

# 回転球面上の浅水系乱流における赤道ジェットとその加速メカニズム

京都大学大学院理学研究科

北村 祐二 (Yuji KITAMURA), 石岡 圭一 (Keiichi ISHIOKA)

## 1 序

大気の比較的大規模な乱流過程は、地球の回転と密度成層の効果により主に水平2次元的な乱流の枠組みで理解されており、回転系での2次元乱流は興味深い対象として調べられてきた。2次元乱流における回転の効果は、 $\beta$ 面非発散モデルを用いて Rhines(1975) によって調べられ、東西に様な帯状構造が卓越することが見いだされた。この帯状構造は、水平スケールが大きくなるにしたがい  $\beta$ 項が卓越するために、エネルギーの逆カスケードが起こらなくなるために現れると考えられている。Rhines(1975)はその南北スケールが方程式の非線形項と線形項の大きさが等しくなるスケール (Rhines スケールと呼ばれる)  $L_\beta = \sqrt{2U_0/\beta}$  ( $U_0$  は代表的な速度スケール) で特徴づけられるとした。さらに Vallis and Maltrud(1993) は Rossby 波の分散関係の非等方性を考慮し、東西に伸びた構造がより卓越することを示した。Yoden and Yamada(1993) は回転球面上で2次元減衰性乱流の数値実験を行い、惑星の回転が速い場合には極域に西向きのジェットが卓越し、それが初期値に依存しない性質であることを明らかにした。

浅水方程式系は2次元非発散系に水平発散の効果を検討したモデルと考えることができる。そのため、2次元乱流の拡張という立場から浅水系乱流の研究が広く行われてきた。Cho and Polvani(1996) は、回転球面上での浅水系乱流の数値実験を行い、回転の効果により赤道域に西向きのジェットが卓越することを発見した。この結果は非発散系で極域のジェットが卓越するのとは対照的であり、非常に興味深いといえる。しかしながら、彼らの研究ではジェットの出現が初期値にどの程度依存しうるかについては考慮されていないため、ジェットの向きが初期値に依存しない性質か否かは不明瞭である。またジェットを加速・維持する力学的メカニズムについても未解決の問題である。Iacono *et al.*(1999) は、浅水系では高気圧性循環の方が卓越しやすいことを西向きジェットの成因と解釈したが、この非対称性は変型半径のより小さな極域で顕著に現れることを考えると、彼らの解釈は不十分と言わざるを得ない。

上に述べた問題意識をふまえ、本研究では浅水系乱流で卓越する赤道ジェットの向きや強さが初期値にどの程度依存しうるかをアンサンブル実験により系統的に調べた。また、波によって引き起こされる2次の平均流加速の見地から、弱非線形モデルを用いて赤道ジェットの形成過程の解釈を試みた。本稿ではこれらの結果についての概略を述べる。なお、本研究の詳細は Kitamura and Ishioka(2006) にまとめられている。

## 2 非線形モデルを用いたアンサンブル実験

用いる方程式系は、Cho and Polvani(1996) と同様、球面上の浅水方程式で、無次元化した系では以下のように書き下せる:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \zeta}{\partial t} &= -\frac{1}{1-\mu^2} \left[ \frac{\partial}{\partial \lambda} \left( \frac{f}{Ro} + \zeta \right) U + (1-\mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \left( \frac{f}{Ro} + \zeta \right) V \right] + v_{2p} (-1)^{p+1} \Delta^p \zeta, \quad (1) \\ \frac{\partial D}{\partial t} &= \frac{1}{1-\mu^2} \left[ \frac{\partial}{\partial \lambda} \left( \frac{f}{Ro} + \zeta \right) V - (1-\mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \left( \frac{f}{Ro} + \zeta \right) U \right]\end{aligned}$$

