

# 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) にさかのばって同様の現象の報告を見いだすことが出来る。AO は南半球で解析してきた環状モード (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と、NAO と NPO の 2 つが実態で、北極環状モード (NAM) は存在しなくともいいことになる。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。

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

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（式の詳細は Tanaka 1998）。ジオポテンシャル  $\phi'$  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、 $\Pi_{nlm}$  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、 $\langle \cdot, \cdot \rangle$  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、 $\tau$  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、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、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。

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

ここで、 $\tilde{s}_i$  は  $s_i$  の気候値、アステリスクは複素共役であり、残差  $\epsilon_i$  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予報に用いたところ、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。

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

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) 式の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  $\nu$  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。

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

固有値の実部が增幅減衰を表し、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  $\sigma_i$  で表現されるが、Rossby モードの場合には  $\sigma_i$  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帶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 Shige hisa (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

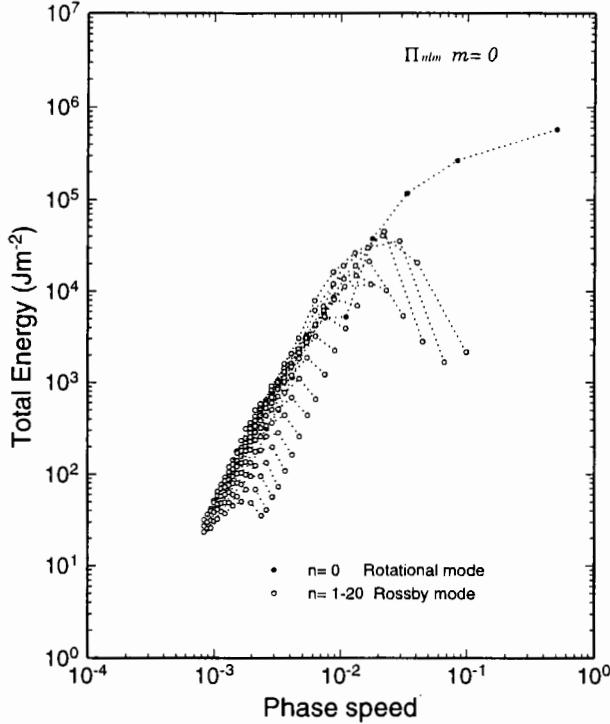


図 1: NCEP/NCAR 再解析データに基づいて計算された冬季の順圧大気のエネルギースペクトル  $E_i$ 。横軸は Rossby モードのスケールを表す西進位相速度  $|c_i|$ 。単位は  $\text{J m}^{-2}$ 。

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 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

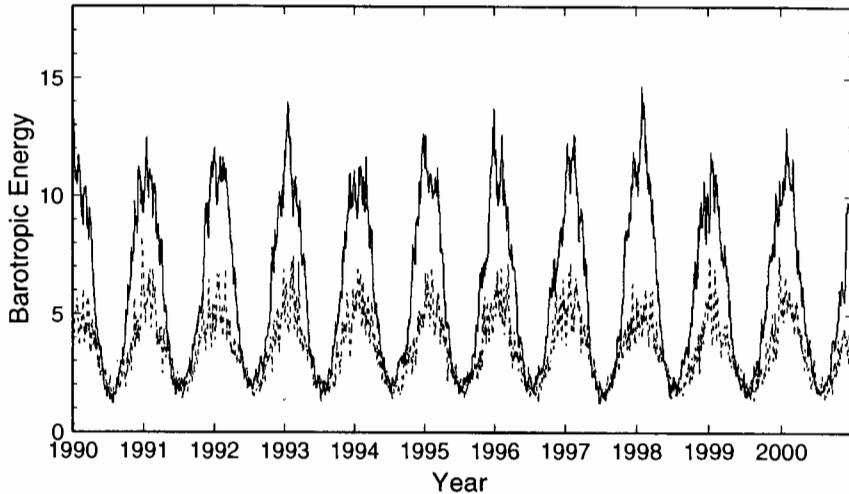


図 2: 1990 年から 2000 年までの日々のデータに基づいて作成した順圧帶状エネルギー（実線）と順圧渦動エネルギー（点線）の時系列。単位は  $10^5 \text{ J m}^{-2}$ 。

本研究で扱う大気の順圧成分とは大気の鉛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、 $G_0$  は鉛直波数 0 の鉛直ノーマルモードであり、ほぼ一定値なので、大気の鉛直平均場を見ていると考えて良い。このような鉛直変換のあとで、フーリエ・ハフ変換することで展開係数  $w_i$  が<sup>6</sup> (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、大気の順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鉛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。はじめから大気の順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、卓越モードが順圧的な構造をしているとすれば、はじめから順圧成分の 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順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に含まれていたので、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。数ヶ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。

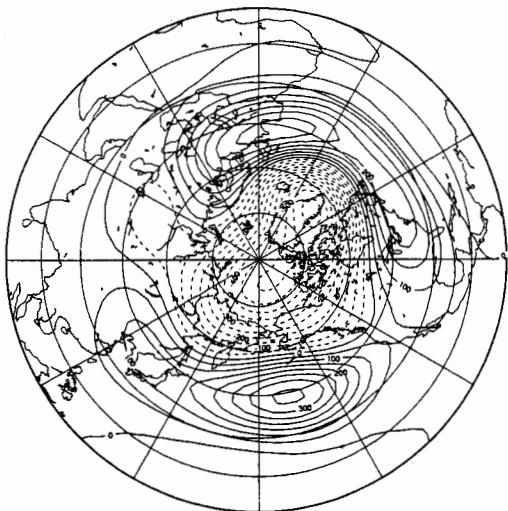
## 6 モデル大気のEOF解析

順圧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が、これはモデル大気の非定常総観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って、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。従って、この順圧S-モデルは極めて簡単なモデルではあるが、観測される大気の順圧成分に見られる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、充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。

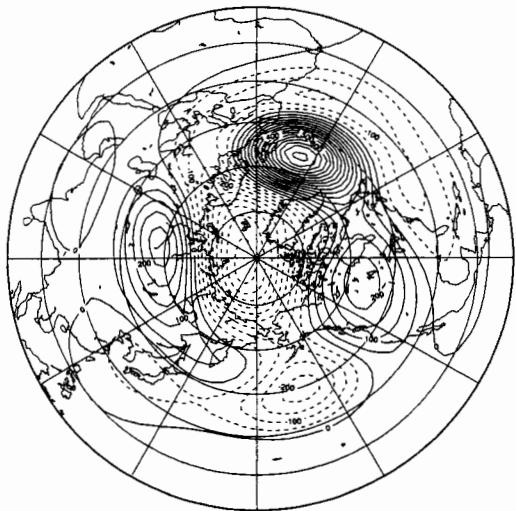
Barotropic Component of Geopotential Height

EOF-1 (5.7%)



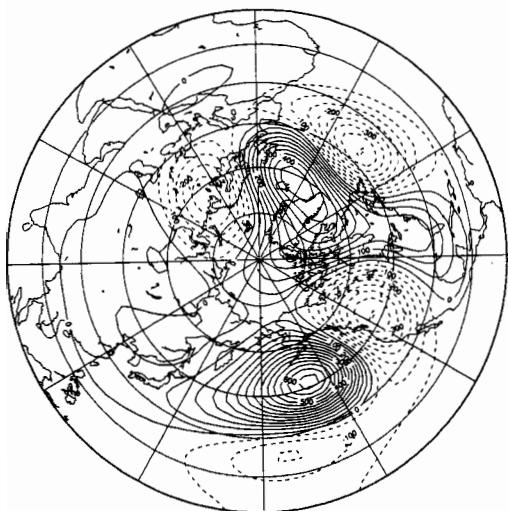
Barotropic Component of Geopotential Height

EOF-2 (4.3%)



Barotropic Component of Geopotential Height

EOF-3 (4.0%)



Barotropic Component of Geopotential Height

EOF-4 (3.6%)

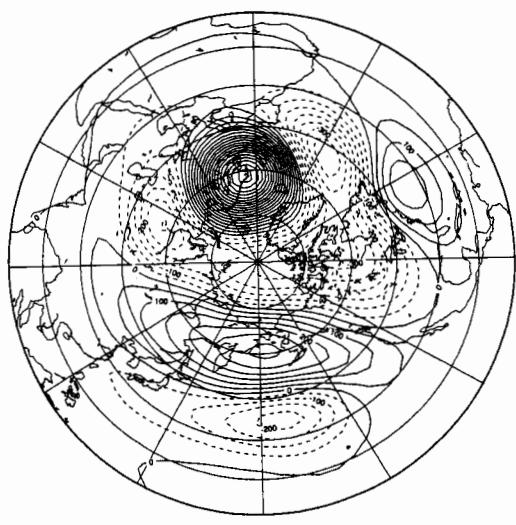
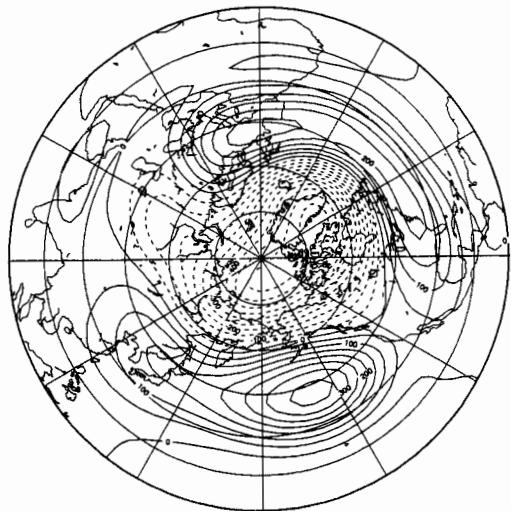


図 3: 50 年間の日々の NCEP/NCAR 再解析データを用いて得られた大気の順圧成分に対する EOF-1 から EOF-4 の高度場。

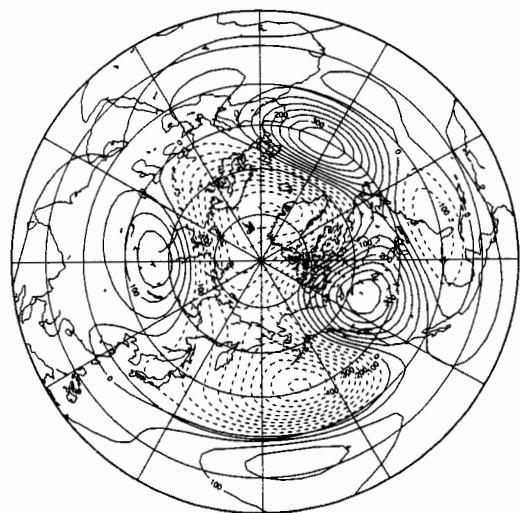
Barotropic Component of Geopotential Height

EOF-1 (21.0%)



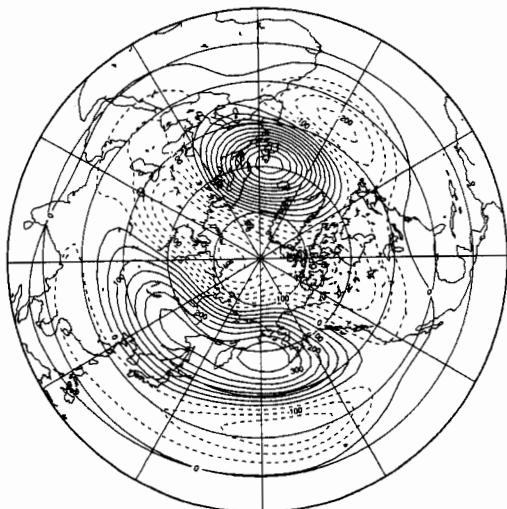
Barotropic Component of Geopotential Height

EOF-2 (10.3%)



Barotropic Component of Geopotential Height

EOF-3 (8.2%)



Barotropic Component of Geopotential Height

EOF-4 (8.0%)

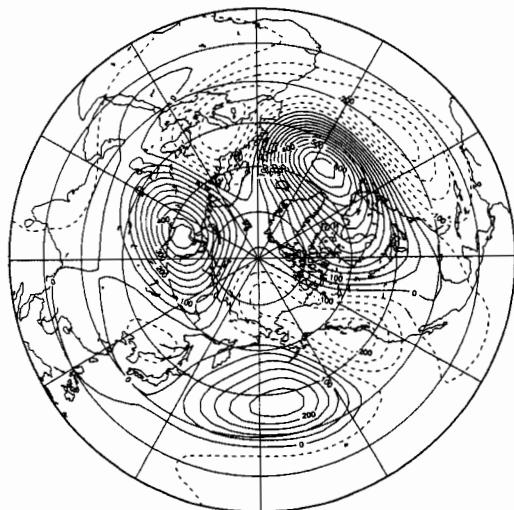


図 4: 50 年間の季節平均 (DJF) 再解析データを用いて得られた EOF-1 から EOF-4 の高度場。

## Barotropic Component of the Atmosphere

EOF-1 (5.7%)

