修　士　学　位　論　文

惑星小型化による
鉛直対流を解像した全球大気計算

令和 6年 2 月 2 日

専 攻 名　惑星学専攻
学籍番号　220s403s
氏　　名　市田 春菜

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

要旨

地球の大気では, 水平規模の異なる様々な大気現象が発生しており, 階層構造が見られる. 火星においても大気現象の階層構造が見られる. 火星では, 日中では暖かい地表面によって大気が下から加熱されて静的不安定になることで発生する鉛直対流が運動量や熱の輸送に重要であることが知られている. 鉛直対流は水平規模が小さいため, 数値計算するには細かい格子点間隔が必要となる. 全球大気を細かい格子点間隔で覆うと格子点の数が増えるため, 全球大気で鉛直対流を計算することは, 計算負荷が大きい.

本研究の目的は, 熱ロスビー数を一定に保ったまま, 惑星半径を小さくすることにより, 計算負荷を減らしつつ, 全球領域で大規模な大気現象と鉛直対流を同時に表現できるようにすることである. そこで, 全球大気モデル 'SCALE-GM' を用いて, 力学に着目するために理想化した地球大気の条件で惑星の小型化を行う. 大規模な現象の振る舞いを支配する熱ロスビー数を用いる. 三種類の実験, すなわち, 熱ロスビー数を小型化前の惑星よりも大きくする小型化実験, 熱ロスビー数を小型化前と同じ値にし小型化を行う実験, 熱ロスビー数を小型化前と同じ値にし, 大気モデルの最下層付近の大気を静的不安定にする実験を行った. 熱ロスビー数を小型化前と同じ値にし小型化を行うと, 小型化前の惑星と似た大規模循環の構造や風の分布が表現でき, 小型化するほどに水平スケールが小さい鉛直流を表現が表現され, 1/32 倍惑星においては, 水平スケール約 30 km の鉛直流を表現できること分かった. しかし, 大気の厚さを小型化後においても同じ値にしていることによる影響により小型化前の惑星や実際の大気とのズレが発生している. これらの点を考慮しつつ, 惑星小型化を行う必要があると考えられる.

目 次

第 1 章　はじめに **1**

1.1　大気現象の階層構造 1

1.2　鉛直対流 2

1.3　火星の鉛直対流の計算 2

1.4　惑星小型化の先行研究 3

1.5　目的と論文の構成 3

第 2 章　惑星小型化について **5**

2.1　方程式の無次元化 5

2.1.1　運動量方程式と熱力学方程式の無次元化 6

2.1.2　無次元化を行った式について 9

2.2　惑星小型化 9

第 3 章　数値モデルの概要 **11**

3.1　SCALE Global Model 11

3.1.1　力学コア 11

3.2　物理過程 12

3.2.1 Held and Suarez (1994) について 12

3.2.2 レイリー摩擦 12

3.2.3 ニュートン加熱冷却 12

第 4 章 惑星小型化実験 14

4.1 1 倍実験 14

4.1.1 実験設定 14

4.1.2 質量流線関数について 16

4.1.3 結果 16

4.2 熱ロスビー数を固定しない場合の惑星小型化実験 19

4.2.1 実験設定 19

4.2.2 結果 19

4.3 熱ロスビー数を固定した場合の惑星小型化実験 23

4.3.1 実験設定 23

4.3.2 結果 23

4.4 第 4 章のまとめ 31

第 5 章 モデル最下層を静的不安定な状態に場合の惑星小型化実験 32

5.1 鉛直対流と惑星小型化実験 32

5.2 実験設定 33

5.3 結果 34

5.4 第 5 章のまとめと議論 41

第 6 章　結論 **42**

謝辞 **44**

参考文献 **45**

第1章　はじめに

1.1　大気現象の階層構造

地球の大気には水平スケールの異なる様々な大気現象が同時に存在し, 階層構造を作っている (図 1.1). それらのスケールの異なる大気現象同士は相互作用している. 例としては, 積雲・積乱雲と台風の関係が挙げられる. 台風は積雲, 積乱雲の発達により生じるものであり, また, 積雲や積乱雲は鉛直対流により生じ, 小さいスケールの現象がより大きいスケールの現象へと影響を与えている. そのような大気現象の階層構造は火星においても存在しており, 地球と同様に様々なスケールの大気現象が相互作用していると考えられる..

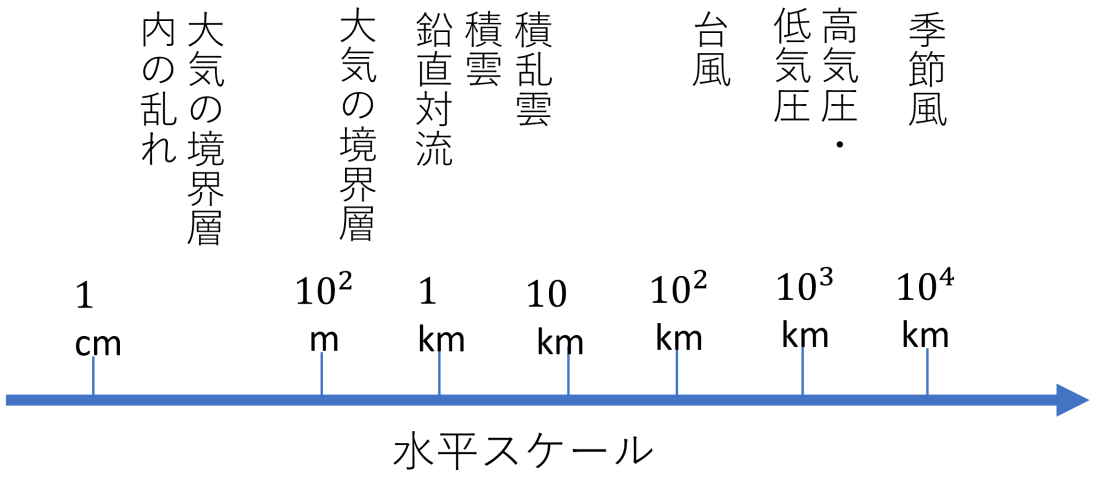

図 1.1: 地球の大気現象の水平スケールの分布図. (小倉 (1987), 図 1.1, 大野 (2001), 図 1.1 を参考にした.)

1.2 鉛直対流

鉛直対流は温位が周囲よりも高くなり, 大気の静的安定度が負になることで発生しやすくなる大気現象である. 地表面が温められると空気塊が少し上昇する. その際に大気の静的安定度が負であるときは上昇を続けることとなる. 一定高度まで上昇すると空気塊の温度が下がり, 下降する. 上昇と下降を続けることにより鉛直対流が発生する.

1.3 火星の鉛直対流の計算

火星大気では, 鉛直対流が主要な熱や運動量の輸送過程であり, 火星の大規模循環にも影響を与えていると考えられている. また, 1 日の中で変化する地表面温度により発生する鉛直対流が地表面の塵を巻き上げ, 火星のダスト現象に影響を与える

可能性があると知られている. しかし従来の火星大気大循環モデルを用いた研究では, 実際の鉛直対流よりもスケールの大きな鉛直対流が表現されてしまう [Odaka, (2001)]. 火星の大気現象を三次元モデルを用いて詳細まで表現するためには, 鉛直対流と大規模な大気循環を同時に計算できるような計算モデルが必要である.

1.4 惑星小型化の先行研究

鉛直対流は水平規模が数 km 以下と小さいため, 鉛直対流を全球大気モデルを用いて実際の惑星の大きさで計算するには, 細かい格子点間隔で表面を覆い, 全球大気を高解像度で計算する必要があり, 計算負荷が大きい. そこで惑星を小型化することにより, 格子点の数を維持したまま, 格子点間隔を小さくすることができ, 計算負荷を小さくすることができる.

惑星半径を小さくした先行研究としては, Michell and Vallis (2010) が挙げられる. Michell and Vallis (2010) では, 惑星半径のみを小さくし, 熱ロスビー数を変えることにより, 地球のような大気循環から金星やタイタンで発生する, スーパーローテーションへと変化するメカニズムについて考察を行っている. Michell and Vallis (2010) から示されるように, 惑星半径を小さくするのみでは小型化する前の惑星と異なる大気現象の構造が表現される. そこで熱ロスビー数を小型化前と同じ値に保つことにより, 小型化した惑星で小型化前の惑星と同様の大気の振る舞いを表現できると期待される.

熱ロスビー数を維持した惑星小型化の先行研究としては, Kuang et al. (2005), Semane and Bechtold (2015) が挙げられる. Kuang et al. (2005) では熱ロスビー数を地球の値と同じにし, 三次元雲解像モデルを小型化しており, Semane and Bechtold (2015) では熱ロスビー数を地球の値と同じにし, 湿潤大気における全球大気モデルの小型化実験を行っていた. どちらの論文においても小型化したことにより, どの程度小型化前の惑星の循環構造が維持されているのかは調べられておらず, また, 乾燥大気における鉛直対流についても調べられていない.

1.5 目的と論文の構成

本研究の目的は, 熱ロスビー数を固定し, 惑星を小型化することにより, 計算負荷を減らしつつ, 大規模な大気現象と鉛直対流を同時に表現できるようにすることである. 本研究では, 火星の鉛直対流を計算するための準備として地球条件における

惑星小型化実験を行った.

第 2 章では運動量方程式と熱力学方程式を無次元化し, 惑星小型化による大規模な大気現象への影響と惑星小型化の方法についてまとめている. 第 3 章では使用する数値モデルの概要について説明している. 第 4 章では, Held and Suarez (1994) の実験条件を用いた地球条件における実験, 熱ロスビー数を固定しない小型化実験, 熱ロスビー数を固定した実験についてまとめている. 第 5 章では, モデル最下層を静的不安定に変えた場合の惑星小型化実験の実験についてまとめている. 第 6 章では, 本研究のまとめを記している.

第2章　惑星小型化について

本章では, 運動量方程式と熱力学方程式の無次元化と方程式を元にした惑星小型化の方法についてまとめている. 2.1 節では方程式の無次元化を行う. 2.2 節で惑星を小型化した際の影響と小型化の方法について述べている.

2.1　方程式の無次元化

回転系におけるナビエストークス方程式 [Vallis (2017), 2.1.3 節 (2.16)] は,

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} + \boldsymbol{f} \times \mathbf{v} = -\nabla\Phi + \nu\nabla^2\mathbf{v} + \mathbf{F}, \tag{2.1}$$

$$\mathbf{F} = -k_v\mathbf{v} - \mathbf{g},$$

熱力学方程式 [Vallis (2017), 2.2.3 節 (2.43)],

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} + (\mathbf{v}\cdot\nabla)\theta = -k_T(\theta - \theta_{eq}) \tag{2.2}$$

$$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{D}t} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{r\cos\phi}\frac{\partial}{\partial\lambda} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\phi} + \frac{\partial}{\partial z}$$

を引用し, 惑星小型化の無次元化を行う. また, 外力, 熱強制として, Held and Suarez (1994) のレイリー摩擦とニュートン加熱冷却を用いている. 座標系は (λ, ϕ, r) の球面座標系である. それぞれ, 経度, 緯度, 半径となっている. ここで, 三次元の風速 $\mathbf{v} = (u, v, w)$, コリオリパラメータ $\boldsymbol{f} = (f_x, f_y, f_z)$, 重力加速度 $\mathbf{g} = (0, 0, g)$,　$f_z = f$, $\Phi = p/\rho$ である. $\mathbf{F}$ は外力, θ は温位, T は温度, p は気圧, ρ は密度, ν は動粘性係数, k_v はレイリー摩擦係数, k_T は ニュートン加熱冷却係数, θ_{eq} はニュートン加熱冷却の基準温度における温位である.
議論を簡単化するために重要な項のみ取り出し, 近似を行うこととする. 非粘性流体であり, 浅い流体の近似とすると運動量方程式は以下のようになる.

$$\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{v} + \boldsymbol{f} \times \mathbf{v} = -\nabla\Phi - k_v\mathbf{v} - \mathbf{g}. \tag{2.3}$$

(2.2), (2.3) を用いて, 球面座標系におけるの運動量方程式, 熱力学方程式の無次元化を行う.

2.1.1 運動量方程式と熱力学方程式の無次元化

運動量方程式, 熱力学方程式を無次元化する. 水平方向の風速スケールを U, 自転角速度を Ω, 地球半径を a, 鉛直スケールを H, 赤道と極の間の温度差を $(\Delta T)_y$ とする. $\hat{\mathbf{u}} = \mathbf{u}/U$, $\hat{\mathbf{v}} = \mathbf{v}/U$, $\hat{t} = 2\Omega t$, $\hat{\boldsymbol{f}} = \boldsymbol{f}/2\Omega$, $(\hat{\theta}, \hat{T}) = (\theta, T)/(\Delta T)_y$, $\hat{r} = r/a$, $\hat{z} = z/H$ と無次元量を定義する. 惑星スケールの現象について考えるため, 水平スケールの大きさを惑星半径 a として扱う. また, Φ は地衡流平衡の式

$$\boldsymbol{f} \times \mathbf{u} = -\nabla\Phi \tag{2.4}$$

からスケールを比較すると

$$\boldsymbol{f} \times \mathbf{u} = -\nabla\Phi \tag{2.5}$$

$$fU\hat{\boldsymbol{f}} \times \hat{\mathbf{u}} = -\frac{\Phi}{a}\nabla\hat{\Phi} \tag{2.6}$$

$$2\Omega U \sim \frac{\Phi}{a} \tag{2.7}$$

$$\Phi \sim 2\Omega U a \tag{2.8}$$

となるため, この $\hat{\Phi}$ を $\hat{\Phi} = \Phi/2\Omega U a$ と定義する.

静力学平衡の式は

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} = -g \tag{2.9}$$

であるため, Φ のスケールから, g の無次元量 $\hat{g}$ は

$$\hat{g} = \frac{H}{2\Omega U a} g \tag{2.10}$$

と表せる.

