

順圧大気大循環モデルによる北極振動の数値実験 およびその力学的固有解の解析

田中 博 (筑波大学地球科学系)

1 はじめに

北極振動 (Arctic Oscillation: AO) は Thompson and Wallace (1998) により提唱されて以来、低緯度の ENSO と並んで注目される高緯度の現象となった。現象論的には北緯 60 度を挟んで南北に気圧場が逆相関を持つというもので、Namias (1950) による東西指数とほぼ同義であり、古くは Exner (1925) や Walker and Bliss (1932) にさかのぼって同様の現象の報告を見いだすことが出来る。AO は南半球で解析されてきた環状モード (SAM) と力学的には同じものと考えられるが、北半球では海陸分布や大規模山岳の影響でそれが変形され、大西洋側に偏って生じるため、NAO (North Atlantic Oscillation) と同義であると考えられる人も多い。AO は北半球の海面更正気圧を経験直交関数 (EOF) に展開した場合の第一主成分として定義され、北極海の作用中心と逆符号の作用中心が太平洋と大西洋の 2 カ所に見られるのが特徴的である。ただし、AO は統計的な EOF-1 の構造なので、逆符号だからといって逆相関になっていないところに問題がある。つまり、NAO が 1 点相関によるテレコネクションとして物理的な実態を伴うのに対し、AO は必ずしも物理的な実態を伴わず、複数のテレコネクションの合成により統計的に生じた架空の産物であると主張する人も多い。

例えば、Deser (2000) や Ambaum et al. (2001) によると、NAO に対応して大西洋と北極海では気圧場が逆相関となり、同様の NPO (North Pacific Oscillation) についても、太平洋と北極海では気圧場が逆相関となり、テレコネクションとして認識される。しかし、太平洋と大西洋はほぼ無相関であり、AO がテレコネクションとしての実態のないことを示唆している。同様の統計的検証が伊藤や廣岡 (私信) によっても主張されている。もし、この議論が本当であるとする、NAO と NPO の 2 つが実態で、北極環状モード (NAM) は存在しなくてもいいことになる。従って、NAM は SAM と同様に物理的なモードとして存在するという議論と NAM を含む AO は実態のない統計的な産物であるという議論が真っ向から対立する状態になっている。

そこで、本研究ではこの問題を解決するために、力学的な固有モードを解きうる範囲に簡単化したモデルで、まずは観測されるものと同じ AO の再現を試み、それが可能となった段階で、モデルの固有モードを実際に解いて、AO の物理的、力学的解釈を行なった。研究の詳細は Tanaka (2002) を参照されたい。

2 順圧Sモデルの開発

本研究で用いたモデルは、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ある。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。

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

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(式の詳細はTanaka 1998)。ジオポテンシャル ϕ は各等圧面高度での全球平均からの偏差で定義される。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。

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

$$F(\lambda, \theta, p, t) = \sum_{nlm} f_{nlm}(t) Y_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p), \quad (3)$$

ここで、 Π_{nlm} は3次元ノーマルモード基底、 $w_{nlm}(t)$ と $f_{nlm}(t)$ は展開係数、 X_m と Y_m は次元行列である。大気変数と外部強制項の展開係数は以下のフーリエ変換で求められる。

$$w_{nlm}(t) = \langle U(\lambda, \theta, p, t), X_m^{-1} \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \rangle, \quad (4)$$

$$f_{nlm}(t) = \langle F(\lambda, \theta, p, t), Y_m^{-1} \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \rangle. \quad (5)$$

ここで、 \langle, \rangle は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。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。

$$\frac{dw_i}{d\tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_{jk} r_{ijk} w_j w_k + f_i, \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

ここで、 τ は無次元時間、 σ_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、簡単のために、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。

$$\frac{dw_i}{d\tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_{jk} r_{ijk} w_j w_k + s_i, \quad i = 1, 2, 3, \dots, \quad (m=0), \quad (7)$$

ハフ関数で展開しているの、長周期変動にはほとんど無縁の重力波モードを切断し、Rossby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報するような順圧モデルであり、外力 s_i には順圧傾圧相互作用をパラメタライズする必要がある。これまでの同様のモデルでは、外力 s_i として、地形、傾圧不安定、粘性摩擦、地表摩擦を定式化してブロッキング研究などを行い、

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 (Tanaka 1998)。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 and Nohara (2001) では、これらの物理過程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た。

$$s_i = \bar{s}_i + A_{ij}w_j + B_{ij}w_j^* + \epsilon_i, \quad (8)$$

ここで、 \bar{s}_i は s_i の気候値、アステリスクは複素共役であり、残差 ϵ_i のノルムを最小化するようにシステム行列 A_{ij} 、 B_{ij} を観測データから求めている。式の詳細については Tanaka and Nohara (2001) を参照されたい。観測データとして、本研究では 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 (Kalnay et al. 1996)。モデル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-モデルと呼んでいる。この方法で気候バイアスは除かれ、統計的に独立な 2000 年のデータについて現実大気の順圧成分の実際の子報に用いたところ、平均で約 8 日の予報能力を持つことが示されている。ただし、このモデルでは予報誤差の最大要因となる傾圧不安定波の増幅が弱いので、AO の数値実験を目的とした本研究では、地形を除く上記物理過程、つまり、傾圧不安定 (BC)、粘性摩擦 (DF)、帯状地表摩擦 (DZ)、エクマン摩擦 (DE) を、エネルギースペクトルを参照しながら再導入して、以下のように外力を与えた。

$$s_i = \bar{s}_i + A_{ij}w_j + B_{ij}w_j^* + (BC)_{ij}w_j + (DF)_{ij}w_j + (DZ)_{ij}w_j + (DE)_{ij}w_j. \quad (9)$$

このモデルは順圧傾圧相互作用を取り込んだ順圧モデルであり、行列はすべて定数、物理過程はすべて順圧大気の従属変数で表現されている。本研究では AO を再現する目的で、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った。

3 モデル大気の固有値問題

この順圧 S-モデルの力学的な線形固有モードを求めるのは簡単で、本研究では NCEP/NCAR 再解析による 50 年平均の 1 月の場を気候値に (7) 式 of 非線形項をヤコビアン行列を用いて線形化し、以下の接線方程式を求めた。

$$\frac{d}{d\tau}W + iDW = -iRW - iCW^*, \quad (10)$$

ここで、 $W = (w_1, \dots, w_i, \dots, w_K)^T$ 、 $D = \text{diag}(\sigma_1, \dots, \sigma_i, \dots, \sigma_K)$ は対角行列、 $K = (N + 1)(L + 1)$ は東西と南北波数切断で決まるモデルの自由度であり、行列 R と C はそれぞれ W と W^* でまとめた力学過程および物理過程の合成行列である。波数切断は菱形 20 に相当し、赤道対象を仮定した。東西波数 n が負の場合の変数は複素共役になるので、正 (および 0) 波数の状態変数でモデルを閉じるため、複素共役項が発生している。複素共役項がある場合は、変数を実部と虚部 (添字 R と I) に分けることで、以下の固有解が存在しうる。

$$\begin{pmatrix} W_R \\ W_I \end{pmatrix}(\tau) = \begin{pmatrix} \xi \\ \zeta \end{pmatrix} \exp(\nu\tau). \quad (11)$$

これを接線方程式 (10) に代入することで、解くべき固有値問題は以下となる。

$$\nu \begin{pmatrix} \xi \\ \zeta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_I + C_I & R_R - C_R + D \\ -R_R - C_R - D & R_I - C_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi \\ \zeta \end{pmatrix}. \quad (12)$$

一般に固有値 ν は複素数なので、実数値の固有解は以下となり、モードの構造はライフサイクルを持つようになる。

$$\begin{pmatrix} W_R \\ W_I \end{pmatrix}(\tau) = 2\exp(\nu_R\tau) \left(\begin{pmatrix} \xi_R \\ \zeta_R \end{pmatrix} \cos\nu_I\tau - \begin{pmatrix} \xi_I \\ \zeta_I \end{pmatrix} \sin\nu_I\tau \right). \quad (13)$$