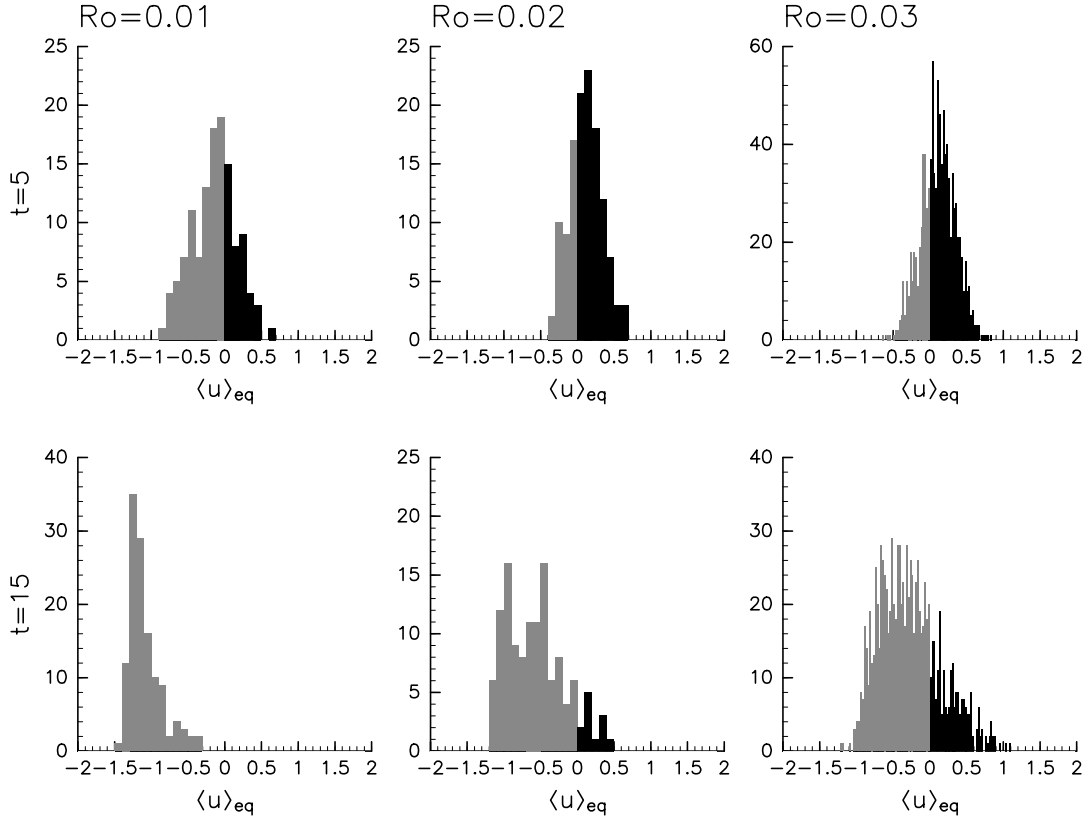


図 1: 各アンサンブル実験における赤道での東西平均東西流のヒストグラム. 左から  $Ro = 0.01, 0.02, 0.03$  の場合に対応する. 上段, 下段は  $t = 5, 15$  のときのスナップショットである.

$$-\Delta \left( \frac{\Phi'}{Fr^2} + \frac{U^2 + V^2}{2(1 - \mu^2)} \right) + \nu_{2p}(-1)^{p+1} \Delta^p D, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial t} = -\frac{1}{1 - \mu^2} \left[ \frac{\partial}{\partial \lambda} (U\Phi') + (1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} (V\Phi') \right] - D + \nu_{2p}(-1)^{p+1} \Delta^p \Phi', \quad (3)$$

ここで,  $\lambda$ : 経度,  $\mu (= \sin \theta)$ : サイン緯度,  $p$ : 超粘性の階数,  $\nu_{2p}$ : 超粘性係数,  $f (= \mu)$ : 無次元化した惑星渦度,  $\Delta$ : 水平ラプラシアン,  $\zeta$ : 鉛直渦度,  $D$ : 水平発散,  $\Phi'$ : ジオポテンシャル偏差,  $(U, V) = (u, v) \sqrt{1 - \mu^2}$  ( $u, v$ : 速度の東向き, 北向き成分) である. また, この方程式系は Rossby 数  $Ro \equiv U_0 / 2a\Omega$  と Froude 数  $Fr = U_0 / \sqrt{\Phi_0}$  の 2 つの無次元パラメータによって特徴づけられる. 本研究では, 特に断らない限り  $Fr = 0.3$  に固定し, 様々な Rossby 数について数値実験を行った. また, 数値粘性については  $\{p, \nu_{2p}\} = \{4, 3.0 \times 10^{-17}\}$  とした.

数値実験の方法は, 各従属変数を球面調和関数に展開 (切断波数 170) し, スペクトル係数に対する常微分方程式系について変換法を用いて  $t = 15$  まで積分した. 初期値は渦度場のみを与え, そのパワースペクトルの分布は Cho and Polvani(1996) と同様に,

$$E_n(t=0) = \frac{An^{\gamma/2}}{(n+n_0)^\gamma}, \quad E_n = \sum_{m=-n}^n \frac{|\zeta_n^m|^2}{2n(n+1)}. \quad (4)$$

とし, 位相はランダムに与えた. ただし,  $\zeta_n^m$  は渦度場の球面調和関数展開の展開係数である.  $n_0, \gamma$  はそれぞれスペクトルのピークと幅を特徴づけるパラメータで  $\{n_0, \gamma\} = \{40, 40\}$  とした. また,  $A$  は規格化因子で初期場の全エネルギーが  $1/2$  となるように定めた.