コリオリ力と気圧傾度力の釣り合いの式は

$$\boldsymbol{f} \times \mathbf{u} = -\nabla\Phi \tag{2.11}$$

であり, 式の y 成分について取り出し, z 微分を行うと

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{f}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right) \tag{2.12}$$

となる. 気体の状態方程式, $p/\rho = RT$, を, (2.12) に代入し整理すると,

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{f}\frac{\partial}{\partial z}\left(R\frac{\partial T}{\partial y}\right) \tag{2.13}$$

となる. ここで R は気体定数である. スケールを考えると

$$\frac{U}{H} \sim \frac{R}{2\Omega H}\frac{\Delta T}{\Delta y} \tag{2.14}$$

$$U \sim \frac{R}{2\Omega}(\Delta T)_y \tag{2.15}$$

となり, 水平方向の風速 U を $U = R(\Delta T)_y/2\Omega$ と表すことができる

球面座標における運動量方程式

運動量方程式, (2.1), より, 球面座標における運動量方程式は

$$\frac{\mathrm{D}u}{\mathrm{D}t} - \left(2\Omega + \frac{u}{a\cos\phi}\right)(v\sin\phi - w\cos\phi) = -\frac{1}{a\cos\phi}\frac{\partial\Phi}{\partial\lambda} - k_v u \tag{2.16}$$

$$\frac{\mathrm{D}v}{\mathrm{D}t} + \frac{wv}{a} + \left(2\Omega + \frac{u}{a\cos\phi}\right)u\sin\phi = -\frac{1}{a}\frac{\partial\Phi}{\partial\phi} - k_v v \tag{2.17}$$

$$\frac{\mathrm{D}w}{\mathrm{D}t} + \frac{u^2+v^2}{a} - 2\Omega u\cos\phi = -\frac{\partial\Phi}{\partial z} - g - k_v w \tag{2.18}$$

である. これらの式を定義した無次元量を用いて, 無次元化すると.

$$\begin{aligned}\frac{\partial\hat{u}}{\partial\hat{t}} + \frac{U}{2\Omega a}\left(\frac{\hat{u}}{\cos\phi}\frac{\partial\hat{u}}{\partial\lambda} + \hat{v}\frac{\partial\hat{u}}{\partial\phi} + \hat{w}\frac{\partial\hat{u}}{\partial\hat{z}}\right) - \left(\hat{v}\sin\phi + \frac{U}{2\Omega a}\hat{u}\hat{v}\tan\phi\right)\\ = \frac{1}{\cos\phi}\frac{\partial\Phi}{\partial\lambda} - \frac{k_v}{2\Omega}\hat{u}\end{aligned} \tag{2.19}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial\hat{v}}{\partial\hat{t}} + \frac{U}{2\Omega a}\left(\frac{\hat{v}}{\cos\phi}\frac{\partial\hat{v}}{\partial\lambda} + \hat{v}\frac{\partial\hat{v}}{\partial\phi} + \hat{w}\frac{\partial\hat{v}}{\partial\hat{z}}\right) + \hat{u}\sin\phi + \frac{U}{2\Omega a}\hat{u}^2\tan\phi\\ = -\frac{\partial\hat{\Phi}}{\partial\phi} - \frac{k_v}{2\Omega}v\end{aligned} \tag{2.20}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial\hat{w}}{\partial\hat{t}} + \frac{U}{2\Omega a}\left(\frac{\hat{u}}{\cos\phi}\frac{\partial\hat{w}}{\partial\lambda} + \hat{v}\frac{\partial\hat{w}}{\partial\phi} + \hat{w}\frac{\partial\hat{w}}{\partial\hat{z}}\right) + \frac{U}{2\Omega a}\frac{a}{H}(\hat{u}^2+\hat{v}^2) - \frac{a}{H}\hat{u}\cos\phi\\ = -\left(\frac{a}{H}\right)^2\left(\frac{\partial\hat{\Phi}}{\partial\hat{z}} - \hat{g}\right) - \frac{k_v}{2\Omega}\hat{w}\end{aligned} \tag{2.21}$$

となる. ここで, 水平方向の鉛直速度を伴うコリオリ力項と uw/r, vw/r は他の項にくらべてとても小さいので無視することとする. a/H はアスペクト比の逆数である.

ロスビー数 Ro は

$$Ro \equiv \frac{U}{2\Omega a} \tag{2.22}$$

と表され, $U = R(\Delta T)_y/2\Omega L$ を代入すると

$$Ro_T \equiv \frac{U}{2\Omega a} = \frac{R(\Delta T)_y}{(2\Omega a)^2} \tag{2.23}$$

となり, ロスビー数を熱ロスビー数 Ro_T として定義することとする. (2.19), (2.20), (2.21) を Ro_T を用いて表すと,

$$\begin{aligned}\frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{t}} + Ro_T\left(\frac{\hat{u}}{\cos\phi}\frac{\partial \hat{u}}{\partial \lambda} + \hat{v}\frac{\partial \hat{u}}{\partial \phi} + \hat{w}\frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{z}}\right) - (\hat{v}\sin\phi + Ro_T\hat{u}\hat{v}\tan\phi) \\ = \frac{1}{\cos\phi}\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} - \frac{k_v}{2\Omega}\hat{u}\end{aligned} \tag{2.24}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{t}} + Ro_T\left(\frac{\hat{v}}{\cos\phi}\frac{\partial \hat{v}}{\partial \lambda} + \hat{v}\frac{\partial \hat{v}}{\partial \phi} + \hat{w}\frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{z}}\right) + \hat{u}\sin\phi + Ro_T\hat{u}^2\tan\phi \\ = -\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \phi} - \frac{k_v}{2\Omega}v\end{aligned} \tag{2.25}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{t}} + Ro_T\left(\frac{\hat{u}}{\cos\phi}\frac{\partial \hat{w}}{\partial \lambda} + \hat{v}\frac{\partial \hat{w}}{\partial \phi} + \hat{w}\frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{z}}\right) + Ro_T\frac{a}{H}(\hat{u}^2 + \hat{v}^2) - \frac{a}{H}\hat{u}\cos\phi \\ = -\left(\frac{a}{H}\right)^2\left(\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \hat{z}} - \hat{g}\right) - \frac{k_v}{2\Omega}\hat{w}\end{aligned} \tag{2.26}$$

となる.

熱力学方程式

熱力学方程式, (2.2), を定義した無次元量を用いて, 無次元化する. 極座標における熱力学方程式は

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{u}{a\cos\phi}\frac{\partial \theta}{\partial \lambda} + \frac{v}{a}\frac{\partial \theta}{\partial \phi} + w\frac{\partial \theta}{\partial z} = -k_T(\theta - \theta_{eq}) \tag{2.27}$$

である. 運動量方程式と同様にして無次元化を行うと

$$\frac{\partial \hat{\theta}}{\partial \hat{t}} + Ro_T \left(\frac{\hat{u}}{\cos\phi} \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial \lambda} + \hat{v} \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial \phi} + \hat{w} \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial z} \right) = -\frac{k_T}{2\Omega} (\hat{\theta} - \hat{\theta_{eq}}) \tag{2.28}$$

となる.

2.1.2　無次元化を行った式について

惑星半径を $1/\alpha$ 倍, 自転角速度を α 倍として惑星を小型化した場合, これらの惑星半径と自転角速度を (2.24), (2.25), (2.28) に代入すると熱ロスビー数 は 1 倍惑星のときと同じ値となるが, $k_v/2\Omega$, $k_T/2\Omega$ は $1/\alpha$ 倍となってしまう. そのため, 摩擦係数 k_v, k_T をそれぞれ を α 倍することにより, 小型化前の方程式と (2.24), (2.25), (2.28) を同じ方程式として表すことができ, 小型化惑星と 1 倍惑星で同様の大気現象が発生すると期待される. また, (2.26) に関して, 左辺第 5 項, 第 6 項, 右辺第 1 項が 1 倍惑星と異なる値となる. 半径を小型化していくことで静力学平衡を示す右辺第 1 項以外の項の影響が強まることとなるが, 右辺第一項の大きさが大きいため惑星規模の大気現象には影響は出ないと考えられる.

2.2　惑星小型化

惑星を小型化するために, 惑星半径を $1/\alpha$ 倍として, それに合わせて熱ロスビー数, $k_v/2\Omega$, $k_T/2\Omega$ が変わらないよう自転角速度と摩擦, 加熱の時間スケールの逆数を α 倍に大きくして調整する (図 2.1). 各無次元数の大きさを維持したまま, 惑星半径, 自転角速度などを変えれば, 前節で表した無次元化の式より, 小型化した惑星で 1 倍の惑星と同様の大気循環の構造を保つと期待される. また, 水平スケールの大きな大気現象は自転による影響を受けるが, 鉛直対流などの水平スケールの小さい大気現象は時間スケールが数時間と自転の時間スケールと比較してとても短いため, 自転角速度が早くなったことによる影響は少ない. そのため, 小型化した惑星においても鉛直対流は計算できると考えられる.

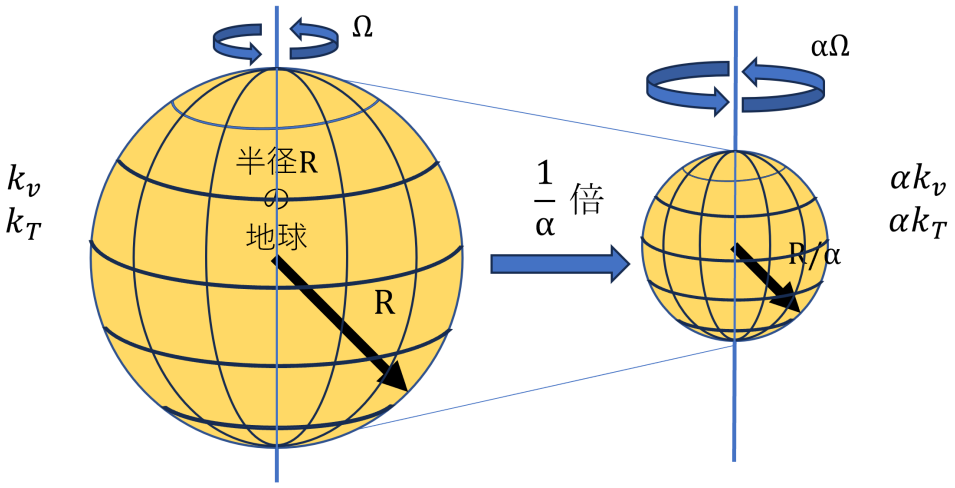

図 2.1: 惑星小型化のイメージ図.

第3章　数値モデルの概要

3.1 SCALE Global Model

使用する数値モデルは SCALE Global Model (SCALE-GM)(https://scale.riken.jp/ja/scale-gm/) である．この数値モデルは, 理化学研究所計算科学研究センター (RIKEN R-CCS) を中心に開発が進められている基盤ライブラリである, SCALE ライブラリを利用している全球大気モデルである.

3.1.1 力学コア

格子システムは正二十面体格子である. (Tomita and Satoh, 2004)

支配方程式系は三次元完全圧縮非静力学方程式系である. (Tomita and Satoh, 2004)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = 0, \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) = -\nabla p - \rho g \hat{\mathbf{k}} - 2\rho \Omega \times \mathbf{v}, \tag{3.2}$$

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla \cdot (h \rho \mathbf{v}) = \mathbf{v} \cdot \nabla p + q_{\mathrm{heat}}. \tag{3.3}$$

(3.1), (3.2), (3.3) はそれぞれ連続の式, 運動量方程式, 熱力学方程式である．ここでは, ρ, $\mathbf{v}$, e, h, p はそれぞれ密度, 速度, エネルギーの初期値, エンタルピー, 圧力である．また, g, Ω, q_{heat} は重力加速度, 自転角速度, 加熱率である．t, $\hat{\mathbf{k}}$ は時間, 鉛直方向の単位ベクトルである．理想気体においては, $e = C_v T$, $h = C_p T$, $p = \rho R_d T$ であり, C_v, C_p, R_d, T は定積比熱, 定圧比熱, 乾燥大気における気体定数, 気温である.

3.2 物理過程

本研究では, 物理過程として, Held and Suarez (1994) (以後, ‘HS94 ’) の実験条件である, レイリー摩擦とニュートン加熱冷却を用いる.

3.2.1 Held and Suarez (1994) について

HS94 では地球における大規模な循環を大気モデルを用いて計算し, 大気モデルの力学コアを評価するための実験を提示している. 使用する物理過程をニュートン加熱冷却とレイリー摩擦に統一することで, 物理過程に依存せずに大気モデルを評価することができる.

3.2.2 レイリー摩擦

運動量方程式における摩擦の項は

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \ldots - k_v(\sigma)\mathbf{v}, \tag{3.4}$$

$$k_v = k_f \max\left(0, \frac{\sigma - \sigma_b}{1-\sigma}\right) \tag{3.5}$$

$$\sigma_b = 0.7, \quad k_f = 1\ day^{-1},\ p_0 = 1000\ \mathrm{mb},$$
$$\kappa = \frac{R}{c_p},\ c_p = 1004\ \mathrm{J\ (kg\ K)}^{-1}$$

である. ここで σ は $\sigma = p/p_s$ であり, k_f は摩擦係数である. また p_s は地表面の気圧であり, c_p は定圧比熱, σ_b は大気境界層の上部境界における σ である.

3.2.3 ニュートン加熱冷却

熱力学方程式における加熱冷却の項は

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \ldots - k_T(\phi, \sigma)[T - T_{eq}(\phi, p)], \tag{3.6}$$

$$T_{eq} = \max\left(200\mathrm{K}, \left[315\mathrm{K} - (\Delta T)_y \sin^2\phi - (\Delta\theta)_z \log\left(\frac{p}{p_0}\right)\cos^2\phi\right]\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\kappa}\right), \quad (3.7)$$

$$k_T = k_a + (k_s - k_a)\max\left(0, \frac{\sigma - \sigma_b}{1-\sigma}\right)\cos^4\phi \quad (3.8)$$

$$k_a = 1/40\ day^{-1},\ k_s = 1/4\ day^{-1},$$
$$(\Delta T)_y = 60\ \mathrm{K},\ (\Delta\theta)_z = 10\ \mathrm{K}$$

である. ここで T_{eq}, ϕ, $(\Delta T)_z$, $(\Delta\theta)_z$, p_0, c_p は放射平衡温度, 緯度, 赤道から極までの南北温度差, 鉛直温位差, 基準気圧, 定圧比熱である.