固有値の実部が増幅減衰を表し、虚部はライフサイクルの周期を表す。特殊な場合として、固有値が実数となる場合には周期は無限となり、モードは符号が正または負の定在モードとなる。AOなどの長周期変動モードに関係するのはおそらくこの定在モードであろうとの予想がたてられるので、数多くの固有解の中からこの定在モード探しが課題となる。

4 観測大気のエネルギースペクトル

Tanaka (1985) で解析されたように、ノーマルモード展開による大気大循環のエネルギー論 (これを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だ。) では、運動エネルギーと有効位置エネルギー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。

$$E_i = \frac{1}{2} p_s h_m |w_i|^2, \quad (14)$$

ここで、 p_s は平均海面気圧、 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におけるハフ関数のスケールは、ラプラス潮汐方程式の固有振動数 σ_i で表現されるが、Rossby モードの場合には σ_i を東西波数 n で割って $c_i = \sigma_i/n$ で表される位相速度で表現することにより、より統一的な議論が可能となる。つまり、Rossby 波の分散関係式により、スケールの大きいモードほど Rossby 波の西進位相速度は大きいことから、この c_i がモードのスケールを代表する量となる (ただし、一部に例外がある)。したがって、ノーマルモードエネルギー論による順圧大気のエネルギースペクトル E_i は横軸に位相速度 $|c_i|$ をとって表現される。

図1は50年間のNCEP/NCAR再解析データに基づいて計算された冬季の順圧大気のエネルギースペクトルで、図中の点線は同一の n のスペクトルを結んだものである。最もスケールの大きい (l の小さい) モードを除けば、 $n \neq 0$ の渦動エネルギー (白丸) のスペクトルは $|c_i|$ のみの関数となり、 $|c_i|$ のほぼ3乗に従う乱流スペクトルが得られる。非線形項により、乱流スペクトルとして互いに連絡を取り合っている領域である。その一方で、西進位相速度 $|c_i|$ が非常に大きいところでは、エネルギーレベルは減少するため、中間に明瞭なエネルギーピークが形成される。つまり、順圧大気ではエネルギーの逆カスケードが卓越し、Rhines スケール (Rhines 1979) まではエネルギーが大スケールのモードに輸送されるが、その先では (7) 式において非線形項よりも線形項が卓越して Rossby 波として振る舞うために、乱流スペクトルがそこで止まるのである。丁度この Rhines スケールの西進位相速度は平均帯状流のドップラーシフトにより停滞モードとなるため、山岳強制がこのスケールに働き、一層ピークが明瞭になる (吉野・田中 2001)。さて、本研究では東西波数0が問題なので、東西波数0のエネルギースペクトル (黒丸) をこれに重ねると、 $n=0$ ではスケールが大きいモードほどエネルギーレベルが高くなることが解る。東西波数0の位相速度は Shigehisa (1983) で議論されているが、ここでは Tanaka (1991) に従い、Haurwitz 波の位相速度で代

Total Energy Spectrum

NCEP/NCAR DJF 1950-1999

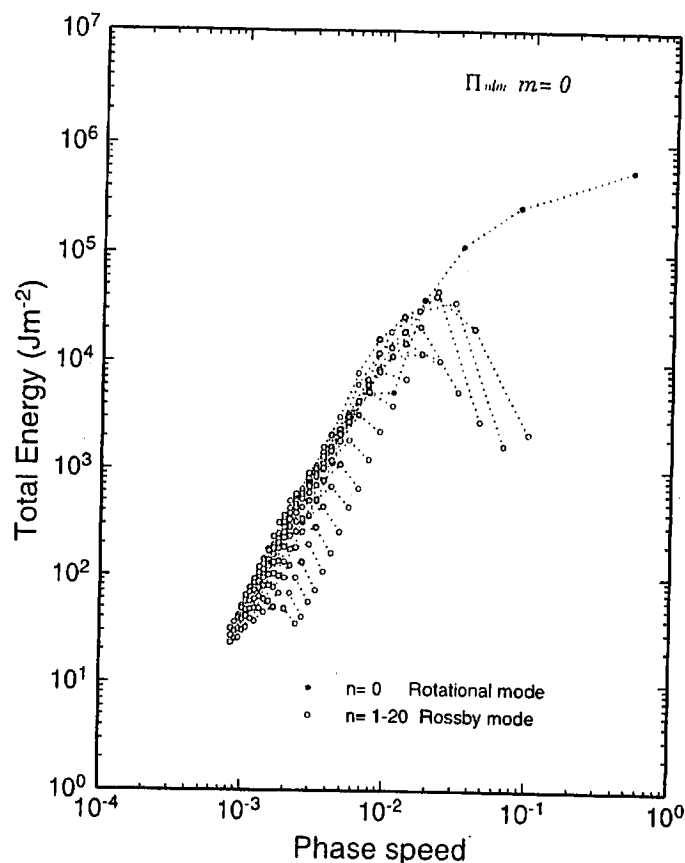


図 1: NCEP/NCAR 再解析データに基づいて計算された冬季の順圧大気のエネルギースペクトル E_i 。横軸は Rossby モードのスケールを表す西進位相速度 $|c_i|$ 。単位は J m^{-2} 。

用してある。順圧帯状流のエネルギーは擾乱から供給されていることから、逆カスケードによるエネルギー供給は上述の Rhines スケールを越えて東西波数 0 に到達し、東西波数 0 の長周期変動にも寄与している。

5 観測大気のエネルギー EOF 解析

順圧 S-モデルの固有モードを解析するまえに、現実大気の順圧成分に見られる固有モードを調べておく。日に 4 回の NCEP/NCAR 再解析データから、(4) 式にしたがって展開係数 w_i を 1950-2000 年の 51 年分計算し、移動平均により日変化を取り除いたデータを作成する。図 2 は 1990 年から 2000 年までの日々のデータに基づいて作成した順圧帯状エネルギーと順圧渦動エネルギーの時系列である。図 1 における $n=0$ 成分 (黒丸) と $n \neq 0$ (白丸) の総和を時系列にしたものである。帯状エネルギーは冬季に $10 \times 10^5 \text{ J m}^{-2}$ 程度まで増大し、渦動エネルギーはそのおよそ半分の量である。夏季には両者とも $2 \times 10^5 \text{ J m}^{-2}$ 程度まで減少する。エネルギーレベルには明瞭な季節変化に加えて年々変動がある。よって、スペクトル領域の大気状態変数 w_i にも長周期変動が存在し、スペクトル領域で卓越モードの解析が可能である。

Barotropic Energy

NCEP/NCAR

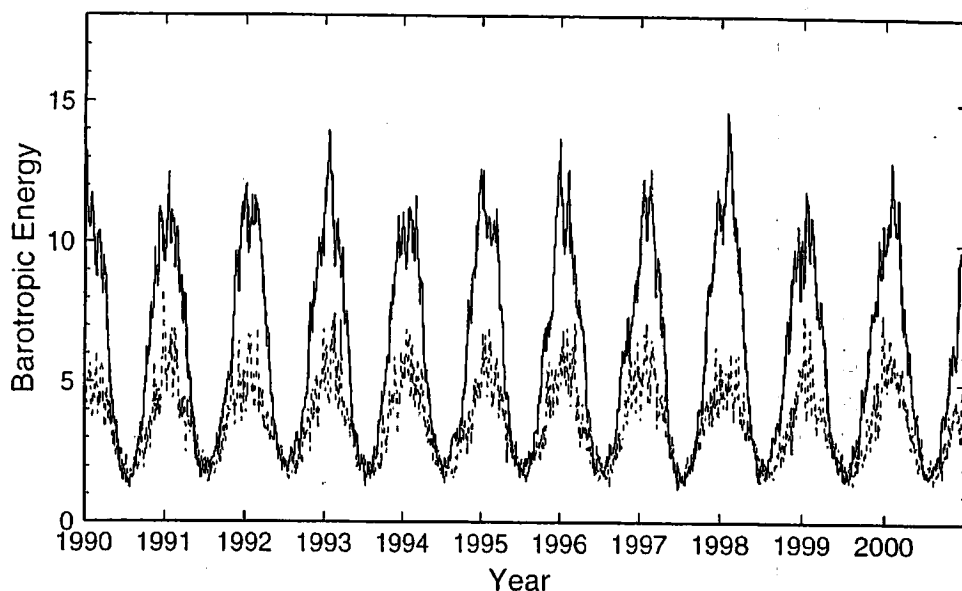


図 2: 1990 年から 2000 年までの日々のデータに基づいて作成した順圧帯状エネルギー（実線）と順圧渦動エネルギー（点線）の時系列。単位は 10^5 J m^{-2} 。

