

金星大気における熱潮汐波と運動量輸送

東京大学大学院理学系研究科

高木征弘・松田佳久 (TAKAGI Masahiro and MATSUDA Yoshihisa)

1 序

金星大気中の熱潮汐波に関して、運動量輸送によるスーパーローテーションへの寄与という観点からいくつかの研究がなされている。Baker and Leovy (1989) と Newman and Leovy (1992) は、擾乱成分として東西波数 1 と 2 を含む方程式系を用いて、擾乱による運動量輸送とハドレー循環による移流効果がバランスすることでスーパーローテーションの構造が維持されることを示した。彼等の研究では、方程式系を時間積分しているため運動量輸送全体に占める熱潮汐波の寄与は不明である。Hou, Fels and Goody (1990) は、熱潮汐波の計算と、熱潮汐波の運動量輸送による平均流の時間変化の計算を分離し、それらを交互に行うことによって半日潮のみの寄与を求めた。その結果、高度 70 km 付近で最大風速 60 m/s 程度を与える平均流加速が得られたが、下端（高度 45 km）の赤道で 50 m/s の剛体回転流を境界条件として与えていることを考えると、これだけで現実のスーパーローテーションを説明できるわけではないようである。

そもそもこれらの研究では、下端の境界条件として剛体回転流を仮定し、高さ方向に風速の様な基本場を初期値として時間発展を計算している。Shen and Zhang (1990) は、平均流の空間構造が潮汐波の性質に強く影響することを指摘しており、このような非現実的な基本場に関して得られた結果をそのまま実際の金星大気に適用することはできない。また、時間発展の結果が現実のスーパーローテーションとはかなり異なったものになってしまうことも重大な問題の一つであろう。

そこで本研究では、観測によって得られている現実的な基本場に対して熱潮汐波を計算し、それによる運動量や熱の輸送を検討したい。平均子午面循環による運動量輸送と比較し、スーパーローテーションの維持に必要な運動量輸送が熱潮汐波だけでまかなえるのか、或いは別のメカニズムが必要なのかといった問題を、定量的に検討することも目標とする。

2 三次元球面モデル

2.1 擾乱の方程式系

基礎方程式は $\log p$ 座標系を用いた運動方程式、静水圧の式、連続の式、熱力学の式である：

$$\frac{Du}{Dt} - v \sin \theta \left(2\Omega + \frac{u}{a \cos \theta} \right) = -\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} - \nu u, \quad (1)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + u \sin \theta \left(2\Omega + \frac{u}{a \cos \theta} \right) = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - \nu v, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} = \frac{RT}{H}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \phi} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial (v \cos \theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial W}{\partial \zeta} - \frac{W}{H} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{DT}{Dt} + \frac{RT}{C_p H} W = Q - \kappa T \quad (5)$$

ここで $\zeta = -H \log p/p_s$ (p_s は地表気圧)、 $W = D\zeta/Dt$ 、 ϕ は経度、 θ は緯度、 a は惑星半径、 Φ はジオポテンシャル、 T は温度、 Q は加熱率、 R は気体定数、 C_p は比熱、 ν は Rayleigh 摩擦、 κ は Newton 冷却の係数である。また、

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} + W \frac{\partial}{\partial \zeta} \quad (6)$$

と定義する。次に、これらの式を基本場の周りに線型化する。今回は計算では、高さ方向に風速の変化する剛体回転流 $\bar{u}(\theta, \zeta) = a\bar{\Omega}(\zeta) \cos \theta$ を基本場とした。 $\bar{\Omega}(\zeta)$ は剛体回転流の各高度での角速度である。対応する温度場は cyclostrophic バランス

$$\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} [\cos \theta (f + \Delta_H \bar{u}) \bar{u}] + \Delta_H \left(\frac{\bar{u}^2}{2} + \bar{\Phi} \right) = 0 \quad (7)$$