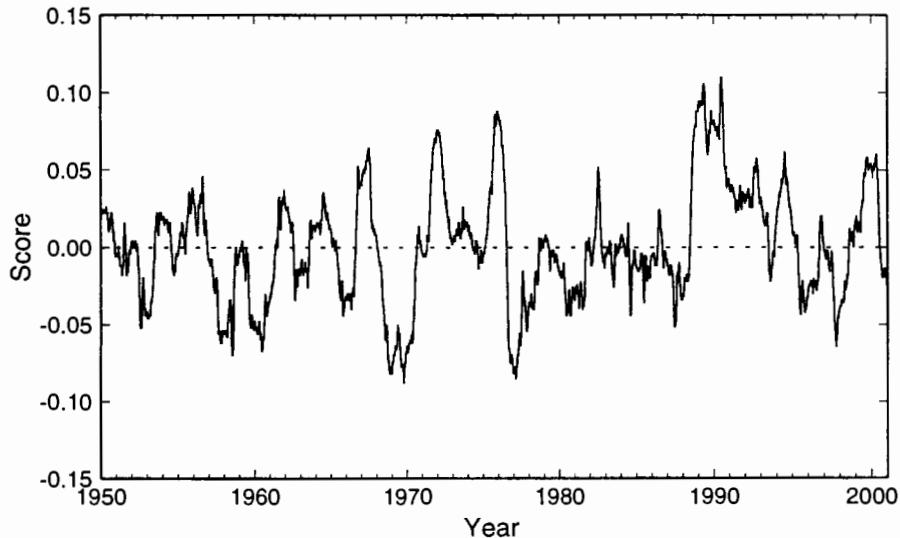


図 5: 日々の NCEP/NCAR 再解析データに基づく EOF-1 の時系列 (AO インデックス)。365 日移動平均値が施されている。

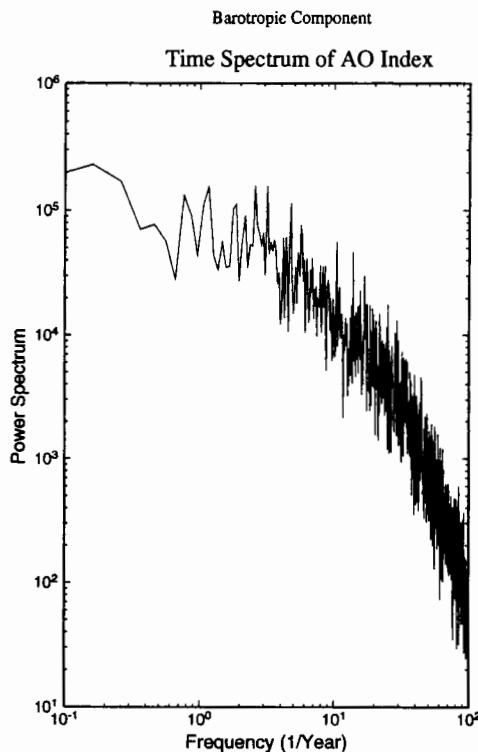
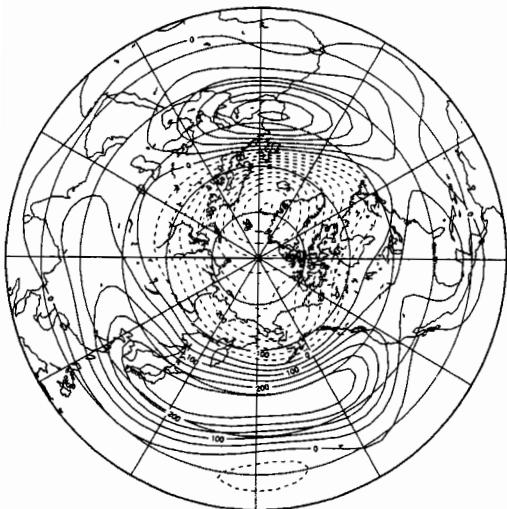
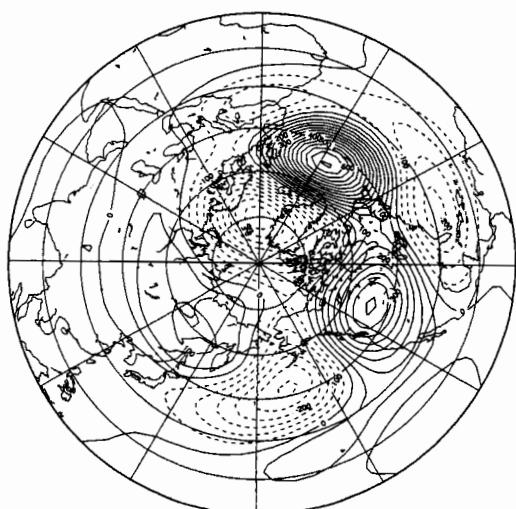


図 6: 観測大気の AO インデックス (図 5) のタイムスペクトル。

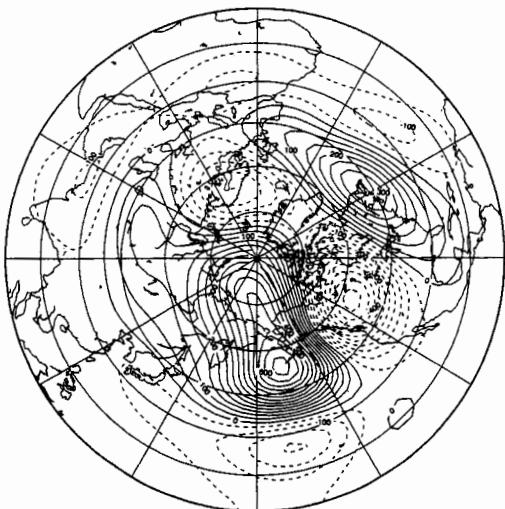
Barotropic Component of Geopotential Height  
EOF-1 (15.6%)



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%)

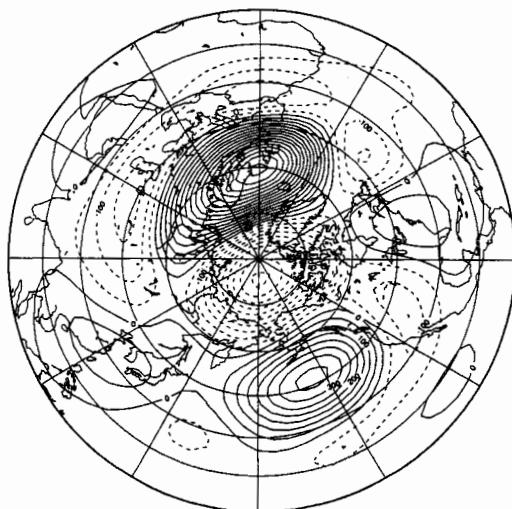


図 7: 順圧 S-モデル大気における EOF-1 から EOF-4 の高度場。

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、モデル大気がその時間スケールでは過去を全く覚えていない、ということである。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 $0.10\text{ (day}^{-1}\text{)}$ 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、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%)

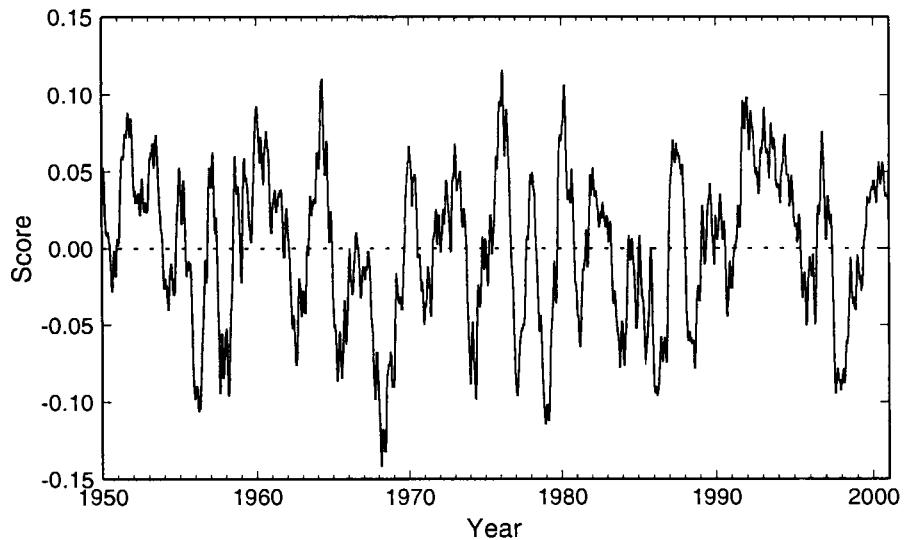


図 8: 順圧 S-モデル大気の EOF-1 の時系列 (AO インデックス)。365 日移動平均値が施されている。

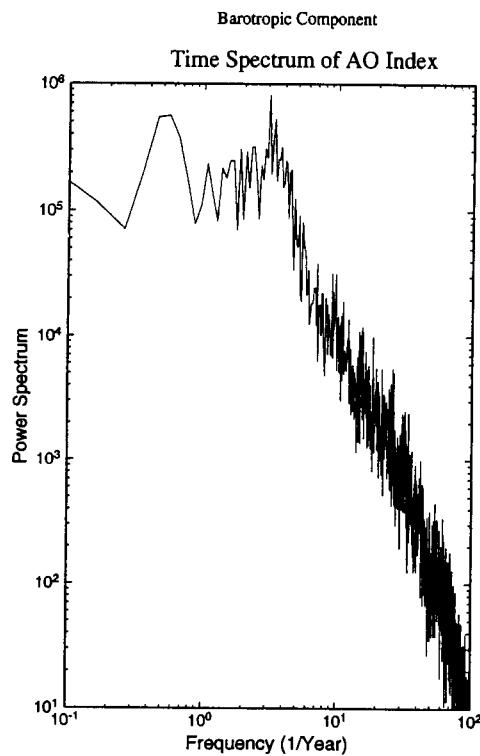
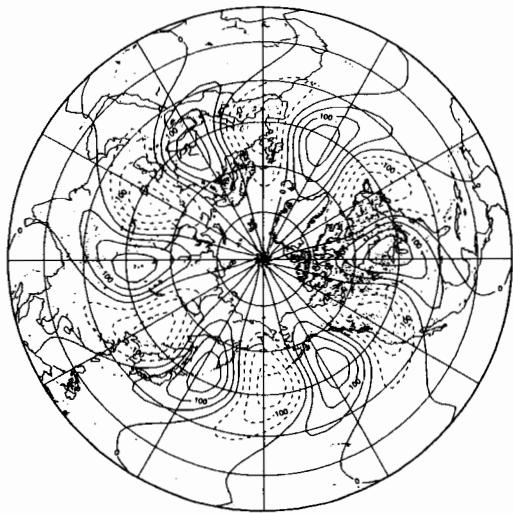


図 9: 順圧 S-モデル大気の AO インデックス (図 8) のタイムスペクトル。

Geopotential Height

Baroclinic instability **a**



Geopotential Height

Unstable polar mode **b**

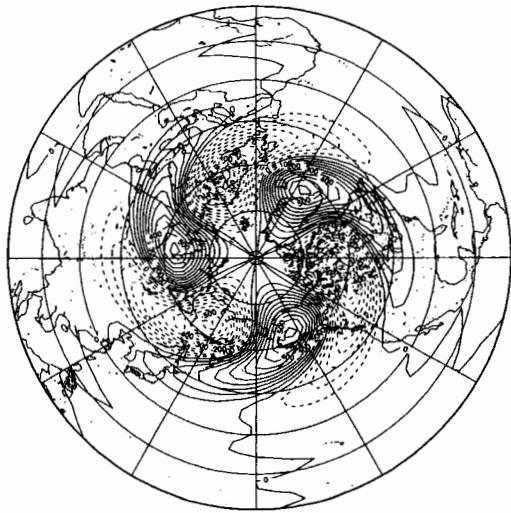
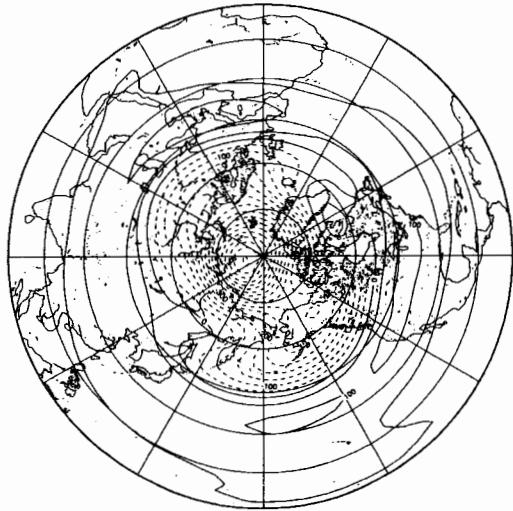


図 10: 傾圧不安定強制項の行列 (BC) の固有解の構造の例。(a): 亜熱帯ジェットの傾圧性によって励起される波数 6 の傾圧不安定波 (Charney モード)。(b): ポーラージェットの傾圧性によって励起される波数 3 の傾圧不安定波 (Polar モード)。

Geopotential Height

Standing eigenmode 1



Geopotential Height

Standing eigenmode 2

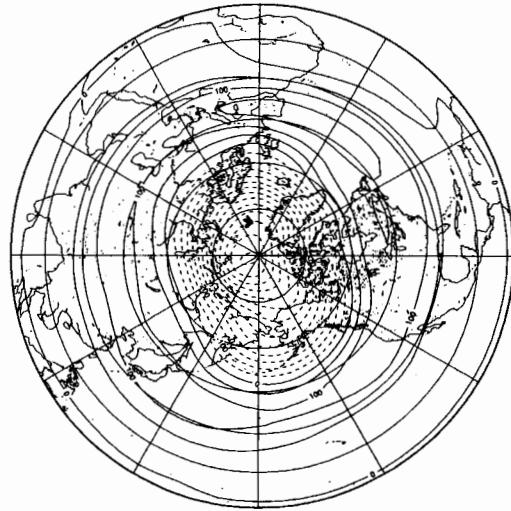


図 11: 固有値が実数となる最もスケールの大きい停滞固有モード 1 と 2 の構造 (環状モード NAM)。

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 ( $\text{day}^{-1}$ )、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 ( $\text{day}^{-1}$ )、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 1 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。モデル大気の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簡単化した順圧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として観測とはほぼ同様の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解析の結果とはほぼ一致することから、このモデルは観測される大気の順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、モデル大気の力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帶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ていると考えられる。

非定常擾乱との相互作用として、通常の総観規模の傾圧不安定である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

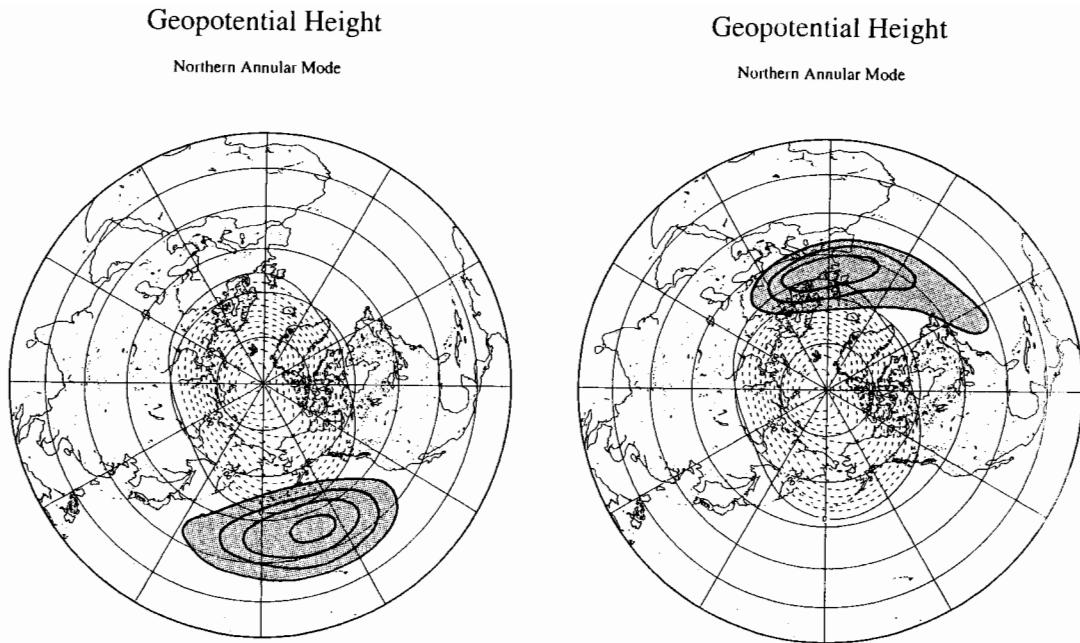


図 12: 環状モード (NAM) が、太平洋および大西洋のストーム トラックにおける 非定常擾乱との相互作用で励起される様子を示した模式図。

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.
- Shigeisa, 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.

