $\Delta\rho_0 = 0.31$ (kg/m³) となる。冷たいスピネル相の密度差 $\Delta\rho_L$ は体積膨張係数 (α_v) の定義式、

$$\Delta\rho_L = \rho_{Sp0} \cdot \alpha_v \cdot \Delta T_L \quad (7)$$

を用いて計算される。温度差を $\Delta T_L = 500^\circ\text{K}$, $\alpha_v = 3 \times 10^{-5}$ (/K) とすると、

$$\Delta\rho_L = 4.05 \times 10^3 \text{ (kg/m}^3\text{)} \times 3 \times 10^{-5} \text{ (/}^\circ\text{K)} \times 500 \text{ (}^\circ\text{K)} \\ = 0.06 \times 10^3 \text{ (kg/m}^3\text{)}$$

となる。したがって、式(2)から

$$\Delta\rho_0 / \Delta\rho_L = 0.31 / 0.06 = 5 \text{ であるから}$$

$$h = 5 \times \delta \quad (8)$$

という関係式をうる。すなわち、集積した冷たいプールが落下せず、停留する場合は、その厚さ h が相転移面の偏移量 δ の約5倍となっている。

最大偏移量 δ_{\max} は、Clapeyron slope $\gamma = -2.5$ (MPa/ $^\circ\text{K}$) の場合、 $\Delta T = \Delta T_L = 500^\circ\text{K}$, $\rho_0 = 4.05 \times 10^3$ (kg/m³), $g = 9.8$ (m/s²) に対して、MPa = 10⁶ (Pa) = 10⁶ (kg/s²/m³) であるから、

$$\delta_{\max} = \gamma \Delta T / (\rho_0 \cdot g) = 30 \text{ km}$$

となる。ちなみに、この値は Shearer & Masters (1992) が報じた 670km 不連続面の起伏量と一致している。30km の相転移面偏移に対応して、停留・集積しうるプールの厚さは、(8) 式によって、最大約 150km となる。

以上のことから、転移境界に停留・集積した下降流のプールが境界を貫くか否かは集積の厚さ h が最大値より大きくなるか否かによることが分かる。もし集積の厚さが時間とともに発達すれば、いつかは最大値を越えることになり、境界を貫くことになる。もし厚さが発達しなければ、停留したままとなり、境界を貫くことはない。したがって、問題は集積の厚さが時間とともにどう変動するかということになる。この問題は粘性流体の重力拡散の問題であり、流入源に関係することである。Bercoviciら (1993) は、流入源がシート状であれば、厚さは時間的に一定に保たれること、円柱状であれば、時間とともに厚くなることを示した。この結果は Tackleyら (1993) の実験結果によく現われた。沈み込みスラブのような下降流の場合は、したがって、相転移境界を貫くことはなく、沈み込みスラブの交差するようなところでは相転移

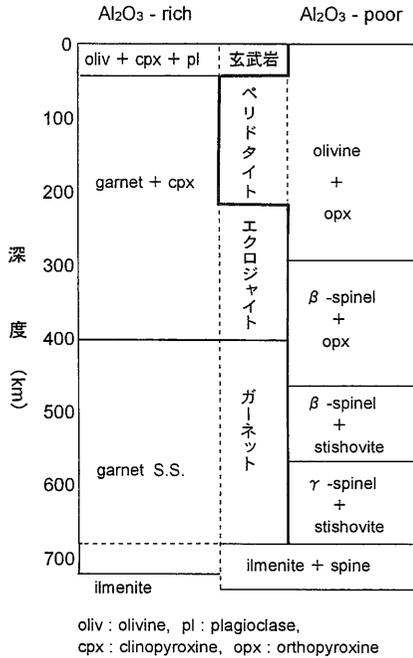
境界を貫くことがあろうと推論している。なだれ現象には、その流入源の形態が円柱状であろうと予測されるので、サイズミックモグラフィー画像を注意深く観察する必要がある。相転移境界に集積する低温物質プールの厚さの変動はこのほかいろいろの因子による。粘性係数の温度依存性は最も敏感な因子と思われる。なだれ現象は Clapeyron slope γ の値のほかに、集積の発達過程にも依ることが明らかにされ、実際の地球でどの程度起こるかはいま未知の問題である。