と静水圧の式を組み合わせるによって、 $\bar{\Omega}(\zeta)$ で表現することができる：

$$\bar{T}(\theta, \zeta) = -\frac{a^2 H}{3R} \frac{\partial(\bar{\Omega} + \Omega)^2}{\partial \zeta} \frac{3 \sin^2 \theta - 1}{2} \quad (8)$$

水平風速 u, v を、速度ポテンシャル χ と流線関数 ψ

$$u = \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \chi}{\partial \phi} - \frac{1}{a} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad v = \frac{1}{a} \frac{\partial \xi}{\partial \theta} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \phi} \quad (9)$$

を用いて書き直すと、擾乱に関する式が次のように得られる：

$$\frac{\partial \hat{\Delta}_H \chi}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial \hat{\Delta}_H \chi}{\partial \phi} + 2(\bar{\Omega} + \Omega) \left[\frac{\partial \chi}{\partial \phi} - \cos \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} - \sin \theta \hat{\Delta}_H \psi \right] + a^2 \frac{\partial \bar{\Omega}}{\partial \zeta} e^{\zeta/H} \frac{\partial w}{\partial \phi} + \hat{\Delta}_H \bar{\Phi} + \nu \hat{\Delta}_H \chi = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \hat{\Delta}_H \psi}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial \hat{\Delta}_H \psi}{\partial \phi} + 2(\bar{\Omega} + \Omega) \left[\frac{\partial \psi}{\partial \phi} + \cos \theta \frac{\partial \xi}{\partial \theta} + \sin \theta \hat{\Delta}_H \xi \right] + a^2 \frac{\partial \bar{\Omega}}{\partial \zeta} e^{\zeta/H} \left[2 \sin \theta w - \cos \theta \frac{\partial w}{\partial \theta} \right] + \nu \hat{\Delta}_H \psi = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial T}{\partial \phi} - \frac{H}{R} \frac{\partial(\bar{\Omega} + \Omega)^2}{\partial \zeta} \sin \theta \cos \theta \left[\frac{\partial \chi}{\partial \theta} + \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \phi} \right] + \frac{R \bar{T}^2 N^2}{H g^2} e^{\zeta/H} w + \kappa T = Q, \quad (12)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} = \frac{RT}{H}, \quad (13)$$

$$\hat{\Delta}_H \chi + a^2 \frac{\partial w}{\partial \zeta} e^{\zeta/H} = 0, \quad (14)$$

ここで $W = w \exp[\zeta/H]$ 、 N は Brunt-Väisälä 振動数である。また Δ_H と $\hat{\Delta}_H$ は

$$\Delta_H = \frac{1}{a^2 \cos^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{1}{a^2 \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\cos \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right], \quad \hat{\Delta}_H = a^2 \Delta_H \quad (15)$$

と定義される。

地球大気における熱潮汐波の計算では、基本場として静止大気を仮定し、上の方程式系を水平構造方程式と鉛直構造方程式に分離することができる。しかしながら、金星ではその固体部分の回転が非常に遅い上に、平均東西流速が高度 0 ~ 70 km 程度の範囲で高さに対してほぼ線型に増加しており、基本場の鉛直シアを無視できない。この為、金星大気の場合、上の方程式系は水平構造方程式と鉛直構造方程式に分離できない。

未知変数 χ, ψ, T と加熱の関数 Q を、水平方向には球面調和関数 $P_l^m(\sin \theta) \exp[i(m\phi - \sigma t)]$ で展開し、鉛直方向には差分化する。今回の計算では、赤道対称性を持った球面調和関数の 3 モードを用い、鉛直には 100 層 (鉛直方向の解像度は約 1.2 km) を取った。振動数 σ は $2\pi/116.8$ days である。東西波数 m は、一日潮ならば $m = 1$ 、半日潮ならば $m = 2$ となる。以上により展開係数に関する連立方程式が $A\mathbf{x} = \mathbf{q}$ (A は基本場を表す行列、 \mathbf{x} は展開係数を表すベクトル、 \mathbf{q} は加熱分布を表すベクトル) という形式で得られ、問題は連立一次方程式を解くことに帰着される。

