

高速回転する薄い球殻内の熱対流により 引き起こされる表層縞状構造の消滅

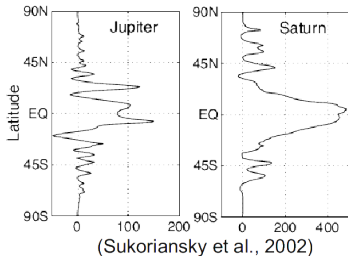
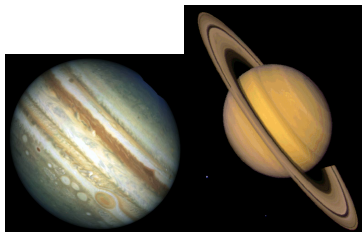
佐々木 洋平 (京大・数学),
竹広 真一 (京大・数理研), 石岡 圭一 (京大・理),
中島 健介 (九大・理), 林 祥介 (神戸大・理/CPS)

2016 年 3 月 15 日

日本天文学会 2016 年春季年会 @ 首都大学東京

木星, 土星の表層の帯状流

- 赤道域
 - 幅の広い西風 (赤道加速)
- 中高緯度:
 - 縞状パターンに対応した幅の狭い東西流

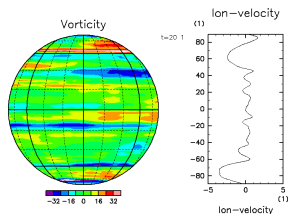


(Sukoriansky et.al, 2002)

「深い」モデルと「浅い」モデル

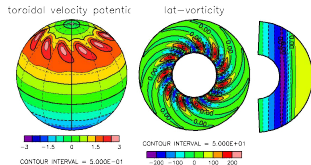
● 「浅い」モデル:

- 回転球面 2次元強制乱流
- 回転球面多層モデル
 - 惑星表層内の (ほぼ)2次元の流体運動
 - 静水圧近似, コリオリ力水平成分のみ
 - ○ : 中高緯度の縞状構造
 - × : 赤道域のジェット



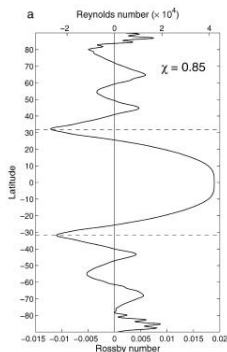
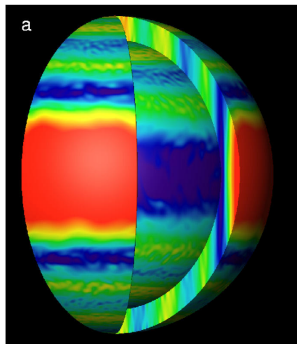
● 「深い」モデル:

- 回転球殻対流モデル
 - 流体層全体の運動
 - 非静水圧, コリオリ力を全て計算
 - ○ : 自転が速い ⇒ 赤道加速
 - × : 中高緯度の縞状構造



薄くするとシマシマできる？

- Heimpel and Aurnou (2007)
 - 薄い球殻
 - 1/8 セクター計算
 - 超粘性の計算
 - 低エクマン数・高レイリー数計算



帯状流分布

- 赤道付近:強い東風 (赤道加速) \Leftarrow レイノルズ応力による運動量輸送
- 中高緯度:縞状パターンの形成 \Leftarrow 2次元 β 面乱流 + ラインズ効果?

ここで疑問...

- Heimpel and Aurnou (2007) は高緯度シマシマを2次元 β 面強制乱流の結果だと解釈している
- 一方, 2次元球面強制乱流: 長時間積分するとシマシマは消える (Obuse et al. 2010)
- Heimpel and Aurnou (2007) の計算も, 長時間積分すればシマシマは消えるんでないの?

そこで...

薄い球殻対流計算をもっと長くやってみよう.
1/8 セクターはやめよう. 全球計算.

