

地球深部の運動像をめぐる 研究動向(その2)

南 雲 昭三郎¹⁾

3. マントル対流の数値モデル実験

3.1 Bercoviciらの全マントル対流実験

実際の地球に近い高レーレイ数 ($Ra=10^6\sim 10^7$) を持つ3次元地球殻体内の熱対流について、数値モデル実験が行われた。Bercoviciらの一連の仕事である (Bercovici, et al., 1989a, b, c)。その結果、全マントル対流の基本的性質が次々と明らかにされた。その紹介はJAMSTEC (海洋科学技術センターの機関広報誌, 南雲, 1991, 1992) に記したので、詳しくはそれを参照していただくとして、ここではこれらの実験で新しく発見された事項をいくつか述べるにとどめる。一般的に数値モデル実験は問題を単純化することによって問題の基本的性質とそれに関係するパラメータの役割を明らかにしてくれる。たとえば、レーレイ数による違い、2次元・3次元の違い、熱境界条件、内部発熱源の役割などがよく見えてくる。

全マントル実験から見えてきた主な性質をリストすると次のようになる。口絵1に底面加熱(コア・マントル境界加熱)のみ与えられた場合、口絵2には内部発熱源のみ与えられた場合の対流パターンを示す。実際の地球にはこの両方が一緒に生じている。

- 1) 底面加熱の場合、熱境界層がコア・マントル境界に生じ、そこから大きな熱プルームが発生する。その数は少ない。このグローバルスケールでコアから地表へ向かってプルーム状(円柱状)の熱輸送が卓越することは新しい発見であった。
- 2) 地球全体として大きな熱プルームの数が少ないことは、熱輸送の形式に4面体型と立方体型と二つの基本形式があることによる。
- 3) 表層ではシート状の下降流は発生するが、シート状の上昇流は生じない。シート状の下降流は海洋プレートの沈み込みに対応するが、シート状の上昇流

が生じないことは海洋中央海嶺のプレート湧きだしに対応する運動が起こらないことになる。全マントル対流システムでは海嶺下のプレート湧きだしが起こらない。これは衝撃的なことであった。それではどんな対流システムなのか、という問が提起されている。

- 4) 一様な内部熱源のみがある場合、熱輸送は全面的に広がったゆっくりとした上昇流で行われる。底面加熱が与えられていないので、もちろん底面の熱境界層は生じない。環流は表面において上昇流の周囲にシート状に生ずる。サイスマックトモグラフィ画像に見える対流パターンは内部熱源によるものかなり大きい割合を占めることを表わしている。
- 5) 基本的なこととして、対流運動の様式は熱輸送を効率よく行うように選択されていることがわかった。

以上の結果は熱対流運動の上昇・下降の形態、ブルーム状・シート状・面的などの流れの様式について基本的な知見を与えてくれた。またこれらの計算結果はDziewonskiらのトモグラフィパターン(前号2.1.2参照, 南雲, 1996)と、下部マントルにおいてはだまかに調和するものであった。しかし、上部マントルについては大変異なるものであった。

3.2. 2層対流への凱歌

Bercoviciらの全マントル対流の数値モデル実験は巨大な熱プルームを発見したことによって、人々の感嘆を受けるとともに、その全マントル像はまさに一世を風靡する勢いがあった。白亜紀太平洋のスーパープルームの提唱(Larson and Olson., 1991)はさらに人々の興味を誘った(JAMSTECの紹介論説, その8, 南雲, 1992参照)。しかし一方では、2層対流をもたらず670km 相転移の成層条件も絶えず研究が続けられていた。1991年秋のAGUで、Peltier と Sohlheimは遂に3次元地球殻体モデルにおいて実際

1) 応用地質(株)

〒102 千代田区九段北4-2-6

キーワード: 全マントル対流, 成層対流, 密度成層, 相転移, なだれ現象, 物質フラックス, 熱収支

の地球に近い相転移条件で2層対流が確定的に起こったことを報じた(Peltier and Sohlheim, 1992a). その例を口絵3に示す. 図は温度分布(断熱基準状態からの偏差値)の子午面断面を示す.

この図には対流パターンが上・下マントルではっきりと異なっていることが見える. すなわち, 下部マントルの熱プルームは上部マントルに突き抜けることができずに環流する. 上部マントルを下降する流れは下部マントルへ侵入できず, 上部マントル内にとどまっている. 対流運動は上・下マントル別々に起っている. 運動は明らかにマントル全体を単一層としたシステムのものではない.

折しも同じ学会でShearerらが670km不連続面からの反射波を検出したこと, その不連続面の起伏が20~30kmの程度であり, 沈み込みのところで凹んでいることなどを報じた(Shearer and Masters, 1992). Dziewonskiらの改訂版の発表(前号2.1参照), Don Anderson の上部マントルトモグラフィの特別講演(前号2.3.1参照)などと相俟って, 2層対流が確かなものであるという印象を参加者の誰しもが持ったようで, 全層か2層かという10年以上続いたマントル対流論争にやっと決着がついたという思いであった. 以下2層対流の数値モデル実験について, ChristensenとYuen, Machetel, Tackleyらの研究を紹介する.

