

南半球成層圏における停滞ロスビー波と東進波との 相互作用に関する数値的研究*

—1993年度山本・正野論文賞授賞記念講演—

牛丸真司**

1. はじめに

本日は山本・正野論文賞をいただきまして、有り難うございました。

受賞対象となりました論文 (Ushimaru and Tanaka, 1992) は、私が名古屋大学水圏科学研究所に在籍していたときに、田中浩教授と共同でおこなった研究で、南半球成層圏に於ける波数1, 2のロスビー波の振幅変動を、それらの波の相互作用という観点から数値実験によって調べたものです。

この研究を始めるきっかけになったのが第1図です。これは京都大学の廣田先生らが、衛星データの解析によって示したもので、10 hPa 60°Sの東西波数1と2のプラネタリー波の振幅とそれらの ridge の位置の時間変化を表しています (Hirota *et al.*, 1990)。第1図(b)からわかるように、東西波数1のプラネタリー波(波数1)は ridge の位置がほぼ固定した経度にある、すなわち準停滞性の波であるのに対し、東西波数2のプラネタリー波(波数2)は30~40日で緯度円を一周する東進波です。これと第1図(a)の振幅の時間変化を比べると、波数1と2の ridge の位置が一致するところで、波数1の振幅が最大となるという関係があることが、はっきりとわかります。

この振幅変化と位相差の関係は、波の振幅変動がこれらの波の相互作用によって起きていることを強く示唆しています。この様に準停滞性の波数1と東進する波数2とが共存し波の振幅が大きく変動する現象

は、南半球では冬季後半から春先にかけてかなりの頻度で出現していることが、これまでの解析によって明らかにされています(例えば Harwood, 1975; Mechoso *et al.*, 1988)。その中には、第1図と同様な振幅変動と位相差の関係があることが見いだされます (Leovy and Webster, 1976; Hartmann, 1976)。

本研究の目的は、波数1の停滞波と波数2の東進波の相互作用によって観測されるような振幅変動が起こりうるのかどうか、またその変動の過程で、波と平均流及び波数間の相互作用がどのような役割を果たしているのかを明らかにすることです。

2. プラネタリー波の振幅変動

プラネタリー波は多くの場合その起源が対流圏にありますから、ジェット気流の蛇行の大きさが変わるなど対流圏での惑星スケールの流れパターンが変動すれば、それに対応して成層圏でのプラネタリー波の振幅が変化します。しかし、仮に対流圏から成層圏へ侵入するプラネタリー波の振幅が変化しない場合でも、成層圏での波と波の干渉、波と平均流の相互作用や、波と波の非線形相互作用などによって、プラネタリー波の振幅は大きく変動します。

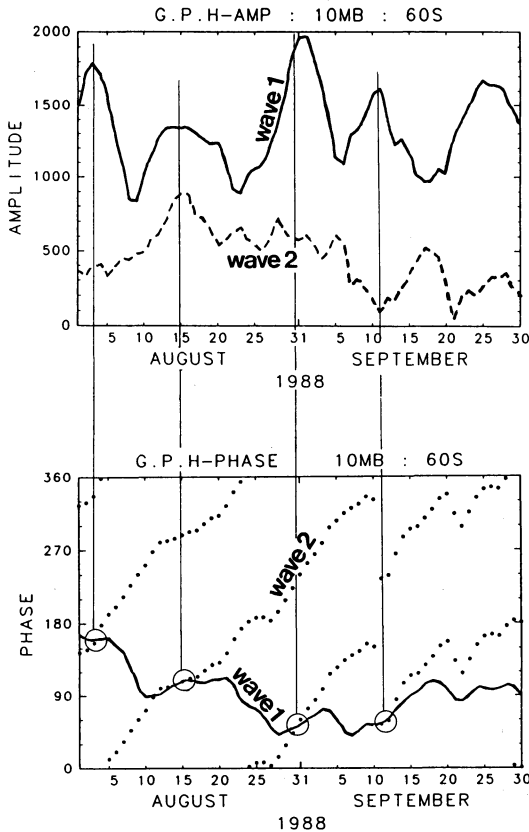
波の干渉による振幅変動は、位相速度が異なる同じ波数の波が存在するとき、それらの波の線形的な重ね合わせによって見かけ上その振幅が変化するものです。すなわち、二つの波の位相が in-phase になれば振幅が増幅し、out-of-phase になれば減少します。このような機構によるプラネタリー波の振幅変動が、地形性の強制ロスビー波と西進または東進する移動波との間で起きていることが、Hirota (1971) や Hirooka (1986) によって示されています。

波と平均流の相互作用によるプラネタリー波の振幅変動の典型的な例は、突然昇温や赤道 QBO の過程で

* A Numerical Study of the Interaction between Stationary Rossby Waves and Eastward Traveling Waves in the Southern Hemisphere Stratosphere.