本研究で扱う大気の前圧成分とは大気の前直コラムの以下の様な荷重平均値である。

$$(u, v, \phi)_0^T = \frac{1}{p_s} \int_0^{p_s} (u, v, \phi)^T G_0 dp. \quad (15)$$

ここで、 G_0 は前直波数 0 の前直ノーマルモードであり、ほぼ一定値なので、大気の前直平均場を見ていると考えて良い。このような前直変換のあとで、フーリエ・ハフ変換することで展開係数 w_i が (4) 式のように求められる。そして、波数領域で w_i のアノマリの時系列（実際には実部と虚部に分離して）について EOF 解析を施すことで、大気の前圧成分の卓越モードを解析することができる。Thompson and Wallace (1998) では季節平均海面更正気圧という一高度一変数の EOF 解析により AO が導かれているが、本研究では大気を支配する全ての従属変数に対し全ての前直コラムのデータを用い、日々のデータを解析して卓越するモードが調べられている。はじめから大気の前圧成分を見ているという制限はあるが、仮に 3 次元大気について EOF 解析を行い、その結果、卓越モードが前圧的な構造をしているとすれば、はじめから前圧成分の EOF 解析を行っても同じ結果が得られると考えられる。実際、AO などの長周期変動は等価前圧的な構造をしていることがこれまでの多くの解析結果から明らかにされているので、本研究で得られる長周期変動の卓越モードは、ほぼ 3 次元大気で卓越するモードと解釈することができる。

図 3 は 50 年間の日々のデータを用いて得られた EOF-1 から EOF-4 の高度場である。波数領域での固有値問題の結果を (2) 式で高度場に変換した図である。EOF-1 は極で負、中緯度が正で、太平洋と大西洋に正の作用中心が見られ、まさしく AO である。EOF-2 は大西洋に正の中心があり、太平洋で負となる逆パターンが特徴である。EOF-3 は太平洋に正の中心があり、PNA 的な波列が見られるが、大西洋には NAO 的な波列も複合的に存在する。これらは日々のデータから解析された卓越モードなので、EOF-1 でも全分散の 5.6% を説明するに過ぎないが、活発な総観規模擾乱が分散に含まれていることに注意してほしい。むしろ、総観規模擾乱をしのいで EOF-1 として AO が登場する事実は、AO の物理的実態がどうあれ、大気大循環において AO がいかに注目すべき対象であるかを伺わせるものである。

図4には、これまでの研究と比較する目的で、 w_i をDJFの冬季季節平均に圧縮して同様のEOF解析を行った結果を示す。EOF-1の構造は図3とほとんど同一であり、AOと同定される。月平均場でも同様の結果となり、このことから、AOは季節平均でも月平均でも、日々の変動でも最も卓越する変動であることが確かめられる。EOF-2は太平洋と大西洋の逆符号パターンを示し、PNAが含まれている。図3の日々のデータの解析では、PNAはEOF-3に含まれていたため、データの平均の取り方でこのように移動するものであることが解る。EOF-3とEOF-4はそれぞれ図1のEOF-4とEOF-3に対応する。本研究で得られた結果はこれまでの研究と一貫した結果を得ている (Fyfe et al. 1999; Anbaum et al. 2001)。

図5は日々のデータに基づくEOF-1の時系列(AOインデックス)であり、365日移動平均値が施されている。月平均場で解析しても全く同様の結果となる。1976年の急変と1989年の急変が特徴的であるが、1990年代には正から徐々に負に転じ、2000年以降は再び正に転じている。ただし、Thompson and Wallace (1998)やShindell et al. (1999)で示されたトレンドはこの図には見られないことから、温暖化に伴うトレンドは傾圧成分に含まれていると考えられる。

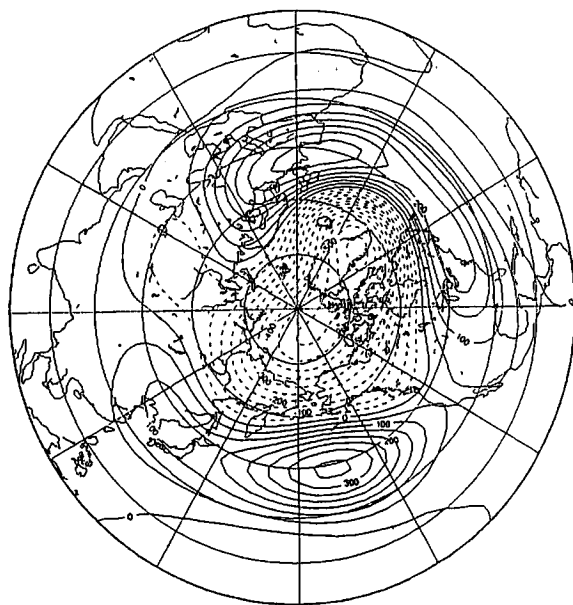
図6は日々のデータに基づくEOF-1の時系列(図5)のタイムスペクトル解析の結果である。数カ月周期までは赤色スペクトルに従い、それを越えると白色スペクトルに転じている。ただし、10年スケールのスペクトルは高い数値を示している。特に卓越周期は見られない。

6 モデル大気のEOF解析

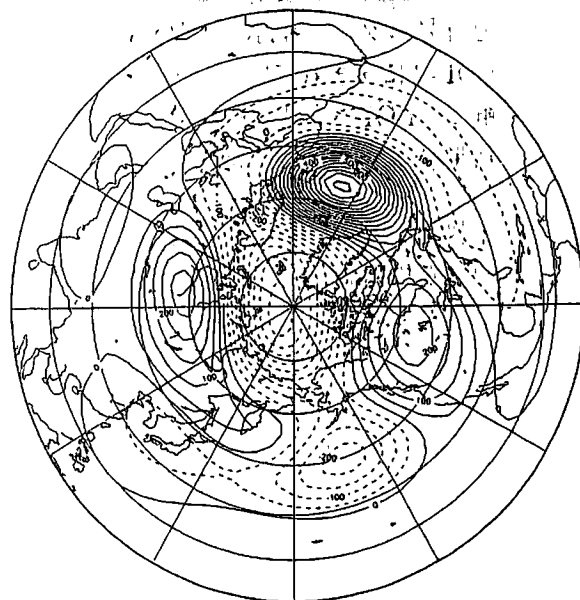
傾圧S-モデルを1月固定で51年間走らせ、前章の観測大気のEOF解析と同様に、モデル大気の日々のデータから卓越モードを調べた結果を図7に示す。EOF-1の構造は極域で負、中緯度で正であり、特に大西洋と太平洋に正の作用中心が存在する。細部に多少の違いはあるものの、この構造は図3のAOと同じものである。分散の占める割合は15.6%と観測結果より大きい。これはモデル大気の大規模擾乱が観測よりも弱いことによる。EOF-2は大西洋に正の領域、太平洋に負の領域があつて、逆位相パターンとなっており、これも図3のEOF-2と同じものである。EOF-3とEOF-4も、細かいところで相違はあるものの、同じ構造をしていると考えられる。従つて、この傾圧S-モデルは極めて簡単なモデルではあるが、観測される大気の傾圧成分に見られるEOF-1からEOF-4までの長周期変動を再現しており、その変動の力学過程を解析することで実際のAOの力学的解釈が可能となりそうである。

図8はモデル大気のEOF-1の時系列(AOインデックス)であり、365日移動平均値が施されている。モデルの自然変動を見ているので、観測されるもの(図5)と一致することはないが、十分に大きな振幅の年々変動が生じている。変動には2から3年周期の変動が卓越して見えるが、トレンドは見られない。