# 環状変動における地形の役割

京都大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻

西澤誠也・余田成男

## 1. はじめに

Thompson and Wallace(1998, 2000 以下 TW2000)は海面更正気圧の EOF 解析を行ない、大規模な大気の長期変動のなかでもっとも卓越するモードは、南北半球ともに極域と中緯度間の振動である「環状モード」であることを見出した。このモードの経年変動が近年の気候変動と同じ傾向であることから、多くの関心が集まっている。

両半球の環状モードはパターンがよく似ているものの、それらが同一の現象であるかどうかは必ずしも明らかではない。南半球の環状モードは、以前から知られていた "zonal flow vacillation" (Yoden et al. 1987, Hartmann 1995 など) と同じ現象をとらえていると考えられている。一方、北半球では、EOF の第一モード (EOF1) が中緯度の太平洋域と大西洋域とで同符号をもつが、両地域の変動の相関は低い (Deser 2000)。また EOF1 に対応する主成分 (PC1) の時系列は、北大西洋域の変動である NAO の時系列と相関が高い (Wallace 2000)。これらのことから、北半球では環状モードよりも NAO や PNA の方が大気変動をより適切に表しているのではないかという指摘がある (Ambaum et al. 2001)。

このような両半球の大気変動の違いは、大規模地形や加熱源の東西非一様性によって強制された惑星規模波動の違いに因るところが大きいと考えられる。そこで本研究では、地形の違いによって大気変動の主要モードである環状変動がどのように変化するかを数値実験により調べた。地形を理想化して惑星規模波動だけを直接強制し、基本場や傾圧擾乱との相互作用を単純化して実験を行った。地形の振幅を実験パラメータとして長時間積分を繰り返し、環状変動における地形強制の役割を明らかにした。

## 2. 実験およびデータ

本研究で用いたモデルは、3 次元大気大循環モデル AGCM5.3(地球流体電腦俱楽部 1998)をもとに、放射や接地境界層過程等のいくつかの物理過程を簡略化し、また乾燥大気の仮定をしたものである (Akahori and Yoden 1997)。水平分解能は三角切断 T42、鉛直分解能は 30 層である。放射過程はニュートン加熱/冷却で置き換えた。その際に用いた放射平衡温度場は東西一様で、北半球の冬の状況を模している (図 1(a))。またその緩和時間には図 1(b) に示す鉛直依存性をもたせた。

	地形	実験パラメータ ( $h_0$ )
WN2 実験	東西波数 2	0, 200, 400, 450, 500, 550, 600, 800, 1000m (9 通り)
WN1 実験	東西波数 1	0, 200, 400, 600, 800, 1000m (6 通り)

表 1: 本研究で行った実験の内容。

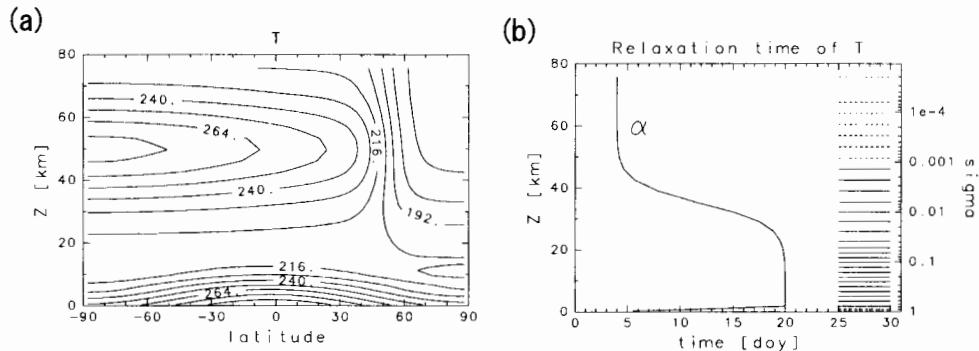


図1：ニュートン加熱/冷却における(a)放射平衡温度と(b)緩和時間。(b)図中の右側の横線はモデルの鉛直格子点レベルを表している。

表面地形の東西波数を変えて2種類の実験を行った。1つめは東西波数2型(WN2)実験で、南北方向には北緯45度で最大の振幅をもち東西方向には波数2型の地形(図2(a))を北半球のみに置き、南半球は平坦とした。2つめは東西波数1型(WN1)実験で、図2(b)の地形を同じく北半球のみに置いた。それぞれの実験の実験パラメータは地形の振幅( $h_0$ )で表1に示す通りである。

実験は250Kの静止等温大気から300日間時間積分した後に4000日間積分し、その4000日分を解析に使用した。モデルの出力は $\sigma$ 座標系のデータであるが、スプライン補間をして気圧座標系のデータに変換した。また解析には30日のlow-passフィルターを通した1日毎の北半球のデータを使用した。

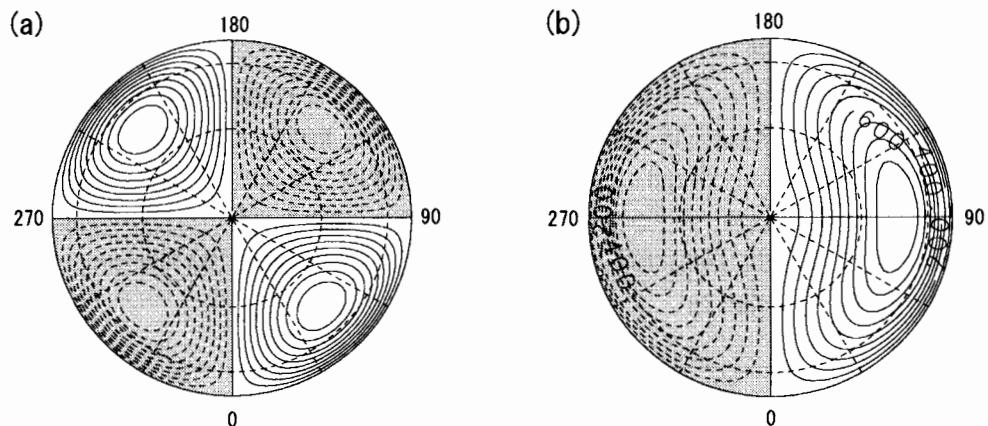


図2：表面地形；(a)WN2 実験、(b)WN1 実験。負の領域にハッチをかけている。外側の数字は経度を表している。緯線、経線を共に30度ごとに破線で示している。

### 3. 結果

#### 3.1 WN2 実験

まず帶状平均した場の EOF 解析を行った。北半球での地上から 50hPa までの領域における帶状平均帶状風( $U$ )の EOF1 は,  $h_0$ の値にかかわらず従来得られてきた結果(TW2000など)と類似したパターンとなる。すなわち, 極域と中緯度で反対符号をもち, 地上から下部成層圏まで突っ立った等価順圧的な構造となる。図 3 はその EOF1 の南北構造の  $h_0$  依存性を示すもので, 300hPa 断面図を順に並べたものである。 $h_0$  が小さな場合には, 符号が反転する節の位置が北緯 60 度付近にあり, 第 2, 第 3 の節がそれぞれ 40 度, 20 度付近にある。 $h_0=450m$  前後で節の位置が急に変化し, それより大きな  $h_0$  では徐々に低緯度側にシフトする。

EOF1 の寄与率も地形の振幅  $h_0$  に依存して変化する(図 4)。 $h_0=0m$  の場合は 60% 近いが,  $h_0=400m$  では約 30%まで下がる。 $h_0=450m$  付近で寄与率も急に変化し,  $h_0 \geq 500m$  の場合には 50% 前後である。

東西非一様な地形の影響をみるために地表面気圧(Ps)場の解析を行った。図 5 は Ps の EOF1 である。 $h_0=400, 450m$  の場合には EOF1 は東西波数 1 が卓越する構造をしているが, それ以外の場合は, 極域と中緯度で反対符号をもち東西非一様性が小さな環状構造をしている。EOF1 が環状である場合に節となる緯度は,  $h_0$  が小さな場合は北緯約 60 度, 大きな場合は北緯約 50 度である。また, 第 1 モードの寄与率の変化は, 帯状平均帶状風 EOF1 の寄与率の変化と同じ傾向にあり,  $h_0=450 \sim 500m$  で急に変化している。

図 6 は Ps の EOF1 に対応する PC1 の時系列とその分布関数である。PC1 の時間変化には明瞭な周期性はみられないものの,  $h_0=0m$  の場合は数 100 日程度の時間スケールの変動が認められる。 $h_0=200m$  では,  $h_0=0m$  の場合に比べて数 100 日の時間スケールの変動がみえにくくなっている。 $h_0=500 \sim 600m$  の場合には, PC1 が間欠的に大きな負の値をとることがあり, それに対応して分布関数の歪度が大きくなっている。またこのようなイベントは不規則に

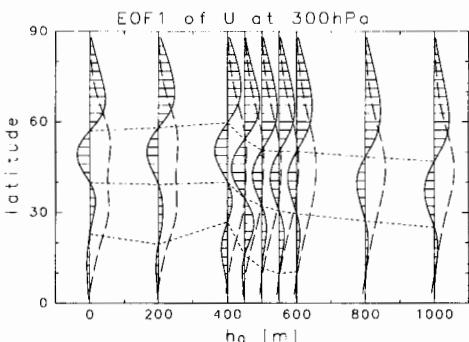


図 3: WN2 実験における帶状平均帶状風の EOF1 の 300hPa 断面(実線)とそのレベルでの時間平均した帶状平均帶状風速(破線)。EOF1 の節の位置を点線でつないでいる。

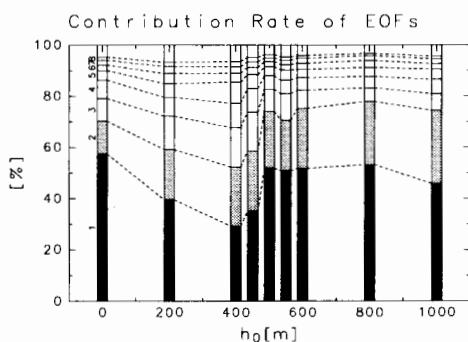


図 4: 帯状平均帶状風 EOF1 の寄与率の  $h_0$  依存性(WN2 実験)。下から順に第 1 モード, 第 2 モード…の寄与率。

起こり、長期間ほとんど起こらないときと、連続して起こるときがある。 $h_0 \geq 800\text{m}$  の場合はそのようなイベント的な変動の特徴がみえにくくなっている。また  $\text{Ps}$  の PC1 と  $U$  の PC1 との相関は  $h_0 = 400, 450\text{m}$  の場合を除いて高く(表 2), 両者は基本的に同じ変動成分をとらえていると考えられる。

$h_0$ (m)	0	200	400	450	500	550	600	800	1000
相関係数	0.88	0.70	-0.04	-0.07	0.89	0.88	0.87	0.90	0.91

表 2: 帯状平均帯状風の PC1 と地表面気圧の PC1 との相関係数。

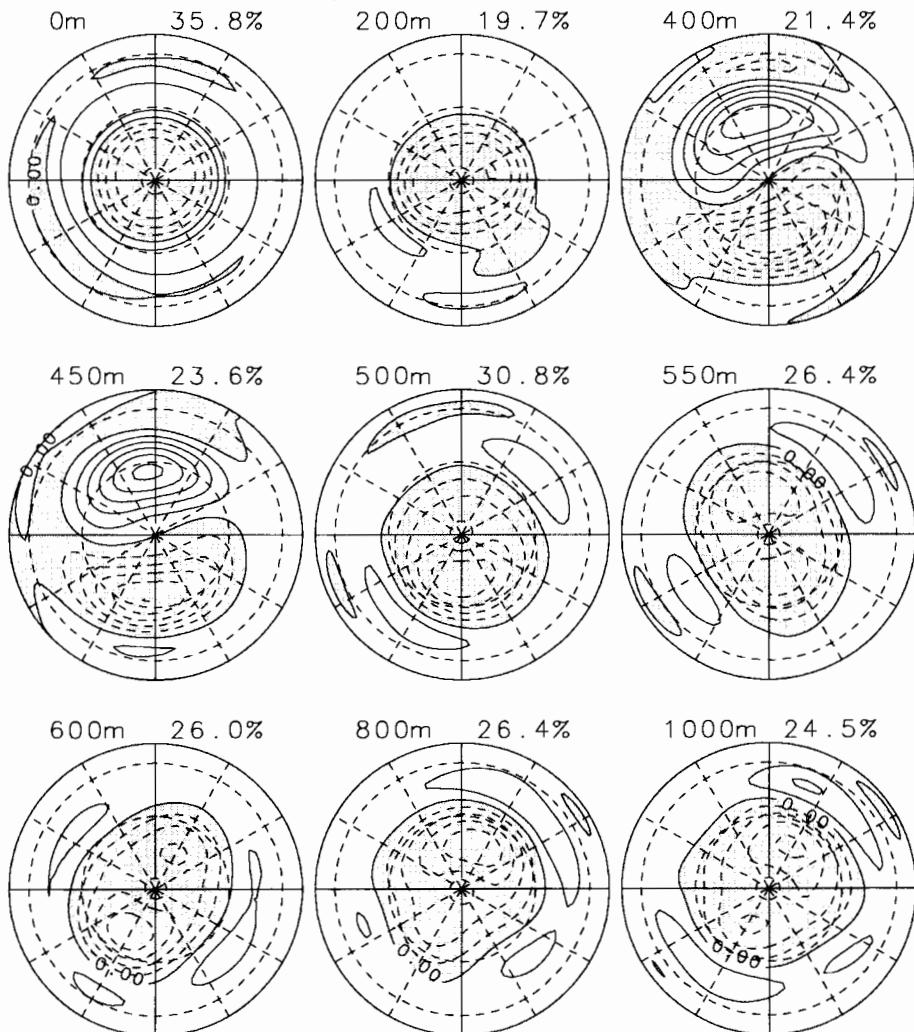


図 5: 地表面気圧の EOF1 (WN2 実験)。左肩および右肩の数字は、それぞれ  $h_0$  の大きさおよび EOF1 の寄与率である。また負の領域には影をついている。