** Shinji Ushimaru, 沼津工業高等専門学校.

© 1994 日本気象学会



第1図 1988年8月から9月の10 hPa 60°Sにおける東西波数1と2のプラネタリー波の(a)振幅と(b)ridgeの位置の時間変化(after Hirota *et al.*, 1990). (a)波数1, 2の振幅をそれぞれ実線, 破線で, (b)波数1, 2の位相をそれぞれ実線および点線で示す.

現れる振幅変動です (Matsuno, 1971; Lindzen and Holton, 1968). これは, 波の碎波や減衰によって, 波に付随した運動量 (wave momentum) が平均流に渡されることにより, 平均流の加速/減速が起き, その結果として波の伝播場が大きく変化し, その影響で波の振幅が変化するというものです.

波と波の相互作用による振幅変動は, 異なるスケールの波動間の非線形相互作用によって, それぞれの波数の振幅が変化するものです. 北半球では波数1の西進波と波数2の準停滞波との振幅が負の相関を持って変動することがしばしば観測されますが, これが基本的には波数1と2のエンストロフィーの交換によって起こっているということが Smith *et al.* (1984) や Robinson (1985) によって示されています.

この様に成層圏におけるプラネタリー波の変動の要

第1表 数値モデルの構成.

方程式系	プリミティブ方程式系
切断東西波数	3
領域	高度 10 km~110 km 緯度 0°~90°
空間分解能	高度 2 km 緯度 5°
時間積分法	セミインプリシット法
散逸過程	ニュートン冷却, 鉛直4次粘性

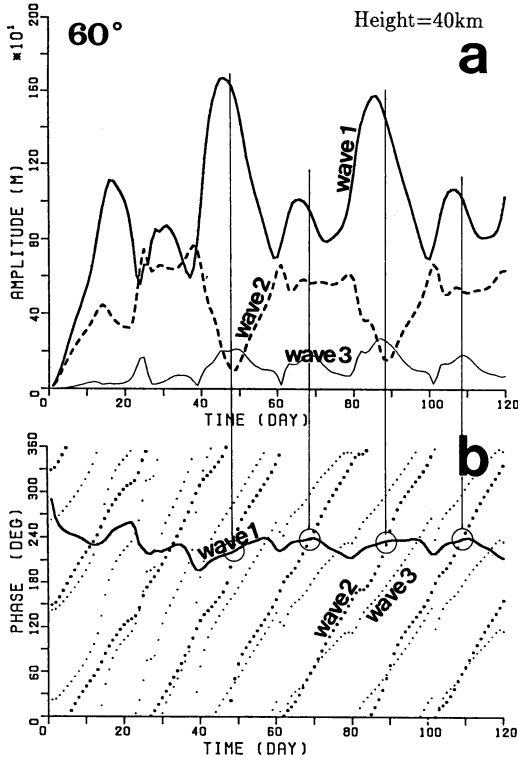
因は, 対流圏の変動, 波の干渉, 波と平均流の相互作用, 波数間の相互作用の4つに分類できますが, 実際の波の振幅変動はこれらの要因が複数組合わさって起こっています. 例えば, 波と平均流の相互作用をその主因とする突然昇温も, 多くの場合, 対流圏でのロスビー波の増幅がそのきっかけになっていますし, 場合によってはその過程で波数間の相互作用が重要な役割を果たしていることも明らかにされています (Palmer, 1981; Palmer and Hsu, 1983).

先にみた南半球の波数1と波数2の相互作用による振幅変動のメカニズムは, 基本的には波と波の相互作用による振幅変動に属すると考えられます. しかし, 南半球は北半球と比べて一般風 (平均東西風) が非常に強く, またロスビー波の振幅も小さいので, 波の非線形相互作用だけで観測されるような振幅変動が起こり得るのかどうかは, 必ずしも自明ではありません. 実際, この論文で明かにした点は, 南半球成層圏では, 波数間の相互作用と波と平均流の相互作用の両方がロスビー波の振幅変動を引き起こすうえでともに重要であるということです.

3. モデルの概略と振幅変動

数値実験に用いたモデルは東西波数の切断波数を3にしたセミスペクトルモデルです. これは, 南北および鉛直方向には差分法を用い, 東西方向にのみフーリエ級数展開したモデルです. ここでは切断波数を3にとり, 東西波数1から3の波と平均流との相互作用を考慮し, それ以上の波数成分は無視しています. モデルの基本的構成は第1表のようになっています.

