

回転球面上の二次元乱流における 赤道西風ジェット形成メカニズムに関する研究

—2016年度山本賞受賞記念講演—

齋藤 泉*

1. はじめに

このたびは気象学会山本賞という名誉ある賞を頂くことができ、たいへん光栄に存じております。選考委員会をはじめ学会関係者のみなさまに厚く御礼申し上げます。

本稿では受賞対象の論文 Saito and Ishioka (2015) において明らかにした赤道西風ジェットの形成メカニズムについて説明します。

2. 研究の背景

本研究で想定するのは木星や土星の大気です。木星の東西方向にのびた縞状の模様はよく知られていますが、この縞状の模様に伴い、木星の表層大気には最大 100 ms^{-1} を超える卓越した東西ジェットが緯度方向に交互に吹いています。このような東西ジェットの構造を今後「帯状構造」と呼ぶことにします。帯状構造は土星でも観測されており、その最大風速は 400 ms^{-1} に達します。帯状構造のメカニズムは、惑星気象学における主要なテーマとしてこれまで盛んに研究されてきました (松田 2000)。

帯状構造のメカニズムとして有力視されている説は大きく分けて二つあります。一つは「深い対流」モデルと呼ばれるもので、帯状構造は惑星深部からの対流運動の、惑星表面での表れとするものです (Busse 1976)。もう一つは「浅い対流」モデルと呼ばれるもので、帯状構造は惑星大気表面のごく薄い層における

大規模な流体運動によって形成されるとするものです。本研究は後者のモデルに関するものです。

浅い対流モデルの研究は Williams (1978) に始まります。この研究は (計算資源の制約のために周期性を課して領域を制限した) 球面上の渦度方程式の乱流シミュレーションを行い、木星に対応するパラメータの場合に帯状構造が自発的に形成されることを示しました。これに引き続き、全球でシミュレーションを行った Yoden and Yamada (1993)、内部熱源に励起される小規模な対流を模したランダムな渦度強制を加えた Nozawa and Yoden (1997)、支配方程式を球面上の浅水方程式系 (以下、球面浅水系と略称) とすることで水平発散の効果を取り入れた Cho and Polvani (1996)、それに強制を加えた Scott and Polvani (2007) と、いずれの研究も帯状構造を再現することに成功してきました。

一方で浅い対流モデルの問題点は、堅牢な赤道西風ジェットを再現できないことでした。木星の赤道域では 100 ms^{-1} (土星では 400 ms^{-1}) を超える強い西風ジェットが吹いています。これに対し浅い対流モデルでは、渦度方程式による強制乱流シミュレーションでは強制的ランダム性に依存するもののせいぜい半分、球面浅水系の場合にはパラメータを木星に近い値にするほど半分よりさらに小さい割合でしか赤道西風ジェットが形成されない、という状況でした (Cho and Polvani 1996; Scott and Polvani 2007)。帯状構造を説明するもう一つのモデルである深い対流モデルが堅牢な赤道西風ジェットの再現に成功していることから、赤道西風ジェットの問題は浅い対流モデルの弱点とされていました。

これに対して、浅い対流モデルでも堅牢な赤道西風ジェットを再現できることを示したのが Scott and

* 名古屋工業大学大学院工学研究科,
izumi@gfd-dennou.org

—2017年1月17日受領—

—2017年1月24日受理—

Polvani (2008) (以下 SP08) です。この研究は以下のような球面浅水系を考えました。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + \mathbf{f} \times \mathbf{u} = -g \nabla h - \tau_r^{-1} \mathbf{u} + \mathbf{F} + d_u \quad (1)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \cdot (h \mathbf{u}) = -\tau_r^{-1} h + d_h \quad (2)$$

ここで \mathbf{F} は小さなスケールにおいて選択的に注入されるランダムな渦度強制、 τ_r と τ_f はレイリー摩擦とニュートン冷却の時定数を表します。また d_u と d_h は、高波数におけるエンストロフィーの非物理的な蓄積を防ぐための高階粘性を表します。

