

1.2 モデル

GCM

CCSR/NISE ver5.4

水平分解能

T10

格子点数

経度方向:32

緯度方向:16

鉛直領域

1 ~ 10 km : 1 km ごと

10 ~ 80 km : 2 km ごと

80 ~ 90 km : 1 km ごと¹⁾

鉛直座標

シグマ座標 $\sigma = \frac{p}{p_s}$ ²⁾

物理パラメータ

- 惑星自転周期: 243 日 (1 地球日³⁾)
- 惑星半径: 6050 km
- 重力加速度: $8.87 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$
- 標準表面気圧: $9.2 \times 10^4 \text{ hPa}$
- 大気成分: CO₂ のみ

¹⁾80 ~ 90 km は適当にきめている.

²⁾ p_s は地表面圧力.

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial z} &= -\frac{p}{RT} \\ dz &= -\frac{RT}{p} dp \\ &= -RT \frac{p_s d\sigma}{p_s \sigma} \end{aligned}$$

よって,

$$z = -RT d(\ln \sigma)$$

なので, z が等間隔のとき σ 座標では対数的に大きくなる.

³⁾太陽日.

- 定圧比熱: $8.2 \times 10^2 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
- 気体定数: $191.4 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ⁴⁾

放射過程

太陽加熱

地面まで送られる東西一様な加熱の強制を与える⁵⁾. 与えた加熱は図 1.2.

ニュートン冷却

参照温度からのずれをなくすように大気による赤外線放射によって冷却する場合を考える⁶⁾. ニュートン冷却の時定数の鉛直分布は図 1.3.

スポンジ層 レイリー摩擦

最上層, 最下層でレイリー摩擦.

水平の渦拡散の乱流フラックスの効果は無視して水平流の東西平均からの擾乱をつぶすようなレイリー摩擦と考える.

⁴⁾CO₂ のみを仮定して気体定数を出す. R^* を普遍気体定数. M を分子量とする.

$$p = \frac{\rho}{m} \frac{m}{M} R^* T$$

$$p = \rho \frac{R^*}{M} T$$

よって, CO₂ の気体定数を R とすると

$$R = \frac{R^*}{M}$$

$$= \frac{8.3 \times 10^3}{44}$$

$$\approx 188.6$$

となる. しかし, 金星の平均分子量 43.44 を用いると,

$$R \approx 191.4$$

となる. つまり, 気体は CO₂ のみとしているが用いている気体定数は CO₂ のみでなく N などの他の物質も含んだ平均分子量を用いている.

⁵⁾求めず与える.

⁶⁾形としては

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{T - T_0}{\tau}$$

の右辺の形. 具体的には

$$Q_0 + \frac{T - T_0}{\tau}$$

である. Q_0 は全球平均 (z 方向には平均していないっぽい) した太陽加熱率.

7).

最下層では地表面の摩擦も加えて

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{u}{\tau_{drag}} \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{v}{\tau_{drag}} \\ \frac{\partial \Theta}{\partial t} &= -\frac{(\Theta - \Theta_0)}{\tau_{drag}}\end{aligned}$$

となる⁸⁾.

τ_{drag} の値は 30 日. 地表面での運動量は摩擦によってのみ大気へ供給されるとする.

水平拡散

⁷⁾ 水平の渦拡散は乱流フラックスの集まりだが, 今回は無視してレイリー摩擦で纏めて考える. 水平流は $\frac{u - \bar{u}}{\tau}$ のような形.

⁸⁾ Θ_0 は T_0 と p_s できめる. T_0 とニュートン冷却の時定数は実測値.

e-folding time が 40 日になるように水平拡散係数を選択⁹⁾

鉛直拡散

鉛直渦拡散係数 K_z は一定で $K_z = 0.15 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ¹⁰⁾.

⁹⁾水平拡散は $\kappa \nabla^4 u$ の形になる. 調和関数 Y はもし水平拡散だけなら

$$\frac{\partial Y}{\partial t} = \kappa \nabla^4 Y$$

である. 調和関数の場合三角切断で切断端数が N の場合

$$\begin{aligned} \nabla^2 Y &= O(N(N+1)) \\ &= O(N^2) \end{aligned}$$

より,

$$\nabla^4 Y = O(N^4)$$

となる. よって,

$$\frac{\partial Y}{\partial t} \approx \kappa N^4 Y.$$

したがって,

$$Y \approx \exp(\kappa N^4 t)$$

である. この \exp の中が -1 になる t が e-folding time なので,

$$t_{e\text{-folding}} = -\frac{1}{\kappa N^4}$$

である. 今回はこの時間が 40 日なので

$$\begin{aligned} 40 &= -\frac{1}{\kappa N^4} \\ \kappa &= -40 \times N^4 \end{aligned}$$

となる.

¹⁰⁾鉛直渦拡散は普通は安定度によって値を変えるが今回は一定とする.

鉛直方向の大気渦拡散フラックス F_{vdiff} は上部と下部で 0¹¹⁾ . よって,

$$\int_1^0 \frac{\partial}{\partial \sigma} F_{vdiff} d\sigma = F_{vdiff}(0) - F_{vdiff}(1) = 0^{12)}.$$

¹¹⁾鉛直の渦拡散は

$$\frac{du}{dt} = K_z \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

である. 図??という風に離散化した場合を考える. そのとき σ_i での値は

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{1}{2\Delta z} \left(K_z \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+\frac{1}{2}} - K_z \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i-\frac{1}{2}} \right)$$

となる. σ_1 では

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{1}{2\Delta z} \left(K_z \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\frac{3}{2}} - K_z \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\frac{1}{2}} \right)$$

であり, 地表面では

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{1}{2\Delta z} \left(K_z \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\frac{1}{2}} - K_z \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_0 \right)$$

となる. $\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_0$ を決めるのは乱流フラックスを計算して決める. しかし, 今回はこれを 0 とするということ. つまり, 角運動量は地表面から乱流フラックスとしては与えられない. 与えられるのは摩擦のみ.

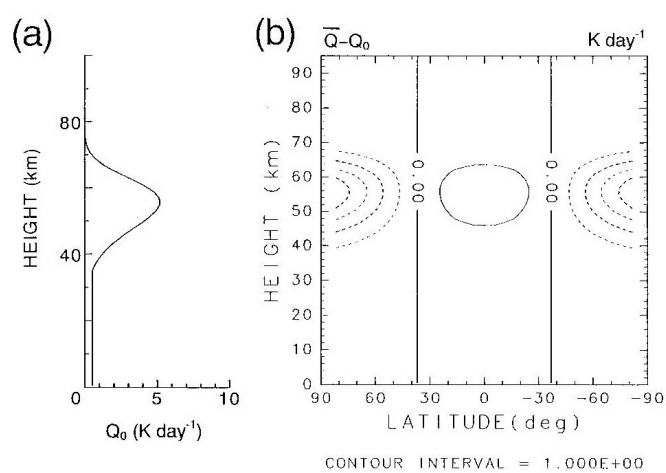


FIG. 1. (a) The vertical profile of global mean solar heating rate Q_0 (K day^{-1}), (b) the latitude–height cross section of $\bar{Q} - Q_0$ (\bar{Q} : the zonal mean heating rate). Dashed curve indicates negative value.

