

# 回転球殻内の貫入対流と木星の平均帯状流生成

九大・理  
ケンブリッジ大学

竹広 真一 (Takehiro Shin-ichi)  
John R. Lister

## 1 はじめに

木星型惑星の表面では縞状構造とそれに伴う平均帯状流が観測されている。この縞状の帯状流分布の成因として考えられているメカニズムの一つに、木星大気深部のテイラーカラム型対流による説明がある (Busse 1983)。回転軸方向に伸びた 2 次元的な対流運動が外側境界の影響で傾くことにより、動径方向への運動量輸送が生じるというものである。最近のガリレオ衛星の観測ではこの平均帯状流が表面付近から 24 bar までほぼ一様に分布していることが示された。内部にまで深く一様な平均帯状流の存在はこの平均帯状流が深部の対流により引き起こされていることを示唆している (Atkinson *et al.*, 1996)。ところが一方ではガリレオの観測により、5 bar から 16 bar にかけて安定成層が存在することが示されている (Seiff *et al.*, 1996)。このような安定成層が存在すると、そこでは対流運動が抑えられるために上記のような運動量輸送による平均帯状流の生成が説明できなくなる可能性がある。

この問題に対して Zhang and Schubert (1996,1997) は (以後 ZS と呼ぶ)、上層に安定成層を持つような基本場に対しての回転球殻内の臨界対流の構造を求め、テイラーカラム型の対流が安定成層をたやすくつき抜けることを示した。安定成層が存在しても対流の運動量輸送でもって平均流を作ることが出来ると主張した。

しかしながら、ZS で扱った基本場の外側安定成層はそれほど強くない。安定成層と回転の効果の相対的な強さを表す量としてプラントパイサラ振動数  $N$  と慣性振動数  $2\Omega$  の比が目安となるだろう。この量は ZS の用いたモデルでは

$$\frac{N}{2\Omega} = \sqrt{\frac{Rd\Theta/dr}{PT}} \quad (1)$$

と見積もられる。ここで  $R$  はレイリー数、 $T$  はテイラー数、 $P$  はプランドル数、 $d\Theta/dr$  は基本場の安定層内での温度傾度である。彼らを用いた基本場の温度分布は穏やかなものであり、安定成層中の温度傾度の大きさはほぼ  $O(1)$  である。その上  $P = 1$  での臨界状態を調べているのでレイリー数は大まかに  $R \sim T^{2/3}$  の関係にしたがっている。したがって彼らの計算では  $N/2\Omega < 1$  であり、安定成層の効果が回転の効果より弱い状況となっている。一方で、ガリレオ衛星による観測での木星大気 5 bar から 20 bar での温度傾度を用いると (Seiff *et al.*, 1996)  $N \sim 2\pi/30\text{min}$  であり、 $N/2\Omega$  は十分大きい。したがって ZS の解は木星大気の力学を考える上では適当でないかも知れない。

回転球殻内の対流と安定成層の問題は、地球外核内の流体運動と地球磁場変動と関連しても興味深い問題である。外核の最も外側部分での安定成層の存在が古くから示唆されている。その生成の仕組みは、内核の固化に伴う軽成分が上昇し堆積するといった組成的な要因と (e.g. Fearn and Loper, 1981; Braginsky, 1984) 核からマントルへ流れる熱流量の見積もりが小さいことによる熱的  
な要因 (Gubbins *et al.*, 1982; Labrosse *et al.*, 1997; Lister and Buffett, 1998) が主なるものである。このような安定成層の内部での流体運動が、地球磁場の永年変動の起源になっているのではないかと提唱されている (Braginsky, 1993; Yokoyama and Yukutake, 1993)。しかしながら安定成層下の

対流運動が安定成層に貫入する可能性を考えると、成層内の流体運動は下の層の流体運動から必ずしも完全に独立しているわけではない。下部の対流運動がどの程度安定成層に貫入するかは、永年変動の起源だけでなく地球磁場ダイナモにも関連するであろう安定成層内の流体運動を考える上でひとつの鍵となる点である。

Takehiro and Lister (2001) では ZS が扱ったものよりも強い安定成層が外側に存在する状況での回転球殻内のテイラー柱型対流の理論的な貫入距離の表現を求め、臨界対流計算によりその正当性を確かめている。以下ではその内容を紹介します、さらに有限振幅対流によって引き起こされる平均帯状流貫入について議論する。第 2 節では回転球殻内上層の安定成層の局所的なモデルと安定成層への渦の貫入の特徴的な距離の解析的な表現の導出を行う。次に第 3 節において上層に安定成層が存在する場合の回転球殻内の臨界対流を計算し、第 2 節での結果と比較する。さらに有限振幅の場合の対流の時間発展計算を行い、安定成層が存在する場合に平均帯状流が対流によってどのように引き起こされるかを調べる。第 4 節では、木星大気の前帯状流生成に関して得られる示唆を述べる。

## 2 テイラー柱型対流の貫入距離

回転球殻内の上層の安定成層の境界面より上側を局所的に扱って、図 1 のような、半無限遠領域のブシネスク流体を考える。  $z = 0$  が安定成層と不安定成層の境界面に相当する。鉛直上向きを  $z$  軸、回転軸と重力がなす面内に  $y$  軸、それらと直行する向きに  $x$  軸をとる。ブシネスク流体の式を静止状態に対して線形化すると、

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p - \alpha g \theta \mathbf{e}_z, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \Gamma w = 0, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (4)$$

