

# 北極振動をもたらす大気の順圧成分における エネルギー逆カスケード現象

筑波大学 地球科学系 田中博 (Hiroshi L. Tanaka)  
Institute of Geoscience, University of Tsukuba  
and IARC/FRSGC

## 1. はじめに

大気大循環におけるブロッキングやテレコネクション、北極振動 (AO) 等の長周期変動は順圧的な構造を持つことが知られている。したがって、大気の順圧成分の力学過程の解明は中・長期予報において重要な研究課題である。我々はこれまでに大気の順圧成分 (鉛直平均場) を予測するような順圧モデルの開発を行っており、ブロッキングや AO の数値実験などを試みてきた (Tanaka 1998; Tanaka 2003)。また、これらの対流圏長周期変動の予測に関する研究も行って来た (Tanaka and Nohara 2001)。モデル内に発生するブロッキングについて、最盛期の 2 週間前に誤差を入れたパーフェクト双子モデル実験では、誤差成長が遅いことから、2 週間以上前からでもそれ予測することができる。これは順圧大気の力学的特徴として、順圧不安定が極めて弱く、カオス性が抑えられることによる。したがって、モデルの外力を力学場で (もし) パラメタライズできれば、カオスの壁を越える中期予報モデルの構築が可能となる。

本報告では、対流圏長周期変動と異常気象について、これまでに行った研究の総括的レビューとして、何故、対流圏長周期変動が順圧的な構造を持つかを理解するために、はじめに、3次元スペクトル空間における大気大循環のエネルギー流の特徴について述べる。次に、ブロッキングや AO などの対流圏長周期変動の力学的解釈を目的とした順圧大気大循環モデルによる数値実験の結果を紹介する。最後に、これらの数値実験の結果から考えられる対流圏長周期変動の力学的考察について記述した。

## 2. 順圧大気大循環モデルの開発

本研究で用いた順圧モデルは、3次元スペクトル展開したプリミティブ方程式系の鉛直波数 0 のみで方程式系を閉じたもので、モデルの詳細は Tanaka (1998) や田中 (2003) で紹介されているので、ここでは簡単に説明する。気圧座標系でかかれたプリミティブ方程式系は以下のベクトル方程式で表せる。

$$M \frac{\partial U}{\partial t} + L U = N + F, \quad (1)$$

ここで、 $U=(u, v, \phi)^T$  は大気の状態変数、 $M$  と  $L$  は鉛直方向と水平方向の微分オペレータ、 $N$  は非線形項、 $F$  は外部強制項である。つぎに、展開基底として鉛直構造関数とハフ関数を用い、大気の状態変数および外部強制項の 3次元ノーマルモード展開を行う。

$$U(\lambda, \theta, p, t) = \sum_{nlm} w_{nlm}(t) X_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p), \quad (2)$$

ここで、 $\Pi_{nlm}$  は3次元ノーマルモード基底、 $w_{nlm}(t)$  は展開係数、 $X_m$  は次元行列である。大気変数の展開係数は、3次元ノーマルモードの正規直交性により以下の3次元フーリエ変換で求められる。

$$w_{nlm}(t) = \langle U(\lambda, \theta, p, t), X_m^{-1} \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \rangle, \quad (3)$$

ここで、 $\langle, \rangle$  は経度  $\lambda$ 、緯度  $\theta$ 、気圧  $p$  座標系での全球大気の質量積分で表される内積、添字の  $n, l, m$  はそれぞれ東西波数、南北波数、鉛直波数に相当する。同様にして、モデルの外力  $F$  についてもその展開係数  $f_{nlm}(t)$  と次元行列  $Y_m$  を用いて展開することができる。

この3次元ノーマルモード展開によって、プリミティブ方程式系の3次元スペクトルモデルが導かれる。

$$\frac{dw_i}{d\tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_{jk} r_{ijk} w_j w_k + f_i, \quad (4)$$

ここで、 $i=1,2,3,\dots$ 、 $\tau$  は無次元時間、 $\sigma_i$  はラプラス潮汐方程式の固有値、 $r_{ijk}$  は非線形相互作用係数である。簡単のために以下では、添字を  $w_{nlm} = w_i$  の様に簡略化してある。添字以外の  $i$  は虚数単位である。