図 1.2: (a) 全球平均した太陽加熱率 Q_0 の鉛直分布. (b) $\bar{Q} - Q_0$ (\bar{Q} は東西平均した加熱率) の緯度高度断面. 破線は負の値を示している. Yamamoto and Takahasi (2003) 参照.

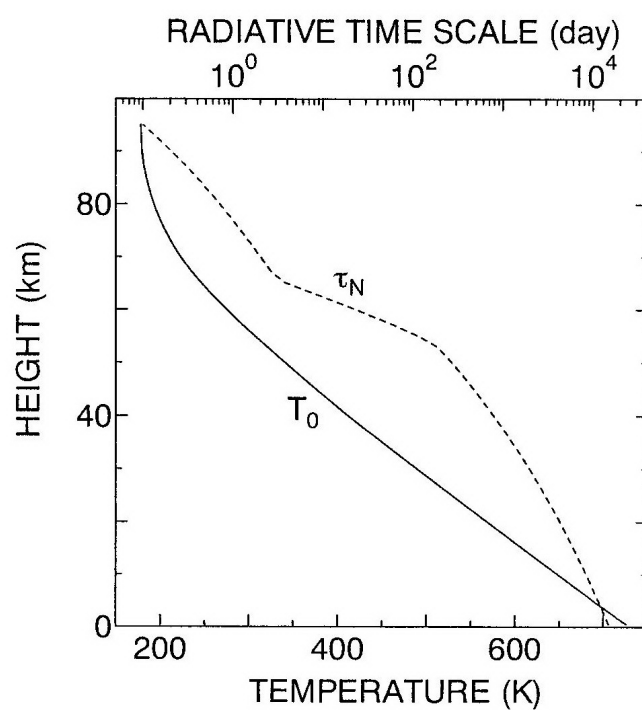


FIG. 2. Vertical profiles of reference temperature (solid curve) and time constant of Newtonian cooling (dashed curve).

図 1.3: 参照温度の鉛直分布 (実線) とニュートン冷却の時定数の鉛直分布 (破線). Yamamoto and Takahasi (2003) 参照.

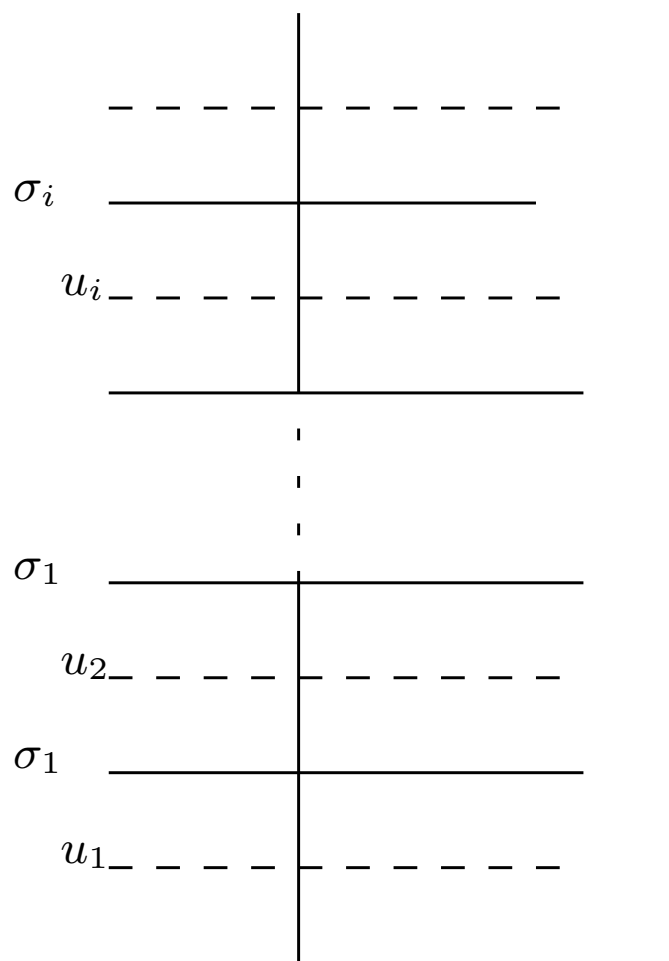


図 1.4: 鉛直構造と u の離散化.

1.3 結果

時間積分は 50000 日後に平衡に達した. これ以降は 63180 日での平衡状態を調べる.

1.3.1 東西平均場

東西平均流の時間変化

高度 21 km と 61 km での緯度 5.5 度の経度平均された東西流の時間変化を図 1.4 に示した.

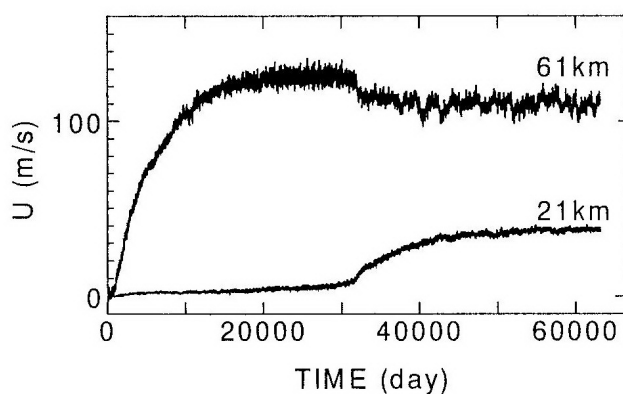


FIG. 3. Time variations of zonal mean flows (m s^{-1}) at 61- and 21-km levels and at 5.5°lat .

図 1.5: 61 km と 21 km の高さでの緯度 5.5 度における平均東西流 (m s^{-1}) の時間変化. Yamamoto and Takahasi (2003) 参照.

50000 日後に平衡に達している. 61 km は 20000 日には 100 m s^{-1} を超える平均東西流が生まれている.

東西流と角運動量密度の緯度高度断面

東西平均した東西流 u と全角運動量密度 $\rho_0(u + \Omega a \cos \phi)a \cos \phi$ の緯度高度分布を図 1.5 に示した.