ここで  $\mathbf{v}$  は速度、  $w = v_z$  は速度の鉛直成分、  $\theta$  は温度擾乱、  $p$  は圧力である。  $\alpha$  は体膨張率、  $g$  は重力加速度、  $\Gamma = d\theta/dz$  は基本場の温度傾度、  $\mathbf{e}_z$  は鉛直上向きの単位ベクトル、  $\boldsymbol{\Omega} = (0, \Omega \cos \phi, \Omega \sin \phi)$  は系の回転角速度ベクトルである。

回転が強い状況を考えるため粘性、熱拡散は無視している。

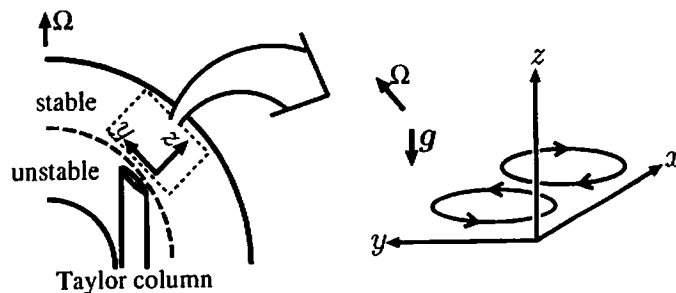


図 1: 局所平面モデルの模式図

圧力を消去するために (2) に  $\mathbf{e}_z \cdot \nabla \times, \mathbf{e}_z \cdot \nabla \times \nabla \times$  を作用させると

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} - 2\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla w = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 w + 2\Omega \cdot \nabla \zeta = \alpha g \nabla_H^2 \theta. \quad (6)$$

ただし  $\nabla_H^2 = \nabla^2 - \partial^2 / \partial z^2$  である。

対流層内のテイラーコラム型対流を想定して、 $z = 0$  にて  $\zeta = \zeta_0 e^{i(kx + ily - \omega t)}$  の渦を与えよう。このとき安定成層内の応答は、 $(\zeta, w, \theta) \propto e^{i(kx + ily - \omega t)}$  として (3), (5), (6) を解くことにより、

$$\zeta = \zeta_0 e^{i(kx + ily - \omega t)} e^{imz} \quad (7)$$

となる。ただし  $m$  は分散関係  $\omega^2 = \frac{N^2(k^2 + l^2) + (\bar{f}l + fm)^2}{k^2 + l^2 + m^2}$  の解のうち虚部が正のものであり、

$$m = \frac{-f\bar{f}l + i\sqrt{(f^2 - \omega^2)(N^2 - \omega^2)(k^2 + l^2) - f^2\omega^2 l^2}}{f^2 - \omega^2}, \quad (8)$$

ここで  $N = \sqrt{\alpha g \Gamma}$  はプラントバイサラ振動数であり、 $f = 2\Omega \sin \phi$ ,  $\bar{f} = 2\Omega \cos \phi$  はコリオリパラメーターである。上を解く際に、 $z \rightarrow \infty$  にて解が発散しないことを境界条件として用いた。

今、下面の渦はテイラーコラム型対流を想定しているのので、その振動数はロスビー波の力学で定まる。したがって  $f, \bar{f} \gg \omega$  なので、

$$m \sim \frac{-f\bar{f}l + \sqrt{\omega f^2 l^2 - f^2(N^2 - \omega^2)(k^2 + l^2)}}{f^2}. \quad (9)$$

さらに  $N \gg \omega$  であれば

$$m \sim \frac{-f\bar{f}l + \sqrt{-f^2 N^2 (k^2 + l^2)}}{f^2} = -\frac{l}{\tan \phi} + i\frac{N}{f} \sqrt{k^2 + l^2}. \quad (10)$$

等位相線は回転軸方向に平行でありつつ  $z$  の正方向へ指数的に減衰する解である。その特徴的な厚さ  $\delta_z$  は

$$\delta_z \sim \frac{f}{N} \frac{1}{\sqrt{k^2 + l^2}}, \quad (11)$$

したがって回転軸方向への貫入距離  $\delta_\Omega$  が

$$\delta_\Omega \sim \frac{2\Omega}{N} \frac{1}{\sqrt{k^2 + l^2}}, \quad (12)$$

と得られる。すなわち、貫入距離は系の回転角速度と渦の水平スケールに比例し、安定成層内のプラントバイサラ振動数に逆比例する。特に  $N \rightarrow 0$  の極限では回転軸方向に無限に伸びる構造となり、Taylor-Proudman の定理の述べるところに一致する (図 2)。

この表現は、いわゆる大気・海洋の静水圧近似の元でのロスビーの厚さ (Gill, 1982) の非静水圧状況への拡張となっている。

### 3 3次元回転球殻対流の計算

#### 3.1 定式化

第2節で得られた貫入距離がどの程度正しいのかを3次元回転球殻対流モデルを用いた数値計算により確かめてみる。支配方程式は

$$P^{-1} \frac{D\mathbf{v}}{Dt} + \tau \mathbf{k} \times \mathbf{v} = -\nabla \pi + R\theta \mathbf{r} + \nabla^2 \mathbf{v}, \quad (13)$$