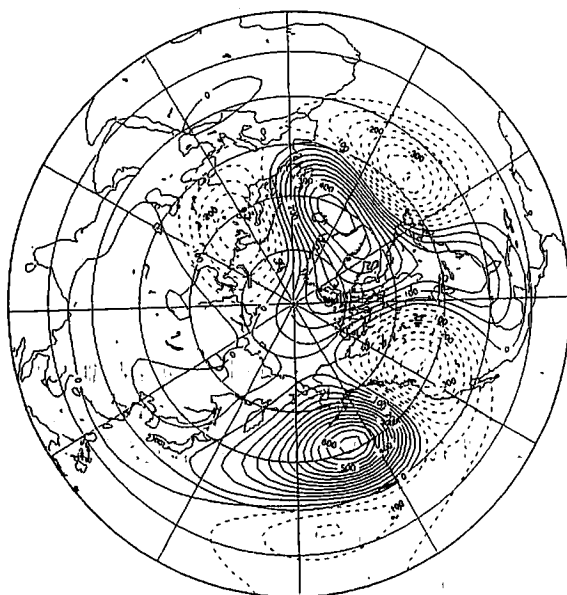
Barotropic Component of Geopotential Height
EOF-1 (5.7%)



Barotropic Component of Geopotential Height
EOF-2 (4.3%)



Barotropic Component of Geopotential Height
EOF-3 (4.0%)



Barotropic Component of Geopotential Height
EOF-4 (3.6%)

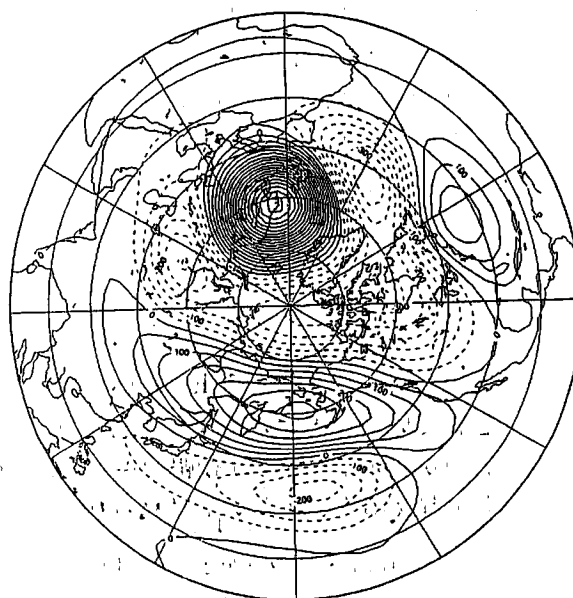
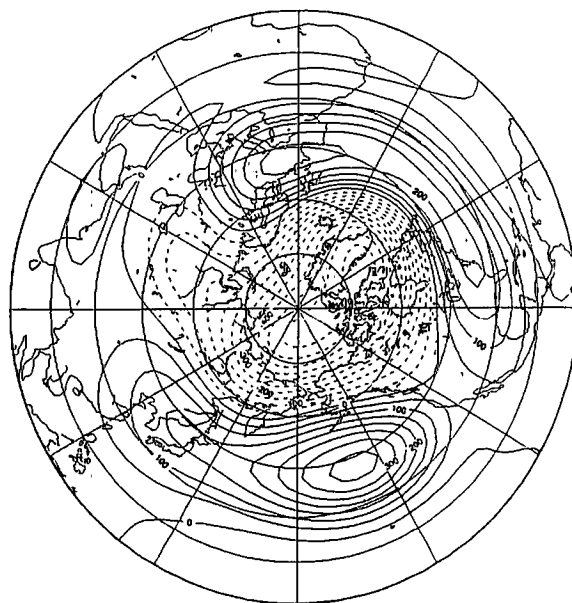
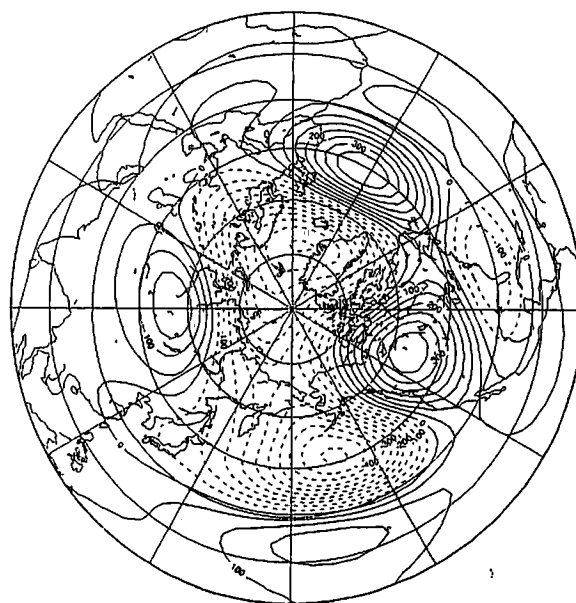


図 3: 50年間の日々のNCEP/NCAR再解析データを用いて得られた大気の順圧成分に対するEOF-1からEOF-4の高度場。

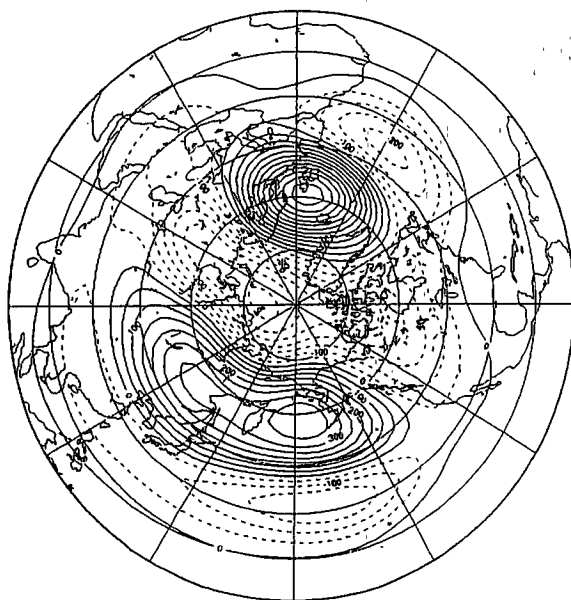
Barotropic Component of Geopotential Height
EOF-1 (21.0%)



Barotropic Component of Geopotential Height
EOF-2 (10.3%)



Barotropic Component of Geopotential Height
EOF-3 (8.2%)



Barotropic Component of Geopotential Height
EOF-4 (8.0%)

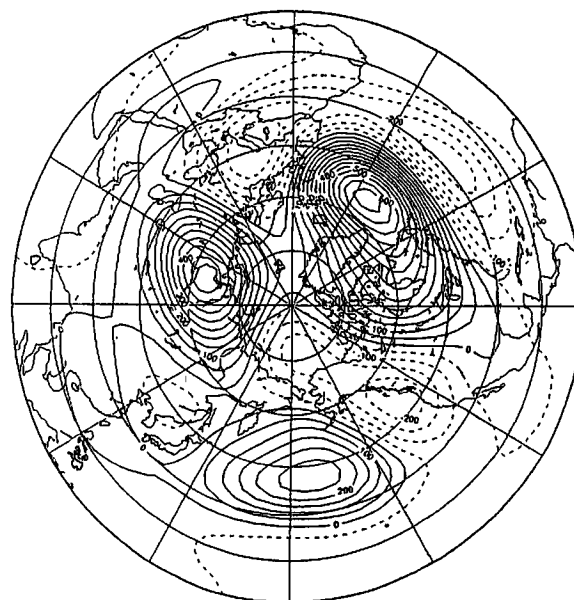


図 4: 50年間の季節平均 (DJF) 再解析データを用いて得られた EOF-1 から EOF-4 の高度場。

Barotropic Component of the Atmosphere

EOF-1 (5.7%)