3.3 密度による成層対流(ChristensenとYuenの研究)

3.3.1 成層対流に対する密度成層の役割

マントル対流の成層問題の本質は媒質の密度成層にある. 熱対流は, そもそも, 熱せられて生じた浮力によって駆動される現象である. したがって, その浮力が密度成層に打ち勝つか否かが成層するか否かを左右する. マントル物質が密度的に均質であれば底面加熱(コア・マントル境界加熱)によって全マントル対流が起こるのは当然である. 問題は, マントルには密度成層があり, 特に下部マントルと上部マントルとの間に大きい密度差があるので, その密度差が如何程であれば熱対流に成層分離をもたらすかということである. 2次元モデルにおける密度成層対流の研究が1980年代前半にChristensen and Yuen(1984, 1985)によって行われている. 密度成層をもたらすものには2種類ある. 一つは化学組成によるもの, 一つは相転移によるものである.

3.3.2 化学組成による密度成層の効果

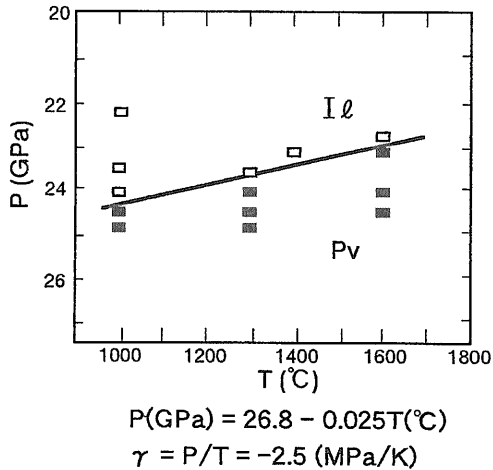
まず媒質に化学組成による密度成層がある場合については, その密度差が大きいと熱対流は上下の層毎に別れて起こる. 媒質の密度差が小さいと, 上下の区別なく, 全体を一つのシステムとする熱対流が起こる. 熱せられて得た浮力が媒質の密度差以上なければ, 密度の小さい上層内へ上昇してゆけないからである. 1984年の2次元直方体, 底面加熱モデルでの研究では, 地球内部相当の温度分布において, 組成密度差が5%以上ならば成層対流となることが示された.

3.3.3 相転移による密度成層の効果

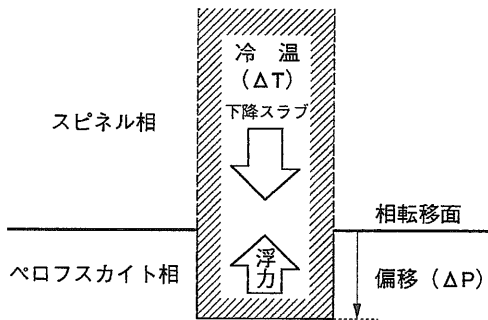
次に相転移による密度成層の場合には, 相転移にともなう密度差が大きくとも, 単純に熱対流が成層するとは言い難い. なぜなら, 流れが相転移境界を通過すると相転移が起こって, 流れ込んだ物質は周囲の物質と密度的には区別がつかなくなってしまうからである. 670km不連続のスピネル-ペロフスカイト相転移(簡単のために以後Sp-Pv相転移と記す)の密度差は約10%にも達する. しかし, 密度差が大きいからといって, これだけでは成層熱対流が生ずると速断できない. なぜなら, 相転移密度成層において熱対流が成層するか否かを左右するのは相境界面の上下方向の偏移(deflection)の量によるからである. その偏移の量は圧力の差にほかならないので, 冷たいスラブのもつ温度差によってもたらされる偏移量 ΔP は相転移P-T曲線の勾配 γ ($\gamma = \Delta P / \Delta T$: Clapeyron slopeと呼ばれる)から決まる[Sp-Pv相転移のP-T曲線の例(Ito and Takahashi, 1989)を第1図に示す].

すなわち, γ が与えられると, スラブの持つ温度差 ΔT と, γ によって偏移量 ΔP が決まる. Sp-Pv相転移 $\gamma < 0$ の場合($\gamma < 0$ の条件はEndothermicと呼ばれる), 冷たいスラブが下降して相転移面に達しても, 温度が低いのでその深さ(圧力)では直ちに相転移は起こらず, 下降し続ける. したがって下降流の先端のあたる相転移面は下方へ偏移する(第2図).

この相転移面の偏移した領域は, 密度差によって, 浮力を受けて, 流れを妨げるように作用する. 最大の偏移量 ΔP (圧力差=深度差)はClapeyron slope γ と下降流の持つ温度差 ΔT によって決まる[定義から]. すなわち, この ΔP だけ偏移した深さで始め



第1図 スピネル-ペロフスカイト相転移P-T曲線(線). 白四角: 相変化の起こらなかった試料, 黒四角: 相変化の起こった試料. (Ito & Takahashi, 1989に加筆)

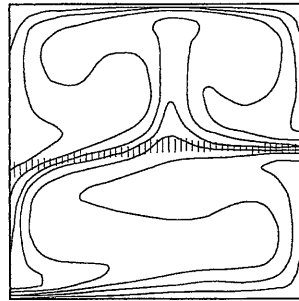


第2図 冷たい下降流がスピネル-ペロフスカイト相転移面を偏移させる説明図

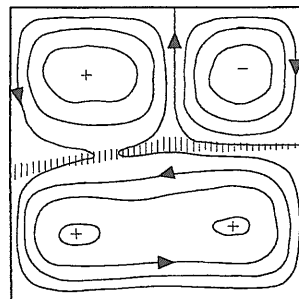
て相転移が起こるからである。相転移が起こると、それより下方では、下降する流れはもはや周囲の媒質と区別がつかなくなってしまい、浮力を生ぜず、流れを妨げる作用を受けなくなる。したがって、たとえ流れそれ自体が相転移面を貫いて続いているようにとも、流れを妨げる作用は転移面が偏移した領域に限られる。結局、熱対流が成層するか否かは、密度差そのものではなく、偏移の領域が厚いか否かに依存する。なお、これについては、次号4.1においてさらに定量的に説明する。