4.2 密度成層による成層熱対流

熱対流において媒体の流体が、もともと、組成的に密度成層しておれば、熱対流は層別に分かれて起こることが多い。層別に分かれて起こる対流スタイルは layered convection、訳して成層対流と呼ばれる。相転移による成層対流も、その本質は密度成層に基づく。熱対流は、もともと、熱せられて軽くなった部分が浮力によって上昇するという、密度差に基づく運動である。したがって、もともと組成的に軽いものが上に、重たいものが下にと密度成層している場合に、底面加熱によって上昇流が起こるとき、熱せられて上昇して来た部分の密度が上の層の密度より大きければ上の層へ侵入できない。したがって、下層と上層とに分かれて対流システムが形成される素地がある。したがって、上下マントル別々に対流するかどうかは、その 670km 境界近傍の密度成層状況による。4.2.1 にて基本的事項としてマントル内部の密度成層を紹介し、4.2.2 にて組成的に密度成層している場合の対流スタイルの基本的性質を述べ、4.2.3 にて数値モデル実験の結果を紹介する。

4.2.1 マントル内部の組成的密度成層

上部マントルは密度が深度とともに大きく変化している。化学組成による変化のほかに、高圧の相転移による変化が加わっている。上部マントルは、化学組成的にはペリドタイト系の岩石と玄武岩系の岩石が混在していると考えられており (Anderson, 1979)、高圧相転移には、ペリドタイト系の岩石ではオリビン-スピネル相転移があり、玄武岩系の岩石では玄武岩-エクロジャイト-ガーネット相転移などがある。したがって、上部マントル密度分布は深度方向のみならず、この混在によって、水平的にも場所により異なり、不均質になっていると考えられている。Don Anderson の上部マントル化学組成推定図 (ペリドタ



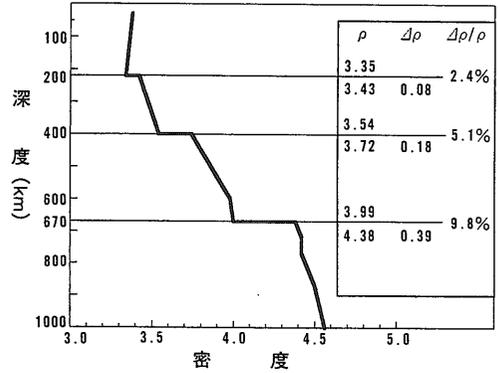
第4図 D. L. Anderson (1979)による上部マントルの化学組成的成層と相転移との対応

イト系と玄武岩系と両方について)を第4図に示し、平均的地球の標準モデルPREMの密度分布を第5図に示す。深度220km, 400km, 670kmにおける密度差は、それぞれ、0.08(2.4%), 0.18(5.1%), 0.39(9.8%)となっている。深度670kmにおける密度差9.8%という値は大変大きい値である。

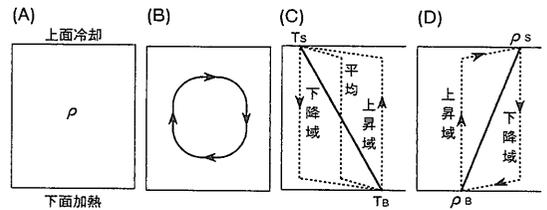
4.2.2 単一層の場合(全層対流, The whole single layer convection)

組成的に密度成層している媒体の中の熱対流が層別に起こる過程とその基本的物理を単純化した解析で示す。

まず、言うまでもないことではあるが、以下の議論の基本となるので、密度が均質な単一層において、底面加熱、上面冷却される場合について、流れの場合、温度場、密度場の様子を第6図に示す。熱境界条件は底面および上面で温度一定(それぞれ T_s , T_b)に保たれているとする。この熱境界条件は以下この章で共通とする。初期温度分布は $T_s \sim T_b$ を結ぶ直線で表わされる(図(C))。それに対応する初期密度分布は $\rho_s \sim \rho_b$ を結ぶ直線で表わされる。このような密度分布は上が重く、下が軽く、重力的に不安定で



