

## 波動によって生じる金星中層大気の諸現象について

和歌山大・教育 山本 勝 (Masaru Yamamoto)

金星エアロゾル雲の雲頂と雲底では、いろいろな惑星スケール波動が観測されている。それらの波の中でも、赤道波は金星中層大気の諸現象の形成・維持において重要な役割を果たしうる。下層大気で発生した 5.5 日周期の惑星スケール赤道波は、雲底付近で大きな振幅を持ち、砕波し、ブロック状の雲を形成する。一方、ニュートン冷却の大きな雲頂では、赤道 4 日波に対応する惑星スケール波が減衰し、その角運動量が平均流に移り、赤道流が加速される。さらに、平均流に移った角運動量は子午面循環によって中・高緯度に運ばれ、中緯度ジェットが形成される。このジェット付近で 5.7 日周期の中緯度ロスビー波が発生し、赤道 4 日波と一緒に Y 字形の雲模様を形成・維持する。その際、中緯度ロスビー波は数週間周期で振幅変調する。

### 1. 観測事実とこれまでの研究

金星は厚い硫酸のエアロゾル雲に覆われ、その雲層上端 (65-70 km) を紫外線で観測すると、「四日循環」と呼ばれる高速流や Y の字を西に 90 度倒した「Y 字形雲模様」が、およそ 4 日で金星を一周する。さらに、「Bright Polar Band」と呼ばれる帯状の模様や 4-6 日周期波動も観測される。金星大気力学の未解決の問題として、以下の二つが挙げられる。

◎なぜ、自転のおよそ 60 倍で金星を一周する「四日循環」が雲層上端で駆動するのか？

◎なぜ、「Y 字形」や「帯状構造」の雲模様が観測されるのか？

これまで、これら二つの問題はそれぞれが独立に議論されてきた。本稿では、「波-平均流相互作用」を考慮することによって、これら二つを合理的に説明するシナリオを 3 章で述べる。

また、近赤外による観測 (Crisp et al., 1991) でも、雲底付近 (45-50 km) で 7.4 日で金星を一周する東西風や 5.5 日周期の惑星スケール擾乱が観測される。赤道域では、2000 km 程度のブロック状の雲が観測されている。雲底における大気力学における問題点として、

◎なぜ、雲底で自転の 30 倍の高速流が駆動するのか？

◎なぜ、「ブロック状」の雲模様が観測されるのか？

の 2 点が挙げられる。後者に関する研究は 2 章で述べる。以下では、上述の観測事実に関係した研究について紹介する。

硫酸のエアロゾル雲の上端では、「四日循環」と呼ばれる東西流が赤道域から中緯度にわたり駆動しており、 $90 \text{ ms}^{-1}$  ほどの高速流が維持されている (Rossow et al., 1990)。温度風バランスより得られた帯状平均東西流の子午面分布をみると、雲層上端付近では  $120 \text{ ms}^{-1} \sim 140 \text{ ms}^{-1}$  の中緯度ジェットが観測されている (Newman et al., 1984)。

雲層上端より下では、地表から高度が上がるにつれて徐々に東西風が増大し、高度 40 km あたりで  $50 \text{ ms}^{-1}$  ほどの風が吹き、雲層内部では高度とともに急激に東西風が増大し、雲層上端では  $100 \text{ ms}^{-1}$  ほどに達する (Schubert et al., 1980)。このように観測では、金星全域にわたりスーパーローテーション (大気が自転よりも高速で回転) している。このようなスーパーローテーションがなぜ起るのかについてはよくわかっていない。雲層上端のスーパーローテーションである「四日循環」は古くから知られており、諸説が提出されている。これらは、以下の 3 つの説に分類される。

(1) Gierasch 説

(2) 熱潮汐説

(3) 昼夜間対流説

Gierasch 説では、適当な子午面循環と渦拡散によって、四日循環が駆動する (Gierasch, 1975; Matsuda, 1982)。子午面循環によって上層に波みあがった角運動量は、極向きの子午面流によって高緯度に運ばれる。もし、何ら

かの大きな水平渦拡散が存在すれば、ハドレーセルの上側ブランチの角運動量が、高緯度域の下降流によって下側ブランチに運ばれる前に、赤道方向へ輸送される。すると、この上側ブランチに角運動量が蓄積し、四日循環が駆動するというシナリオである。しかし、このシナリオの中の「大きな水平渦拡散」が何であるかはよくわかっていない。また、中層大気の子午面循環が地面に接していれば、地面との摩擦で角運動量が大气に供給されるが、多くの研究では中層大気の子午面循環は地面と接していない(e.g., Rossow, 1983; Hou & Goody, 1985)。これは、雲が太陽光の大部分を吸収し、それによって中層大気の子午面循環が駆動しているからである。このような状況下で、雲層の子午面循環にどのように角運動量が供給されるかも問題点の一つになっている。最近、Iga & Matsuda (1999)は、「適当な大きさの渦拡散」と「地面から分離した子午面循環」によってスーパーローテーションを再現している。この研究では、雲層の子午面循環のリターンフローが高度 35 km まで達しており、その高度域(下部境界)の赤道で  $40 \text{ ms}^{-1}$  のスーパーローテーションが維持されていれば、四日循環が再現可能であることを示している。

二番目の説は、熱潮汐波の鉛直伝播による四日循環形成メカニズムである(Schubert & Whitehead, 1969; Fels & Lindzen, 1974)。雲層上端で発生する潮汐波は平均流より位相速度がはるかに遅く、それが鉛直伝播すると、雲層上端から負の運動量を取り去り、他の高度域に運ぶので、雲層上端の平均流は加速され、それ以外では減速となる。この説に基づいた数値実験によって、雲層上端のスーパーローテーションが再現された(Baker & Leovy, 1987; Newman & Leovy, 1992)。雲層上端では平均流は加速されるが、大気密度の薄い 80 km より上の高度域では強い減速が生じ、それがレイリー摩擦による加速とバランスしている。本来、レイリー摩擦は平均流にブレーキをかけるために導入されたものなので、加速するのは不自然である(これは、レイリー摩擦が平均流をバックグラウンド流に戻すようにしてあるため、バックグラウンド流より平均流が遅くなった場合、レイリー摩擦が平均流を加速してしまう)。これらの結果は、レイリー摩擦によってバックグラウンド流から角運動量が人為的に供給され、それが子午面循環によって角運動量が全域に広がったと解釈される。このように、この説でも中層大気への角運動量の輸送機構は明らかでない。

