

## 極渦反転実験 (その 2)

東海大学教養学部 三村 和男 (Kazuo Mimura)

### 1. はじめに

地球の成層圏は、夏は東風、冬は西風という具合に、対流圏に比べて比較的簡単な平均風系となっている。それは安定成層をし、傾圧的にも順圧的にも安定であることが主要な原因である。従って、成層圏は中立波動の伝播とその非線形効果が直接的に現れ易い領域である。取り分け、極域成層圏は地球の自転の効果を強く受ける領域である。惑星波の鉛直伝播とその影響は、成層圏突然昇温現象を説明するためによく研究されてきたが、惑星波動の水平伝播に関しては、その非線形効果が充分調査されているとは言えない。惑星波動が、広い面積を占める低緯度帯から狭い高緯度帯に伝播する場合、その運動量密度が増大することが考えられるため、極域成層圏は惑星流体の非線形現象において、特に興味深い領域である。今回は、昨年報告した回転水槽を使った極渦反転実験を、実験パラメータを様々に変えて実施し、その流速場の変化の特徴を分類した。

問題設定は、西風基本流（冬型の極渦）の中で、低緯度帯で励起された東西波数 2 の惑星波動がその伝播特性に従って極域に水平伝播するとき、どのような非線形効果を引き起こすかというものである。波動-平均流相互作用の一般論によれば、惑星波動は基本流に対して西向き運動量を伴っているので、伝播中にその運動量を平均流に受け渡せば、平均流の西向き加速を引き起こし、その結果西風基本流を東風（夏型の極渦）に反転させることは予想され得る。今回は (1) どのような条件下で極渦の反転が効果的に引き起こされるか、(2) 最終的反転に至るまでにどのような過程を経るか、に注目して、データ解析を行った。

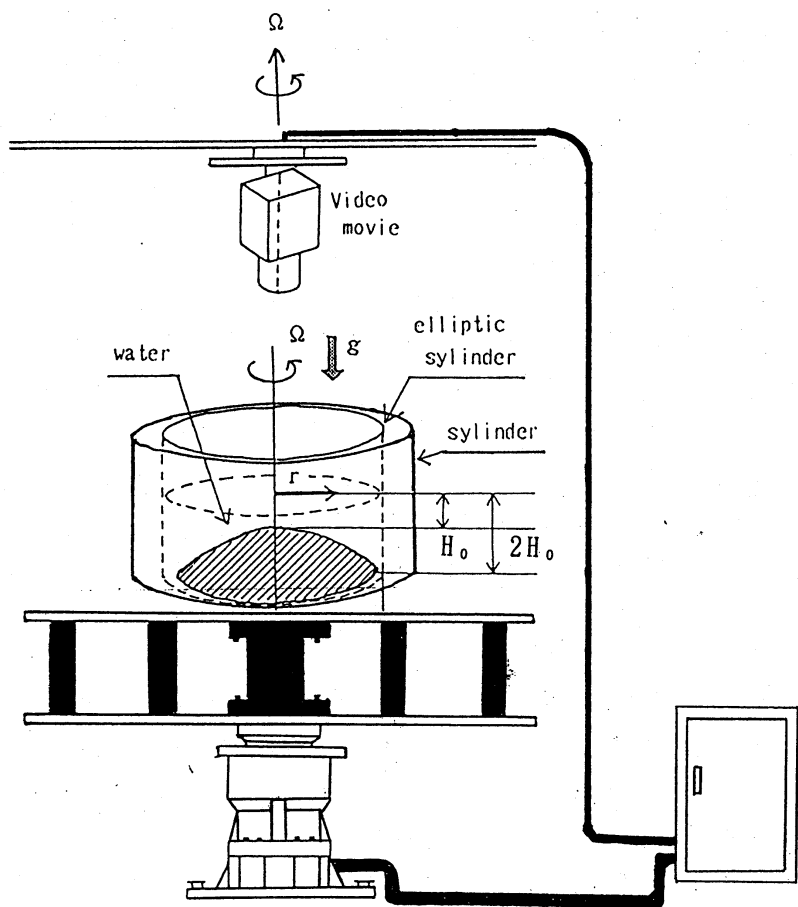


図 1 実験装置図

## 2. 実験方法および実験原理

昨年同様、図1のように、底の厚み  $H_b = H_0(1 - (r/a)^2)$  を持ち、半径  $a \pm d$  の楕円側壁で囲まれた水槽に高さ  $2H_0$  まで水を入れ、その表面にトレーサーを浮かべる。まず系全体を角速度  $\Omega + \Delta\Omega$  で剛体回転させた後、急激に  $\Omega$  に落とし、 $\Delta\Omega$  で剛体回転する初期基本流をつくる。初期基本流は楕円側壁にぶつかり、円周方向波数2の蛇行が励起され、その後のトレーサーの動きを  $\Omega$  で回転する系でビデオ撮影した。

