

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^{*1}, 佐々木 洋平^{*2}, 石岡 圭一^{*3}

*1 京都大学数理解析研究所, *2 北海道情報大学情報メディア学部, *3 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った。最近ではブシネスク系であった HA2007 を拡張して、動径方向の密度変化を考慮した非弾性系モデルを用いた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], 2022 [4]). しかしながら、これらの研究の多くはせいぜい 1 粘性緩和時間程度しか時間積分を行っておらず、統計的定常状態に達するに十分かが疑問であった。

そこでわれわれは、薄い回転球殻内のブシネスク流体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を吟味してきた。その結果、中高緯度の交互ジェットが融合して縞状構造が消滅し、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 (Takehiro et al., 2024 [5]). 今年度は同じような縞状ジェットの振舞いが非弾性系でも観察されるかを調べるために Heimpel et al. (2022) [4] の追試を行い、さらなる長時間積分を目指した。

2. モデルと実験設定

回転角速度 Ω で回転する内径 r_i 外径 r_o の球殻中の非弾性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角速度の逆数 $1/\Omega$, 温度スケールとしてスケールリングを行う。支配方程式は以下の通りである。

$$\begin{aligned}\nabla \cdot (\rho_0 \vec{u}) &= 0, \\ \partial_t \vec{u} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} + 2\vec{k} \times \vec{u} &= -\nabla(p/\rho_0) + Ra(r_o^2/r^2)s\vec{r} + (E_k/\rho_0)\nabla \cdot S, \\ \rho_0 T_0(\partial_t s + \vec{u} \cdot \nabla s) &= (E_k/P_r)[\nabla \cdot (\rho_0 T_0 \nabla s) + H] \\ &\quad + (E_k D_i / Ra) Q_v,\end{aligned}$$

ここで $\rho_0(r), T_0(r)$ は基本場の密度と温度, $\vec{u}, s, p$ は速度, エントロピーおよび非静水圧力, $\vec{k}$ は回転軸方向の単位ベクトル, $\vec{r}$ は動径方向の単位ベクトルである。 S は応力テンソル, $H(r)$ は内部熱源, Q_v は粘性加熱である。系を支配する無次元パラメータは、プラントル数 $P_r = \nu/\kappa$, エクマン数 $E_k = \nu/\Omega D^2$, 修正レイリー数 $Ra = -g_o \beta_i / C_p \Omega^2$ である。ただし $\nu, \kappa, g_o, \beta_i, C_p$ はそれぞれ動粘性率, 熱拡散率, 球殻上端での重力加速度, 内側境界でのエントロピー傾度, および定圧比熱である。内外境界球面においてはエントロピー傾度固定条件および応力無し条件を適用する。さらに Heimpel et al. (2022) [4] (以下 HYFA2022) と同様の次のような超粘性 $\nu(l)$ を導入する。

$$\nu(l) = \nu_0(1 + \alpha[(l-1)/(l_{\max}-1)]^\beta)$$

ただし $l, l_{\max}$ は水平全波数および最大全波数である。長時間積分実験のターゲットとして、現在最も薄い球殻での最高高解像度計算である HYFA2022 の Model2 と Model3 を選ぶ (表 1)。これらの実験設定では H の分布によって外側境界直下に薄い安定成層を生成させている。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エントロピー場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。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。

	Model2	Model3
E_k	1×10^{-5}	3×10^{-6}
P_r	0.3	1
R_a	0.75	0.6
r_i/r_o	0.95	0.95
α	90	280
β	3	3
経度, 緯度格子点数	2304, 1152	3072, 1536
動径格子点数	384	512
積分時間($1/\Omega$)	1.91×10^3	1.87×10^4

表 1. Heimpel et al. (2022) の数値実験設定.

3. 結果

図 1 は Model2 設定での 14000 無次元時間 (約 2200 惑星回転) における外側境界の東西帯状流分布である. 赤道の幅広い順行ジェットと中高緯度の交互ジェットが出現している. 実際的气体惑星では赤道域のジェットが強く顕著であるのに対して, 計算結果のジェットの振幅は緯度によらず同程度となっている. しかし未だ運動エネルギーが増加しているので統計的定常状態には達しておらず, ジェットの振幅と縞状構造が変化していくことが予想される. 特に, プシネスク系での経験から中高緯度の縞状の消失が生じるまでに 100000 無次元時間かかっている, さらに 5 倍程度の時間積分を行う必要があると予想される.

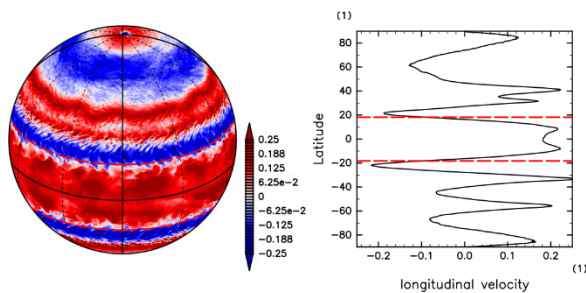


図 1. Model2 設定での 14000 無次元時間における外側境界での東西風 (左) と平均帯状風の緯度分布. 赤点線は球殻内側境界の赤道にて接する仮想円筒が外側境界に交わる緯度 (接円筒緯度).

図 2 は Model3 設定での 5500 無次元時間 (約 900 惑星回転) における外側境界の東西帯状流分布である. 赤道の幅広い順行ジェットは弱いながらも出現しているが, 中高緯度の交互ジェットが見られない. この状態もまだ運動エネルギーが増加しており統計的定常状態に達していない. さらにプシネスク系から予想される縞状構造の消失の判定に必要な積分時間よりも短いので, さらに時間積分が必要である.

4. まとめ

現在最も高解像度の数値実験と同等の薄い回転球殻非弾性熱対流の数値計算を行った. Model2 は先行研究以上の時間積分を達成した. 一方 Model3 は先行研究の 1/4 程度の時間積分にしか達していない. 今後はさらなる長時

間積分を行い, さらには超粘性設定を緩めた計算を目指し, 木星型惑星大気の縞状構造の成因に迫りたい.

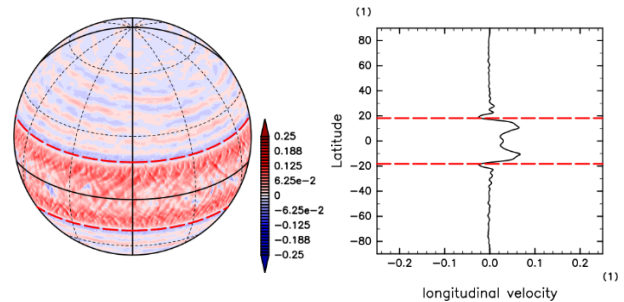


図 2. Model3 設定での 5500 無次元時間における外側境界での東西風 (左) と平均帯状風の緯度分布. 赤点線は接円筒緯度.

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 ISPACK3 (<https://www.gfd-dennou.org/library/ispack/>) およびその Fortran90 ラッパーである SPMODEL (<https://www.gfd-dennou.org/library/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] M. Heimpel, R. Yadav, N. Featherstone and J. Aurnou, "Polar and mid-latitude vortices and zonal flows on Jupiter and Saturn", *Icarus*, 379, 114942 (February 2022)
- [5] S. Takehiro, Y. Sasaki, K. Ishioka, T., Enomoto, K. Nakajima, and Y.-Y. Hayashi, "Asymptotic profiles of mean zonal flows generated by thermal convection of Boussinesq fluid in a rapidly rotating thin spherical shell", *Icarus*, accepted, 116154 (May 2024)