Christensen and Yuen (1985) は、Clapeyron slope γ の効果を調べ、成層が現われるためには γ の値がマイナスで大きい、すなわち、 $-4 \sim -8$ が要請され

(A) 温度場



(B) 流れの場



第3図

洩れのある (leaky) 二層対流の数値実験例。

(A) 温度場を等温コンターで表わしたものの。

(B) 流れの場を流線で表わしたもの。中央付近の細縦線の帯は相転移面の位置を示す。(Christensen & Yuen, 1985より)

という結果を得た。当時はまだSp-Pv相転移の γ の値が高圧実験で探究中であったが、このように大きいマイナスの γ が実際の地球に当てはまるかどうか、したがって成層対流が本当に起こるかどうかにについての推論は慎重であった。

3.3.4 Leaky double layer

相転移による密度成層がある場合の熱対流として、ここで提示されたものは、Leaky double layer (洩れのある2層) という対流スタイルであった。

第3図に例が示されるように、そのスタイルは、相転移によって生ずる成層対流が、完全な成層ではなく、上層・下層の間に物質循環を一部含んでいるというものである。第3図は流れの様子を (A) 温度場の等温コンターと (B) 流れの場の流線で示したもの。相転移面の下層では左右両端を境界とする一つの対流セルであるが、相転移面上層は中央に上昇流、左右端に下降流を持つ二つの対流セルに分かれている。

流れの方向を見ると(第3図B)、右半分では相転移面に沿って上層・下層とも同じ方向であるのに、左半分では上層・下層で流れの方向が逆向きになっている。これは、成層する流れのほかに、左端においては上層から下層へと続く流れがあり、中央付近

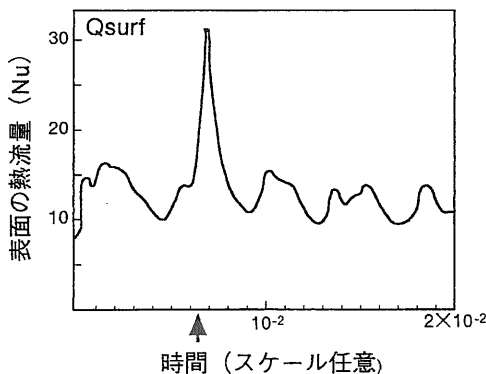
では下層から上層へ入り込む流れがあることを示している。すなわち、流線に見える主な流れのほかに、量は少ないが、分流する流れがある。これは上層と下層の間に物質の循環が起こっていることを示している。一見、対流セルは上下2層に分かれているが、物質は一部上下両層を循環している。この性質を leaky (洩れがある) と表現した。

3.3.5 時間依存性

重要な性質として、洩れがある2層対流に時間依存性があることが示された。それは熱輸送量の時間的変動によってよく表わされる。第4図に一例を示す。

熱輸送量はNusselt数 (Nuと略記) というパラメータで表わされる。Nusselt数というのは、対流セルを貫く実際の熱流量と、対流がなく熱伝導のみで輸送される熱流量との比 (一次元的流れとして見たもの) で定義され、対流の熱輸送過程の効率を表わす。(詳しくはAnderson (1989) の教科書を参照されたい。) ついでながら、Nusselt数はレーリー数の1/3乗に比例する。これはレーリー数が大きい程熱輸送の効率がよいという性質があることを示す。

第4図の縦軸は表面の熱流量 (Qsurf) をNusselt数で表わしたもの。横軸の時間の単位は、原論文に明記されていないが、矢印のところが相転移面の下層のセル内で対流が一回転終えた時間に当たるといふ。表面熱流量は、計算開始後しばらくの間は、Nusselt数約15位の値をとっているが、ほぼ一回転



第4図 洩れのある二層対流における表面熱流量Qsurfの時間的変動。縦軸：Qsurfの単位はNusselt数。横軸：時間のスケールは任意。矢印は下層セルの対流が一回転した時間に対応。(Christensen & Yuen, 1985より)