2.2 太陽加熱の関数

太陽加熱 Q の関数形は Shen and Zhang (1990) を参考に

$$Q(\theta, \phi, \zeta) = \begin{cases} Q_0(\zeta)(\cos \theta_{\odot})^{1.44} & (\text{昼側}) \\ 0 & (\text{夜側}) \end{cases}, \quad (16)$$

とした。ここで θ_{\odot} は天頂角である。

加熱率の鉛直分布 $Q_0(\zeta)$ (単位は K/s) は、Tomasko et al. (1980a) の求めた太陽放射の total net flux から求めた。全球平均した net flux を $F(\zeta)$ (単位は W/m^2) とすると、

$$Q_0(\zeta) = \frac{4.88}{\rho C_p} \frac{dF}{d\zeta} \quad (17)$$

である。

上層では密度 ρ が小さくなるために、式 (17) を機械的に評価すると、吸収されるエネルギー $dF/d\zeta$ は少ないにも関わらず、雲層より上 (高度 70 km 以上) の領域で加熱率が非常に大きくなってしまう (図 1)。これによって上層で大きな振幅の波が励起されるが、雲層上端以下の領域にはほとんど影響しないこと (図 3)。そこで、高度 65 km 以上でのエネルギー吸収を図 1 左パネルの実線のように変形して、雲層付近での加熱によって励起される潮汐波だけを計算できるようにした。対応する加熱率は右パネルの実線である。また、今回の計算では、地表面で吸収される太陽光 (約 $17 \text{ W}/\text{m}^2$) は考慮していない。

2.3 基本場

図 2 に、計算に用いた基本場の鉛直構造を示す。平均流 \bar{u} と Brunt-Väisälä 振動数 N には、Pioneer Venus や Venera 10, 11, 12 の観測データと整合的な分布を用いた。これらは Smith, Gierasch and Schinder (1993) (以下 SGS1993 という) の用いた分布とほぼ同じものである。平均流 \bar{u} には、各高度で角速度 $\bar{\Omega}(\zeta)$ の剛体回転を仮定し、図には赤道での鉛直構造を示してある。温度分布は Pioneer Venus の観測データ (Seiff et al., 1980) と Venera 11, 12 の観測データ (Seiff and Kirk, 1980) を参考にした。モデルでは、潮汐波の上端での反射を抑えるために、Rayleigh 摩擦と Newton 冷却を用いている。それらの緩和時間は Pechmann and Ingersoll(1984) (以下 PI1984 という) と Shen and Zhang (1990) を参考にした。ただし、簡単のため両者に同じ値を用いている。比熱 C_p は温度と圧力によって変化し、金星大気中では $1200 \sim 700 \text{ J}/\text{K}\cdot\text{kg}$ 程度の範囲にある。本研究では、化学便覧に記載されている CO_2 の比熱の値を補間して用いた。

