木星型惑星大気の縞状構造と赤道ジェットの成因について

竹広 真一

京都大学数理解析研究所

2015 年 2 月 12 日

惑星大気研究会@ JAXA 宇宙科学研究所

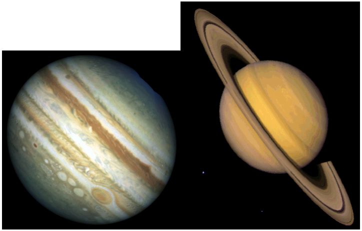
お品書き

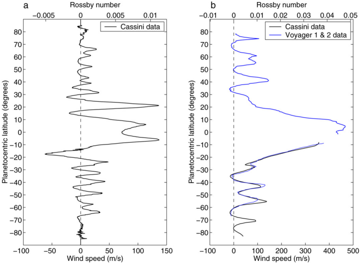
1. はじめに
2. 「浅い」モデル
   1. 回転球面 2 次元 順圧強制乱流
   2. 回転球面 2 次元 浅水強制乱流
   3. 3 次元 多層モデル
3. 「深い」モデル
   1. 回転球殻対流
4. まとめ

はじめに

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**

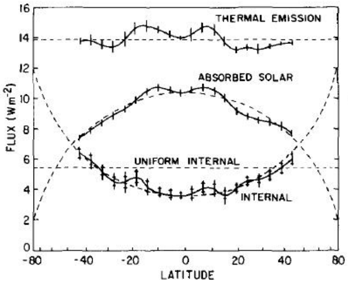




(Sukoriansky et.al, 2002)

大規模流のエネルギー源

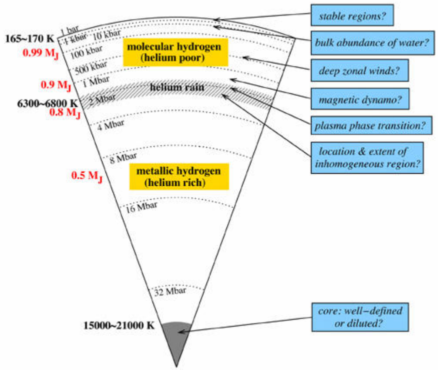
- 入射太陽放射¡外向き熱放射 ⇒ 内部熱源の存在
- エネルギー源
  - 入射太陽放射
  - 内部熱源



木星のエネルギー収支 (Pirraglia 1984)

大規模流のエネルギー源

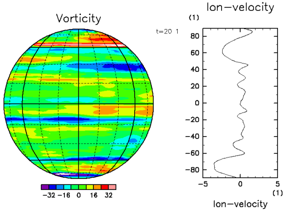
- 表層の流体運動で説明 (浅いモデル)
  - 入射太陽放射
  - 内部熱源 ⇒ 表層の対流運動 ⇒ 表層の渦を励起
- 深部の対流運動に起源を求める (深いモデル)
  - 内部熱源 ⇒ 深部対流 ⇒ 表層流



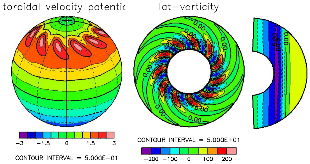
木星の内部構造収支 (Guillot et al. 2004)

「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 次元的流体運動
    - 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



浅いモデル

回転球面 2 次元順圧強制乱流

回転球面順圧強制乱流問題～定式化

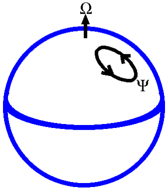
- **回転球面上の２次元流体運動**
  : 渦度方程式 (ポテンシャル渦度保存則)

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{u}\cdot\nabla\right) q = F - D, \quad q = \nabla^2\psi + 2\Omega\sin\varphi,$$

$$\Rightarrow \quad \frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\psi + J(\psi, \nabla^2\psi) + 2\Omega\frac{\partial\psi}{\partial\lambda} = F - D.$$

  - **小スケールの渦度強制を導入**

- **主な実験 (無次元) パラメター**
  - **ロスビー数 (の逆数)**
  - **強制の中心波数**
  - **散逸の種類**

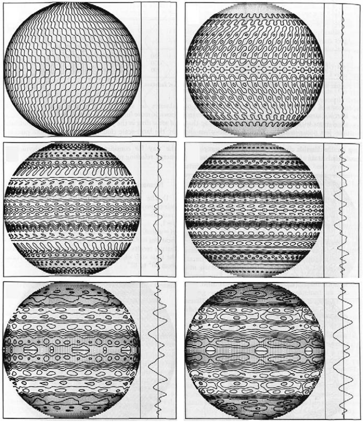


回転球面上ではどうなる?

- 2 次元 β 面 (自由減衰) 乱流の知識
  - 小スケールの乱流
    $\Rightarrow$ 大スケールへカスケード
    $\Rightarrow$ ラインズスケール $L_\beta = \sqrt{U/\beta}$ で止まる
    $\Rightarrow$ 縞状構造の出現
- では回転球面上ではどうなる?
  - 極域では $\beta \to 0, L_\beta \to \infty$
  - 緯度方向に異方性?
  - 縞状構造は出現する?