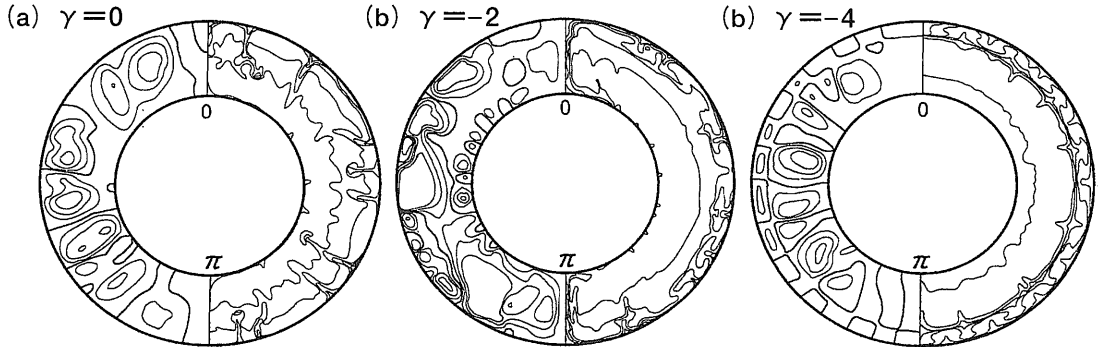
した頃に突然2~3倍大きい値を示す。大量の放熱が起こったことを示す。その後はこのような大きい放熱は起こらずQsurf=10~15の値でゆらぎながら続いている。この放熱状態は成層対流に対応し、Q=30の大きい放熱は突然起こった全層にわたる対流に対応する。この現象は、後述する(3.6.3)なだれ現象 (avalanche) にほかならない。この時はまだ特異な現象の指摘にとどまっていた。モデルが2D直方体で、また用いたパラメータが実際の地球に近くないとはいえ、密度成層対流の基本的性質がよく表われている。モデルが単純なために、その本質が見えるのであろう。

3.4 相転移による成層対流の実験—1 (Machetel の研究)

2次元モデルで生じた成層熱対流が実際の地球に近い条件でも起こるであろうか。この問題をMachetel and Weber (1991), Machetel (1993) が解いた。モデルとして、3次元球殻体を取り、断熱圧縮を入れ、内部発熱源を入れ、高レーリー数 (Ra=10⁵) をとり、相転移を入れた。相転移のClapeyron slope γ の値にいろいろ与え、 γ の効果を調べた。深度670kmのSp-Pv相転移が実際に成層対流を起こすかどうか見るためである。ただ3次元の解としては軸対称の解にとどまっている。しかし、その結果は、 γ の値によって熱対流のパターンが変わることがはっきりと示された。第5図に例を示す。

$\gamma=0$ では全マントル対流となった。 $\gamma=-4$ では成層対流がしっかりと形成された。 $\gamma=-2$ では全マントル対流と2層対流が混在するように見えた。 $\gamma=-2$ はSp-Pv相転移に最も近い値である。 $\gamma=-2$ の流線と温度場のコンターを見ると、ほとんど至る所で成層状態を示しているが、所どころ上部マントルから下部マントルへ物質の流れがあるように見えた。

対流の状況が時間とともに変動することも見えた。上・下マントル間の物質循環をみるために、半径方向物質フラックス (radial material flux) という量が導入され、計算された。その結果、10億年の期間でマントル全物質の最低10%が相転移面を通過していること、5億年に一度大規模な混合 (Mixing) が起こり、その時、短い期間にマントル物質の80%におよぶ量が相転移面を通過していたことが分かった。このことは、いつもは、わずかに洩れながら成層している対流が、時たま、ほとんど全マントル的に物質循環を



第5図 スピネル-ペロフスカイト相転移P-T曲線の勾配 γ (Clapeyron slope) による成層熱対流パターンの変化。(a) $\gamma=0$, (b) $\gamma=-2 \times 10^6 \text{Pa/K}$, (c) $\gamma=-4 \times 10^6 \text{Pa/K}$. 左半球は流れの場を流線で表わしたもの. 右半球は温度場を等温コンターで表わしたもの. (Machetel & Weber, 1991による)

起こすことを示している. この現象をMachetelは間欠的混合 (intermittent mixing) と呼び, その対流スタイルを間欠的成層対流 (intermittent layered convection) と呼び, 実際の地球でも, ほぼこのような対流スタイルが起きているであろうと結論した.

3.5 相転移による成層の実験-2 (PeltierとSolheimの研究)

Peltier and Solheim (1992a, b) はMachetel and Weber (1991) の研究を更に進め, 実験条件を実際の地球により近づけた. すなわち, レーリー数をMachetel and Weber (1991) より一桁あげ ($Ra=10^7$), 相転移帯に厚みを持たせるなど工夫した. しかし, 解は同じく軸対称にとどまった. その結果は3.2 および口絵3のように, 成層対流がより確定的に起こることが示された. (詳しい本論文が最近相次いで印刷された: Solheim and Peltier, 1993, 1994a, b)

以上見てきたように, 実際の地球で成層対流がどんなスタイルで起こるかは γ に依存し, 相転移帯の実状, 密度成層の実状に依存する. また, γ のほかに, 体積膨張率 α , 粘性係数 η の温度・圧力(深さ)依存性にもよる. まだ全部は調べきられていない. 数値モデル実験のパラメータを実際の地球に近づける試みはさらに続けられ (Solheim and Peltier, 1993, 1994a, b), 次節で記すTackleyら (Tackley, 1993; Tackley et al., 1993, 1994) に至る.

3.6 相転移による成層対流の実験 (Tackleyらの研究)

UCLA (University of California at Los Angeles) のSchubertらは3次元球殻体の熱対流問題を数値

モデル実験で鋭意進めている. Bercoviciet al., (1989a, b, c) にみられるように, 全マントル対流の性質を明らかにしてきたが, Tackleyらは, Peltier & Solheim, Machetel, Yuenらの相転移による成層対流モデルを更に一歩進めて検討し, 実際の地球で何が本当に起こっているのか, という問題に迫っている. Tackleyらの論文がNatureに掲載された (Tackley et al., 1993) (本論文はJ. Geophys. Res., Tackley, et al., 1994, に印刷された). 1993年秋のAGUでもTackley (U31B3) がその概要を発表し, Bercovici (U32A7) がスラブ停留の単純化した物理を発表し, Schubertがマントル対流のスタイルについて総括的な見解を述べた. これらの仕事は地球テクニクスに対して現在大きな影響をおよぼしている. 正しく理解し, その適応性をわきまえる必要があると思われる. 少し長くなるけれども丁寧な解説する. まずモデルについて分かったことについて次に記す.