第5図 PREM (Preliminary Reference Earth Model)による上下マントル遷移帯の密度変化 (Anderson, 1989, 付表から作成)

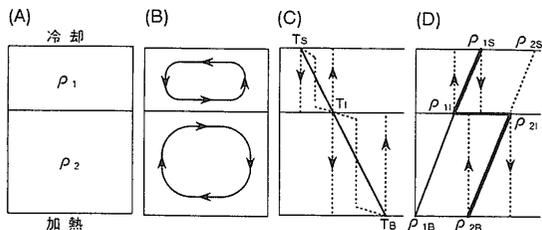


第6図 密度による成層熱対流(説明図)。単一層(底面加熱)の場合。(A)密度構造と加熱条件、(B)流線、(C)温度分布、(D)密度分布($\rho_b < \rho_s$)。

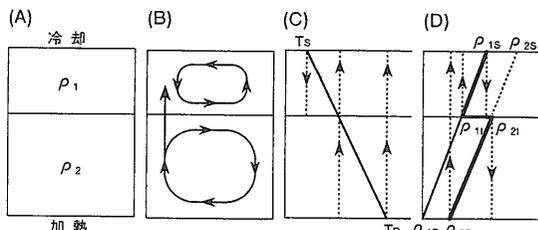
ある。下部の軽い部分が浮き上がり、上部の重い部分が沈み、上下入れ代わろうとする。流体の粘性によって、この動きは抑えられているが、底面と表面の温度差が大きくなって臨界レーリー数を越えると、運動が起り始める。レーリー数が小さい場合は層流の単純な対流セルを作る(図(B))。レーリー数が大きくなると、しだいに混沌的(chaotic)になり、乱流へとすすむ。熱対流セルができると、温度分布は、図(C)に示すように、流れの上昇域、下降域で異なり、また上面・底面に沿って温度勾配の大きい熱境界層ができる。その結果水平方向に平均を取った温度分布は図(C)に示すようになり、流線で囲まれたセル中心部(コアと呼ばれる)の温度は一定に保たれる。熱境界層を通して環流する流線に沿う密度分布は図(D)に点線で示すようになる。以上は2次元・底面加熱による熱対流の基本的性質である。

4.2.3 密度差の大きい2層の場合(2層対流, double layer convection)

次に組成密度差が大きい2層の場合、層別に対流



第7図 密度による成層熱対流(説明図). 密度差の大きい2層(底面加熱)の場合. (A) 密度構造と加熱条件, (B) 流線, (C) 温度分布, (D) 密度分布.



第8図 密度による成層熱対流(説明図). 密度差の小さい2層(底面加熱)の場合. 漏れのある対流(Leaky layered convection), 分岐対流(Branching convection). (A) 密度構造と加熱条件, (B) 流線, (C) 温度分布, (D) 密度分布.

が起こることを示す. 初期温度分布は第7図(C)に示す. 初期密度分布は, 図(D)に実線で示すように, $\rho_{1S} \rightarrow \rho_{1I} \rightarrow \rho_{2I} \rightarrow \rho_{2B}$ で示される. ここで添字 1, 2 は上層, 下層を表わし, 添字 I, S, B はそれぞれ層境界面, 上面, 底面を表わす. 上下層とも密度勾配がマイナスで重力的に不安定である. したがって, 温度差が臨界レイリー数を越えると対流が起こる. このとき対流が層別に起こるかどうかは底面での下層流体の密度 ρ_{2B} と層境界面での上層流体の密度 ρ_{1I} との大小関係による. もし,

$$\rho_{1I} < \rho_{2B}$$

ならば層別に対流が起こる. 底面で熱せられて上昇してきた下層流体の密度が上層流体の密度より大きいので上層へは上昇し続けることはできないからである. 図(B)に成層対流の流れの場合, (C)に温度場, (D)に密度場を模式的に示した. 下層の密度が大きいと底面加熱を受けても上層の密度より小さくならぬから, 成層(層別)対流になりやすい. 要は下層流体が底面で熱せられて得られる密度の値によるので, 成層対流になるかどうかは, 単に上下流体の密度差だけではなく, 加熱底面の温度にもよる.