三番目の説は、昼-夜間の加熱の不安定に起因する惑星スケールの渦が鉛直方向に角運動量を輸送するというものです(Thompson, 1970; Young & Pollack, 1977)。この説によって Young & Pollack (1977)は四日循環を再現したが、鉛直渦拡散の不適切な扱いが指摘された(Rossow et al., 1980b)。その後、この説を支持する数値実験や理論は提出されていない。最近、Takagi & Matsuda (1999)では、Thompson 機構を 3 次元球面に拡張し、こうしたメカニズムが機能しにくいことを示している。

これらの説は四日循環を議論する上で決して無視できないが、今のところ「中層大気大循環が地面と分離している状況下で、中層大気大循環への角運動量輸送機構」は未解決のままである。

赤道から中緯度域において、4-5 日で金星を東から西へ一周する「Y 字形雲模様」が観測される(Rossow et al., 1980a)。この模様の形成について、3つの代表的な説がある：

- (1) ケルビン波とロスビー波のたし合わせ
- (2) ケルビン波と平均流の移流
- (3) 傾圧不安定波による移流

Belton et al. (1976)は、赤道ケルビン波(あるいは重力波)と中緯度ロスビー波をうまく具合にたし合わせると、Y 字模様が形成されること示した。しかし、ケルビン波とロスビー波の振動周期が異なる場合、この Y 字模様は維持できない。ある時刻に Y 字を形成しても、しばらくすると 4 日周期ケルビン波が 5 日周期ロスビー波を追い抜くため、「逆 Y 字」が形成されてしまう(Covey & Schubert, 1982)。この「逆 Y 字」は観測と矛盾してしまう。

二番目の説は Smith et al. (1992; 1993)によるもので、赤道付近で発生させた小さな雲はケルビン波と平均流の移流によって引き伸ばされ、中緯度に流される。そのパターンは西に傾いた筋模様「Bow-shaped Streak」をうまく再現している。しかしながら、経度方向のブライトネスの濃淡を十分再現しているわけではない。さらに、この説が正しいなら、Y 字模様を構成する「Midlatitude Dark Band」も平均流と 4 日周期ケルビン波による移流を反映して 4 日周期で変動するはずである。しかし、「Midlatitude Dark Band」が 5 日周期で変動している観測事実をこの説では説明できない。

三番目の説は Young et al. (1984)によるものである。傾圧不安定モードのうち、6.1 日周期のモードは中緯度

のみならず赤道にも捕捉される。このモードによって形作られる受動的トレーサーの濃淡のパターンがY字形の模様をしている。ところが、1つのモードだけしか考慮していないので、赤道域と中緯度のブライトネスの変動周期が異なる状況下では、この説は適用できない。しかも、このモードの位相速度は赤道波の観測値に比べ遅すぎる。

これら3つの説では、赤道4日波と中緯度5日波の両方が存在する条件下(Del Genio & Rossow 1982; 1990)で、Y字形雲模様の形成・維持が説明できない。また、紫外線のブライトネスは中緯度を境に急激に変化し、高緯度側で明るくなる。中・高緯度では「Bright Polar Band」と呼ばれる帯状構造が観測され、1979年には数週間周期の変動も観測されている(Del Genio & Rossow, 1982)。これらの形成・維持機構もよくわかっていない。

以下では、金星の惑星スケール赤道波が上述の諸現象に及ぼしうる影響について調べる。鉛直伝播する赤道波は、中・高緯度の波に比べて回転軸からの腕の長さが長い分、潜在的に大きな角運動量を鉛直に輸送することが可能である。また、金星の低緯度域では惑星スケールの波がよく観測されていることもあり、本研究では金星の惑星スケール赤道波に着目するのである。

## 2. 金星赤道域の惑星スケール波

本研究では大気下端からジオポテンシャルによって波数1の強制を与え、下記の支配方程式(経度-高度・次元)を解いて、赤道での金星大気の応答を調べる：

$$\begin{aligned} u'_t + Uu'_x + U_z w' + \psi'_x &= -F + \bar{F} \\ T'_t + UT'_x + (HN^2/R)w' &= -G + \bar{G} \\ \rho_0 u'_x + (\rho_0 w')_z &= 0 \\ F &= (u'^2)_x + (\rho_0 u'w')_z / \rho_0 \\ G &= (T'u')_x + (\rho_0 T'w')_z / \rho_0 \end{aligned}$$

ここで、 $R$ は気体定数、 $\rho_0$ は平均大気密度、 $H$ はスケールハイト、 $U$ は基本流、 $N$ はブラントバイサラ振動数を表す。 $u$ 、 $w$ 、 $T$ 、および、 $\psi$ は、それぞれ、東西流、鉛直流、温度、および、ジオポテンシャルで、バーとタッチは帯状平均成分と摂動成分を表す。上記の方程式系に後述の非断熱項を加える。まず最初に、線形化した支配方程式を解いて、大気下端で強制した重力波の雲内における応答を調べた後、雲層内で大きな振幅を持つ波について非線形応答を調べた。

上の支配方程式の非線形項を無視して、ニュートン冷却とレイリー摩擦を加えた後、ジオポテンシャルについて解くと、線形波に対する鉛直構造式を導くことができる。本研究では、高位相速度の惑星スケール波(波数は1で、位相速度は $50 \text{ ms}^{-1}$ から $200 \text{ ms}^{-1}$ )について雲層内部での応答を調べた。格子点は、高度 $0.25 \text{ km}$ から $120 \text{ km}$ までの領域で、 $250 \text{ m}$ ごとに置く。境界条件は、下端で $\psi'_{bottom} (= g h_{bottom})$ を与え、上端ではゼロとおいた。