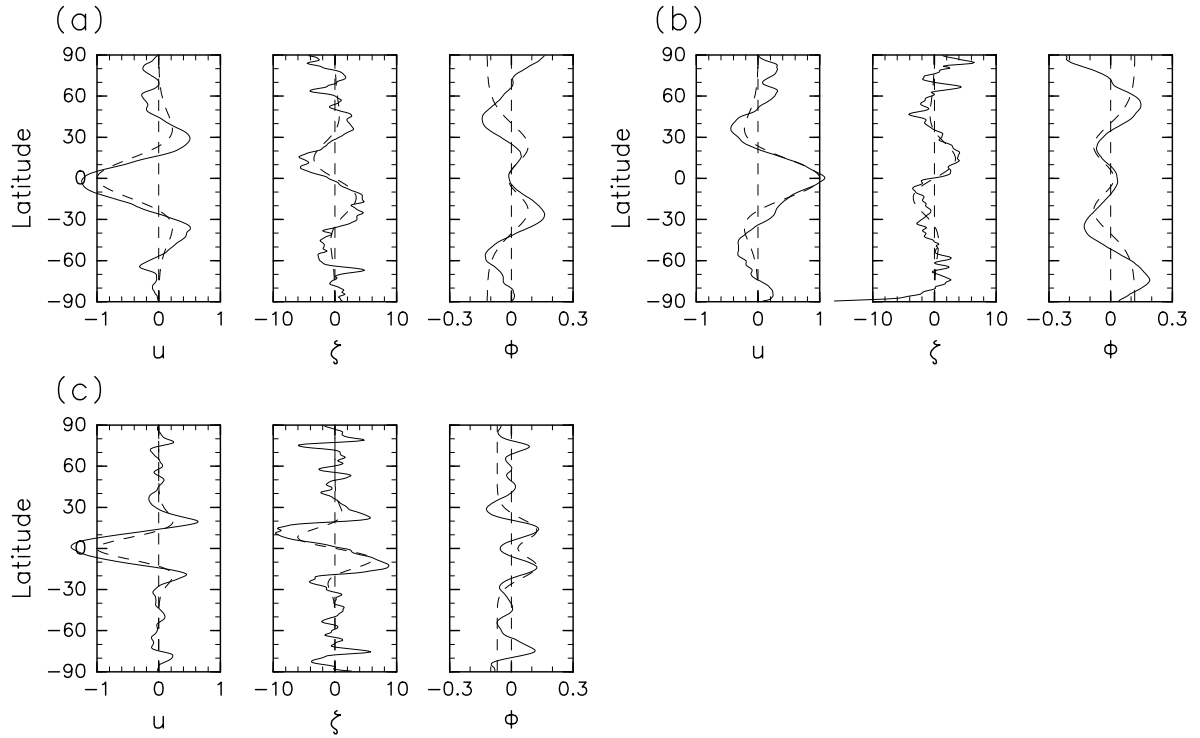


図2: アンサンブル実験において、赤道での振幅が最大だったメンバーの  $t = 15$  での東西平均場 (東西流, 渦度, ジオポテンシャル変位) のスナップショット. (a)  $Ro = 0.03$  で赤道西向きの場合, (b)  $Ro = 0.03$  で赤道東向きの場合, (c)  $Ro = 0.01$  で赤道西向きの場合に対応する.

図1に  $t = 5, 15$  での赤道での東西平均東西流のヒストグラムを示した. 用いたアンサンブルメンバー数は  $Ro = 0.01, 0.02$  では 125,  $Ro = 0.03$  では 1000 である.  $t = 5$  のときにはヒストグラムの分布は  $\langle u \rangle_{eq.} = 0$  ( $\langle \cdot \rangle$  は東西平均を表す) についてほぼ対称であるのに対し,  $t = 15$  ではその分布が明らかに西向きに偏る傾向が現れ, その傾向は Rossby 数が小さいほど顕著であることが分かる. このことは, 初期の混合によって作られる赤道での東西流は無次元パラメータよりも初期の渦の分布に強く依存し, 東西流の向きは確率的に決まる傾向が強いとは対照的に, 時間が経つにつれ, Rossby 数が小さいほど西向きの東西流をより加速させる何らかのメカニズムが働いていることを示唆している. 特に,  $Ro = 0.01$  の場合には, 全てのアンサンブルメンバーにおいて赤道での東西流は西向きであり, この結果は Cho and Polvani(1996) と整合的である. 一方で,  $Ro = 0.02, 0.03$  の場合には, 初期値に依存して東向きの流れが実現することもあることが分かる. また,  $Ro = 0.03$  では  $\langle u \rangle_{eq.} > 0.5$  を満たすアンサンブルメンバー数が時間とともに増大しており, 赤道東向きの流れも何らかの要因で加速していることが示唆される.

上の結果は赤道上のみで評価したものであるので, 得られた東西流が赤道域に集中したジェットの形になっているかどうかを検証する必要がある. そこで, それぞれのアンサンブル実験において赤道での東西流の振幅が最も大きかったメンバーについて,  $t = 15$  での東西平均場のスナップショットを図2に示した. これを見て分かるように, 赤道で東向き, 西向きのいずれの流れが卓越する場合でも, 東西平均流の振幅は赤道域に集中しており, ジェットの形状を成していると言える. 図には示さないが, これらの東西平均場の構造は時間的にもほぼ定常に存在している. また, ジェットの幅は Rossby 数が小さい場合により狭くなることも見て取れる.