ロスビー波は波数1の停滞波, 波数2の東進波をモデルの下端 (高度10 km) から, ジオポテンシャルの起伏として与え, 一定の振幅に保ちます. また, 各々のケースの東西平均風の初期値としては, CIRA1986大気モデルの一部として NASA で作成された7月から10月の月平均の気候値 (Fleming *et al.*, 1988) を用



第2図 数値実験で得られた 13.8 hPa (高度約 40 km), 60°における波数1から3のロスビー波の(a)振幅と(b)ridgeの位置の時間変化。横軸は計算を始めてからの日数。(a)波数1, 2, 3の振幅をそれぞれ太い実線, 破線, 細線で, (b)波数1, 2, 3の位相をそれぞれ太い実線, 太い点線, 細い点線で示す。計算条件は本文参照。

いました。

論文では合計9ケースの数値実験の結果を示し, 初期風速, 強制する波の振幅や周期に対する振幅変動の依存性を検討しましたが, ここではその中で最も特徴的な振幅変化の現れたケースについて示します。それは, 8月の月平均の東西平均風速を初期値として, 波数1, 2の振幅をともに 100 m, 波数2の東進波の周期を20日(緯度円を一周する周期は40日)とした場合で, 第2図に, 振幅変動と ridgeの位置の変化を第1図に対応させて示します。

この振幅変動は, 第1図の波の振幅変化と位相交差の関係と非常によく対応しています。すなわち, 波数1と波数2の ridgeの位置がほぼ重なるときに波数1の振幅が極大になっています。第2図で特徴的なのは, 波数1の振幅増幅の大きさは位相交差のときに毎回同

じではなく, 波数1と波数2の位相が重なる2回に1回だけ大きな増幅が起きることです。

第3図は, 数値実験の結果と観測の高度 10 hPa 付近の高度場 (Shiotani *et al.*, 1990) を比較したもので, 東進波の周期が異なるため変動の周期は2倍近く違いますが, 両者の高度場の変動パターンは非常によく似ていることがわかります。両者ともはじめ波数2が卓越したパターンから波数1が卓越したパターンとなって, その後再び波数2のパターンへと変化しています。観測との類似性はこれ以外に, 位相の鉛直構造の変化にも見ることができます。

この様に数値実験の結果は, 観測されたロスビー波の変動の特徴を非常によくとらえており, 南半球の波数1の停滞波と波数2の東進波の振幅変化が, これらの波の相互作用によって起こりえることが示されました。そこで次に, この波数1と波数2の振幅変動のメカニズムを, 波と波, 波と平均流の相互作用という観点から明らかにしていきます。第2図で示したように振幅変動の絶対値は波数1が圧倒的に大きく, 波数1の大きな増幅という点に特に興味があるので, 解析は波数1の増幅のメカニズムを中心に行っていきます。

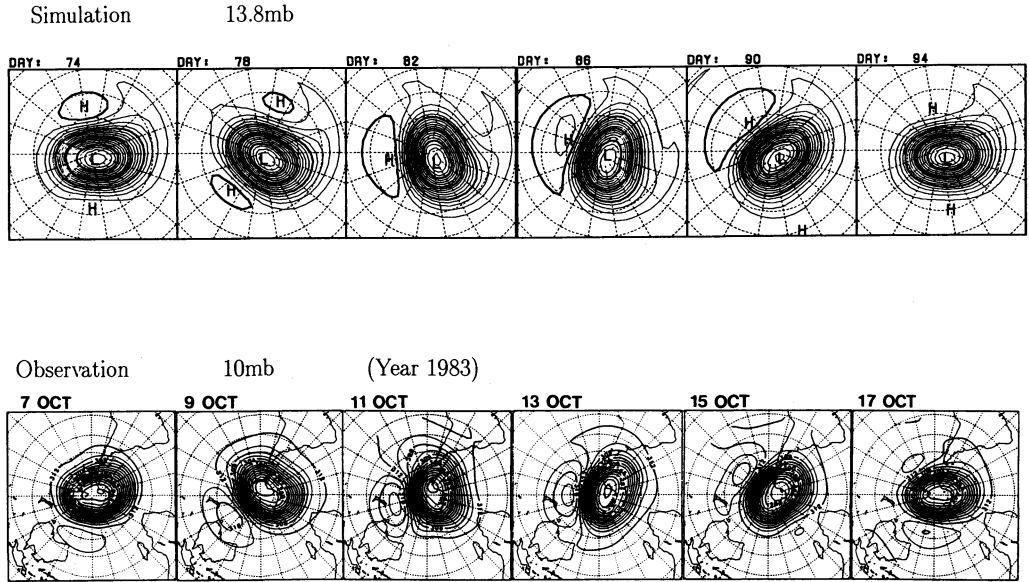
4. 振幅変動のメカニズム

4.1 ポテンシャルエンストロフィーの時間変化

この振幅変動のメカニズムを調べる手始めとして, 波数1の準地衡風ポテンシャルエンストロフィー (PE) の変換にどのような項が寄与しているかを調べてみました。準地衡風近似がよく成り立っている非散逸系の大気の運動は, エネルギーとともに PE が保存します。直感的にはエネルギーの変換を議論した方がわかりやすいのですが, 平均流との相互作用, 波数間の相互作用を見るには PE の方がすっきりしているので, ここでは PE の解析結果を示します。波数1の PE の時間変化は, (1)式に示す右辺の3つの項の和で表されます。