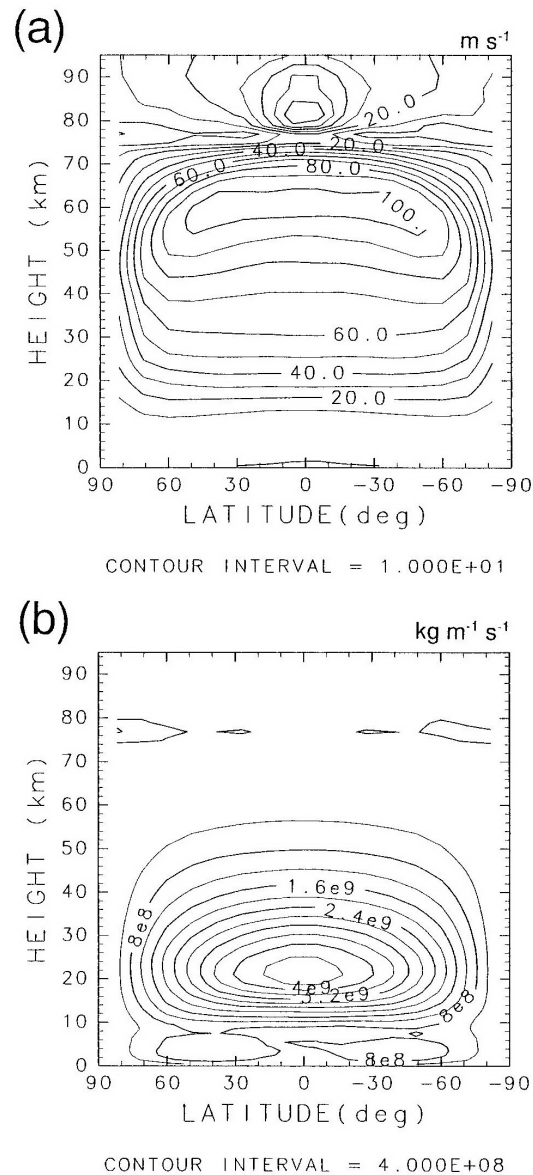


Fig. 4. Latitude-height cross sections of longitudinal average of (a) zonal flow (m s^{-1}) and (b) angular momentum density ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$), averaged over 117 days (one Venus day) on day 63 180.

図 1.6: (a) 経度平均した東西流 (m s^{-1}) の緯度高度断面と (b) 角運動量密度 ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$) の緯度高度断面. 63180 日からの 117 日 (1 金星日) にわたって平均化されている. Yamamoto and Takahasi (2003) 参照.

東西流は 60 km 付近までは高度の上昇とともに速度が増している. 60 km 付近では緯度 ± 60 度の範囲で約 100 m s^{-1} 速度が出ている. 60 km より上の大気では高度とともに速度が減少している. また, 21 km で 35 m s^{-1} の速度の東西風と $4 \times 10^9 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ の角運動量密度が存在している. この結果は観測値に似ている.

子午面循環の緯度高度断面

東西平均した子午面循環の緯度高度断面と鉛直流の緯度高度分布を図 1.6 に示した.

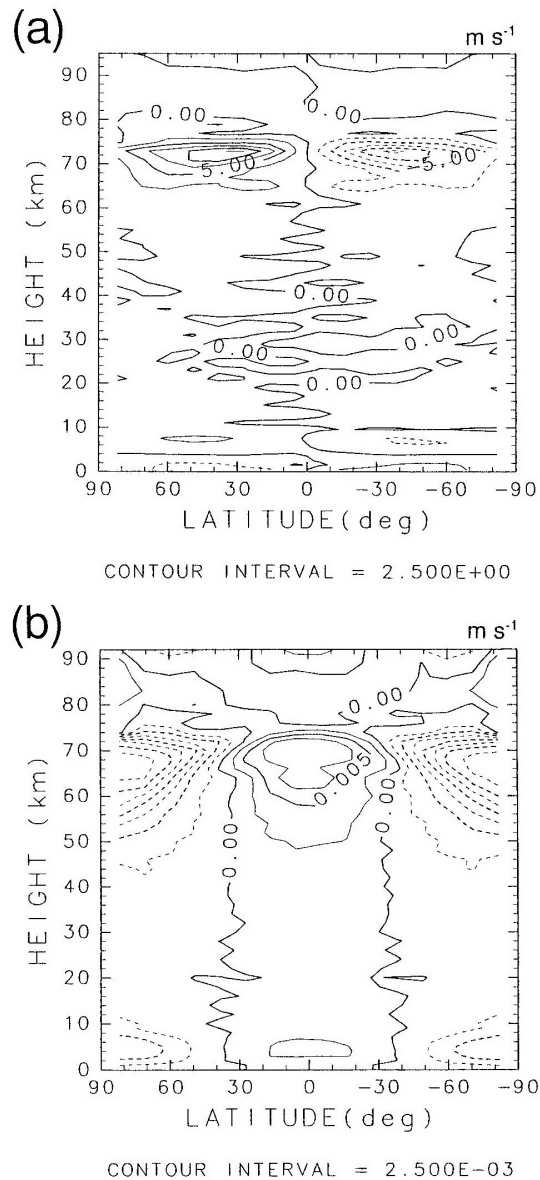


FIG. 5. Latitude–height cross sections of (a) zonal mean meridional flow (m s^{-1}) and (b) zonal mean vertical flow (m s^{-1}), averaged over 117 days on day 63 180. Dashed curve indicates negative value.

図 1.7: (a) 東西平均した子午面流 (m s^{-1}) と (b) 東西平均した鉛直流 (m s^{-1}). どちらも 63063 日から 63180 日からの 117 日 (1 金星日) にわたって平均化されている。破線は負の値を表している。Yamamoto and Takahasi (2003) 参照。

70 km の東西流が負の鉛直シアーを持つ領域で極方向に 10 m s^{-1} をこす子午面流

が存在する.

鉛直流は 60 km から 70 km の領域で強く見られ, 赤道では 1 cm s^{-1} の上昇流が, 極では 1.5 cm s^{-1} をこす下降流が存在する. また, 地表面から 75 km まで絶えず形成されている.

温度と浮力振動数の緯度高度断面

東西平均した温度 \bar{T} と浮力振動数の 2 乗値 N^2 の緯度高度断面を図 1.7 に示した.

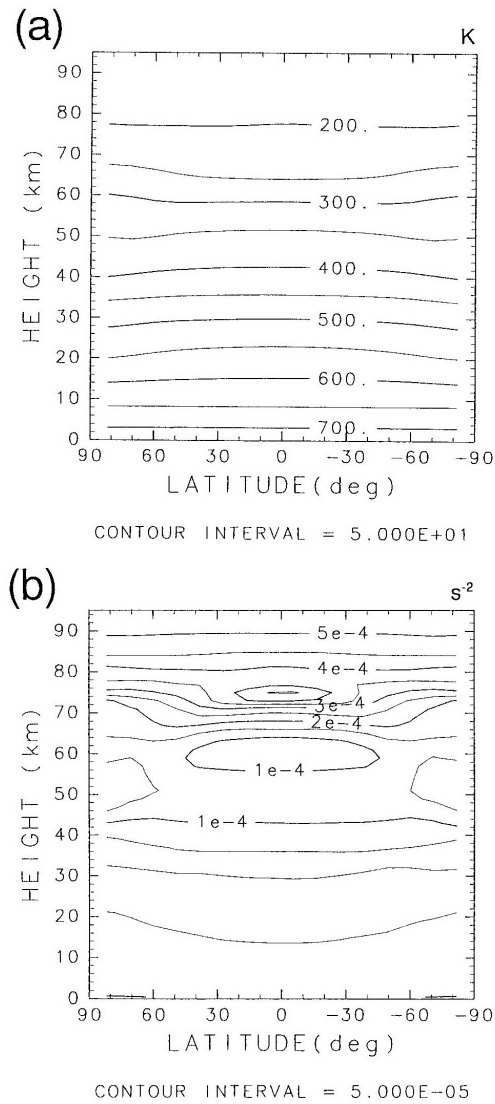


FIG. 6. Latitude-height cross sections of (a) zonal mean temperature (K) and (b) zonal mean buoyancy frequency squared (s^{-2}), averaged over 117 days on day 63 180.