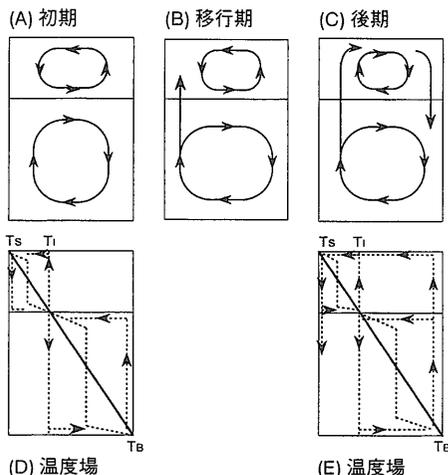
4.2.4 密度差の小さい2層の場合(分岐2層対流, branching double-layer convection)

分岐(branching)を伴った成層対流が起こることを説明する(第8図). この対流スタイルの例は, すでにleaky double layerとして前回に示した3.3.4の第3図に見えている. 初期温度分布は第8図(C)に, 初期密度分布は(D)の $\rho_{1S} \rightarrow \rho_{1I} \rightarrow \rho_{2I} \rightarrow \rho_{2B}$ となっているとする.

底面加熱で得られる下層流体の密度 ρ_{2B} が上層流体の境界面の密度 ρ_{1I} より小さければ, すなわち

$$\rho_{1I} > \rho_{2B}$$

であれば, 上昇してきた下層流体は上層へ上昇し続



第9図 洩れのある2層熱対流(説明図). (A) 初期の流線, (B) 移行期の流線, (C) 後期の流線, (D) 初期の温度場, (E) 後期の温度場.

けることができる. この場合, 対流パターンは時間的に変動するという性質がある. 第9図で時間的変化を説明する. すなわち, 対流の初期状態(第9図(A))では, 上昇してくる下層流体の密度が上層流体の層境界面の密度よりも大きいため, 下層・上層それぞれに対流が起こっており, その成層対流の様子は第9図(A)のようなセルを作り, その流れの方向は層境界面に沿って上下層とも同じ方向に流れている. ところが充分熱せられた下層流体が上層へ上昇してくると(第9図(B)), この上昇流は, 上層へ侵入できる浮力を持っているけれども, 上層の下降流と対向するので, 流れは妨げられる. それとともに, 下層の上昇流は流れに分岐を起こす(第9図(B)). すなわち, 大部分は下層内で境界に沿って水平に流れるが, 一

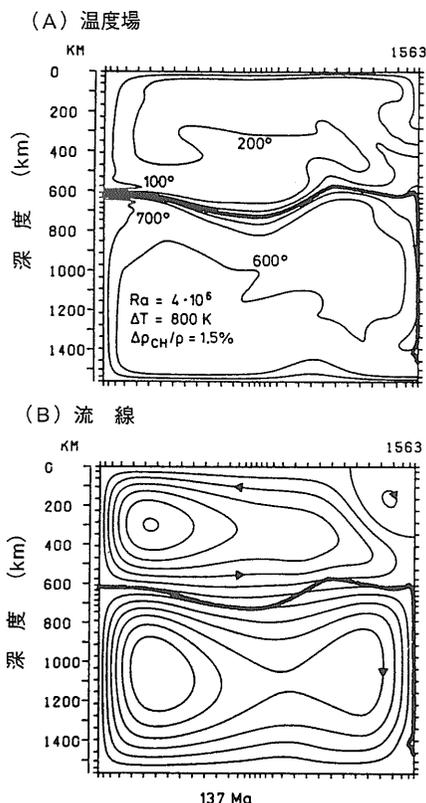
部は上層へ侵入して行く。侵入した下層流体は上層の流体と混じり合い、混合 (Mixing) を起こす。やがて(第9図(C)), 下層からの上昇流が表面まで到達すると、表面に沿って水平方向に流れ、表面冷却を受け、冷え、下降し、充分冷えた部分は再び下層へと下降して行く。すなわち、上層内へ分岐した下層流体は上下層を一体として循環する。それに引きずられて上層の対流セルの向きは逆転する。すると、図(C)に見られるように、層境界に沿って上層と下層の流れの方向が反対になる。したがって、ここでも混合現象が起こる。この様子が前述した leaky double layer convection の数値実験図(前号3.3.4の第3図)に表われている。温度場の様子を参考までに第9図(D)と(E)に示した。