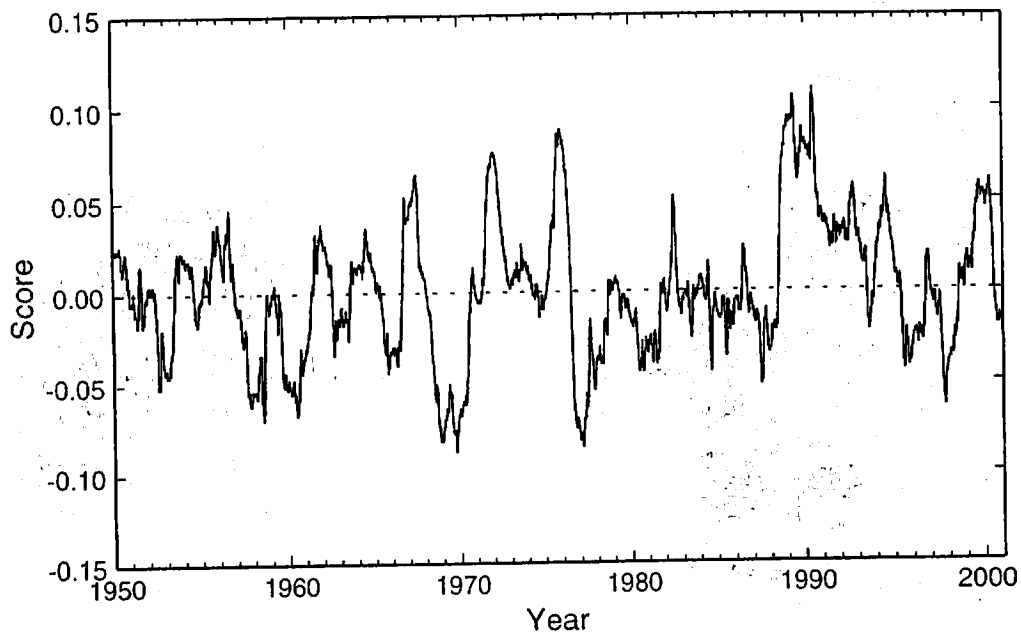


図 5: 日々のNCEP/NCAR再解析データに基づく EOF-1 の時系列 (AO インデックス)。365 日移動平均値が施されている。

Barotropic Component

Time Spectrum of AO Index

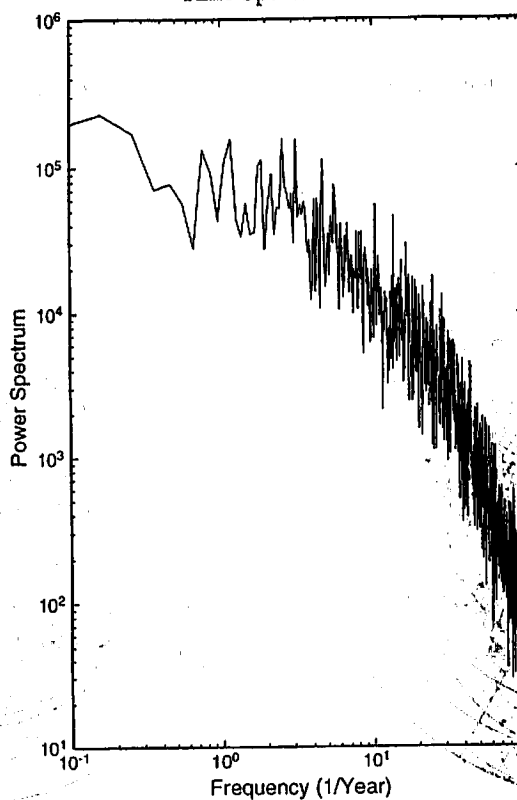
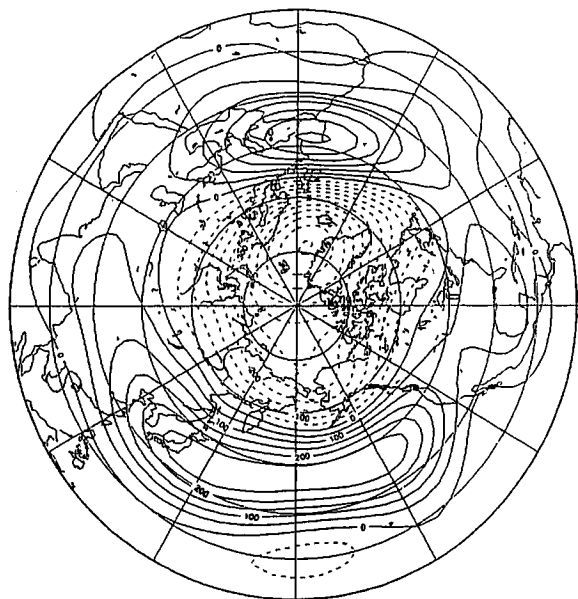
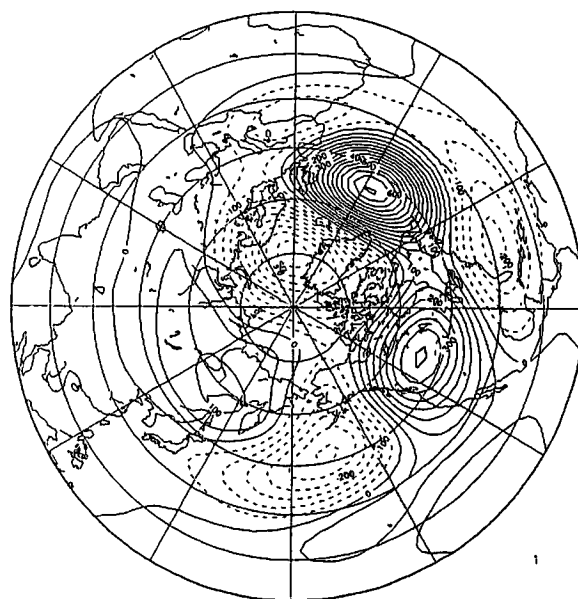


図 6: 観測大気の AO インデックス (図 5) のタイムスペクトル。

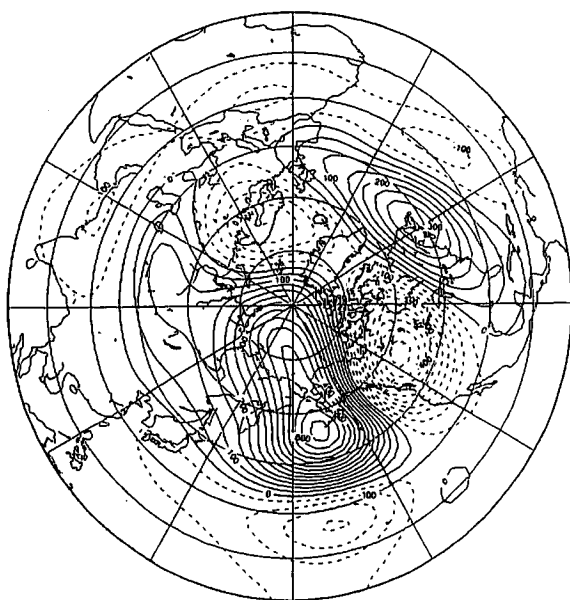
Barotropic Component of Geopotential Height
EOF-1 (15.6%)



Barotropic Component of Geopotential Height
EOF-2 (7.9%)



Barotropic Component of Geopotential Height
EOF-3 (6.6%)



Barotropic Component of Geopotential Height
EOF-4 (5.3%)