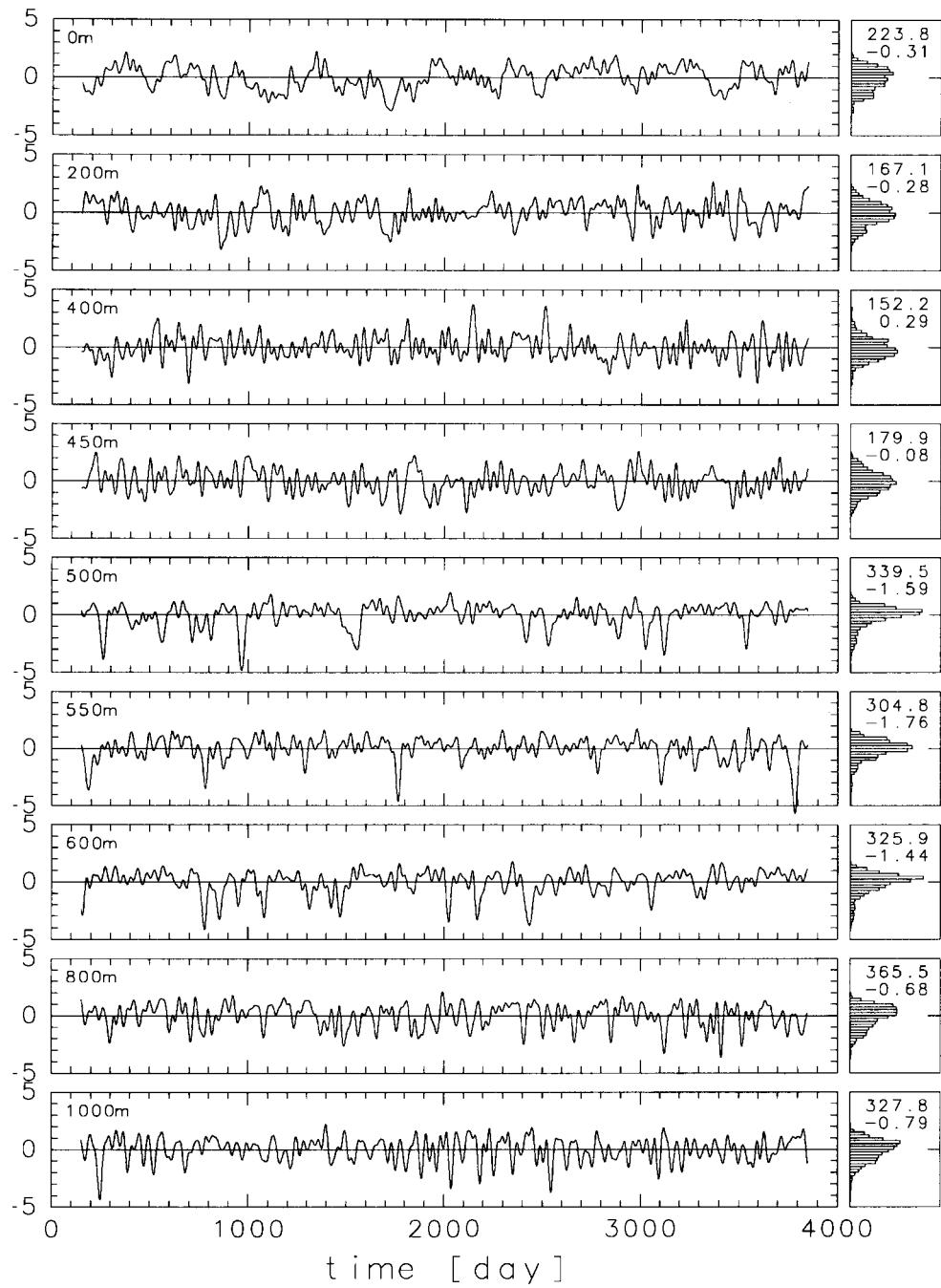


図 6: MN2 実験における地表面気圧の PC1 の時系列(左)とその分布関数(右)。PC1 の値はそれぞれの標準偏差で規格化している。左図中の左上の数字は  $h_0$  の値であり、右図中の数字は上から標準偏差と歪度である。

EOF1において或る2点が同符号であっても、その2点間の相関が高いとは限らない(Ambaum et al. 2001)。そこでテレコネクションパターンを抽出する際に使われた1点相関解析(Wallace and Gutzler 1981)を行った。まず時間平均場と分散の様子をみておく。図7(a), 図8(a)はそれぞれ  $h_0=0\text{m}$  および  $h_0=1000\text{m}$  の場合におけるPsの時間平均場と分散である。 $h_0=0\text{m}$  の場合の時間平均場は同心円状であるのに対し、 $h_0=1000\text{m}$  の場合は表面地形を反映して東西非一様であり、地形の山に相当する経度45度および225度では値が低く、谷に相当する経度135度および315度では値が高い。また  $h_0=1000\text{m}$  の場合、分散は谷の北側の2ヶ所で局所的に大きな値をもつ。上部対流圏では偏西風ジェットが地形の谷の西側に局在しており、Psの分散が大きなところはそのジェットの出口域にあたる。1点相関解析の結果、 $h_0=0\text{m}$  の場合は図7(b)のように高緯度と中緯度で逆相関の関係がみられ、その逆相関をもつ領域がほぼ東西一様に存在している。それに対し  $h_0=1000\text{m}$  の場合は高い逆相関の

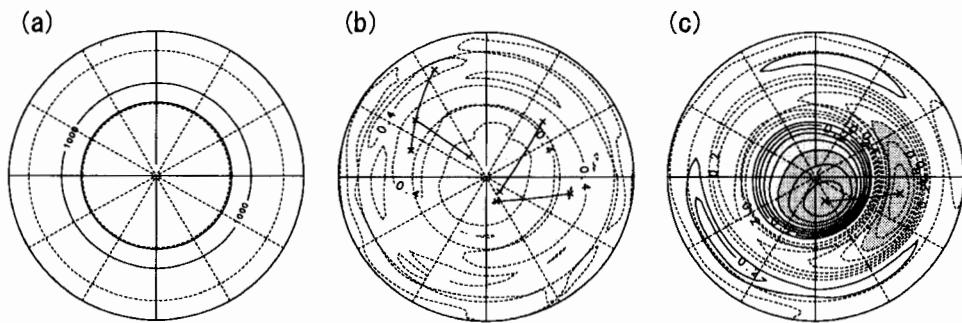


図7:  $h_0=0\text{m}$  の場合の(a)地表面気圧の時間平均、(b)1点相関図および(c)図中の指標に対する相関図。(b)図において高い逆相関の関係にある2点の対を×印とそれを結ぶ線で表している。また(c)図においては本文中において定義した指標を計算するために使用した2点を×印で表している。

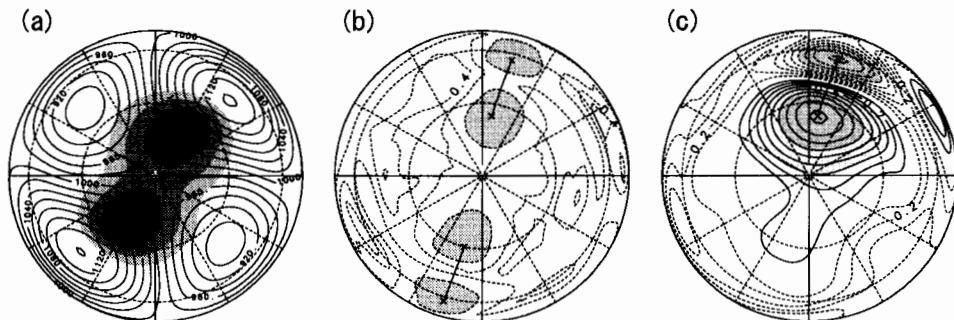


図8: WN2 実験の  $h_0=1000\text{m}$  の場合の(a)地表面気圧の時間平均と分散、(b)1点相関図および(c)図中の指標に対する相関図。(a)図において平均を等価線、分散を濃淡で表している。それ以外は図7と同じ。

関係をもつ領域の対が経度 170 度および 350 度付近の 2ヶ所に局所的に存在している(図 8(b))。そこは,Ps の分散が大きく上部対流圏ジェットの出口域のある経度とほぼ同じである。

次に,最も高い逆相関の関係をもつ 2 点を取り出し,それぞれ点の Ps の値を規格化し,高緯度側の点の値から低緯度側の値を引いたものを指標とした。そしてこの指標と各格子点での Ps との相関を計算した(図 7(c), 8(c))。 $h_0=0\text{m}$  の場合の相関パターンは,極域とそれを取り巻く中緯度とが反対符号をもつというものであり,EOF1 と似たものとなっている。一方, $h_0=1000\text{m}$  の場合は東西方向の範囲が限られた局所的な南北双極子構造をしている。また経度約 170 度および約 350 度の 2 つの高い逆相関領域でそれぞれ定義した 2 つの指標の相関は 0.17 であり,2 つのジェットの出口域における変動は同期していないことを示している。

### 3.2 WN1 実験

WN1 実験における Ps の EOF1(図 9)は,WN2 実験とは異なりすべての  $h_0$ において環状に近い構造をもっている。ただし  $h_0=0\text{m}$  以外の場合は波数 1 成分もみられ,中緯度では地形の谷にあたる経度 270 度付近で値が大きく,極を取り巻く極小域は山にあたる経度 90 度の方にずれている。特に  $h_0=400\text{m}$  の場合には波数 1 の成分が大きい。符号が反転する節となる位

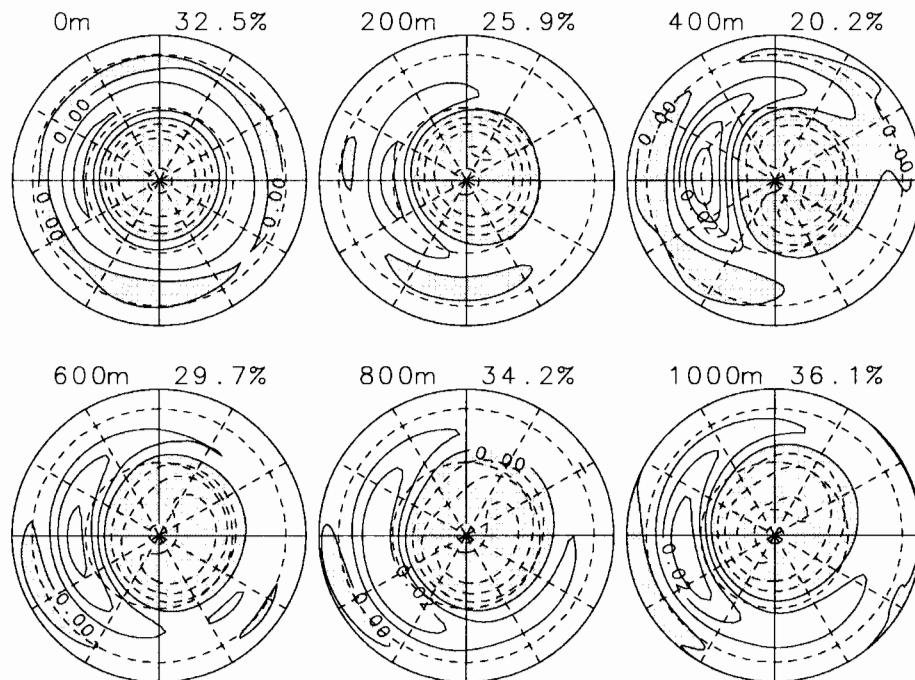


図 9: WN1 実験における地表面気圧の EOF1。ただし図の描き方は図 5 と同じ。

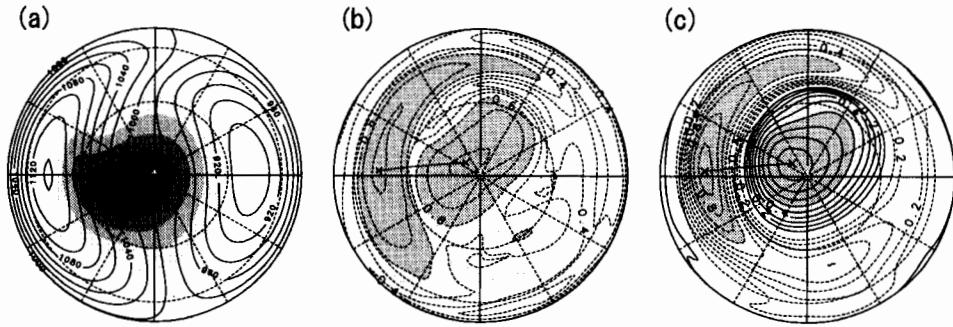


図 10: WN1 実験における  $h_0=1000\text{m}$  の場合の(a)地表面気圧の時間平均とその分散、(b)1点相関図および(c)図中の指標に対する相関図。図の描き方は図 8 と同じ。

置は  $h_0=0\text{m}$  よりも  $h_0=1000\text{m}$  の場合の方が低緯度にある。また寄与率は  $h_0=0\text{m}$  の場合の約 30% から  $h_0=400\text{m}$  の場合の 20% 近くまで減少し,  $h_0 \geq 600\text{m}$  では 30% 前後である。これら節の位置や寄与率の変化は WN2 実験の結果と似た特徴をもっている。

$\text{Ps}$  の分散をみると,  $h_0=1000\text{m}$  の場合は図 10(a)のように極から地形の谷にかけて大きな値を持っている。1点相関の結果(図 10(b))をみると, 高緯度と中緯度間の逆相関が高い領域が 270 度を中心に東西にのびて存在しているのがわかる。ただし WN2 実験とは異なり, 逆相関である領域の対は 1 つだけである。またこの対の高緯度側は極を取り巻いており, 中心は極に近い。WN2 実験の解析と同様に逆相関が最も高かった 2 点から指標を定義し, その指標に対する各格子点の  $\text{Ps}$  との相関を計算した(図 10(c))。この場合の相関パターンは環状に近く, EOF1 のパターン(図 9 右下)と似ている。

#### 4.まとめと議論

地形の振幅によって環状変動の実体は異なっている。 $U$  や  $\text{Ps}$  の EOF の寄与率や緯度構造などの特徴は  $h_0$  に依存しており,  $h_0=400\sim 500\text{m}$  付近で急に変化している。地形が小さな場合の大気変動は, WN2 実験, WN1 実験ともに経度方向の非一様性が小さく, 高緯度と中緯度間で逆相関の関係をもった変動が卓越している。EOF 解析と相関解析の結果はともに似た環状パターンであり, 環状変動が主要な変動成分であるといえる。