物質循環という立場からこの熱対流の挙動を見ると、下層流体の一部は分岐して全層を循環し、残りは下層内を循環するという2層対流となっている。上層流体は大部分上層内で循環する。すなわち、上下層の密度差が小さい場合、すなわち、底面温度が充分高い場合は、成層(層別)対流と全層対流とによる物質循環が混在することが起こる。また、層境界に沿う混合現象によって上下方向に物質輸送、熱輸送も起こる。また、この性質は本質的に時間的変動を伴う。

この対流スタイルの呼び名はまだ定まっていない。以上の現象は密度成層のある場合に表われたものであるが、同様なスタイルが endothermic 相転移のある場合にも表われている。Christensen & Yuen (1985) は leaky double-layer convection と呼んだ。Machetel & Weber (1991) はその時間的変動に着目して intermittent layered convection と呼んだ。Tackley ら (1994) は波長に選択性のある対流と呼んでいる。流れの枝別れ現象に着目すれば分岐2層対流 (branching double-layer-convection) とも呼べるであろう。スーパーブルームやなだれ現象において、全マントル的な物質循環を伴いながらも、大局的には上下マントル別々な2層対流のスタイルを見せる地球マントルの熱対流パターンをどう呼んだらよいのだろうか。

4.3 密度成層対流の数値モデル実験例

つぎに、前節で定性的に記述した密度成層対流について、数値モデル実験例をいくつか示す。Christensen & Yuen (1984; 1985) の論文において、すで

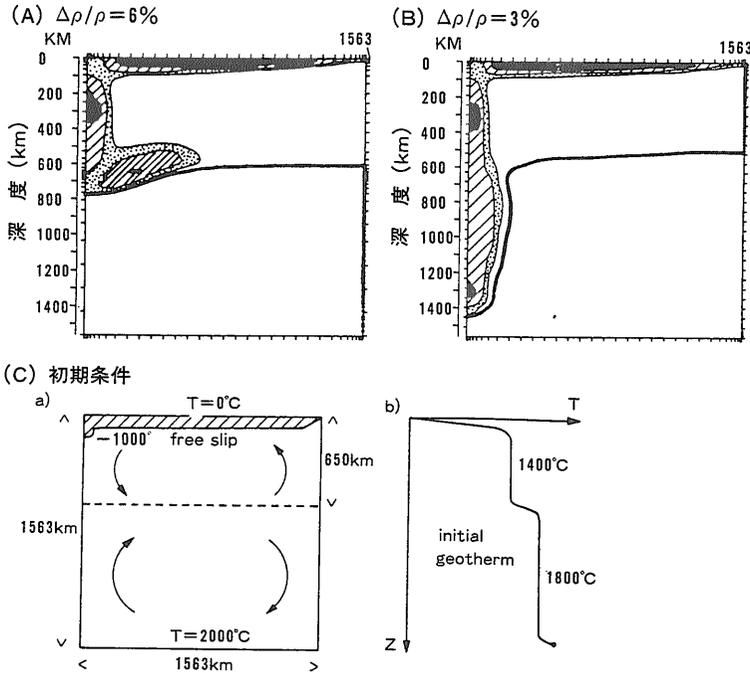


第10図 密度による成層熱対流の数値実験例。上下層の密度差が $\Delta \rho / \rho = 1.5\%$ の場合でも成層する。(A) 温度場、(B) 流線。(Christensen & Yuen, 1984, Fig.7から抜粋)

に、多くのことが解明されているので参照されたい。

第10図は上下層の密度差 $\Delta \rho / \rho$ がわずか1.5%であっても成層することを示した例である。実験条件は、 $\Delta \rho / \rho = 1.5\%$ 、上面と下面の温度差 $\Delta T = 800^\circ \text{K}$ 、上層の厚さ600km、全層の厚さ1,563km、粘性係数 $\eta = 10^{21} (\text{Pa} \cdot \text{s})$ 、レーリイ数 $Ra = 4 \times 10^6$ である。流線の図(B)で見られるように、表面で冷やされ下降した流れは600kmの境界面にそって水平に流れ、底面で熱せられ上昇した流れは、同じく、境界面にそって水平に流れている。対応する温度分布は同図(A)に示されている。成層する理由は、いうまでもなく、密度差1.5%の下層の流体が、熱せられても、この温度差では、上層の密度より小さくならないからである。