3.6.1 モデル

Tackleyらのモデルとその数学的取り扱いは今最も進んだものである. すなわち, モデルは3次元球殻体, 解は完全な球面調和展開 (軸対象の制限なし) で求めた. 自己重力下の断熱圧縮, 放射崩壊熱などによる内部発熱源も考慮している. ただ, 相転移にはSp-Pv相転移のみを採用している. 深度400 kmのオリビンスピネル相転移は取り入れていない.

Clapeyron slopeの値には $\gamma=-4$ をとっている. これはSp-Pv相転移の効果の最大を見積もるため

ある。レーリー数は10の6~7乗をとっている。熱境界条件としては地表にて1,060K、コア・マントル境界にて3,450Kととっている。断熱圧縮にともなう昇温が地表からコア・マントル境界までに1,140Kあるので、正味の温度差は1,250K(=3,450-1,060-1,140)となる。地表の温度を実際の値よりはるかに高くとっているが、これはこのモデルが粘性係数の温度依存性を、深度のみに依存し、ほぼ指数関数的に変化すると仮定し、粘性係数の値を地表で 1.7×10^{22} 乗、670kmで 1.9×10^{22} 乗、コア・マントル境界で 2.1×10^{23} 乗ととったためである。このため粘性的に固いプレートは生じていない。しかし、相転移による成層という対流スタイルとその激しさは、マントル内の温度勾配に依存し、温度の絶対値にはそれほど敏感ではないので、今問題としている対流スタイルの吟味にはこのような地表温度を採っても差し支えないとしている。でも、地殻熱流量など熱収支に対しては必ずしも適切とは言いがたい。また、実際の地球表面の固いプレートの対流スタイルにおよぼす影響も十分には現われてこない恐れがある。注意を要するところである。

Tackleyは同じ学会で(U32A4, および 1993の論文)粘性の温度依存性による効果について一つの論文を発表し、地表面の粘性係数が上昇・下降流のパターンに大きい影響を与えることを示していた。

またTackleyらのモデルは体積膨張率の温度依存性を深度依存性として取り入れている。体積膨張率の温度依存性が成層問題にとって大切なパラメータであることが最近指摘されている。密度変化は体積膨張によるので、密度変化の割合は温度変化に依存する。したがって、相転移にともなう温度変化は体積膨張率の変化をもたらし、密度変化量を変える。1993年秋のAGUでこの体積膨張率のトピックスについて一つのセッションが持たれていた。

余談になるが、モデルの意義について一言付け加えたい。「新幹線こだまのモデルは点でよい、何時何分どこを通過しているかを予測するためには」と山内恭彦先生のエッセイにあった。続けてこう記されている「しかし、こだまのスピードを説明するモデルは点ではたんで問題にならない」と。これは「モデルは、それが何を説明するためのものか、わきまえよ」と教えられている。1964年東京オリンピックに合せて、夢の超特急こだまが開通した頃のことである。

地球磁場の棒磁石モデル、地震の断層モデルにもあてはまる。マントル対流のモデルでも同じような留意が必要であろう、このモデルは何を説明するためのものであるかと。Tackleyの論文にはその辺の配慮がきちんと記されている。マントル熱対流のスタイルが、Sp-Pv相転移によって、どんな成層をするかを見るためのモデルである。熱収支のモデルではない。

3.6.2 成層性

Tackleyらの数値モデル実験によって成層現象が確かめられるとともに、なだれ現象(avalanche)が新しくクローズアップされた。670km不連続に停留・集積した冷たい塊が、あるとき一挙に下部マントルに落下するということが、永い地球史の中で時々まじこるというものである。まず成層対流の概要を口絵4に示す。

口絵4のA, Bに冷たい部分の特徴(cold feature)と熱い部分の特徴(hot feature)をそれぞれ示す。Aの冷たい青い領域は断熱圧縮にともなう昇温からの偏差が-110Kより低温の領域を表わし、Bの熱い赤の領域は同じく偏差が+110Kより高温の領域をあらわしている。一目瞭然とはいえないので、少し原論文にしたがって説明を加える。

まず冷たい特徴を記す。

- 1) 数値実験開始からしばらくの間はマントル全域においてゆっくりとした一様な上昇運動が起こる。これは放射崩壊熱などによる内部発熱量を全熱源の50%、すなわち、内部発熱量がコア・マントル境界からマントルへ供給される熱量と等しいと仮定しているせいである。表面に達した熱い流体は冷却され、無数の冷たい塊りが細かなまだら模様を作る。この過程の図は示されていない。
- 2) やがて、そのまだら模様の冷たい塊りは水平方向に流されながら線状にまとまり(口絵4-Aの(イ)のところ)、シート状に下降するようになる。シート状の下降流は670km不連続面に当たると、そこを突き抜けることができず、流れは停滞し(Aの(ロ)のところ)そこで側方へはらみだし、集積し、冷たい物質の溜まり(cold stagnant)を形成する。一方、シート状の下降流が交差するところ(Aの(ハ)のところ)では、円柱状の下降流が発達する(ただし、この図では投影角度のせいで、この様子はよく見えていない)。
- 3) 時間を経るとともにこの溜まりが大きくなる。する