SP08は、ガス惑星である木星や土星には明確な地面が存在しないので、底摩擦に対応するレイリー摩擦ではなく、放射冷却を模したニュートン冷却が散逸過程として適当であると主張しました。そして散逸過程がレイリー摩擦のみの場合 ($\tau_r > 0, 1/\tau_f = 0$) と、ニュートン冷却のみの場合 ($1/\tau_f = 0, \tau_r > 0$) の二通りのシミュレーションを比較し、前者の場合には主に赤道東風ジェットが形成されるのに対し、後者の場合には赤道西風ジェットが形成されることを示しました。SP08の報告では、ニュートン冷却導入によって生じる赤道西風ジェット形成の傾向はたいへん顕著なもので、ランダムな強制の乱数を変えたシミュレーション全てにおいて赤道西風ジェットが得られた、と書かれています。このように SP08 は堅牢な赤道西風ジェットの再現に成功しましたが、赤道西風ジェット形成のメカニズムについては不明でした。

SP08の報告は、ニュートン冷却に伴って何らかの赤道西風加速のメカニズムが生じたことを強く示唆しています。見かけ上何ら空間的な非対称性を持たないニュートン冷却を導入しただけで、浅い対流モデルが長年苦しんできた赤道西風ジェットの問題を解決できてしまう、という報告はとても興味深いものでした。実際に本研究でも再現実験を行い、SP08のように全てではないものの、8割以上の高い確率で赤道西風が形成されることを確認しました (Saito and Ishioka 2015)。

3. 固有モードの調査に至る経緯

次節から説明するように、本研究では固有モードに着目して調査を進めましたが、ここではその経緯について簡単に記します。

SP08の報告、すなわち散逸過程の違いによって赤道域の平均流加速の向きが変わる、という結果との関

連が示唆されるのが、Andrews and McIntyre (1976) (以下 AM76) です。この有名な論文では、まず前半部で一般化されたエアッセン・パームの関係式が導出され、さらに後半部では理論の応用の一例として、異なる散逸過程の影響下で赤道波 (赤道ベータ面浅水系の固有モード) が起こす平均流加速が調べられました。その結果、散逸過程がレイリー摩擦の場合とニュートン冷却の場合で、赤道波が起こす平均流加速が大きく異なることが示されました。

SP08も、自分達の実験結果と AM76 との関連の可能性については指摘していました。ただ AM76 が調べたのは赤道波で、しかも定常状態を仮定した場合だったので、SP08の乱流シミュレーションのように球面上で、非定常な状況とただちに結びつけるのは困難でした (もちろん AM76 の理論自体は非定常な場合も含む一般的なものであることにご注意下さい)。

一方で、SP08に関連して本研究が注目していた別の論文が Yamagata and Philander (1985) です。ここでは散逸過程の違いに対する赤道波の構造の変化が、いくつかの低波数のモードについて調べられました。その結果、散逸過程によって擾乱場の等位相線が東か西に傾き、またレイリー摩擦かニュートン冷却かの違いに応じて傾きの方向が変わることが示されました。この論文は海洋学に関するものであったために (大陸という境界が存在する) 赤道域の平均流加速には着目していませんが、等位相線の傾きは東西・南北流速に相関が生じて運動量輸送を起こす可能性を想起させます。

以上説明した先行研究を踏まえた上で、散逸過程が球面浅水系の固有モードの構造や平均流加速に与える影響を詳しく調べてみることにしました。

4. 赤道西風形成のメカニズム

本研究で明らかにした赤道西風形成のメカニズムとは次のようなものです。

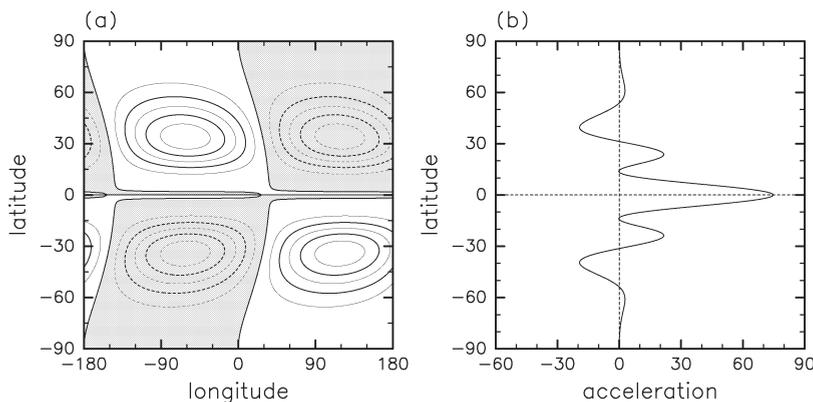
- ① ニュートン冷却の導入によって、球面浅水系の固有モードであるハフモードの構造が変形する。特にロスビーモードの等位相線は西に傾く。
- ② 構造変形したハフモードは平均東西風の加速を起こす。特にロスビーモードは赤道域で西風加速を起こす。
- ③ 乱流シミュレーションの中で、ランダムな強制によって励起される様々なハフモードは、それぞれに応じた平均東西風の加速を起こす。ロスビーモード