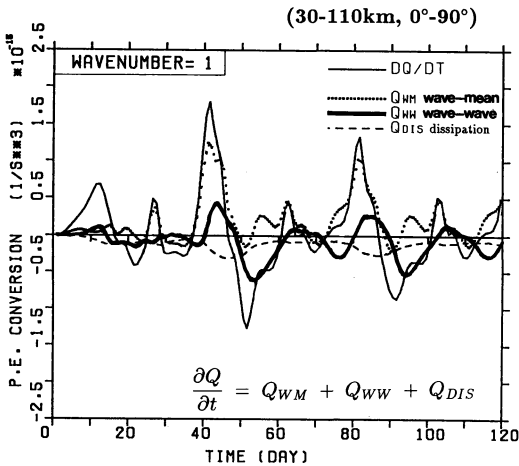
$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \bar{q}_1^2 \right) = -\frac{1}{a} \frac{\partial \bar{q}}{\partial \theta} \bar{q}_1 \bar{v}_1 + C(q_n, q_1) + D(q_1) \quad (1)$$

ここで $\bar{\quad}$ は帯状平均, q_n は波数 n の準地衡風渦位, $1/a(\partial \bar{q}/\partial \theta)$ は帯状平均渦位の南北勾配を表します。右辺第一項は, 平均流から波数1への PE の変換, 第二項は他の波数(ここで行った数値実験では波数2, 3)から波数1への PE の変換, 第三項は赤外放射や陽に考慮している空間スケール以下の拡散によるエンストロフィーの散逸を表しています。高度 30 km 以上



From Shiotani, Kuroi and Hirota (1990)

第3図 数値実験で得られた 13.8 hPa 高度の高度場のパターン (上) の変動と 1983 年の 10 月の 10 hPa の高度場 (下, after Shiotani *et al.*, 1990) の比較. 等値線間隔はともに 200m.



第4図 準地衡風ポテンシャルエントロフィーの保存式(本文(1)式)の各項の時間変化. ただし, 高度 30 km から 110 km の半球全体で積分されたもの. 細い実線は PE の時間変化率, 点線は平均流との相互作用による変換項, 太い実線は波数間の相互作用による変換項, 破線は散逸項による減衰項を表す.

の領域全体で平均されたそれぞれの項の時間変化を示したのが第4図です.

この図から明らかなのは, 42日, 82日をピークと

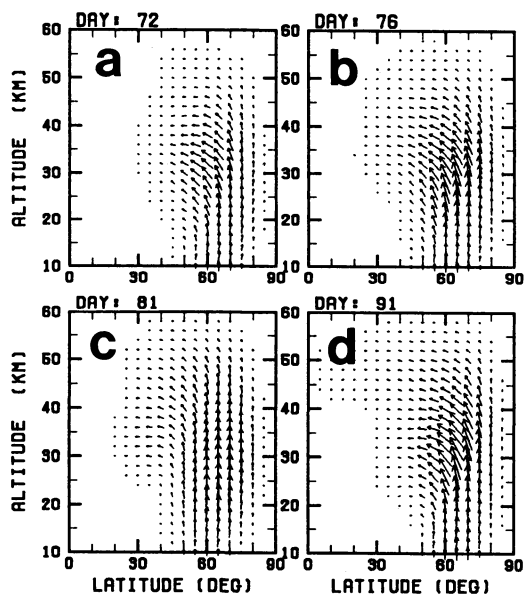
する波数1の大きな増幅は, 平均流から波数1へのPEの変換によって生じていることです. これに対し, 波数1と波数2, 3とのPEの変換項は増幅後の波数1の減衰には主要な役割を果たしていますが, 波数1の増幅には直接にはほとんど寄与していません.

散逸項によるPEの減衰の大きさは, 波の振幅にほぼ比例して変化しますが, 散逸の時定数がPEの時間変化のオーダーより十分大きいために, 他の2項ほどその変化に対して本質的な影響を与えてはいません.

4.2 伝播方向と水平位相構造の変化

平均流と波との相互作用によるエントロフィーの変換の時間変化は, 波の伝播方向の変化と密接に関係しています. 子午面内のロスビー波の伝播は, WKB近似の下で Eliassen-Palm flux (EP flux) で表されます. ロスビー波の伝播を, WKB的な見方でどの程度正しく把握できるかについては議論のあるところですが, 4.2.2で示すように結果としてはロスビー波の屈折率とEP fluxの間にまずまずの対応関係が見られることから, 以下ではEP fluxの向きを波の伝播方向として議論を進めていきます.

第5図に72, 76, 81, 91日の波数1のEP fluxを示します. 増幅前の72日, 76日には, ロスビー波は中部成層圏で低緯度向きに伝播の向きを変えています,



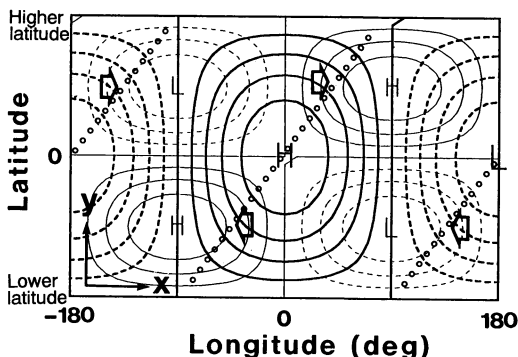
第5図 各ステージの波数1のEP flux. 72, 76日が増幅前, 81日が増幅期, 91日が減衰期に対応する. ただし成層圏での波の伝播方向を示すために本来のEP fluxに $\exp(z/2H)$ 倍している.