先駆的数値実験(1970 年代)

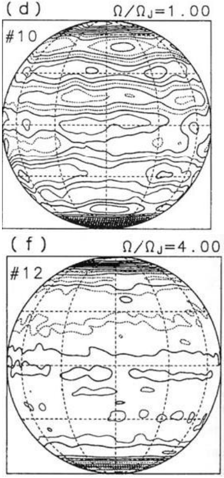
- Williams(1978)
  - 1/8 セクター赤道対称領域
  - 空間非等方な強制
  - 全球に縞状構造
  - ラインズスケール程度の幅



流れ関数と帯状流の時間変化

定番標準数値実験 (1990 年代)

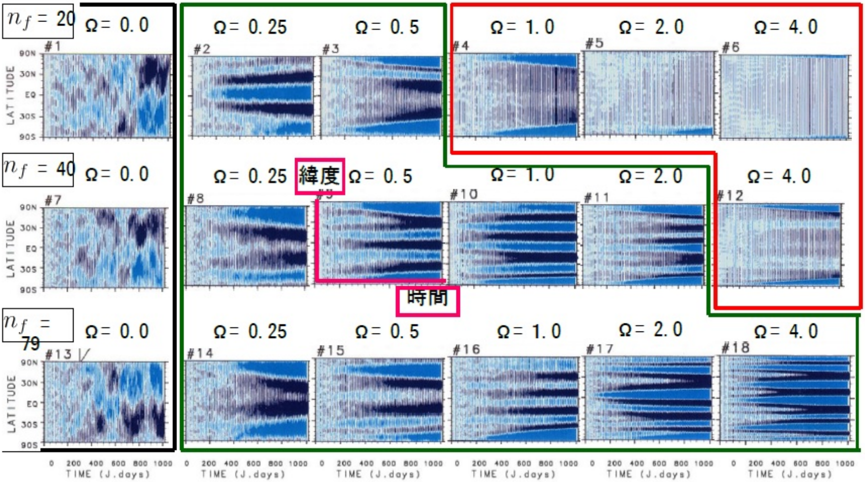
- Nozawa and Yoden (1997)
  - 全球計算, 空間等方的なランダム強制
  - 普通の粘性散逸
  - 系統だった数値実験
  - 異なる回転角速度と強制波数
  - 強制波数 $>$ ラインズ波数
    $\Rightarrow$ 縞状構造, ラインズスケール程度
    - β 面での知識と整合的
  - 強制波数 $<$ ラインズ波数
    $\Rightarrow$ 縞状構造なし, 周極流形成
    - 弱非線形的状態
    - ロスビー波を直接励起 $\Rightarrow$ 極への運動量輸送



流れ関数

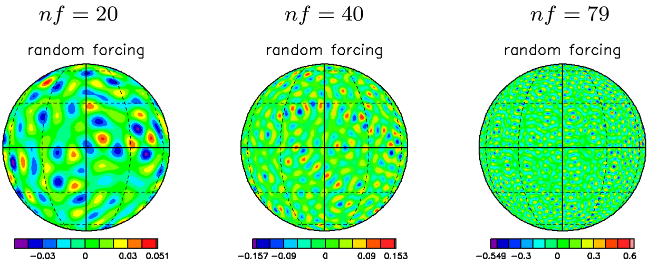
定番標準数値実験 (1990 年代)

- Nozawa and Yoden (1997)



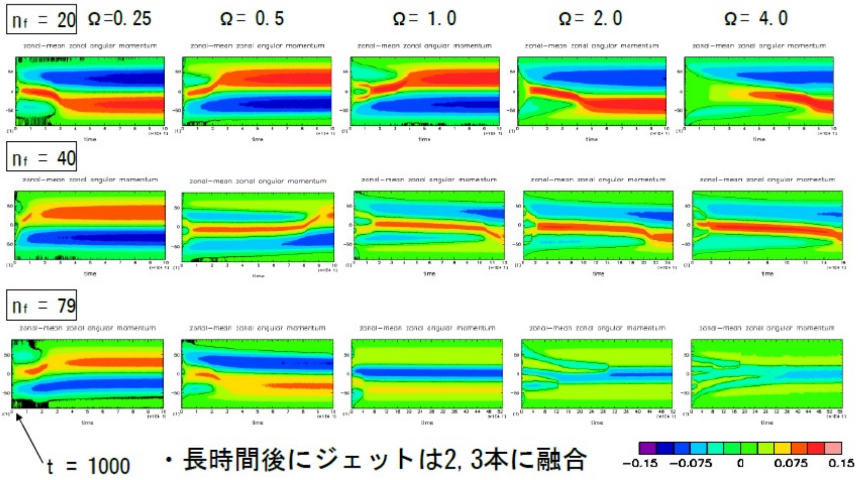
最近の結果：長時間積分

- Obuse, Takehiro and Yamada (2010)
  - Nozawa and Yoden (1998) **の長時間積分版**
    - **長時間漸近状態はどうなる**?
    - **無次元時間** 10 **万まで計算** ⇔ NY98：**無次元時間** 1000
    - **空間解像度 全波数** 199 **まで (格子点数** 600x300)
    - **時間積分** 4 **次のルンゲクッタ法**