この3次元スペクトルモデルのうち、鉛直波数  $m=0$  のみで方程式系を閉じると、かたちの上では同型の順圧モデルとなり、次元が大幅に縮小される。

$$\frac{dw_i}{d\tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_{jk} r_{ijk} w_j w_k + s_i, \quad (5)$$

ここで、添字の  $i$  は順圧成分  $m=0$  だけを対象とする。ハフ関数で展開しているので、長周期変動にはほとんど無縁の重力波モードを切断し、ロスビーモードのみを用いることでさらに次元は縮小される。鉛直波数  $m=0$  のみで方程式系を閉じたこのモデルは、大気の鉛直平均場を予測するような浅水方程式系の順圧モデルであり、順圧大気の外力  $s_i$  には順圧傾圧相互作用がパラメタライズされている。

Tanaka (1998) では、外力  $s_i$  として、地形 (TF)、傾圧不安定 (BC)、粘性摩擦 (DF)、地表摩擦 (DS) を定式化してブロッキングの研究を行い、観測されるようなブロッキングのライフサイクルの再現に成功している。順圧大気の外力として、個々の物理過程をパラメタライズし、ブロッキングの数値実験を目的としたこのモデルを我々は順圧 B-モデルと呼んでいる。ただし、これらの物理過程のパラメタリゼーションは基本的に線形であり、モデルの気候場などにバイアスが残った。

そこで、Tanaka (2003) では、これらの物理過程の特に山岳と海陸分布を表現する最適な行列を観測データから重回帰により統計的に求めてモデルを再構築し、北極振動の再現に成功している。観測データとしては、1950-1999年の50年間の冬季のNCEP/NCAR再解析データが用いられた。山岳と海陸分布の最適外力が観測データから統計的に求められていることから、このモデルを我々は順圧 S-モデルと呼んで区別している。式の詳細については Tanaka (2003) を参照されたい。

### 3. エネルギーの3次元スペクトル解析

はじめに、議論を現実の傾圧大気に戻し、鉛直方向を含む3次元エネルギースペクトル解析の結果を紹介する。3次元ノーマルモード展開による大気大循環のエネルギー論を、我々は古典的なスペクトルエネルギー論に対しノーマルモードエネルギー論と呼んでいる。ノーマルモードエネルギー論では、運動エネルギー  $K$  と有効位置エネルギー  $A$  の和で定義される全エネルギーは、以下のエネルギースペクトル  $E_i = E_{nlm}$  の総和で与えられる。

$$E_i = \frac{1}{2} p_s h_m |w_i|^2, \quad (6)$$

ここで、 $h_m$  は鉛直波数  $m$  の等価深度である。3次元ノーマルモード展開されたエネルギースペクトル  $E_i$  を、鉛直波数  $m$  および南北波数  $l$  で足しあわせて、東西波数  $n$  の関数としてプロットすると、古典的な東西エネルギースペクトルに帰着する。また、南北波数  $l$  を球面調和関数の南北波数と見なせば、球面調和関数展開による2次元エネルギースペクトルに帰着する。ノーマルモードエネルギー論で興味深いのは鉛直エネルギースペクトルで、これは  $E_i$  を東西波数  $n$  および南北波数  $l$  で足しあわせて、鉛直波数  $m$  の関数としてプロットすることで調べられる。

帯状成分 ( $n=0$ ) では等価深度が数 100 m 付近にエネルギーピークがあり、ここに帯状有効位置エネルギーが蓄積されている。等価深度が 10000 m 付近が順圧モードであり、ここにもエネルギーピークが見られ、両者の間にエネルギーギャップが存在している。渦動成分についてみると、順圧成分に最大のエネルギーがあり、等価深度が数 100 m の傾圧成分に第二のエネルギーピークが見られ、両者の間にエネルギーギャップが存在する。解析結果では傾圧成分は離散スペクトルとなっているが、上部境界条件を気圧 0 の極限にもって行くと、傾圧モードはすべて連続スペクトルとなるのに対し、順圧モードだけは最後まで孤立モードとして存在する。このように、鉛直ノーマルモードの観点からすると、順圧モードは力学的に得意なモードで、ここにエネルギーが集まると、2次元流体独自の特徴的な振る舞いをする。これが長周期変動の多くが順圧的な構造を持つひとつの理由と考えられる。