と或るとき突然その一部分から下部マントルへの落下が始まり、太い(直径1000km程度)円柱状のプルーム(Aの(ニ)のところに見える)を形づくりながら下降し、コア・マントル境界に達する。図の緑色の部分はコア・マントル境界面を表わす。この落下は速いスピードで起こり、670km不連続にたまった冷たい物質は一挙に下部マントルに全部はき出される。これが「なだれ(avalanche)」と呼ばれる現象である。

4) コア・マントル境界に達した冷たい物質は蓋をすように境界を円盤状に覆う。

この冷たい物質は境界上の熱境界層を乱し、不安定性を引き起こし、熱プルームの上昇を促す。

次に熱い特徴を見る。

1) コア・マントル境界からの熱供給は細長いプルーム状の上昇流によって行われている(口絵4-Bの(イ)のところ)。

2) この熱流はマントルの上部に広く偏平に拡がり、熱い領域を形成している(Bの(ロ)のところ)。この深度は大部分670km不連続の直下の下部マントル内にあり、一部は上部マントル内に入っている。その深さの様子は、口絵4の断面図では良く見えないので、口絵5に別途示す。

口絵5は、670km不連続の相転移がグローバルに成層対流をもたらしている様子をよく現わしているもので、口絵5(A)にはコア・マントル境界から立ち上がった大きな熱プルームが大部分670km不連続面直下の下部マントルに拡がり、一部分上部マントルに侵入している様子が見られ、口絵5(B)には下部マントルを下降する大きな流れが二つ見えている。また、冷塊がコア・マントル境界を広く覆っている様子も見える。3次元球体なので、断面の採り方によって、見える特徴が変わる。

以上の冷たい特徴、熱い特徴は、670km不連続の相転移によって、それが無い場合(3.1全マントル対流についてのBercoviciらの結果)に比べて、どんなにか流れの様子が変わるものか如実に表わしている。また、全マントル対流モデルを特徴づけた、大きな熱プルームによる熱輸送は現われておらず、代わって、内部発熱源による全面的な上昇運動が下部マントルの対流パターンに大きい役割を果たしていることが分かる。

3.6.3 なだれ現象(avalanche)

なだれ現象はすでに成層の時間的変動として2次

元のChristensen and Yuen(3.3.5参照)や、3次元球殻体のMachetel and Weberの論文(3.4参照)にその片鱗を見せていたが、Tackleyら、Solheim and Peltier(1993, 1994b)、Honda and Yuen(1993)、などの3次元モデルによって、それが実際に地球で起こっているらしいと認識され始めた。なだれ現象が、2次元・3次元という幾何学的条件に拘わらずに現われ、Sp-Pv相転移によって起こるものであるということが明らかになり、その発生条件が(後述するように)相転移条件に依存することが明らかになった。またこのなだれ現象は、次に述べるように、時間依存性のあるものであり、実際の地球において果たしてどんな成層対流が起こり、いつどんななだれ現象が起こったであろうかという問が現実的な研究課題としてあらわれてきた。

3.6.4 なだれ現象の間欠性

なだれ現象が永い地球の歴史のなかで時々起こる現象であることが指摘されている。Tackleyらの論文では、モデル計算開始後、10億年から30億年の20億年の期間になだれ現象が合計15個観察されたという。ある特定の時期で見ると、3~4個のなだれ現象が球面上ばらばらに進行中で、それぞれ異なった進行段階で時間的にオーバーラップしているという。また、なだれ発生のトリガーはグローバルにまちまちであること、一度なだれが起こるとその場所には再び起こることはないとのことである。

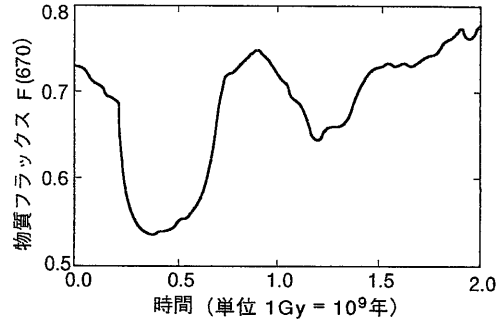
これらの特性は、その物理的意味をよく考えるべきと思う。なだれ現象がどれくらいの間欠性で起こるかという問は地球テクトニクスの歴史にとって大切なことである。ある一箇所に着目すれば、一度起こると再び起こることはないという特性は充分留意すべきであろう。このモデルでは一箇所には20億年に一度起こったきりということである。

またグローバルには、いつも、3~4箇所でも同時進行しているという特性はマントル全体にわたる物質循環にとって重要なことであろう。一箇所でもなだれ現象が起こった時、それがマントル全体の物質循環にどれ程寄与するか。この問題は670km不連続面において、下部マントルから地表へ向かって通過する物質フラックスの時間的変動で調べられている。第6図はその例である。