次に、第11図は表面に冷却されたスラブが発達する場合、そのスラブが密度成層境界を貫いて下降するかどうかを調べたものである。 $\Delta \rho / \rho = 6\%$ の場



第11図 密度による成層熱対流の数値実験. 冷たいスラブの下降に対する密度の効果の例. (A) $\Delta\rho/\rho = 6\%$ の場合, (B) $\Delta\rho/\rho = 3\%$ の場合. コンターは等粘性係数 (=等温度) 線, (C) 初期条件モデル. (Christensen & Yuen, 1984, Fig.2, 4, 5から抜粋)

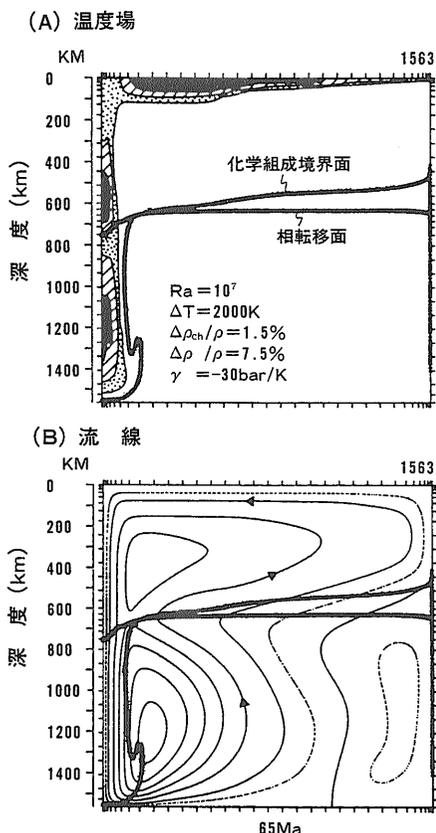
合(図(A))には貫けず, $\Delta\rho/\rho = 3\%$ の場合(図(B))は境界面を押し下げ, 下層へ深く沈み込むことが見られる. 勿論, これらの結果は実験パラメータに大きく依存する. この実験に用いられた初期モデルは, (図(C))に示されているように, 上下面の温度差 ΔT は $2,000^\circ\text{K}$, 上層の厚さ 650km , 下層の厚さ $1,563\text{km}$ にとられている. 初期には上層と下層とにわかれて成層対流が生じており, 表層, 底層および密度境界には熱境界層が発達している. 上層の対流コアの温度は $1,400^\circ\text{K}$, 下層の対流コアの温度は $1,800^\circ\text{K}$ となっている. スラブのモデルとしては, 表層の熱境界層に厚さ 100km の粘性係数の大きい層を作っている. このスラブの平均温度を 700°K と見積もると, この程度の冷え方では, 6% 重い下層には沈み込めないが, 3% 重い下層には沈み込めることが示されている.

第12図は冷たいスラブの沈み込みに対する相転移の影響を調べたものである. 前図(第11図)に示した相転移のない場合では, スラブが深く沈み込むと下層の対流パターンは乱され, 明瞭な対流セルの

形が失われていくことが原論文に記されている. これに対して, 相転移があると, 深く沈み込んだ下降流は, 第12図に示すように, 下層の初期対流パターンの向きを次第に逆転させるように作用する. 第12図はその移り変わりの様子を示しており, 最初は上層と同方向に流れていた相境界に沿う下層の水平流は, その流れの向きが上層のそれと逆になりつつある. 実験パラメータは, 化学組成の密度差 $\Delta\rho_{\text{ch}}/\rho = 1.5\%$ に, 相転移の密度差 $\Delta\rho_{\text{ph}}/\rho = 7.5\%$, $\gamma = -3(\text{MPa}/^\circ\text{K})$ が重なった場合である. なお, 図には, 相境界面と化学組成境界面が分離する様子も示されている. 相境界面はほぼ水平であるが, 化学組成境界面は対流の運動によって上方へ持ち上げられている.