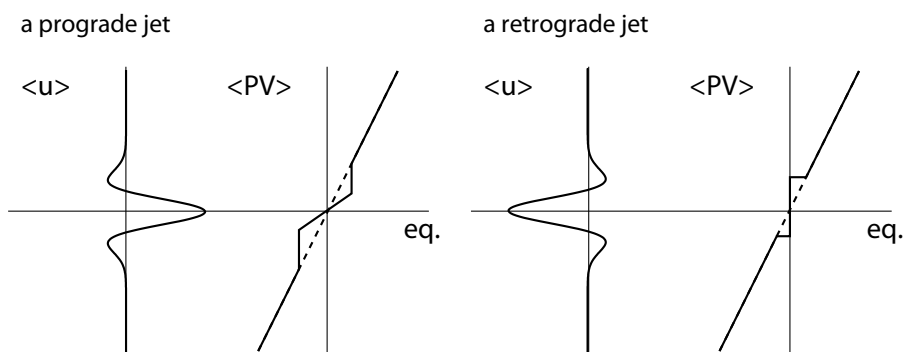


図 3: 東西平均流と PV の南北構造についての概念図。左が赤道東向きジェットの場合, 右が西向きジェットの場合を示している。PV の図における点線は, 静止状態での基本場の PV を表す。

東西平均場の構造に見られる特徴を検討するために, 東西一様 ( $m = 0$ ) で南北波数  $l$  が 1 の Rossby モード<sup>1</sup>の南北プロファイルを求め, 図 2 の点線に示した。非線形実験で得られた東西流のプロファイルは, 赤道域において  $l = 1, m = 0$  の Rossby モードのそれと良く対応していることが分かる。特に, 赤道ジェットの幅が両者で良く対応している。この事実は, 赤道波の南北スケールが赤道変型半径  $L_{D(\text{eq.})} \equiv (\sqrt{\Phi_0}/\beta)^{1/2}$  によって特徴づけられる (Matsuno, 1966) ことを考慮すると, 浅水系乱流で発達する赤道ジェットの南北幅は赤道変型半径で特徴づけられることを示している。しかし, この対応づけは常に成り立つわけではない。赤道での Rhines スケール  $L_{\beta(\text{eq.})}$  が赤道変型半径よりも遙かに小さい場合には, 赤道変型半径の水平スケールまでエネルギーは逆カスケードできないために, 卓越する赤道ジェットの幅は赤道変型半径よりも狭くなる (Kitamura and Ishioka, 2006)。

### 3 波の 2 次の効果によるジェットの加速

前節で見たように, 浅水系乱流では初期値において西向き・東向きいずれの赤道ジェットも卓越しうる。ここでは, これらの赤道ジェットが発達する力学的メカニズムについて検討を行う。東西平均流が発達する要因としては, ポテンシャル渦度 (PV) 混合による PV 一様化や波と平均流の相互作用による平均流加速が考えられる。前者のメカニズムを浅水系に適用すると以下ようになる。まず, 乱流混合は変型半径以上のスケールではほとんど起こらないことを考慮すると, 乱流混合による PV の一様化は変型半径のより大きな低緯度域でより起きやすいことになる。その場合, PV 一様化が赤道を越えて行われるか否かで, それとバランスする東西流のプロファイルは変わりうる (図 3)。図 3 の左図に示したように, PV 混合が赤道の北側と南側でそれぞれ起こり, 赤道で PV 勾配が大きくなる場合には, 赤道で東向きのジェットが形成され, 右図のように赤道を越えて PV が一様化される場合には赤道西向きのジェットとなる。両者のうちどちらが実現するかは初期に依存する。PV の勾配の大きな領域がいったん形成されると, この領域を越えた PV 混合が起こりづらくなるため, 結果としてジェットが強化・維持される。

PV 混合による解釈に従えば, 初期の混合によって作られた赤道ジェットは時間とともに強化されるため, アンサンブル実験を行った場合のヒストグラムは対称で, 時間とともに分散が大きくなることが予想される。しかし図 1 で見たように, 実際にはヒストグラムは全般的に西向きのジェットをより強

<sup>1</sup>ただし, 東西一様な浅水方程式系の固有モードは固有振動数がゼロのところ縮退するため, 固有モードを求める際には, 東西波数はゼロではない微小な正の値として数値的に求めている。東西波数をゼロの極限として求めた固有モードは Kelvin モードと Rossby モードの構造と整合的になることが知られている (Shigehisa, 1983)。

化するセンスに働いており、先の予想と整合しない。ジェットの形成メカニズムを考える上では波と平均流の相互作用による平均流加速がどのようになされるかについて検討する必要があるように思われる。そこで、弱非線形モデルを用いて波によって引き起こされる2次の平均流加速について調べた。弱非線形モデルを構成するために、まず各従属変数を以下のようにオーダー展開する:

$$\zeta = \zeta_0(\mu) + \epsilon\zeta_1(\lambda, \mu, t) + \epsilon^2\zeta_2(\mu, t) + O(\epsilon^3), \quad (5)$$

$$D = \epsilon D_1(\lambda, \mu, t) + \epsilon^2 D_2(\mu, t) + O(\epsilon^3), \quad (6)$$

$$\Phi = \Phi_0(\mu) + \epsilon\Phi_1(\lambda, \mu, t) + \epsilon^2\Phi_2(\mu, t) + O(\epsilon^3). \quad (7)$$