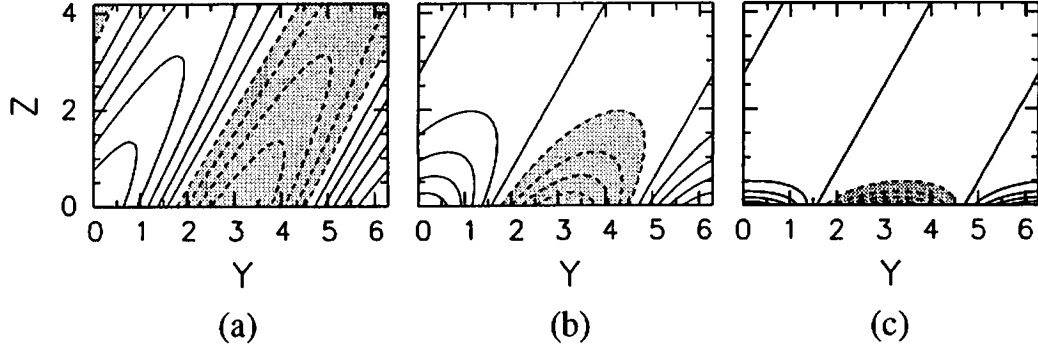


図 2: 局所平面モデルの解.  $k = l = 1.0$ , 緯度 60 度. (a)  $N/2\Omega = 0.1$ , (b)  $N/2\Omega = 0.5$ , (c)  $N/2\Omega = 2$ .

$$\frac{D\theta}{Dt} = -\mathbf{v} \cdot \mathbf{r} \frac{1}{r} \frac{d\theta}{dr} + \nabla^2 \theta, \quad (14)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (15)$$

ここで  $\mathbf{v}, \pi, \theta$  は無次元化された速度, 圧力, 温度擾乱を表す.  $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$  はラグランジュ微分である.  $R$  はレイリー数,  $\tau$  はテイラー数  $T$  の平方根,  $P$  はプラントル数であり, 以下のように定義される.

$$R \equiv \frac{\alpha\beta\gamma d^6}{\kappa\nu}, \quad \tau \equiv \sqrt{T} = \frac{2\Omega d^2}{\nu}, \quad P \equiv \frac{\nu}{\kappa}. \quad (16)$$

考える基本場の温度傾度分布は, 内側は一樣内部熱源による不安定成層, 外側は温度傾度一定の安定成層となるように遷移層で連続的につなげたものである. その無次元化された表現は

$$\frac{d\theta}{dr} = -\frac{1}{2}(r + \Gamma_0) \left[ 1 - \tanh\left(\frac{r - r_b}{a}\right) \right] + \Gamma_0 \quad (17)$$

ここで  $r$  は動径座標,  $\Gamma_0$  が外側安定成層の温度傾度,  $r_b$  が遷移層中間の動径座標  $a$  が遷移層の幅である.

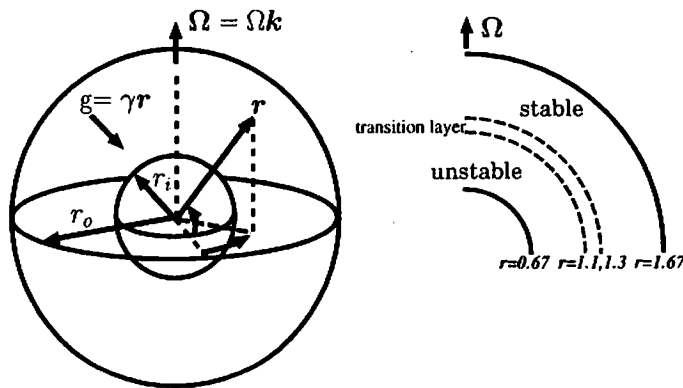


図 3: 系と基本場の安定度の模式図.

実際の数値計算には非圧縮速度場をトロイダル, ポロイダルポテンシャル  $\psi, \phi$  を用いて  $\mathbf{v} = \nabla \times (\psi \mathbf{r}) + \nabla \times \nabla \times (\phi \mathbf{r})$  と表し, 圧力を消去した方程式系を用いている. 運動方程式に  $\mathbf{r} \cdot \nabla \times, \mathbf{r} \cdot \nabla \times \nabla \times$  を作用させることによりトロイダル, ポロイダルポテンシャルの式が導かれる.

$$\left[ \left( \nabla^2 - P^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \right) L_2 + \tau \mathbf{k} \times \mathbf{r} \cdot \nabla \right] \psi - \tau Q \phi = P^{-1} \mathbf{r} \cdot \nabla \times (\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}), \quad (18)$$

$$\left[ \left( \nabla^2 - P^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \right) L_2 + \tau \mathbf{k} \times \mathbf{r} \cdot \nabla \right] \nabla^2 \phi + \tau Q \psi - R L_2 \theta = -P^{-1} \mathbf{r} \cdot \nabla \times \nabla \times (\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}), \quad (19)$$

$$\left( \nabla^2 - \frac{\partial}{\partial t} \right) \theta + L_2 \phi = \mathbf{v} \cdot \nabla \theta, \quad (20)$$

ここで  $L_2$  は単位球面上の水平ラプラシアン<sup>2</sup>の逆符号であり,  $Q$  は

$$Q \equiv \mathbf{k} \cdot \nabla - \frac{1}{2} (L_2 \mathbf{k} \cdot \nabla + \mathbf{k} \cdot \nabla L_2), \quad (21)$$

と表される演算子である.

境界条件は簡単のため free-slip, 温度固定境界条件を用いることにする.

$$\phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} = \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\psi}{r} \right) = \theta = 0, \quad \text{at } r = \frac{\eta}{1-\eta}, \frac{1}{1-\eta}. \quad (22)$$

(18),(19),(20), (22) を解くために, さらに変数を水平方向に球面調和関数で展開し, 動径方向はチェビシェフ関数で微分を評価すべく格子点を選んでいる.