図 1.8: (a) 東西平均温度 (K) の緯度高度断面と (b) 東西平均した浮力振動数の 2 乗の値 (s^{-2}) の緯度高度断面. 63180 日からの 117 日 (1 金星日) にわたって平均化されている. Yamamoto and Takahasi (2003) 参照.

20 km から 30 km 程度と 50 km から 70 km 程の東西平均流の鉛直シアーが大きい領域では東西平均温度の緯度勾配も大きい. 70 km 付近では緯度が大きくなるにつれて東西平均温度が増加し, 50 km では逆に減少する.

高度 60 km 付近で N^2 が $1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ の値になっている. 中安定層が 50 km 付近にあり, 40 km 以下に $1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ よりも小さい N^2 の低安定層が存在する.

1.3.2 波数空間

63180 日目から 4096 時間分の周期をもつ波を 2 時間間隔でサンプルした波を考える. その波を u, v, w, T, h についてそれぞれ東西波数 s と振動数 ω の関数にフーリエ展開する¹³⁾. ここで, 緯度方向はある程度形を決めといてそれ以外の t と λ についてのみフーリエ展開している. その結果出たフーリエ係数の中からそれぞれへの寄与が大きい波をそれぞれ 20 個のモードだけ選んで考える.

この節ではジオポテンシャル高度のフーリエ係数 $h'(\omega, s)$ の波について考える.

惑星スケールの波

高度 55 km での東西波数 1 の定常な波と 7.1 日の周期の波の水平構造を図 1.8 に示した.

¹³⁾ h はジオポテンシャル高度.

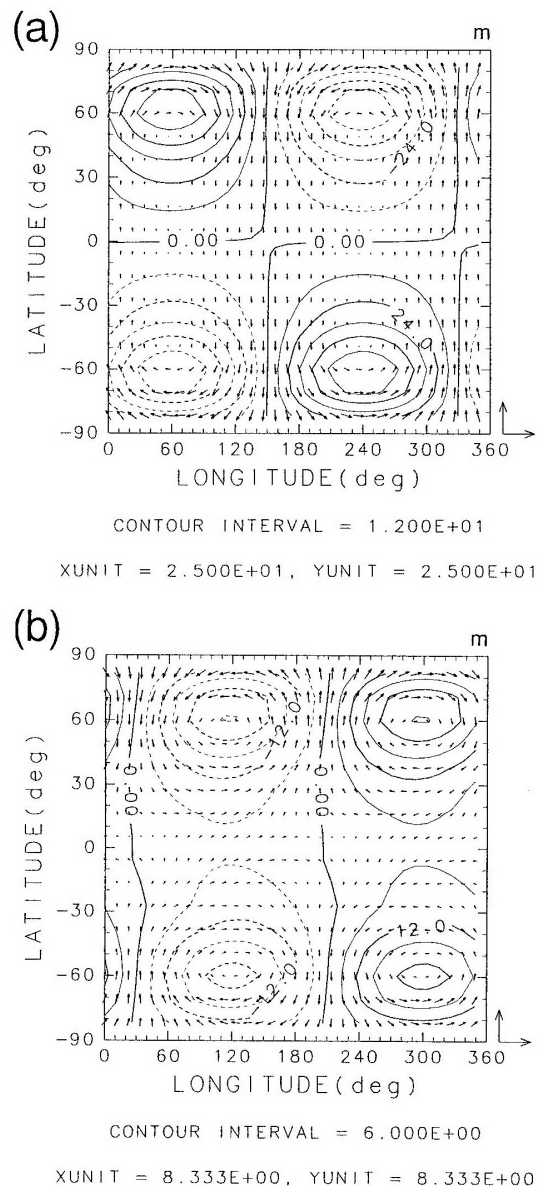


FIG. 7. Horizontal structures of (a) a quasi-stationary MRG-like wave with a zonal wavenumber 1 and (b) a 7.1-day Rossby wave with a zonal wavenumber 1 at 55-km altitude. For this figure and Figs. 10–12, contours and arrows show the geopotential height (m) and the horizontal flow (m s^{-1}), respectively. Dashed curve indicates negative value. Zonal and meridional magnitudes of a reference wind vector are shown by XUNIT and YUNIT, respectively. Superrotational zonal wind flows from left to right.

図 1.9: (a) 東西波数 1 の準定常な MRG like な波の水平構造と (b) 東西波数 1 の 7.1 日ロスビー波の水平構造. どちらも高度 55km である. この図と図 10 から図 12 までは等高線と矢羽はジオポテンシャル高度 (m) と水平流 (m s^{-1}) をそれぞれ示している. 破線は負の値. 東西方向と南北方向の参照風のベクトルの規模は XUNIT と YUNIT によってそれぞれ示されている. スーパーローテーションの東西風は左から右へ流れている.

図 1.8 の (a) の波は混合ロスビー重力に類似している. この波は緯度 60 度に最大の振幅を持ち, $0 \sim 10 \text{ m s}^{-1}$ の位相速度を持つ.

図 1.8 の (b) の波はロスビー波のモードの中で最大の振幅を持つ波である. 等値線に沿って鉛直流が強く流れている. ロスビー波は緯度 60 度で $20 \sim 50 \text{ m s}^{-1}$ の位相速度を持つ.

UV 探査による観測によって中緯度での 5 日周期の東西波数 1 のロスビー波が観測されているが今回では 5 日から 7 日のロスビー波として再現することができた. しかし, 同じ観測で赤道付近に 4 日のケルビン波が観測されているがそちらの方は再現はできなかった.

波数が大きい波

東西波数がより高くなると最大振幅が現れる場所が低緯度に制限される. 赤道の低安定層 ($\sim 60 \text{ km}$) では平均東西風と同じ速度を持つ東西波数 10 の波が存在する. また, 40 km より下の大気から放たれた高波数重力波は中層の大気へ伝播する.

1.3.3 水平方向の渦運動量の輸送

東西平均された水平方向の渦運動量フラックス $\overline{u'v'}$ と渦角運動量フラックス $\rho_0 a \cos \phi \overline{u'v'}$ の緯度高度分布を図 1.9 に示した.