昨年度報告(三村和男, 1994: 極渦反転実験, 数理解析研究所講究録866, p 161-172)のように、代表的長さ  $a$ , 代表的流速  $a\Delta\Omega$ , 代表的時間  $1/\Delta\Omega$ , 流速に対応した代表的水面変位  $2a^2\Omega\Delta\Omega/g$  ( $g$  は重力加速度) とするスケーリングによれば、この系の時間発展を記述する円筒座標表現の無次元化渦度方程式は、ロスビー数  $R_0 \equiv \Delta\Omega/(2\Omega) \ll 1$ , 回転フルード数  $F \equiv (2a\Omega)^2/(gH_0) \sim 1$  のとき、次式となる。

$$(\nabla^2 \eta), t + J(\eta, \nabla^2 \eta) + \beta/R_0 \eta, s/r = 0, \quad (1)$$

ただし、 $\beta \equiv H_b, r/H_0 = 2r/(1+r^2)$ ,  $r$  は無次元半径方向位置座標,  $s$  は偏角を表す。(1)式の  $\beta$  は、地球流体力学における球面バロトロピック渦度方程式のベータ効果 ( $\sin\phi$ , ただし  $\phi$  は余緯度) と良く似ており、側壁側が低緯度帯、中心部が高緯度帯に対応する。すなわち、この実験は、 $\Omega$  で回転する地球上で、角速度  $\Delta\Omega$  の初期流速場を持つバロトロピック大気中に、低緯度帯において東西波数2の惑星波動が励起される状況に対応している。ただし、いわゆる赤道波は含まれていない。

初期流速からの速度場の変化を解析するために、そのビデオ画像から、画像解析の手法で速度場を求め、さらに、半径方向に10の領域に分け、各領域毎に円周方向波数0, 1, 2, 3, 4までの成分を持つ流線関数でフィッティングし、各領域・各波数毎の振幅と位相の時系列データを得た。

図2はデータ解析の一例である。図2aでは、等位相線は全体として逆S字型に見え、ロスビー波の分散関係式より、東西波数2の惑星波が励起され、高緯度帯に波束が伝播しつつある状態を示している。図2bでは、全体としての西風の上に、局所的な2つの低気圧性の渦が卓越し、そのとき等位相線は半径方向に立っている。すなわち、南北方向に定在波を形づくっている様に見える。図2cではこれら2つの渦はやや弱まり、等位相線はS字型に見える。すなわち、波動のエネルギーは高緯度帯から低緯度帯へ向かっていることになる。その後2つの渦は、水槽のやや中心寄りの場所で再び卓越し、等位相線もまた再び逆S字型となる。そしてこの解析の最終状態では、側壁側は初期基本流と同じ西風、中心部は反対に東風となっている。この状態は数分間持続し、ついには全体的に静止する。

水槽側壁は、 $a=145\text{mm}$ ,  $d=5\text{mm}$  とし、水槽底部は  $H_0=70\text{mm}$  と  $140\text{mm}$  の2種類を用意し、回転条件は  $\Omega + \Delta\Omega = 30\text{rpm}$ ,  $\Delta\Omega = 1.5, 3.0, 5.0\text{rpm}$  の3種類について、計6通りの実験について、詳しい解析を行った。