回轉球殻対流問題～定式化

- 運動方程式 (速度の時間変化)

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \alpha g T \mathbf{r} + \nu \nabla^2 \mathbf{u},$$

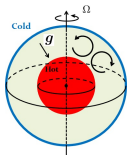
- 熱の式 (温度の時間変化)

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T = \kappa \nabla^2 T + Q,$$

- 質量保存の式

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0.$$

t : 時間, \mathbf{u} : 速度, T : 温度, ρ : 密度, p : 圧力 $\boldsymbol{\Omega}$: 自転角速度,
 α : 熱膨張率, g : 重力加速度 ν : 粘性率, κ : 熱拡散率, Q : 内部熱源



全球長時間積分

- 全球計算 HA2007 は 1/8 セクター計算
- 長時間計算 (現状 12800 回転 = 0.2 粘性拡散時間)
HA2007 は 1600 回転 = 0.024 粘性拡散時間)
- パラメータ設定
 - プラントル数: $Pr = \frac{\nu}{\kappa} = 0.1$
 - 修正レイリー数: $Ra^* = \frac{\alpha g_o \Delta T}{\Omega^2 D} = 0.05$
 - エクマン数: $Ek = \frac{\nu}{\Omega D^2} = 3 \times 10^{-6}$
 - 球殻の内径外径比: $\eta = \frac{r_i}{r_o} = 0.85$
- 境界条件: 応力無し条件, 温度固定

数値解法

- 空間微分: スペクトル法

- 速度をトロイダル・ポロイダルポテンシャルで表現
- 水平方向は球面調和関数, 動径方向はチェビシェフ多項式で展開
- 切断波数: 水平 341, 鉛直 48 (格子点数: 経度 1024, 緯度 512, 鉛直 65)

- 時間積分:

- 拡散項は Crank-Nicolson 法, それ以外は 2 次の Adams-Bashforth 法
- 次式の超粘性を使用

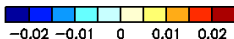
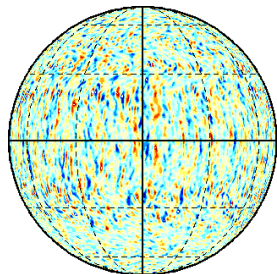
$$\nu = \begin{cases} \nu_0, & \text{for } l \leq l_0, \\ \nu_0[1 + \varepsilon(l - l_0)^2], & \text{for } l > l_0. \end{cases}$$

- 本研究: $l_0 = 21, 42, 85, 170$, $\varepsilon = 10^{-2}$. (段階的に超粘性の波数を大きくした)

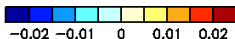
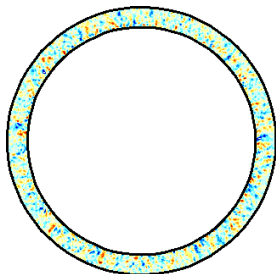
対流活動度

- 速度動径成分 @ $t = 64030$ (約 10000 回転).

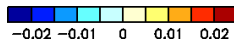
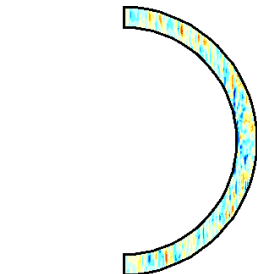
rad-velocity



rad-velocity



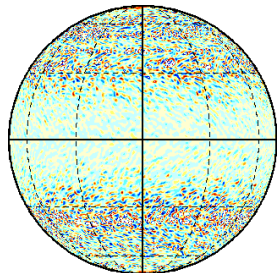
rad-velocity



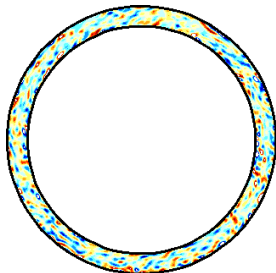
渦度

- 渦度回転軸方向成分 @ $t = 64030$ (帯状平均成分は除いている)

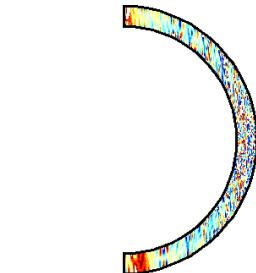
vorticity (cyl-Z)



vorticity (cyl-Z)