地形の振幅が大きな場合, WN2 実験, WN1 実験ともに  $\text{Ps}$  の EOF1 は環状であるが, その実体は地形が小さな場合の環状変動とは異なっている。WN2 実験では,  $\text{Ps}$  の分散の大きなところが 2ヶ所あり, その経度帯が限られている。これはストームトラックが 2つのジェットの出口域にそれぞれ形成されていることに因る。相関解析を行うと, それら 2つの経度帯で局在化した南北方向の双極子パターンが得られる。これらの領域間の相関は低く, 変動は同期していない。一方, WN1 実験では  $\text{Ps}$  の分散が大きなところは 1ヶ所だけであり極域を含んでいる。1点相関解析の結果は南北双極子パターンを示すものの, 相関の高い領域は広い経度帯に及び, その振動を表す指標を基準とした相関図は EOF1 のパターンと似て環状である。

この対応はWN2実験の結果と異なるが、それはWN1実験では変動の大きな領域が1ヶ所であることに因ると考えられる。

これら一連の実験により、表面地形の違いによって環状変動の性質に大きな違いが見られることが分かった。地形の振幅だけでなくその東西波数によっても環状変動の実体は大きく異なっている。地形の違いにより偏西風ジェットやストームトラックの経度構造が変化し、同時に大規模な長期変動の空間構造も変化している。

現実大気において、北半球では大規模山脈が存在し、変動の大きな対流圏ジェットの出口域が大西洋と太平洋の2ヶ所に存在する。一方、南半球は海洋がほとんどで、北半球に比べ地形が平坦であるので、対流圏ジェットの東西非一様性が比較的小さい。地形による惑星規模波動の影響を考えると、 $h_0$ が小さな場合が南半球の状況に近く、WN2実験の $h_0$ が大きな場合が北半球の状況に近いと考えられる。

### 参考文献

- Akahori, K., S. Yoden, 1997: Zonal Flow Vacillation and Bimodality of Baroclinic Eddy Life Cycles in a Simple Global Circulation Model. *J. Atmos. Sci.*, 54, 2349–2361.
- Ambaum, A. H. P., B. J. Hoskins, D. B. Stephenson, 2001: Arctic Oscillation or North Atlantic Oscillation? *J. Climate*, 14, 3495–3507.
- 地球流体電腦俱楽部, 1998: AGCM5.3. <http://www.gfd-dennou.org/arch/agcm5/>
- Deser, C., 2000: On the Teleconnectivity of the “Arctic Oscillation”. *Geophys. Res. Lett.*, 21, 1141–1144.
- Hartmann, D. L., 1995: A PV view of zonal flow vacillation. *J. Atmos. Sci.*, 52, 2561–2576.
- Thompson, D. W. J., J. M. Wallace, 1998: The Arctic Oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. *Geophys. Res. Lett.*, 25, 1297–1300.
- Thompson, D. W. J., J. M. Wallace, 2000: Annular modes in the extratropical circulation. Part I: Month-to-month variability. *J. Climate*, 13, 1000–1016.
- Wallace, J. M., D. S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the northern hemisphere winter. *Mon. Weather Rev.*, 109, 784–812.
- Wallace, J. M., 2000: North Atlantic Oscillation/annular mode: Two paradigms—one phenomenon. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 126, 791–805.
- Yoden, S., M. Shiotani, I. Hirota, 1987: Multiple planetary flow regimes in the Southern Hemisphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, 65, 571–586.

# 「北極振動」の力学、励起メカニズムについて

東京大学気候システム研究センター

木本 昌秀

## 1. はじめに

「北極振動」(Arctic Oscillation; AO) と呼ばれる大気循環の変動パターンが注目を集めている。基本的には、古くから北大西洋振動 (North Atlantic Oscillation; NAO) と呼ばれてきたモードとよく似ているが、Thompson and Wallace (1998; TW) らが海面気圧の第1経験的直交関数 (EOF) であらためて定義したもので、ほぼ同心円状の気圧偏差パターンが北極域と中緯度の間で逆符号となる特徴がある。これに伴い、成層圏にまで帶状風や気圧の偏差が及ぶ背の高い構造を持っていること、北欧～ユーラシア域の天候への影響が大きいこと、過去数十年の高緯度気温上昇トレンドや地球温暖化と密接な関係が疑われること、等々気候変動のさまざまな面において興味深い話題を提供している。

「北極振動」パターンは、Thompson and Wallace の定義によれば海面気圧や成層圏での高度偏差場における帶状成分の卓越が強調されるので、「北半球環状モード」とも呼ばれているが、実際にはとくに中緯度対流圏で大西洋と太平洋に偏差中心があり、非軸対称成分も無視できない。Deser (2000) や伊藤 (2002; 本号) らが指摘するとおり、中緯度の大西洋と太平洋の作用中心間の相関は低いので、帶状、または環状の見かけを強調することに否定的な見方も根強い<sup>1</sup>。

主として統計的考察に基づく「北極振動」の実体への疑惑は念頭に置きつつ、本稿ではまず、このモードの力学的出自に関する一つの見解を述べる。北極振動は、長期間のデータから統計的な主要変動モードとして定義されたものであるが、気候学的基本場のもとでの変動の主要モードとして力学的に同定することが可能であることを示す。すなわち、「北極振動」に伴う3次元的偏差場の構造が、北半球冬季の気候平均を基本場としたときの支配方程式の線型化演算子のもっとも減衰の少ない (least damped) モード (以下簡便に「中立モード」と呼ぶことが多い) として演繹できることを示す<sup>2</sup>。

中立モードは、その定義から、ランダムな外部強制 (非定常擾乱の影響等も含む) のもとでの大規模長周期変動においてもっとも卓越する偏差パターンである。つまり、特別な外部強制を必要とはしない。しかし、このことは、「より都合のよい強制パターン」の存在を否定するものではなく、モードの時間発展、持続性等を理解する上では「効率よい強制

<sup>1</sup> それゆえ、本稿の多くの場所で北極振動は括弧付きになっている。

<sup>2</sup> ことわっておくが、筆者は特段「北極振動／環状モード」シンパであるわけではない。以下で帶状平均とそれからのずれに分けた解析も示すが、正直なところ、AO と NAO をそんなに神経質に区別はしていない。

／励起メカニズム」を解明することは重要であると考える。数学的な操作からは必ずしもこれは自明ではない。したがって、本稿の後半では、これまでの観測事実等からいくつかのメカニズムの候補を挙げて議論することにしたい。

## 2. 「北極振動」の中立モード理論

本節においては、「北極振動」と呼ばれる偏差パターンが、北半球冬季の気候学的平均場のもとでのもっとも減衰の少ない線型モードとして力学的に演繹できることを示す。

問題を以下のように考える。

まず、大規模大気循環の支配方程式をシンボリックに、

$$\frac{dx}{dt} = F(x) + f, \quad (1)$$

と書く。太字は、風、気圧などを考えている領域全域、全層で離散化した、(長~い)列ベクトルである。右辺の  $f$  は、何かしらの「外部」強制のつもり。次に、気候学的平均、 $x_c$ 、からの偏差  $x_a (= x - x_c)$  は小さいとし、かつ、数週間以上の長周期変動を考えて時間変化項を無視すると、偏差場  $x_a$  を支配する方程式は近似的に、

$$\left. \frac{\partial F}{\partial x} \right|_{x=x_c} x_a + f_a = 0, \quad (2)$$

と書ける。ここで、 $\left. \frac{\partial F}{\partial x} \right|_{x=x_c}$  は、(1)の非線型演算子  $F(x)$  を線型化したヤコビアン行列を基本場  $x_c$  において評価したものである。偏差強制  $f_a$  は、海面水温等の偏差に伴う「外部」強制や、場合によっては、短周期擾乱の長周期成分に対する集団効果<sup>3</sup>のようなものを含めてもよい。「強制」  $f_a$  がわかつておれば、

$$x_a = -A^{-1}f_a \quad (3)$$

とすれば、「応答」  $x_a$  が求まる。ここで、簡単のため  $A \equiv \left. \frac{\partial F}{\partial x} \right|_{x=x_c}$  と定義した。実際には、 $f_a$

は時々刻々形を変えるであろう。そう考えたとき  $x_a$  にはどんなパターンが卓越するだろうか？

このことを考えるのに行列  $A$  を次のように特異値分解すると都合がよい；

$$A = U \Sigma V^T. \quad (4)$$

ここで、 $\Sigma$  は、特異値  $\sigma_i (i=1,2,\dots)$  を対角要素を持つ対角行列、 $U \equiv (u_1, u_2, \dots)$ 、 $V \equiv (v_1, v_2, \dots)$  はそれぞれ、左および右特異ベクトル  $u_i, v_i$  を列要素を持つ行列である（上添え字  $T$  は転置を表す）。これを用いると、(3)は、

<sup>3</sup> しかし、実際それはある程度  $x_a$  の関数である。

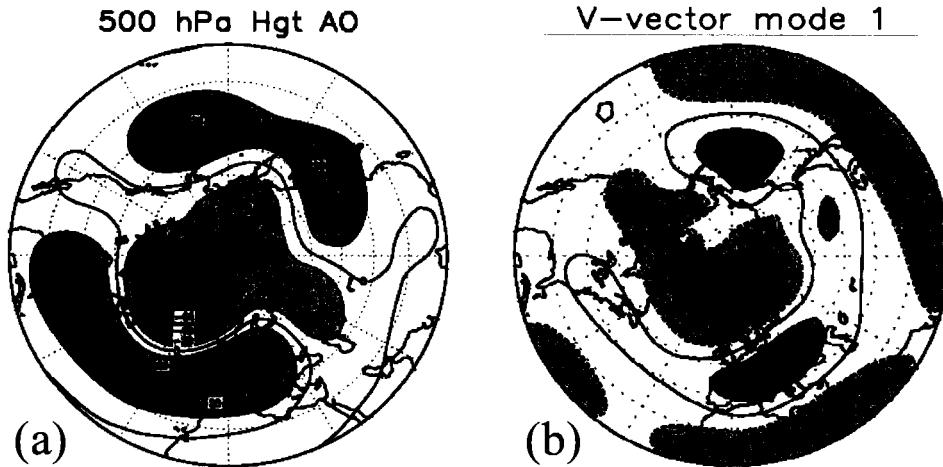


図1 (a) 「北極振動」に伴う 500hPa 高度偏差のパターン. (b) 観測された気候場を基本場とする 2 層準地衡風モデルの第 1 特異モード.

$$\mathbf{x}_a = - \sum_i \mathbf{v}_i \frac{\mathbf{u}_i^T \mathbf{f}_a}{\sigma_i}, \quad (5)$$

と書けるので、 $\mathbf{f}_a$ に特定の形が卓越しないとき（～強制が空間方向にランダムなとき）には、特異値の小さい（～ $i$ の小さい）右特異ベクトル $\mathbf{v}_i$ が「応答場」で卓越することがわかる。実際は、強制がランダムかどうかはまったくわからないのであるが、とりあえず特異値の小さい特異ベクトルの形を調べておきたい。

観測された北半球冬季の気候学的平均場を基本場として第 1 特異ベクトルを計算した結果が図 1 (b) である。計算には、Itoh & Kimoto (1999) の 2 層北半球準地衡モデルを用い、図には 400hPa 面の高度偏差を示した。一方、図 1(a) は、Thompson & Wallace にならって 1000hPa 高度（～海面気圧）の EOF 第 1 モード（「北極振動」）を作り、その月別時係数と観測された 500hPa 高度偏差場の回帰係数を求めたものである。両者寸分の違いなし、とはしないが、北極域の偏差中心とそれを取り囲む中緯度のドーナツ状の逆符号偏差、とくに北大西洋～北欧域の「北大西洋振動」に似た部分の一致は驚くべきである。東ユーラシアから北太平洋中緯度域の様相も観測されたパターンに類似した成分を持っている。

第 1 特異モードは、定義によりもっとも小さい特異値を持つモードであり、

$$\mathbf{A}\mathbf{v}_i = \sigma_i \mathbf{u}_i, \quad (6)$$

が成り立つので、時間変化率のもっとも小さい、すなわち、減衰のもっとも小さい～中立にもっとも近いモードである。これが、EOF のように長周期で卓越する統計的モードをよく表し得ることがわかった。

似ている、似ていないには主觀が伴うが、一応、「北極振動」パターンと特異ベクトルの類似性を認めるとする前提のもとで、本計算の過程を吟味すると、まず、強制項が（統計

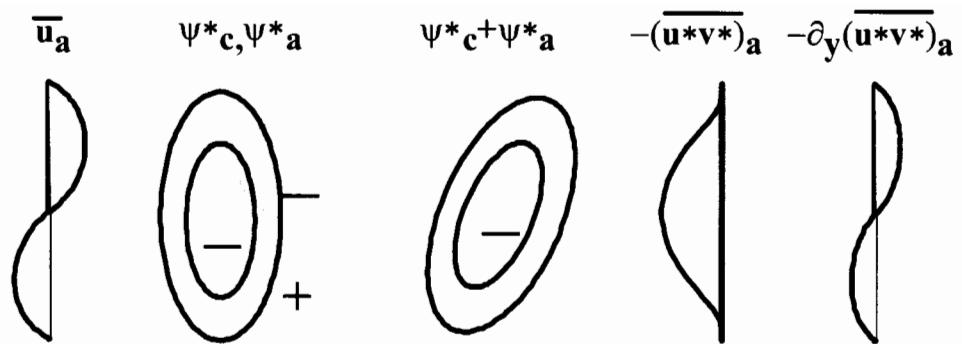


図2 帯状流と定常波の間に働く正のフィードバックを説明する模式図 (Kimoto et al. 2001). 本図では overbar が帯状平均、asterisk が帯状平均からのずれ（非対称渦）を表す。左から順に、まず帯状流偏差が生じると、それが気候平均基本場の非対称成分を移流して、非対称渦の偏差を作り、基本場+偏差渦は北東一南西の傾きを持つ。その結果、渦は北向きの西風運動量輸送を生じ、元の帯状流偏差をますます強める方向に働く。

的に) ランダムである、という仮定は致命的ではなかったことがわかる。これは、 $f_o$  がランダムだ、ということではなく、特異値のスペクトル（割愛）において第1モードの小ささが卓越していたことを意味している。次に、本計算においては、帯状平均場を一切特別扱っていない。帯状成分の卓越は、演算の結果として得られたものである<sup>4</sup>。それから、対流圈2層の計算であるので、本計算の範囲では成層圏力学は本パターンの形成に無関係であることがわかる。さらに、2層の傾圧性を許してはいるが、後に述べることからも順圧過程がパターン形成に本質的であると考えられる。最後に、本計算では、大規模偏差場のもとで変化する短周期擾乱の長周期成分へのフィードバック効果は考慮されていない。あつたとしても<sup>5</sup>その効果は2次的である。