による加速は全体として赤道西風ジェットを生じさせる。

まず①について説明します。ハフモードとは球面浅水系の固有モードの総称です。支配方程式を微小振幅の仮定の下に線形化し、波動解を代入して振動数についての固有値問題を解くことによって得られます (Longuet-Higgins 1968)。得られる固有モードの時空間構造によって、ロスビーモード、慣性重力波モード、ケルビンモード、混合ロスビー・重力波モードに分類されます。ハフモードは、振幅が赤道域に捕捉される極限で赤道波に対応することが知られています (Matsuno 1966)。

ニュートン冷却やレイリー摩擦は式 (1) (2) のように変数の線形項として表現されているので、上記の固有値問題に組み入れることができます。この方法で固有モードに対する散逸項の影響を調べました。

ニュートン冷却導入によるハフモードの構造変形の一例を示したのが第1図aです。この図は、SP08と同じ値のニュートン冷却を用いた場合の、東西波数1、反対称ロスビーモードのジオポテンシャル偏差場を示しています。冷却項の導入により、等位相線が赤道から両極に向けて、西に傾いているのが分かります。この例に限らず、ニュートン冷却 (レイリー摩擦) を導入した場合には、西進モードの等位相線は西 (東) に、東進モードの等位相線は東 (西) に傾くことを確かめました。



第1図 a. ニュートン冷却を含んで計算されたハフモードのうち、東西方向波数1・赤道反対称第一ロスビーモードのジオポテンシャル偏差の等値線図。実線は正、点線は負の値。シェードは負の値の領域を表す。
b. aのロスビーモードが静止状態の基本場中を時間発展し、減衰して振幅がゼロになるまでに引き起こす東西平均流の加速。

次に②について説明します。第1図aのようなロスビーモードの位相の傾きはまさに、東西・南北流速に相関が生じ、運動量が輸送されることを示唆しています。第1図aのロスビーモードが静止状態の基本場中で時間発展し、振幅が減衰してゼロになるまでに起こす平均流加速が第1図bに示されています。ジオポテンシャル偏差場の等位相線の西傾に対応し、赤道周辺では西風運動量フラックスの収束に伴う西風加速が起きています。このように、変形されたハフモード全てがそれぞれに応じた平均流加速を起こします。特にニュートン冷却に変形されたロスビーモードは、それらの等位相線の西傾に対応して赤道域で西風加速を生じさせることが確認されました。

最後に③について説明します。②で説明した、ニュートン冷却の影響を受けるロスビーモードが赤道域で起こす平均流加速の方向は、まさにSP08で報告された赤道西風形成の傾向と一致しているように思われます。しかしながら、乱流シミュレーションにおける複雑な時間発展と、②で計算した静止状態を基本場とする微小擾乱が起こす平均流加速が定量的にどのように対応するのかは、この議論だけでは明らかにはなりません。そこで本研究では以下に説明する方法で、ハフモードが起こす平均流加速の寄与を総合的に評価することを試みました。

この方法は次のシナリオを想定します (数式の詳細については Saito and Ishioka (2015) および 齋藤 (2016) をご参照下さい)。

- (一) シミュレーションの初期を考えるものとし、基本場は静止状態とする。
- (二) 各時間ステップにおいて、ランダムな強制が多数の (散逸項によって変形された) ハフモードを励起する。
- (三) 励起されたハフモードはそれぞれに応じた平均流加速を起こしながら、散逸項のために減衰する。
- (四) ハフモードが誘起する加速によって生じた平均流は、ハフモード