次に、雲層内で大きな振幅を持つ波についての非線形応答を調べるために上述の支配方程式系を直接数値積分する。経度と高度についてそれぞれ $0^\circ$ から $360^\circ$ と $0.5 \text{ km}$ から $120 \text{ km}$ の領域で、 $64 \times 240$ の格子点を置き、鉛直流とジオポテンシャルは鉛直下方向、水平流は水平方向のstaggered格子を用いた。下端( $0.25 \text{ km}$ )での強制として、ジオポテンシャルハイト $h_{bottom}$ を $0.2 \text{ m}$ から $5 \text{ m}$ の範囲で与えた。鉛直方向と水平方向の渦拡散はそれぞれ $0.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ と $500 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ とした。数値積分は10分ごとに4次のルンゲクッタ法で解いた。また、格子間隔にまでカスケードした結果、波が格子間隔程度の高波数域に蓄積しないように、1時間ごとに水平8次のシャピロフフィルターをかけた。

上記の鉛直構造式を解いたり、非線形相互作用も含んだ支配方程式系を数値積分するときに用いた基本場やパラメーターは以下のようにした。東西風は、観測地点や期間によってばらつきがあるものの、下層大気では高さと共に徐々に増大し、雲層内部で急激に増大し、雲層上端で $100 \text{ ms}^{-1}$ 近い値を持つという特徴がある。また、地表面と雲底では安定度の低い層が観測されている。本章で用いた基本流(東西風)と大気安定度(ブラントバイサラ

振動数の二乗)の鉛直分布は図1に示す。レイリー摩擦やニュートン冷却は、Hou & Farrell(1987)のニュートン冷却の値をもとに与えた。

### 2. 1 線形応答

鉛直構造式を解いて、下端で強制した波の位相速度に対するジオポテンシャル振幅を求めた結果を図2に示す。実線が雲層上端(高度 64 km)、破線が雲底(高度 44 km)における下端強制で規格化されたジオポテンシャル振幅である。雲層上端では  $100 \text{ ms}^{-1}$  を越える位相速度を持つ重力波が大きな振幅をもつ。これは Covey & Schubert (1981;1982)の結果と同様で、この波は臨界高度にさらされず、雲層上端まで鉛直伝播できる。他方、雲底では、 $79 \text{ ms}^{-1}$ の重力波が大きな振幅をもつ。この波は雲内の低安定度層のすぐ上で臨界高度が存在しており、臨界高度におけるリチャードソン数 Ric は1以上となり雲内で完全に吸収される。その結果、この波は、それ以上には伝播できないため、雲層上端では出現しない。実際の金星の惑星スケール赤道波も、雲頂で4日、雲底で5.5日の周期もち、本研究と定性的には矛盾しない(Del Genio & Rossow, 1990; Crisp et al., 1991)。

### 2. 2 非線形応答

線形応答で雲内の振幅が大きい波について、二次元プリミティブ方程式系の下端で波数1の強制を与え、非線形応答を調べた。大気下端で  $131 \text{ ms}^{-1}$ の波は臨界高度にさらされることなく雲層上端まで伝播できる。この場合、 $h_{\text{bottom}}$  を5 mまで増大させても非線形性は重要にならない。波数1の強制波は、ほとんど高波数にカスケードすることなく、60 km以上でニュートン冷却やレイリー摩擦によって減衰する。この波の運動量 flux は、60 km から70 kmの間で急激に減少するので、この領域の平均流を加速することになる。

ところが、大気下端で  $79 \text{ ms}^{-1}$ の波を強制した場合、 $h_{\text{bottom}}$ を大きくするにつれて、非線形性が無視できなくなる。雲内で臨界高度を持つ強制波は、大気下端での強制が弱いと非線形性はほとんど現れず、 $\text{Ric} > 1$ なので、線形波理論が示すように下から伝播した波は臨界高度に達するまでに吸収されてしまう。しかしながら、強制が強くと、臨界高度付近でも大きな振幅を持つ場合、雲層下部の低安定度層で碎波が起こるようになる(図3)。この場合、惑星スケール波動の碎波で生じた対流セルは、鉛直スケールに比べて水平スケールが非常に大きい(1000倍ほど)。この対流セルは雲底のブロック状雲に対応し、大気下端の強制を強めるほど小さなサイズになる。また、雲層上端より上では、鉛直伝播する高波数波動も出現する。運動量 flux の鉛直分布は、強制が増大するにつれて、50 kmあたりで負の運動量 flux が増大していく。その結果、強制が増大すると、この負の運動量の極大高度(51 km)より下で平均流加速を強め、上では平均流減速を強める傾向となる。

そこで、この場合について、これら擾乱の波数や位相速度を調べてみた。すると、下方から鉛直伝播する強制波は臨界高度より上には決して鉛直伝播しない。しかしながら、強制波と異なる位相速度の波が低安定度層付近で再放射されている。高波数の波は臨界高度より上で、 $0 \text{ ms}^{-1} \sim 50 \text{ ms}^{-1}$ の水平位相速度を持つ。また、波数1では、 $-50 \text{ ms}^{-1} \sim -20 \text{ ms}^{-1}$ の位相速度を持つ波が再放射されている。

これらの結果を実際の金星大気に適用してみる。下層大気から鉛直伝播し、雲層内で大きな振幅を持つ波動のうち、 $100 \text{ ms}^{-1}$ を超える波は雲層上端まで鉛直伝播できる。ところが、 $100 \text{ ms}^{-1}$ 以下の臨界高度を持つ波は臨界高度のすぐ下にある低安定度層で碎波し、雲底で観測されるようなブロック状の雲が形成される。定性的には、前者の臨界高度を持たない波は雲層上端の赤道4日波に対応し(Covey & Schubert 1981; 1982)、臨界高度を持つ波は雲底で観測される5.5日波に対応している。