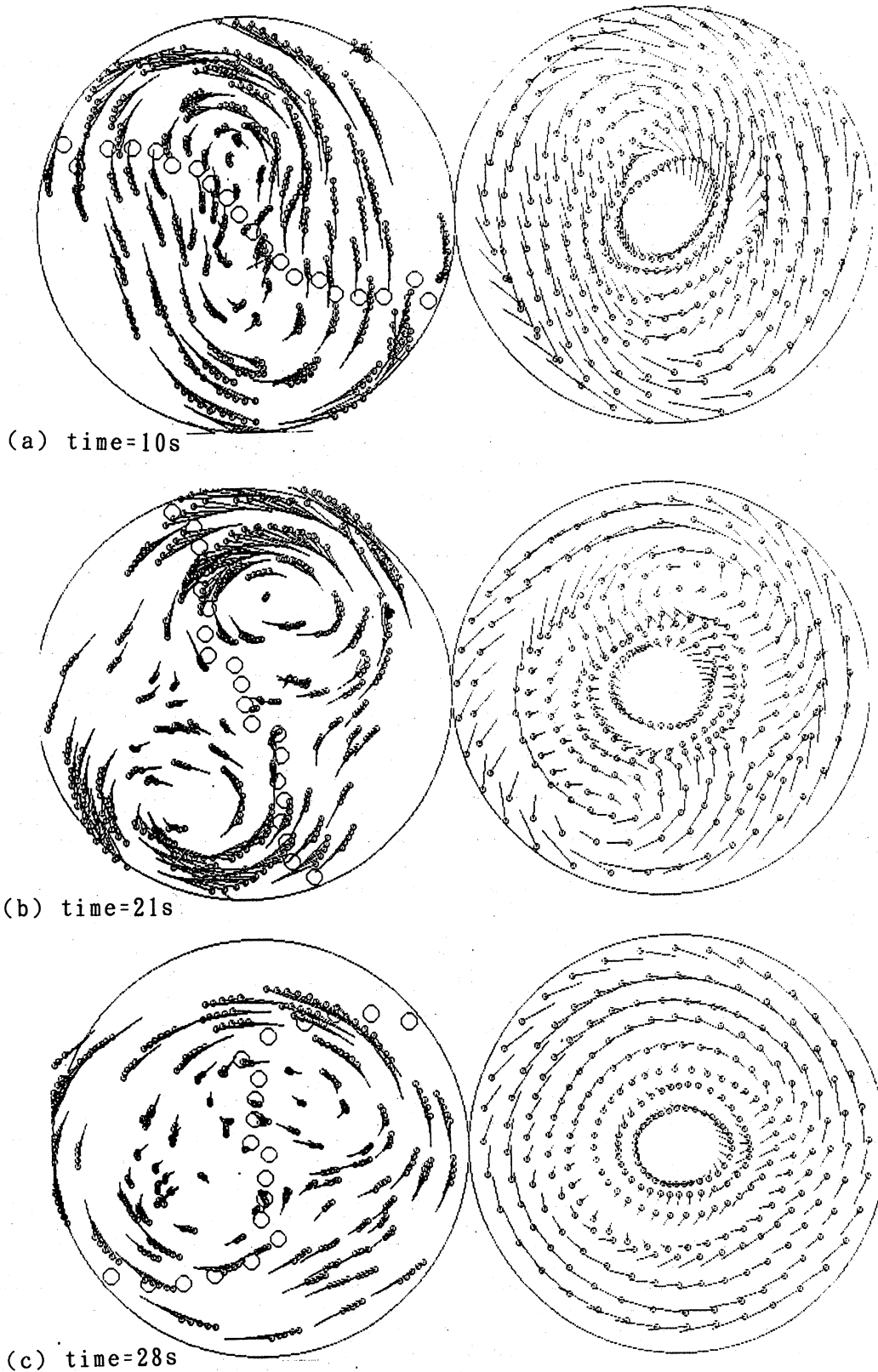


図2 データ解析例 ( $H_0=140\text{mm}$ ,  $\Omega=27\text{rpm}$ ,  $\nabla\Omega=3\text{rpm}$ )

左図が測定された速度場であり、0.2秒毎の速度ベクトル（線分の先の微小円は流れの向きを示す）を5回重ねたものである。右図は波数解析による合成速度場ベクトル図である。時刻約4sの時、系の回転が $\Omega+\nabla\Omega$ から $\Omega$ に落とされた。楕円筒側壁の長軸の向きは各図の左上から右下に延びている。また、左図の小円の連なりは、各10領域毎の波数解析による、東西波数2の等位相線を示している。