最近の結果：長時間積分すると

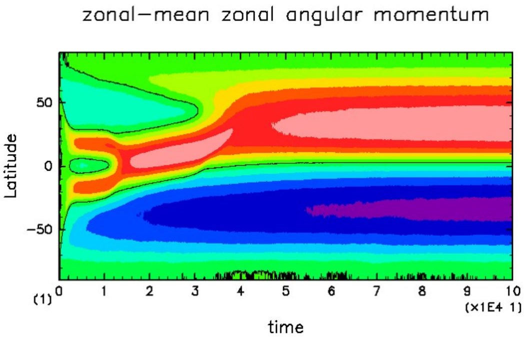
- Obuse et al.(2010)

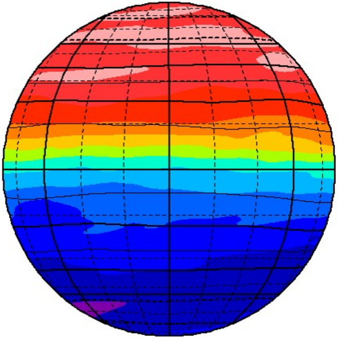


・長時間後にジェットは2, 3本に融合

最近の結果：長時間積分すると

- Obuse et al. (2010)
  - **ジェットの融合・消滅 ⇒ シマシマが消える！**





角運動量の緯度分布時間変化 (左) と帯状流分布最終状態 (右) (Obuse et al. 2010)

浅いモデル

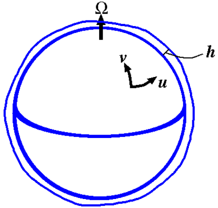
回転球面 2 次元浅水強制乱流

回転球面浅水モデル～定式化

- 回転球面上の薄い流体層, 層の厚さ可変
- 特徴的なスケール
  - ラインンズスケール $L_\beta = \sqrt{U/\beta}$
  - 変形半径 $L_D = \sqrt{gh}/f$

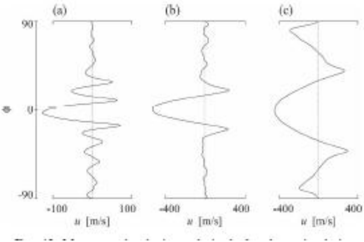
$$\frac{D\boldsymbol{v}}{Dt} + \boldsymbol{f} \times \boldsymbol{v} = -g\nabla h + \boldsymbol{F} - \boldsymbol{D}_{\boldsymbol{v}},$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla\cdot(h\boldsymbol{v}) = Q - D_h.$$

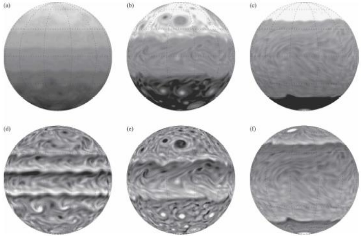


標準的実験：Scott and Polvani (2007)

- 小スケールの渦度強制
- 球半径 $<$ 変形半径 $L_D \Rightarrow$ 順圧的
- 球半径 $>$ 変形半径 L_D
  - 高緯度で $L_D < L_\beta \Rightarrow$ 孤立渦
  - 中緯度で $L_D > L_\beta \Rightarrow$ 縞状構造
  - 赤道で東向き $\Leftarrow$ ロスビー波の赤道での運動量集積



帯状流分布

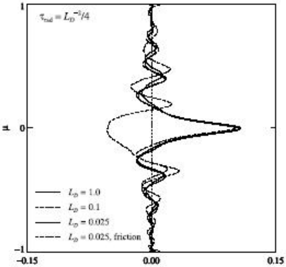


渦度とポテンシャル渦度分布

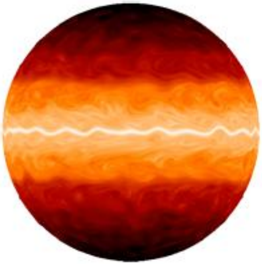
左 L_D, L_β 共に小 (木星), 左 L_D 小, L_β 大 (土星), 右 L_D, L_β 共に大 (天王星・海王星).

高度場への散逸

- Scott and Polvani (2008)
  - **表面変位場へニュートン冷却型散逸**
  - **赤道加速流** (prograde) **が出現**



帯状流分布



ポテンシャル渦度分布

表面変位場の散逸

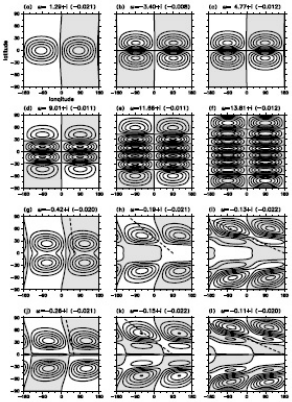
- Saito and Ishioka (2014)
  - Scott and Polvani **の力学的解釈**
  - Hough **関数への表面変位場散逸の影響**
  - Rossby **モードで赤道加速の位相傾き**
    - **ポテンシャル渦度散逸**：**高緯度で大**, **赤道域で小**
      準地衡流ポテンシャル渦度方程式

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\nabla^2\eta - \frac{f_0^2}{gH}\eta\right) \sim \gamma\frac{f_0^2}{gH^2}\eta.$$