## 3. 金星中層大気モデル

前章では、赤道4日波のような位相速度が  $100 \text{ ms}^{-1}$ を超える波動は雲層上部まで角運動量を輸送できることがわかった。ここでは、波数1の赤道4日波に着目する。力学モデルや数値解法は Yamamoto & Tanaka (1997)に基づく。金星中層大気の下端と上端は、それぞれ40 kmと110 kmと置いた。高度40 kmでは  $50 \text{ ms}^{-1}$ の高速流が観測されているので、赤道で  $50 \text{ ms}^{-1}$ の剛体回転しているバックグラウンド流を仮定し、それをリファレンス・フレームとした。「四日循環」を帯状平均の東西流、「赤道4日波」を含む惑星スケール波動を波数1の擾乱成分で表

わすことによって、下層大気で発生した赤道4日波が四日循環を形成・維持できるか否かを調べた。帯状平均場の支配方程式を以下ようになる：

$$\begin{aligned} \bar{u}_t + \bar{v}\bar{u}_x + \bar{w}\bar{u}_z - [2\bar{\Omega} + \bar{u}/(a \cos\theta)]\bar{v} \sin\theta &= +F_K - \alpha_R \bar{u} + (\rho_0 \bar{v} \bar{u}_z)_z / \rho_0 \\ [2\bar{\Omega} + \bar{u}/(a \cos\theta)]\bar{u} \sin\theta &= -\bar{\psi}_y \\ \bar{v}(\bar{\psi}_z)_y + N^2 \bar{w} &= \kappa \bar{J} / H + F_T - \alpha_N \bar{\psi}_z \\ (\bar{v} \cos\theta)_y / \cos\theta + (\rho_0 \bar{w})_z / \rho_0 &= 0 \\ F_K &= -[(\rho_0 \bar{u}' v' \cos^2 \theta)_y / \cos^2 \theta + (\rho_0 \bar{u}' w')_z] / \rho_0 \\ F_T &= -[(\rho_0 \bar{\psi}'_z v' \cos\theta)_y / \cos\theta + (\rho_0 \bar{\psi}'_z w')_z] / \rho_0 \end{aligned}$$

$u, v, w$  および  $\psi$  は それぞれ東西流、南北流、鉛直流およびジオポテンシャルで、バーおよびダッシュは、リファレンス・フレームから観測した帯状平均成分と摂動成分を表す。ただし、 $\bar{\Omega}$  はリファレンス・フレームの角速度を表す。帯状平均東西流は、波-平均流相互作用や子午面循環によって駆動する。帯状平均南北風は旋衡風バランス（遠心力と圧力傾度力とのバランス）によって支配される。子午面循環を駆動する太陽光加熱は、非断熱加熱率  $\bar{J}$  で与える。その帯状平均加熱率は Tomasko et al. (1985) の結果を用いた。レイリー摩擦 ( $\alpha_R$ )、ニュートン冷却 ( $\alpha_N$ ) およびプラントバイサラ振動数 ( $M$ ) 等は、Yamamoto & Tanaka (1997) に従う。

摂動成分は、

$$\begin{aligned} u'_t + \bar{u}u'_x - [2\bar{\Omega} \sin\theta + \bar{u} \tan\theta / a - \bar{u}_y]v' + \bar{u}_z w' + \psi'_x &= -\alpha u' \\ v'_t + \bar{u}v'_x + [2\bar{\Omega} \sin\theta + 2\bar{u} \tan\theta / a]u' + \psi'_y &= -\alpha v' \\ (\psi'_z)_t + \bar{u}(\psi'_z)_x + (\bar{\psi}_z)_y v' + N^2 w' &= -\alpha \psi'_z \\ u'_x + (v' \cos\theta)_y / \cos\theta + (\rho_0 w')_z / \rho_0 &= 0 \end{aligned}$$

で表せる。惑星スケール波に対応する波数1のフーリエ成分のみ計算する。下部境界 40 km で四日周期で変動するジオポテンシャルのフーリエ成分 ( $\psi_1 = 75 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ;  $c = 110 \text{ ms}^{-1}$ ,  $s = 1$ ) を与えることによって、「赤道4日波」を中層大気に供給する。上述の力学モデルは、強制として、「帯状平均太陽光加熱」と「赤道4日波」を金星中層大気に与えていることになる。本研究は、これらの強制に対する中層大気の応答を調べるのである。以下の計算結果（東西風など）は、金星の自転速度で回転するリファレンス・フレームに戻して表記してある。

### 3.1 「金星四日循環」の形成

まず、4日周期赤道波を与えず、帯状平均の太陽光加熱だけを与えた。このとき、赤道と極の間の加熱差で子午面循環が駆動する。すると、子午面循環の極向き子午面流は、赤道の角運動量を高緯度に運ぶ。その結果、 $90 \text{ ms}^{-1}$  近い中緯度ジェットが発達する。しかし、赤道域には角運動量の供給がないため、赤道高速流は発達しない。これは、赤道域に何らかの角運動量供給メカニズムがないと「金星四日循環」が維持できないことを示す。

そこで、「下層大気から中層大気への角運動量の運び役」として、金星雲層上端で観測されている「赤道4日波」を与えた。すると、雲層上端で4-10日の時定数をもつニュートン冷却が赤道4日波を減衰する。その結果、波の角運動量はレイノルズ応力を介して平均流に移る。これは、角運動量が中層大気の赤道域に供給されていることを意味する。この赤道の角運動量は、子午面循環により極向きに運ばれ、中緯度ジェットを形成する（図4a）。このとき、赤道から中緯度にかけて、 $100 \text{ ms}^{-1}$  に近い高速流「金星四日循環」が形成される。つまり、「金星四日循環」は「赤道4日波による角運動量供給」と「太陽光加熱による子午面循環」によって形成・維持することが可能なのである。

### 3.2 中緯度5日波の発生

金星中層大気において、赤道4日波を与えることは、四日循環だけにとどまらず、それ以外の力学現象の形成・維持に影響を及ぼす。金星雲層の高速回転が地球の自転より遅いので、金星赤道波の赤道捕捉幅は地球のケルビン波に比べ広くなる。広い赤道捕捉幅を持つ赤道波は中緯度域の波動現象にも十分に影響を与えているのである。