Kimoto et al. (2001)は、同様の中立モード解析を20層の線型プリミティブモデルを用いて行った（木本ほか（2001）に和文解説あり）。同論文では、成層圏を含む20層という膨大な行列計算を避けるため、偏差場をさらに帯状流（=軸対称成分）とそれからのずれ（=非対称渦）に分け、オーダー的に小さい、非対称渦偏差同志が帯状流にフィードバック

<sup>4</sup> だからといって、ゾーナルな「北極振動」を無条件に支持するものではない。演算命題が「北半球全域で積分してもっとも時間変化率の少ないモードを求めよ」であったことの反映であろう。北半球で EOF 解析するのと似た事情がある。（しかし、渡部雅浩君と行った別計算では、北大西洋のみにランダム強制を与えて求めた特異モードが NAO に似ていたので、NAO~AO がここでいうような中立内部モードであることに疑いは持っていない。）筆者は、「北極振動」に実体があるか否かの議論に深入りするつもりはないが、このような長周期変動パターンの議論においては、同時相関係数の有意性にのみ根拠を置くのはやや一方的ではないかという気がしている。

<sup>5</sup> もろもろの計算により、あって、しかも positive であろうとは思っている。

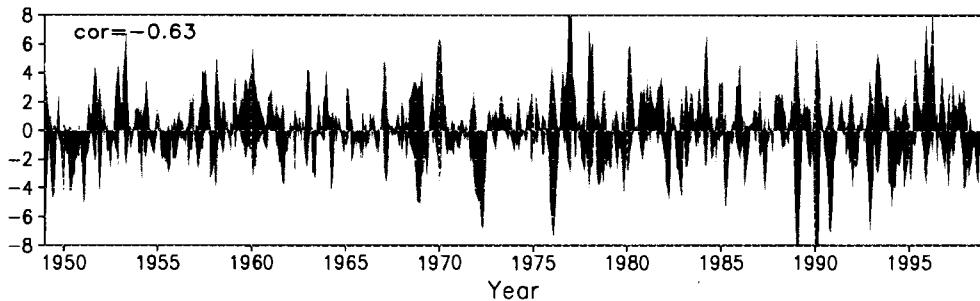


図3 濃い陰影は、300hPa 帯状平均西風の偏差（ $35^{\circ}\text{N}$ と $55^{\circ}\text{N}$ の差）。薄い陰影は、 $35^{\circ}\text{N}$ と $55^{\circ}\text{N}$ の間で積分した非対称渦による北向き西風運動量輸送の偏差。横軸は時間。時系列には3か月移動平均をかけた。

するプロセスを省略した。しかし、結論は本質的に違わない。そこで述べたように、第1特異モードの（準）中立性は、帯状流偏差と定常非対称渦の間に働く順圧的な正のフィードバックが、一般的な減衰効果に抗する、という形で実現している。すなわち、 $35^{\circ}\text{N}$ と $55^{\circ}\text{N}$ に極大を持つ帯状西風偏差が気候場の非対称渦成分に当たって非対称渦偏差を作り、それが定常非対称渦の水平軸の傾き～西風運動量輸送を誘起して、帯状流偏差をさらに強めるというプロセスである（図2参照）。300hPa 付近でもっとも盛んなこのようなフィードバックの存在は、図3に示した  $35^{\circ}\text{N}$  と  $55^{\circ}\text{N}$  の帯状流偏差のシアと同緯度間の非対称渦による西風運動量輸送の（負相関）時系列に明らかである<sup>6</sup>。

Kimoto et al. (2001)は、ここに述べたような順圧フィードバックが、気候平均場の非対称渦の水平スケールの小さい北大西洋で、太平洋に比べて効果的に働くことが、AOにおいて NAO 的成分が卓越する理由であるとした<sup>7</sup>。

### 3. 効率的な励起メカニズム？

前節に述べたように、「北極振動」のようなモードは、基本的には特別な外部強制がなくとも長周期で他のパターンに卓越して現れ、その極性は（長続きはするものの）ほとんど偶然に決まるものと考えられる。しかし、そこに多少の必然はないものであろうか？そうでなくてはAOというかNAOが北大西洋の特異な海面水温偏差とともに顕著な十年規模変動を示す（渡部, 2001）理由が考えにくいではないか。準中立的な内部モードに対する効率的な強制／励起メカニズムの同定は、長期予報の成功やより長周期の気候変動メカニズムの解明にとって非常に重要な課題であると考える。

<sup>6</sup> 図3では、非対称渦偏差に非定常成分も含めているが、北半球では定常成分による寄与が支配的であることは別途確認済みである。逆に、南半球の「南極振動」では非定常成分が支配的。

<sup>7</sup> 同論文において帯状流と非対称渦成分に分けたのは計算の便宜上のことであり、実際には、北大西洋のローカルな定常渦とより大きな広がりを持つ西風成分の相互作用と考えた方がよいのであろう。

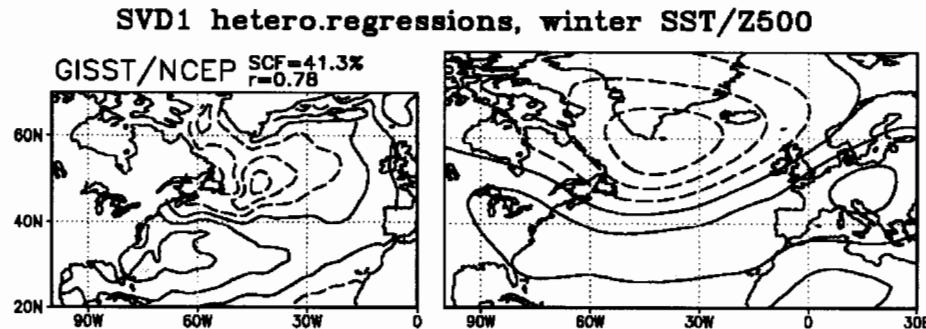


図4 北大西洋において海面水温偏差（左）と 500hPa 高度偏差（右）場の間でもっとも相関のよいパターン（特異値分解（SVD）解析の結果；Watanabe and Kimoto, 2000 より）。

前節の算術を振り返れば、 $\mathbf{u}_1$ -ベクトルの形を調べればよいではないかということになる。しかし、(6)式でわかるように $\mathbf{u}$ -ベクトルは $\mathbf{v}$ -ベクトルの tendency にあたるので必然的に細かいスケールが卓越し、より高い精度の解析が必要とされる。さらにより本質的に、 $\mathbf{f}_a$ としてどのような物理的プロセスが可能かという問題もある。したがって、ここでは AO/NAO の効率的な励起メカニズムの本格的な研究はこれから、ということにして、現状でいくつか考えている候補について若干の支持証拠とともに議論するにとどめざるを得ない。

まず、北大西洋十年規模変動に関連して議論されているように、中緯度海面水温偏差が NAO を励起できるか否か。これに関しては議論百出である。三極子 (tripolar) 型と呼ばれる特徴的な海面水温偏差 (SSTA) パターンが NAO と同時相關的に観測されることはよく知られている（図4）。しかし、熱帯と異なり、中緯度海洋では、大気が海水温偏差を駆動する効果が圧倒的に逆の場合を凌駕し、仮に海洋から大気への強制があるとしても観測的にそれを取り出すのは難しい。さらに、SSTA を与えて走らせた多くの大気大循環モデル実験も、ジェット気流やストームトラックの微妙な位置、強さの再現精度に結果が依存してしまい、モデルによって結果が異なる混乱を招いている。近年になってようやく、数十年にわたって観測されたSSTAを与え続けたアンサンブル実験によって NAO の十年規模変動が再現された (Rodwell et al., 1999; Mehta et al., 2000) とか、大気–海洋混合層結合モデルや線型モデルを巧みに用いて弱いながらも海洋の大気への強制の存在をつかんだ (Watanabe and Kimoto, 2000, 2001) といった微妙な証拠があがってきた段階である。

2番目のメカニズムとして秋のユーラシア東部の積雪偏差を考えてみたい。Watanabe and Nitta (1999) は、観測データから秋のユーラシア東部の積雪面積偏差と引き続く冬の AO パターンの極性に時差相関があることを示した（図5）。秋に積雪が少ないと引き続く冬に AO の positive phase、つまり、日本が暖冬になる phase が卓越する。Watanabe and Nitta (1998) では、AO の positive phase が卓越した 1988/89 年の冬のケースについて大気大循環モデルを積雪偏差で強制する実験を行っている。Cha and Kimoto (2001) は、同年に

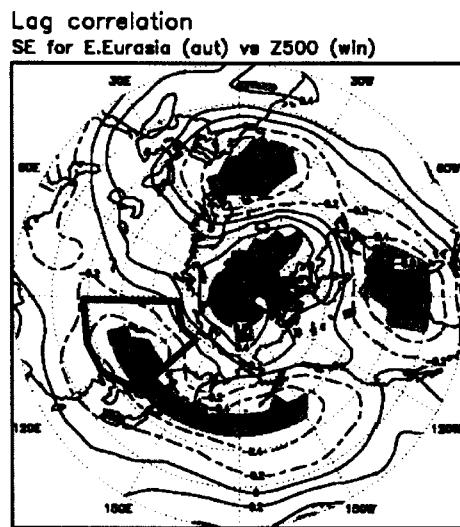


図5 秋のユーラシア東部（図の扇形域）の積雪面積偏差時系列と引き続く冬の北半球 500hPa 高度偏差場の時差相関図 (Watanabe and Nitta, 1999 より).

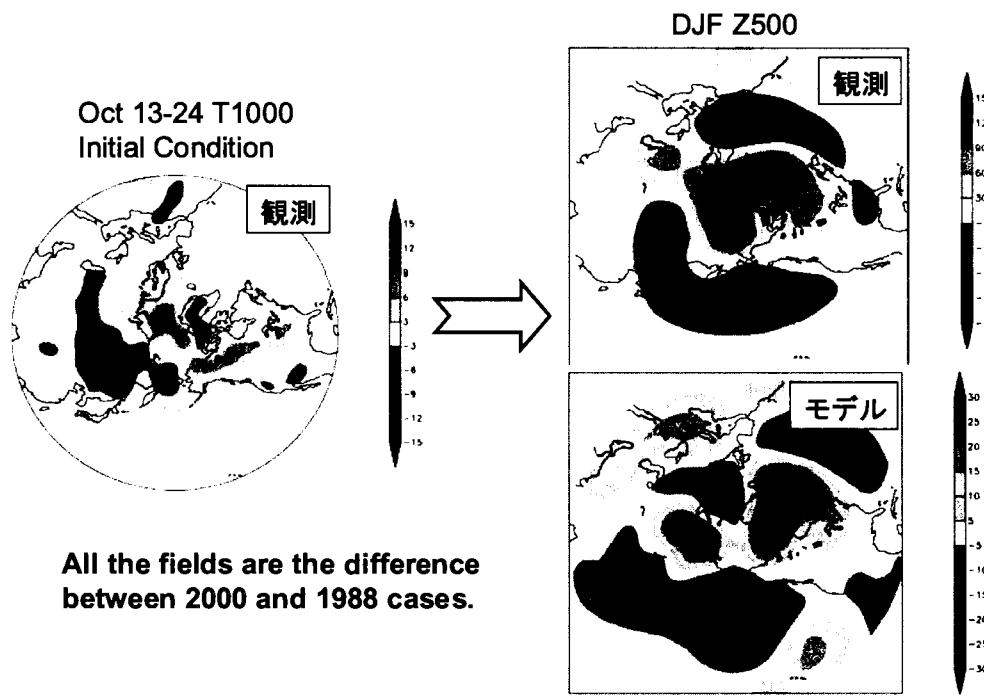


図6 (左) 10月13-24日の10日間の1000hPa気温の2000年と1988年の差。ユーラシア東部で負。  
(右)引き続く12-2月3か月平均の500hPa高度の2000/01年と1988/89年の差。上段はNCEP/NCAR  
再解析値、下段はそれぞれの年10メンバーアンサンブル予報値の差。

negative phase の卓越した 2000/01 年も加え、積雪偏差でなく、10 月の実際の大気の初期値を与えた 10 メンバーアンサンブル hindcast 実験を行い、雪が多く（あるいは少なく）ユーラシア東部の地表付近の大気が冷えて（暖まって）いる状態から始めると、引き続く冬の AO の phase、とくに日本付近の高度場偏差が定性的に正しく予報できることを示した（図 6）。Thompson and Wallace (1998) がすでに指摘しているように、AO は同時相関としてユーラシア北部下層大気の気温偏差を伴っている。ここに述べた関係もそれに似てはいるが、雪が先に来るという意味で微妙に異なっている。現に 1988/89 年も 2000/01 年も秋の高度偏差は AO とは異なるパターンであった。さらに慎重な追試が必要であるが、長期予報の観点からも興味深い課題であろう。

この他にも AO/NAO の潜在的な励起メカニズムとしていくつかのプロセスが考えられる。本田や中村のアリューシャンーアイスランドシーソーにも関連した太平洋からの影響や、熱帯大西洋からの影響 (Watanabe and Kimoto, 1999)，成層圏からシグナルが降りてくるという小寺ほかの指摘もある。地球温暖化時の AO ライクな応答についても詳細はまだはつきりしない。ランダム強制でも卓越するようなモードだからいろいろあってあたりまえか？それはそうであるが、個々のプロセスごとに preferred polarity はあるはずなのである。さらに、複数の競合する強制メカニズムが考えられるからこそ、より定量的に精度の高いモードの理解と再現性が要求されるのだと考える。

## 6. おわりに

EOF 解析で得られた「北極振動」のようなパターンを安直にモードと呼ぶことについては懐疑的な意見があつてしかるべきである。そうであるからこそ、力学的なパターン形成の理解や強制メカニズムの定量的な解析が求められる。観測データは真実であるが、一方、複雑であるがゆえに本質を看破することが難しい。数値モデルは不十分な場合も多いが、その助けを得ることによって、サインとコサインで書かれたクラシックな波動モードだけでなくより現実的な変動パターンの立ち居振る舞いを議論できるようになったことは喜ぶべきことではなかろうか。

本報告の内容は、渡部雅浩、Fei-Fei Jin、安富（竹見）奈津子、Eun-Jeong Cha 各氏との共同研究の成果に基づくものである。

## 参考文献

- Cha, E.-J., and M. Kimoto, 2001: The Autumnal Snow Cover, the Arctic Oscillation, and the East Asian Winter Monsoon. Proceedings of the Third International Symposium on Asian Monsoon Systems, December 11-14, 2001, Okinawa, Japan, 266-269
- Deser, C., 2000: On the teleconnectivity of the "Arctic Oscillation." *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 779-782.
- Itoh, H., and M. Kimoto, 1999: Weather regimes, low-frequency oscillations, and principal patterns of variability: A perspective of extratropical low-frequency variability, *J. Atmos. Sci.*, **56**, 2684-2705.