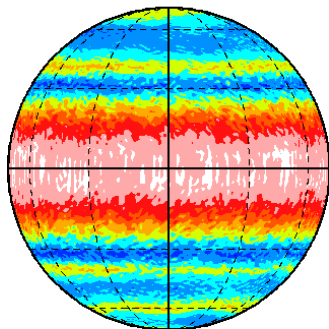
vorticity (cyl-Z)



全球長時間積分

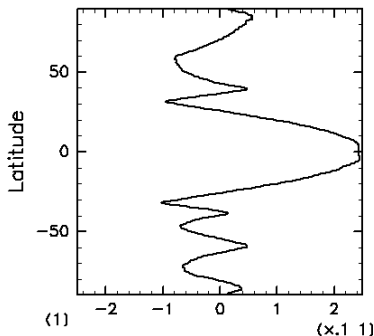
- $t = 47630$ でのスナップショット
 - 中高緯度でシマシマ形成

lon-velocity



東西流分布

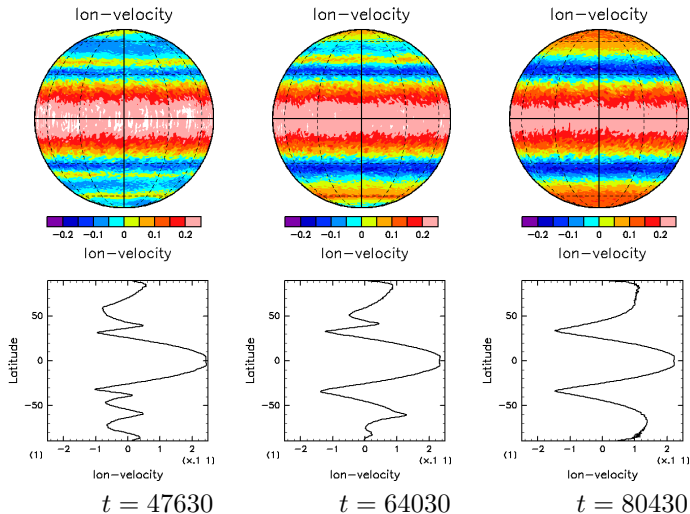
lon-velocity



lon-velocity
表面帯状流分布

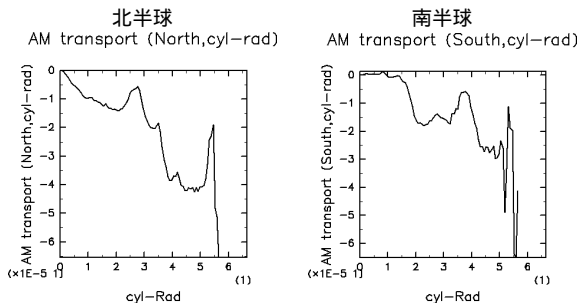
全球長時間積分

- もっと積分時間を延ばすと...
 - 次第に中高緯度のシマシマの数が減っていく



角運動量輸送

- 東西・回転軸方向平均角運動量輸送



- 負の角運動量外側へ輸送 \Rightarrow ロスビー波の外側伝播 \Rightarrow 中高緯度を加速, 接円筒附近を減速

まとめ

- 木星・土星の縞状構造を深い対流モデルで説明することは難しい?
 - これまでの計算結果は時間積分が足りていなかった。
過渡的状态での縞状構造
 - 長時間積分すると縞状構造が消える。
- なぜ縞状構造が消えていくのか?
 - 浅いモデル(順圧)：まだ良く分かっていない
 - 深いモデル：ロスビー波による加速?

謝辞

回転球殻対流計算は海洋研究開発機構の地球シミュレータ ES2 を使用しました。

- Heimpel, M., Aurnou, J., 2007 : Turbulent convection in rapidly rotating spherical shells: A model for equatorial and high latitude jets on Jupiter and Saturn. *Icarus*, 187, 540–557.
- Obuse, K, Takehiro, S., Yamada, M., 2010 : Long-time asymptotic states of forced two-dimensional barotropic incompressible flows on a rotating sphere. *Phys. Fluids*, 22, 056601.
- Sukoriansky, S., Galperin, B., Dikovskaya, N., 2002 : Universal spectrum of two-dimensional turbulence on a rotating sphere and some basic features of atmospheric circulation on giant planets. *Phys. Rev. Lett.*, 89, 124501-1–4.