上述のように、「赤道4日波による角運動量供給」と「太陽光加熱による子午面循環」によって、強い中緯度ジェットが形成される。そのジェットの近くには、帯状平均ポテンシャル渦度の水平微分の符号が変わる領域が存在する。これは、内部ジェット不安定の必要条件となる(Charney & Stern, 1962)。金星の旋衡風バランスに基づく温度風関係によると、中緯度ジェットの鉛直シアによって、温度の水平勾配が形成される。この温度勾配を擾乱によって解消しようとする傾圧不安定が発生する可能性がある。実際、赤道域だけに強制を与えたにもかかわらず、中緯度ジェット付近でも波動のジオポテンシャルが大きな値をもつ(図4b)。この中緯度波動は、旋衡風バランスの結果、等ジオポテンシャル線に沿う水平風成分が卓越する。また、波の位相は高緯度に向かうにつれ西に傾く。この惑星スケールの波はロスビー波に対応する。金星ロスビー波は雲の中で発生し、5.7日周期を持つ。また、この波は極向きに運動量と熱を輸送するが、雲層上端より上に鉛直伝播しない。

中緯度波動の擾乱成分のスペクトルをとってみると、5.7日周期だけでなく4.0日周期の成分も存在する。さらに、この波の振幅の時間変化をみると、数週間周期で振幅変調している。この振幅変調は、4.0日波と5.7日波の間のうなり(13.4日周期)である。現実の金星大気でも、こうした振幅変調は観測されている(Del Genio & Rossow, 1982)。

ところで、CharneyとSternの理論は、必要条件であり十分条件ではないので、純粋な傾圧不安定で中緯度5日波が発生すると結論づけられない。Young et al. (1984)によると、波数1の傾圧不安定モードは20-30日の時定数でゆっくり発達する。このようにゆっくり発達している間に基本場が傾圧不安定を解消する方向に変動すると、「傾圧不安定は発達しない」あるいは「発生した傾圧波が弱い」可能性がある。Newman & Leovy (1992)の数値実験によると、帯状平均、波数1および波数2の放射強制力を与えたとき、波数1に関しては、この強制による潮汐波が発生する以外に弱い中緯度5.2日波が発生した。しかし、現実の金星大気では、中緯度5日波は赤道4日波に匹敵するほどの振幅をもっている(Rossow et al., 1990)。本研究では、帯状平均の放射強制と波数1の赤道4日波の強制によって、赤道波と同じくらいの強さの中緯度ロスビー波が発生している。Newman & Leovy (1992)の数値実験において、赤道4日波が存在しないことは、中緯度5日波が弱い要因の一つであるかもしれない。また、赤道波の強制を変えると中緯度ロスビー波の振幅や周期も変わることから(Yamamoto, 1998)、金星の中緯度ロスビー波は捕捉幅の広い赤道4日波の影響を受けている。赤道4日波との共鳴によっても中緯度ロスビー波が強められている可能性が高い。

### 3.3 Y字形模様

雲層上端での温位(本研究では空気塊を断熱的に中層大気下端まで移動したときの温度。断熱的な運動に従うトレーサーは等温位面上を動く)の擾乱成分の水平分布は、Y字形雲模様を形成・維持する。観測と同じ様に、赤道では4日周期、中緯度では約5日周期で変動しているにもかかわらず、Covey & Schubert (1982)が指摘した「(観測と矛盾する)逆Y字形模様」は形成しない(図5)。「赤道に捕捉される4日波」と「西に位相が傾いた5.7日周期中緯度ロスビー波」によって、Y字形模様が形成・維持されている。赤道波は、位相速度が中緯度ロスビー波より速いので、中緯度ロスビー波に追いついてくる。ところが、赤道波の温位極大がロスビー波の極大に近づくにつれ、ロスビー波の振幅が減衰する。赤道波がロスビー波に追いついたときには、位相は西に傾いたままで、振幅は十分に弱まる。しばらくすると、ロスビー波の振幅は徐々に復活して、また元のY字形模様になる(図5)。つまり、Y字がはっきりしているときにロスビー波は強まり、Y字が崩れそうなときに弱まる。これは上述のロスビー波の振幅変調に対応しており、実際の金星の中緯度でも数週間周期の振幅変調として観測される。Y字が崩れそうなとき、ロスビー波は弱まり、その位相が西に傾いているので、けっして「逆Y字」にならない。結果として、Y字形模様は常に西に90度倒れた「Y」に見えるのである。

紫外線反射物質であるエアロゾルの雲層上端の散乱係数も、ブライトネスの濃淡に反映されるはずである。雲層上端の弱散乱域では、紫外線はあまり散乱されることなく透過するので、雲層内部に存在する紫外線吸収物質

により吸収され、弱散乱域では暗くなる。その反対に、強散乱域では明るく見える。そこで、Yamamoto & Tanaka(1998)は、エアロゾル数密度や粒径を三次元輸送モデルで計算した。雲層上端の 365 nm の散乱係数は低緯度で低く、中緯度を境に急激に変化し、高緯度で高い。これは、観測されている紫外線画像（高緯度で明るく、低緯度で暗い）と一致する。この結果は、単位体積あたりのエアロゾル表面積が高緯度で高い値を持つことによって生じる。

散乱係数が急激に変化する緯度帯を境に低緯度側では、弱散乱域が Y 字形模様を形成する。この領域では、数密度の帯状平均と擾乱成分の大きさが同じオーダで、波動による経度方向の変動が経度方向のブライトネスの濃淡を形成する。この Y 字形模様は、観測と同じように、「Equatorial Dark Band」と「Midlatitude Dark Band」から構成されている(Rossow et al., 1980a)。

中・高緯度域では、帯状平均数密度が高緯度になるにつれて増大する。その結果、帯状の構造が目立つようになる。「Bright Polar Band」と呼ばれる帯状構造が再現され、数週間周期で変動している。これらは観測と矛盾しない(Rossow et al., 1980a; Del Genio & Rossow, 1982)。