自体の時間発展に影響を与えない。また異なるハフモード同士の相互作用も考えない。

(一)の仮定は、本研究の行った SP08の再現実験において、赤道西風ジェットがシミュレーションの初期に形成されていたことを根拠としています。(四)の第一の仮定は、シミュレーションの初期であるために未だ平均流の振幅が小さく、平均流からハフモードの時間発展へのフィードバックが小さい状況を想定しているためです。また(四)の第二の仮定は、やはりシミュレーション初期であるためにハフモード自体の振幅も小さく、モード間の非線形相互作用も無視できる(つまり弱非線形な)状況を考えていることを意味します。

かなり大胆な仮定ではありますが、ここまで状況を単純化することによって理論的な取り扱いが容易になります。各ハフモードはモード間の非線形相互作用もなく、ランダムな強制に励起される一方で散逸項により減衰するので、その振幅(固有モードで展開したと

きの係数) x の時間発展は次のような式で表されます。

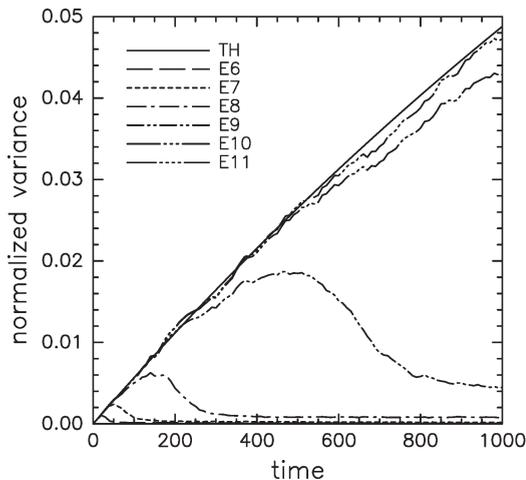
$$\frac{dx}{dt} = \lambda x + f \quad (3)$$

ここで λ は考えているモードの固有値(複素数)で、今は散逸項の影響を含んでいるために $Re(\lambda) < 0$ です。また f はランダムな強制からの寄与を表し、白色ノイズ的であるとすれば、 $\langle f(t)f(t')^* \rangle = |f_0|^2 \delta(t-t')$ (角括弧はアンサンブル平均、星印は複素共役、 f_0 は振幅、 $\delta(t)$ はディラックのデルタ関数)と表せます。

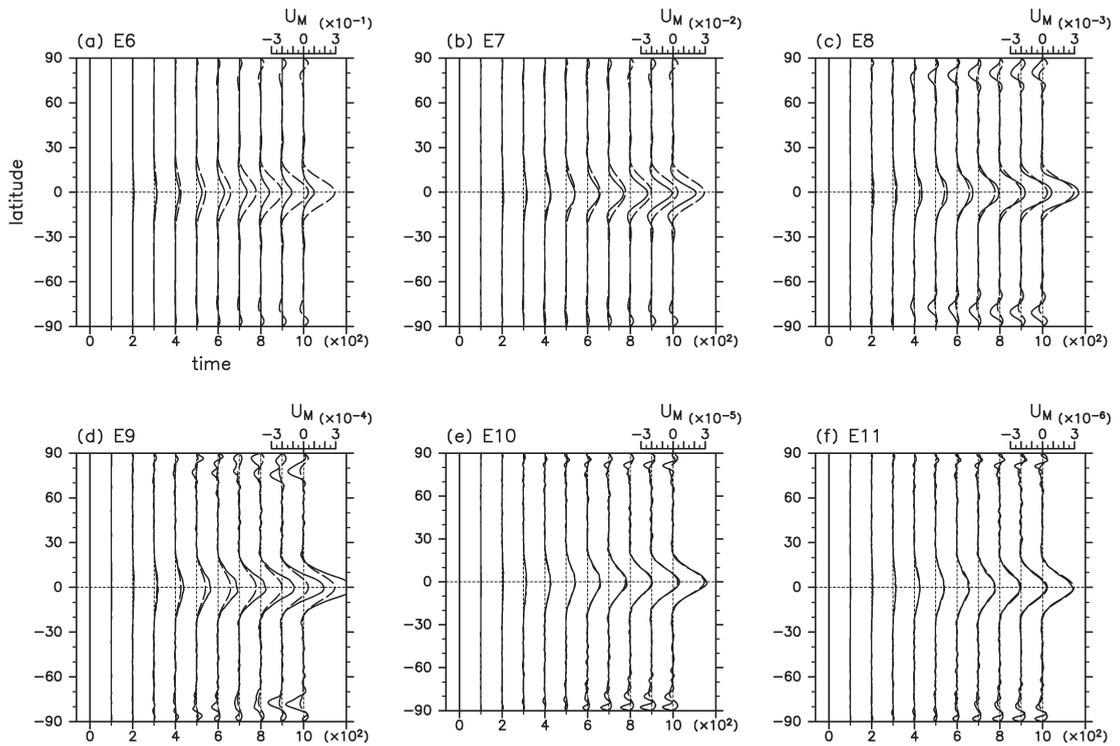
式(3)は統計理論で有名なランジュバン方程式と同じ形をしており、統計量の厳密解が得られます。このようにして求めた理論解と、非線形シミュレーションの結果を比較したのが第2図です。これは強制に直接励起される、あるロスビーモードの振幅の分散($\langle |x(t)|^2 \rangle$)の時間発展を示しています。実線が理論予測を表し、点線は非線形シミュレーション400メンバーから計算された結果を表しています。「E6~E11」とあるのは、Eの後の数字が大きいほど強制振幅が小さいことを意味しています(数字が1増えると強制振幅が10分の1になります)。また、SP08で用いられた強制振幅は「E7」に対応します。この図より、いずれの場合も時間発展の初期は理論予測と良く一致していること、強制振幅が小さいほど一致の期間が長いことが分かります。この傾向は、理論予測が弱非線形の仮定に基づいていることから納得できます。