第4章　惑星小型化実験

本章では熱ロスビー数を維持した小型化惑星で一倍惑星と同様の大規模な大気循環が表現されるのかを調べる. HS94 の実験条件を用いた大規模な大気循環の計算を 1 倍惑星とする. 本章の構成は, 4.1 節で HS94 の実験条件を標準実験として, 東西風, 質量流線関数, 気温の分布を示す. 4.2 節で熱ロスビー数を維持しない場合の惑星小型化実験の実験条件と結果を説明する. 4.3 節で熱ロスビー数を維持した場合の惑星小型化実験の結果を説明する. 4.4 節で 第 4 章のまとめを記す.

4.1　1 倍実験

HS94 の実験条件を用いて地球大気条件下での計算を行う. この結果は小型化した惑星において表現された大規模循環と比較するための基準とする. 本論文ではこの実験を 1 倍実験と表現している.

4.1.1　実験設定

外力, 放射過程は前節で示したレイリー摩擦とニュートン加熱冷却を用いる. 湿潤過程, 地表面過程はない. 気温分布, 風速の初期条件は 図 4.1 に示すような放射平衡温度場の静止大気としている. 積分時間は惑星が 750 回転する時間である. 鉛直方向の格子点間隔は 600 m である. その他, パラメータや水平方向の格子点間隔は 表 4.1 にまとめている.

表 4.1: 1 倍実験のパラメータ, 格子点間隔

惑星半径 $R(\times 10^6$ m)	自転角速度 Ω ($\times 10^{-5}$ 1/s)	摩擦の時定数 k_f ($\times 10^{-5}$ 1/s)	加熱の時定数 1 k_a ($\times 10^{-5}$ 1/s)	加熱の時定数 2 k_s ($\times 10^{-5}$ 1/s)	熱ロスビー数 Ro_T	水平格子点間隔 d (km)
6.37122	7.292	1.6	0.029	0.29	0.02	223

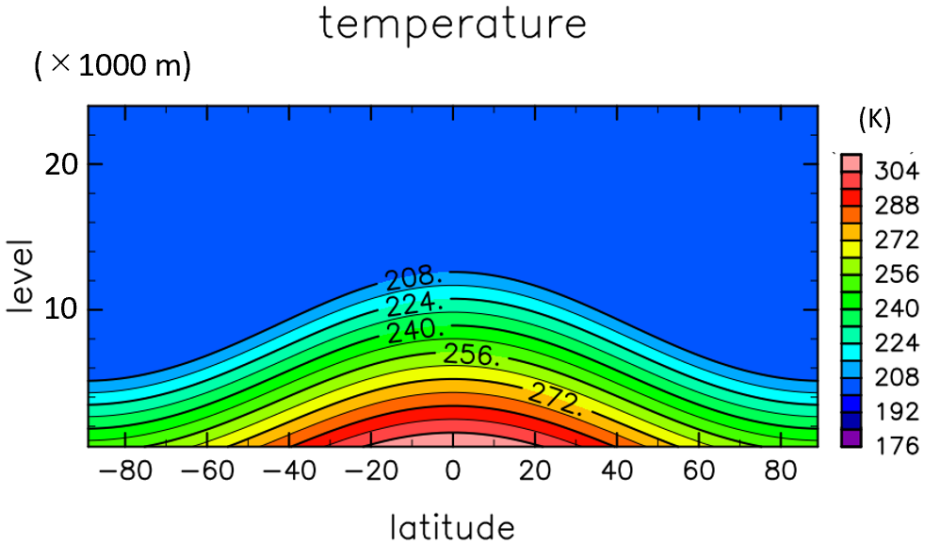

図 4.1: 初期条件に用いた気温分布である. 横軸が緯度, 縦軸が経度であり, 赤道に対して対称な気温分布となっている.

4.1.2 質量流線関数について

質量流線関数 Φ は,

$$\overline{\rho}\overline{v} = -\frac{1}{\cos\phi}\frac{\partial\Psi}{\partial z}, \quad \overline{\rho}\overline{w} = \frac{1}{a\cos\phi}\frac{\partial\Psi}{\partial\phi}$$

と定義する. 風がどのように循環するのかを知ることができるため, 大規模な循環がどのように分布しているのか知ることに役立つ物理量である.

4.1.3 結果

HS94 実験の条件を用いて計算した, 東西風, 質量流線関数, 気温の結果について以下にまとめている. それぞれ, 東西平均と 400 – 750 回転のデータを用いて時間平均を行っている.

東西風

図 4.2 (a) は東西風の子午面分布である. 両半球において, 東西風分布が赤道に対し対称となっている. 両半球緯度 20 度, 40 度付近に西風の強い領域が存在している. これらはそれぞれ, 亜熱帯ジェットと寒帯ジェットである. 両半球緯度 0 度から 30 度の地表面付近には東風が吹いている.

子午面流線関数

図 4.2 (b) は質量流線関数である. 北半球には北緯 0 – 30 度付近に時計回り, 北緯 30 – 50 度付近に反時計回りの循環, 北緯 60 – 90 度付近に時計回りの循環が見られる. また, 南半球では南緯 0 – 30 度付近と南緯 60 – 90 度付近に反時計回り, 南緯 30 – 50 度付近に時計回りの循環が見られる. 両半球, 緯度 0 – 20 度付近の循環はハドレー循環, 緯度 30 – 50 度付近の循環はフェレル循環, 緯度 60 – 90 度付近の循環は極循環である.

気温場

図 4.2 (c) は気温の子午面分布である. 両半球とも緯度 0 – 40 度付近まで南北方向の温度勾配が小さい. これはハドレー循環による熱輸送による影響である. また, 両半球において緯度 40 – 60 度付近まで赤道付近と比べて温度勾配が大きくなっている. この領域には移動性の高気圧や低気圧が存在しており, これらの擾乱の影響によりフェレル循環は形成されている.

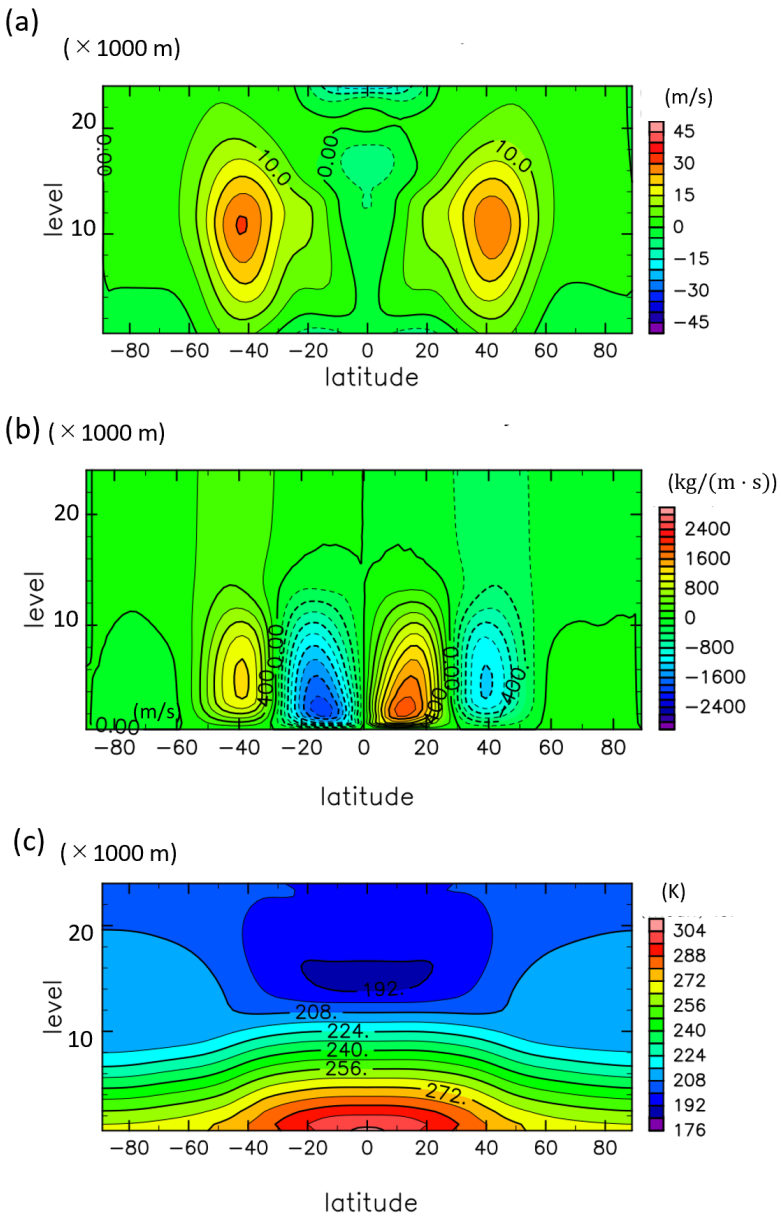

図 4.2: HS94 の実験条件で地球大気を計算した (a) 東西風, (b) 質量流線関数, (c) 気温の分布図である. それぞれ東西平均, 350 回転分の時間平均を行っている. 横軸が緯度, 縦軸が高度となっている.

4.2　熱ロスビー数を固定しない場合の惑星小型化実験

自転角速度を固定して惑星半径を小さくし, 熱ロスビー数を大きくしていく場合, 1 倍実験の結果と比較し, 小型化惑星で発生する大規模な大気循環がどのように変化するのか確認する.

4.2.1　実験設定

惑星半径のみを 1, 1/2, 1/4, 1/10, 1/16, 1/32 倍に小さくし, 実験を行う. この実験においてはすべて 1 倍で行うこととする. 物理過程, 湿潤過程, 地表面過程, 初期条件, 放射平衡温度場, 鉛直方向の格子点間隔はすべて 1 倍実験と同じである. 積分時間は 1, 1/2, 1/4, 1/10, 1/16, 1/32 倍でそれぞれ, 750, 325, 187.5, 75, 46.8, 23.4 回転となっている. 各実験におけるパラメータと水平方向の格子点間隔に関しては表 4.2 にてまとめている.

表 4.2: パラメータ, 格子点間隔

実験	半径 $R(\times 10^6$ m)	自転角速度 Ω ($\times 10^{-5}$ 1/s)	摩擦の時定数 k_f ($\times 10^{-5}$ 1/s)	加熱の時定数 1 k_a ($\times 10^{-5}$ 1/s)	加熱の時定数 2 k_s ($\times 10^{-5}$ 1/s)	熱ロスビー数 Ro_T	水平格子点間隔 d (km)
1 倍	6.37122	7.292	1.6	0.029	0.29	0.02	223
1/2 倍	3.18561					0.08	111
1/4 倍	1.59280					0.32	55
1/10 倍	0.63712					1.99	22
1/16 倍	0.39820					5.09	13
1/32 倍	0.19910					20.38	7

4.2.2　結果

熱ロスビー数を固定せずに惑星小型化を行った場合の東西風, 子午面質量流線関数, 気温分布について調べ, 1 倍惑星との比較を行った結果を以下にまとめている. それぞれの半径において, 1 倍実験と同様の東西平均を行っている.

東西風

図 4.3 は東西風の東西平均子午面分布である. どの半径においても, 両半球において, 高度 13 km 付近で西風の風速が強い領域が発生していた. 惑星半径が小さく

なると共に, 西風の極大値の分布が両半球ともに極付近に近づいていった. また, 惑星半径が 1 から 1/4 倍までは半径が小さくなるごとに西風の風速の極大値が強くなっていたが, 1/4 から 1/32 倍までは半径が小さくなるとともに弱くなっていった.

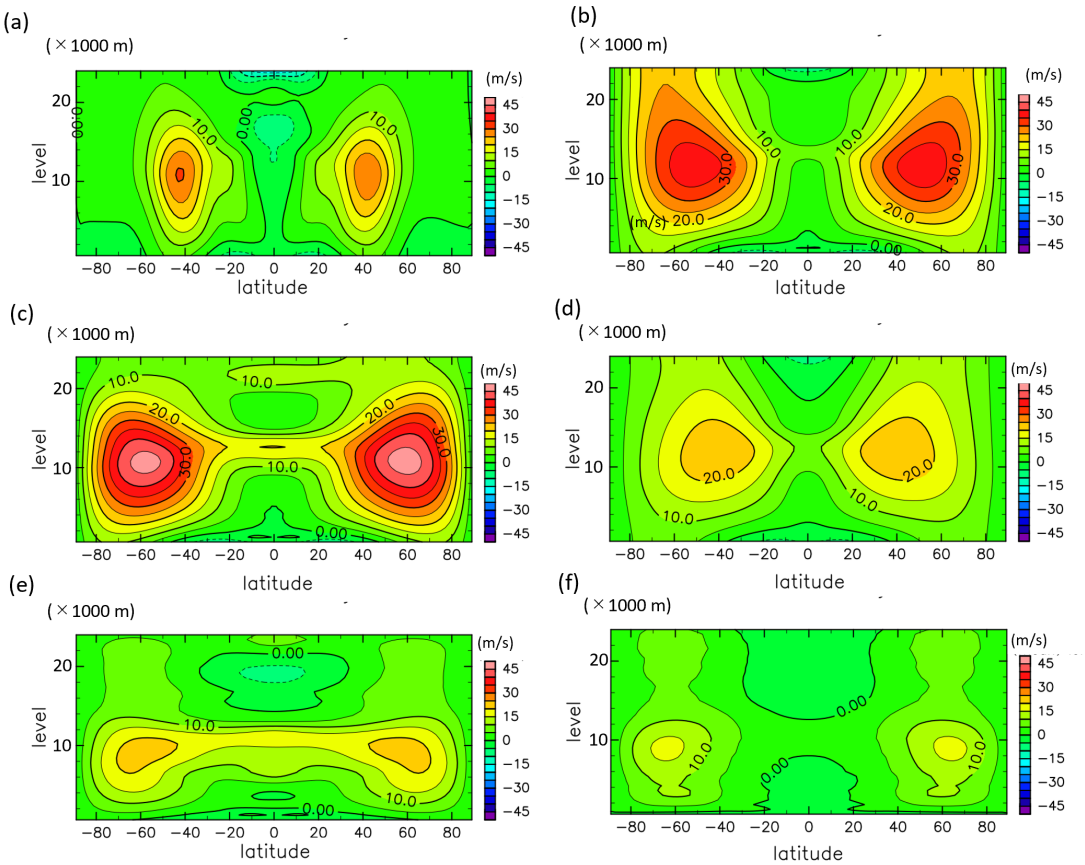

図 4.3: ロスビー数を固定せず, 半径を小さくした惑星における東西風分布である. それぞれ半径を (a) 1 倍, (b) 1/2 倍, (c) 1/4 倍, (d) 1/10 倍, (e) 1/16 倍, (f) 1/32 倍としている. すべて東西平均し, 350, 175, 87.5, 35, 21.8, 10.9 回転分時間平均を行っている.