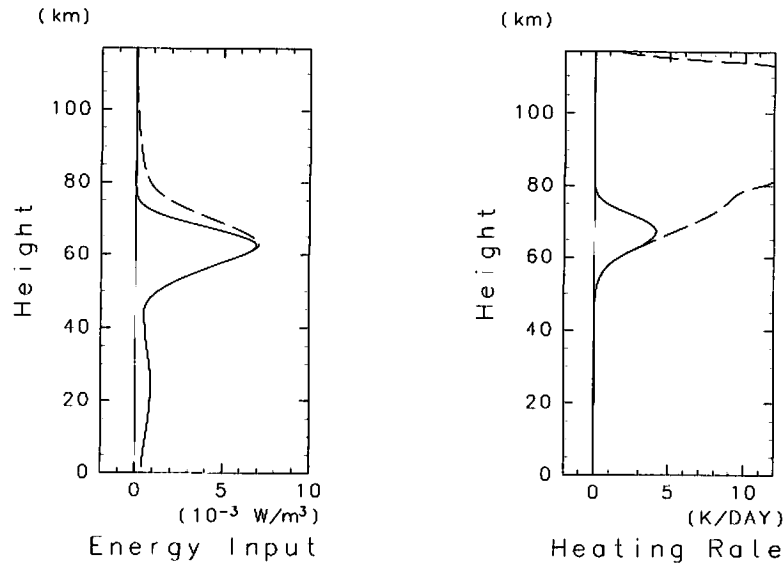


図 1: 太陽光吸収・加熱率・温度偏差の鉛直分布

左図は太陽直下における各高度でのエネルギーの吸収量 (W/m^3)、右図は対応する加熱率 (K/day) を示している。破線は Tomasko et al. (1980a) の net flux から直接求めた分布、実線はそれを雲層より上の領域で弱くした分布である。

3 結果

3.1 一日潮と半日潮の鉛直構造

図 3 の右のパネルに一日潮と半日潮の温度の鉛直構造を示す。高度 $50 \sim 80$ km の領域での鉛直波長は、一日潮が約 5 km、半日潮が約 10 km で、PI1984 の結果とよく一致している。一日潮の振幅は加熱領域だけに集中し、鉛直方向にはほとんど伝播しない。一方、半日潮の加熱領域での振幅はそれほど大きくないが、高度 100 km 付近まで鉛直伝播し、上層で一日潮よりも大きな振幅を持っている。加熱領域での振幅は、一日潮が約 22 K、半日潮が約 10 K である。このことは、太陽加熱 (16) をフーリエ成分に分けた場合、東西波数 $m = 2$ の振幅が $m = 1$ の振幅の $1/5$ 程しかないことと定性的には一致しているが、強制の強さに対して一日潮と半日潮の振幅の差は小さいようである。また、両者とも加熱領域の下方にはほとんど伝播しないことがわかる。

3.2 水平構造

(a) 一日潮の水平構造

図 4 に一日潮の水平構造を示す。作図高度は $z = 66.5$ km で、加熱率最大の高度に対応する。太陽の中心は赤道上的の経度 0 度に位置し、位相速度は東 (右) 向きである。

温度偏差 T の南北構造は波数 3 が目立ち、振幅は赤道域で大きい。 T と加熱 Q は 90 度位相がずれている。また、鉛直流 W と Q とは位相が合っており、重力波的な構造をしていると考えられる。