以上のように各ハフモードの統計的な時間発展を解析的に表せたことで、それらが引き起こす平均流加速についても理論予測が得られます(数式の詳細はここでは割愛します)。乱流シミュレーションを想定し、ランダムな強制に励起される全てのハフモードが起こす平均流加速を足し合わせることで、理論予測を計算します。

得られた理論予測と乱流シミュレーションの結果を比較したのが第3図です。破線で示されている理論解は、赤道域で西風ジェット、中緯度域で静穏な時間発展を予測しています。一方実線で示されているのが、乱流シミュレーション400メンバーから計算された結果です。強制振幅の大きさによって多少の違いはあるものの、定性的に理論解と一致しています。また両者の一致の度合いは強制振幅が小さいほど良くなり、図の中で小さい方の二つ(E10とE11)については、一



第2図 乱流シミュレーションにおいて強制に直接励起される特定のロスビーモードを考え、その振幅の分散の時間発展を規格化して示した図。実線 (TH) は式(3)に基づく理論予測で、それ以外の線はそれぞれ、異なる強制振幅の乱流シミュレーション400メンバーから計算された分散。「E」の後の数字が1増えると、強制振幅は10分の1になる。SP08の実験は「E7」に対応する。横軸は惑星の回転周期で無次元化された時間。Saito and Ishioka (2015) の FIG.4を改変。



第3図 東西平均東西流のスナップショットを、初期値から100惑星回転ずつ左から順に並べた図。破線は本研究の弱非線形モデルによる予測、実線は乱流シミュレーション400メンバーのアンサンブル平均。aからfのパネルはそれぞれ異なる強制振幅の結果を表し、「E」の後の数字が1増えると、強制振幅は10分の1になる。SP08の実験は「E7」に対応する。各パネル右上の「 U_M 」と書かれた目盛は流速を表し、惑星の半径と回転周期で無次元化されている。Saito and Ishioka (2015) の FIG.5を改変。

致は定量的な水準にまで達しています。さらに、ロスビーモードのみを用いて計算した理論解が、全てのモードを用いて計算した理論解とほぼ一致したことより、理論解における赤道西風ジェットは主にロスビーモードからの加速によるものであることを確かめました。

以上の結果より、ニュートン冷却を散逸過程とする強制浅水乱流において形成される赤道西風ジェットは、冷却項によって変形されたロスビーモードが引き起こす平均流加速によって生じることを確かめることができました。

上記の弱非線形モデルは時間発展の初期における赤道西風ジェットの成因を明らかにしましたが、ジェット形成後、特に非線形相互作用が重要になった後の運動については考慮の外にあることにご注意下さい。一旦形成された赤道ジェットにそのまま強化・維持される傾向があることは、先行研究で明らかにされていま

