

# 回転球殻熱対流の高解像度長時間積分～木星型惑星大気縞状構造の成因の解明を目指して

課題責任者

竹広 真一 京都大学数理解析研究所

著者

竹広 真一\*<sup>1</sup>, 佐々木 洋平\*<sup>2</sup>, 石岡 圭一\*<sup>3</sup>

\*<sup>1</sup> 京都大学数理解析研究所, \*<sup>2</sup> 北海道情報大学 情報メディア学部, \*<sup>3</sup> 京都大学大学院理学研究科

キーワード: 木星, 土星, 縞状構造, 赤道順行流

## 1. はじめに

木星と土星の表層の流れは、赤道周辺の幅の広い順行ジェットと中高緯度で交互に現われる互いに逆向きの幅の狭いジェットが特徴的である。この表層のジェットが深部領域の対流によって生成されているのか、表層の流体運動の結果なのかは未だに明らかになっていない。伝統的な知見では、流体層の厚さが惑星半径に比して十分小さい「浅い」モデル、すなわち、鉛直方向の静水圧近似の仮定の下で深部からの熱流と太陽加熱によって大気の運動が駆動されるモデルでは、中高緯度の交互に表われる幅の狭いジェットは再現されるものの、赤道域のジェットは必ずしも順行方向とはならない。一方で、流体層の厚さが惑星半径に匹敵する「深いモデル」、すなわち高速回転する球殻中の熱対流モデルでは、赤道域の順行するジェットは容易に生成されるものの、中高緯度の交互に表われるジェットの生成が困難である、と考えられていた。

このような状況において、これまでに考えられていた深いモデルよりも薄い球殻領域内の深部対流運動を考えることで、赤道域の順行流と中高緯度の交互に現われる狭いジェットが共存する状態を数値的に再現できることを主張したのが Heimpel and Aurnou (2007) [1] (以下 HA2007) である。この研究をきっかけとして、薄い回転球殻内の熱対流の研究が活発に行われるようになり、最近では動径方向の密度変化を考慮した非弾性系モデルの高解像度数値計算によりジェット形成問題の研究が行われてきている (e.g. Gastine et al. 2014 [2], Heimpel et al. 2015 [3]).

しかしながら、これらの研究では経度方向の対称性を仮定したいわゆるセクター領域の計算であり、全球ではなく一部の領域の流体運動しか解いていない。このような領域の制限は流れ場全体の構造に影響を与えている可能性がある。加えて統計的定常状態に達するに十分な長時間積分が行われているかが疑問であった。

そこでわれわれは、薄い回転球殻内の熱対流の全球領域数値計算をこれまでの研究よりも長時間の積分を実行し、得られる赤道域および中高緯度領域の帯状流分布に計算領域が影響するかを吟味してきた。その結果、セクター計算の場合には赤道順行ジェットと中高緯度の縞状ジェットが長時間維持されるのに対して、全球計算においては中高緯度の縞状構造が消滅し、赤道および各半球

の中高緯度に 1 本ずつ、3 本の順行ジェットしか存在しない状態となった (竹広他 2015 [4]). 2020 年度にこのような縞状構造の生成消滅の超粘性パラメータに対する依存性を調べた (竹広他 2020 [5]). 今年度は超粘性パラメータへの依存性をさらに系統立てて調べた。

## 2. モデルと実験設定

回転角速度  $\Omega$  で回転する内径  $r_i$  外径  $r_o$  の球殻中のブシネスク流体の運動を考える。長さスケールとして球殻の厚さ  $D = r_o - r_i$ 、時間スケールとして回転周期  $1/\Omega$ 、温度スケールとして球殻の上下端の温度差  $\Delta T$  を用いてスケールリングを行なう。支配方程式系は以下の通りである。

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{u} &= 0, \\ \partial_t \vec{u} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} + 2\vec{k} \times \vec{u} &= -\nabla \Pi + R_a (\vec{r}/r_o) T + E_k \nabla^2 \vec{u}, \\ \partial_t T + \nabla \cdot (\vec{u} T) &= (E_k/P_r) \nabla^2 T, \end{aligned}$$