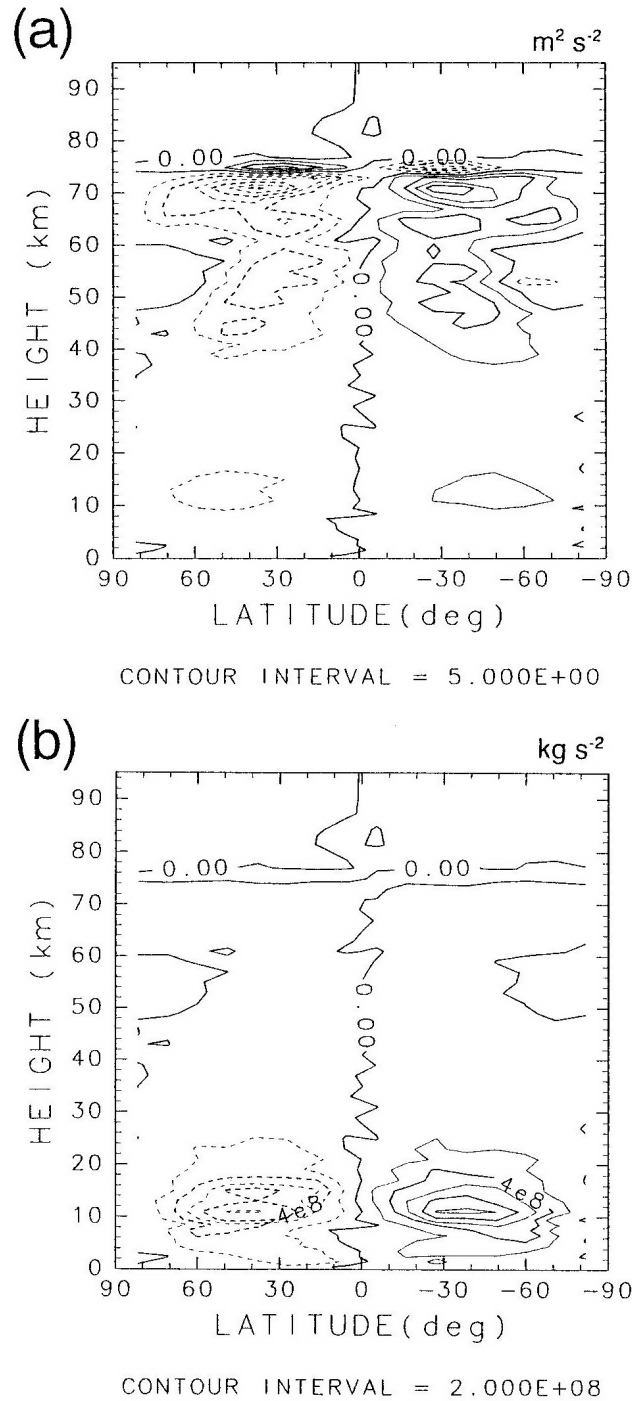


FIG. 8. Latitude–height cross sections of (a) $\overline{u'v'}$ ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$) and (b) $\rho_0 a \cos \phi \overline{u'v'}$ (kg s^{-2}), averaged over a sampling period of 4096 h from day 63 180. Dashed curve indicates negative value.

図 1.10: (a) $\overline{u'v'}$ の緯度高度断面と (b) $\rho_0 a \cos \phi \overline{u'v'}$ の緯度高度断面. どちらも 63180 日から 4096 時間までの長さを持つ周期の波のサンプルで平均されている. 破線は負の値を表している.

図 1.9(a) から 40 ~ 75 km において波によって赤道方向へ運動量を輸送することがわかる。

図 1.9(b) から 10 km 付近で波によって赤道方向へ角運動量密度が輸送されることがわかる。

赤道方向への渦運動量輸送は高度によって寄与する波が異なる。以下に高度と運動量輸送に寄与する波の種類をまとめた。いかそれぞれの高度での波を見ていく。

高度 p	主に運動量輸送に寄与する波
30 km 以下	混合ロスビー重力波
40 ~ 65 km	ロスビー波, 混合ロスビー重力波, 鉛直方向へ伝播する重力波
65 ~ 71 km	鉛直方向へ伝播する重力波

表 1: 高度とその高度で赤道方向への運動量輸送へ寄与する主な波

71 km の運動量輸送

71 km と 65 km での運動量フラックスのスペクトルの位相速度緯度分布を図 1.10 に示す.

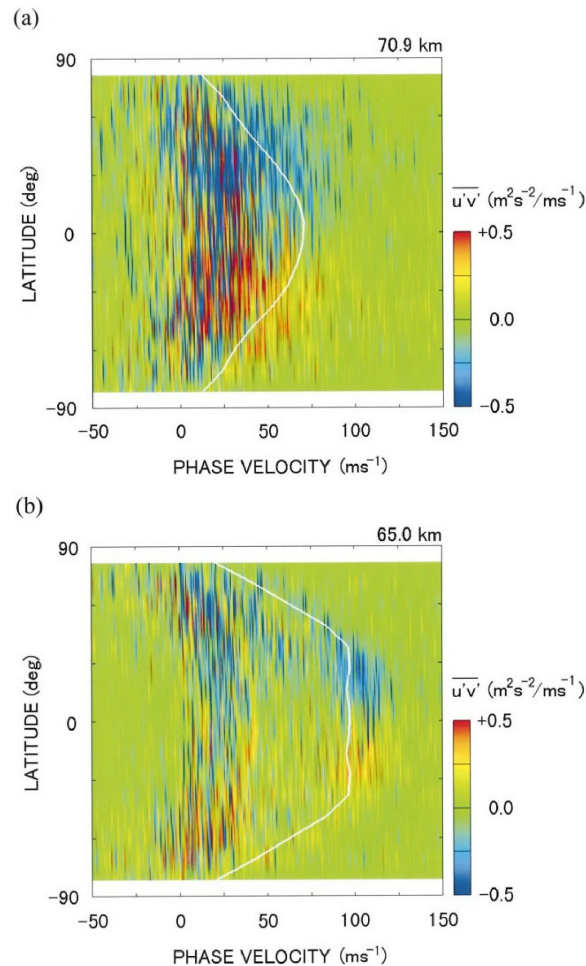


Fig. 9. Phase velocity-latitude cross sections of spectrum of $\overline{u'v'}$ at (a) 71 and (b) 65 km, averaged over a sampling period of 4096 h from day 63 180.

図 1.11: (a)71 km での $\overline{u'v'}$ のスペクトルの位相速度緯度断面と (b)65 km での $\overline{u'v'}$ のスペクトルの位相速度緯度断面. どちらも 63063 日からどちらも 63180 日から 4096 時間までの長さを持つ周期の波のサンプルで平均されている.

図 1.10(a) からわかるように運動量は同じ高度の水平流よりも遅い位相速度で輸送される. 赤道側と極側のどちらにも運動量フラックスが存在するように見えるがすべての波にわたって積分された全運動量フラックスは図 1.9 から赤道側にあることが分かる.