### 3.2 臨界対流

まず, 臨界状態での対流の様子を調べる. (18), (19), (20) の右辺非線形項を無視し, 各変数が  $e^{st}$  に比例するとして変数分離する. 与えられた  $T, P$ , に対して固有値  $s$  の実部の最大値が 0 となるような  $m$  と  $R$  の組合せを繰り返し計算で求める. このようにして求めた  $R$  の最小値とそれを与える東西波数  $m$  が臨界レイリー数と臨界波数である.

数値計算を行う際のパラメータは次のように選んだ. プランドル数は  $P = 1$  に固定し, テイラー数は  $T = 10^8$  と  $T = 10^{10}$  の 2 通りを計算した. 内外半径比は  $\eta = 0.4$  ( $r_i = 0.667, r_o = 1.667$ ) に固定し, 遷移層の位置と幅は  $r_b = 1.2, a = 0.05$  とした. 安定成層の強さ  $\Gamma_0$  は 1 から 50 まで変化させた. 解像度は計算する最大南北波数を  $(l - m) = 49$ , 動径格子点数を 31 とした.

図 4 には安定成層での安定度をさまざまに変えたときの臨界対流の速度の経度成分の子午面分布を示している.  $\Gamma_0 = 1$  の場合には対流柱がほとんど減衰せずに安定成層を貫いている. この場合は Zhang and Schubert (1997) の結果と整合的である. しかしながら  $\Gamma_0$  を増加させると貫入の程度が弱くなることが明らかである.  $\Gamma_0 = 50$  の場合には対流柱は縮まってほとんど下部不安定成層内に留まっている. 柱状構造が縮まる様子はテイラー数が小さい場合にも同様に見ることができる (図 5).

図 6 では臨界対流の数値計算結果から読みとった貫入距離と, 理論的な貫入距離 (12) を比較したものである. (12) を用いる際には緯度経度方向の波数を単純に等しいとして  $\sqrt{k^2 + l^2} \sim \sqrt{2}m/s$  とした. ここで  $s$  は観測点の回転軸からの距離である. 数値的に得られた貫入距離と理論的な見積もりは良くあっていると見えるだろう.

### 3.3 有限振幅対流

次に, 有限振幅の場合に回転球殻内の対流が安定成層へどのように貫入するかを数値モデルを時間発展計算することで調べてみる. 計算条件は臨界対流計算で用いたものとほぼ同じである. パラメータはプランドル数を  $P = 1$ , テイラー数を  $T = 10^8$ , レイリー数を臨界値の 4 倍程度とした.

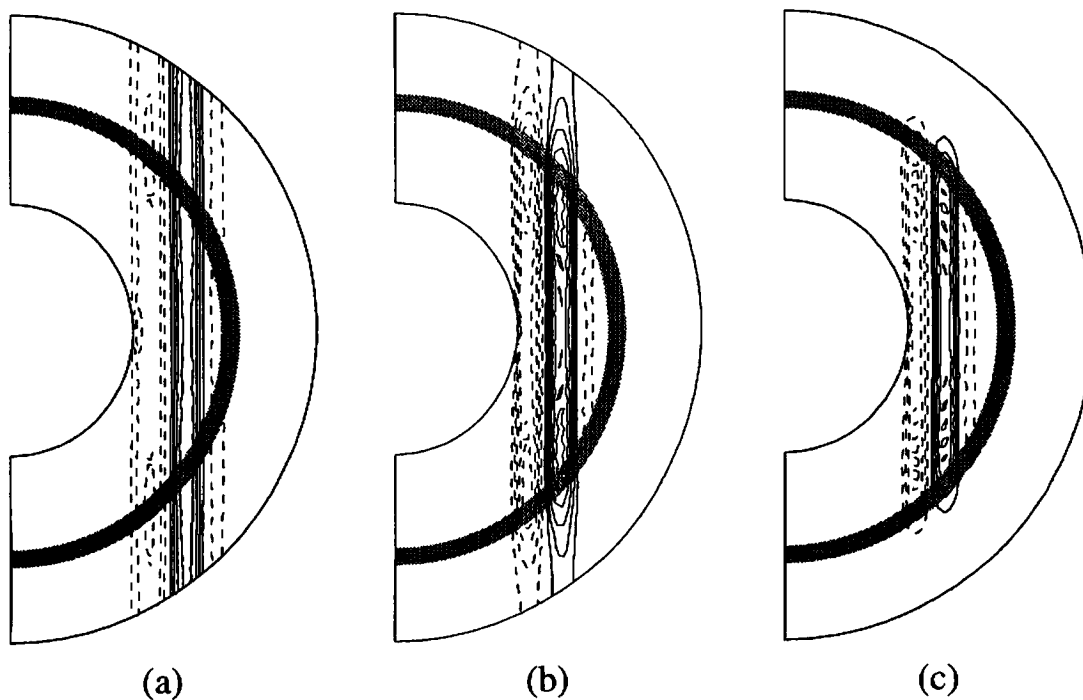


図 4: 安定成層での安定度をさまざまに変えたときの臨界対流の構造. 速度の経度成分の子午面分布を示している.  $T = 10^{10}$  の場合. (a)  $\Gamma_0 = 1, m = 18$ . (b)  $\Gamma_0 = 10, m = 18$ . (c)  $\Gamma_0 = 50, m = 20$ .