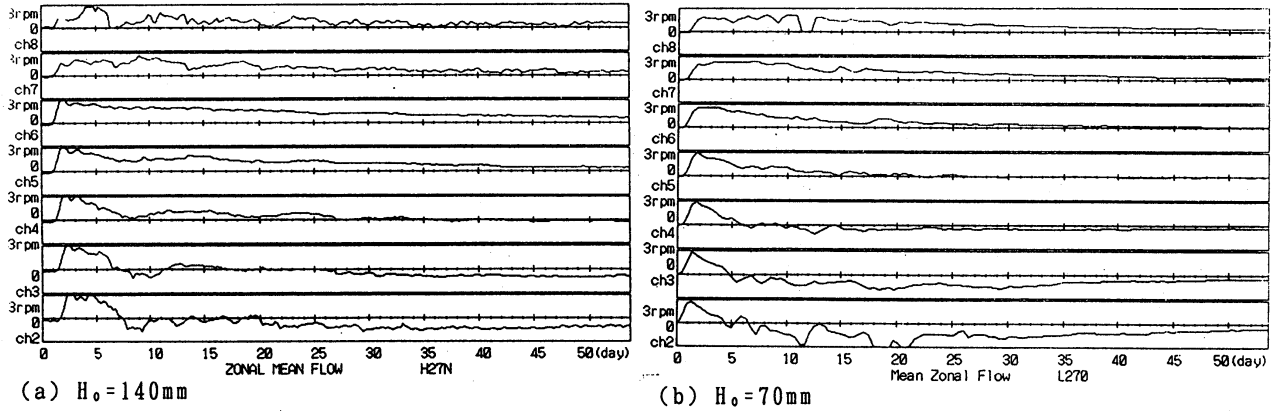


図 3 带状平均流の変動

$R_0=1/18$ ,  $\Delta\Omega=3rpm$  の場合について、領域番号 2 (ch2) から領域番号 8 (ch8) までにおける、带状平均流の時間変化のグラフを縦に並べて表示した。各グラフにおいて縦軸の最大値は $\Delta\Omega$ とした。時間は $2\pi/\Omega$ を1日として目盛っている。

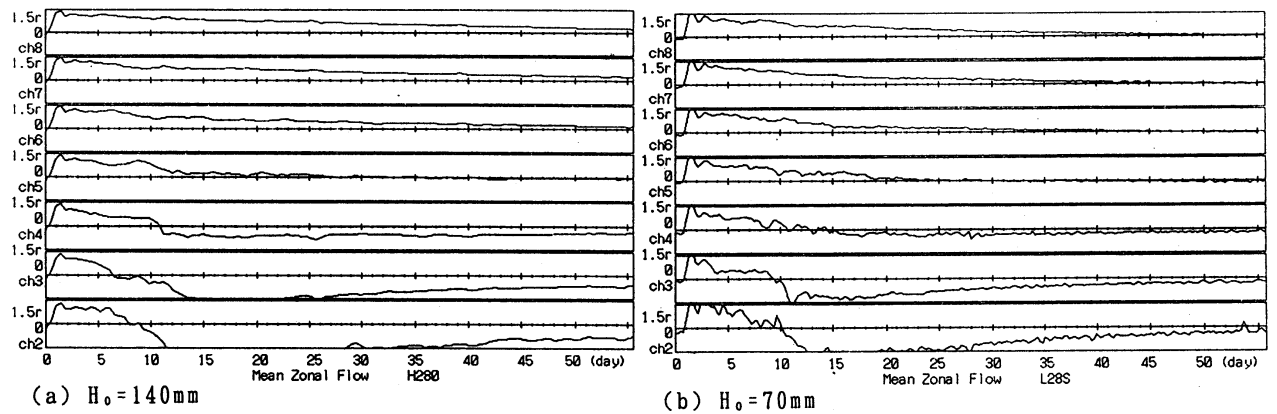


図 4 带状平均流の変動

$R_0=1/38$ ,  $\Delta\Omega=1.5rpm$  のばあい。表示方法は図 3 と同様。

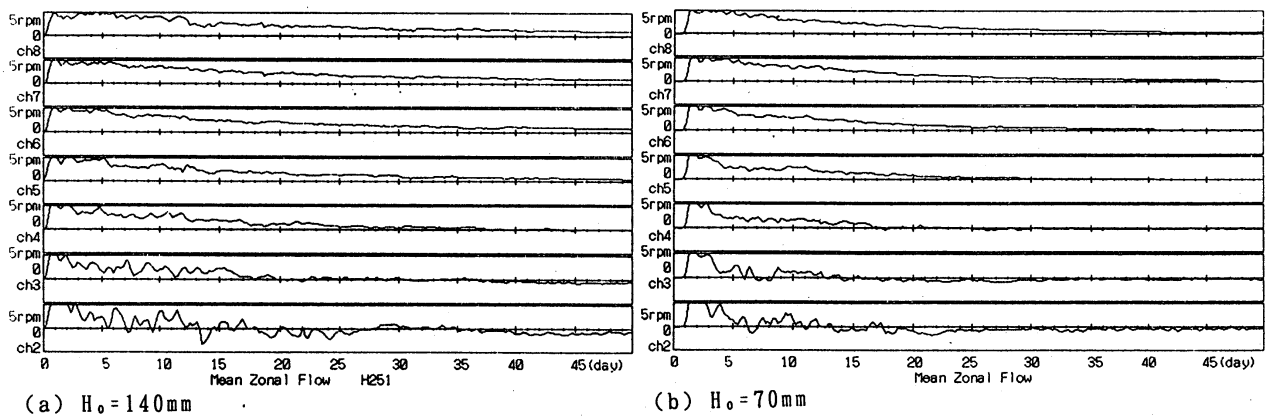


図 5 带状平均流の変動

$R_0=1/10$ ,  $\Delta\Omega=5rpm$  のばあい。表示方法は図 3 と同様。

3. 実験結果（帯状平均流）

図3 a, b は  $R_0 \equiv \Delta\Omega / (2\Omega) = 1/18$  の場合について、各領域毎の帯状平均東西方向角速度の時間変化を示している。時間は  $2\pi / \Omega$  を1日として目盛っている。この無次元各速度が各領域で一斉に値1を取る時刻が系の回転が変化した時刻であり、ここが設定問題の初期時刻となり、それ以降の変化に注目する。