ただし、0次のオーダーはある与えられた定常な基本場を表す。(5)–(7)を浅水方程式(1)–(3)に代入し、オーダーごとにまとめると、1次の式は

$$\frac{\partial \zeta_1}{\partial t} = -\frac{1}{1-\mu^2} \left[ \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \left( \frac{f}{\text{Ro}} + \zeta_0 \right) U_1 + \zeta_1 U_0 \right\} + (1-\mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \left\{ \left( \frac{f}{\text{Ro}} + \zeta_0 \right) V_1 \right\} \right] + d_{\zeta_1}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial D_1}{\partial t} &= \frac{1}{1-\mu^2} \left[ \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \left( \frac{f}{\text{Ro}} + \zeta_0 \right) V_1 \right\} - (1-\mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \left\{ \left( \frac{f}{\text{Ro}} + \zeta_0 \right) U_1 + \zeta_1 U_0 \right\} \right] \\ &\quad - \Delta \left( \frac{\Phi_1}{\text{Fr}^2} + \frac{U_0 U_1}{1-\mu^2} \right) + d_{D_1}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial t} = -\frac{1}{1-\mu^2} \left[ \frac{\partial}{\partial \lambda} (U_0 \Phi_1 + U_1 \Phi_0) + (1-\mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} (V_1 \Phi_0) \right] - D_1 + d_{\Phi_1}, \quad (10)$$

2次の式は、

$$\frac{\partial \zeta_2}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \mu} \left[ \left( \frac{f}{\text{Ro}} + \zeta_0 \right) V_2 + \langle \zeta_1 V_1 \rangle \right], \quad (11)$$

$$\frac{\partial D_2}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \mu} \left[ \left( \frac{f}{\text{Ro}} + \zeta_0 \right) U_2 + \langle \zeta_1 U_1 \rangle + \zeta_2 U_0 \right] - \Delta \left( \frac{\Phi_2}{\text{Fr}^2} + \frac{\langle U_1^2 + V_1^2 \rangle + U_0 U_2}{2(1-\mu^2)} \right), \quad (12)$$

$$\frac{\partial \Phi_2}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \mu} (\langle V_1 \Phi_1 \rangle + V_2 \Phi_0) - D_2, \quad (13)$$

となる。ここで $d_{\zeta_1, D_1, \Phi_1}$ は粘性による散逸項で、これによって平均流加速が引き起こされる。今回は、非線形実験と同じラプラシアン $\Delta$ の4次の超粘性を用いた。本実験では、 $t = 5$ まで非線形モデルで積分した結果から東西一様成分を取り除いたものを弱非線形モデルの初期値とし、 $t = 5$ から15まで数値積分を行った。用いた初期値のデータセットは、

- (a)  $\text{Ro} = 0.01, \text{Fr} = 0.3$  で非線形モデルで用いたのと同じ125メンバー
- (b)  $\text{Ro} = 0.03, \text{Fr} = 0.3$  で非線形モデルでは東向きジェットとなった50メンバー
- (c)  $\text{Ro} = 0.03, \text{Fr} = 0.3$  で非線形モデルでは西向きジェットとなった50メンバー

の3種類を用いた。また、0次の基本場としては、(i) 静止状態、(ii) 赤道東向きジェット、(iii) 赤道西向きジェットの3通りについて数値実験を行った。ただし、基本場のジェットのプロファイルは $l = 1, m = 0$ のRossbyモードから得られる渦度場と、それと傾度風バランスしたジオポテンシャルを与え、基本場の東西流の振幅の最大値は0.5とした。

まず、基本場がない場合の結果を図4に示す。左側に非線形実験から得られた加速を図示しているが、加速は赤道域に集中しており分散も比較的小さいことが分かる。また、データセット(b)では振幅が小さいながらも東向きの加速が起こっている。弱非線形実験では、どの場合でもRossbyモード