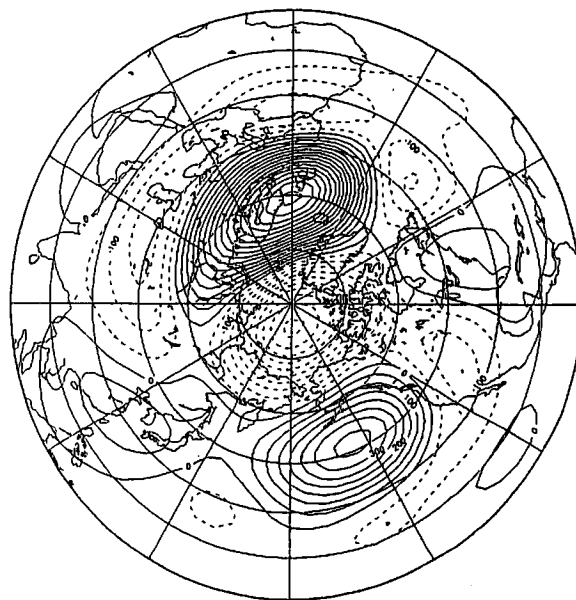


図 7: 順圧 S-モデル大気における EOF-1 から EOF-4 の高度場。

図9は日々のデータに基づくモデル大気のEOF-1の時系列(図8)のタイムスペクトルである。約4カ月周期までは赤色スペクトルに従い、それを越えると白色スペクトルに転じている。観測大気ではそれがなだらかにシフトしているが、モデル大気では明瞭にスペクトルの勾配が変化している。特に卓越周期は見られないが、白色スペクトル領域で約2年周期に弱いピークが見られる。このモデルを同じ条件で500年走らせ、同様のタイムスペクトルを調べたところ、長周期変動は白色スペクトルとなっており、約2年周期も有意なものではなかった。時系列が白色スペクトルになるということは、モデル大気はその時間スケールでは過去を全く覚えていない、とうことである。それに対し、赤色スペクトル領域ではモデル大気は過去のメモリーを持っている。したがって、順圧S-モデルはAOインデックスに関して言えば、約4カ月までメモリーを持っているということになる。そのような観点で図6を見ると、現実大気の順圧成分もだいたい4カ月程度までが赤色スペクトル領域と考えられる。

7 モデル大気の力学的固有モードの解析*

順圧S-モデルが現実大気の順圧成分に見られるAOを再現できることを確認したので、この章ではモデル大気の力学的固有モードの解析を行う。それに先立ち、モードのスケールについて新たな定義を導入する。モデルの固有解は通常その増幅率の大きさや位相速度などを基準に分類されるが、固有モードの特徴を定量的に評価するために、本研究では以下の式で表される固有モードのスケールについて新たな定義を導入する。

$$c = \frac{1}{E} \sum_i |c_i| E_i, \quad (16)$$

ここで E_i は固有値問題(12)を解いて得られるモデルの固有解のエネルギースペクトルであり、 E は E_i の総和である。この式で定義される位相速度 c は、その固有解の代表スケールを表す。この固有解のスケールは、数多くの固有解の中からAOに対応するモードを探す際に重要な量となる。

表1は固有値問題の結果得られた固有解を、その成長率の大きいものから並べたものである。同時にモードの周期と上述の代表スケールが記されている。地表摩擦や粘性摩擦のある順圧大気での最大不安定モードの成長率は高々0.10(day⁻¹)程度で、e-foldingタイムは約10日である。ここではその詳細を省略するが、成長率の大きいものからモード探しを行うと、順圧不安定や傾圧不安定が登場する。図10-aは(9)式の傾圧不安定強制項の行列(BC)の固有解の構造の例である。これは亜熱帯ジェットの傾圧性によって励起される波数6の傾圧不安定波(Charneyモード)の例であり、成長する際に傾圧から順圧にエネルギーが流れ、図10の構造で順圧大気を励起する。その一方で、亜熱帯ジェットを強化するように、渦動運動量輸送が中緯度で収束する構造を持つのが特徴である。一方、図10-bで示したPolarモードはTanaka and Tokinaga(2002)で議論されたように、ポーラージェットの傾圧性によって励起される波数3の傾圧不安定で、渦動運動量を高緯度に向けて輸送し、ポーラージェットを強化するような正のフィードバックを示す構造をしている。高緯度での両者のEP-fluxの向きが逆になっていることに注目してほしい。表1に示された不安定モード(図省略)は東西波数の異なるこのような順圧傾圧不安定モードが、東西方向に非一様な基本場のもとで変形され、ライフサイクルを持って変化するようなモードである。特に、

*投稿後バグが発見されたため、内容に一部正確でない部分がある。

Barotropic Component of the Atmosphere

EOF-1 (15.6%)

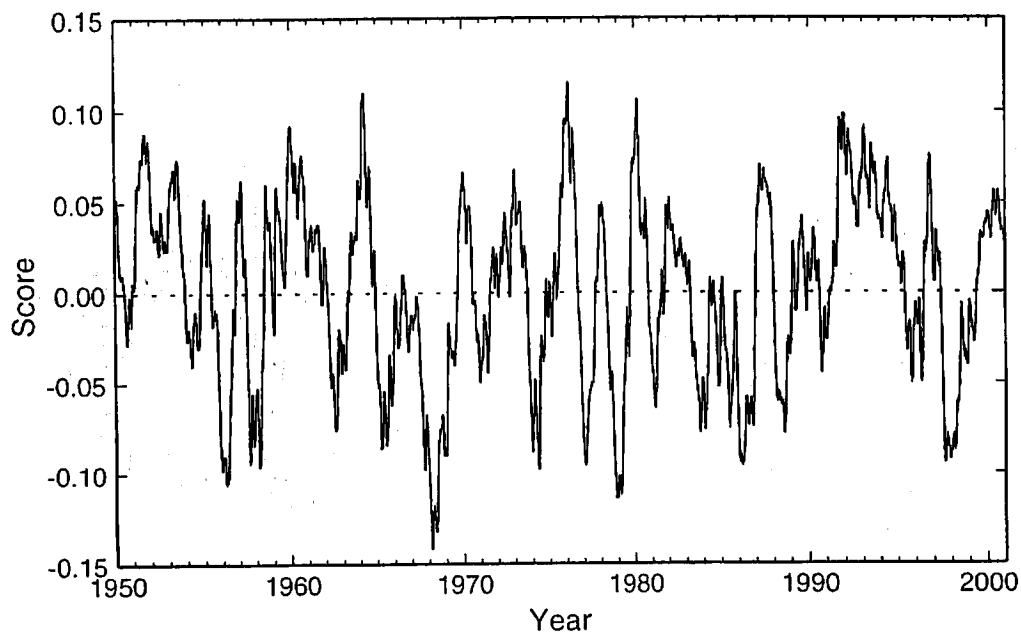


図 8: 順圧 S-モデル大気の EOF-1 の時系列 (AO インデックス)。365 日移動平均値が施されている。

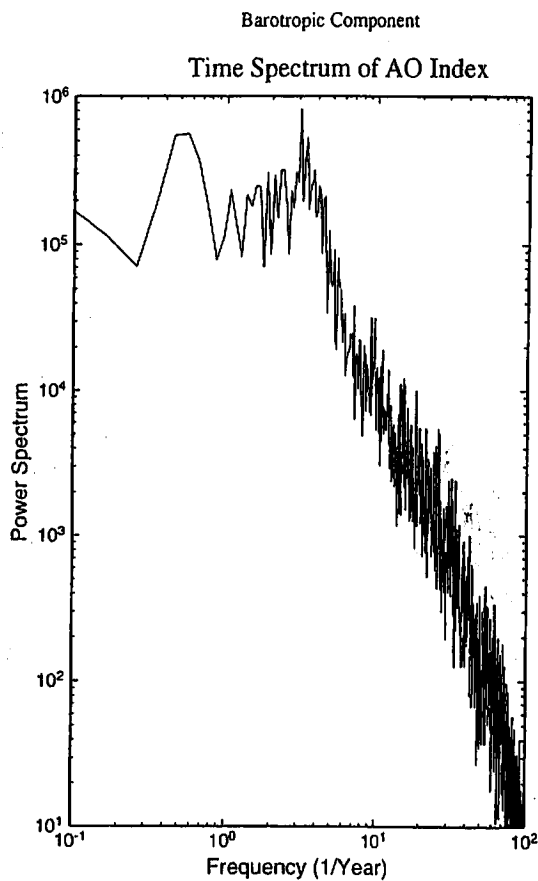
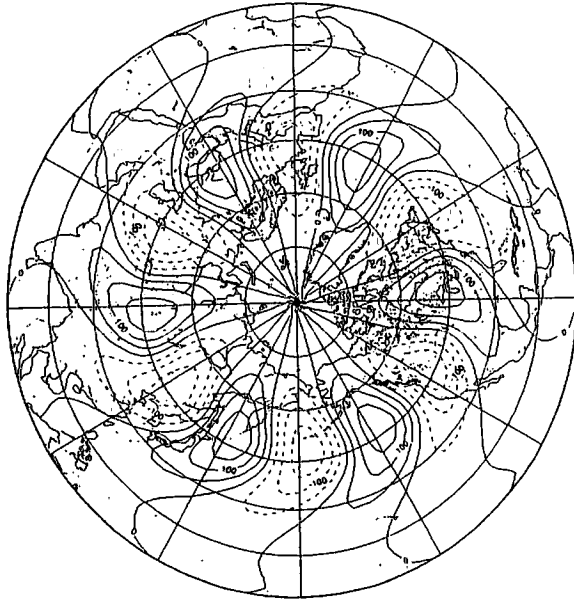