#### 4. まとめ

大気下端からの強制に対して雲内で大きな振幅を持つ惑星スケール赤道波には、臨界高度を持つものと持たないものがある。臨界高度を持つ波は雲底の惑星スケール波に対応し、臨界高度を持たない波は雲頂で観測される波に対応することが示唆される。臨界高度を持たない波は、下端強制  $h_{bottom}$  を 5 m まで増大させても、非線形性はそれほど重要ではない。他方、臨界高度を持つ波は臨界高度リチャードソン数が 1 以上なので、強制波は臨界高度で平均流に吸収される。従って、臨界高度を持つ赤道 5.5 日波も、角運動量の鉛直輸送の担い手として重要であることが示唆される。この場合、強制を増大させるにつれて、低安定度層で大きな振幅を持つようになり、碎波や波の再放射が起こる。この場合、ブロック状雲のような水平方向にアスペクト比が大きいパターンも形成される。

また、金星中層大気モデルにおいては、「波数 1 の赤道 4 日波」と「帯状平均の太陽光加熱」を与えただけなのに、金星中層大気の諸現象(四日循環、中緯度 5 日波、数週間周期の振幅変調、Y 字形雲模様)が再現される。金星中層大気が「惑星スケール波動」と「金星四日循環」の 2 つの力学システムから構成されていると考え、これら 2 つが「波-平均流相互作用」、「子午面循環による輸送」、および、「2 波の干渉」を介して結び付くことによって、上述の結果がもたらされるのである。

今後は、金星惑星スケール波動の 3 次元な振る舞いや発生メカニズムを研究するだけでなく、本研究や他のシナリオのそれぞれが現実の金星の諸現象にどの程度寄与しうるか、大循環モデルなどで客観的に検証しなければならない。

#### 参考文献：

- Baker, N. L. and C. B. Leovy, 1987: Zonal winds near Venus' cloud top level: A model study of the interaction between the zonal circulation and the semidiurnal tide. *Icarus*, 69, 202-220.
- Belton, M. J. S., R. S. Smith, G. Schubert and A. D. Del Genio, 1976: Cloud patterns, waves and convection in the Venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 33, 1394-1417.
- Charney, J. G., and M. E. Stern, 1962: On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 19, 159-172.
- Covey, C. and G. Schubert, 1981: 4-Day Waves in the Venus Atmosphere. *Icarus*, 47, 130-138.
- Covey, C. and G. Schubert, 1982: Planetary-scale waves in the Venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 39, 2397-2413.
- Crisp, D. S. McMurdock, S. K. Stephens, W. M. Sinton, B. Ragent, K. -W. Hodapp, R. G. Probst, L. R. Doyle, D. A. Allen, and J. Elias, 1991: Ground-based near-infrared imaging observations of Venus during the Galileo encounter, *Science*, 253, 1538-1541.

- Del Genio, A. D. and W. B. Rossow, 1982: Temporal variability of ultraviolet cloud features in the Venus stratosphere, *Icarus*, 51, 391-415.
- Del Genio, A. D. and W. B. Rossow, 1990: Planetary-scale wave and the cyclic nature of cloud top dynamics on Venus. *J. Atmos. Sci.*, 47, 293-318.
- Fels, S. B. and R. S. Lindzen, 1974: The interaction of thermally excited gravity waves with mean flows. *Geophys. Fluid Dynamics*, 6, 149-191.
- Gierasch, P. J., 1975: Meridional circulation and the maintenance of the Venus atmospheric rotation. *J. Atmos. Sci.*, 32, 1038-1044.
- Hou, A. Y. and B. F. Farrell, 1987: Superrotation induced by critical-level absorption of gravity waves on Venus: An assessment. *J. Atmos. Sci.*, 44, 1049-1061.
- Hou, A. Y. and R. M. Goody, 1985: Diagnostic requirements for the superrotation on Venus. *J. Atmos. Sci.*, 42, 413-432.
- Iga, S. and Y. Matsuda, 1999: A mechanism of the super-rotation in the Venus atmosphere: Meridional circulation and barotropic instability. *Theor. and Applied Mech.* 48, 379-383.
- Matsuda, Y., 1982: A further study of dynamics of the four-day circulation in the Venus atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, 60, 245-254.
- Newman, M. and C. B. Leovy, 1992: Maintenance of strong rotational winds in Venus' middle atmosphere by thermal tides. *Science*, 257, 647-650.
- Newman, M., G. Schubert, A. J. Kliore and I. R. Patel, 1984 : Zonal winds in the middle atmosphere of Venus from Pioneer Venus radio occultation data. *J. Atmos. Sci.*, 41, 1901-1913.
- Rossow, W. B., 1983: A general circulation model of a Venus-like atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 40, 273-302.
- Rossow, W. B., A. D. Del Genio and T. Eichler, 1990: Cloud-tracked winds from Pioneer Venus OCPP images. *J. Atmos. Sci.*, 47, 2053-2084.
- Rossow, W. B., A. D. Del Genio, S. S. Limaye, L. D. Travis, and P. H. Stone, 1980: Cloud morphology and motions from Pioneer Venus images. *J. Geophys. Res.*, 85, 8107-8128.
- Rossow, W. B., S. B. Fels and P. H. Stone, 1980: Comments on "A three-dimensional model of dynamical processes in the Venus atmosphere". *J. Atmos. Sci.*, 37, 250-252.
- Schubert, G. and J. A. Whitehead, 1969: Moving flame experiment with liquid mercury: Possible implications for the Venus atmosphere. *Science*, 163, 71-72.
- Schubert, G., C. Covey, A. D. Del Genio, L. S. Elson, G. Keating, A. Sciff, R. E. Young, J. Apt, C. C. Counselman III, A. J. Kliore, S. S. Limaye, H. E. Revercomb, L. A. Sromovsky, V. E. Suomi, F. Taylor, R. Woo, and U. von Zahn, 1980: Structure and circulation of the Venus atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 85, 8007-8025.
- Smith, M. D., P. J. Gierasch, and P. J. Schinder, 1992: A global traveling wave on Venus. *Science*, 256, 652-655.
- Smith, M. D., P. J. Gierasch, and P. J. Schinder, 1993: Global-scale waves in the Venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 50, 4080-4096.
- Takagi, M. and Y. Matsuda 1999: Interpretation of Thompson's mechanism for Venus' atmospheric superrotation and its extension to the spherical geometry. *J. Meteor. Soc. Japan*, 77, 971-983.
- Thompson, R., 1970: Venus's general circulation is a merry-go-round. *J. Atmos. Sci.*, 27, 1107-1116.
- Tomasko, M. G., L. R. Dose, and P. H. Smith, 1985: The absorption of solar energy and the heating rate in the atmosphere of Venus. *Adv. Space Res.*, 5, 71-79.
- Yamamoto, M., 1998: Dynamics of the 4-day circulation and the Y-shaped cloud pattern in the middle atmosphere of Venus. 博士論文, 名古屋大学理学研究科.
- Yamamoto, M. and H. Tanaka, 1997: Formation and maintenance of the 4-day circulation in the Venus middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 54, 1472-1489.
- Yamamoto, M. and H. Tanaka, 1998: The Venusian Y-shaped cloud pattern based on an aerosol-transport model. *J. Atmos. Sci.*, 55, 1400-1416.
- Young, R. E. and J. B. Pollack, 1977: A three-dimensional model of dynamical processes in the Venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 34, 1315-1351.
- Young, R. E., H. Houben and L. Pfister, 1984: Baroclinic instability in the Venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 41, 2310-2333.