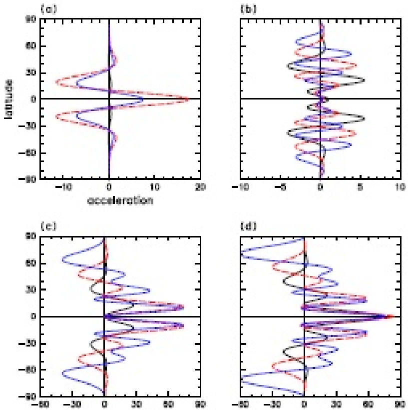
    - **低緯度から高緯度へのエネルギー輸送**
    - **ロスビー波低緯度から高緯度へ伝播**
    - **東向き運動量を赤道から抜き去る**

表面変位場の散逸

- Saito and Ishioka (2014)



Hough **モード**
1 **段目** K, MRG, 2 **段目** G, 3,4 **段目** R



Hough **モードによる平均流加速**
(a) K, MRG, (b) G, (c,d) R

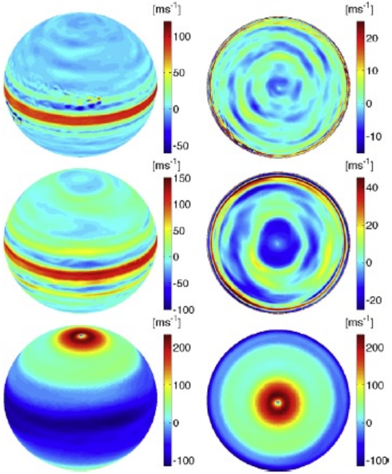
浅いモデル

3 次元球面多層モデル (プリミティブ)

球面多層モデル(湿潤)

Lian and Showman (2010)

- 湿潤大気計算 (相変化物質含む)
- 湿潤対流の相変化に伴う加熱が大気循環を支配.
  - 木星土星パラメター (3-5 倍の太陽系組成) : 赤道加速, 20 本ジェット
  - 天王星海王星パラメター (30 倍の太陽系組成) : 3 本ジェット



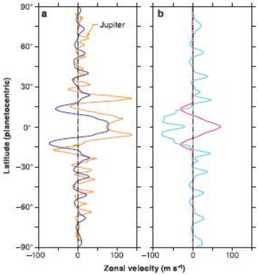
帯状流分布. 上から木星, 土星, 天王星海王星計算

球面多層モデル(乾燥)

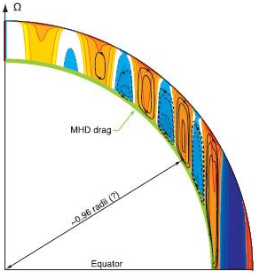
- Schneider and Liu (2009), Liu and Schneider (2011)
  - 乾燥大気計算 (相変化物質含まない)
  - 下面中高緯度にレイリー摩擦 (MHD 抵抗), 赤道域で下面摩擦なし
  - 上からの太陽放射による差分加熱, 下面からの一様な熱流
  - 太陽放射による差分加熱 ⇒ 中高緯度の縞状構造
  - 下面からの熱流 ⇒ 赤道超回転
    - 対流による加熱 ⇒ 赤道で発散流 ⇒ ロスビー波を高緯度に射出 ⇒ 赤道超回転
  - ジェットの幅は変形半径程度, 逆カスケードは生じていない

球面多層モデル

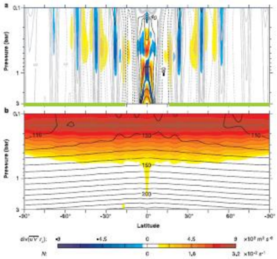
- Schneider and Liu (2009)



帯状流分布



MHD 抵抗と子午面循環



温度場と静的安定度

浅いモデル ～ まとめ

- 回転球面順圧系
  - Rhiens 効果で縞状パターンは生成されない
  - 赤道での流れの向きが確率的
- 回転球面浅水系
  - 表面変位場での散逸 ⇒ 赤道加速状態の形成
  - 縞状パターンが長時間維持されるかはまだ不明
- 回転球面多層系
  - 赤道加速状態の形成機構
⇒ 赤道からのロスビー波の射出
    - 浅水系での表面変位場 (温度場) の選択的散逸ではない
  - 縞状パターン形成 ⇒ 差分加熱で傾圧不安定
  - 下面境界条件の取り扱いは微妙

深いモデル

回転球殻対流問題

回転球殻対流問題～定式化

- **運動方程式 (速度の時間変化)**

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

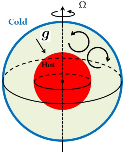
- **熱の式 (温度の時間変化)**

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

- **質量保存の式**

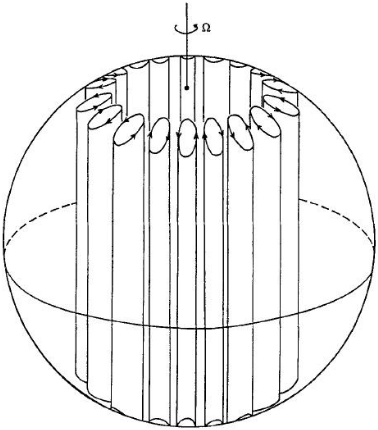
$$\nabla\cdot\boldsymbol{u} = 0.$$

t : **時間**, $\boldsymbol{u}$: **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**