670km不連続を通過する物質フラックス(定義は3.6.5参照)の深度670km球面上平均値の時間的変

動を20億年にわたり示したものである。変動の幅は0.5~0.8の間にあり、あまり大きくはない、やや大きい変動が6億年前後にあり、フラックスの減少が先行し、増加に転じている。このような変動は20億年に一度きりである。なだれ現象が20億年に15個発生し、いつも3~4個同時進行しているものが、グローバルな物質フラックスとして見ると、このように時間的に緩やかな変動となるということは、ローカルのなだれ現象はそれだけではマントル全体に直接に効くものではないということを表わしている。また地球最近の20億年において、グローバルスケールの物質循環に大きい変動が起こったのは一度だけということになる。またその大きい変動の期間は数億年におよぶ。これらの特徴は、用いたパラメータの数値に依るものが大きく、必ずしも実際の地球に当てはまるとはいえないが、地球テクトニクスを地球史的に組み立てる時には、その物質循環過程の在り方という物理学的内容を充分配慮しなければならない。

このようなTackleyらのなだれ現象の時間依存性は2次元モデルに対するChristensen and Yuen (1985)、軸対称の球殻体に対するMachetel and Weber (1992)、直方体に対するHonda and Yuen (1993)の場合と、結果がかなり異なっている。これは時間依存性がモデルの幾何学的形体、水平方向の境界条件の有無、相転移条件に入ってくる物性パラメータの値、レーリー数などに依存することを示している。たとえば、コア・マントル境界の表面積は670 km不連続の表面積の35%にしか過ぎない。したがって、下降流は幾何学的に収束し、上昇流は幾何学的に発散する。この発散収束は上下対流の物質バランスに影響をおよぼす。球殻体モデルと直方体モデルとの間で物質循環過程に差が起こるのは当然である。直方体モデルで得られた数値を実際の地球に当てはめることは無理である。また、成層条件は、後で述べるように、Sp-Pv相転移条件に入ってくるいろいろなパラメータの大きさに依存するので、それらのパラメータの値によっては変動の様子が大きく変わることは充分ありうることである。現在、粘性係数、体積膨張率、レーリー数、相転移帯の漸移構造などのパラメータが、温度変化を含め、どのように効くか、またそのパラメータの実際の値はいかほどかという問題の探究が始まっている。なだれ現象がどれくらいの間欠性で起こるものか、億年単位の時間スケ-



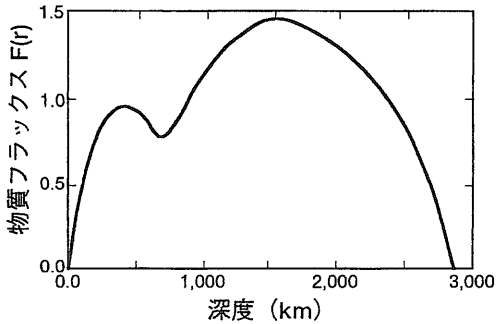
第6図 物質フラックスの時間的変動。縦軸：670 km不連続面を地表へ向かって通過する物質フラックス $F(670)$ (単位は半径方向全積分値を1にとっている)。横軸：時間(単位は $1Gy=10^9$ 年= 10 億年)。(Tackley et al., 1993より)

ルのこととは分かったけれども、はっきりしたことは分かっていない。未知の事柄である。

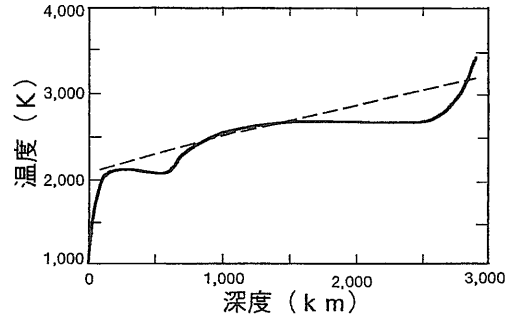
3.6.5 物質フラックスの深度分布

熱対流が成層する程度は半径方向の質量フラックス(radial mass flux)という概念を導入して表わされた。またマントル全体にわたる物質循環の問題も同じく半径方向質量フラックスで考究された。このフラックスは、それぞれの深度において、その球面を上下方向に通過する流量を全球面について平均した値で定義される。

第7図に半径方向質量フラックス指標 $F(r)$ (半径方向全積分値を1とするように規格化したもの)を示す。図にはフラックスは下部マントルの中央で最大、マントル底部のD'層および地表でゼロとなっており、全平均値が1になっている。670kmのところにくびれがあり、ここが上下方向の流量が少なく、対流に成層が起きていることを示す。すなわち、下部マントルを上昇してきた流れがここでさえぎられ、一部、水平方向に流れることを示している。このくびれの様子を対流の波長成分ごとに分解してみると、長波長成分は小さく、短波長成分は大きくなっているという。すなわち、波長によって流れの妨げられ方が異なるという性質があるという。また上部マントルには閉じ込められた対流セルが多く、短い波長成分が卓越している。物質循環が、長波長成分は全マントル的に起こり、短波長成分は上下マントルの間で分かれているという波長フィルター効果があることは面白い性質である。



第7図 物質フラックスFの深度分布. Fの単位は第6図と同じ. (Tackley et al., 1993より)



第8図 Tackleyらの成層対流モデルにおけるマントル温度の深度分布. 実線: 水平平均温度(計算値). 点線: 基準にとった断熱圧縮による昇温曲線. (Tackley et al., 1993より)