赤道方向への運動量フラックスは主に東西波数 4 から 7 の鉛直方向へ伝播する重

力波によって引き起こされる. 71 km での赤道方向への運動量フラックスの占有率は重力波のモードが 9 割を占めている.

図??に赤道方向への運動量フラックスを持った鉛直方向に伝播する重力波の水平構造を示した.

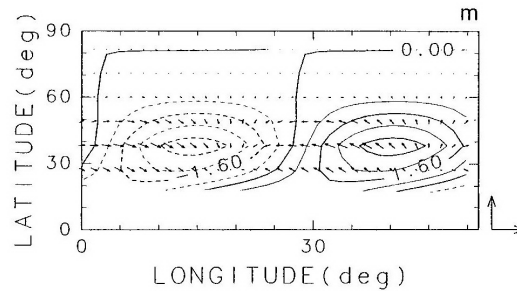


FIG. 10. Horizontal structure of a zonal wavenumber-7 gravity wave with a phase velocity of 22.3 m s^{-1} at 38.2° lat and 71-km level. Magnitude of reference wind vector is 6.25 m s^{-1} . See Fig. 7 for more details.

図 1.12: 高度 71 km で緯度 38.2 度の位相速度 22.3 m s^{-1} を持つ東西波数 7 の重力波の水平構造. 参照風のベクトルの規模は 6.25 m s^{-1} である. 詳細は図 1.8 を参照されたい.

65 km での運動量輸送

図 1.10(b) から赤道方向への運動量フラックスは 80 m s^{-1} の位相速度が早い波と $0 \sim 40 \text{ m s}^{-1}$ の遅い波によって引き起こされることが分かる.

この領域での赤道方向への運動量フラックスはロスビー波と重力波と緯度 50 度で振幅が最大になる東西波数 1 の混合ロスビー重力によって引き起こされる. 65 km で最大の赤道方向への運動量フラックスのモードはロスビー波であるが, 重力波のモードの占有率は 6 割を占める.

図 1.11 に赤道方向への運動量フラックスを持ったロスビー波の水平構造を示す.

位相の傾きとロスビー波の発散が中緯度に存在する.

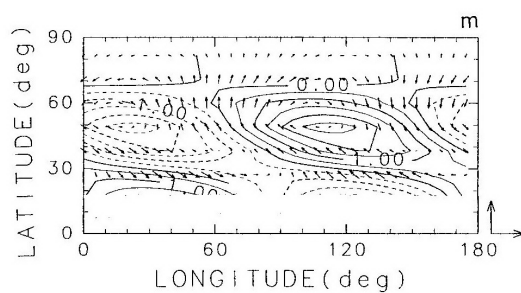


FIG. 11. Horizontal structure of a zonal wavenumber-2 Rossby wave with a phase velocity of 112.3 m s^{-1} at 27.2° lat and 65-km level. Magnitude of reference wind vector is 3.33 m s^{-1} . See Fig. 7 for more details.

図 1.13: 高度 65 km で緯度 27.2 度の位相速度 112.3 m s^{-1} を持つ東西波数 2 のロスビー波の水平構造. 参照風ベクトルの規模は 3.33 m s^{-1} . 詳細は図 1.8 を参照されたい.

53 km での運動量輸送

この領域での赤道方向への運動量フラックスは重力波と混合ロスビー重力波とロスビー波によって引き起こされる。赤道方向への運動量フラックスの重力波の占有率は5割5分ほどである。最大の赤道方向への運動量フラックスのモードは位相速度 0 m s^{-1} の混合ロスビー重力波である。位相速度 $80 \sim 120 \text{ m s}^{-1}$ の重力波のモードの4倍の大きさの運動量フラックスを持つ。

11 km での運動量輸送

11 km での高度では混合ロスビー重力波が赤道方向への運動量フラックスに寄与する。図 1.12 は 11 km での混合ロスビー重力波の水平構造を示している。

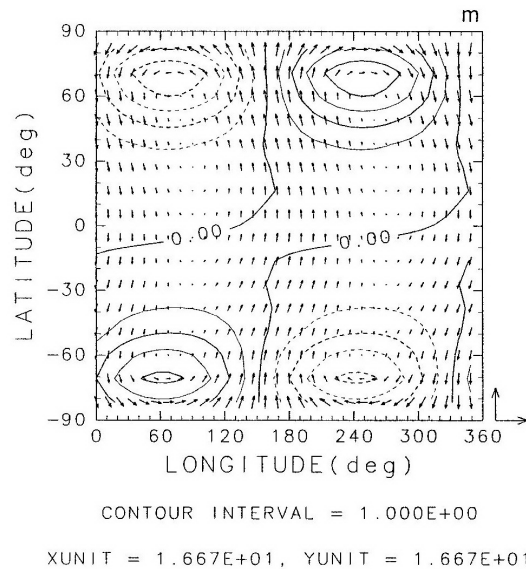


FIG. 12. Horizontal structures of a zonal wavenumber-1 quasi-stationary MRG-like wave at 11 km. See Fig. 7 for more details.

図 1.14: 11 km での東西波数 1 の準定常な MRG like な波の水平構造。詳細は図 1.8 を参照されたい。

赤道方向と極方向の流れの矢羽は緯度 ± 60 度の間の領域で傾いている。

1.3.4 鉛直方向への渦運動量輸送

緯度 5.5 度と緯度 38.2 度での渦鉛直運動量フラックス $\overline{u'w'}$ の位相速度と高度の分布を図 1.13 に示している。

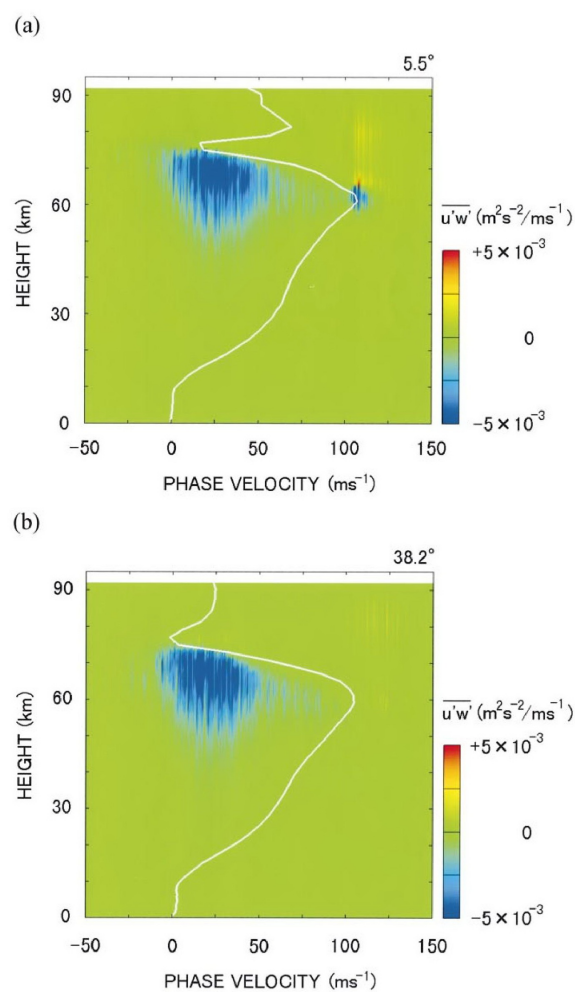


FIG. 13. Phase velocity–height cross sections of spectrum of $\overline{u'w'}$ at (a) 5.5° and (b) 38.2° , averaged over a sampling period of 4096 h from day 63 180.