す (Kitamura and Ishioka 2007; Dritschel and Scott 2011)。ゆえに本研究で調べたメカニズムにより形成された赤道西風ジェットも、引き続き維持・強化されることが予想されます。実際 SP08は、赤道西風ジェット形成後に強制とニュートン冷却を無くして時間発展させた場合も、ジェットが維持されることを確認しています。

5. ロスビーモードの構造変形に対する解釈

本研究が明らかにした赤道西風ジェット形成メカニズムのポイントは、ニュートン冷却項によってロスビーモードの位相が西に傾き、赤道域で西風加速を起こすことでした。ここでは、それではなぜロスビーモードの位相が西に傾くのかについての解釈を説明します。

ロスビーモードは、物理的にはロスビー波に対応します。ロスビー波の運動のエッセンスを記述する方程

式が準地衡ポテンシャル渦度方程式です。この方程式は、球面浅水系においてロスビー数とフルード数が同程度のオーダーで1よりも十分小さい、という条件から漸近展開によって導出することができ、以下のような表式を持ちます。

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla q = -\tau_r^{-1} \nabla^2 \psi + \tau_r^{-1} L_d^{-2} \psi \quad (4)$$

$$q = \nabla^2 \psi - L_d^{-2} \psi + \beta y \quad (5)$$

ここで q は準地衡ポテンシャル渦度、 ψ は流線関数、 L_d はロスビーの変形半径です。球面上のある接平面に着目するデカルト座標系を考慮しており、 β は惑星ベータ効果、 y は緯度方向座標を表します。式(4)の右辺が散逸項に由来する項で、 τ_r と τ_r のかかっている項が、それぞれレイリー摩擦とニュートン冷却の項に由来します。

注目すべきは、ニュートン冷却に由来する散逸項に L_d^{-2} の因子がかかっていることです。ロスビーの変形半径 L_d はサイン緯度の逆数に比例するので、この因子はサイン緯度の二乗に比例します。つまり大まかに言って、ニュートン冷却に由来する散逸効果は赤道周辺でゼロになり、両極に向かって大きくなるような分布をしています。

ニュートン冷却の影響下にあるロスビーモードは、このような高緯度ほど強い散逸を受けながら時間発展すると考えられます。そのため、この散逸効果の不均衡を補償するように、高緯度に向けてエネルギーの輸送が起こることが予想されます（実際、減衰するモードは $t \rightarrow \infty$ で振幅がゼロになることより、散逸効果がゼロである赤道域にエネルギーが残り続けるとは考えにくいです）。ロスビー波の伝播には東風運動量が伴うので、高緯度域に向けてエネルギーが輸送されるとき一緒に東風運動量が輸送され、一方で赤道域に向けて西風運動量が輸送されます。このような運動量の輸送に対応するのが、ロスビーモードの等位相線の西傾であると解釈できます。

6. まとめ

本研究では、木星や土星の表層大気を想定した球面上の二次元乱流シミュレーションにおいて、堅牢な赤道西風ジェットが自発的に形成されるメカニズムを明らかにしました。ニュートン冷却を散逸過程とすることで堅牢な赤道西風ジェットを再現できることは先行

研究により示されていましたが、その形成メカニズムについては不明でした。

まず固有値解析により、球面上の浅水方程式系の固有モードであるハフモード、特にロスビーモードの位相構造がニュートン冷却の導入によって変形し、それに伴い赤道域で西風加速が生じることを示しました。次に、多数の変形されたハフモードに伴う平均流加速を評価するために、弱非線形の仮定に基づくモデルを構築し、このモデルが乱流シミュレーションにおける赤道西風ジェットの形成を定量的に表現できることを示しました。またモデルの計算において、ロスビーモードのみを用いた結果と全てのモードを用いた結果を比較することで、赤道西風ジェットの形成にはロスビーモードが主要な役割を果たしていることを確認しました。最後に、ロスビーモードの位相構造の変形は、ニュートン冷却によるロスビーモードの散逸が高緯度域で大きくなるために生じており、高緯度域での大きな散逸を補償するロスビー波の赤道域から高緯度域への伝播によって、赤道域での西風加速が生じるという解釈を与えました。

本研究において個人的に興味深いと感じているのは、古典潮汐論という今から半世紀近く前に整備された理論と、基本的な統計理論を組み合わせることで、乱流という複雑な現象に対して定量的なアプローチができたことです。この成果を土台として、より複雑な問題に取り組んで行ければと考えています。

