

## 特集「金星研究の新展開」

## 金星雲層大気の力学的安定性

伊賀 晋一<sup>1</sup>, 松田 佳久<sup>2</sup>

## 1. 背景

金星の自転周期は約243日であるにもかかわらず、高度70 km付近の大気は金星の自転と同じ方向に約4日、つまり自転速度の60倍で金星の周りを一巡している。この100m/sにも達する東西流は4日循環またはスーパーローテーションといわれているが、その生成・維持のメカニズムは現在でもよく分かっていない。東西風速の高さ分布やこれまで提唱されてきた説については、本特集号の高木・松田の論文を参照していただきたい。

金星大気は高さ45kmから70kmに存在する厚い雲に遮られて、雲層中及びそれ以下の高度の循環の様相がほとんどといってよいくらい分かっていない。それに対して、70km付近の雲層上層やそれ以上の高度に関しては、オカルテーション観測や紫外線による小規模な雲のトラッキングによって、ある程度、東西風速の緯度分布や子午面内分布が分かっている。また、雲のトラッキングにより(昼側の)南北風速も算定されている。それによると、両半球ともに、極向きの(10m/s以下の)流れがあり、この流れは、雲層において(各半球1セルの)子午面循環が存在していて、その上半分が見えているのだと解釈されている。(子午面循環の強さに関しては高木・松田を参照。)

そうだとすると、スーパーローテーションといわれている東西風の運動量が、子午面循環の極向きの流れによって、極方向に輸送されていることになる。従って、スーパーローテーションが定常的に維持されるためには、何らかのメカニズムによって子午面循

環によって運ばれた東西方向の運動量を赤道方向に戻すことができればよい。このメカニズムとさらに子午面循環の運動量の鉛直輸送を組み合わせた重要なメカニズムがあるが、それについては、詳しくは[1]を参照していただきたい。ここで強調しておきたいのは、スーパーローテーションが維持されるためには、赤道方向に運動量を輸送するメカニズムがあるとよいということである。

そこで、雲層上部で観測されている東西風の緯度分布がある種の不安定の条件を満たし、擾乱が成長し、その擾乱によって運動量が赤道向きに運ばれないか、という考えが出てきた。最も簡単な不安定は非発散の順圧不安定である。この方向に沿った興味深い研究もいくつかある。しかし、観測されている東西風の緯度分布は、以下に述べるように、順圧安定の条件を満たす場合が多い。そこで、次の段階として、発散の効果を考慮することによって、期待されるような不安定が得られないかが問題となる。発散の効果をとり入れた最も簡単な流体のモデルは、浅水方程式系である。我々は最近、浅水方程式系を用いて、金星の雲層上部での東西風速分布の不安定性を詳しく調べ、期待された赤道方向への運動量輸送を伴う不安定波を得ることができた([2], [3])。この結果は、スーパーローテーション維持の運動量バランスの説明だけではなく、スーパーローテーション生成のメカニズムとしても重要と思われるので、ここで紹介したい。

1 地球フロンティア研究システム

2 東京学芸大学

## 2. 方程式系と基本場

本研究では、スーパーローテーションを表す平均東西流  $\bar{u}$  を基本場としてそのまわりの擾乱について線形化された以下のような球面上の浅水方程式系を用いる。

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}u')}{a \cos \theta \partial \lambda} + v' \frac{\partial \bar{u}}{a \partial \theta} - \frac{\bar{u}v' \tan \theta}{a} = 2\Omega v' \sin \theta - \frac{g \partial h'}{a \cos \theta \partial \lambda} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}v')}{a \cos \theta \partial \lambda} + \frac{2\bar{u}u' \tan \theta}{a} = -2\Omega u' \sin \theta - \frac{g \partial h'}{a \partial \theta} \quad (2)$$

$$\frac{\partial h'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial h'}{a \cos \theta \partial \lambda} + H \nabla_H \cdot \vec{v}' = 0 \quad (3)$$

$H$  は基本場の水深、 $h'$  は水深の擾乱成分、 $v'=(u',v')$  は水平速度の擾乱成分で、 $u'$  は東向き、 $v'$  は北向き成分、 $\theta$  は緯度、 $\lambda$  は経度、 $g$  は重力加速度、 $t$  は時間、 $a$  は惑星半径、 $\Omega$  は惑星自転角速度である。