ここで  $\vec{u}, T, \Pi$  は速度、温度および非静水圧力、 $\vec{k}$  は回転軸方向の単位ベクトル、 $\vec{r}$  は球殻中心からの位置ベクトルである。方程式系にあらわれる無次元数は HA2007 と同じ値を用いる。すなわち、プラントル数  $P_r = \nu/\kappa = 0.1$ 、エクマン数  $E_k = \nu/\Omega D^2 = 3 \times 10^{-6}$ 、修正レイリー数  $R_a = \alpha g_o \Delta T / \Omega^2 D = 0.05$  とする。球殻の内径外径比も HA2007 と同じく  $r_i/r_o = 0.85$  とする。ここで  $\nu, \kappa, \alpha, g_o$  はそれぞれ動粘性率、熱拡散率、熱膨張率、球殻上端での重力加速度である。内外境界球面においては、温度固定条件および応力無し条件を適用する。

支配方程式をトロイダル・ポロイダルポテンシャルで表し、スペクトル法を適用する。すなわち、速度場のポテンシャルと温度場  $T$  を水平方向に球面調和関数、鉛直方向にチェビシェフ多項式で展開する。非線形項の評価には変換法を用いる。時間積分は拡散項については Crank-Nicolson 法、それ以外の項には 2 次の Adams-Bashforth 法を適用する。

実空間での格子点は、間隔を HA2007 に揃えつつ計算領域を全球に広げ、経度方向に 1024 点、緯度方向に 512 点、鉛直方向に 65 点を配置する。一方スペクトル空間では、球面調和関数の全波数を 341、チェビシェフ多項式を 64 次までで打ち切る。比較のため、HA2007 と同様に経度方向に 8 回対称性を仮定した計算も行う。

静止場かつ熱伝導解にランダムな擾乱を加えた温度場

を初期条件として与え、時間積分を実行する。

また、HA2007と同様の次のような超粘性を導入する。

$$\nu = \nu_0 (l \leq l_0), \quad \nu_0[1 + \varepsilon(l - l_0)^2] (l > l_0)$$

ここで  $l$  は水平全波数である。本研究では超粘性のパラメーター  $l_0$  と  $\varepsilon$  を  $l_0 = 170, 85, 42$ ,  $\varepsilon = 10^{-4}, 10^{-2}, 1$  と変えた長時間計算を行なった。

### 3. 結果

図1は全球領域の場合のさまざまな超粘性パラメーターに対する表面での帯状平均流緯度分布を示している。すべての場合で  $t = 10^4$  の段階ですでに赤道周辺で強い順行流が生成されている。 $l_0 = 170, \varepsilon = 10^{-4}$  および  $l_0 = 42, \varepsilon = 10^{-2}, 10^0$  の場合を除いて、 $t = 10^4$  では中高緯度に赤道順行流よりも弱い複数本の互い違いに向いたジェット流が各半球に生成されて縞状構造を形成しているが、 $t = 10^5$  には各半球に1本の順行ジェットしか存在せず、縞状構造が消滅している。 $l_0 = 170, \varepsilon = 10^{-4}$  の場合は  $t = 10^4$  では振幅の小さな順行ジェットが接円筒内側そばのところに形成されているのに対して、 $t = 10^5$  ではジェットの振幅が大きくなり、その位置が高緯度に移動している。このケースは未だ運動エネルギーが  $t = 10^5$  以降も増加し続けており、まだこの平均帯状流が発達すると思われる。一方、超粘性が強い  $l_0 = 42, \varepsilon = 10^{-2}, 10^0$  の場合は、他のケースに比べて中高緯度のジェット流が弱く、縞状構造が明瞭でない。

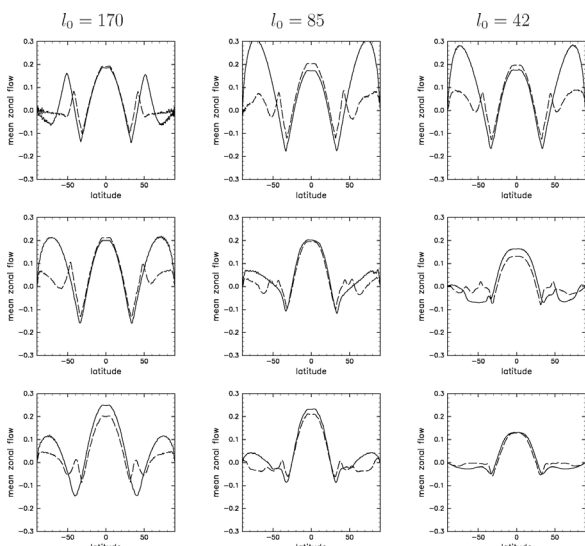


図1. HA2007 設定での有限振幅計算での表面帯状流分布. 全球計算. 実線, 点線がそれぞれ  $t = 10^5, 10^4$  の分布. 左から  $l_0 = 170, 85, 42$ , 上から  $\varepsilon = 10^{-4}, 10^{-2}, 10^0$  の場合を示している。