急激な増幅が起きている81日には下部成層圏から上部成層圏までほぼ鉛直に伝播しています. そしてその後の減衰期には, 再び中部成層圏で伝播の向きを低緯度に変化させています. この様に波数1の増幅前後と増幅期との違いは, 中部成層圏で波が南北方向に伝播の向きを変えるか変えないかです. この節では, このロスビー波の伝播方向の変化がどのような原因で起きているかを考えていきます.

4.2.1 波と波の相互作用

ロスビー波のEP fluxの南北成分とロスビー波の水平面内の位相の傾きの大きさは, とともに南北波数に比例します. 従って, ロスビー波が南北方向に伝播するかしないかの違いは, 水平面内の波の位相が南北に傾いているかいないかの違いでもあります. 水平位相構造が変化する原因の一つとして, 波数間の非線形相互作用が考えられます.

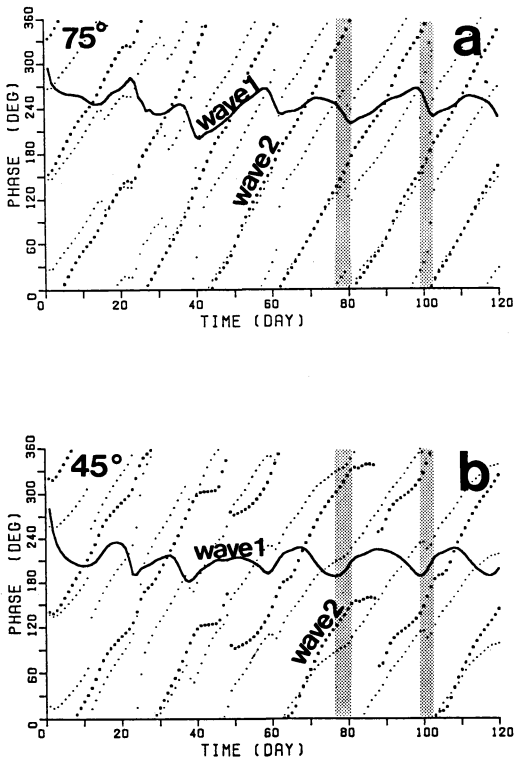
波と波の相互作用がモデル内で起こっている水平構造の変化とどのように関連しているかを考えるために, β 平面上のチャンネル内に南北に位相の傾きのない波数1と波数2がある場合を考えます. 波数間の相互作用による位相の水平構造の時間変化は, 簡単な代数計算から求めることができます. 第6図は, 波数1と2のridgeの位置が重なっている場合を示していますが,



第6図 β 平面上のチャンネル内での, 波数1と2との相互作用による波数1の水平位相構造の時間変化. 太い実線と破線が仮定した波数1の高度場を示し, 細い実線と破線は波数1, 2のridgeの位置が重なっているときの波数1の高度場の時間変化率を表す. 波数1の位相は図中の矢印で示すように, 波の中心より高緯度側では東へ低緯度側では西へ移動し, 結果として位相は8日後に白丸で示すような南北勾配を持つ.

このとき波数1の位相は波の中心より高緯度側では東進, 低緯度側では西進が起こり, 結果として位相は図の白丸の様に傾くこととなります. 波の振幅など数値実験の代表的な値を用いて東進・西進速度を計算すると, 高緯度側と低緯度側の中央で約5度/dayとなります. 波の位相が $\pi/2$ ずれているときには, 重なっている場合と逆に, 位相は高緯度側で西進, 低緯度側で東進となります.

数値実験の結果の解析に戻ります. 上で述べたような位相の動きが実験の中で実際に起こっているかどうかを見るために, 波の中心より高緯度側の75度, 低緯度側の45度の波数1から3のridgeの位置の時間変化を調べてみました. 緯度75度と45度というのは波の中心が60度付近にあるため, 中心より高緯度側と低緯度側の代表的な緯度としてとったもので, それらと多少異なる緯度の位相も第7図と基本的に同様な時間変化をしていることが確認されています. 第7図の高緯度側を見ると波数1, 2のridgeの位置が交差したときに波数1の東進が見られ, 位相が $\pi/2$ ずれた所では逆に西進していることがわかります. この東進速度は4度/dayであり, これは先ほどの簡単なモデルから推定した値とほぼ一致しています. このことは, 位相が一致する期間の波数1の位相変化は, 波数2との相互作用によって基本的にコントロールされていることを示しています.