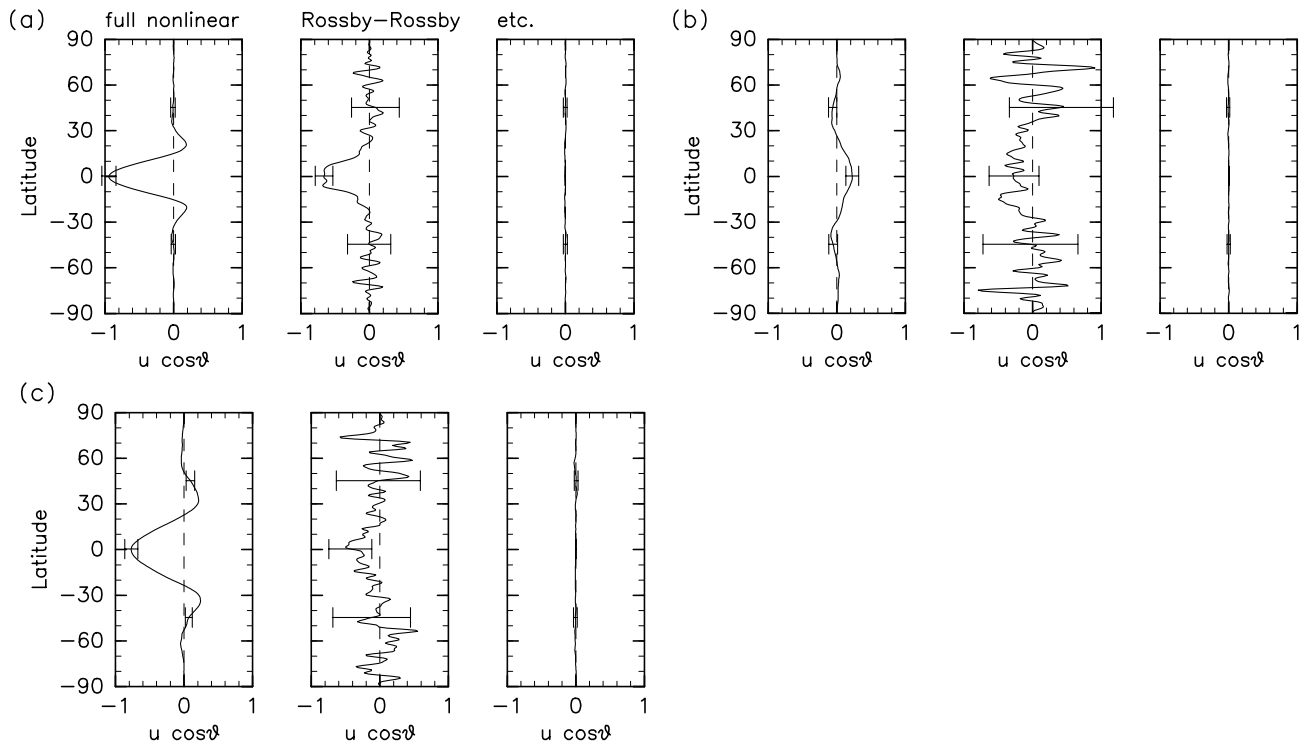


図 4: 基本場がない場合における,  $t = 5$  から 15 までの平均流加速の南北プロファイルのアンサンブル平均. (a)  $Ro = 0.01$  での全てのアンサンブルメンバーを用いた場合, (b)  $Ro = 0.03$  で赤道東向きとなった 50 メンバーを用いた場合, (c)  $Ro = 0.03$  で赤道西向きとなった 50 メンバーを用いた場合にそれぞれ対応する. 各図において, 左の図は非線形実験から得られた加速を示し, 中央および右の図はそれぞれ Rossby モードのみの寄与による 2 次の加速とそれ以外の寄与を示している. また, エラーバーは  $\pm\sigma/2$  ( $\sigma$ : 標準偏差) で定義している.

のみの寄与によって加速が引き起こされており, 重力波の寄与は無視できる結果となった.  $Ro = 0.01$  では弱非線形モデルでも赤道に西向きの加速が集中しており, その振幅も非線形実験の結果と整合的であるといえる. その一方で,  $Ro = 0.03$  では, (b)(c) どちらのデータセットを用いた場合でも, 赤道で弱い西向きの加速となっており, 両者のデータセットで結果に定性的な違いは現れなかった. この場合の弱非線形実験の結果は, データセット (b) では東向き加速が得られないという意味で明らかに非線形実験の結果とは整合しないし, データセット (c) でも得られる加速の大きさは期待される量よりも遥かに小さい.

次に, 基本場として赤道ジェットを与えた場合の結果を図 5 に示す.  $Ro = 0.01$  の場合には, いずれの向きの赤道ジェットを与えた場合でも加速は常に西向きで 2 つのピークを持っている. 特に, 西向きジェットを与えた場合にはその振幅が極めて大きくなる. これは, 基本流によって Rossby 波の臨界緯度が形成されることに起因していると考えられる. Rossby 波の持つ擬角運動量は常に負である (Hayashi and Young, 1987) ため, 臨界緯度で Rossby 波が吸収されるとそこで西向きの加速が引き起こされる. ただし, 西向きジェットを与えた場合に得られた西向き加速は実際には順圧不安定となるため, 非線形モデルではこのような東西平均流は実現せず, 不安定によって東西流のプロファイルは南北シアを減らす方向に働くと考えられる. 一方,  $Ro = 0.03$  での結果は,  $Ro = 0.01$  の場合と大きく異なっており, 与えられた基本流を常に強める方向に 2 次の加速が引き起こされている. 図には

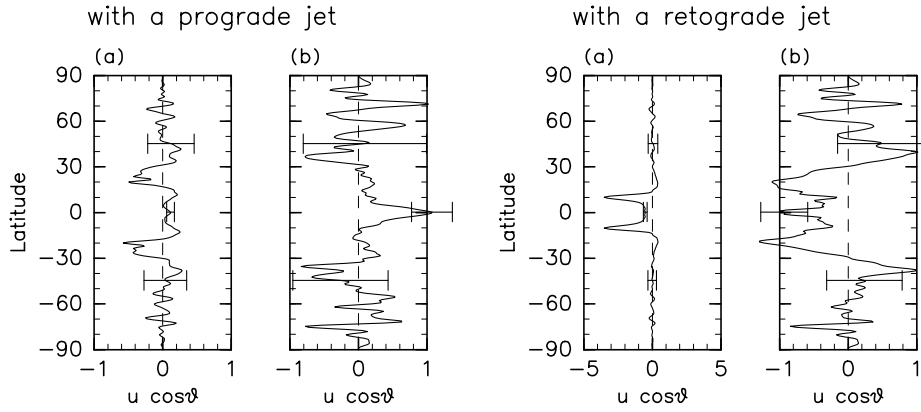


図 5: 基本場として西向きジェット (左側), 東向きジェット (右側) を与えた場合の波による 2 次の平均流加速. (a), (b) は図 4 と同様である.