- 木本昌秀, F.-F. Jin, 渡部雅浩, 安富奈津子, 2001: 北極振動の力学. 月刊海洋, 号外 No.24, 157-161.
- Kimoto, M., F.-F. Jin, M. Watanabe, and N. Yasutomi, 2001: Zonal-eddy coupling and a neutral mode theory for the Arctic Oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 737-740.
- Mehta, V. M., M. J. Suarez, J. V. Manganelli, and T. L. Delworth, 2000: Oceanic influence on the North Atlantic Oscillation and associated Northern Hemisphere climate variations: 1959-1993. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 121-124.
- Rodwell, M. J., D. P. Rowell, and C. K. Folland, 1999: Oceanic forcing of the wintertime North Atlantic Oscillation and European climate. *Nature*, **398**, 320-323.
- 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.
- Watanabe, M., and T. Nitta, 1998: Relative Impacts of Snow and Sea Surface Temperature Anomalies on an Extreme Phase in the Winter Atmospheric Circulation. *J. Climate*, **11**, 2837-2857.
- Watanabe, M., and T. Nitta, 1999: Decadal changes in the atmospheric circulation and associated surface climate variations in the Northern Hemisphere winter, *J. Climate*, **12**, 494-510.
- Watanabe, M., and M. Kimoto, 1999: Tropical-extratropical connection in the Atlantic atmosphere-ocean variability, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2247-2250.
- Watanabe, M., and M. Kimoto, 2000: Atmosphere-ocean thermal coupling in the North Atlantic: A positive feedback, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 3343-3369.
- Watanabe, M., and M. Kimoto, 2001: Corrigendum. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**, 733-734.
- 渡部雅浩, 2001: 北大西洋 10 年規模変動にまつわるプロセス. グロースペッター, **39**, 33-48.

# 南半球環状モードの遷移過程

## Part 1: 極向き遷移

塩竈 秀夫

京都大学大学院理学研究科

寺尾 徹

大阪学院大学情報学部

木田 秀次

京都大学大学院理学研究科

### 概要

南半球環状モード (SAM) の極向き遷移過程を NCEP/NCAR 再解析データを用いて調べた。遷移過程の前半においては、短周期擾乱より先行して、東西波長 7000km の準定常ロスビー波である長周期擾乱が活発に作用した。極ジェットの下流において、長周期擾乱はその活動度を赤道方向へと散逸することで、極ジェットの出口部を東へと引き延ばし、かつ亜熱帯ジェットと引き離してダブルジェット構造を作り出した。この結果は遷移の引き金となる現象を理解する上で重要であり、遷移の発生を予報するためにも有益であろう。

短周期擾乱は長周期擾乱の後に続いて、インド洋上で極ジェットのコア部を高緯度へと押しやる。先行して働いた長周期擾乱は遷移の前半でその役割を終えるが、短周期擾乱は引き続き遷移後の高緯度に移動した極ジェットを維持する。

### 1 はじめに

冬季南半球対流圏で南半球環状モード (以下 SAM) は卓越した季節内変動として知られている (Rogers and van Loon 1982; Kidson 1988b; Karoly 1990; Thompson and Wallace 2000)。SAM は南極上空とその周りの中高緯度にそれぞれ逆符号の東西一様性の強い高度場偏差を持つ。鉛直構造としては対流圏全層で等価順圧構造を示す。この南北の高度場偏差の対は極ジェットの南北移動を表している (Kidson and Sinclair 1995; Lorenz and Hartmann 2001)。帶状平均場で見たとき気候値で 50°S にある極ジェットが、SAM に伴って南北に 10° ほど移動する (Yoden et al. 1987; Kidson 1988a; Nigam 1990; Hartmann and Lo 1998; Itoh et al. 1999)。

極ジェットが極端に極よりも赤道よりもある場合 (以下極値フェーズと呼ぶ)、短周期擾乱との相互作用でその極端な位置が長時間維持されることがわかっている (Robinson 1991;

Yu and Hartmann 1993; Robinson 1996; Hartmann and Lo 1998; Kidson and Watterson 1999; Limpusvan and Hartmann 2001; Lorenz and Hartmann 2001)。しかし、その持続期間は不規則であり、両極値フェーズ間の遷移がいつおきるのかは予測できない(Yoden et al. 1987; Hartmann and Lo 1998; Itoh et al. 1999)。Shiotani (1990) は現実大気の観測から、Kidson and Watterson (1999) は数値モデルの結果から SAM の遷移には擾乱の運動量フラックス偏差が先行することを示している。彼らの研究は帯状平均した場についての解析結果である。しかし遷移過程の解析を帯状平均場で行うことには疑問がある。SAM は極ジェットの南北変動を表しているが、南半球冬季の極ジェットは東半球に偏って存在し、特にインド洋で風速が強い(例えば James 1994 の図 7.11 参照)。Shiogama et al. (2002a) は現実大気の観測から、極向き遷移中には、短周期擾乱のパケットが極ジェットの強いインド洋上に入り込み、その場所で強い極向きの西風渦運動量フラックスを放出することを示した。また赤道向き遷移時は、パケットがインド洋から抜けだし、そのために赤道向きの西風渦運動量フラックス偏差が見られた。この結果は、SAM の遷移が経度方向に局在した特定の場所でおきる過程を含むことを示している。そのため次のような疑問がわいてくる。SAM の遷移過程は特定の経度帯から始動しないか?もし遷移が始まる場所が限定されており、その場所を特定することができれば、現実大気での SAM の予報に対する大きな寄与が期待される。この問題の解決が本研究の目的の 1 つである。さらに遷移を引き起こす現象についても調べる。

本研究では、極向きの遷移過程についての結果のみを述べる。赤道向きの遷移過程と、両遷移過程の比較は関連する論文 (Shiogama et al. (2002b)) で議論する。第 2 節でデータ、手法および極値フェーズの定義に関して述べる。解析の結果は第 3 節で、結論は第 4 節で示される。

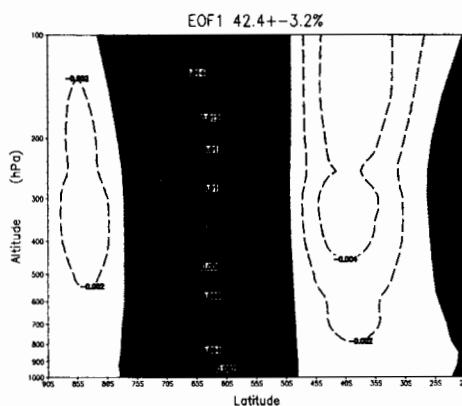


図 1: 帯状平均帯状流の主成分分析第 1 モード。寄与率と North et al. (1982) テストで求められるサンプリングエラーを図上に示す。実線は正の値、破線は負の値を示し、正の値を持つ場所は陰影を重ねている。センター間隔は 0.002 で、0 線は除いている。

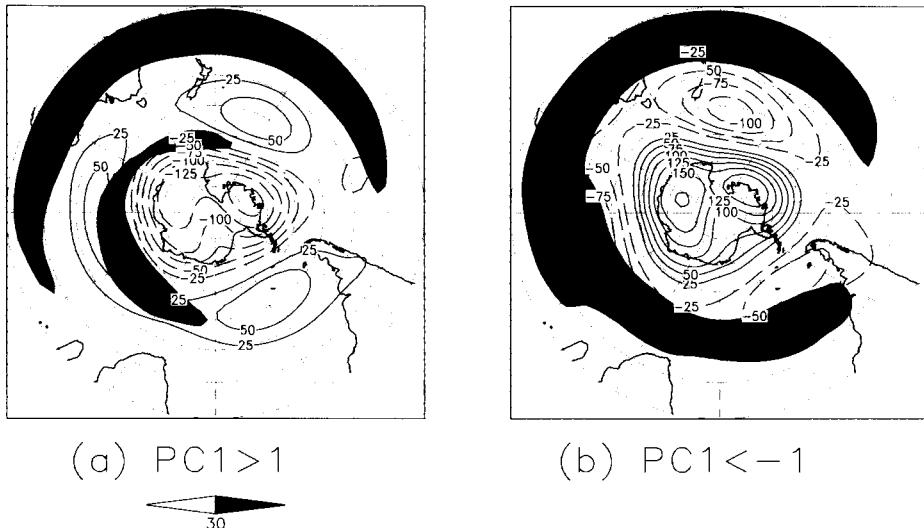


図 2: 300-hPa 面での水平風とジオボテンシャル高度偏差のコンポジット図。それぞれ  $PC1$  が (a) 1 以上と (b) -1 以下の場合の平均。風速  $30 \text{ ms}^{-1}$  以上の領域を陰影で表す。実線は正の、破線は負の高度場偏差を表す。コンター間隔は 25 m で、0 線は除いている。

## 2 データ、手法および極向き遷移の定義

National Centers for Environmental Prediction / National Center for Atmospheric Research (NCEP/NCAR) の再解析データを用いる (Kalnay et al. 1996)。解像度は緯度経度とも  $2.5^\circ$  グリッドである。南半球冬季 (6-8月) のデータのみを 1979 年から 1999 年の 21 年間にわたって解析する。ただし移動平均値を計算するために必要な場合のみ 5 月と 9 月のデータを追加する。気候値季節進行偏差は前もってデータから除去する。気候値季節進行偏差は次のように得られる。各カレンダー日の 21 年平均値を計算する。さらに 31 日移動平均フィルターをかける。最後に全解析期間の平均値をのぞく。

任意の変数 (ここでは  $a$  とする) を 3 つの成分に分ける。

$$a = a_{LF} + a_{HFT}, \quad (1)$$

$$a_{LF} = a_{CF} + a_{LFT}. \quad (2)$$

ここで  $a_{LF}$  と  $a_{HFT}$  はそれぞれ 10 日長周期または短周期フィルターをかけた成分である。さらに  $a_{CF}$  は  $a_{LF}$  を注目する期間で平均したものを表し、 $a_{LFT}$  はそこからのずれを表す。以下  $a_{CF}$ 、 $a_{LF}$ 、 $a_{LFT}$ 、および  $a_{HFT}$  をそれぞれ'コンポジット成分'、'長周期成分'、'長周期擾乱 (LFT)'、'短周期擾乱 (HFT)'と呼称する。

Eliassen-Palm (E-P) flux および local E-P flux を評価する。前者は準地衡方程式系で

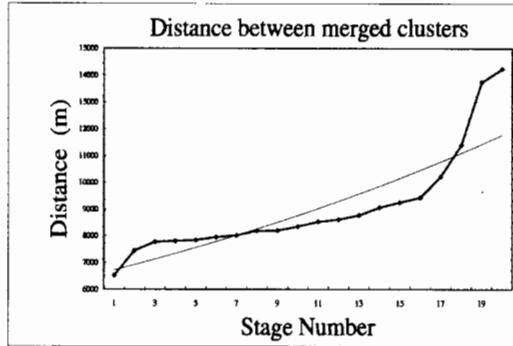


図 3: 500hPa 高度場の時間発展をクラスター分析した場合の、各ステージで集約された 2 クラスター間の距離を太線で表す。細線は近似指指数曲線。

は次式のように計算される (Edmon et al. 1980)。

$$\mathbf{F}_\lambda \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ -\overline{[u_\lambda^* v_\lambda^*]} \\ \frac{f}{\Theta_{0p}} \overline{[v_\lambda^* \theta_\lambda^*]} \end{pmatrix} \quad \lambda = CF, LFT, HFT. \quad (3)$$

ここで  $u$ 、 $v$ 、 $\theta$ 、 $f$  および  $\Theta_0$  はそれぞれ東西風、南北風、温位、コリオリパラメーター、そして温位気候値の等気圧面における平均値である。 $[ \cdot ]$  と  $*$  は帶状平均とそこからのずれを、バーは注目する期間での時間平均を表す。Local E-P flux は次式で計算される (Hoskins et al. 1983; Trenberth 1986)。

$$\mathbf{E} u_\lambda \equiv \begin{pmatrix} \overline{v_\lambda^2} - \overline{u_\lambda^2} \\ -\overline{u_\lambda v_\lambda} \\ \frac{f}{\Theta_{0p}} \overline{v_\lambda \theta_\lambda} \end{pmatrix} \quad \lambda = LFT, HFT. \quad (4)$$

Local E-P flux は帶状平均子午面における 2 次元フラックスである E-P flux を 3 次元でのフラックスに拡張したものである。そのため逆に Local E-P flux を帶状平均すると E-P flux が得られる。E-P flux に明瞭な偏差がみられた場合、対応する local E-P flux と比較することで、どの経度で偏差が生み出されているか知ることができる。この研究では両フラックスの南北成分だけを示す。南北成分は擾乱の運動量輸送も表し、フラックスと逆方向に西風運動量を輸送する。

長周期擾乱および短周期擾乱による高度場強制力を次式によって求める (Nakamura 1992)。

$$\frac{\partial Z_\lambda}{\partial t} \equiv \frac{f}{g} \nabla^{-2} (-\nabla \cdot \overline{\mathbf{v}_\lambda \zeta_\lambda}) \quad \lambda = LFT, HFT. \quad (5)$$

NO.	DATE	Cluster NO
1	26/8/1981	1
2	4/7/1983	1
3	26/6/1985	1
4	26/7/1986	1
5	12/6/1987	2
6	17/7/1987	1
7	3/8/1987	1
8	19/7/1988	1
9	11/6/1990	1
10	31/7/1990	1
11	8/8/1991	1
12	24/8/1991	1
13	22/8/1993	1
14	3/6/1994	1
15	25/7/1994	3
16	2/7/1996	1
17	17/8/1996	2
18	25/8/1998	3
19	3/7/1999	1
20	29/7/1999	1
21	14/8/1999	3

表 1: 極向き遷移過程の基準日一覧。右列に各事例が属するクラスターの番号を示す。詳細は本文参照。

ここで  $v_\lambda$  と  $\zeta_\lambda$  はそれぞれ擾乱の水平風ベクトルと相対渦度であり、 $g$  は重力加速度を表す。

SAM の変化を表すインデックスは、多くの研究と同様に次のようにして得られる (Yoden et al. 1987; Kidson 1988a; Nigam 1990; Hartmann and Lo 1998; Itoh et al. 1999)。まず、帯状平均帶状流における長周期成分の気候値からのずれを主成分分析する。図 1 に主成分分析第 1 モードを示す。40°S と 60°S に逆の極を持ち、鉛直に等価順圧な構造を示す。このモードは全体の分散の 42.4% を説明する。第 1 モードの主成分時系列に 10 日長周期フィルターをかけ、さらに標準化したものを SAM の変動を表すインデックスとし、以下 PC1 と呼称する。