子午面質量流線関数

図 4.4 は質量流線関数である. 両半球において赤道付近にハドレー循環, 中緯度付近にフェレル循環が存在している. 半径が小さくなるとともにハドレー循環, フェレル循環どちらも循環の南北方向の幅が広くなっていき, 質量流線関数が小さくなっていった. それに合わせて, 極循環が消滅していった. また, 循環の高度も低くなっ

ていった.　惑星半径が 1/10 となるときに最も質量流線関数が小さくなり, 1/16 倍で 1/10 倍よりも大きくなり, 1/32 倍でまた小さくなった.

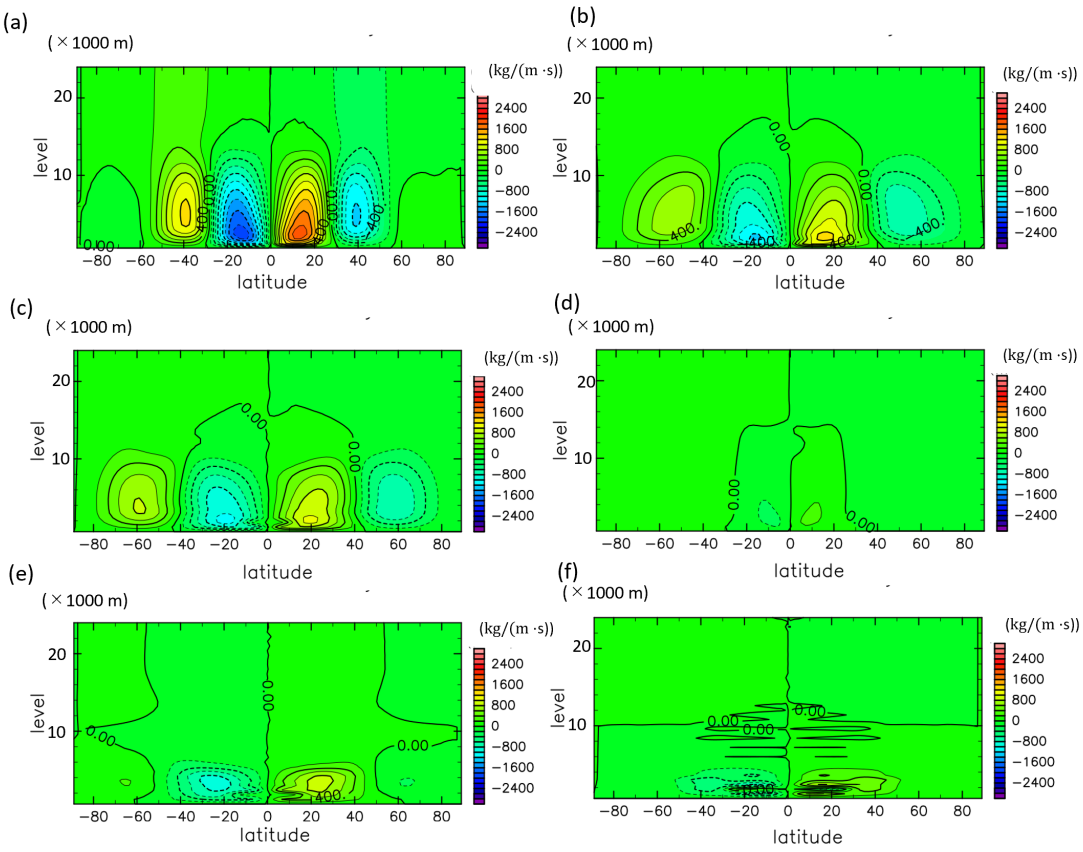

図 4.4: 図 4.3 と同じ. ただし質量流線関数について.

気温場

図 4.5 は東西平均した気温の子午面分布である. 1 倍実験と比較すると, 惑星半径を小さくすることに合わせて, 温度勾配が小さい領域が増加した. これはハドレー循環が 1 倍実験よりも広い範囲で熱を輸送するため, 温度勾配が小さい領域が増加したのだと考えられる.

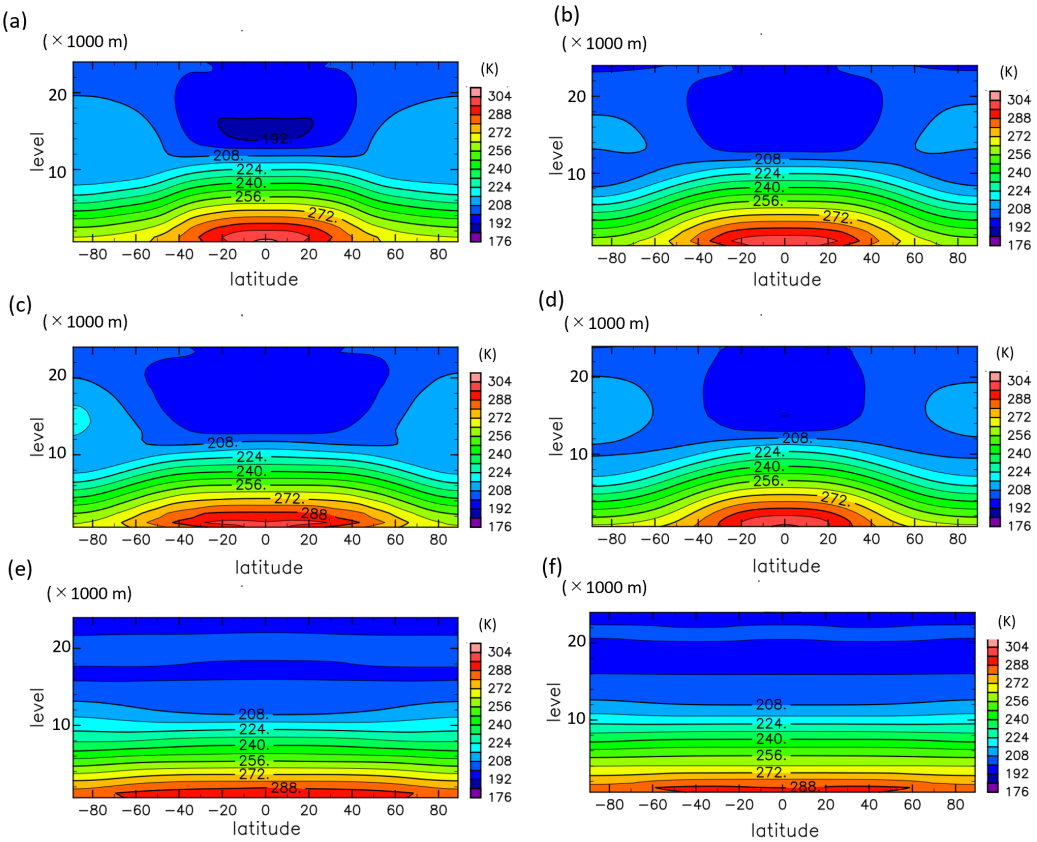

図 4.5: 図 4.3 と同じ. ただし気温の子午面分布について.

4.3　熱ロスビー数を固定した場合の惑星小型化実験

熱ロスビー数を 1 倍実験と同じ値に固定し, 惑星小型化を行った場合, 1 倍惑星の大規模な大気循環の構造を表現できるのか調べる.

4.3.1　実験設定

惑星半径を 1, 1/2, 1/4, 1/10, 1/16, 1/32 倍と小さくし, 実験を行う. その際に, 熱ロスビー数を 1 倍実験と同じになるよう, 自転角速度を半径に合わせ, 調整する. また, 自転角速度を変化させると, それで規格化した時定数の大きさが変わってしまうため, それらが変わらないように, 摩擦と加熱の時定数も調整する. 各半径におけるパラメータと格子点間隔に関しては表 4.3 にてまとめている.

表 4.3: パラメータ, 格子点間隔

実験	半径 $R(\times 10^6$ m)	自転角速度 Ω ($\times 10^{-5}$1/s)	摩擦の時定数 k_f ($\times 10^{-5}$1/s)	加熱の時定数 1 k_a ($\times 10^{-5}$1/s)	加熱の時定数 2 k_s ($\times 10^{-5}$1/s)	熱ロスビー数 Ro_T	水平格子点間隔 d (km)
1 倍	6.37122	7.292	1.6	0.029	0.29		223
1/2 倍	3.18561	14.584	3.2	0.058	0.58		111
1/4 倍	1.59280	29.168	6.4	0.116	1.16	0.02	55
1/10 倍	0.6.3712	72.92	16.0	0.290	2.90		22
1/16 倍	0.39820	116.67	25.6	0.464	4.64		13
1/32 倍	0.19910	233.34	51.2	0.928	9.28		7

4.3.2　結果

熱ロスビー数を固定し, 惑星小型化を行った場合の東西風, 子午面質量流線関数, 気温分布について調べ, 1 倍惑星との比較を以下にまとめている. また, それぞれの半径において, 1 倍実験と同様の東西平均と時間平均を行っている.

東西風

図 4.6 は東西風の東西平均子午面分布である. 両半球において, 緯度 20 – 60 度付近, 高度 13 km 付近で西風が強くなっていた. 緯度 20 度 と 40 度付近で西風の強い領域があり, 亜熱帯ジェットと寒帯ジェットが存在していた. 1 倍惑星と比較して, 惑星半径が小さくなっても, 西風の極大値と亜熱帯ジェットと寒帯ジェットの位置

は変化しなかったが, 惑星半径が小さくなると共に赤道付近で東風の強い領域が発生し, 高度 24 km から 10 km 付近まで東風の極大値がの高度が下がってきていた. また, 緯度 40 – 60 度付近で西風の強い領域が高度方向に伸びていた.

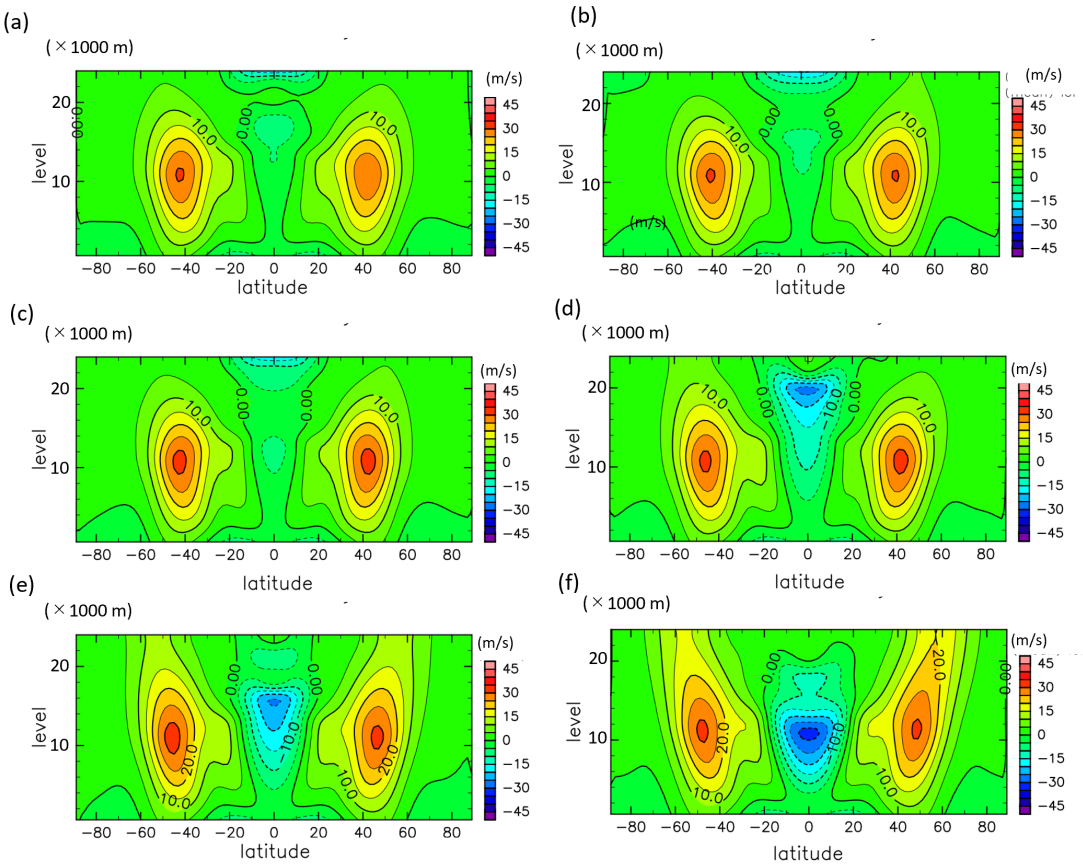

図 4.6: 熱ロスビー数を 1 倍実験と同じ値に固定し, 半径を小型化した実験における東西風分布である. それぞれ半径を (a) 1 倍, (b) 1/2 倍, (c) 1/4 倍, (d) 1/10 倍, (e) 1/16 倍, (f) 1/32 倍としている. すべて東西平均し, 350 回転分時間平均を行っている.

子午面質量流線関数

図 4.7 は質量流線関数である. すべての半径において, 両半球において赤道付近にハドレー循環, 中緯度付近にフェレル循環, 高緯度付近に極循環が存在している. 1 倍惑星と比較すると, 半径が小さくなるにつれて, 両半球緯度 0 – 20 度までのハ

ドレー循環の上部が極側に少し傾いていた. またフェレル循環の南緯 40 度付近の質量流線関数が 2400 kg/(m · s) の領域が緯度 50 度付近にまで広がっていた. しかし, 半径が小さくなっても, 三つの大規模循環の分布と質量流線関数の大きさは大きく変化しなかった.