5. 終章: マントル熱対流の基本的構成

2層対流系になだれ現象が起こったことは, マントル対流の本質についての問を呼び起こした. なだれ現象は2層対流系に全マントル的な物質循環が伴っ



第12図 密度による成層熱対流の数値実験(相転移がある場合)。冷たいスラブの下降が深くまで至る時、下層の対流の向きが次第に逆転する。また、対流運動によって相境界面と組成境界面との分離が生じている。(A)温度場、(B)流線。(Christensen & Yuen, 1984, Fig.9から抜粋)

ていることを示した。半径方向質量フラックスの計算は670km不連続をかなりの質量が通過していることを示した(Solheim & Peltier, 1994)。この節ではマントル熱対流の基本的構成を考察し、2層対流と全マントルを単一層とする対流とが共存することを理解してみたい。

マントル熱対流は、その運動の構成について、次のようないくつかの基本的要素を持っていると思われる。すなわち、(1)全マントルを単一層として運動しようとする要素、(2)2層対流、(3)分岐対流、(4)上下マントル境界におけるダイナミックな相互作用、(5)上部マントル独自の対流システム、である。

第一の運動要素の、全マントルを単一層のように対流しようとするものは、マントル熱対流運動の最も

基本的なものと思われる。コア・マントル境界においてコアから供給される熱と、マントル内部の発熱源が重なりあって、マントル内部にこのような流れを駆動する。この基本的要素の特徴は、Bercovici et al. (1989 a, b, c)が明らかにしたように、大きなホットブルームがコア・マントル境界から立ち上がること、また、内部発熱源により広域に一樣な湧昇流が起こることに表われる。この流れの本質はコアから供給される熱、マントル内部に発生する熱(放射崩壊熱とマントルの冷却・減温に伴う放出熱)を地表へと効率よく運び出すことにある。この運動要素は、数式的表現では、地球表面およびコア・マントル境界の熱的境界条件、地球表面とコア・マントル境界との温度差、および熱方程式に含まれる内部発熱源によって表わされている。

第2の運動要素は2層対流で、地表での放熱・冷却と、上部マントル内部の組成的密度成層と上部マントル下部の相転移成層によって生ずる。地表冷却は地球の黒体放射(blackbody radiation)の放射平衡によってバランスし、地球表面温度を導く。マントルから地表へ向かう本源的(primitive)な熱輸送を行った流れのパターンは、地表近くの熱的条件や上部マントルの構造的成層条件で変貌する。上部マントルは熱輸送に対してある種の覆い(cover)を形成し、2層対流が生ずる。670km不連続のendothermicな相転移がその対流形式(Mode)の形成に主要な役割を演じている。この要素の数式的表現は相転移条件と密度成層条件として熱方程式に入ってくる。

第3の運動要素は、4.2.4で記したように、分岐対流で、これは全マントルを単一層とする対流と2層対流との相互作用の結果として生ずるものである。分岐現象が起こるかどうか、またどの程度起こるかは密度分布と温度分布、endothermic相転移の条件に依存する。

第4の要素は上下マントル境界におけるダイナミックな相互作用である。これには、Tackley et al. (1993)に記されているように、沈み込みスラブの停留、なだれ現象、スーパーブルームのヘッド偏平化、ホットブルームの離脱、上下マントル境界における熱と物質の混合現象など、いろいろのものがある。これらがどのように現われるかは係わるパラメータの値に依存する。

第5の要素は上部マントルの対流システムそのものである。このシステムは未だよく数理的に導き出されていないが、Zhang & Tanimoto (1993) のサイズミックトモグラフィ画像に見えるように、上部マントルに特有のものであり、下部マントルの対流システムとは独立している。このシステムを特徴付けているものには次の様なものがある。すなわち、上部マントル内の熱源、地表および極浅部の熱境界条件、および上部マントル内部の構造、すなわち低速度層（アセノスフィア）、リソスフィア、相転移帯の成層、組成的および相転移の密度成層、水平的構造変化（大陸対海洋などの）などがある。