図3 a は  $H_0 = 140\text{mm}$  の厚底 ( $F = 0.48$ ) の場合、図3 b は  $H_0 = 70\text{mm}$  の薄底 ( $F = 0.96$ ) の場合である。厚底、薄底に共通して、高緯度帯（領域番号の小さい方）では、約1週間後には大きさ0.5程度の東風の初めての極大が見られ、その後若干の脈動の後、領域番号2, 3, 4において、大きさ0.2~0.4程度の東風が持続している。

図4 a, b は  $R_0 = 1/38$  の場合であり、共通して、高緯度帯では、約2週間後に大きさ1.0程度の東風の初極大が見られ、その後次第に減衰しながらも、領域番号2, 3, 4, 5において、大きさ0.3~0.5程度の東風が持続している。

図5 a, b は  $R_0 = 1/10$  の場合であり、高緯度帯では、約1週間弱後にほんのわずかの東風が見られるが、それは安定しておらず、最終的には領域番号2, 3において、わずかに大きさ0.1程度の東風が持続している。

以上のように、(1)式に  $F$  が登場しないことから予想されるように、極渦反転現象は  $F$  に対する依存性は小さく、 $R_0$  に対する依存性は表1, 2のように整理され得る。このように帯状平均状態に注目すると、表1より  $R_0$  が小さいほど最初の東風極大は大きいことが解る。そしてその極大に達するまでの所用時間は  $1/\Delta\Omega$  で無次元化すると、いずれもほぼ1の大きさであることが解る。表2より、最終的（実験の実時間では約2分後）極渦反転は  $R_0$  が小さいほど、高緯度帯のより広い領域で、なおかつより強い反転が起こることが解る。

$R_0 \backslash H_0$	1/38	1/18	1/10
140mm	強度-1.2 時間16日 (0.84)	強度-0.5 時間7日 (0.78)	強度0 時間6日 (1.2)
70mm	強度-1.0 時間15日 (0.79)	強度-0.5 時間6日 (0.67)	強度-.25 時間5日 (1.0)

表1 最初の極渦反転の時期とその強さ  
強度は  $\Delta\Omega$  で無次元化されている。時間はこの問題設定の初期時刻からの経過時間を示しており、( ) 内の数値はそれを  $1/\Delta\Omega$  で無次元化したものである。

$R_0 \backslash H_0$	1/38	1/18	1/10
140mm	強度-0.5 範囲<ch5	強度-0.4 範囲<ch4	強度-.15 範囲<ch3
70mm	強度-1.0 範囲<ch5	強度-0.5 範囲<ch4	強度-.25 範囲<ch3

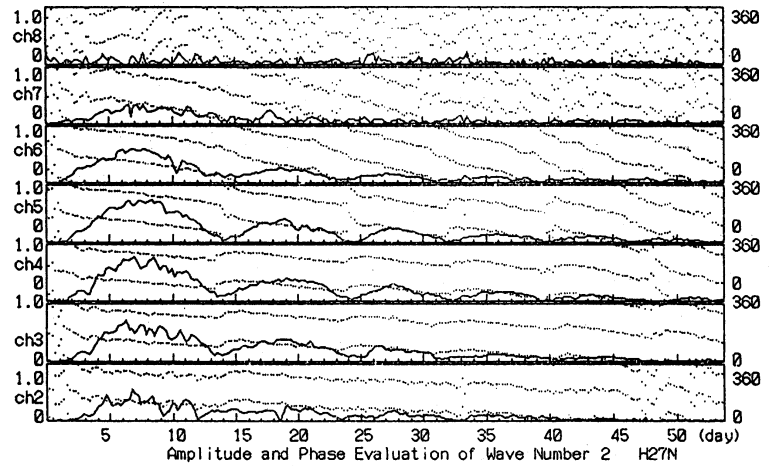
表2 最終的極渦反転の強さと範囲  
強度は  $\Delta\Omega$  で無次元化されている。範囲は指定された領域番号より内側（高緯度）が時計廻り（東風）であることを示す。

4. 実験結果 (波数解析)