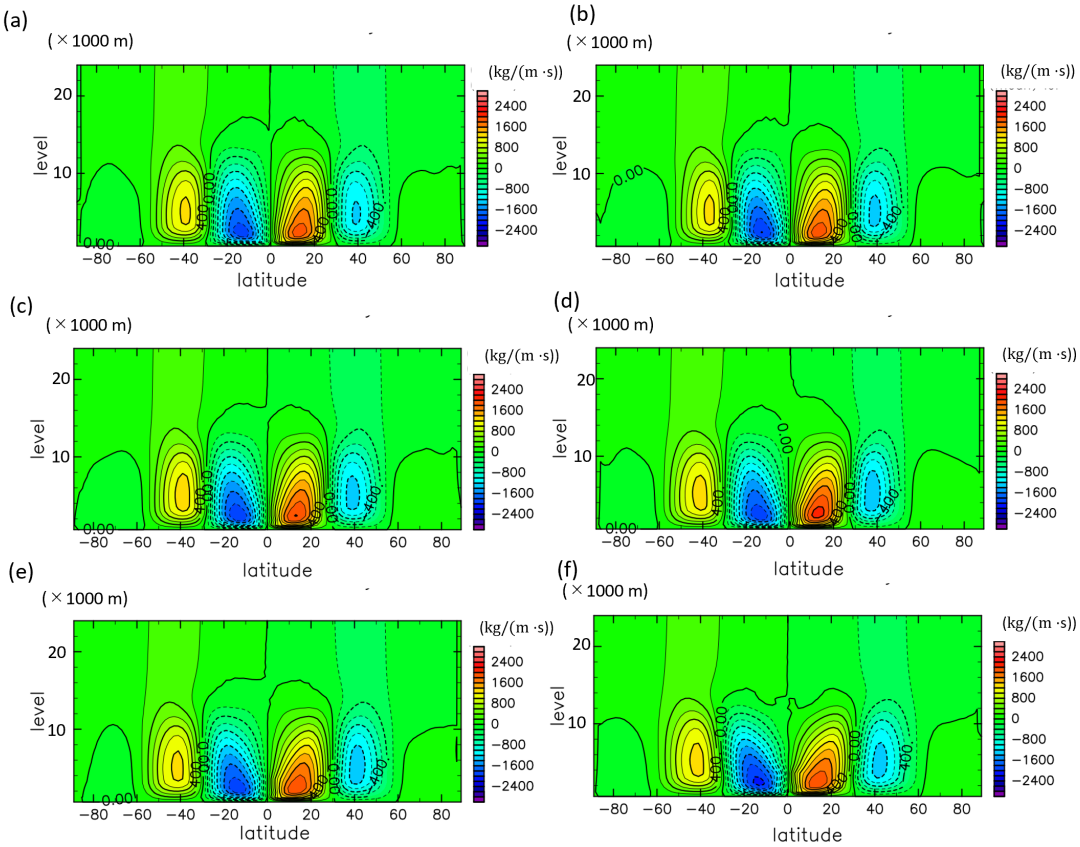

図 4.7: 図 4.6 と同じ. ただし, 質量流線関数について.

気温場

図 4.8 は東西平均した気温の子午面分布である. すべての半径において, 両半球とも, 緯度 0 – 40 度付近までは温度勾配が小さい領域, 緯度 40 – 60 度までは温度勾配が大きい領域が発生していた. 1 倍実験の結果と比較をすると, 半径を小さくした場合の気温分布は大きく変化しなかった.

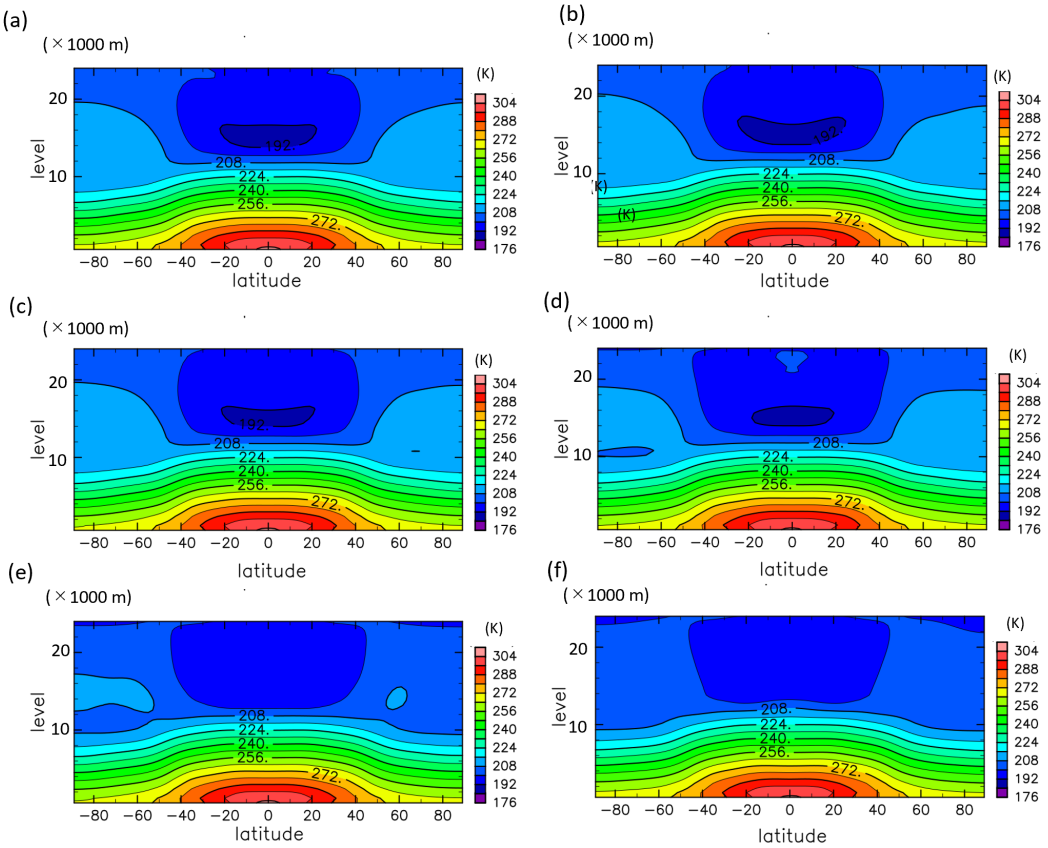

図 4.8: 図 4.6 と同じ. ただし, 気温分布である.

東西風分布の高度変化

図 4.9, 4.10, 4.11 は 高度 1800 m, 10200 m, 19800 m における, (a) 熱ロスビー数が 1 倍惑星と異なる (b) 熱ロスビー数が 1 倍惑星と同じ場合の東西風の緯度分布である. (a) と (b) では東西風分布が大きく異なっていた. (a) においては半径が小さくなるほどに, 赤道付近の東風が弱まり, 西風に変化していた. (b) においては, 高度 1800 m の分布が半径を変えても大きく変化しなかった. 高度 19800 m においては半径が小さくなると共に西風の極大値が大きくなり, 両半球の緯度 0 – 20 度において東風が強くなっていた. 10200 m は両半球緯度 20 – 60 度まで, どの高度においても 1 倍地球と似た分布となっていた.
図 4.10 において, 惑星半径が小さくなっても, 両半球緯度 20 – 60 度においては, 二つの西風の極大が存在していることが確認できる. これから, 惑星を小型化しても, 亜熱帯ジェット, 寒帯ジェットの二つの西風ジェットの構造を表現することができていると考えられる. しかし, 西風の極大値の緯度は半径が小さくなるにつれて極側に 5 度から 10 度ほどずれ, 緯度 0 – 20 度付近では半径が小さくなるごとに東風が強くなっていった. このことは鉛直方向の高度を変えなかったことによる, アスペクト比が変化したことの影響ではないかと考えられるが, 現状分かっていない.

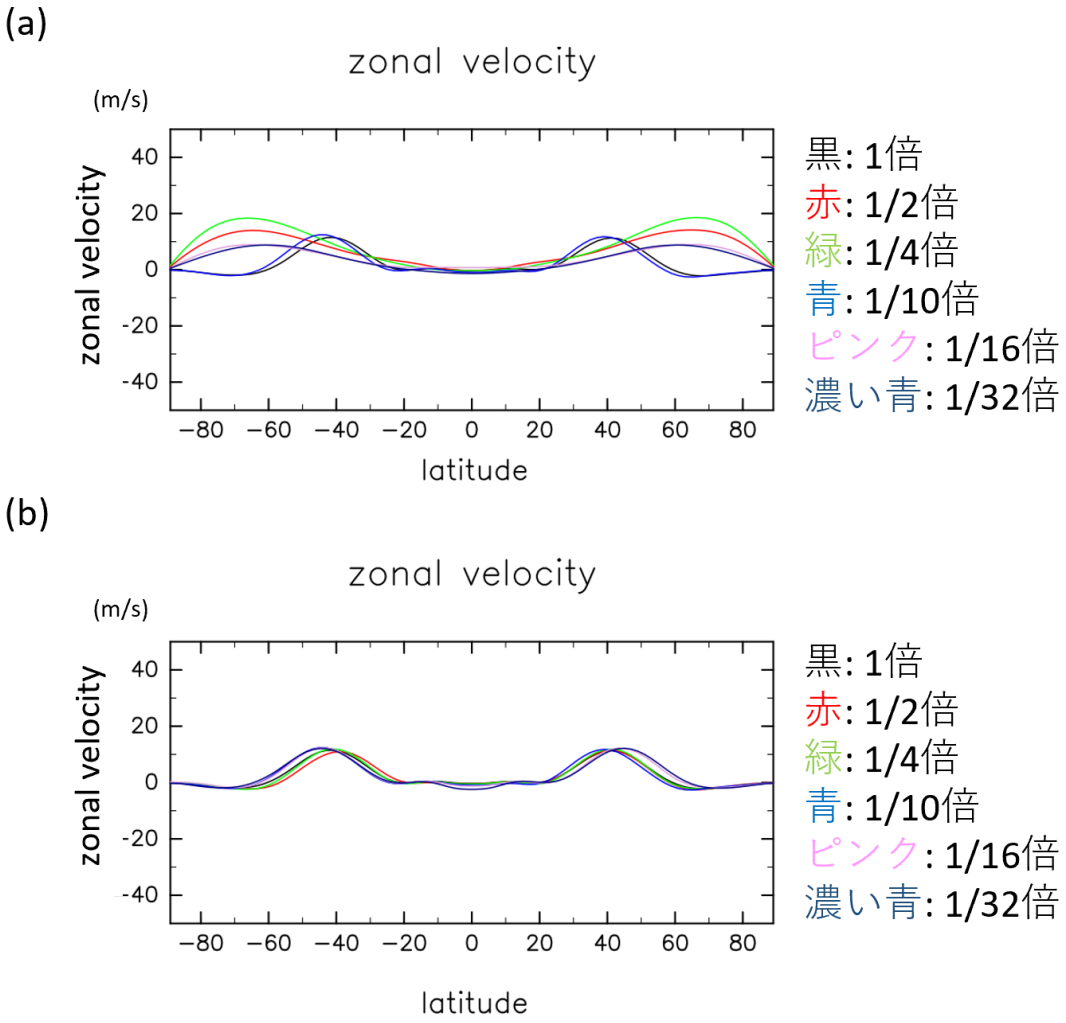

図 4.9: 高度 1800 m における (a) 熱ロスビー数が 1 倍惑星と異なる (b) 熱ロスビー数が 1 倍惑星と同じ場合の東西風の緯度分布である. 横軸が緯度, 縦軸が風速である.

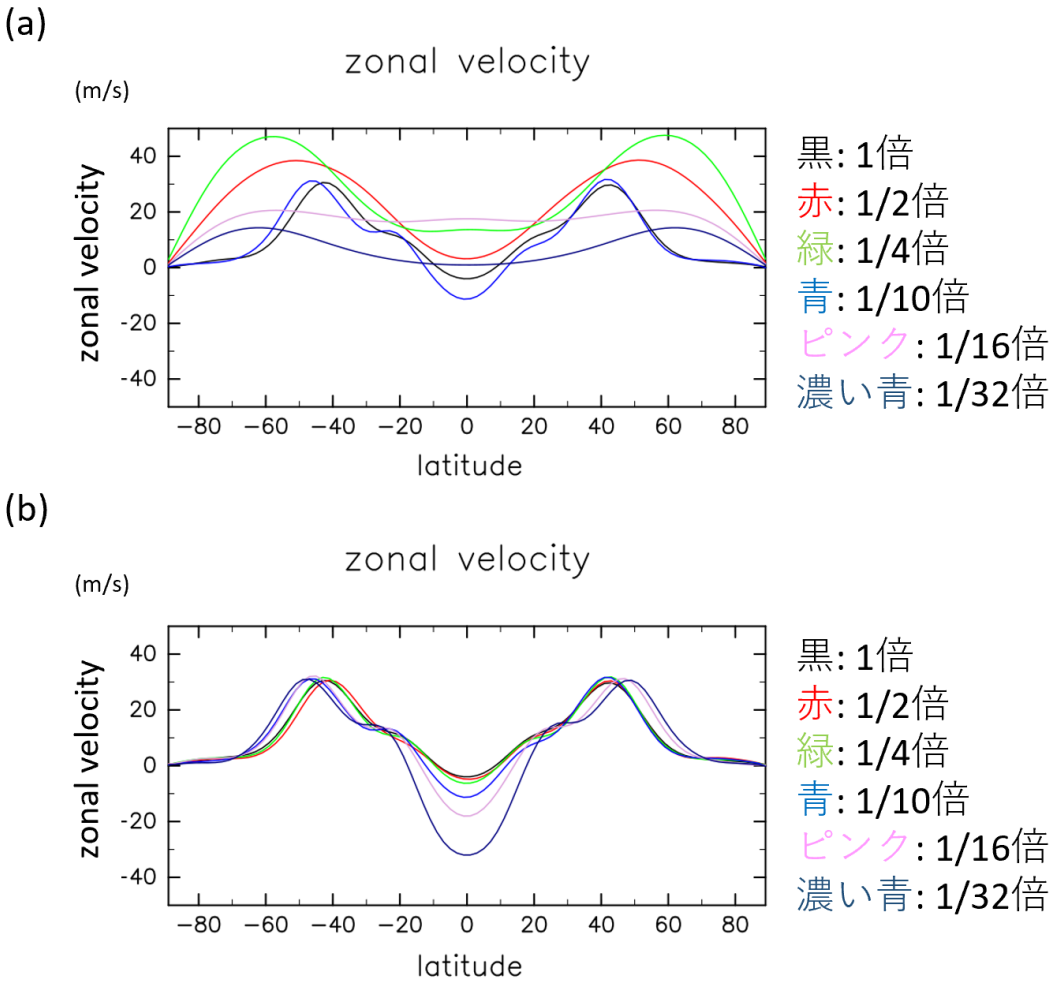

図 4.10: 図 4.9 と同じ. ただし, 高度 10200 m 東西風の緯度分布.