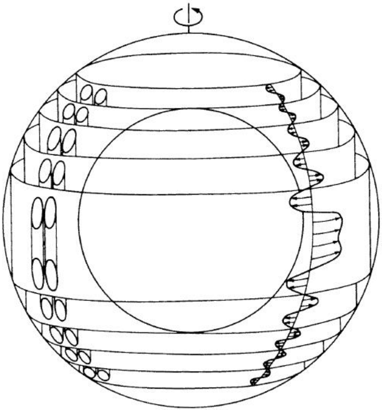
回転球殻内の臨界熱対流

- Busse (1970)
  - **高速回転する球**
  - **回転軸方向に一様な運動場を仮定、摂動計算 (テイラー・プラウドマンの定理)**
  - **球の中程に対流渦が局所的に発生**
  - **対流セルは** prograde **方向に伝播**

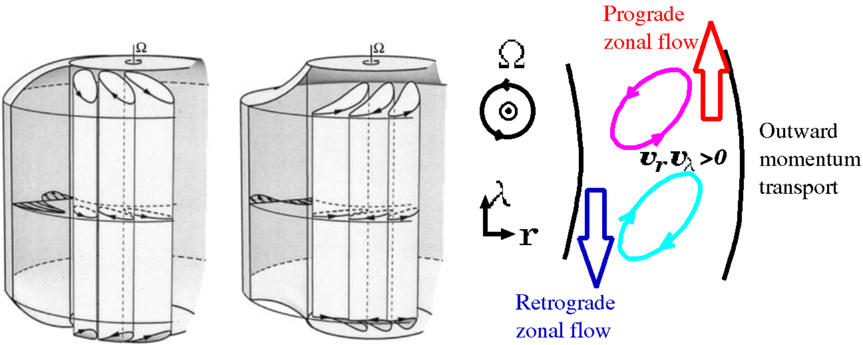


回転球殻対流での縞状構造形成

- Busse(1976,1983)
  - **レイリー数大**
    ⇒ 対流渦が動径方向に多数並ぶ
    ⇒ 縞状パターン形成
  - **平均帯状流生成**
    外側球面の曲率
    ⇒ 対流セルの傾き
    ⇒ 動径方向へ運動量輸送



平均帯状流生成メカニズム

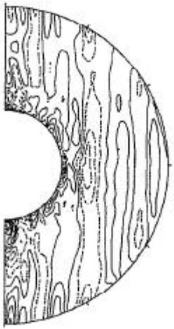


(Busse, 2002)

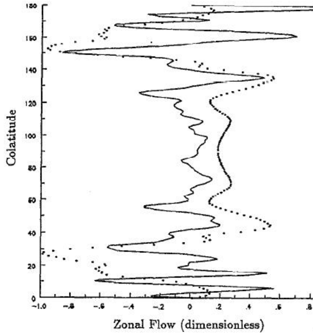
- 外側境界の曲率 ⇒ 対流渦の傾き⇒ 内から外への運動量輸送 ⇒ 帯状流生成

シマシマができた?

動径速度の赤道面分布



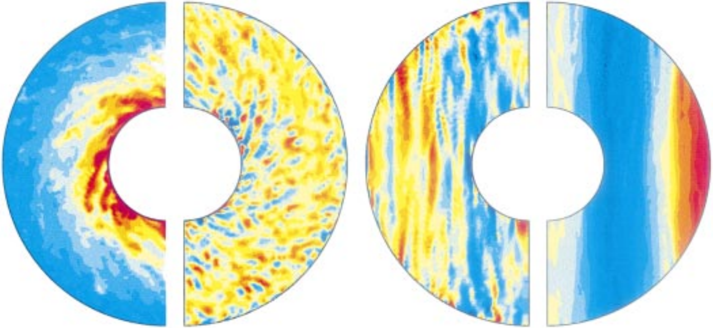
平均帯状流分布



表面帯状流分布

- Sun and Schubert (1995)
  - 高解像度・高レイリー数・低エクマン数での有限振幅対流の時間発展数値計算
  - 縞状パターンの形成?

シマシマは消えた

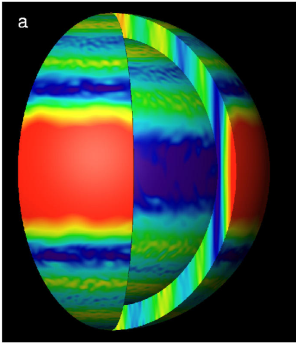


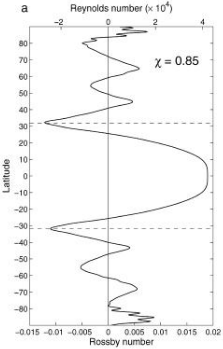
赤道面温度場　回転軸方向渦度 (赤道面, 子午面)　平均帯状流

- Christensen (2002)
  - 系統だった高レイリー数対流の有限振幅計算
  - 縞状パターンは生成されない.
  - Sun and Schubert (1995) の縞状パターンは偽り. 初期場が残っていただけ.
  - 赤道で回転と同方向 (赤道加速状態)

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

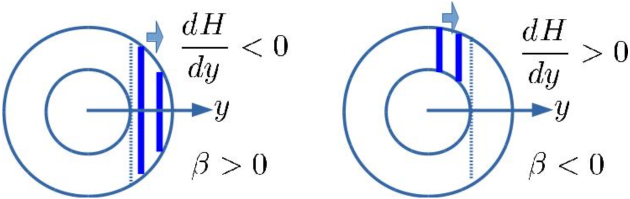
- **赤道付近:強い東風 (赤道加速)** $\Leftarrow$ **レイノルズ応力による運動量輸送**
- **中高緯度:縞状パターンの形成** $\Leftarrow$ 2 **次元** β **面乱流** $+$ **ラインズ効果**?