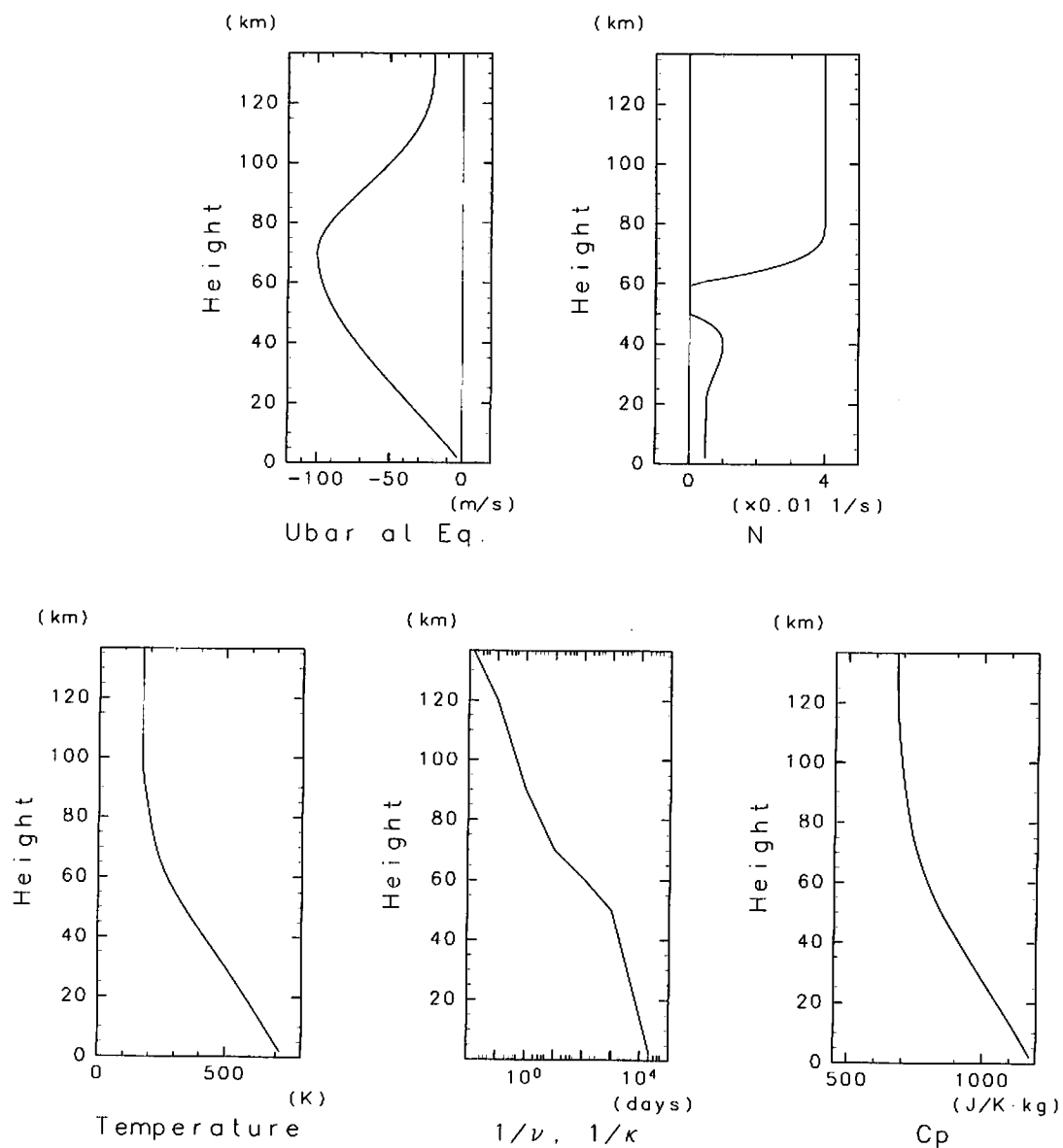


図 2: 基本場の鉛直構造

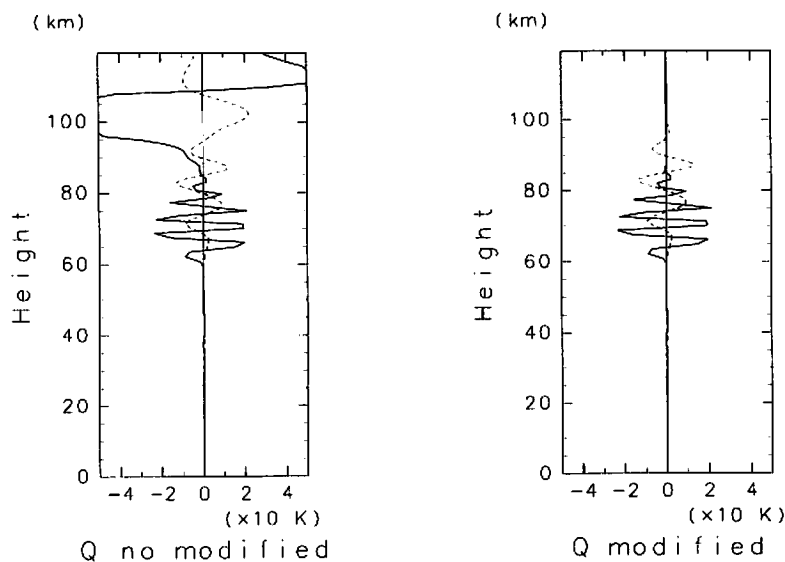


図 3: 温度偏差の鉛直構造

図 1 に示された二種の加熱分布を用いて求めた、一日潮（実線）と半日潮（点線）の温度偏差の鉛直構造である。左図が Tomasko et al. (1980a) から直接求めた加熱分布によるもの、右図が雲層上端より上での加熱率を弱めたものを示す。一日潮、半日潮とも、高度 80 km より下の領域ではよく一致している。