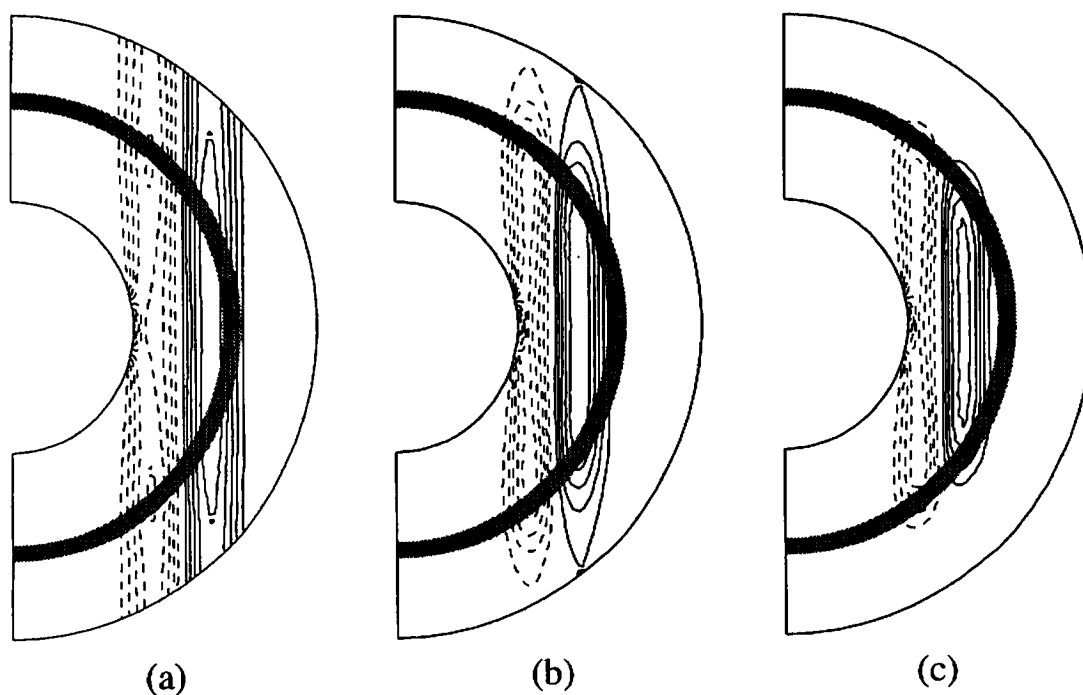


図 5:  $T = 10^8$  を除いて図 4 と同じ. (a)  $\Gamma_0 = 1, m = 9$ . (b)  $\Gamma_0 = 10, m = 9$ . (c)  $\Gamma_0 = 50, m = 10$ .

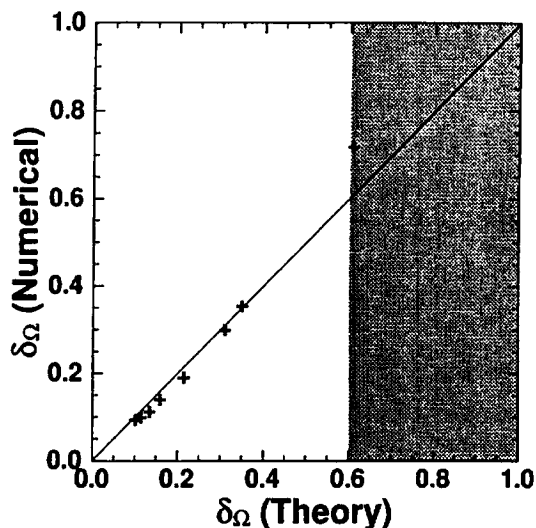


図 6: 貫入距離の比較. 縦軸と横軸がそれぞれ数値計算から得られた貫入距離と理論的な表現 (12) による貫入距離である. 貫入距離が安定成層の厚さを越える領域をハッチしている.

静止状態の熱伝導温度分布に点擾乱を与えた初期値から始めて, 運動エネルギーが飽和するまで時間発展計算する.

時間積分計算では拡散項に対して Crank-Nicolson 法を, その他の項に対しては 2 次の Runge-Kutta 法を適用している. 解像度は最大水平波数 42, 鉛直格子点数 33 である. 非線型項は実空間で評価し, スペクトル空間に再び変換している.