ところで、この線形化された2次元の浅水方程式系は、鉛直に一樣な基本場風速を持つ線形3次元プリミティブ方程式系<sup>※1</sup>を水平方向と鉛直方向に変数分離した場合の水平構造方程式に相当する。この時、 $H$  は変数分離定数となり、擾乱の鉛直波数  $m$  と  $gH=N^2/m^2$  ( $N$  は大気の成層度を表すブラント・バイサラ振動数) という関係がある。しかし、もちろん実際の金星では高度によって風速が異なるため、厳密には変数分離できない。従って、このような線形浅水方程式系を用いるということは、金星大気の基本場風速の鉛直シアを無視するという近似を行なっているということと等価である。しかし本実験で得られた成長モードに関しては、それほど鉛直波長が長くないのでこのような近似は妥当である。ただし鉛直シアが無視されているので、地球の中高緯度での温帯低気圧の生成源でもある傾圧不安定に起因するよう

なモードは取り扱われない。

基本場風速は図1のような四通りを与えた。(A) は金星雲層上端付近(65~70km)の雲のトラッキング観測による風速分布を想定している、中低緯度付近ではほぼ速度が一定な分布をしている。(B)と(C)は電波オカルテーション観測による金星高度70km付近での算出結果を想定している、高緯度でのジェットがより強い。また(A)~(C)はいずれも角速度は極に行くほど単調増加している。(A)、(B)の速度分布は順圧安定、Cの分布は順圧不安定の条件を満たしている。一方、(D)は参考実験で太陽対流圏に対応し、角速度は赤道で最大である。

また金星自身(地殻)の自転角速度  $\Omega$  は殆んど無視できるが、その代わりに大気の高速東西風が大きな剛体回転成分を持っている。従って以後、その高度の東西風が持っている全角運動量と等しい全角運動量を持つ剛体回転の角速度を  $\Omega$  とみなし、基本場風速  $\bar{u}$  はその剛体回転からのずれを表すものとする。例えば、雲層上端に着目するならば東西風は第一近似として4日で一回転する剛体回転なので、

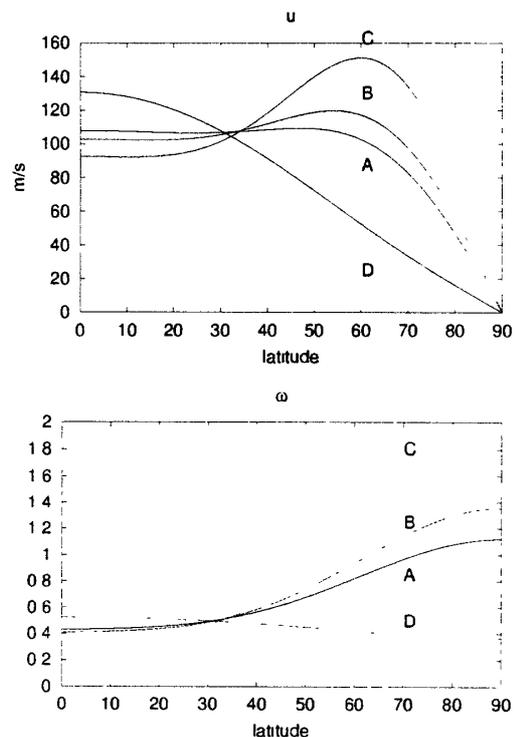


図1 用いた基本東西流の緯度分布。(上)絶対系での速度、(下)無次元化された絶対系での角速度

※1 圧縮性流体の方程式系に静水圧近似を用いた系で、気象の数値予報などにもよく用いられる

$\Omega = 2\pi / (4 \times 86400) s^{-1}$ とみなす。また高度によって風速は異なるので、 $\Omega$ は着目する高度によって異なる。

また以後、一つの数値実験結果を様々な高度に適用する上で便利なので、長さを $a$ 、時間を $(2\Omega)^{-1}$ で無次元化する。金星の自転及びスーパーローテーションは西向きであるが、便宜上、両者を地球の自転と同じ東向きとして以下議論する。