2 次元 β 面乱流問題

- **ベータ面モデル (ポテンシャル渦度保存則)**

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\psi + J(\psi, \nabla^2\psi) + \beta(y)\frac{\partial\psi}{\partial x} = F - D.$$

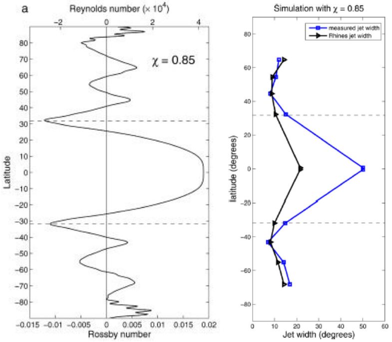
- **回転球殻内の** 2 **次元流** $\sim$ **地形性** β **効果**：
$\beta(y) = -(1/H)(dH/dy)$



- cf. **回転球面** 2 **次元流** $\sim$ **惑星ベータ効果**
$\beta = (df/dy) = (2\Omega/a)\cos\varphi$

高緯度縞状構造の説明

- Heimpel and Aurnou (2007)
  - 高緯度:回転系の熱対流 ⇒ 2 次元的な小スケールの渦生成 ⇒ 逆カスケード ⇒ ラインズ効果で帯状構造



ラインズスケールとジェット幅の比較

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
- しかしわれわれは Obuse et al. (2010) を知っている.
  長時間積分するとシマシマは消える
- 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.

(共同研究者 : 佐々木洋平, 石岡圭一, 中島健介, 林祥介)

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
  - プランドル数: $Pr = \dfrac{\nu}{\kappa} = 0.1$
  - 修正レイリー数: $Ra^* = \dfrac{\alpha g_o \Delta T}{\Omega^2 D} = 0.05$
  - エクマン数: $Ek = \dfrac{\nu}{\Omega D^2} = 3 \times 10^{-6}$
  - 球殻の内径外径比: $\eta = \dfrac{r_i}{r_o} = 0.85$
- 境界条件: 応力無し条件, 温度固定

数値解法

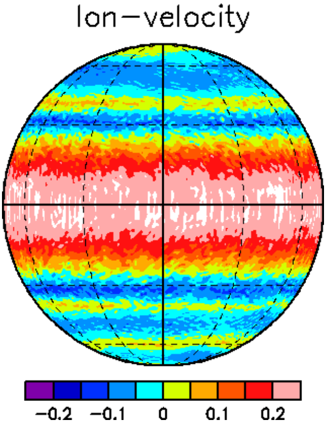
- 空間微分: スペクトル法
  - 速度をトロイダル・ポロイダルポテンシャルで表現
  - 水平方向は球面調和関数, 動径方向はチェビシェフ多項式で展開
  - 切断波数: 水平 341, 鉛直 48 (格子点数: 経度 1024, 緯度 512, 鉛直 65)
- 時間積分:
  - 拡散項は Crank-Nicolson 法, それ以外は 2 次の Adams-Bashforth 法
  - 次式の超粘性を使用

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

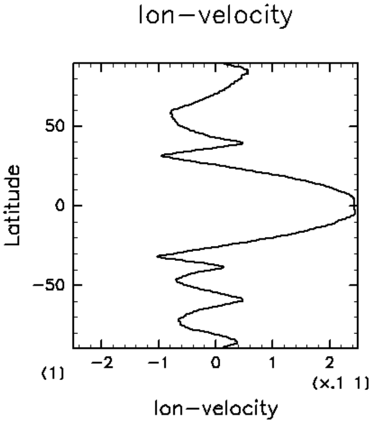
  - 本研究 : $l_0 = 21, 42, 85, 170$, $\varepsilon = 10^{-2}$. (段階的に超粘性の波数を大きくした)