第7図 高度40 kmでの(a)75度、(b)45度の波数1から3のridgeの位置の時間変化。(a)波数1, 2, 3の振幅をそれぞれ太い実線、破線、細線で、(b)波数1, 2, 3の位相をそれぞれ太い実線、太い点線、細い点線で示す。高緯度側では40日以降、波数1と2のridgeの位置が重なっているときに規則的な東進が見られる。影を付けた部分は70日目から110日目の間に高緯度側で急激な西進が起きている期間を示す。

しかし、波数1の位相変化をすべて波数1と2の相互作用に帰着させることはできません。低緯度側では、波数2のridgeの位置の移動そのものがスムーズでなく、両者の位相関係と波数1の位相の動きは、簡単なモデルで推定したものと必ずしも対応していません。また、高緯度側での60日、100日付近の急激な西進も波数1と2との相互作用だけでは説明することができません。さらに、第2節で述べたように波数1の大きな増幅が、位相差の2回に1回しか起きないことも、この振幅変動が波と波の相互作用だけに起因するものではないことを示唆しています。

4.2.2 波と平均流の相互作用

次に、波の伝播場の時間変化と波の伝播や振幅変動がどの様に対応しているかを示します。第8図は

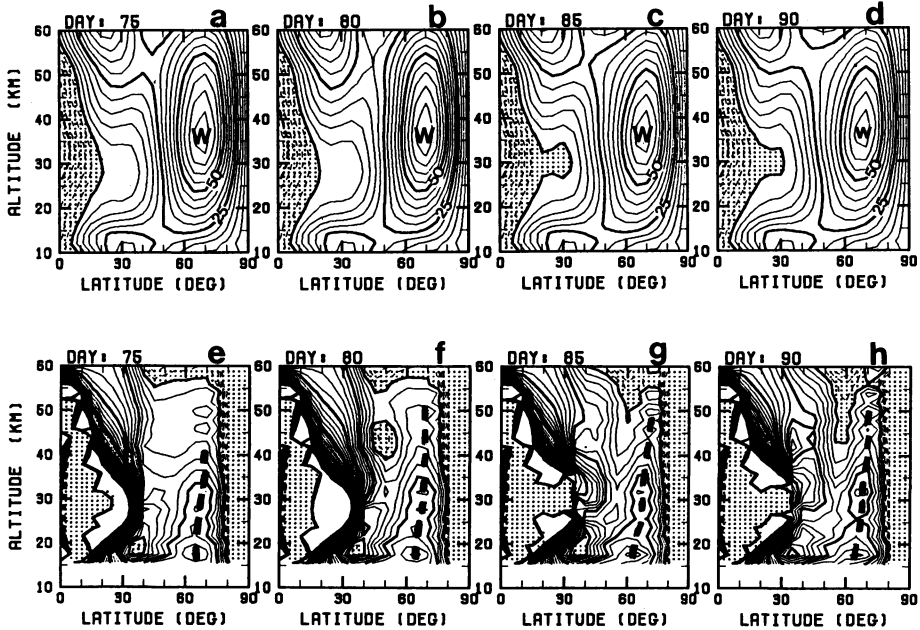
75~90日の5日毎の平均東西流とWKB近似が成り立つ場合の波数1のロスビー波に対する屈折率を示しています。第8図(a)~(d)に示す東西平均流の構造には、増幅期前半(80日)に高緯度ジェットが若干強化される以外は、あまり大きな変化はみられません。

しかし、これを波の伝播を特徴づける屈折率に焼き直してみると、第8図(e)~(h)に示す様に比較的大きな変化が現れていることがわかります。波数1の増幅期前半(80日)には、下部成層圏から上部成層圏へと屈折率の極大域が形成され、さらに中緯度上部成層圏に屈折率の負の領域が現れています。すなわち、高緯度の下部成層圏から上部成層圏にかけて導波管が形成されています。これと第5図に示した波数1のEP fluxを比較すると、増幅期(第5図では81日)には、この導波管に沿って波が伝播していることがわかります。この導波管は、低緯度向きに伝播するロスビー波が高緯度へ運動量を輸送し、東西平均流が高緯度で加速、中緯度で減速された結果、第8図(c)の様に高緯度ジェットがわずかに強化されて形成されたものです。

増幅期前半に中緯度に現れる屈折率の負の領域は、3日間程度ですぐに解消されますが、高緯度の極大域は減衰期(90日)にも維持されています。しかしこの時期には、第5図でみた様に波は既に低緯度向きに伝播の向きを変化させています。これは前述した、波数2との相互作用によって位相の南北勾配が増加することによるものです。

さらに付け加えると、負の屈折率の解消期は、中緯度での波数1の急激な位相の東進(第7図(b)の60, 80, 100日)の時期、すなわち波数1の増幅期とがほぼ対応しています。内部ジェット不安定領域も導波管の形成も、ともに負の南北渦位勾配の出現とほぼ対応していますから、導波管の形成による波の伝播方向の変化の一部は、内部ジェット不安定の解消過程とみなすことができると考えられます。