気大循環のエネルギー流を調べた結果、大気のエネルギーは傾圧不安定擾乱の働きで基本的に傾圧成分から順圧成分に流れる特徴があり、鉛直スペクトルの中で、唯一孤立スペクトルを構成する順圧成分にエネルギーが溜まる構図になっている。つまり、順圧エネルギーの供給源は総観スケールの傾圧不安定擾乱に伴う順圧傾圧相互作用の結果もたらされている。これは、傾圧不安定擾乱が大気の傾圧性を解消する目的で励起されることを考えれば当然のことと言える。大気の傾圧性分のエネルギーは基本的にカスケードしてるが、ひとたび順圧成分にエネルギーが溜まると、2次元流体力学の束縛の中でそのエネルギーは逆カスケードを生じ、総観規模擾乱からプラネタリー波、そして帯状流へと流れるようになる。大気の順圧性分におけるエネルギーの逆カスケードのプロセスの中で、順圧構造を持つ長周期変動の特徴が生み出されている。この非定常な非線形性スケール相互作用によりプラネタリー波が増幅するとブロッキングが形成され、帯状流が加速されるときに北極振動が形成されることが分かった。

本研究ではこのような観測事実を踏まえ、ブロッキングや北極振動をはじめとする長周期変動の力学的問題を解決するために、大気の順圧成分だけを取り出した順圧大気大循環モデルを構築し、まずは観測されるものと同じブロッキングや北極振動の再現を試みた。そして、それが可能となった段階で、モデル大気のエネルギー収支を含む詳細な解析を行い、これらの長周期変動の物理的、力学的解釈を試みた。

#### 4. ブロッキングの数値実験

この節では、順圧 B-モデルを用いたブロッキングの数値実験について紹介する。モデルの初期値として軸対称循環を用い、山岳および傾圧不安定の外力のもとで順圧大気を駆動する。モデル大気では、はじめに山岳強制によるプラネタリー波が増幅し、続いて傾圧不安定擾乱が発達し、砕波を繰り返して非定常な平衡状態となる。そして、モデル大気中にはしばしば現実大気に見られるようなオメガ型やダイポール型のブロッキングが発生消滅を繰り返すようになる。

図 1 は時間積分を開始して 955 日目に太平洋に現れたダイポール型のブロッキングのサンプルである (Tanaka 1998)。発達しながら東進するロスビー波をブロックするように、ブロッキング高気圧が同じ場所に 2 週間ほど停滞した後に消滅した。モデル大気では総観規模の傾圧不安定擾乱が指数関数的に増幅し、やがて砕波する際に、そのエネルギーが順圧力学の束縛の中で逆カスケードを生じ、プラネタリー波を増幅させるようになる。傾圧大気では波が砕波すると波数が増えるが、順圧大気では波が砕波すると波数は減るのである。非定常に増幅したプラネタリー波が砕波条件を越えて砕波すると、ジェットの流れが起り、図のように低気圧の北側に高気圧が出来てブロッキングとなる。エネルギーの逆カスケードは実空間ではジェットの分流により、高緯度側で東西波数が減少するという形で現れる。非定常プラネタリー波はそれ自身が増幅して砕波することもあるが、移動性のリッジが地形性のリッジに重なる所で大振幅となり砕波しやすい。

ひとたび、ブロッキングが形成されると、傾圧不安定により増幅した移動性のロスビー波はブロッキングにブロックされ、南北に伸長しながら砕波を繰り返すようになる。その際にロスビー波が蓄えてきた高気圧性の渦度をブロッキング高気圧に供給し、ブロッキング高気圧は長期間維持される。

#### 5. 北極振動の数値実験

対流圏長周期変動の中で、最も大きな分散を占めるのは北極振動 (Arctic Oscillation: AO) である。北極振動とは北極圏とそれを取り巻く中緯度帯の間の気圧場の南北振動のことで、近年、大気の長周期変動やテレコネクション、地球温暖化の研究において特に注目されている。本研究では AO や NAO、環状モード (NAM) の違いには深入りしないことにする。これまで異常気象といえば低緯度の ENSO との関係に研究の重点がおかれていたが、2000/01 年の寒冬や 2001/02 年の暖冬 (桜の早期開花)、2002/03 前半の寒冬などは北極振動との関係で説明されており、低緯度の ENSO と並んで重要な高緯度の現象とされている。