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



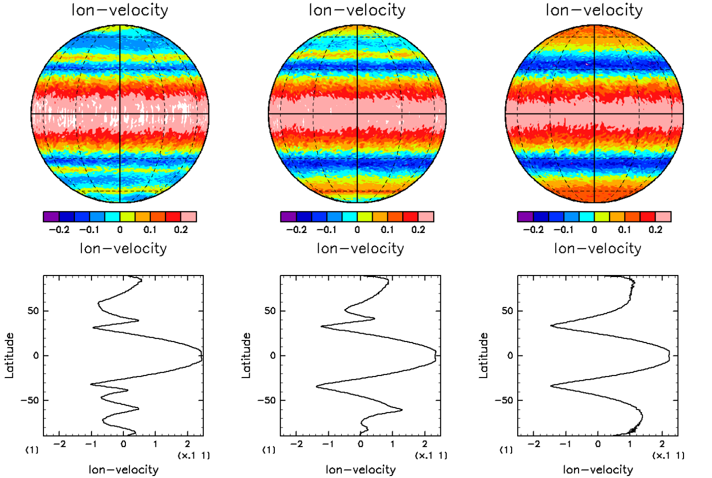
東西流分布



表面帯状流分布

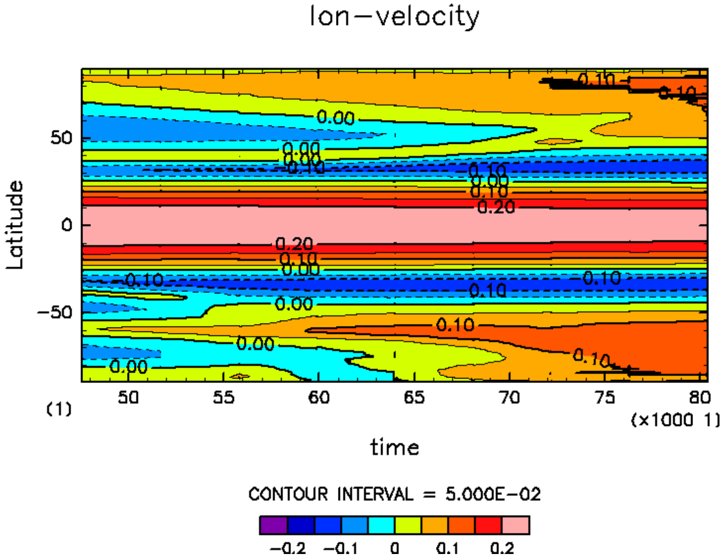
全球長時間積分

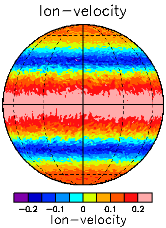
- もっと積分時間を延ばすと…
  - 次第に中高緯度のシマシマの数が減っていく

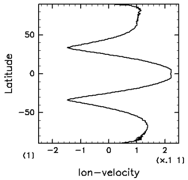


$t = 47630$ $\quad t = 64030$ $\quad t = 80430$

やっぱりシマシマは消えた!



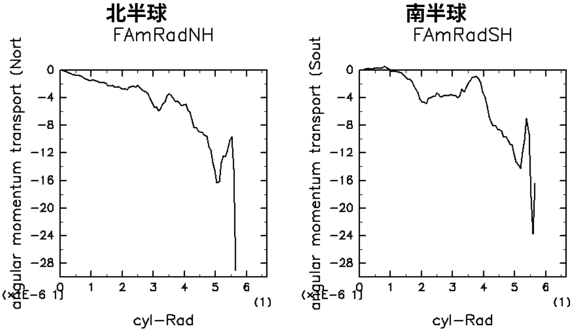




帯状平均角運動量の時間変化と最終状態の東西流分布

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 ⇒ ロスビー波の外側伝播 ⇒ 中高緯度を加速, 接円筒附近を減速**

まとめ

- 木星・土星の縞状構造を説明できる決定的な流体モデルはまだない
  - これまでの計算結果は時間積分が足りていなかった. 過渡的状態での縞状構造
  - 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?
- 縞状構造を説明できる新たなモデルの提案が必要

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を使用しました.

参考文献

Busse, F. H., 1970 : Thermal instabilities in rapidly rotating systems. J. Fluid Mech., 44, 441–460.

Busse, F. H., 1976 : A simple model of convection in the Jovian atmosphere. Icarus, 29, 255–260.

Busse, F. H., 1983 : A model of mean zonal flows in the major planets. Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 23, 153–174.

Busse, F. H., 2002 : Convective flows in rapidly rotating spheres and their dynamo action. Phys. Fluids, 14, 1301–1314.

Christensen,U.R., 2002 : Zonal flow driven by strongly supercritical convection in rotating spherical shells. J. Fluid Mech., 470, 115—133.

Guillot, T., 2005 : The interiors of giant planets: Models and outstanding questions. Ann. Rev. Earth Planet. Sci., 33, 493–530.

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.

Lian, Y. Showman, A. P., 2010 : Generation of equatorial jets by large-scale latent heating on the giant planets. Icarus, 207, 373–393.

Liu, J., Schneider, T., 2010 : Mechanisms of jet formation on the giant planets. J. Atmos. Sci., 67, 3652–3672.

Nozawa, T., Yoden, S., 1997 : Formation of zonal band structure in forced two-dimensional turbulence on a rotating sphere. Phys. Fluids, 9, 2081—2093.

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.

Pedlosky, J., 1987 : Geophysical Fluid dynamics, Springer-Verlag.

Pirraglia, J. A., 1984 : Meridional energy balance of Jupiter. Icarus, 59, 169–76.

Saito, I., Ishioka, K., 2014 : Mechanism for the formation of equatorial superrotation in forced 2 shallow-water turbulence with Newtonian cooling. J. Atmos. Sci., in press.