### 3. 固有振動数と固有モード

この線形浅水方程式系で固有値問題を解いた結果を無次元量で以下に示す。

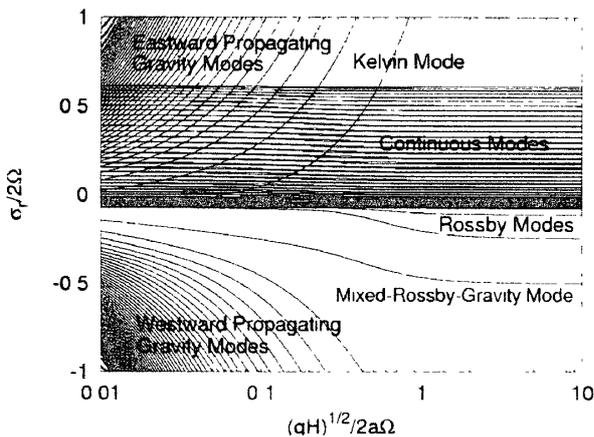


図2 基本場(A)での東西波数1のモードの位相角速度

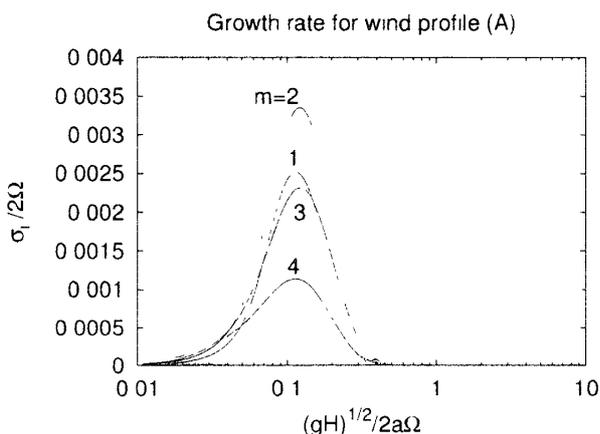


図3 基本場(A)での東西波数1から4の最大成長モードの成長率

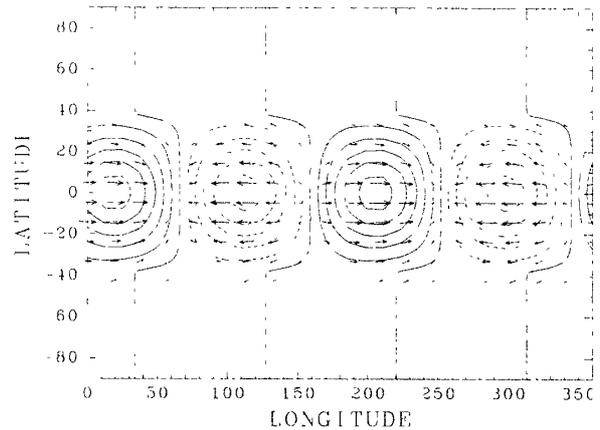


図4 基本場(A)での最大成長モードの水面変位と速度の擾乱成分

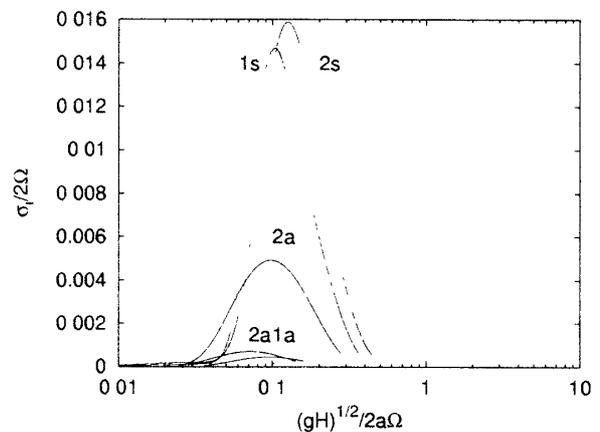


図5 基本場(B)での東西波数1, 2のモードの成長率

まず基本場(A)で東西波数1のモードの固有振動数の実部である位相角速度を図2に示す。縦軸は位相角速度で上ほど東進・下ほど西進、横軸はラムパラメータと言われる量  $4a^2 \Omega^{-1} gH$  の  $(-1/2)$  乗であり、左の方が大気回転効果が大きい。既に述べた  $H$  と鉛直波数  $m$  との関係を考慮すると、右ほど鉛直波長は長く、左ほど短い場合に相当する。図には、重力を復元力とする重力波モード(東進・西進)、東進する重力波の一種であり、赤道に最大振幅を持つケルビンモード、層厚の効果も含めた絶対渦度である渦位の南北勾配による効果を復元力とするようなロスビーモードが存在する。

あと一般にはあまり馴染みがないかもしれないが、連続モードと呼ばれるモードが現れている。これは、波の位相角速度と基本東西流の角速度が等しくなる臨界緯度の存在に伴って生じる特異性のある