(b) 半日潮の水平構造

図 5 に半日潮の水平構造を示す。作図高度は一日潮の場合と同様 $z = 66.5$ km である。

T の振幅は、赤道と北緯 60 度付近に極大を持ち、OIR データによる温度偏差の推定値 (PI1984, Fig. 10) とよい一致を示している。 T と Q 、 W と Q との位相関係は、一日潮と同様であった。

(c) 中立成層を狭くした場合

図 3 から、一日潮・半日潮とも、加熱領域の下方にはほとんど伝播しないことがわかった。鉛直伝播性に対する $z = 50 \sim 60$ km に存在する中立成層領域の影響を調べるために、中立成層領域を 50 ~ 54 km に狭めた場合について計算を行った。結果を図 6 に示す。この場合も、一日潮・半日潮とも、加熱領域より下方にはほとんど伝播していない。雲層付近で励起される潮汐波は、雲層より下の平均流加速にはほとんど影響しないと考えられる。

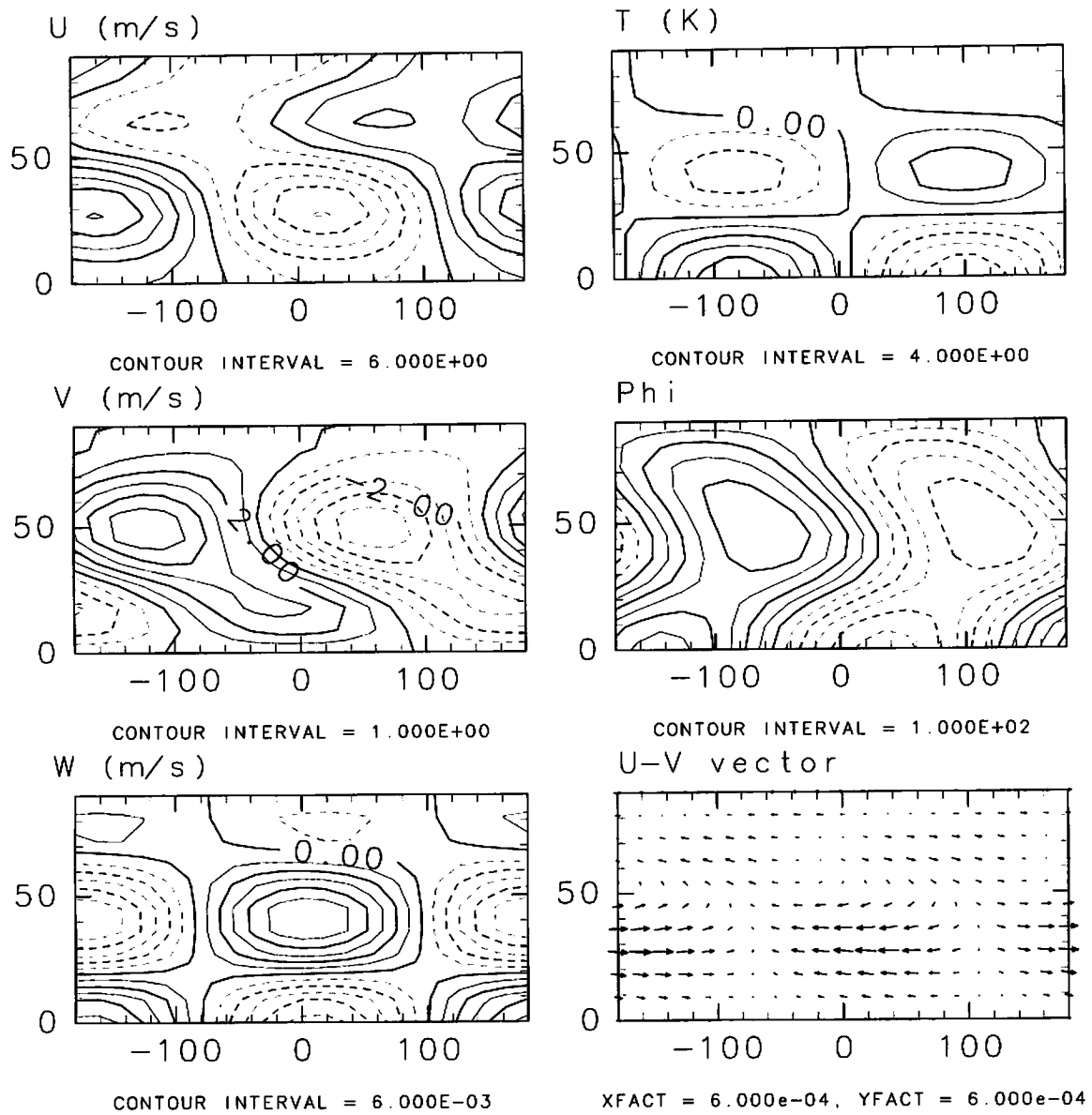


図 4: 一日潮の水平構造 (高度 66.5 km)

各パネルとも縦軸が緯度、横軸が経度。赤道対称性を仮定しているため、北半球のみについて作図を行っている。太陽直下点は経度 0 度にある。それぞれ U: 東西流、V: 南北流、W: 鉛直流、T: 温度偏差、Phi: ジオポテンシャル、U-V vector: 水平流速のベクトル図である。