謝辞

受賞対象の論文は、私が京都大学気象学研究室に博士課程の学生として在籍中に行った研究の一部です。この間、以下に記す方をはじめとする多くの方々から研究を含む様々な場面でご支援を頂きました。

論文の共著者でもある石岡圭一先生には、学部生の頃に地球流体力学を紹介して頂いて以来、一貫してご指導を頂きました。また余田成男先生からは研究室のセミナー等のみならず、海外の学会参加のご提案を頂くなど様々な場面でアドバイスを頂きました。山田道夫先生（京都大学数理解析研究所）、竹広真一先生（京都大学数理解析研究所）、林 祥介先生（神戸大学）、向川 均先生（京都大学防災研究所）、地球流体電脳倶楽部のみなさまからは、学会やセミナーを通じて多くの助言を頂きました。Richard Scott 先生（イギリス St. Andrews 大学）、James Cho 先生（London 大学 Queen Mary）にはカリフォルニア滞在中

に、Michael McIntyre 先生 (Cambridge 大学) にはケンブリッジ滞在中に、本研究に関する有益なコメントを多く頂きました。また植本容子さまをはじめとする京都大学気象学研究室のみなさまには、研究室の普段の生活において多くのご支援を頂きました。

本研究は、以上の方々を含むみなさまのご支援が無ければ成し遂げることはできませんでした。深く感謝申し上げます。

研究の遂行にあたり日本学術振興会より財政的支援を頂きました。またスペクトル法による数値シミュレーションには数値計算ライブラリ ISPACK (<http://www.gfd-dennou.org/arch/ispack/>) を、図の描画には地球流体電脳ライブラリ DCL (<http://www.gfd-dennou.org/arch/dcl/>) を用いました。

参 考 文 献

- Andrews, D. G. and M. E. McIntyre, 1976: Planetary waves in horizontal and vertical shear: The generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031-2048.
- Busse, F. H., 1976: A simple model of convection in the Jovian atmosphere. *Icarus*, **29**, 255-260.
- 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.
- Dritschel, D. G. and R. K. Scott, 2011: Jet sharpening by turbulent mixing. *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, **369**, 754-770.
- Kitamura, Y. and K. Ishioka, 2007: Equatorial jets in decaying shallow-water turbulence on a rotating sphere. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 3340-3353.
- Longuet-Higgins, M. S., 1968: The eigenfunctions of Laplace's tidal equations over a sphere. *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, **262**, 511-607.
- 松田佳久, 2000: 惑星気象学. 東京大学出版会, 204pp.
- Matsuno, T., 1966: Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *J. Meteor. Soc. Japan*, **44**, 25-43.
- Nozawa, T. and S. Yoden, 1997: Formation of zonal band structure in forced two-dimensional turbulence on a rotating sphere. *Phys. Fluids*, **9**, 2081-2093.
- 齋藤 泉, 2016: 回転球面上の乱流からのパターン形成のメカニズムに関する研究. 京都大学学位論文, 217pp.
- Saito, I. and K. Ishioka, 2015: Mechanism for the formation of equatorial superrotation in forced shallow-water turbulence with Newtonian cooling. *J. Atmos. Sci.*, **72**, 1466-1483.
- Scott, R. K. and L. M. Polvani, 2007: Forced-dissipative shallow-water turbulence on the sphere and the atmospheric circulation of the giant planets. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 3158-3176.
- Scott, R. K. and L. M. Polvani, 2008: Equatorial superrotation in shallow atmospheres. *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L24202, doi:10.1029/2008GL036060.
- Williams, G. P., 1978: Planetary circulations: 1. Barotropic representation of Jovian and Terrestrial turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1399-1426.
- Yamagata, T. and S. G. H. Philander, 1985: The role of damped equatorial waves in the oceanic response to winds. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **41**, 345-357.
- Yoden, S. and M. Yamada, 1993: A numerical experiment on two-dimensional decaying turbulence on a rotating sphere. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 631-643.

Study on Mechanism for the Formation of the Equatorial Westerly Jet in Two-dimensional Turbulence on a Rotating Sphere

Izumi SAITO*

* Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology, Gokiso-cho, Showa-ku, Nagoya, Aichi, 466-8555, Japan.

(Received 17 January 2017; Accepted 24 January 2017)