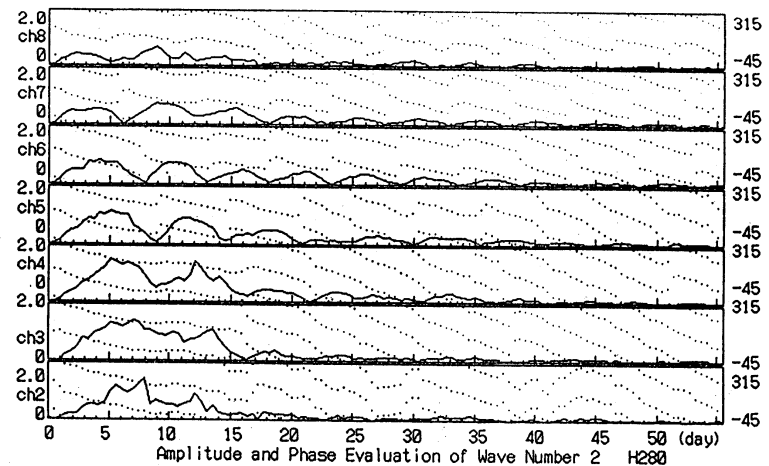
図 6 a, b, c は、各々の R. における各領域毎の無次元化半径方向流速の波数 2 成分の振幅と位相の変化を示している。そして振幅の大きさは代表的流速の  $d/a$  倍、で無次元化してある。すなわちある領域 (領域番号 n) での振幅が 1.0 とは、その領域での半径方向流速最大値が  $a\Delta\Omega$  の  $d/a$  倍 (すなわち  $d\Delta\Omega$ ) であることを示している。

図 6 a, b, c に共通してこの振幅の大きさは常に 1 程度であり、実験原理で考察したような (1) 式の成立するための条件に矛盾しない。また、位相はその領域での半径方向内向き流れが最大となる偏角を示している。図 6 a, b, c に共通して、低緯度側では等位相線が  $180^\circ$ ,  $360^\circ$  付近に位置している。

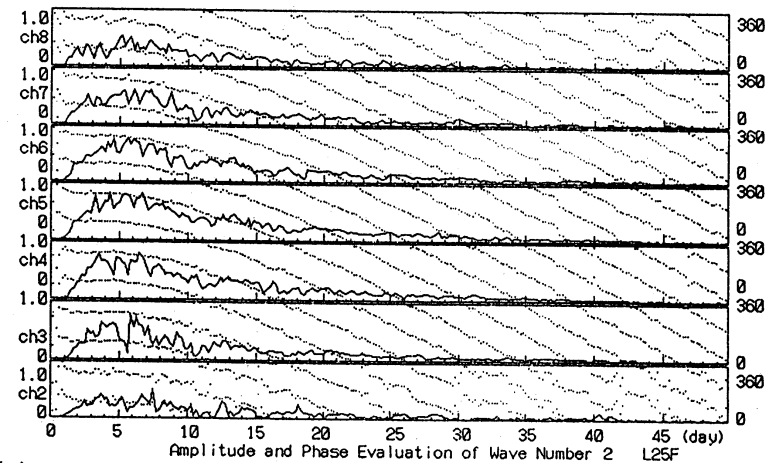
これは楕円側壁の長軸が  $135^\circ$  -  $315^\circ$  を貫いているために、初期流速にとってそれらの位置で最も強く側壁に衝突するためであると考えられる。



(a)  $R_0 = 1/18$  (無次元時間の 1 は 9 日間に対応する)



(b)  $R_0 = 1/38$  (無次元時間の 1 は 19 日間に対応する)



(c)  $R_0 = 1/10$  (無次元時間の 1 は 5 日間に対応する)

図 6 波数 2 成分の振幅と位相の変化

実線は、各領域における内向き (北向き) 流速の波数 2 成分の振幅変化を示しており、破線はその成分の流速が最大となる偏角を示している。

図 6 a は厚底  $R_0=1/18$  の場合であるが、各領域ともタイミングをそろえて、振幅が脈動を繰り返しながら次第に減衰していることが解る。しかも、この脈動のピーク時は図 3 a の西風極小時とも対応している。従って振幅の極小時期毎に区切っていくつかのステージに分けられる。この脈動の各ステージに共通して、脈動の振幅は領域番号 3~5 付近で最も大きい。次に位相に注目すると、各ステージにおいて、全領域とも位相は西進しているが、特に各ステージの前期には低緯度帯（領域番号の大きい側）の方が高緯度帯に比べて位相が進んでいるのに対し、後期には逆に低緯度帯の方が位相が遅れている。すなわち、低緯度帯の位相は高緯度帯のそれよりもより速く西進し、それを追い越していることが解る。そして追い越す時期はほぼ脈動のピーク時に一致する。このことは、図 2 のような平面図で見ると、等位相線が逆 S 時型から S 字型へ変形しながら、しかも全体として西向きに回転していることになる。このようなステージが数回にわたって繰り返されるが、次第にその脈動の振幅が小さくなると共に、その西進位相速度は速くなる傾向がある。