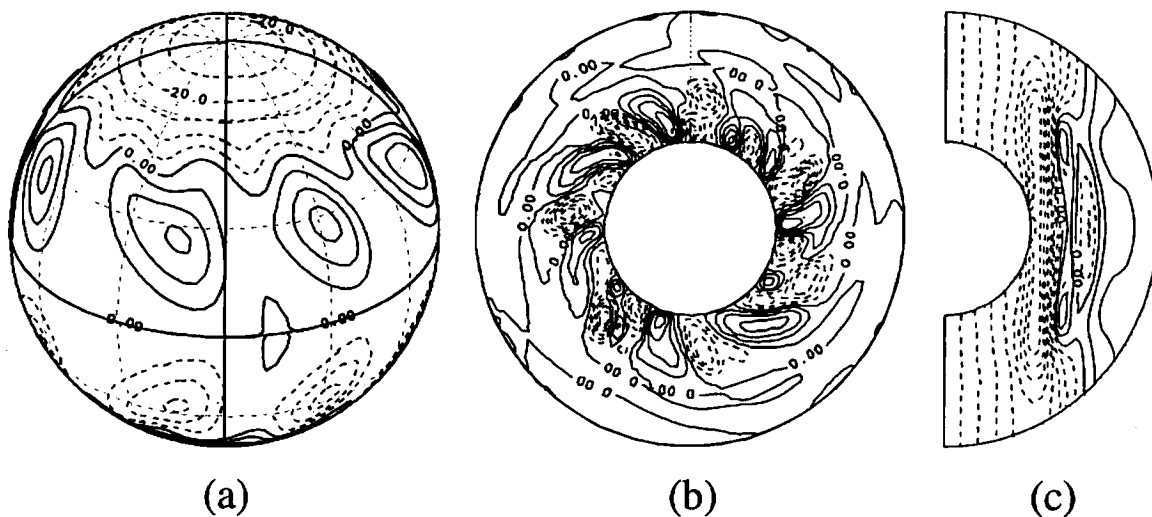


図 7:  $P = 1, T = 10^8, R = 2 \times 10^6, \Gamma = 10$  の場合の対流の様子. 実線が正, 点線が負の値を表している. (a) 安定成層直下 ( $r = 1.1$ ) でのトロイダルポテンシャル. (b) 赤道断面での動径速度分布. (c) 子午面断面での東西速度分布.

図 7 には  $\Gamma = 10$  とした場合の対流の様子を示している. (a) のトロイダルポテンシャルの図から, テイラー柱型対流に対応する渦が南北半球に対をなしている様子が見られる. 東西波数 7 程度の対流渦が下層の不安定成層内に出現していることが (b) の赤道断面の図からわかる. (c) の子午面断面では, この対流渦が中高緯度にて安定成層を貫いている様子が見られる.

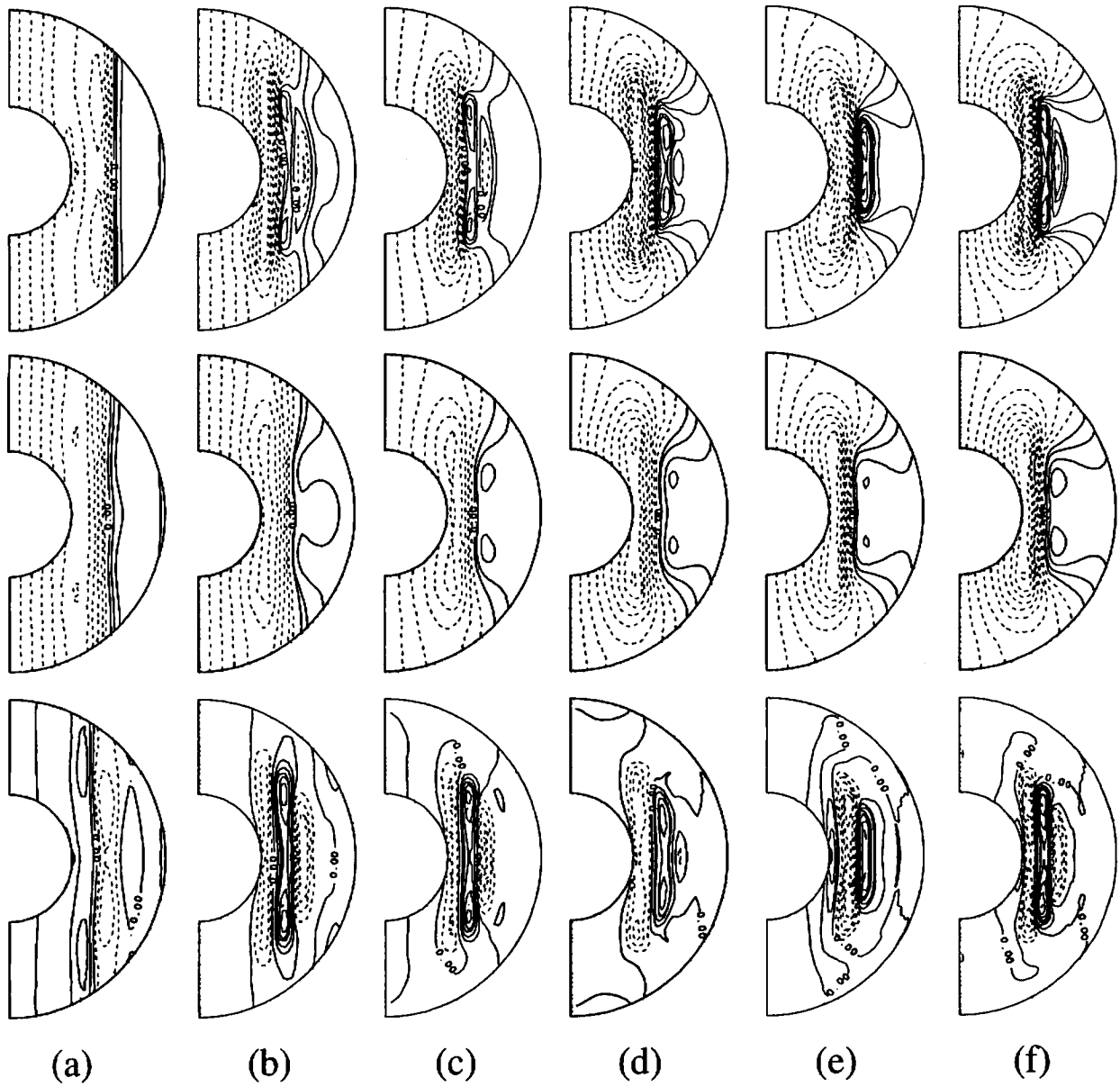


図 8: 安定成層での安定度をさまざまに変えたときの有限振幅対流の構造. 上段は速度の経度成分, 中断が帯状平均流, 下段がそれからの擾乱成分  $P = 1, T = 10^8$  の場合. (a)  $\Gamma_0 = 1, R = 10^6$ , (b)  $\Gamma_0 = 10, R = 2 \times 10^6$ , (c)  $\Gamma_0 = 50, R = 2 \times 10^6$ , (d)  $\Gamma_0 = 100, R = 3 \times 10^6$ , (e)  $\Gamma_0 = 200, R = 3 \times 10^6$ , (f)  $\Gamma_0 = 500, R = 4 \times 10^6$ .