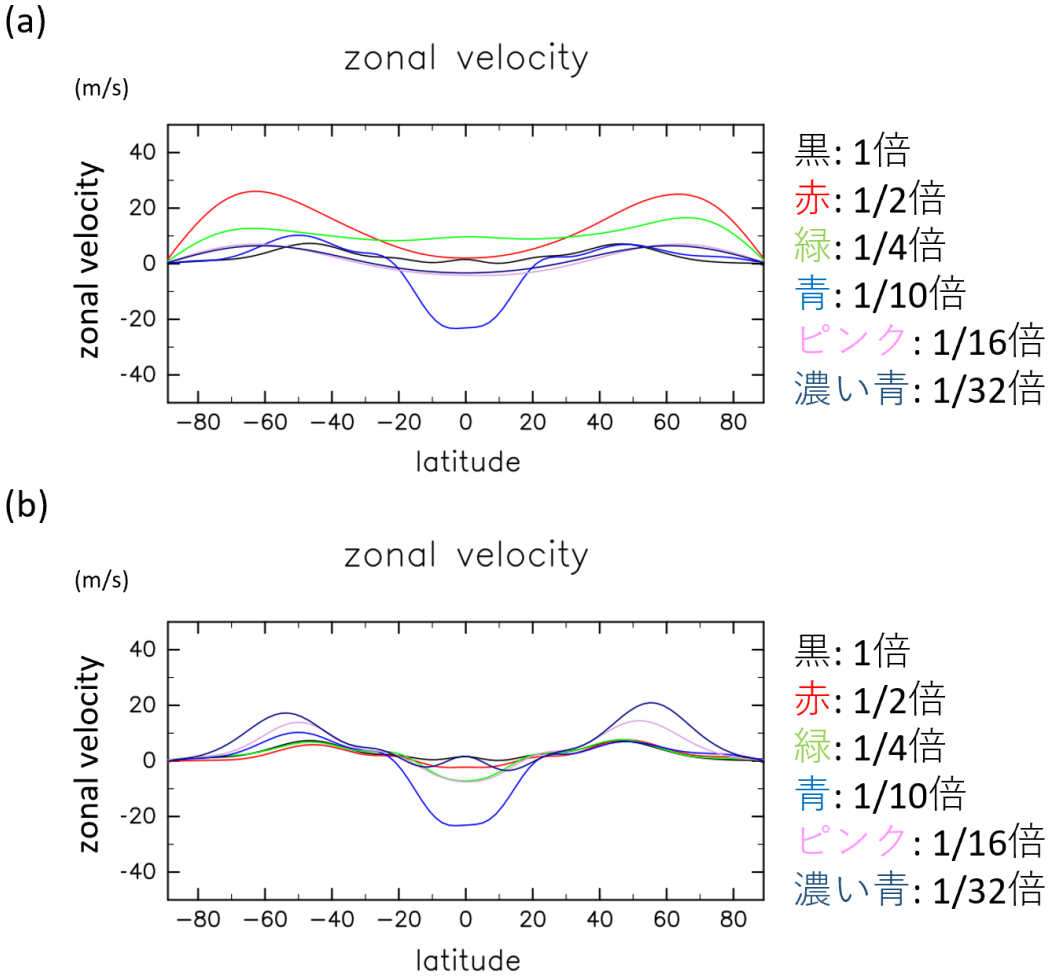

図 4.11: 図 4.9 と同じ. ただし, 高度 19800 m 東西風の緯度分布.

4.4　第 4 章のまとめ

HS94 の実験条件を用いて, 1 倍実験の熱ロスビー数を維持しない惑星小型化と維持した惑星小型化を行い, 1 倍惑星との結果の違いについて比較を行った. 熱ロスビー数を維持しない場合, 1 倍地球と大きく異なる大規模な大気現象が発生したが, 各半径において積分時間が異なるため, 今回の実験では熱ロスビー数を維持しない場合にどのような大規模循環が発生するのかを調べることができなかった. 熱ロスビー数を維持した場合, 1 倍惑星と似た大規模循環の構造, 気温分布となることが分かった. 熱ロスビー数を維持した場合の惑星のにおける東西風に関して, 半径が小さくなると共に, 西風の極大値が 5 度から 10 度ほどずれ, 東風が強い領域が高度 24 km から 10 km へと降下し, 緯度 40 – 60 度付近で西風の強い領域が高度方向に伸るという異なる分布が見られた. また, 質量流線関数に関して, ハドレー循環の上部が極側に傾き, またフェレル循環の質量流線関数が 2400 kg/(m · s) の領域が広がるということがあった. これらは惑星を小型化したときに鉛直方向の厚みを変えていないことによる, 水平方向と鉛直方向のアスペクト比が変わったことによる効果であることが考えられるが詳しい原因は分かっていない.

第5章　モデル最下層を静的不安定な状態に場合の惑星小型化実験

本章では熱ロスビー数を維持し小型化した惑星で, 鉛直対流を表現することができるのかを調べる. 計算モデルの最下層のみ静的安定度を負にし, 最下層付近を対流不安定にし流れの様子を観察する..

5.1　鉛直対流と惑星小型化実験

第 4 章で使用した放射平衡温度場の場合, どの高度においても静的安定度が正となり, 鉛直対流は発生しない. (図 5.1) そのためニュートン冷却において, 最下層が静的に安定な放射平衡温度分布を与えることで, 強い鉛直対流が生じる状況を与える. また, 惑星が小型化されることで格子点間隔が狭くなり, より現実の大気に近い鉛直対流を計算することができるのではないかと考えられる.

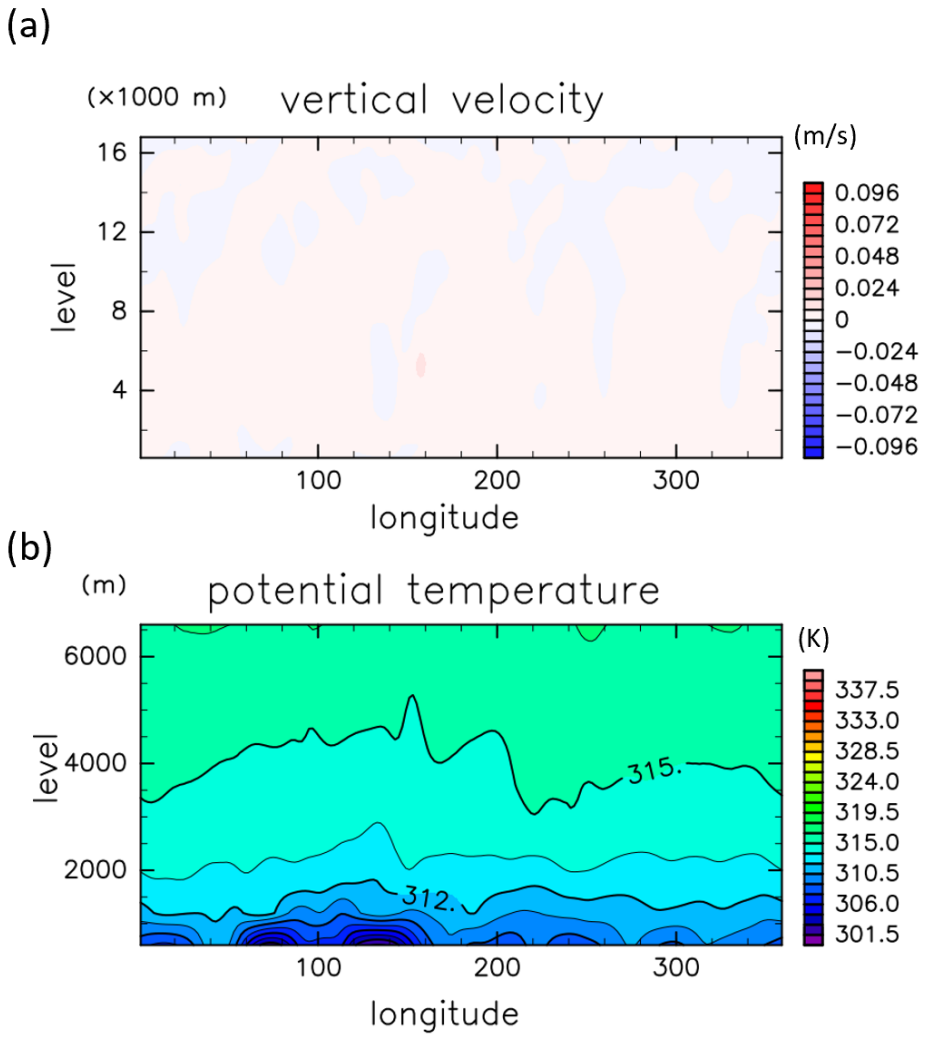

図 5.1: HS94 における放射平衡温度場の場合の半径 1 倍の惑星の赤道上の (a) 鉛直風分布と (b) 温位分布である. どちらの図も 1 倍の惑星が 750 回転した際の図である. 横軸が経度, 縦軸が高度としている.

5.2 実験設定

惑星半径を 1, 1/2, 1/4, 1/10, 1/16, 1/32 倍に小さくし, モデル最下層を静的不安定にした場合, 小型化した惑星で鉛直対流を表現できるのか調べる. 今回の実験では, モデルの最下層のみ HS94 の放射平衡温度に 10 K 足すことで, 静的安定度が負に

なるように調整している. 摩擦, 湿潤過程, 地表面過程, 初期条件, 積分時間, 放射平衡温度場, 鉛直方向の格子点間隔はすべて 1 倍実験と同様である. 各半径におけるパラメータと格子点間隔に関しては表 5.1 にてまとめている.

表 5.1: パラメータ, 格子点間隔

	半径 R (m)	自転角速度 Ω (1/s)	摩擦, 加熱の時定数 k_f (1/s), k_a (1/s), k_s (1/s)	最下層の放射平衡温度 T_{eq} (K)	熱ロスビー数 Ro_T	水平格子点間隔 d (km)
1 倍実験	6.37122×10^6	7.292×10^{-5}	1.0 倍	$T_{eq} + 10$		223
1/2 倍実験	3.18561×10^6	14.584×10^{-5}	1/2 倍	$T_{eq} + 10$		111
1/4 倍実験	1.59280×10^6	29.168×10^{-5}	1/4 倍	$T_{eq} + 10$	0.02	55
1/10 倍実験	6.37122×10^5	7.292×10^{-4}	1/10 倍	$T_{eq} + 10$		22
1/16 倍実験	3.98201×10^5	11.667×10^{-4}	1/16 倍	$T_{eq} + 10$		13
1/32 倍実験	1.99100×10^5	23.334×10^{-4}	1/32 倍	$T_{eq} + 10$		7

5.3 結果

鉛直風, 温位分布

図 5.2 – 図 5.7 は最下層付近の静的安定度を負にした加熱条件での赤道における惑星が (a) 748.5 回転, (b) 749 回転, (c) 749.5 回転, (d) 750 回転 した場合の (i) 鉛直風分布と (ii) 温位分布の瞬間値である. どの半径においても, 経度約 10 度ほどの強い上昇流と下降流が発生している. 半径が小さくなるごとに鉛直風の風速が大きくなっている. また, モデル最下層の静的安定度が安定であるときよりも, 不安定にしたときのほうが周囲よりも温位が高い場所が多く発生していた. 最下層付近で温位が周囲よりも高い場所と強い上昇流と下降流が発生している場所はほとんど一致している.

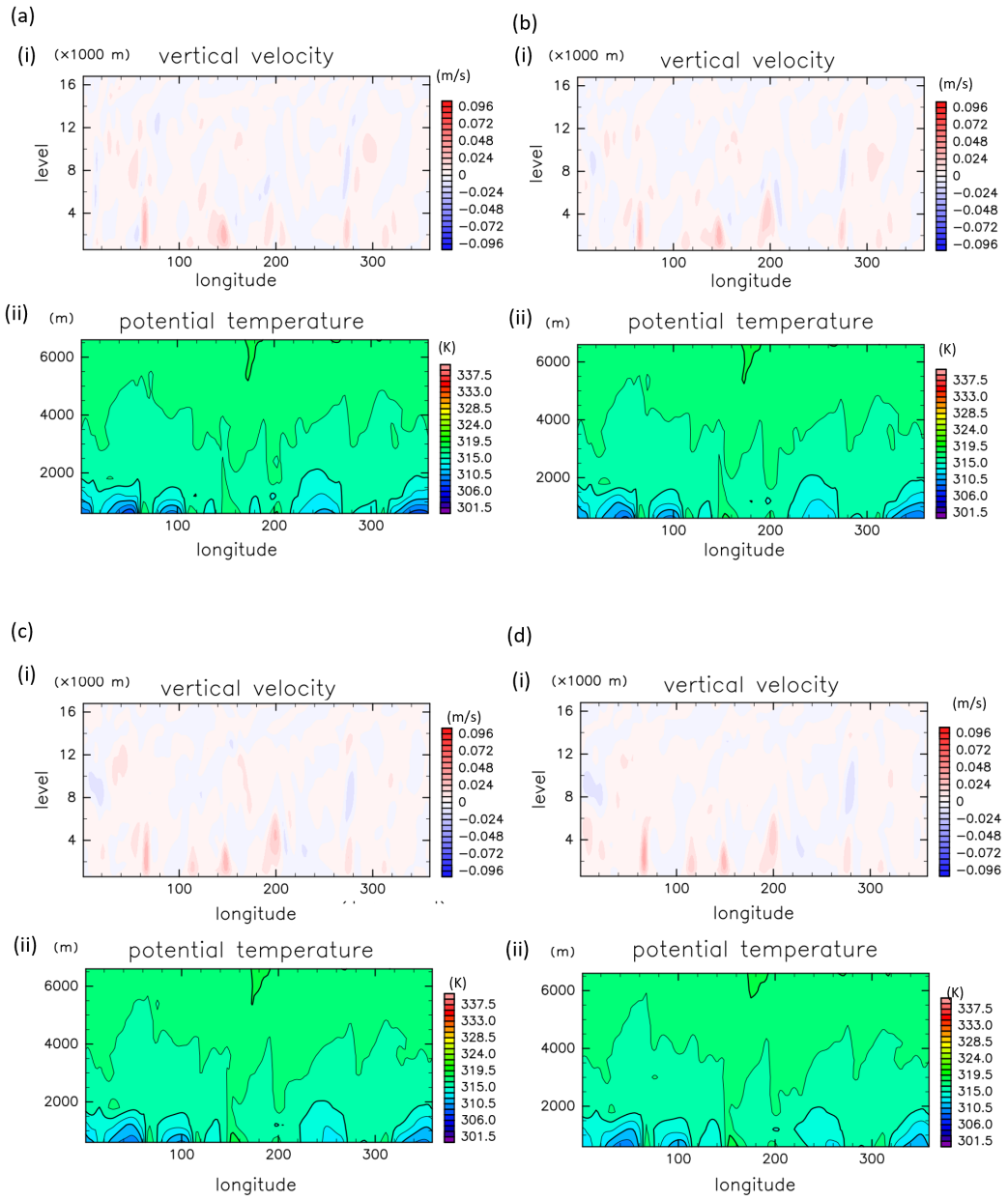

図 5.2: モデル最下層の静的安定度を負にした場合の半径 1 倍の惑星の赤道における鉛直風, 温位分布である. 横軸が経度, 縦軸が高度である. それぞれ (a) 748.5 回転, (b) 749 回転, (c) 749.5 回転, (d) 750 回転後の時刻である.