図 1.15: (a) 緯度 5.5 度での $\overline{u'w'}$ のスペクトルの位相速度と高度の断面と (b) 緯度 38.2 度での $\overline{u'w'}$ のスペクトルの位相速度と高度の断面. どちらも 63180 日の間で 4096 時間までの長さを持つ周期の波のサンプルで平均されている.

緯度 5.5 度での運動量輸送

この領域では下層大気から \bar{u} よりも遅い位相速度の東西波数が高い重力波が伝わるので東西平均運動量フラックスは負の値になる。さらに遅い重力波の運動量フラックスは 80 km 付近で平均流に吸収される。よって、約 20 m s^{-1} の弱い東西風が 75 km 付近で形成される。

図 1.13(a) から 105 m s^{-1} の速度を持つ渦が運動量フラックスをもっている。この渦は 62 km 付近で負の運動量フラックスを持つ。この運動量フラックスは赤道の低安定層で局所的な対流によって発生する東西波数 10 の渦によって引き起こされる。一方で、65 km より上の領域では運動量フラックスは正の値を持つ。この運動量フラックスは低安定層で発生した鉛直方向に伝播する重力波によって引き起こされる。この早い位相速度を持つ重力波は 90 km での赤道ジェットを加速する。

緯度 38.2 度での運動量輸送

図 1.13(b) から $0 \sim 50 \text{ m s}^{-1}$ の位相速度を持つ鉛直方向へ伝播する重力波によって負の運動量フラックスが生じることが分かる。この重力波は 75 km 付近の平均流に吸収されてこの高度でスーパーローテーションにブレーキをかける。さらに重力波による減速で 77 km 付近の子午面流を増幅する。

1.3.5 水平方向と鉛直方向の渦粘性

水平渦粘性

以下に領域による水平渦粘性による効果を表にまとめる。

領域	水平渦粘性による加速
80 km 付近の $\bar{u} \sim 20 \text{ m s}^{-1}$ の領域	$0.06 \text{ m s}^{-1} \text{ 日}^{-1}$
45 km 付近の極域	$0.06 \text{ m s}^{-1} \text{ 日}^{-1}$
それ以外の領域	$\pm 0.02 \text{ m s}^{-1} \text{ 日}^{-1}$ 以下

表 2: 水平渦粘性による効果

スーパーローテーションが十分に発展している赤道での 65 km の $\overline{u'v'}$ の値は水平渦粘性による加速よりかなり大きい。よって、水平渦粘性はスーパーローテーションの維持には重要なものではない。

鉛直方向の渦粘性

鉛直渦粘性フラックス $-\rho_0 a \cos \phi K_z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ は 25 km より上では微小なものになるがそれより下の場合下方向の角運動量フラックスへ寄与する.

鉛直渦粘性フラックス $-\rho_0 a \cos \phi K_z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ は赤道の 16 km で約 $-1 \times 10^5 \text{ kg s}^{-2}$ の最大値を持つ. 緯度 60 度の地表付近で $-5 \times 10^4 \text{ kg s}^{-2}$ の値を持っていて重力波による下方向の角運動量フラックスとほぼ等価な値を持つ.

1.4 スーパーローテーションの形成と維持のメカニズム

図 1.14 は東西平均流と渦によって引き起こされる東西平均された鉛直方向の角運動量フラックスの緯度と高度の分布を示している。

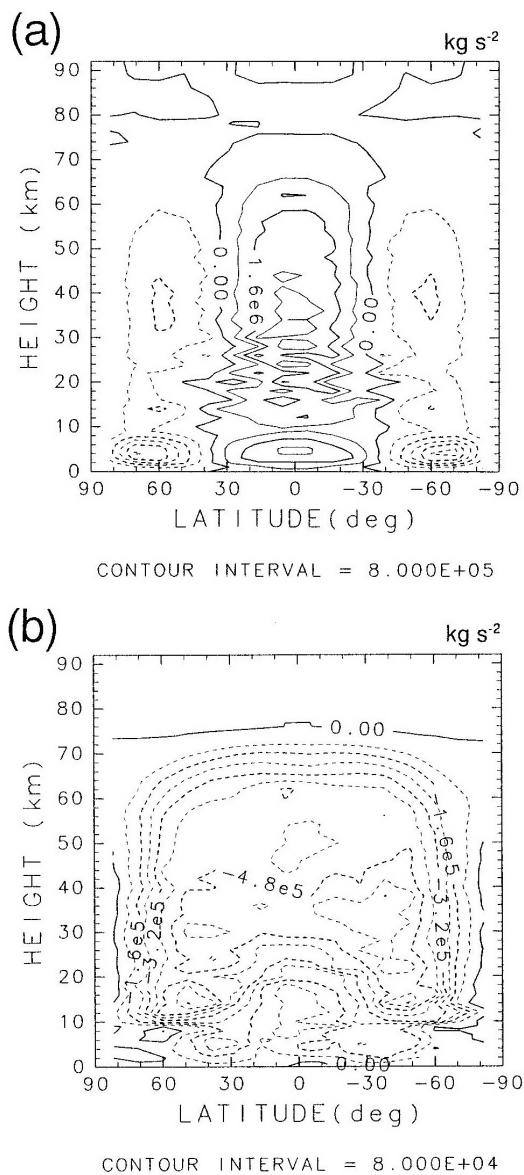


FIG. 14. Latitude-height cross sections of (a) $\rho_0 a \cos \phi (\bar{u} + \Omega a \cos \phi) \bar{w}$ (kg s^{-2}) and (b) $\rho_0 a \cos \phi \overline{u'w'}$ (kg s^{-2}), averaged over a sampling period of 4096 hours from day 63 180. Dashed curve indicates negative value.

図 1.16: (a) $\rho_0 a \cos \phi (\bar{u} + \Omega a \cos \phi) \bar{w}$ の緯度と高度の断面と (b) $\rho_0 a \cos \phi \overline{u'w'}$ の緯度と高度の断面. どちらも 63180 日から 4096 時間までの長さを持つ周期の波のサンプルで平均されている. 破線は負の値を示している.