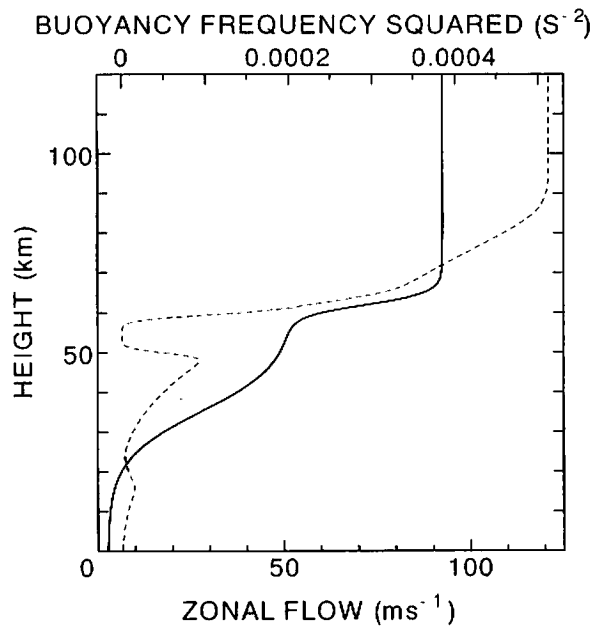


Fig. 1

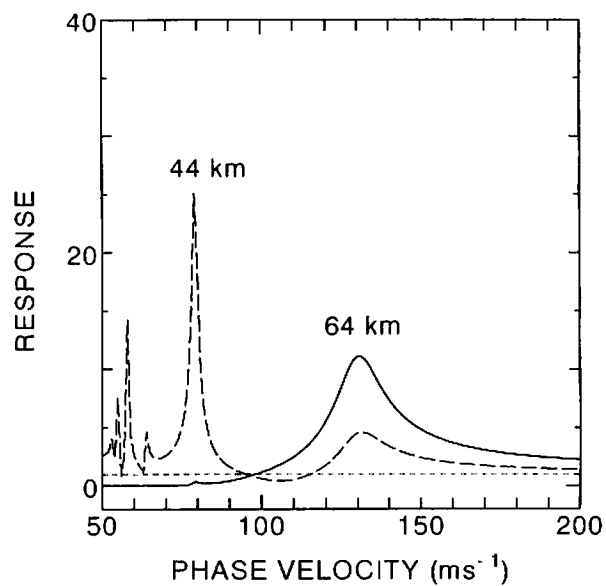


Fig. 2

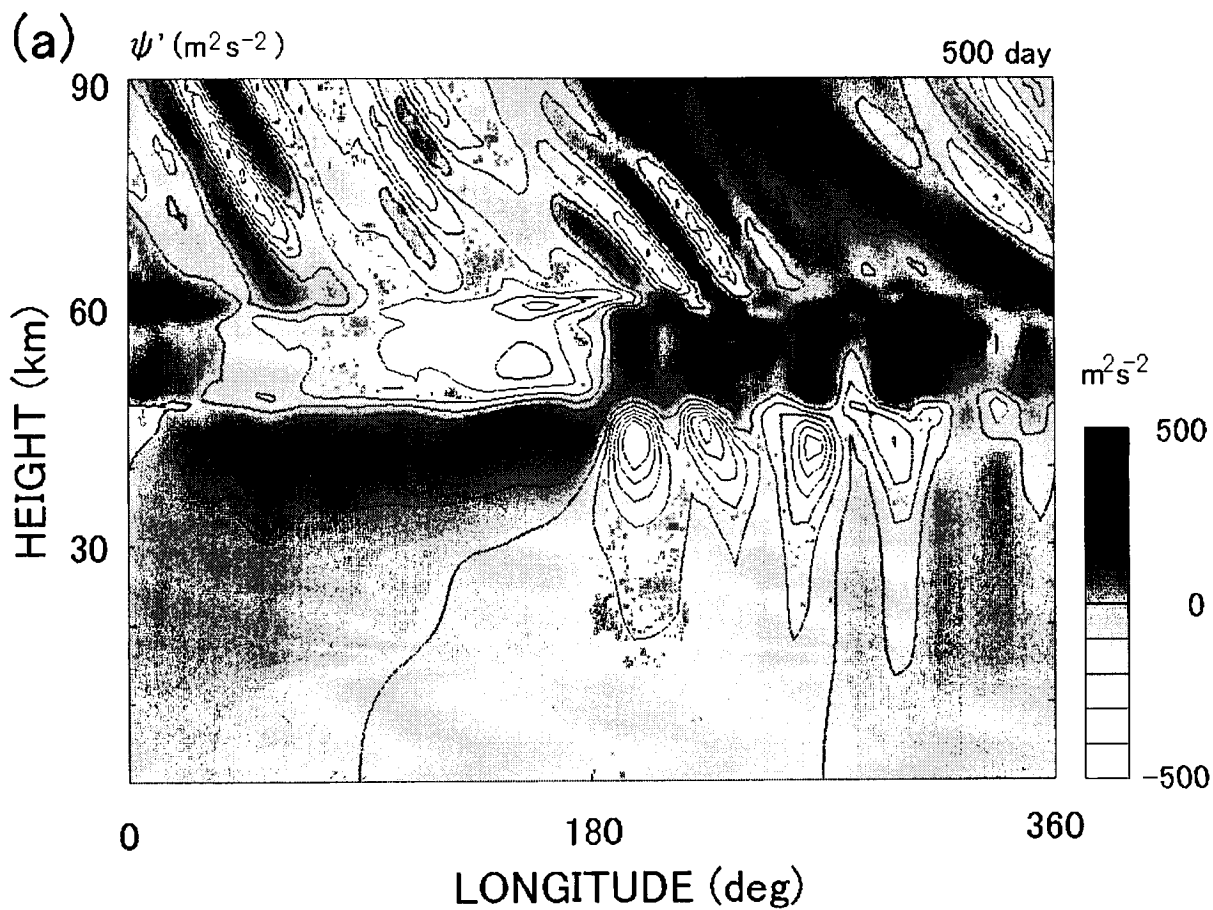


Fig. 3

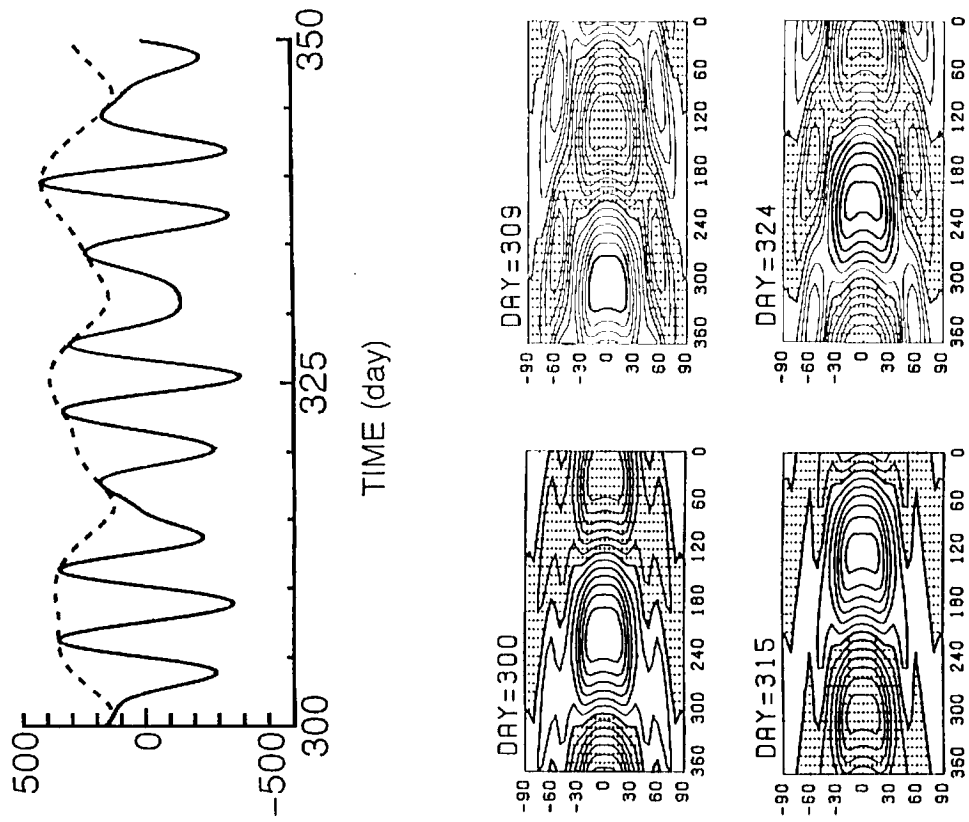


Fig. 5 高度 6.2 km、緯度 60° でのジオポテンシャルの擾乱成分の時間変動 (上図) と高度 6.3 km での温度の擾乱成分の水平パターン (下図)。

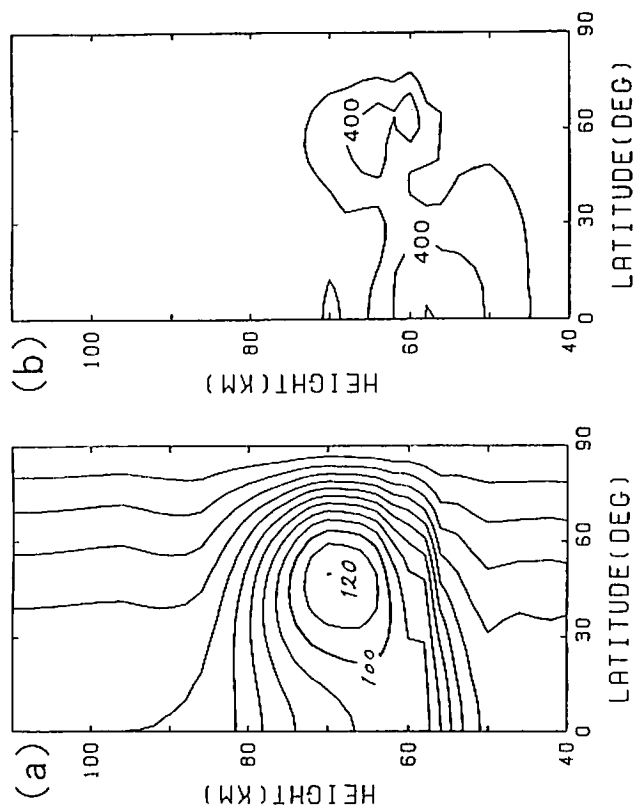


Fig. 4 (a) 帯状平均西流 ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) と (b) ジオポテンシャルの擾乱成分の振幅 ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) の緯度-高度分布図。