データセット (b) の場合のみ示したが, データセット (c) の場合でも結果は同様である. つまり, 弱非線形モデルの枠組みでは, 2 次の加速の向きは初期場に依存するのではなく基本場のジェットの向きによって決まることになる.  $Ro = 0.01$  では常に西向きの加速しか起こらないのに対し,  $Ro = 0.03$  では与えられた赤道での東西流の向きによって西向き・東向きいずれの加速も起こりうるという結果は, 非線形モデルでの結果を定性的には良く説明しているといえる.

さらに,  $Ro = 0.03$  の場合について, 西進混合 Rossby 重力波のみの寄与を調べると図 6 のようになる. この場合でも赤道で与えられたジェットを強化する加速が見られる. 注目すべきは混合 Rossby 重力波の寄与のみで, 全体の 2 次の加速の半分程度を占めている点である. このことはジェットを強化するメカニズムにおいて混合 Rossby 重力波が重要な役割を担っていることを示唆している.

上記の結果から, 波によって引き起こされる 2 次の加速メカニズムを解釈することを試みる. 数値実験の結果では加速に寄与するのは Rossby 波と混合 Rossby 重力波のみであるので, 以下では重力波についての議論は行わない.

まず, Rossby 波は先に述べたように常に負の擬角運動量を持っているので, Rossby 波が何らかの要因で散逸するとそこで西向きの 2 次の加速が引き起こされることになる. 簡単のため  $\beta$  平面で考えると, WKBJ 近似の範囲では Rossby 波の局所分散関係は,

$$c = \langle u \rangle - \frac{\tilde{\beta}}{k^2 + l^2 + 1/L_D^2}, \quad \tilde{\beta} = \beta - \langle u \rangle_{yy} + \frac{f \langle h \rangle_y}{H + \langle h \rangle}, \quad (14)$$

となる. ここで, 下添字の  $y$  は緯度方向の微分を表す. 東西一様で定常な基本場を考えているので, 波の東西波数  $k$  と位相速度  $c$  は波線に沿って保存する一方で, 南北波数は分散関係 (14) を満たすように,

$$l^2 = -(k^2 + 1/L_D^2) + \frac{\tilde{\beta}}{\langle u \rangle - c}, \quad (15)$$

と変化する.  $l$  が大きくなるとそれだけ散逸が働きやすくなり, 西向きの加速が引き起こされることになる. (15) から  $l$  が大きくなるのは変型半径  $L_D$  が増大する場合と  $\langle u \rangle - c \sim 0$  の場合であることが分かる. 前者については, 変型半径の緯度依存性が  $Ro/(Fr|\mu|)$  であることを考慮すると, Froude 数が同じなら Rossby 数が小さい方がより顕著に  $l$  を変化させることが分かる. そのため, Rossby 数が小さい場合には基本流がなくても赤道域で  $l$  が増大し, 西向きの加速が起きやすくなる. 後者については, Rossby 数が小さい方が位相速度が遅くなる傾向にあることが簡単な議論から分かる. 結局,

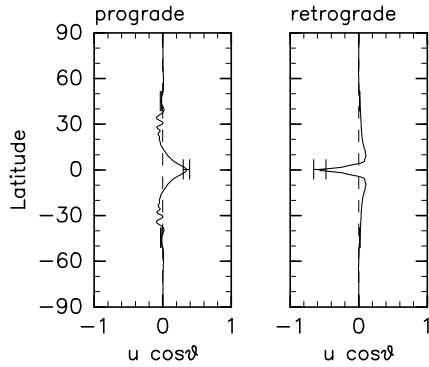


図 6:  $Ro = 0.03$  で赤道東向きとなった 50 メンバーにおける, 西進混合 Rossby 重力波のみの寄与から作られる平均流加速. 左が基本場として赤道西向きジェットを与えた場合, 右が東向きジェットを与えた場合である.

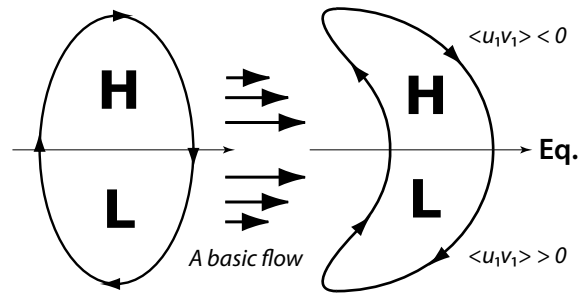


図 7: 混合 Rossby 重力波によるジェットの加速メカニズムについての概念図. 基本場の赤道ジェットに南北シアがあることによって, 波の構造が南北に傾けられた結果, 擬角運動量の南北輸送が引き起こされる.

赤道向きに伝播する Rossby 波束が散逸することによる西向き加速の効果は Rossby 数が小さい時に働くことが分かる. この結論は実験結果とも整合的である.