図8にはさまざまな安定成層の安定度に対する速度の東西成分の子午面分布を示している。擾乱成分の図からテイラー柱型対流の安定成層への貫入の様子がわかる。 $\Gamma = 10$  で貫入が弱まり  $\Gamma = 50$  以上に成層が強くなると対流運動が安定成層下へ完全にトラップされている。この結果は先の臨界対流の場合と整合的である(図5)。有限振幅の場合にも理論的な貫入距離の見積もりが適用できると考えられる。しかしながら平均帯状流分布には目だつた貫入の抑制が見られない。回転軸方向に一樣な分布が  $\Gamma = 10$  から  $\Gamma = 50$  にかけて安定成層内で抑えられていくが、安定成層下へ完全にトラップされてはいない。 $\Gamma = 100$  以上では分布が変化しないように見える。

臨界対流の場合と同様に、平均帯状流の貫入距離を数値計算結果からよみとり、理論的な貫入距離(12)を比較したのが図9である。(12)を用いる際の波数の見積もりは以下のように行った。赤道で回転と同じ向き、高緯度で逆向きという平均帯状流分布から、緯度方向の波長が  $\pi r_b$  であると考え、緯度方向の波数は  $l = 2\pi/\pi r_b = 2/r_b$  と見積もられる。経度方向の波数は  $k = 0$  である。

臨界対流のテイラー柱型対流と異なり、数値的に得られた貫入距離と理論的な見積もりは平均帯状流の場合には一致していない。安定成層の強さによらず貫入が同程度であることが特徴的である。このことから平均帯状流の貫入のメカニズムは第2節で示した慣性重力波によるものではなく、粘性によるものであると考えられる。貫入の程度は平均帯状流の水平波長と同程度となっている。平均帯状流分布が形成される時間が、安定成層の厚さに関する粘性緩和時間とほぼ等しい( $t \sim 0.3$ )。

テイラー柱型対流の貫入において粘性が効かないのはその伝播する性質のためだろう。テイラー柱型対流は外側境界面地形性  $\beta$  効果によってロスビー波として東に伝播している。このような伝播する渦運動の粘性による貫入は Stokes layer の厚さ  $\delta_\nu^* = \sqrt{\nu/\omega^*}$  で見積もることができる。ここで  $\nu, \omega^*$  は動粘性係数と渦の伝播の振動数である。計算で適用した無次元化の下では  $\delta_\nu = 1/\sqrt{\omega}$  となる。用いたパラメータの下ではロスビー波の振動数は  $\omega \sim 200$  なので  $\delta_\nu \sim 0.07$  程度でしかない。これに対して平均帯状流は振動的な性質を持たないために、粘性による貫入の程度が十分に大きい。

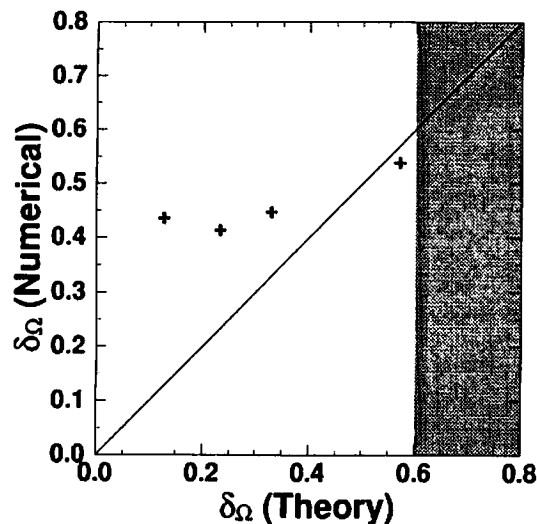


図9: 平均帯状流の貫入距離の比較。縦軸と横軸がそれぞれ数値計算から得られた貫入距離と(12)による貫入距離である。貫入距離が安定成層の厚さを越える領域をハッチしている。

## 4 まとめ

本研究の重要な結論は、回転球殻内のテイラー柱型対流は必ずしも上層の安定成層に深く貫入するとは限らないことである。安定成層が強いほど、あるいは対流渦の水平スケールが小さいほど貫入距離は短くなる。このことは、安定成層が下面の渦運動に対して low-pass フィルターの如く作用することを意味している。すなわち、水平波数が大きい (スケールが小さい) 運動が効果的に減衰させられてしまう。したがってもしも深部のカラム状対流が広い水平スケールにわたって存在している場合には、水平スケールの大きい運動のみが貫入し、水平スケールの小さな運動は安定成層下にトラップされるだろう。一方で、平均帯状流はテイラー柱型対流と比較してより深く安定成層を貫くことができる。安定成層の強さが弱い場合にはその程度に逆比例して貫入するが、成層が強くなると粘性の効果によって水平スケールと同じ程度にまで貫入する。