図 1.14(a) でわかるとおり東西平均された上昇流は低緯度で大きな角運動量をくみ上げるが下降流によって運ばれる角運動量フラックスは小さい。このことはハドレー循環が効果的に角運動量を上方向に運んでいることを示している。また、図 1.14(b) に示されたように波の下方向への角運動量フラックスはハドレー循環の上方向へのフラックスよりもかなり小さい。よって、くみ上げられた角運動量は雲層に集められる。

単一のセルによる子午面循環が卓越しているという状況を考える。平均東西流が常に定常な緯度 ± 60 度の層では平均の赤道域上昇流が下層大気から中層大気へ大きな角運動量を効果的に汲み上げる。一方、極の角運動量は赤道での角運動量より小さいので平均の極域下降流は効果的に角運動量を輸送しない。従って、全緯度にわたって積分された正味の角運動量フラックスは上方向である。それゆえに下層大気での角運動量はハドレー循環によって汲み上げられる。

子午面循環の流れの上の部分では平均の極方向への流れが高緯度に角運動量を輸送する。輸送された運動量の一部分は高緯度での下降流に運ばれる前に波によって低緯度の領域に戻される。よって、角運動量は流れの上部分に集められる。ロスビー波、混合ロスビー重力波、重力波による赤道方向への角運動量フラックスを生む。

雲層と下層大気では惑星スケールのロスビー波と混合ロスビー重力波が赤道方向の運動量フラックスを生む。一方で、重力波もまた赤道方向への運動量輸送に寄与する。高度 65 km と 71 km では $0 \sim 40 \text{ ms}^{-1}$ の鉛直方向へ伝播する重力波が赤道方向への運動量フラックスを生む。

雲層より上では鉛直方向へ伝播する重力波によって下方向への角運動量フラックスが引き起こされる。重力波による東西流の減速は極域下降流の増大を導く。結果として全球の大気にわたって広がっている単一のハドレーセルが増大される。

1.5 結論

東西一様な太陽加熱が今回の金星 like な GCM で強制されている場合はハドレー循環と多様な波がスーパーローテーションを十分に時間発展させることができる。

図 1.2 での東西一様な太陽加熱が使われるとき子午面循環は単一のセルで支配される。自転よりも 60 倍短い周期をもつスーパーローテーションが雲頂付近で形成される。角運動量密度の最大値は 20 km 付近に位置し、低安定領域は 60 km 付近と 40 km より下の領域に形成されて、シミュレートした大気構造は観測された大気構造に似ている。

スーパーローテーションの形成と維持は次の様に説明される。ハドレー循環が雲層へ角運動量を汲み上げる。ハドレー循環の流れの上の部分において先ほど汲みあげられた角運動量が極方向への流れによって輸送される。しかし、輸送される運動量の一部分は多様な波によって低緯度へ戻される。結果として、角運動量は金星の雲層で加速されて、約 100 m s^{-1} の東西平均流が緯度 ± 60 度の間で再現される。

ロスビー波, MRG like な波, そして重力波による赤道方向への運動量フラックスがギーラシメカニズムでの大きな水平渦粘性に相当する。単一のハドレーセルとこれらの波の両方が十分に時間発展したスーパーローテーションを作成する。一方、鉛直方向に伝播する重力波は雲頂より上のスーパーローテーションを減速する。そして、子午面循環を増大する。重力波の下方向への角運動量フラックスはギーラシメカニズムでの 25 km より上の小さな鉛直拡散に相当する。重力波は雲頂よりも上の平均東西流を減速する。しかしながら、雲層では十分時間発展したスーパーローテーション (4 日循環) が形成される。

第2章 計算結果

自分で計算した結果をまとめた。

図 2.1 は 63200 日から 64000 日までの時間平均した東西平均流の緯度高度分布である。YT2003 に比べて東西風が弱くなった。しかし、高度や構造はだいたいあっている。

図 2.1 は 63200 日から 64000 日までの時間平均した東西平均温度の緯度高度分布である。YT2003 と構造がだいたいあっている。

図 2.1 は 63200 日から 64000 日までの時間平均した東西平均子午面流の緯度高度分布である。YT2003 とはところどころ違いがみられるが高度 80 km ほどが大きいなどの構造は正しい。

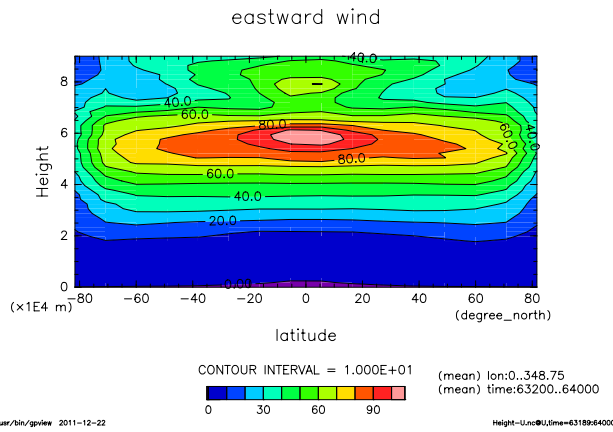


図 2.1: 63200 日から 64000 日までの時間平均した東西平均流の緯度高度分布.

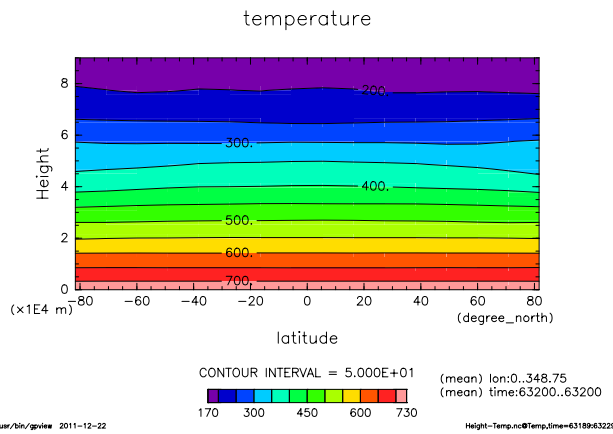


図 2.2: 63200 日から 64000 日までの時間平均した東西平均温度の緯度高度分布.

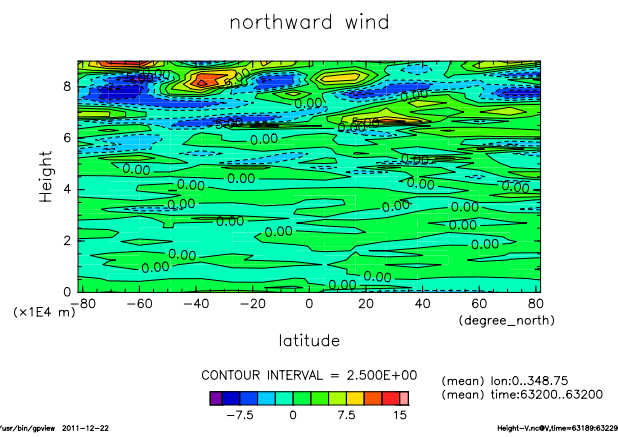


図 2.3: 63200 日から 64000 日までの時間平均した東西平均子午面流の緯度高度分布.