ここで明らかにしてきたように、このロスビー波の振幅変動には、波と平均流の相互作用による基本場の変化と波数間の相互作用による水平位相構造の変化の両方が重要な役割を担っています。このことを確認するために、波数1だけを対流圏界面から強制させた実験と平均流を初期値に固定した実験を行いました。平均流を固定してしまうと、波数1と2との間でエネルギーおよびPEの交換によるある程度の振幅変動は起こりますが、観測されるような大きな振幅変化は現れ



第8図 各ステージの東西平均流 ((a)~(d)) と波数1のロスビー波に対する屈折率 ((e)~(h))の子午面内の分布。75日は波数1の増幅前、80~90日が増幅期、90日が減衰期にあたる。ともに影部は負の領域を示す。(e)~(h)の太い破線は屈折率の極大線を示す。

ません。一方、波数2を強制しなかった場合は、高緯度ジェットが初期値より僅かに強化されて、波による平均流の減速と放射過程を介しての加速がバランスして定常状態に達します。このことは、波数1と2の相互作用による(それ自身はあまり強くない)周期的な擾乱が、平均流と波数1の比較的強い相互作用を駆動し、その結果としてロスビー波の周期的な振幅変動がもたらされている、という描象を与えてくれます。

以上述べてきた波数1の振幅増幅のメカニズムをまとめると以下のようになります。

波数1の振幅変動は、波数2との直接的なPEおよびエネルギーの変換ではなく、波数1の伝播方向の変化に起因しています。通常の波数1の伝播は、中部成層圏で低緯度向きに伝播方向を変え高緯度上部成層圏にはほとんど伝播しないのですが、波の増幅期にはそのまま向きを変えることなく高緯度上部成層圏まで伝播するようになります。これは、

- 1) 極夜ジェットが僅かに強化されることによる高緯度成層圏での導波管の形成
- 2) 波数2との相互作用による波数1の位相の南北勾配の変化

に起因しており、波数1の周期的な大きな増幅変動は、

1) と 2) の両方があってはじめて実現します。

5. さいごに

前節で述べた、波の伝播場の変化によってロスビー波が高緯度上部成層圏へ伝播するメカニズムは、北半球での突然昇温前の高緯度ジェット形成 (pre-conditioning) による波の高緯度への集中のメカニズムと類似しています。しかし、北半球では高緯度ジェットが形成されるとロスビー波の侵入によって東西平均風は大きく減速され、場合によっては極渦を崩壊させる大昇温 (major warming) を引き起こします。これに対し南半球では、波の振幅が北半球と比べて小さく極夜ジェットがもともと強いために、極渦を崩壊させるような大きな減速はもたらされず、ジェットがわずかに減速される程度の変動に留まります。

北半球と南半球の成層圏循環の違いに関しては、Shiotani and Hirota (1985) が詳しく解析しており、南半球では冬季後半にジェットが高緯度へシフトした後、波数1の振幅変動(それが全てここで述べた様に波数2と相互作用によるものかは別として)に対応してジェットの強さが振動することが見いだされています。

波数1の振幅の周期的な振動は南半球だけではつきりと見られる現象です。突然昇温に至るような北半球での波と平均流の相互作用は、ポテンシャル渦度の混合を伴う非可逆的過程であるのに対し (McIntyre, 1982), 南半球のそれは基本的に可逆的な範囲に留まっているといえます。非可逆的に渦度が混合してしまうと、それをもとに戻すのに長い時間を必要とします。したがって、逆説的に言えば、南半球成層圏でのロスビー波の増幅が極渦を崩壊させるほど強くないことが、停滞波と移動波の相互作用による周期的な振幅変動を引き起こしているといえます。

この研究では問題を単純化するために、波数2の東進波も波数1と同様に対流圏界面から強制しました。しかし、実際の観測では、波数2の東進波は総観規模擾乱の相互作用によって対流圏内で励起される (Young and Houben, 1989) だけでなく、成層圏内での傾圧不安定や順圧不安定などによっても励起されることも多くの研究者によって明らかにされています (Hartmann, 1979; Hartmann, 1983; Manney *et al.*, 1991; Ishioka and Yoden, 1994)。波数2が成層圏内部で励起された場合に、波数1との相互作用がここで示したのと同様な振幅変動をもたらすか否かは定かではありません。この点はさらに検討されるべき課題だと思います。

第1図に示した1988年の8月から9月にかけての波数1の増幅は、南極のオゾン全量の増加をもたらしたこの年のオゾンホールを「浅い」ものにした (Kanzawa and Kawaguchi, 1990)。プラネタリー波の増幅は一般に極向きの子午面循環を誘起し、極域でのオゾン量を増加させますが、ここで示したような波の増幅がどのような物質循環を生じさせ、どの程度のオゾン増加をもたらすかについても今後検討していきたいと考えています。