図 6 b は厚底  $R_0=1/38$  の場合であるが、ここでもまた振幅の脈動は顕著であるが、各領域により脈動のタイミングがずれており、脈動のピークが低緯度帯から高緯度帯へ何度も繰り返し伝播しているように見える。最初の脈動のピークは数日かけて領域番号 8 から徐々に高緯度側に伝播し、領域番号 3-4 でそのピークは最も高くなる。そして位相の変化に注目すると、脈動の初期には図 6 a と同様に低緯度側の位相が高緯度側より進んでおり、平面図でみると逆 S 字型に対応するが、各緯度帯毎の西進位相速度に図 6 a ほど系統的な差異は見られない。特に高緯度帯では次第に西進速度が鈍り、その脈動のピーク時以降には半径方向に位相がそろおう傾向があるが、図 6 a のような低緯度帯の位相が高緯度帯のそれを西向きに追い越す現象は見られない。むしろ脈動のピークを迎える時期には既に低緯度帯では第 2 番目の脈動期が始まっており、その後、第 2 の脈動が第 1 同様、高緯度帯へ伝播して来る。その後も第 3、第 4 の脈動が伝播してくるが、次第にその振幅が小さくなると共に、その振幅が最大となる領域が低緯度側にシフトする傾向がある。

図 6 c は薄底  $R_0=1/10$  の場合であり、振幅の脈動は顕著でなく、強いて言えば全期間を通してひとつの脈動と見える。その振幅が最大となる緯度帯は領域番号 5-6 である。この図では全領域の等位相線がつながって見え、時間の経過と共に平行を保ったまま右下がりになっている。このことは、位相は全期間を通して半径方向に立っており、位相速度は初めはほぼ 0 であったものが次第に西向き位相速度が増加することを意味しており、やがて約  $360^\circ/7$  日の一定速度に落ち着く。

また、厚底と薄底の場合のについての差異は、帯状平均流に関してと同様、顕著ではなかったのだからそれらの図は割愛した。

5. 考察

以上の実験結果を解釈するために、(1)式に

$$\eta = \eta_0 + \eta' = \int r dr + A(r)r^{-1/2} \exp(\omega t - ns) \quad (2)$$

を代入し線形化すると、局所分散関係式

$$m^2 = (1 - 4n^2)/(4r^2) + n\beta / (R_0(\omega - n)r) \quad (3)$$

が得られる。東西波数 2 (n=2) の定常波動 (ω=0) に対する線形伝播特性をまとめたものが表 3 である。

表 3 より、内部波領域は低緯度帯に限られ、しかも R<sub>0</sub> が大きいほどより狭い領域であることが解る。逆に言えば、R<sub>0</sub> が小さいほどより高緯度まで伝播可能であることを示している。これは、波数 2 の波束が伝播中に反射緯度帯付近で振幅最大になると仮定すると、各々の R<sub>0</sub> に対する波数 2 成分の解析結果と完全に一致する。

表 3 の代表的時間とは、各々の群速度で赤道(側壁)から反射緯度帯まで波束が到達するまでの所要時間を示している。R<sub>0</sub> が大きいほど、南北群速度が大きく、かつ反射緯度帯までの距離も短いので、代表的時間は小さくなる。さらにそれを系の回転周期で規格化した単位 (day) で測るとより急激な変化となる。以上のデータ解析で得られた速度場の変化の特徴を、この代表的時間内での前半、後半、後半の変化、および最終状態 (120秒後) に注目して、模式的に示したのが図 7 a, b, c である。

図 7 a は R<sub>0</sub>=1/38 の場合であり、前半、後半、後半とも、波数 2 の等位相線は逆 S 字型が持続しており、次第に反転領域が拡大して行く様子を示している。そして、図 6 b で見られていた、無次元時間で 0.25 程度の周期を持つ振幅変動と位相の飛びの関係は、次のように解釈される。すなわち、先に形成された逆 S 字型等位相線 (極向き群速度に対応) が西向きに伝播した後、新たに低緯度側から先と同じ形の逆 S 字型等位相線が形成される結果、一時的に波数 4 の分布となり、波数 2 成分の振幅はほぼ消滅する。その後第 2 の逆 S 字型が先とほぼ同じ場所に卓越する、とい

R <sub>0</sub>	1/38	1/18	1/10
赤道上波数	5.9	3.8	2.5
内部波領域 反射緯度帯	r > 0.23 ch. 3	r > 0.34 ch. 4	r > 0.48 ch. 5
南北群速度 (赤道上) 代表的時間	0.62 (.02/day) 1.88 (35.7day)	0.84 (.09/day) 1.26 (11.3day)	1.0 (.20/day) 0.89 (4.5day)