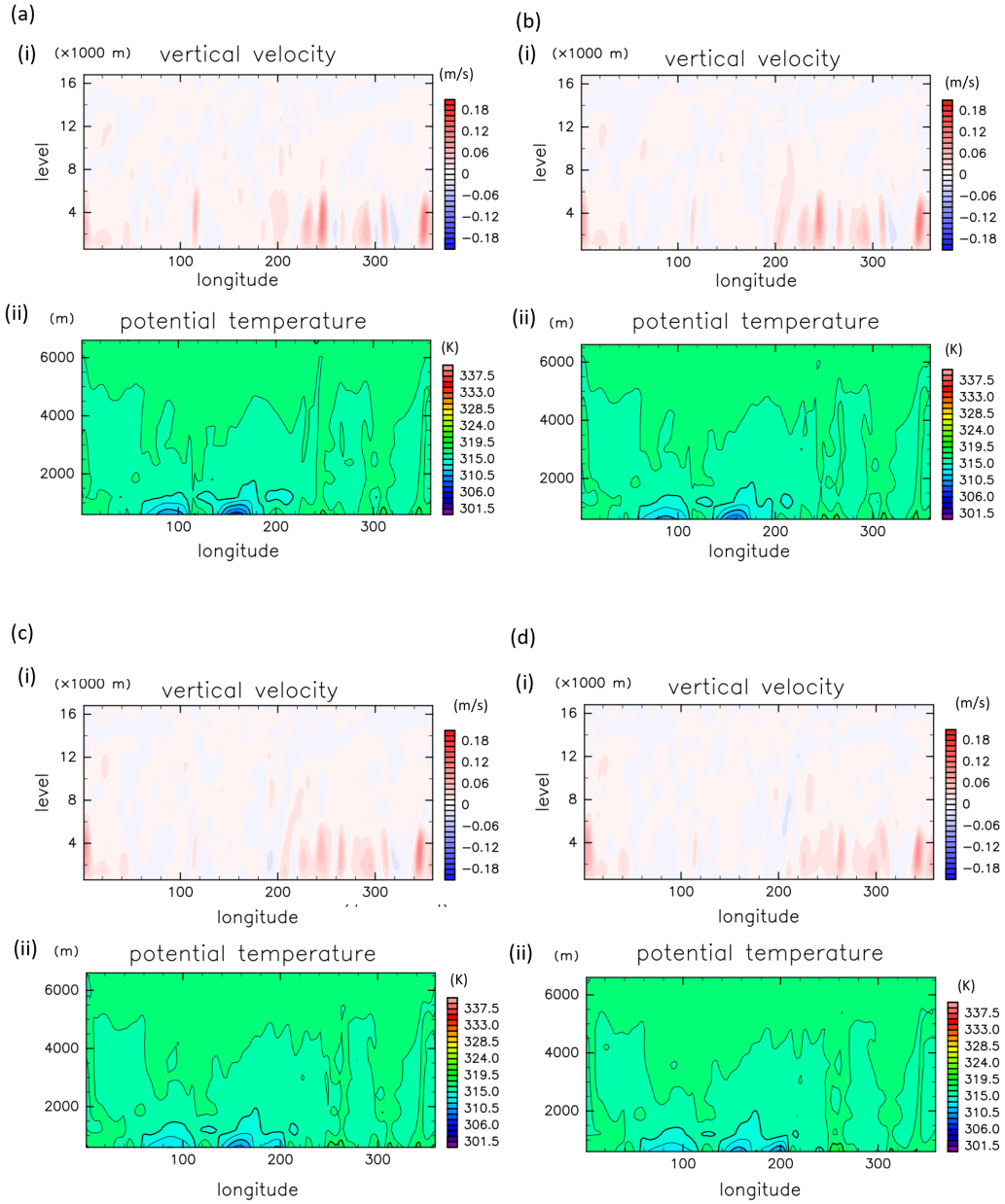

図 5.3: 図 5.2 と同じ. ただし, 半径 1/2 倍の惑星の赤道における鉛直風分布と温位分布について.

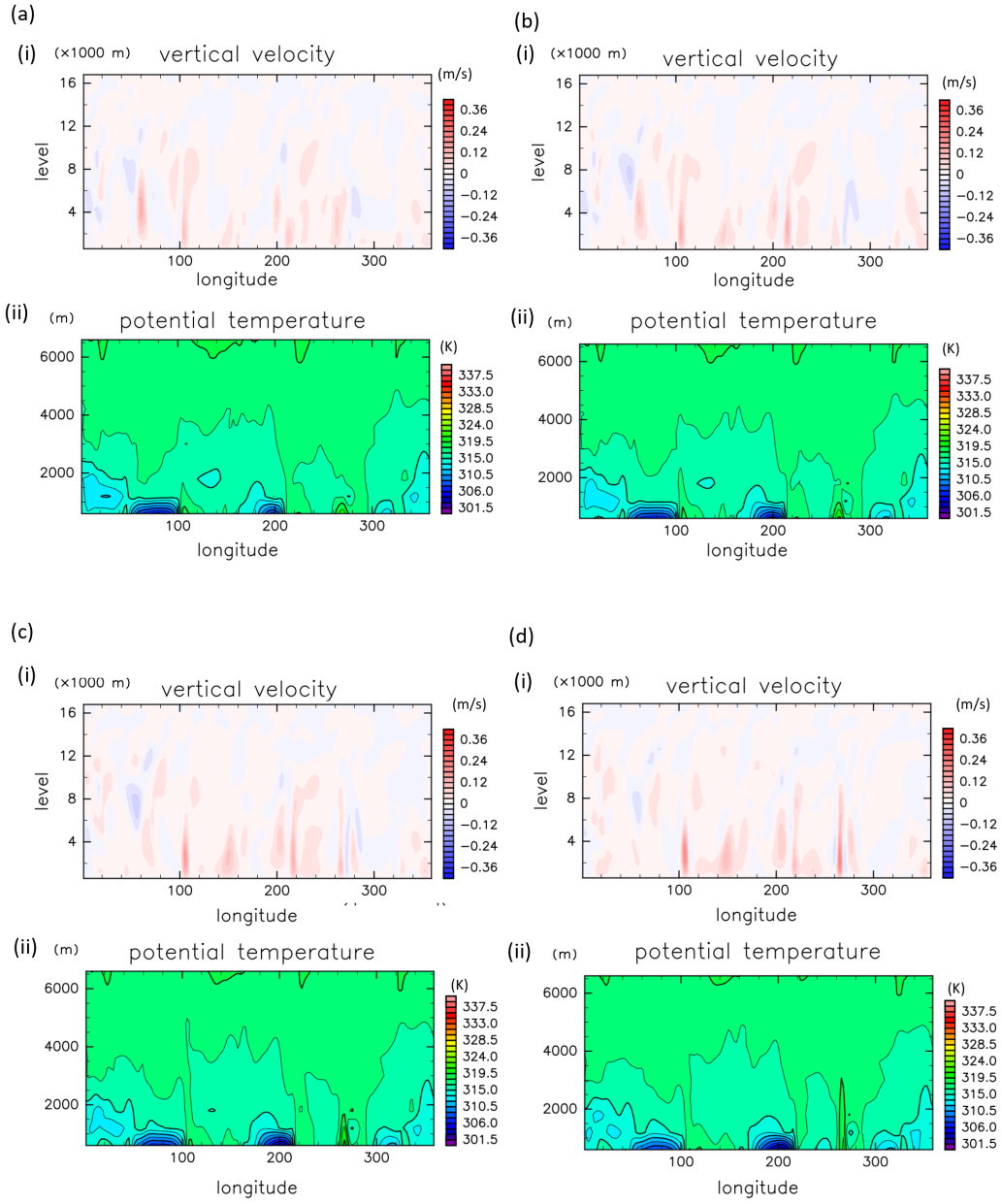

図 5.4: 図 5.2 と同じ. ただし, 半径 1/4 倍の惑星の赤道における鉛直風分布と温位分布について.

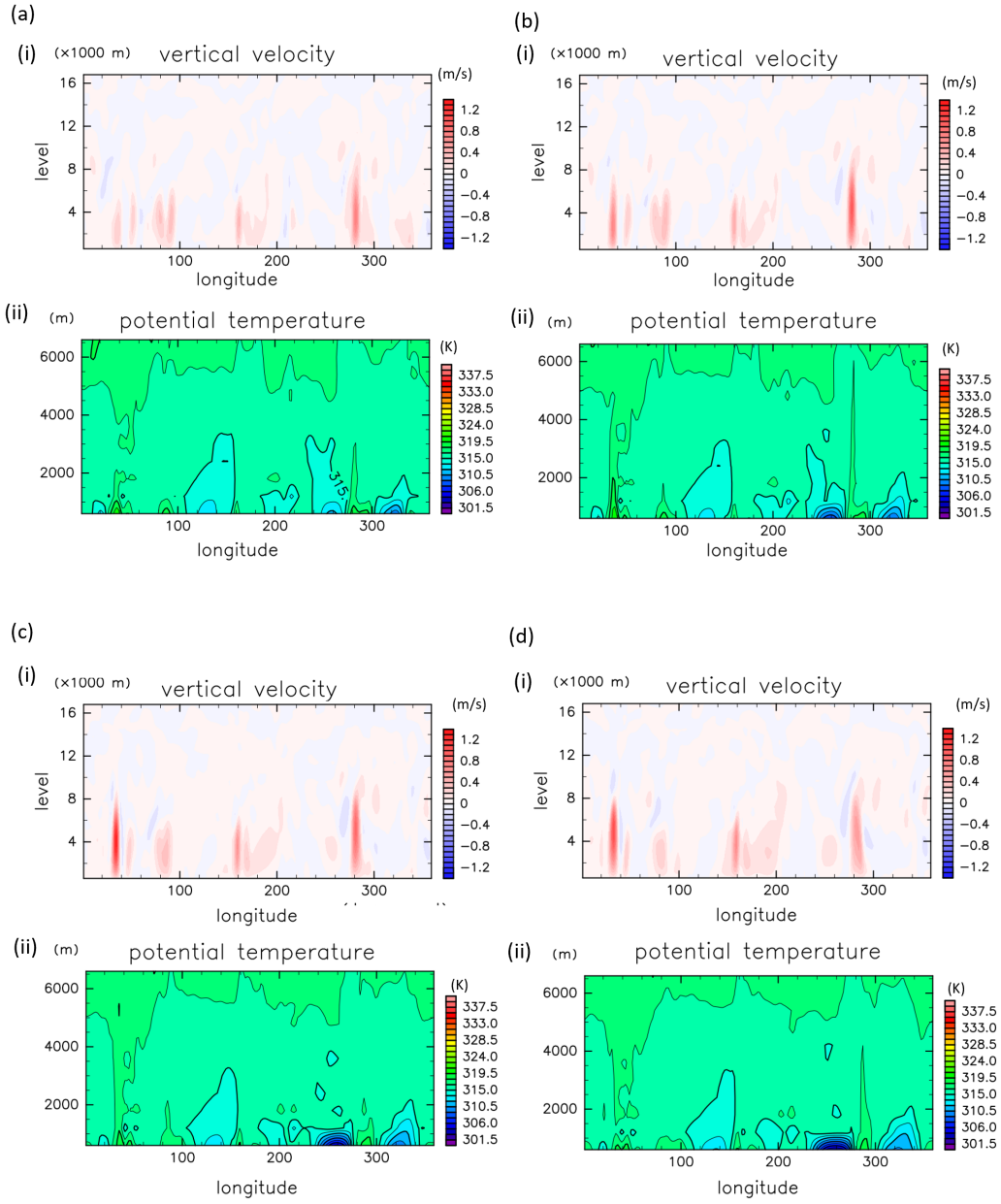

図 5.5: 図 5.2 と同じ. ただし, 半径 1/10 倍の惑星の赤道における鉛直風分布と温位分布について.