本研究の結果から示唆される興味深いことは、安定成層より上側の平均帯状流を生成するためには必ずしもテイラー柱型対流が安定成層を貫入する必要がないことである。平均帯状流の貫入距離がテイラー柱型対流よりも大きいので、安定成層をつき抜けられない小スケールの対流運動によって安定成層上部の平均帯状流を遠隔的に生成することができる。

貫入距離の表現 (12) を用いて、安定成層下にトラップされてしまう渦運動の水平スケールの最大値を見積もることができるだろう。しかしながら木星大気の状態に適用するには大気の圧縮性を考慮する必要がある。そのためにはプシネスク系での速度  $u$  を質量流束  $\rho_0 u$ 、温度擾乱  $\theta$  をポテンシャル温度擾乱に読み替えれば良いだろう。ただし  $\rho_0$  は基本場の密度の鉛直分布である。すなわち先の貫入距離は  $\rho_0 u$  に対して成立つと考えると、

$$u(z) \sim \frac{\rho_0(0)u(0)}{\rho_0(z)} e^{-z/\delta_z}$$

ここで  $\delta_z = \delta_\Omega \sin \varphi$  はプシネスク系での鉛直方向への貫入距離、 $\varphi$  は緯度、 $z$  は安定成層下面を原点とする鉛直座標である。スケールハイト  $H_\rho$  を用いて基本場の密度分布を  $\rho_0(z) = \rho_0(0)e^{-z/H_\rho}$  と表せば

$$u(z) \sim u(0)e^{-z(1/\delta_z - 1/H_\rho)}$$

したがって、圧縮性を考慮した場合の貫入距離  $\tilde{\delta}_z$  は

$$\frac{1}{\tilde{\delta}_z} = \frac{1}{\delta_z} - \frac{1}{H_\rho}, \quad (23)$$

と表される。厚さ  $H$  の安定成層を貫くことのできない運動に対しての条件は  $\tilde{\delta}_z \ll H$  より

$$\frac{1}{\delta_z} \gg \frac{1}{H_\rho} + \frac{1}{H} \sim \max\left(\frac{1}{H_\rho}, \frac{1}{H}\right), \quad \text{i.e. } \delta_z \ll \min(H_\rho, H) \quad (24)$$

結局のところ、密度のスケールハイトと安定成層の厚さのうち小さい方と (12) の貫入距離とを比較すれば良いことになる。

ガリレオ観測にて見出された安定成層は 5 bar から 16 bar の範囲に存在しており、100 km 程度の厚さである (Seiff *et al.*, 1996)。一方で密度のスケールハイトはやはり 100 km 程度であるから結局  $\delta_z \ll O(100\text{km})$  が条件となる。これより安定成層を貫くことのできないテイラー柱型対流運動の水平スケール  $L$  は  $L \ll O(1000\text{km})$  と制限される。これに対して平均帯状流の水平スケールは  $L \ll O(100\text{km})$  と制限される。木星の表面に見られる帯状流の幅は  $O(10000\text{km})$  であるから、木星表面の帯状流は深部から安定成層を貫いて表面にまで達していると考えられることは可能である。

## 文献

- Atkinson, D. H., Pollack, J. B., Seiff, A., 1996 : Galileo doppler measurements of the deep zonal winds at Jupiter. *Science*, **272**, 842-843
- Braginsky, S. I., 1984 : Short-period geomagnetic secular variation, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **30**, 1-78.
- Braginsky, S. I., 1993 : MAC-Oscillations of the hidden ocean of the core, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **45**, 1517-1538.
- Busse, F. H., 1983 : A model of mean zonal flows in the major planets. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **23**, 153-74
- Busse, F. H., 1983 : Convection-driven zonal flows in the major planets. *PAGEOPH*, **121**, 375-90
- Fearn, D. R., Loper, D. E., 1981 : Compositional convection and stratification of earth's core, *Nature*, **289**, 393-394.
- Gill, A. E., 1982 : Atmosphere and Ocean Dynamics. *Academic Press*, New York, 662pp.
- Gubbins, D., Thomson, C. J., Whaler, K. A., 1982 : Stable regions in the earth's liquid core, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **68**, 241-251.
- Labrosse, S., Poirier, J.-P., Le Mouel, J.-L., 1997 : On cooling of the Earth's core, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **99** 1-17.
- Lister, J. R., Buffett, B. A., 1998 : Stratification of the outer core at the core-mantle boundary, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **105**, 5-19.
- Seiff, A., Kirk, D. B., Knight, T. C. D., Mihalov, J. D., Blanchard, R. C., Young, R. E., Schubert, G., Zhang, U., Lehmacher, G., Milos, F. S., Wang, J., 1996 : Structure of the atmospheric of Jupiter: Galileo probe measurements. *Science*, **272**, 844-845
- Takehiro, S., Lister, J. R., 2001 : Penetration of columnar convection into an outer stably stratified layer in rapidly rotating spherical fluid shells. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **187**, 357-366
- Yokoyama, Y., Yukutake, T., 1993 : A model of the geomagnetic 60-year variation. *J. Geophys. Res.*, **98**, 13787-13798
- Zhang, K., Schubert, G., 1996 : Penetrative convection and zonal flow on Jupiter. *Science*, **273**, 941-943
- Zhang, K., Schubert, G., 1997 : Linear penetrative spherical rotating convection. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 2509-2518