謝辞

さて最後になりましたが、受賞対象論文の共著者でありまた大学院時代から一貫して研究をサポートしていただいた名古屋大学大気水圏科学研究所の田中 浩先生に心より感謝したいと思います。また、時には手厳しいコメントをいただきながらも、研究をエンカレッジしていただいた全ての方々、さらに筆者が滞在していた当時の (旧称) 水圏科学研究所降水物理学研究室 (現、雲物理化学研究室) のみなさんに心よりお礼を申し上げたいと思います。

参考文献

- Fleming, E. L., S. Chandra, M. R. Schoeberl, and J. J. Barnett, 1988: Monthly mean global climatology of temperature, wind, geopotential height, and pressure for 0-120 km, NASA Technical Memorandum, 100697.
- Green, J. S. A., 1960: A problem in baroclinic stability, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **86**, 237-251.
- Hartmann, D. L., 1976: The structure of the stratosphere in the southern hemisphere during late winter 1973 as observed by satellite, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1141-1154.
- Hartmann, D. L., 1979: Baroclinic instability of realistic zonal-mean states to planetary waves, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 2336-2349.
- Hartmann, D. L., 1983: Barotropic instability of polar night jet stream, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 817-835.
- Harwood, R. S., 1975: The temperature structure of the southern hemisphere stratosphere August-October 1971, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **101**, 75-91.
- Hirooka, T., 1986: Influence of normal mode Rossby waves on the mean field: Influence with quasi-stationary waves, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2088-2097.
- Hirota, I., 1971: Excitation of planetary Rossby waves in the winter stratosphere by periodic forcing, *J. Meteor. Soc. Japan*, **49**, 439-449.
- Hirota, I., K. Kuroi and M. Shiotani, 1990: Midwinter warmings in the southern hemisphere in 1988, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **116**, 929-941.
- Ishioka K. and S. Yoden, 1994: Non-linear evolution of a barotropically unstable circumpolar vortex, *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 63-80.
- Kanzawa, H. and S. Kawaguchi, 1990: Large stratospheric sudden warming in Antarctic late winter and shallow ozone hole in 1988, *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 77-80.
- Leovy, C. B. and P. J. Webster, 1976: Stratospheric long waves: Comparison of thermal structure in northern and southern hemispheres, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1624-1638.
- Lindzen, R. S. and J. R. Holton, 1968: A theory of the quasi-biennial oscillation, *J. Atmos. Sci.*, **25**, 1095-1107.
- McIntyre M. E., 1982: How well do we understand the dynamics of stratospheric warmings?, *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 37-65.
- Manney, G. L., C. R. Mechoso, L. S. Elson and J. D. Farrara, 1991: Planetary scale waves in the southern hemisphere winter and early spring strato-

- sphere : Stability analysis, *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2509-2523.
- Matsuno, T., 1971 : A dynamical model of the stratospheric sudden warming, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 1479-1494.
- Mechoso, C. R., A. O'Neill, V. D. Pope and J. D. Farara, 1988 : A study of stratospheric final warming of 1982 in the southern hemisphere, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **114**, 1365-1384.
- Palmer, T. N., 1981 : Diagnostic study of a wavenumber-2 stratospheric sudden warming in a transformed Eulerian-mean formalism, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 844-855.
- Palmer, T. N. and C.-P. F. Hsu, 1983 : Stratospheric sudden cooling and the role of nonlinear wave interactions in preconditioning the circumpolar flow, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 909-928.
- Robinson W. A., 1985 : A model of the wave 1-wave 2 vacillation in the winter stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2289-2304.
- Shiotani, M. and I. Hirota, 1985 : Planetary wave-mean flow interaction in the stratosphere : A comparison between northern and southern hemispheres, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **111**, 309-334.
- Shiotani, M., K. Kuroi and I. Hirota, 1990 : Eastward traveling waves in the southern hemisphere during the spring of 1983, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **116**, 913-927.
- Smith, A. K., J. C. Gille and L. V. Lyjak, 1984 : Wave-wave interactions in the stratosphere : Observations during quiet and active wintertime periods, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 363-373.
- Ushimaru S. U., and H. Tanaka, 1992 : A numerical study of the interaction between stationary Rossby waves and eastward traveling waves in the Southern Hemisphere stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1354-1373.
- Young, R. E. and H. Houben, 1989 : Dynamics of planetary-scale baroclinic waves during southern hemisphere winter, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1365-1383.

第12回日本気象学会中部支部研究会の御案内

日時：1994年（平成6年）11月29日（火）13時～17時
 （18時より懇親会）
 11月30日（水）9時～12時

企画等問合せ先

〒464-01 名古屋市千種区不老町
 名古屋大学大気水圏科学研究所
 加藤 内蔵進

場所：山王共済会館

〒380 長野市岡田町30-20
 （長野駅より徒歩約10分）

会場 TEL 0262-28-3011（代）

TEL 052-789-3494（直通）

FAX 052-789-3436

※なるべく郵便か FAX でお願い致します。

11月29日（火）16時10分～17時には、特別講演を予定しております。

水越允治（三重大，人文，名誉教授）：中部日本における近世の気候復元について—主として18世紀末から明治初期まで—