図2は1/8セクター領域の場合のさまざまな超粘性パラメーターに対する表面での帯状平均流緯度分布を示している。全球計算の場合と同じような縞状構造の生成と消滅の定性的な傾向が観察されるが、 $t = 10^5$  での中高

緯度の縞状構造の消滅が不十分であり、 $\varepsilon = 10^{-4}, l_0 = 85, 42$  の場合のように、完全に各半球に1本の順行ジェット流にまで発達しきれていない。また、 $\varepsilon = 10^{-2}, 10^0, l_0 = 85$  のように中高緯度の縞状構造が  $t = 10^5$  でもそのまま残っている場合もある。

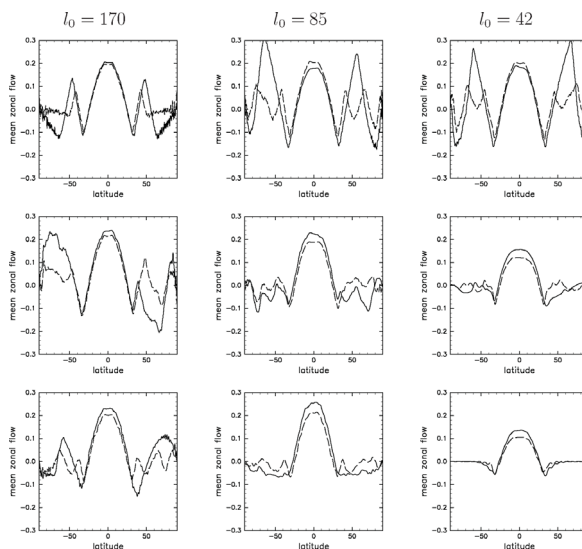


図2. HA2007 設定での有限振幅計算での表面帯状流分布. 経度方向8回対称性計算. 実線, 点線がそれぞれ  $t = 10^5, 10^4$  の分布. 左から  $l_0 = 170, 85, 42$ , 上から  $\varepsilon = 10^{-4}, 10^{-2}, 10^0$  の場合を示している。

### 4. まとめ

薄い球殻での回転ブシネスク熱対流の長時間積分をさまざまな超粘性散逸パラメーターのもとで実行した。その結果、全球領域計算の場合には、すべての場合で明瞭な縞状構造が長時間後に観察されなかった。8回対称領域計算でも時間がかかるものの最終的には長時間後には縞状構造が消滅してしまうと予想される。長時間積分で中高緯度の縞状構造が消滅したことは、木星・土星の帯状流が惑星深部の対流運動により直接的に生成されていないことを示唆するかもしれない。

### 謝辞

本研究の数値計算には海洋研究開発機構の地球シミュレータ(ES4)を用いた。数値モデルには ISPACK およびその Fortran90 ラッパーである SPMODEL を用いた。

### 文献

- [1] M. Heimpel and J. Aurnou, "Turbulent convection in rapidly rotating spherical shells: A model for equatorial and high latitude jets on Jupiter and Saturn", *Icarus*, 187, 540-557, (April 2007)
- [2] T. Gastine, M. Heimpel and J. Wicht, "Zonal flow scaling in rapidly-rotating compressible convection", *Phys. Earth Planet. Inter.*, 232, 36-50, (April 2014)
- [3] M. Heimpel, T. Gastine and J. Wicht, "Simulation

of deep-seated zonal jets and shallow vortices in gas giant atmospheres”, *Nature GeoSci.*, 9, 19-23, (November 2015)

[4] S. Takehiro, Y. Sasaki and K. Ishioka, “Disappearance of Surface Banded Structure Produced by Thermal Convection in Rapidly Rotating Thin Spherical Shells”, *Annual Report of the Earth Simulator*, April 2014–March 2015, 128-129, (November 2015)

[5] S. Takehiro, Y. Sasaki and K. Ishioka, “Long-time numerical integration of highly resolved rotating spherical convection to elucidate the origin of banded structure observed in Jovian type planetary atmospheres”, *Annual Report of the Earth Simulator*, April 2020–March 2021, 1-16, (October 2021)