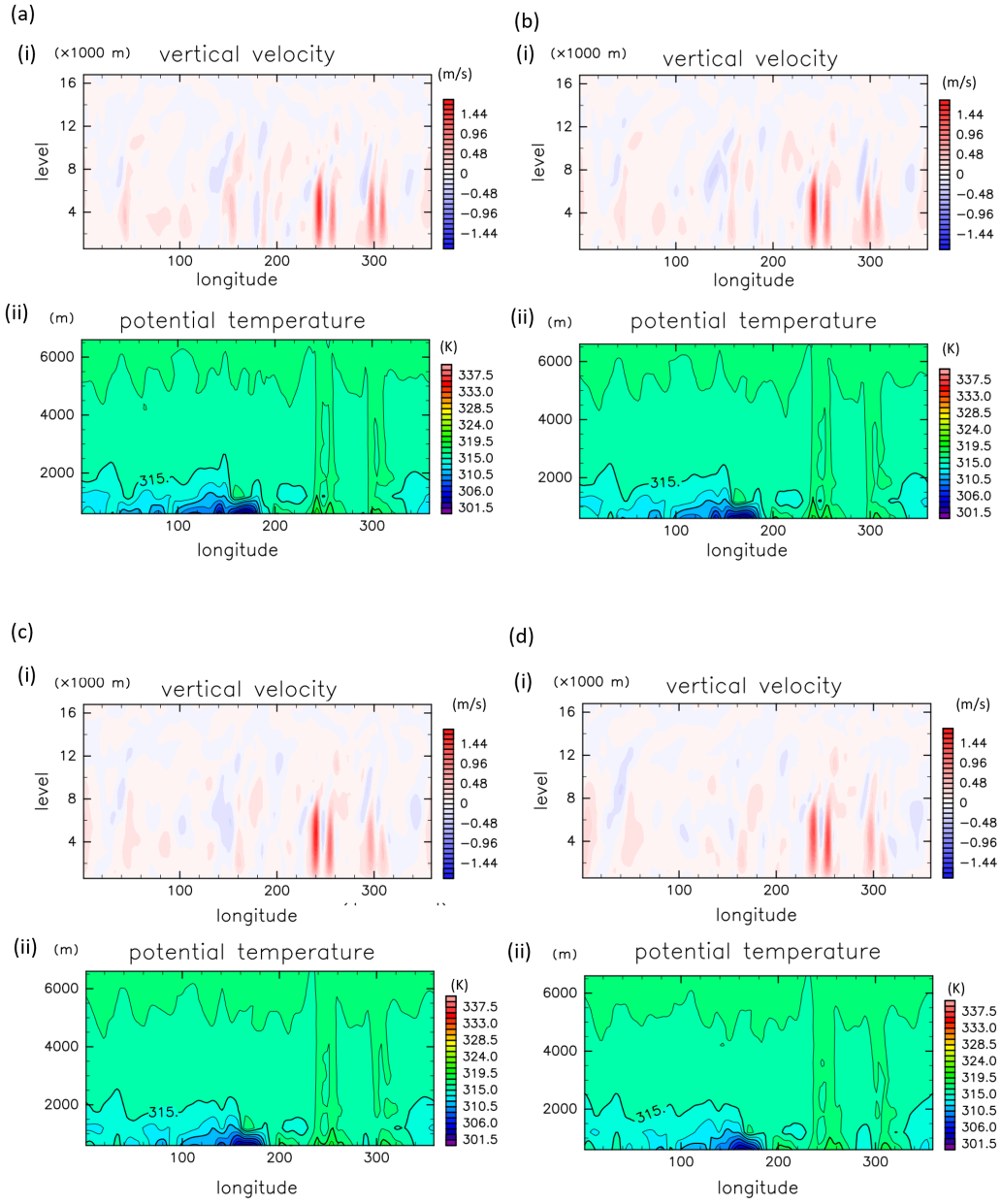

図 5.6: 図 5.2 と同じ. ただし, 半径 1/16 倍の惑星の赤道における鉛直風分布と温位分布について.

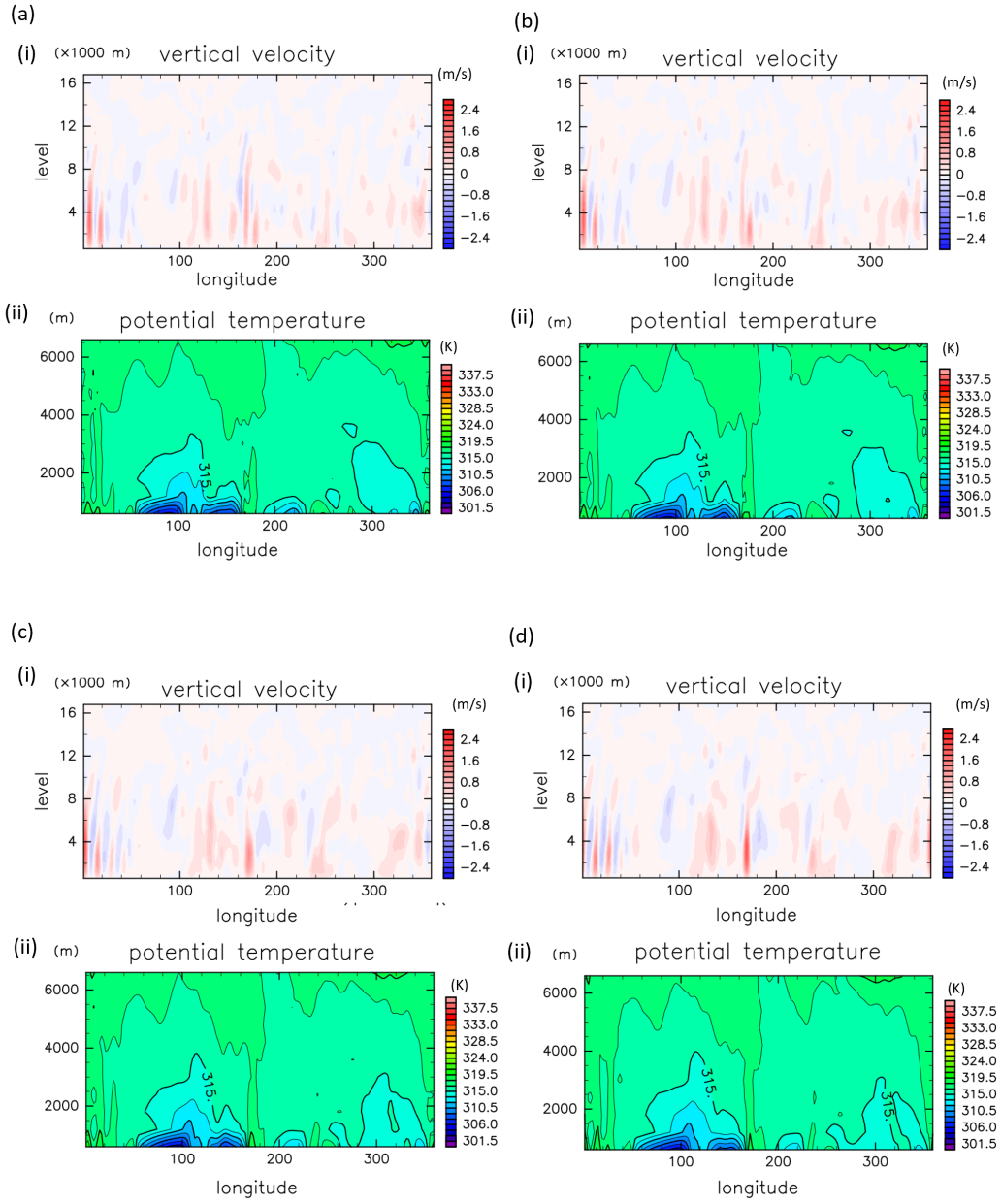

図 5.7: 図 5.2 と同じ. ただし, 半径 1/32 倍の惑星の赤道における鉛直風分布と温位分布について.

5.4 第 5 章のまとめと議論

計算モデルの最下層を静的不安定な状態にし, 惑星小型化実験を行った. 鉛直風分布と温位分布を調べ, 小型化した惑星において鉛直対流が表現できるのか調べた. その結果, 半径が小さくなると, 鉛直風の風速が強くなることが分かった. また, どの半径においても, 温位が周りよりも高い場所では強い上昇流と下降流が発生することが確認された.

強い上昇流と下降流はどの惑星半径においても表現することができたが, 惑星半径により格子点間隔が異なるため, 1 倍地球で表現された鉛直風は水平規模が約 1000 km と本来の鉛直対流よりも大きな水平規模となっている. 半径が小さくなると, 鉛直風の水平規模も小さくなり, 鉛直流の水平規模は格子点間隔に依存していることが分かった. そのため, 本研究で行った実験においては 1/32 倍の小型化惑星で発生した, 鉛直流が最も実際の鉛直対流に近い表現ができていると考えられる. しかし, 1/32 倍の惑星における鉛直対流は水平規模が約 30 km であり, 実際の鉛直対流の水平規模よりも大きいため, 惑星半径を 1/64 倍, 1/128 倍と小さくしていくことにより, 現実における鉛直対流と同程度の水平規模で表現することができると考える.

この実験から, 惑星を小型化することで 水平スケールの小さな鉛直対流を表現することができると考えられる.

第6章　結論

本研究は惑星を小型化して, 水平規模の大きな大気現象と水平規模の小さな鉛直対流を三次元の全球大気モデルにおいて同時に表現することを目的とした. 熱ロスビー数を固定した惑星小型化において, 大規模な大気現象と鉛直対流を同時に表現できるかどうかを調べるために 3 種類の実験を行った.

熱ロスビー数を固定せず, 惑星半径を小型化した実験では, 南北循環の緯度幅が大きくなり, 西風ジェットの位置も極側にずれ, 温度分布の南北勾配が小さくなり, 小型化前の惑星とは異なる循環構造になっていた. しかし, 積分時間を半径により変化させていたため, 熱ロスビー数によりどのように大規模循環が変化するのか評価することができないと考える. 積分時間を同じにし, 実験を再度行う必要がある. 熱ロスビー数を小型化前の惑星と同じ値に固定し小型化した実験では, 小型化前の惑星で発生する大気現象に似た, 南北循環と温度分布が発生した. また, 東西風分布において西風ジェットが発生していた緯度は小型化前の惑星とほぼ同じだった. 大規模な大気循環の構造や, 東西風や気温の分布は小型化前の惑星とよく似た分布をしていた. これらから, 小型化前の惑星の大規模な大気循環は小型化した惑星においてもある程度表現することができたといえる. しかし, 惑星半径が小さくなるにしたがって, 西風が強い領域が高度側に伸びており, 小型化前の惑星とは異なる分布を示した. 西風の極大値も緯度約 5 度から 10 度ほどずれていた. また, 質量流線関数において, ハドレー循環上部が極側に傾き, フェレル循環の質量流線関数が 2400 kg/(m · s) の分布が増えていた. このことは, 惑星半径を小さくしたことに合わせ大気の厚みを変えなかったため, 鉛直スケールと水平スケールの比が小型化によって変わったことによる効果だと考えられる. この原因を詳しく調べるためには, 惑星半径を小さくしたことに合わせ, 大気の厚みも同じだけ小さくした惑星小型化実験を行う必要がある.

数値モデルの最下層の大気を静的不安定な状態にした実験では, 小型化前の惑星においても他の半径の惑星においても, 小型化前の惑星と同様な温位分布の変化や局所的な強い鉛直風が表現されることが分かった. しかし, 惑星半径によって表現される鉛直風の水平規模が異なり, 小型化前の惑星においては水平スケールが約 1000 km と巨大な鉛直風となってしまう. そのため, 惑星半径を小さくしていくこ

とにより, 局所的な鉛直風の水平スケールが小さくなり, 水平スケールの小さな強い風速の鉛直風として表現することができる. 本研究では 水平スケールが約 30 km の鉛直風を表現することができた. この鉛直風は周囲よりも温位が高くなったことにより発生した水平スケールの小さい鉛直対流であると考えており, より良い鉛直対流の表現に近づけることができたと考えている. 本研究では惑星半径を 1/32 倍までしか小さくしておらず, 実験において発生した鉛直対流は実際の大気で発生する鉛直対流の水平スケールよりも大きい. そのため, 1/64 倍, 1/128 倍などより小型化をする必要があると考えられる.

謝辞

本研究を行うにあたって, 多くの方々にご協力いただきました.

林祥介教授には流体基礎理論講義では地球流体を学ぶ上での基礎を, 基礎惑星学特論では論文の読み方を教えていただきました. 大気セミナーでは発表資料へのアドバイスを多くしてくださりとても勉強になりました. 高橋芳幸准教授には読書会を通じて英語の文章の読み方や文章の書き方を教えていただきました. ITPASS 実習の際には実習がうまく行くようにとお手伝いいただき大変助かりました. 樫村博基講師には本研究を行うにあたり, 大変お世話になりました. 計算モデルの扱い方や発表資料の作り方, 研究上だけでなく, 就職についても多大なアドバイスをいただき, 大変感謝しております. こうして修士論文を執筆できたことは樫村博基講師のご指導のおかげだと思っております. 所属する地球および惑星大気科学研究室の皆様には学生生活を送る上で様々なことを助けていただきました. 大学院から神戸大学に入学したため戸惑うことも多く, 知人も少ない中でいろいろなことを教えてくださり, 共に勉強をしたり話したりと充実した学生生活を送ることができました. 最後に, 日常生活や精神的に支えてくれた家族に感謝いたします. 特に父には, 専攻する分野が違うにも関わらず, 文章の添削や発表資料の添削などをしていただきました. 皆様に改めて感謝申し上げます.

本研究では小型化実験をするための全球大気モデルとして理化学研究所計算科学研究センターにて開発されている, SCALE-GM を使用させていただきました. 計算結果の描画や解析には地球流体電脳倶楽部, 電脳 ruby プロジェクトの GPhys を使用させていただきました.

参考文献

[1] Held, Issac M and Suarez, Max J, 1994: A Proposal for the and Intercomparison of the Dynamical Cores of Atmospheric General Circulation Models : Bulletin of the American Meteorological Society, 75, 1825-1830.

[2] Kuang, Zhiming, Blossey, Peter N, and Christopher S. Bretherton, 2005: A new approach for 3D cloud-resolving simulations of large-scale atmospheric circulation : Geophysical Research Letters, 32, L2809-L2812.

[3] Mitchell, Jonathan L. and Vallis, Geoffrey K., 2010: The transition to superrotation in terrestrial atmosphere: Journal of Geophysical Research : 115, 12008-12024.

[4] Odaka, Masatsugu, 2001: A numerical simulation of Martian atmospheric convection with a two-dimensional anelastic model: A case of dust-free Mars : Geophysical Research Letters, 28, 895-898.

[5] Tomita, Hirofumi and Satoh, Masaki, 2004: A new dynamical framework of non-hydrostatic global model using the icosahedral grid: Fluid Dynamics Research, 34, 357-400.

[6] Semane, Noureddine and Bechtold, Peter, 2015: Convection and waves on Small Earth and Deep Atmosphere: Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography, 67, 25151-25160.

[7] Vallis, Geoffrey, K., 2017: Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics : Fundamentals and Large-scale Circulation, 2nd edn. Cambridge University Press.

[8] 小倉義光, 1987 「気象力学通論」 東京大学出版会.

[9] 大野久雄, 2001 「雷雨とメソ気象」 東京堂出版.