3.6.6 熱輸送・温度分布

熱輸送と温度分布について面白い結果がでている。第8図に、各深度で球面上平均をとった温度の深度断面(第8図の実線)を示す。点線は基準断熱昇温曲線を示す。上下マントル内それぞれの温度変化、すなわち断熱圧縮状態からの偏差(冷却を意味する)を示す。地表温度の絶対値はともかく、対流が成層することによって、マントル内部の温度分布がどうなっているかが示されている。この温度断面の特徴をみると、上部マントル内部、下部マントル内部それぞれにおいて垂直方向の温度勾配が小さくなっており、上下マントル境界(670km)付近で温度勾配が大きくなっている。またコア・マントル境界と地表付近で温度勾配が大きくなっている。温度勾配が大きくなっているのは、成層対流がもたらした熱境界層の特徴であり、670km付近にも熱境界層が発達していることを示している。下部マント内部の温度は基準断熱状態より低くなっており、これは下部マントルの冷却を示している。

次に、全地表の地殻熱流量を計算すると、その値は 2×10^{13} W(ワット)となり観測値に合っているという。一方、底面に当たるコア・マントル境界からマントルに供給される熱量の計算値ははその40%となっているという。すなわち、地表地殻熱流量の40%はコア・マントル境界から供給されている。この値は従来の推定値(約6%)よりはるかに大きくなっている。これは新しい問題を投げかけている。ちなみにこのモデルでは、内部発熱源の総量を約 1.1×10^{13} W(地表地殻熱流量の半分に当たる)にとっている。

前述したように、このモデルは熱収支に対するモデルではないが、成層対流にともなう熱の状況がどうなっているかは含まれている。あまり矛盾するようなものであってはいけない。一般的に言って、マントル対流が成層すると、底面から表面に運ばれる熱量は少なくなる。それなのに、このモデルではコアから大量の熱を奪っている。マントルの冷え方が従来よりも激しくなっている。このことは本当であろうか。熱収支は地球の熱史を規制する値である。熱史はそれを検証するデータが求め難い問題ではあるが、対流の成層と熱史との関係は考究されるべきことと思う。

3.6.7 地質的インパクト

なだれ現象の発見は上部マントルから下部マントルへの巨大な下降流を作るものとして注目をひいた。このなだれは流れの吸い込み口になるから、なだれは表層のプレートを吸い込んで、古超大陸を形成したのではなかろうかという考えを呼び起こした。地質学者は色めきたった。吸い込みが表層プレートを寄せ集め得るかという疑問はあるが、なだれの起こる数億年という間欠性は一つのより所とされた。問題は始まったばかりで、670km不連続のなだれがプレートを吸い込むかどうかは未だ説明されていない。これらのモデルはプレートの吸い込みを解くためのモデルではないからである。

古生代以前の大洋底は地球表面に見い出されていない。古生代以前の海洋プレートはマントル深く沈み込んでしまったと考えられている。しかし、太古代からの大陸は地表に露出している。太古の大陸プ

レートは沈み込んではいない。サイズミイクトモグラフィに見られる太古代の大陸の根は深度200kmまで張っている(前号2.3.1参照)。仮に超大陸の下にただれ現象による下降流があったとしても、太古代の大陸を飲み込まなかったことは歴然としている。ただれ現象を見せた数値モデル実験では溜まったものが一挙に排出されるとなだれは終わるといふ。表層の物質まで引きずり込むことはしていない。

いたづらに数値モデル実験の結果を断片的に用いて地質学的現象を推定することは、基本となる物理学が足りないシナリオにしか過ぎない。まず、地質学的野外調査によって事実の確定がなされるべきであろう。次にその事実に基づいて、現象の基本となる物理学が理論・モデル実験によって理解されるであろう。(続く)

参 考 文 献

- 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.
- 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.
- Honda, S. and Yuen, D.A. (1993) : 相転移とマントル対流, *科学*, **63**, No. 6, 387-389.
- 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.
- Larson, R.L. and Olson, P. (1991) : Mantle plumes control magnetic reversal frequency, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **107**, 437-447.
- Machetel, P. (1993) : Constraints on mantle structure from seismological and convection results. *Geophys. Mono.*, **72**, 167-179.
- Machetel, P. and Weber, P. (1991) : Intermittent layered convection in a model mantle with an endothermic phase change at 670km. *Nature*, **350**, 55-57.
- 南雲昭三郎 (1991~2) : 地球深部への旅 (その1~その8), *JAM-STECC*, 第3巻第1号, 22-29; 第3巻第2号, 24-36; 第3巻第3号, 18-26; 第3巻第4号, 33-39; 第4巻第1号, 12-18; 第4巻第2号, 19-27; 第4巻第3号, 22-31; 第4巻第4号, 23-31; 海洋科学技術センター.
- 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), *地質ニュース*, no.497, 7-17.
- Peltier, W. R. and Solheim, L. P. (1992a) : Mantle phase transitions and layered convection. *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 321-324.
- Peltier, W. R. and Solheim, L. P. (1992b) : Mantle phase transitions, layered chaotic convection and viscosity of the deep mantle, in D. A. Yuen (ed.) *Chaotic processes in the geological sciences*. Springer-Verlag, 111-139.
- 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. (1993) : Mantle phase transitions and layered convection. *Can. J. Earth Sci.*, **30** (5), 881-892.
- 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. (1993) : Effects of strong temperature-dependent viscosity on time-dependent, three-dimensional models of mantle convection. *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 2187-2190.
- 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 phase transition in a three-dimensional spherical model of convection in earth's mantle. *J. Geophys. Res.*, **99**, 15877-15901.
-
- NAGUMO Shozaburo (1996) : Mantle dynamics-recent trend in imaging the deep Earth's interior.

<受付: 1996年1月17日>