図 9: 順圧 S-モデル大気の AO インデックス (図 8) のタイムスペクトル。

Geopotential Height

Baroclinic instability a



Geopotential Height

Unstable polar mode b

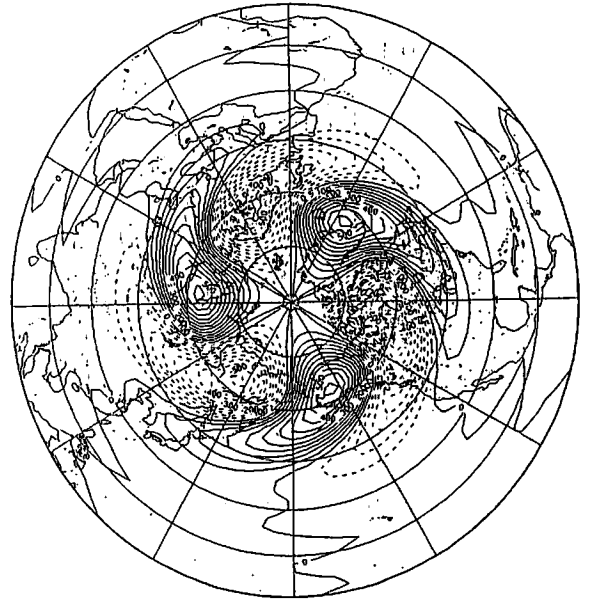
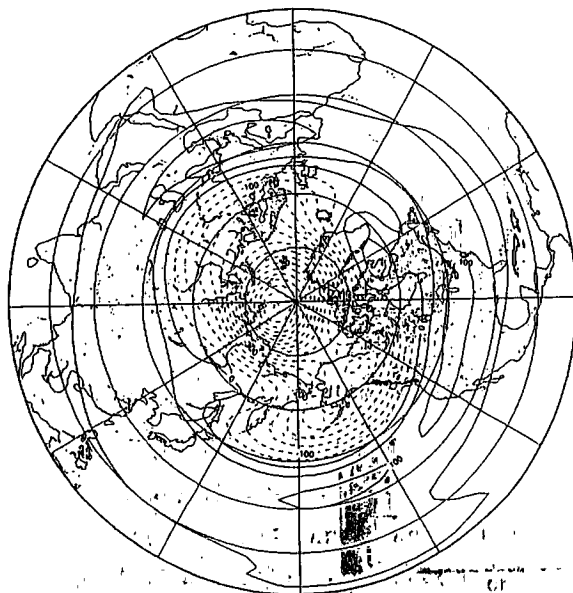


図 10: 傾圧不安定強制項の行列 (BC) の固有解の構造の例。(a): 亜熱帯ジェットの影響によって励起される波数6の傾圧不安定波 (Charney モード)。(b): ポーラージェットの傾圧性によって励起される波数3の傾圧不安定波 (Polar モード)。

Geopotential Height

Standing eigenmode 1



Geopotential Height

Standing eigenmode 2

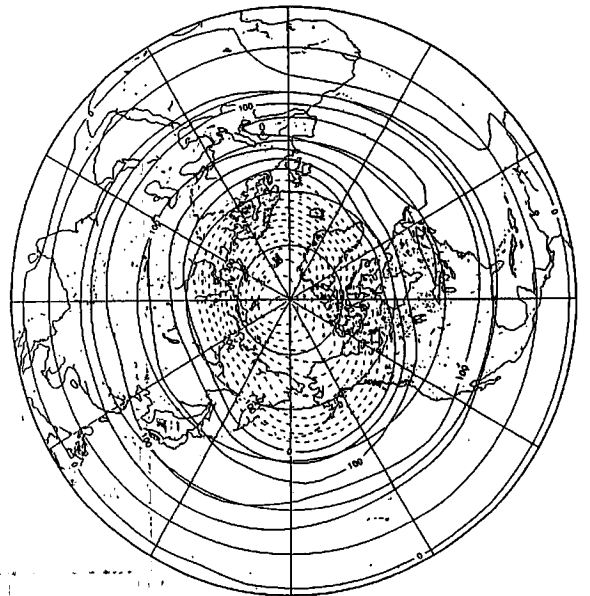


図 11: 固有値が実数となる最もスケールの大きい停滞固有モード1と2の構造 (環状モード NAM)。

Unstable eigenmodes			
No.	Growth rate	Period	Scale index
1	0.10	9.8	0.026
2	0.10	7.5	0.023
3	0.09	1.6	0.003
4	0.07	5.9	0.019
5	0.06	3.3	0.008
6	0.06	3.9	0.010

表 1: 最大不安定モード 1-6 の増幅率 (day^{-1})、周期 (day)、代表スケール (無次元)

Standing eigenmodes			
No.	Growth rate	Period	Scale index
1	0.01	—	0.056
2	-0.05	—	0.047
3	-0.18	—	0.014
4	0.07	—	0.010
5	-0.38	—	0.010
6	-0.56	—	0.005

表 2: 停滞固有モード 1-6 の増幅率 (day^{-1})、周期 (day)、代表スケール (無次元)

太平洋で増幅するモードや大西洋で増幅するモードなどが検出され、ストームトラックの形成に貢献している。いずれにせよ、増幅率を基準に不安定モードを探しても AO や NAO, PNA などに対応する固有モードはないことがわかった。

そこで次にモードの周期に注目してモード探しを行った。長周期変動に興味があるので周期の長いものに注目すると、結局、周期が無限の定在(停滞)モードに注目が集まる。これは (12) 式で、固有値が実数となるモードであり、解析の結果 6 モードのみが実数固有値で、他は全て固有値が複素数となっていた。この停滞モードを上で定義したスケールの大きいものから順に並べた結果が表 2 である。停滞モード 1 と 2 の構造を図 11 に示す。どちらも、極域で負となり、それを取り巻く中緯度で正となっている。停滞モードなので、同じパターンで正負の符号のみが逆転しうる。ゼロの線は北緯 60 度あたりにあり、まさしく環状モード (NAM) の構造をしている。太平洋や大西洋に正の作用中心はない。解析結果によると、停滞モード 1 と 2 はほぼ同じ構造の対となっており、このモードにエネルギーが供給されて増幅すると、一方は緩やかに増幅し他方は緩やかに減衰する。しかし、ここでの増幅率は小さく問題にならないため、両者は同一の環状モードから分岐したと考えてよい。これらのモードは不安定として励起するのではなく、非線形相互作用でエネルギーを供給されて励起するものと考えられる。モードのスケールはそれぞれ 0.056 と 0.047 であり、図 1 では擾乱に対する Rhines スケールを越える大きなスケールである。この環状モードは、大気中に存在しうる最大スケールの力学的な停滞固有モードである。モデル大気エネルギー収支解析の結果によると、東西波数 0 のエネルギー源は非線形相互作用の項のみで、他の項は全てエネルギー消散となっている。従って、総観規模やプラネタリー波による非定常擾乱からのエネル

ギーの逆カスケードで、究極的にはこの最大スケールの停滞固有モードにエネルギーが溜まり、環状モード (NAM) が励起すると解釈できる。これは停滞モードなので、その周期性は外部強制に依存し不定である。要因は何であれ、このモードにエネルギーが供給されれば環状モードとして励起されると考えられる。停滞モード3以下は極域に集中した総観規模の停滞モードであり、他に、NAO や PNA に相当する停滞モードを探したが、存在しなかった。