表 3 定常波動の伝播特性 (波数 2)  
赤道上波数とは r=1 における局所南北波数のことであり、楕円側壁で励起される定常波動は R<sub>0</sub> が大きいほどその位相が南北方向により立っていることを示している。



うことを繰り返している」と解釈される。従って、この代表的時間スケールで見ると、持続する波束の極向き伝播と波束に伴う西向き運動量の集積の結果、高緯度から順に極渦反転領域が拡大してきたと予想される。ただし、いわゆる臨界緯度（基本風速 0 の緯度）において波束がたたみ込まれている様子はない。臨界緯度近傍での局所平面波近似が成立しないのであろう。

図 7 b は  $Ro=1/18$  の場合であり、前半には逆 S 字型（群速度極向き）、後半には S 字型（群速度赤道向き）の等位相線分布で特徴づけられる。しかもこの代表的時間スケールがほぼ波数 2 の振幅脈動の周期とも一致する。なおこの間に図 7 a で見られたような位相の飛びは見られず、連続的に推移する。またこの期間に前半で一時極大となった反転領域の強さ及び広さも後半では縮小する。そしてこの振幅脈動が数回繰り返されつつ次第に反転領域が拡大する。従って、この現象は低緯度側で励起された定常波束が高緯度側に入射した後、反射している姿と解釈できる、観測される位相の西向き伝播は極向き定常波束と赤道向き定常波束の重ね合わせの割合が変化することの表れである。また、この現象は平均流の立場からみると、低緯度帯からの惑星波動を、吸収し、その後過反射していると思なすこともできる。

図 7 c は  $Ro=1/10$  の場合であり、この代表的時間の内ではほとんど変化が見られず、波数 2 の位相は常に定在波形的である。そして、高緯度帯の狭い領域でのみ反転が見られる。この後、定在波形的に位相が立ったまま、西向きに位相伝播し始め、その西向き位相速度は徐々に増加する。これは波束の伝播と言うよりむしろ、低緯度帯にトラップされた

ノーマル・モード波が励起されているように見える。そしてその中立波モードに固有の西進位相速度で伝播し始め、帯状平均流の減衰と共に見かけ上、西進位相速度が増加していることを示唆している。

## 6. おわりに

以上、ロスビー数  $Ro$  によって極渦反転現象に質的な差が認められることが解った。より力学的な考察は数値実験との比較において行う。

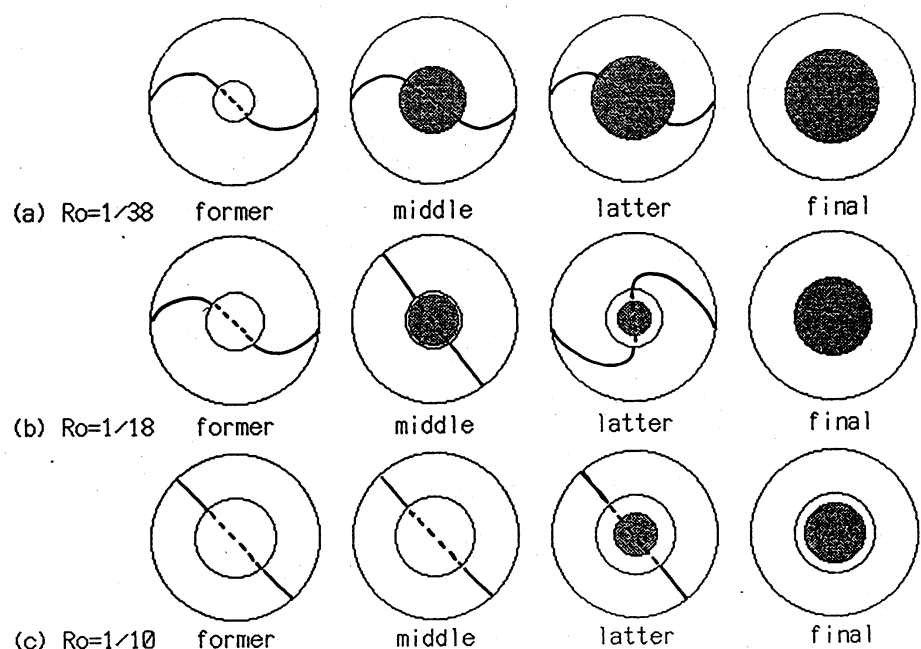


図 7 速度場変化の模式図（平面図）

$Ro$  の各々の値について、代表的時間内の速度場変化の特徴と最終状態を示している。各々の円内の小円は反射緯度を示しており、ハッチされた部分は平均流が時計廻り（東風）である領域を示す。側壁の楕円の長軸は全ての図において、左上から右下に延びている。図中の実曲線は内部波型の等位相線を表し、破線は外部波型を示す。