モードであり、流体力学での古典的なシア不安定論の分野において、よく知られているモードである。なお本来このモードは連続的に存在するが、モデルの解像度が有限であるために図には有限個に離散化されている。

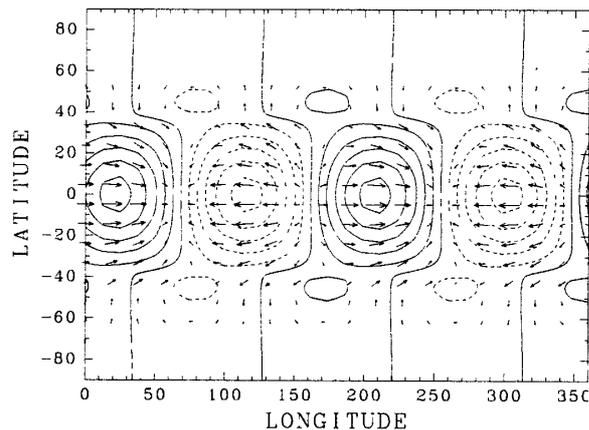


図6 基本場(B)での最大成長モードの水面変位と速度の擾乱成分

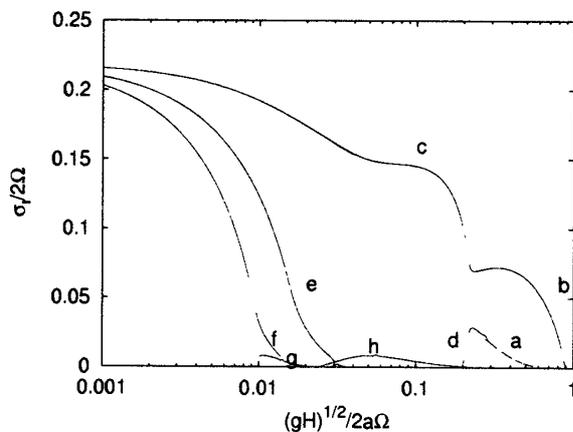


図7 基本場(C)での東西波数1のモードの成長率

ところで、固有振動数の虚部が値を持つならば、それは成長(減衰)モードであり、不安定モードとも呼ばれる。この場合は、ケルビンモードや東進重力波モードが図の中で連続モードの存在する区間と交わった箇所で不安定モードとなっている。このような現象は流体力学ではわりと良く見られるが、詳細についてはここでは述べない。とにかく、中でもケルビンモードが連続モードと交わってできた「不安定化したケルビンモード」の成長率が目立っている。これは他の波数でも同様であり、ケルビンモードの成長

率は図3のようにになっている。最大成長モードは東西波数2であり、そのピークは金星高度65km付近に換算すると、鉛直波長約10km、成長の緩和時間は約100日に相当する。この最大成長モードの固有関数、つまり速度場と高度場を図4に示す。このモードでは、背景の基本場東西風速と波の位相角速度が等しくなる臨界緯度はほぼ40度付近であり、それより赤道側では背景流よりも波の位相角速度の方が速く、逆に極側では波の位相角速度の方が遅い。また、臨界緯度よりも赤道側に振幅が集中し、極側では殆んど振幅はもたないのが特徴的である。

基本場(B)では、不安定モードの成長率が約5倍になった他は、定性的には基本場(A)と似ていた(図5, 図6)。

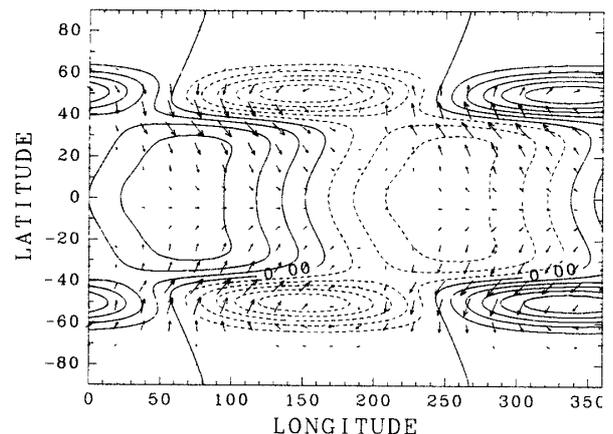


図8 基本場(C)の  $(gH)^{1/2}/2a\Omega = 0.1$  での最大成長モードの水面変位と速度の擾乱成分

順圧不安定や慣性不安定の条件を満たす基本場(C)では様々な種類の成長モードが得られた(東西波数1の赤道対称モードの成長率のみ図7に示す)。aはケルビンモード、bはロスビーモード、cはロスビーモードとケルビンモードが相互作用し合ったようなモード、e,fは西進重力波モード、g,hは東進重力波モード、がそれぞれ連続モードと交わった箇所に相当する。