しかしながら, 与えられた基本場のジェットを強化するためには別のメカニズムが必要である. 図 6 に見たように, 混合 Rossby 重力波が何らかの役割を果たしているように思われる. 基本場に赤道ジェットがある場合には, その南北シアにより赤道波は南北に傾くようになる. 西進混合 Rossby 重力波の東西スケールが赤道変型半径よりも小さい場合には地衡流バランスに近づくので, 図 7 のように基本場の南北シアによって波が南北に傾くと,  $u_1$  と  $v_1$  が相関を持つようになる. これによって生じる擬角運動量は常にジェットを強化するセンスに働くことが分かる. 波の東西波数のパワースペクトルを考えると, 波数が小さい方が振幅が大きいので, このメカニズムは赤道変型半径が大きい方が働きやすいといえる. Froude 数を固定すれば, Rossby 数が大きい方が赤道変型半径が大きくなるので, 弱非線形実験の結果と矛盾しない. Kitamura and Ishioka(2006) では, 混合 Rossby 重力波モードの単色波を初期値として弱非線形実験を行い, このメカニズムが実際に働くことを確認している.

## 4 まとめ

本研究では, 浅水系乱流において現れる赤道ジェットが Cho and Polvani(1996) で報告されているように常に西向きであるかどうかを検証するために, アンサンブル実験を行い, 赤道ジェットの向きや強さの初期値依存性を系統的に調べた. その結果, Rossby 数が小さい場合には, 出現する赤道ジェットは常に西向きとなるものの, Rossby 数が大きくなるにしたがって, 初期値に依存して東向きの赤道ジェットも安定して存在しうることが分かった. その意味で, Cho and Polvani(1996) の結論は必ずしも正確とは言えない. ただし, その確率は Rossby 数とともに増大するものの, 西向きジェットとなる確率よりも遥かに低いため, 西向きの赤道ジェットのみが現れるか否かを検証するには多くのアンサンブルメンバーが必要となる.

また, 弱非線形モデルを用いて波によって誘導される 2 次の平均流の立場から, 赤道ジェットの形成要因を解釈することを試みた. 弱非線形モデルから得られた定性的な性質は, 非線形モデルの結果と整合的であり, 赤道ジェットの形成メカニズムは波による平均流加速の立場からかなりの部分を解釈することができることが明らかとなった. 赤道ジェットの加速メカニズムは大きく 2 つに分類でき



る。一つ目のメカニズムは、赤道向きに伝播する Rossby 波束の南北波数が変型半径の緯度依存性や臨界緯度の存在によって増大し、赤道域で散逸することによることで生じる。Rossby 波束の持つ擬角運動量は常に負なので、結果として赤道で西向きの加速が生じることになる。このメカニズムは Froude 数一定なら Rossby 数が小さい方が働きやすい。二つ目のメカニズムは、西進混合 Rossby 重力波が基本場のジェットの南北シアによって傾けられることで、擬角運動量の南北輸送が生じることに起因し、この場合常に基本場のジェットを強化するセンスに働く。このメカニズムは Froude 数一定なら Rossby 数が大きい方が働きやすい。

ただし、後者のメカニズムは基本場として赤道ジェットがある場合にのみ働くため、初期の PV 混合によって、赤道に東西流が形成されることが必要となる。しかし、どのような場合に赤道東向きのジェットが生成されるかを決定論的に述べるには、どのように初期の東西流が形成されるかの診断を行わなければならない。初期の PV 混合は非線形過程であると考えられるので、このための議論はかなり困難である。浅水系乱流における赤道ジェットの発生過程を明らかにするためには、PV 混合の過程をどのように診断するかについての更なる研究が必要となると思われる。

## 参考文献

- [1] Cho, J. Y.-K. and L. M. Polvani, 1996: The emergence of jets and vortices in freely evolving, shallow-water turbulence on a sphere. *Phys. Fluids*, **8**, 1531–1552.
- [2] Hayashi, Y.-Y. and W. R. Young, 1987: Stable and unstable shear modes of rotating parallel flows in shallow water. *J. Fluids Mech.*, **184**, 477–504.
- [3] Iacono, R., M. V. Struglia, and C. Ronchi, 1999: Spontaneous formation of equatorial jets in freely decaying shallow water turbulence. *Phys. Fluid*, **11**, 1272–1274.
- [4] Kitamura, Y. and K. Ishioka, 2006: An equatorial jet emerged in shallow-water turbulence on a rotating sphere. *submitted to J. Atmos. Sci.*.
- [5] Matsuno, T., 1966: Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *J. Meteor. Soc. Japan*, **44**, 25–42.
- [6] Rhines, P. B., 1975: Waves and turbulence on a beta-plane. *J. Fluid. Mech.*, **69**, 417–443.
- [7] Shige-hisa, Y., 1983: Normal modes of the shallow-water equations for zonal wavenumber zero. *J. Met. Soc. Japan*, **61**, 479–494.
- [8] Vallis, G. P. and M. E. Maltrud, 1993: Generation of mean flows and jets on a beta plane and over topography. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 1346–1362.
- [9] Yoden, S. and M. Yamada, 1993: A numerical experiment on two-dimensional decaying turbulence on a rotating sphere. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 631–643.