8 まとめと考察

本研究では北極振動 (AO) の物理的、力学的解釈を行なう目的で、力学的な固有モードを解きうる範囲に単純化した順圧 S-モデルを開発し、まずは観測されるものと同じ AO の再現を試みた。それが可能となった段階で、モデルの固有モードを実際に解いて、北極振動に対応する力学的な固有モードが大気中に存在するかどうかを調べた。

順圧 S-モデルを1月固定で51年間走らせ、その卓越モードを EOF 解析により調べた結果、EOF-1 として観測とほぼ同様の AO モードが得られた。北極域の負とそれを取り囲む中緯度の正のパターンに加えて、太平洋と大西洋に明瞭な正の作用中心がみられた。EOF-1 の時系列 (AO インデックス) のタイムスペクトルの特徴として、周期約4カ月までは赤色スペクトルを示し、それより長い周期では白色スペクトルに変化する。特に有意なスペクトルピークは存在しない。本研究で用いた順圧 S-モデルは AO に対応する EOF-1 に限らず、EOF-2 から EOF-4 までもが、日々の NCEP/NCAR 再解析データから得られる長周期変動の EOF 解析の結果とほぼ一致することから、このモデルは観測される大気の高圧成分の変動を正しく再現しているものと判断された。

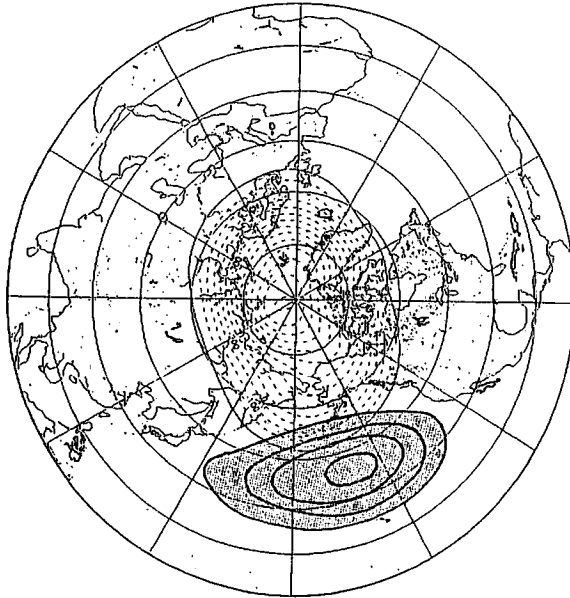
以上の結果に基づき、モデル大気の方学的な固有モードを実際に計算したところ、波数0が卓越する環状モード (NAM) に対応する固有モードが最大スケールの停滞モードとして解析された。この停滞モードは実数固有値を持ち、環状モードの構造を保ったまま、正負の符号のみが反転するモードであり、モードへのエネルギー供給があれば任意の極性と任意の周期性で変動できる。順圧 S-モデルにおける波数0のエネルギー源は、擾乱との非線形相互作用のみであり、これがエネルギー源となって環状モードが維持され変動もする。つまり、順圧大気における擾乱から帯状流へのエネルギーの逆カスケードが、究極的にこの最大スケールの停滞固有モードに流れることで、環状モード (NAM) が卓越モードとして励起されると考えられる。

非定常擾乱との相互作用として、通常の総観規模の高圧不安定である 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、これがエネルギー源となって極性の異なる環状モードが励起するものと考えられる。

図12は環状モード (NAM) が太平洋および大西洋のストームトラックにおける非定常擾乱との相互作用で励起される様子を模式的に示したものである。大西洋のストームトラックにおける擾乱の活動で EP-フラックスの向きが変化し、ポーラージェットが強化され、大西洋に正、極域に負の高度偏差が現れると、極域では環状モードが励起される。同様に太平洋

Geopotential Height

Northern Annular Mode



Geopotential Height

Northern Annular Mode

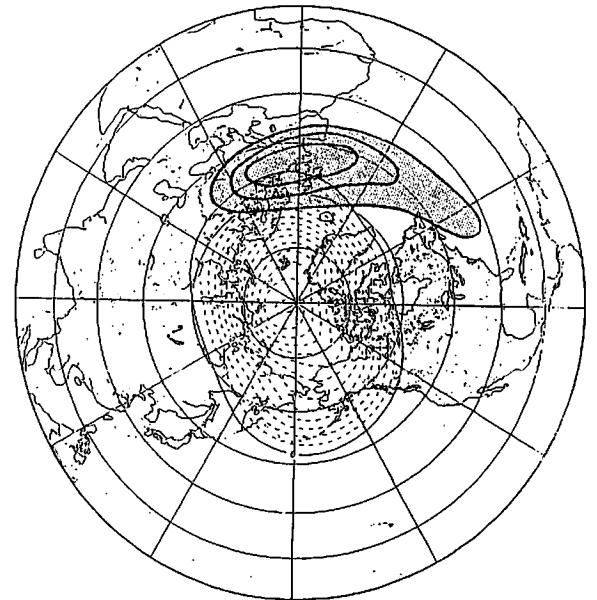


図 12: 環状モード (NAM) が、太平洋および大西洋のストームトラックにおけ 非定常擾乱との相互作用で励起される様子を示した模式図。

のストームトラックにおける擾乱の活動でポーラージェットが強化され、太平洋に正、極域に負の偏差が現れると、極域では同じ環状モードが励起される。これは AO プラスの極性の特徴であるが、AO マイナスの極性についても同様のことが言える。大西洋と太平洋の二つのストームトラックの活動は独立で、お互いに相関はないが、力学的な停滞固有モードとしての環状モード (NAM) がどの場合においても励起されることから、統計的な EOF 解析を行うと、太平洋と大西洋に2つの作用中心を持つ北極振動 (AO) が卓越モードとして得られると考えられる。最大スケールの停滞固有モードは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。

謝辞

本研究はアラスカ大学の国際北極圏研究センター IARC/FRSGC の研究の一環として行われた。研究費の一部を支援して下さった松野教授、池田教授、赤祖父教授、および研究に協力して下さった研究室の本田さん、野原さんに感謝する。

参考文献

- Ambaum, M. H. P., B. J. Hoskins, and D. B. Stephenson, 2001: Arctic oscillation or North Atlantic oscillation? *J. Clim.*, 14, 3495-3507.
- Deser, C., 2000: On the teleconnectivity of the Arctic oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, 27, 779-782.

- Exner, F. M., 1925: *Dynamische Meteorologie*. Wien Verlag von Julius Springer. 415 pp.
(Translated by T. Sato, 1998, Iwanami Books, 338 pp in Japanese)
- Fyfe, J. C., G. J. Boer, and G. M. Flato, 1999: The Arctic and Antarctic oscillations and their projected changes under global warming. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1601-1604.
- Kalnay, E.M., and Coauthors, 1996: The NCEP/NCAR reanalysis project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437-471.
- Namias, J., 1950: The index cycle and its role in the general circulation. *J. Meteor.*, **7**, 130-139.
- Rhines, P.B., 1979: Geostrophic turbulence. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **11**, 401-441.
- Shigehisa, Y., 1983: Normal modes of the shallow water equations for zonal wavenumber zero. *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 479-494.
- Shindell, D. T., R. L. Miller, G. A. Schmidt, and L. Pandolfo, 1999: Simulation of recent northern winter climate trends by greenhouse-gas forcing. *Nature*, **399**, 452-455.
- Tanaka, H.L., 1985: Global energetics analysis by expansion into three dimensional normal mode functions during the FGGE winter. *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 180-200.
- , 1991: A numerical simulation of amplification of low-frequency planetary waves and blocking formations by the upscale energy cascade. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 2919-2935.
- , 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.
- , 2002: Numerical simulation of Arctic oscillation by a simple barotropic model and the analysis of the linear eigenmodes of the model. JAS (Submitted).
- , 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.
- , 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.
- Thompson, D. W. J. and J. M. Wallace, 1998: The arctic oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1297-1300.
- Walker, G. T. and E. W. Bliss, 1932: World Weather V., *Mem. R. Meteor. Soc.*, **4**, 53-83.
- 吉野純・田中博, 2000: 順圧大気モデルを用いた波長別エネルギースペクトルのピーク形成過程に関する研究. *天気* **47**, 619-633.