いくつかのモードは図の左に行くほど成長率が大きくなっていくように見える。実際、図には示さないが  $(gH)^{1/2}/2a\Omega \rightarrow 0$  では東西波数0のモード

が最大成長モードであり、無次元化した成長率  $\sigma / 2a = 0.257$  に収束する。しかし、こういった浅水形での基本場の水深の小さいモードは3次元系では対応する鉛直波長が非常に短く、さらに振幅も臨界緯度付近に収束するようになるため、現実には粘性による減衰効果が非常に大きい。従って実際にはもっと  $(gH)^{1/2} / 2a \Omega \rightarrow 0$  が大きい領域のモードが最大成長モードとして残るはずである。厳密には粘性を決定することによって最大成長モードが決まるが、ここでは敢えてそれは行わず、仮に  $(gH)^{1/2} / 2a \Omega = 0.1$  でのモード c を基本場 (C) での代表的なモードとしてピックアップすることにする。このモードは金星高度 65km 付近に換算すると鉛直波長約 10km、成長の緩和時間は約 2日である。図 8 に固有関数を示す。臨界緯度は 40 度付近である。臨界緯度よりも極側で水面変位の振幅が大きく、また臨界緯度を横断するような速度ベクトルが見られるのが特徴的である。

#### 4. 金星大気での成長モードの存在条件

これらの得られた成長モードを金星の各高度別の次元量に直す(高度によって回転速度  $\Omega$  や成層度が異なるため)。果たして実際にこれらの成長モードは金星で実際に成長し得るのだろうか。図 9 に、各最大成長モードの緩和時間と放射の緩和時間を示す。成長モードが実際に存在するためには、少なくとも放射によるダンピングよりも成長率は大きくなければならないので、放射の緩和時間の曲線の左下の領域にあることが条件となる。基本場 (A) の最大成長モードの存在はほぼ高度 59km 以下、基本場 (B) ではほぼ 63km 以下に限られる。基本場 (C) では少なくともこの高度範囲では常にこの条件を満たしている。

また、更に鉛直粘性や重力波砕破による減衰率よりも大きくなければならないが、これらはほとんどわかっていない。

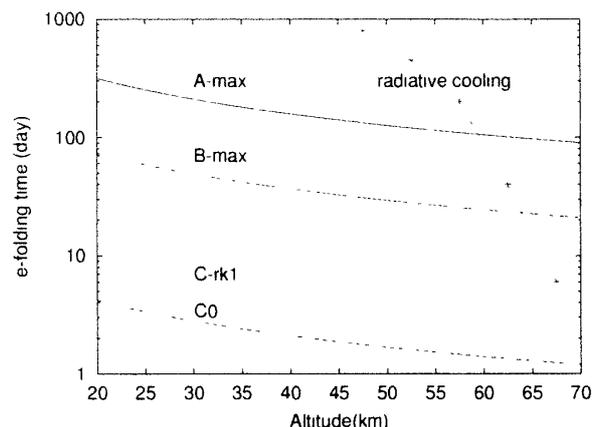


図9 得られたモードの金星大気の状態での成長時間。実線、破線、点線はそれぞれ基本場 (A), (B), (C) での最大成長モードで、+ はニュートン冷却の緩和時間である

参考までに、図 10 に得られた最大成長モードに対応する鉛直波長を各高度別に示す。

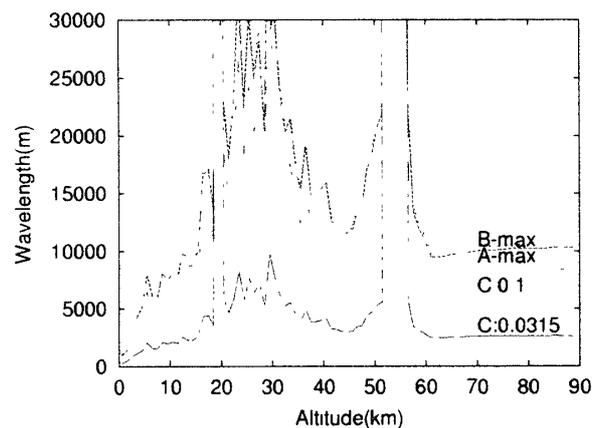


図 10 金星の各高度で浅水系での等価深さに対応する鉛直波長。(C) での最大成長モードは等価深さの幅広い値で存在するが、特に  $(gH)^{1/2} / 2a \Omega = 0.1, 0.0315$  のものをプロットしている