北極振動は北半球海面更正気圧  $p_s$  の EOF-1 として定義されるが、この海面更正気圧  $p_s$  の時間的変動の成因を力学的に考察すると、それは大気の順圧成分の力学的変動が主な原因となっていることが以下の式からも理解できる。

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} \simeq - \int_0^{p_s} \nabla \cdot V dp \simeq -p_s \nabla \cdot V_0 \simeq \frac{p_s}{gh_0} \frac{\partial \phi_0}{\partial t}$$

ここで、海面更正気圧  $p_s$  の時間的変動は、連続の式により大気の鉛直コラムで質量積分した質量フラックスの収束によって制御される。この鉛直積分は大気の順圧成分 (添

字の0)と等価であり、それは浅水方程式の質量保存則により順圧高度場の時間変動と等価である事が示される。したがって、 $p_s$ で定義した北極振動と大気の順圧成分で定義した北極振動が、構造も時系列も一致するのは当然であり、北極振動の本質は大気の順圧成分の力学を調べることにより、その成因を探ることが可能となる。

順圧S-モデルのパラメータを1月に固定し、1950年1月1日のデータを初期値にして50年間の時間積分を行い、その変動のEOF解析を行ったところ、EOF-1として北極振動が再現された(図2)。さらに、EOF-2として太平洋-大西洋の逆相関モードが解析され、PNAなどの大気の主要なテレコネクションも現れて、EOF-1からEOF-4までが現実大気の長周期変動の特徴を再現していることが確認されている(田中2003)。モデル大気の北極振動の詳細な解析結果によると、総観規模擾乱の順圧成分に供給されたエネルギーが順圧力学の束縛の中で逆カスケードを引き起こし、そのエネルギー流のうちの非定常成分が帯状流を強化する時に北極振動が励起されることが分かった。従って、ブロッキングも北極振動も、共に順圧力学の束縛の中で生じるエネルギーの逆カスケードの非定常的振る舞いによって励起されると解釈される。

## 6. 順圧大気の固有モードと中立モード

北極振動の物理的な実態や力学的な成因解明に向けた研究は数多くなされているが、それらを分類すると、(1)対流圏-成層圏結合システムとして成層圏起源で生じると解釈する説、(2)大気の準定常ロスビー波が大洋間を伝播することで生じると解釈する説、(3)大気の環状固有モードが非定常擾乱で強制されて生じると解釈する説、(4)大気の環状中立モードが非定常擾乱で強制されて生じると解釈する説、(5)ストームトラックに沿う非定常擾乱が帯状流を加速・減速することで形成されるとする説、などが挙げられる。上記仮説の中で、(1)と(2)は一部の事例の説明としては理解できるが、より包括的な理論としては不十分と考えられる。(3)は力学系の自由モードであるのに対し(4)は外力で励起される強制応答であり、解釈に違いがある。また、(5)では環状モードというエネルギーの受け皿となる線形力学モードは存在しなくていい。

順圧S-モデルを気候値を基本場にして線形化すると以下の式を得る。

$$\frac{d}{d\tau}W = -iDW - iBW - iCW^* + F$$

ここで、 $W$ は展開係数 $w_i$ からなる複素ベクトル、 $D$ はラプラス潮汐振動数からなる対角行列、 $B$ と $C$ はそれぞれ正と負の東西波数の変数に対してまとめた複素行列で、基本場に依存すると同時に傾圧不安定や地形効果などの外力も含む。 $F$ はその他の外力でほぼホワイトノイズに近い。次に $W = W_R + iW_I$ のように実部と虚部に分けて上式を実数の式に書き直すと

$$\frac{dx}{d\tau} = Ax + f$$

となる。ここで、 $x$ は $(W_R, W_I)$ からなる実数ベクトルで、 $A$ は $D, B, C$ から決定する実数行列、 $f$ は外力で実数である。