これらの5つの要素が実際にどのように組み合わせられて実現しているかを解明することはこれからの研究課題であろう。観測事実が決定的な役割を演ずる。観測事実に応じていろいろなパラメータの値を知ることになる。Zhang & Tanimoto (1993) の上部マントルのサイズミックトモグラフィの画像は最も手近かな観測データである。この画像を描き出すような上部マントルの流体運動を先ず明らかにして欲しい。すると、地表地質のグローバルスケールの大規模構造運動がこれらの流体運動から理解されるであろう。太平洋の数千キロメートルに及ぶ海膨、西太平洋の縁海群、間大陸・環太平洋のアルプス造山運動褶曲帯、島弧、海溝系などの大規模地球表層の運動が上部マントルの流体運動との関連において再現されるであろう。

明日への期待を記して、この稿を終える。(完)

参 考 文 献

- Anderson, D. L. (1979) : Chemical stratification of the mantle. *J. Geophys. Res.*, **84**, 6297–6298.
- Anderson, D. L. (1989) : *Theory of the Earth*, Blackwell Scientific Publications.
- Bercovici, D., Schubert, G. and Glatzmaier, G. (1989a) : Three-dimensional spherical models of convection in the earth's mantle. *Science*, **244**, 950–955.
- Bercovici, D., Schubert, G. and Glatzmaier, G. (1989b) : Influence of heating on three-dimensional mantle-convection. *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 617–620.
- Bercovici, D., Schubert, G. and Glatzmaier, G. (1989c) : Three-dimensional thermal convection in a spherical shell. *J. Fluid Mech.*, **206**, 75–104.
- Bercovici, D., Schubert, G. and Tackley, P. J. (1993) : On the penetration of the 660 km phase change by mantle downflows. *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 2599–2602.
- Christensen, U. R. and Yuen, D. A. (1984) : The interaction of a subducting lithospheric slab with a chemical or phase boundary. *J. Geophys. Res.*, **89**, 4389–4402.
- Christensen, U. R. and Yuen, D. A. (1985) : Layered convection induced by phase transition. *J. Geophys. Res.*, **90**, 10291–10300.
- Ito, E. and Takahashi, E. (1989) : Postspinel transformations in the system Mg_2SiO_4 – Fe_2SiO_4 and some geophysical implications. *J. Geophys. Res.*, **94**, 10637–10646.
- Jean-Paul Poirier (1991) : *Introduction to the physics of the Earth's interior*. Cambridge Univ. Press, Chap. 7.
- Machetel, P. and Weber, P. (1991) : Intermittent layered convection in a model mantle with an endothermic phase change at 670 km. *Nature*, **350**, 55–57.
- 南雲昭三郎 (1996) : 地球深部の運動像をめぐる研究動向(その1, その2), 地質ニュース, no.497, 7–17, no.503, 39–48.
- Shearer, P. M. and Masters, T. G. (1992) : Global mapping of topography on the 660 km discontinuity. *Nature*, **355**, 791–796.
- Solheim, L. P. and Peltier, W. R. (1994a) : Phase boundary deflection at 660 km depth and episodically layered isochemical convection in the mantle. *J. Geophys. Res.*, **99**, 15861–15875.
- Solheim, L. P. and Peltier, W. R. (1994b) : Avalanche effects in phase transition modulated thermal convection: A model of Earth's mantle. *J. Geophys. Res.*, **99**, 6997–7018.
- Tackley, P. J., et al. (1993) : Effect of an endothermic phase transition at 670 km depth in a spherical model of convection in the Earth's mantle. *Nature*, **361**, 699–704.
- Tackley, P. J., et al. (1994) : Effects of multiple transition in a three-dimensional spherical model of convection in earth's mantle. *J. Geophys. Res.*, **99**, 15877–15901.
- Zhang, Y.-S., and Tanimoto, T. (1993) : High-resolution global upper mantle structure and plate tectonics. *J. Geophys. Res.*, **98**, B6, 9793–9823.
- NAGUMO Shozaburo (1996) : *Mantle dynamics—recent trend in imaging the deep earth's interior (Part 3)*.

< 受付 : 1996年1月22日 >