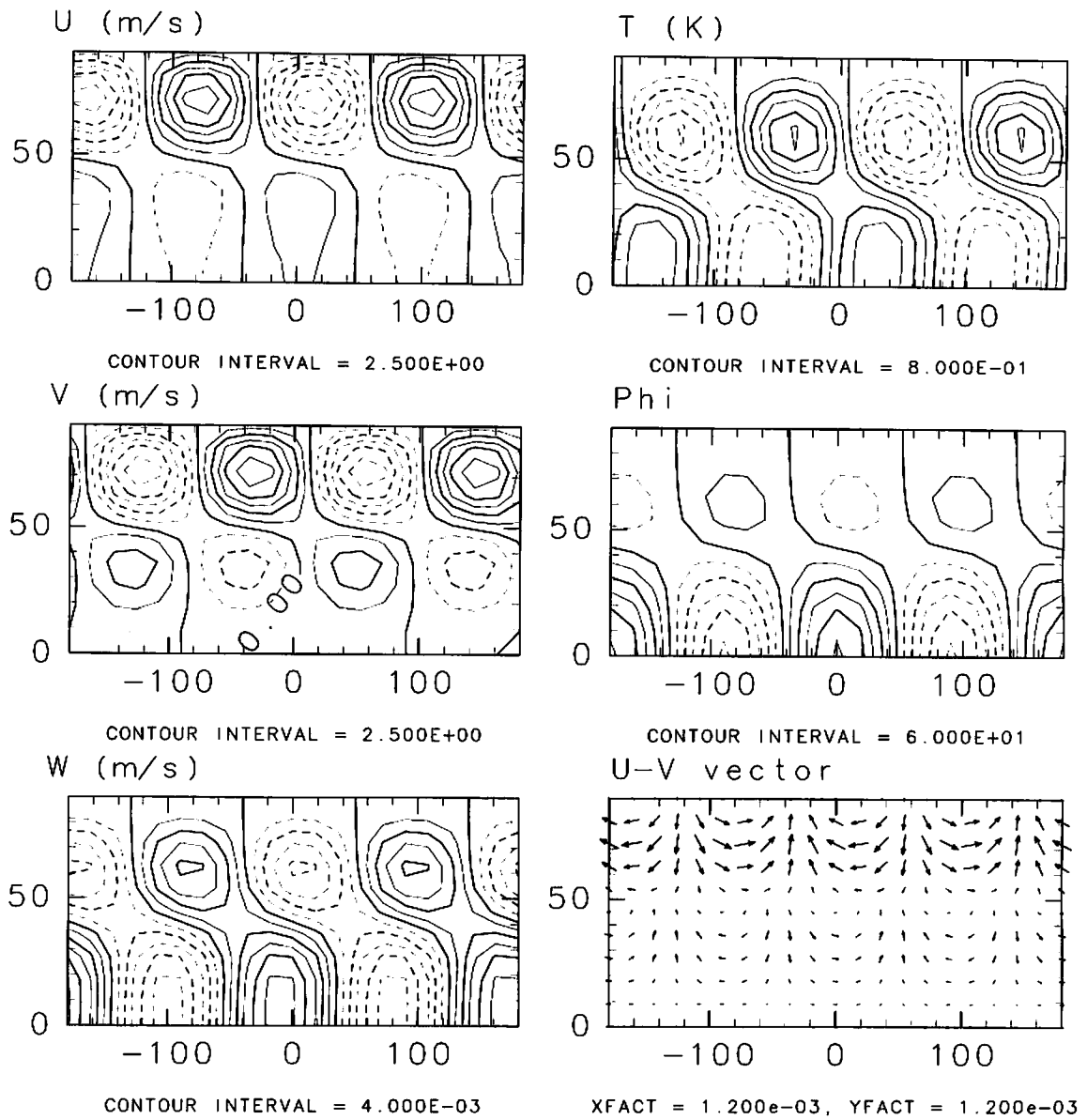


図 5: 半日潮の水平構造 (高度 66.5 km)

各パネルは図 4 と同様。

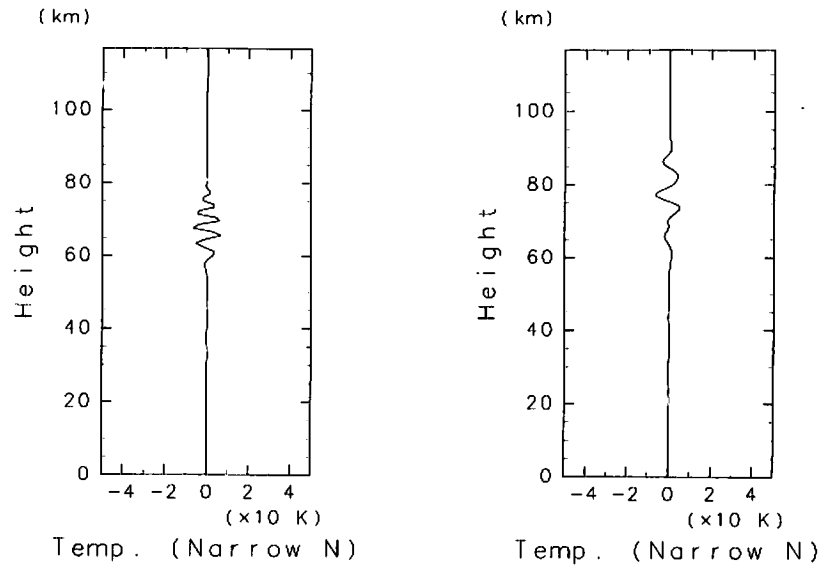


図 6: 異なる $N(\zeta)$ による温度偏差の鉛直構造

中立成層領域を 50 ~ 54 km にした場合の温度偏差の鉛直構造。左図が一日潮 ($m = 1$)、右図が半日潮 ($m = 2$) の場合。

4 まとめと今後

現実的な鉛直シアを持つ基本場に対して、熱潮汐波（一日潮と半日潮）を計算した。鉛直波長は一日潮が約 10 km、半日潮が約 5 km である。一日潮は加熱領域でのみ振幅を持ち鉛直方向にはほとんど伝播しないが、半日潮は上方に伝播する。また、両者とも下方には伝播せず、中立成層領域の厚さを 4 km に狭めた場合も同様であった。

今回は計算機の制約上、南北方向には非常に限られた波数でしか計算できなかった。今後、切断波数を十分緩めた場合について、潮汐波による運動量と熱の輸送を計算する予定である。