外力 $f$ を無視し、時間変化項に振動数 $\nu$ を代入して、上式の固有値問題

$$\nu x = Ax$$

を解くと、力学系の固有解としての固有モードが得られる。

一方、定常を仮定し、 $0 = Ax + f$  の強制問題に対し  $A = U\Sigma V^T$  のように特異値 (SVD) 展開して  $x$  について表すと、

$$x = -V\Sigma^{-1}U^T f$$

となり、外力  $f$  に対し最も励起されやすい Least damped モード  $v_1$  が特異値  $\Sigma$  の最小値に付随して求められる。これは定常を仮定しているため、中立モードと呼ばれる。

冬季 (DJF) の気候値を基本場にして順圧 S-モデルを線形化し、 $A$  の固有値問題 (最小固有値) を解いた結果と特異値問題を解いた結果、両者の構造はほぼ完全に一致した。その構造は、北極を中心に北欧からアラスカに渡る正の領域、カナダと東シベリアに中心を持つ負の領域が特徴的である。固有モードは自由モード、中立モードは強制モードという解釈の違いがあるが、得られた構造はどちらも北極振動や NAM とは同定できない構造をしていることが示された。

この結果から、北極振動は任意の強制に対し励起される中立 (Least damped) モードでもなければ、大気の力学的固有モードでもないと考えられる。上記仮説の (3) でも (4) でもないとすると、ストームトラックに沿う非定常擾乱が帯状流を加速・減速することで形成されると考える (5) が正しいことが示唆された。北極振動の環状構造を決めているのは、線形な力学モードの構造ではなく中緯度のストームトラックの位置と考えられる。ストームトラックは大気の傾圧性の分布に依存し、それは亜熱帯ジェット分布に依存する。

## 7. 対流圏長周期変動の力学的考察

大気大循環のエネルギー流の特徴は、放射場により強化される南北の温度差を解消するために、中高緯度では傾斜対流として特徴づけられる傾圧不安定擾乱が励起される。傾圧不安定擾乱は傾圧構造を持っているが、これが発達と衰退を繰り返すことで大気エネルギーは傾圧から順圧へと流れる。これは、傾圧不安定擾乱が大気の傾圧性を解消する目的で励起されることを考えれば当然のことと言える。鉛直ノーマルモードの中で、順圧モードは唯一孤立スペクトルとして存在し、ひとたび順圧大気にエネルギーが供給されると順圧 2 次元流体力学の縛りの中で、エネルギーをより大きなスケールに輸送する逆カスケード現象が働く。傾圧大気中ではエネルギーは一般にカスケードしてより小さなスケールに流れているので、逆カスケードは順圧大気に特有の現象と言える。

このように、総観スケールでエネルギーが順圧大気に供給されると、それは 2 次元流体力学の特徴により逆カスケードを起こしてプラネタリー波を励起するようになる。しかし、エネルギーの逆カスケードは乱流領域から波領域に遷移する球面 Rhines スケールで遮断され、それよりも大きいスケールに流れることができない。この非定常なエネルギー供給が球面 Rhines スケールでプラネタリー波を増幅させ、それが臨界点を越えて碎波するときにはブロッキングが発生する。

さて、このようなエネルギーの逆カスケードはプラネタリー波に対しては球面 Rhines スケールで遮断されるのであるが、東西波数 0 に対してロスビー波は存在しないため、

遮断されることなくエネルギーの逆カスケードはさらに大きいスケールへと輸送される。この結果、順圧大気大循環のエネルギースペクトルにおいて、東西波数0のスペクトルは他と様相を異にして最後までレッドノイズスペクトルとなる。この波数0への非定常なエネルギー供給がアノマリを励起する際に北極振動が発生する。つまり、順圧大気における擾乱から帯状流へのエネルギーの逆カスケードが、究極的に東西波数0に流れることで、平均流が維持され、エネルギー輸送の非定常成分により環状モード (NAM) が卓越モードとして励起されていると考えられる。

非定常擾乱との相互作用として、亜熱帯ジェットの傾圧性で励起される傾圧不安定としての Charney モードは、ポーラージェットから運動量を持ち去るのに対し、ポーラージェットの傾圧性で励起される Polar モードは、ポーラージェットが強いときに発達し、ポーラージェットに運動量を供給する正のフィードバックがある (Tanaka and Tokinaga 2002)。両者は作用の極性が逆であり、これがポーラージェットのアノマリのエネルギー源となって極性の異なる環状モード (NAM) が励起されるものと考えられる。以上が北極振動に対するひとつの力学的解釈である。