#### 5. 角運動量輸送

1 節で述べたように、スーパーローテーションを維持するためには、子午面循環による移流に対抗するような赤道向きの角運動量輸送が必要である。では、この浅水方程式系で得られた成長モードの角運動量の南北輸送はどのようになっているだろうか？ 図 11 に、それぞれの基本場における最大成長モードの角運動量の南北輸送を示す。これによると、金星型基本場 A ~ C の最大成長モードではいずれのモード

も角運動量を赤道方向に輸送する向きになっており、必要とされる向きと整合的である。

ちなみに太陽型基本場の場合は極向きになっていて、どうやら、基本場を剛体回転に近づけるような向きにフラックスは向いているようである。

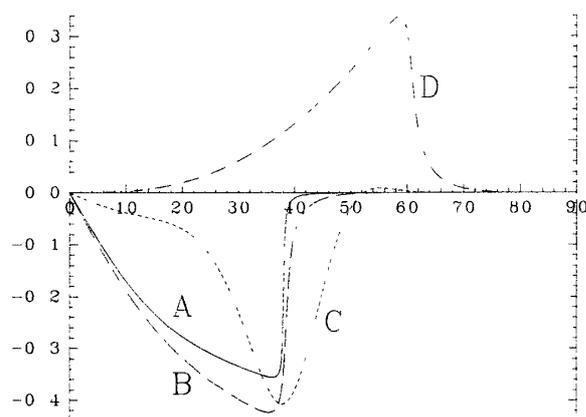


図11 各最大成長モードの角運動量南北輸送量(縦軸)。横軸は緯度で南北輸送量が正が北向き、負が南向きを意味する。金星風速場A~Cでは赤道向き、太陽風速場Dでは極向きなのが特徴的

## 6. 4日波の励起源は？

金星雲層上端では赤道で4日波が観測されている。それは東西波数1のケルビン波によるものであると言われているが、その励起源はこれまでわかっていなかった。しかし、本実験で得られた基本場(A)や(B)での東西波数1での不安定化したケルビンモード(図12に基本場(A)の例)は、その励起源である可能性を強く示唆しているようである。

ただ、これらのモードは雲層上端での振幅が $e$ 倍に成長する時間が基本場(A)で125日、(B)で22日程度であるから、放射によるダンピングの強い雲層上端付近ではなく、基本場がそう大きく違わない程度に少し下側の高度で励起されたものが伝搬してきているのかもしれない。また、なぜ最大成長モードの東西波数2のモードではなく東西波数1のモードが見えているのかについては別途議論が必要である。

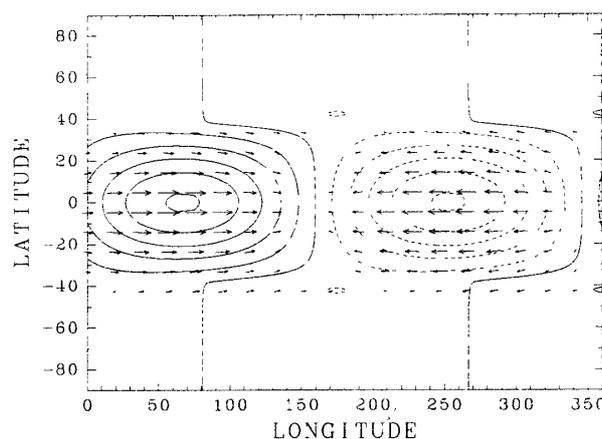


図12 基本場(A)東西波数1ケルビンモードの水面変位と速度の擾乱成分

## 参考文献

- [1] 松田佳久, 惑星気象学. 東京大学出版会 (2000).
- [2] Iga, S. and Matsuda A mechanism of the super-rotation in the Venus atmosphere: Meridional circulation and barotropic instability. *Theor. and Applied Mech.* 48 (1999), 379-383.
- [3] Iga, S. and Matsuda Shear instability in spherical shallow water system with application to the Venus atmosphere. *in preparation* (2003)