Scott, R. K., Polvani, L. M., 2007: Forced-dissipative shallow-water turbulence on the sphere and the atmospheric circulation of the giant planets. J. Atmos. Sci., 64, 3158–3176.

Scott, R. K., Polvani, L. M., 2008 : Equatorial superrotation in shallow water atmospheres. Geophys. Res. Lett., 35, L24202.

Schneider, T., Liu, J., 2009 : Formation of jets and equatorial superrotation on Jupiter. J. Atmos. Sci., 66, 579–601.

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.

Sun, Z.-P., Schubert, G., 1995 : Numerical simulations of thermal convection in a rotating spherical fluid shell at high Taylor and Rayleigh numbers. Phys. Fluids, 7, 2686–2699.

Williams, G. P., 1978: Planetary circulations: I. Barotropic representation of Jovian and terrestrial turbulence. J. Atmos. Sci., 35, 1399–1426.

付録

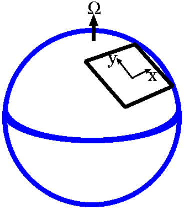
球面問題に入る前に...

- 2 次元 β 平面では?
  - 球面上の (中緯度) 一点を中心とした接平面
  - コリオリパラメターの緯度微分 (β) の効果
  - 支配方程式は 2 次元渦度方程式 (ポテンシャル渦度保存則)

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{u}\cdot\nabla\right) q = 0,\ \ q = \nabla^2\psi + f_0 + \beta y,$$

$$\Downarrow$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\psi + J(\psi, \nabla^2\psi) + \beta\frac{\partial\psi}{\partial x} = 0.$$



エネルギーの逆カスケード

- **エネルギー・エンストロフィー保存**

$$E = \int \hat{E}(k)dk = \text{const.}, \quad Z = \int k^2 \hat{E}(k)dk = \text{const.}$$

- **エネルギーの中心波数**：$k_e = (1/E) \int k\hat{E}(k)dk$
- **スペクトルの広がり**：$I = \int (k - k_e)^2 \hat{E}(k)dk = Z - k_e^2 E$
- **スペクトルが広がると仮定すると**

$$\frac{dI}{dt} > 0, \quad \frac{dk_e^2}{dt} = -\frac{1}{E}\frac{dI}{dt} < 0.$$

2 次元順圧系

エネルギーは低波数側へカスケードする.

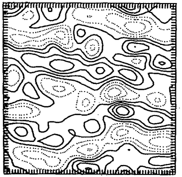
ラインズスケール・波数

Rhines (1975)

- **非線形項と線形項が同程度となるスケール** L_β : **ラインズスケール**

$$J(\psi, \nabla^2\psi) \sim \beta\frac{\partial\psi}{\partial x} \Rightarrow L_\beta = \sqrt{\frac{U}{\beta}}.$$

U : **特徴的な速度スケール**



流れ関数

- $L > L_\beta$: β **項卓越** $\Rightarrow$ **ロスビー波的**
- $L > L_\beta$: **非線形項卓越** $\Rightarrow$ **乱流的, 逆カスケード**
- $L = L_\beta$ **で逆カスケード止まる** $\Rightarrow$ **帯状構造の出現**

帯状構造の出現

- β 項のスケーリング : x 方向の長さスケールで

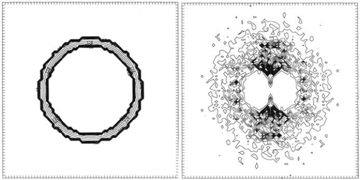
$$J(\psi, \nabla^2\psi) \sim \beta\frac{\partial\psi}{\partial x} \Rightarrow \frac{|\psi|^2}{L^4} \sim \beta\frac{\psi}{L_x} \Rightarrow \frac{U}{\beta} \sim \frac{L^3}{L_x}.$$

L_x 大きければ逆カスケード可能 $\Rightarrow L_x \to \infty$

- 波数で表せば

$$|\boldsymbol{k}|^4|\psi|^2 \sim \beta k_x|\psi|$$

$$\Rightarrow \quad |\boldsymbol{k}_\beta|^2 = \frac{\beta}{U}\cos\phi$$



2 次元エネルギースペクトルの時間変化

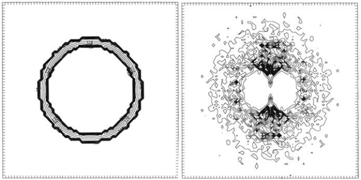
- cf. Vallis and Martlud (1993)
  - ダンベル領域を避けて逆カスケード

帯状構造の出現

- Pedlosky(1987)
  - **ロスビー波の 3 波共鳴 $\Rightarrow$ 振動数高いのが不安定 $\Rightarrow$ 振動数低いロスビー波へ $\Rightarrow$ 帯状的**

$$\omega = \frac{\beta k}{k^2 + l^2}, \quad \omega \to 0,\ k^2 + l^2 = \text{const.} \Rightarrow k \to 0.$$

- Vallis and Maltrud(1993)
  - **非等方的ラインズ波数：**k=0 **軸には逆カスケード可能**
  - **ロスビー波の振動数〜乱流の振動数**
  - **ダンベル領域を避けて逆カスケード**



エネルギースペクトルの時間変化