海洋の第1モードがエルニーニョであるように、大気の変動の第1モードは南半球では SAM、北半球では AO であることは重要な事実である。北極振動はエネルギーの逆カスケードにより任意の周期の外力に対して励起可能なので、温暖化に伴う強制や火山によるインパクト、Milankovitch 周期等に対しても AO が卓越モードとして現れるという報告 (G. Stenchikov, D. Shindell 私信) と矛盾しない。これらの領域については、今後一層の研究が望まれる。

## 参考文献

- Tanaka, H.L., 1998: Numerical simulation of a life-cycle of atmospheric blocking and the analysis of potential vorticity using a simple barotropic model. *J. Meteor. Soc. Japan*, **76**, 983-1008.
- Tanaka, H.L., 2003: Analysis and modeling of the Arctic oscillation using a simple barotropic model with baroclinic eddy forcing. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1359-1379.
- Tanaka, H.L. and D. Nohara, 2001: A study of deterministic predictability for the barotropic component of the atmosphere. Science Report, Inst. Geosci., Univ. of Tsukuba, 22A, 1-21.
- Tanaka, H.L. and H. Tokinaga, 2002: Baroclinic instability in high latitudes induced by polar vortex: A connection to the Arctic oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 69-82.
- 田中博 2003: 長周期変動の力学と予測可能性の探求. グロースベッター、気象庁, 41, 51-88.

Geopotential Height  
Day 955

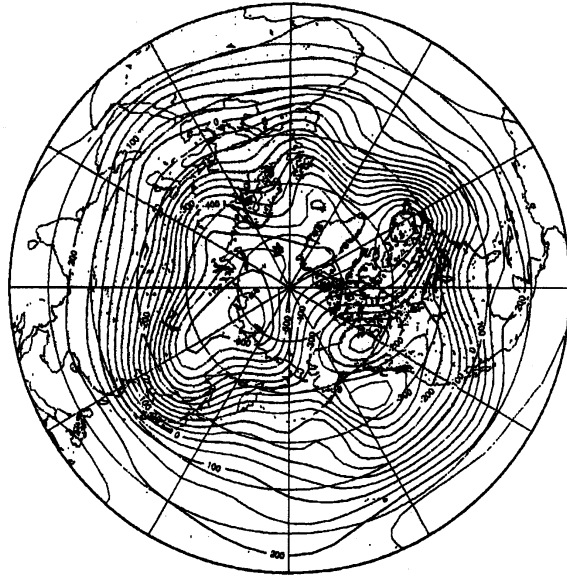


図-1. 順圧 B-モデルに現れたダイポール型のブロッキング (Tanaka 1998)。

Barotropic Component of Geopotential Height  
EOF-1 (15.6%)

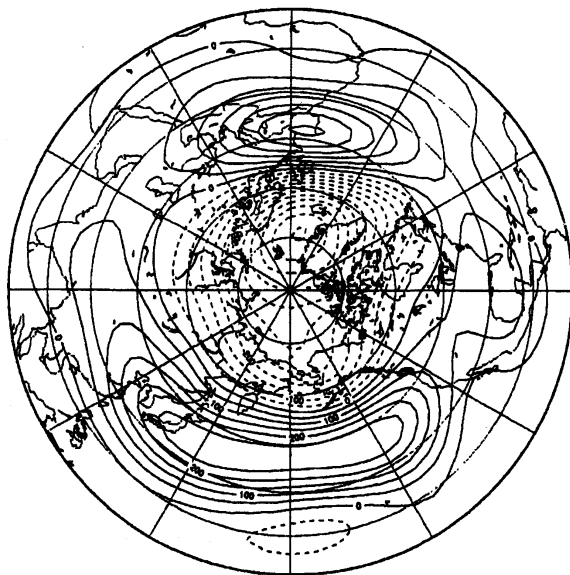


図-2. 順圧 S-モデルの 50 年間の時系列に見られる EOF-1(北極振動)の高度場 (Tanaka 2003)。