ここで参考までに SAM の極値フェーズを簡単に記述する。図 2a および 2b のセンターは、それぞれ 300-hPa 面におけるジオポテンシャル高度の気候値からの偏差を  $PC1 \geq 1$  または  $PC1 \leq -1$  の場合に平均したものである。 $PC1 \geq 1$  ( $PC1 \leq -1$ ) の時、南極は負(正)の偏差に覆われ、その周りを正(負)の偏差が囲む。これらは Kidson(1988b) などと同様の結果である。陰影はジェットストリームの位置を表す。 $PC1 \geq 1$  の時、極ジェットがインド洋から西太平洋上を 0°E, 50°S から 180°E, 60°S にかけてのびている。もう一つの亜熱帯ジェットは 20-30°S の緯度線に沿ってインド洋から東太平洋にかけて存在する。 $PC1 \leq -1$  の時、極ジェットは 40°S まで低緯度に移り、亜熱帯ジェットとつながっている(例えば Kidson and Sinclair 1995)。

極向きの遷移の発生を PC1 を用いて定義する。PC1 が -0.5 から +0.5 まで増加する事例を探す。PC1 が初めて 0 以上の値をとる日を基準日とする。少なくとも基準日の前後 2 日、併せて 5 日間にわたって単調増加する事例のみを極向き遷移が発生したと定義する。21 年間の解析期間で 21 ケースが見つかった。全事例の基準日を表 1 に示す。

こうして選ばれた 21 事例を、さらにクラスター解析によって分類する。クラスター解析

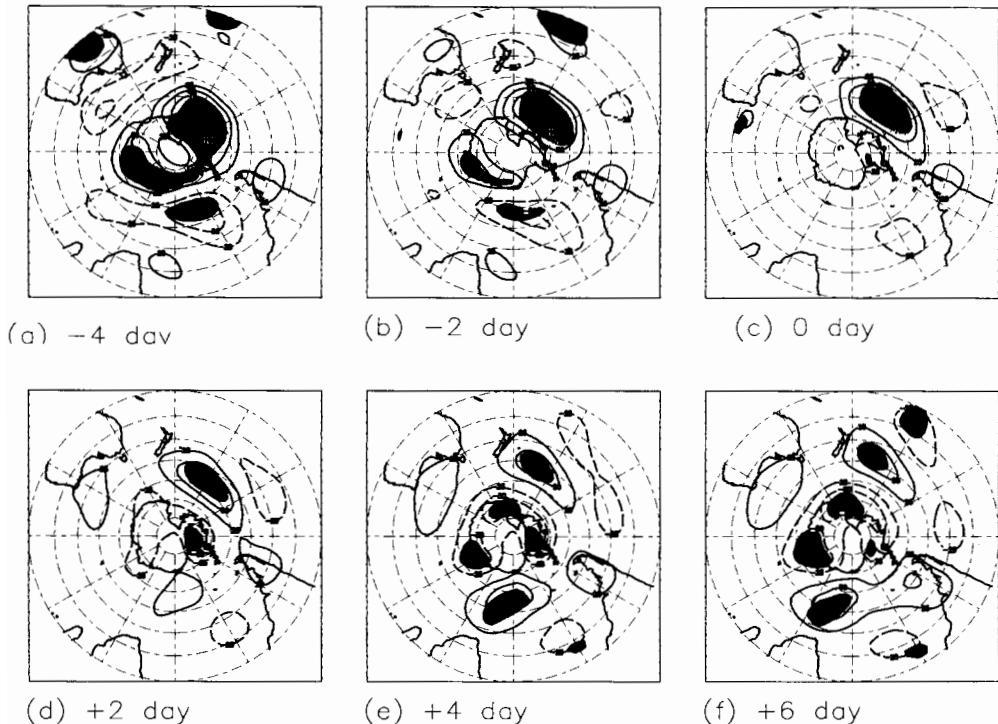


図 4: 極向き遷移過程における 300-hPa 高度場偏差のずらしコンポジット図。各図はそれぞれ (a) lag -4 日から (f) lag +6 日における平均を表す。実線は正の、破線は負の高度偏差を表す。センター間隔は 25 m で、0 線は除く。正(負)に 90%有意水準を満たす場所を明(暗)陰影で表す。

に関する詳細な記述は Wilks (1995) に譲るとして、ここでは簡略な説明のみをする。簡単に言って、クラスター解析は、'距離'という概念を用いて、サンプルをいくつかのクラスターと呼ばれるグループに分類する手法である。2つのサンプルまたはクラスター間の距離が小さいと言うことは、その間の差異が小さいことを示す。クラスター分析の各ステージにおいては、もっとも距離の近い2つのサンプルまたはクラスターを1つのクラスターに集約する。距離にはいろいろな定義が存在するが、Wilks (1995) の式 (9.77) によって求められる *Average-linkage-distance* を用いる。ここでは長周期 500-hPa 高度場の lag -10 日から lag +4 日にかけての時間発展をクラスター分析にかける。その前に、 $20^{\circ}\text{S}$  より北のデータは除き、 $\cos\phi$  の重みをかける。ここで  $\phi$  は緯度である。各ステージで集約された2つのクラスター間の距離を図 3 に示す。近似指數曲線も重ねている。距離はステージ 19 以後、顕著に大きくなる。それはつまりステージ 18 までに集約されて残っている3個のクラスターは、それぞれの間の差異がとても大きいことを表す。3つのクラスターが含むケース数はそれぞれ 16、2、3 個である (表 1)。以下では、16 個の事例を含む最初のクラスターに関する結果のみを示す。この場合の結果は全 21 事例を用いた解析結果と本質的には変わ

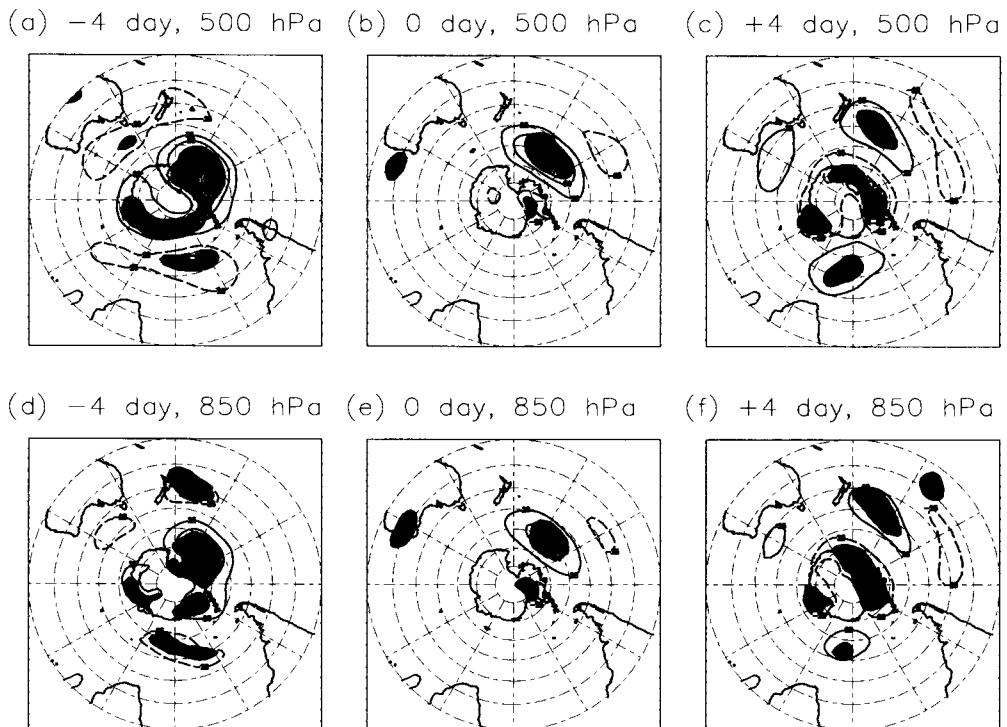


図 5: 図 4 と同様だが、ただし上図は 500-hPa、下図は 850-hPa でのもので、かつ左図は-4 日、中図は 0 日、右図は+4 日のものを表す。

らない (not shown) が、統計的有意性がよりはつきりしている。

次節以降、時間ずらしコンポジットを計算していく。その際、サンプリング誤差を減少させるために、各ずらし日における値はその前後 2 日の 5 日間における平均値とする。そのため各コンポジット図は 80 日間のサンプルから作られ、その中には 16 自由度が含まれる。以下に述べる結果は、ここまで述べた基準を多少変えても、本質的に変化しない。

### 3 結果

#### a. コンポジット成分

300-hPa、500-hPa および 850-hPa におけるコンポジット高度場偏差の時間発展を図 4 と 5 に示す。各気圧レベルにおける変動の間には著しい類似がある。それは極向きの遷移過程が等価順序な現象であることを表す。よって、以降は 300-hPa における解析結果のみを示す。

-4 日においては、まだ南極上空は正の高度場偏差に覆われている。詳しく見れば 2 つの正の極がある。一つは  $60^{\circ}\text{E}$  にあり、もう一つは  $140^{\circ}\text{W}$  にある。高度場に対応する 300-hPa

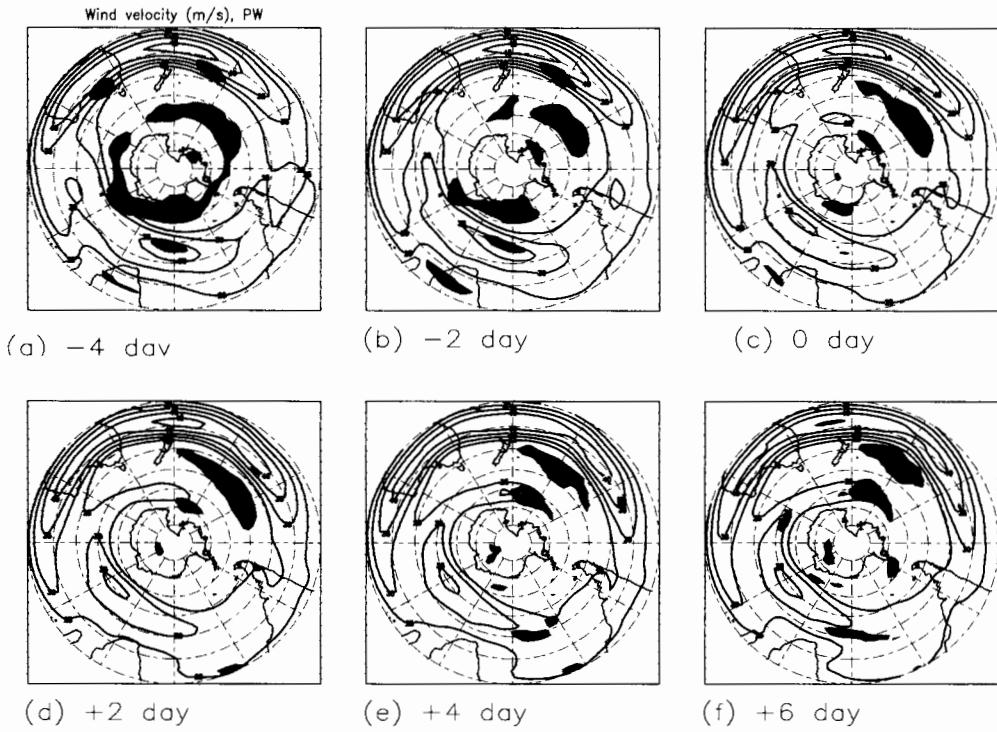


図 6: コンターは 300-hPa 水平風速のずらしコンポジットを、極向き遷移過程の (a) lag  $-4$  日から (f) lag  $+6$  日にかけて描いたもの。センター間隔は  $5 \text{ ms}^{-1}$  で、 $25 \text{ ms}^{-1}$  未満のものは除いている。明(暗)陰影は気候値からの偏差が正(負)に  $90\%$ 有意水準を満たす場所を表す。

水平風のコンポジットと、その気候値からの偏差を図 6 に示す。 $-4$  日では負の水平風速偏差が南極を取り囲んでいる。極ジェットは低緯度にあり、亜熱帯ジェットとつながっている。 $60^{\circ}\text{E}$  にあった正の高度場偏差は  $0$  日までに消える。もう一方の高度場偏差はゆっくりと北西の方角に動き、 $+6$  日にはニュージーランドの東にまで移動している。この正高度場偏差の赤道向き移動は、極ジェットが東へと伸び、オーストラリアとニュージーランド付近で亜熱帯ジェットから分離することと整合する。なぜなら正の高度場偏差には高気圧循環偏差が伴うため、正の高度場偏差が赤道向きに動けば、極側で西風の強化、赤道側で減衰が伴うからである。 $+2$  日以降、南極上空は徐々に負の高度場偏差に覆われていく。それに伴い、南極の周りには正の風速偏差が現れ、極ジェットは高緯度に移動する。

### b. 強制力

次に前述したコンポジット成分の時間発展を強制する力を探る。はじめに、極値フェーズにおける E-P flux( $\mathbf{F}$ ) 偏差の南北成分を参考のために示す(図 7a と 7b)。両極値フェーズで HFT による寄与が支配的であり、ほかのフラックス偏差は弱い。極ジェットが高緯

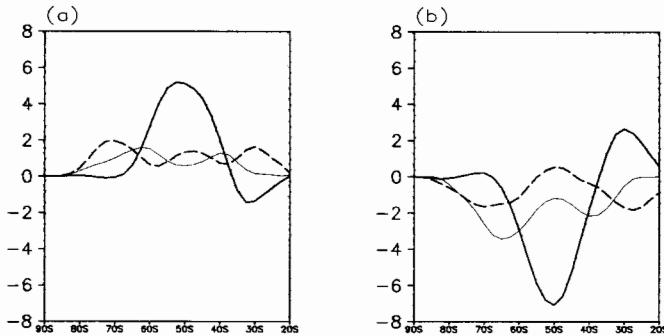


図 7: 300-hPa 面での E-P flux 偏差の南北成分 ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ )。それぞれ PC1 が (a)1 以上の時と (b)-1 以下の時の平均図。コンポジット成分の寄与によるものを細線で、長周期擾乱と短周期擾乱によるものをそれぞれ破線と太実線で表す。

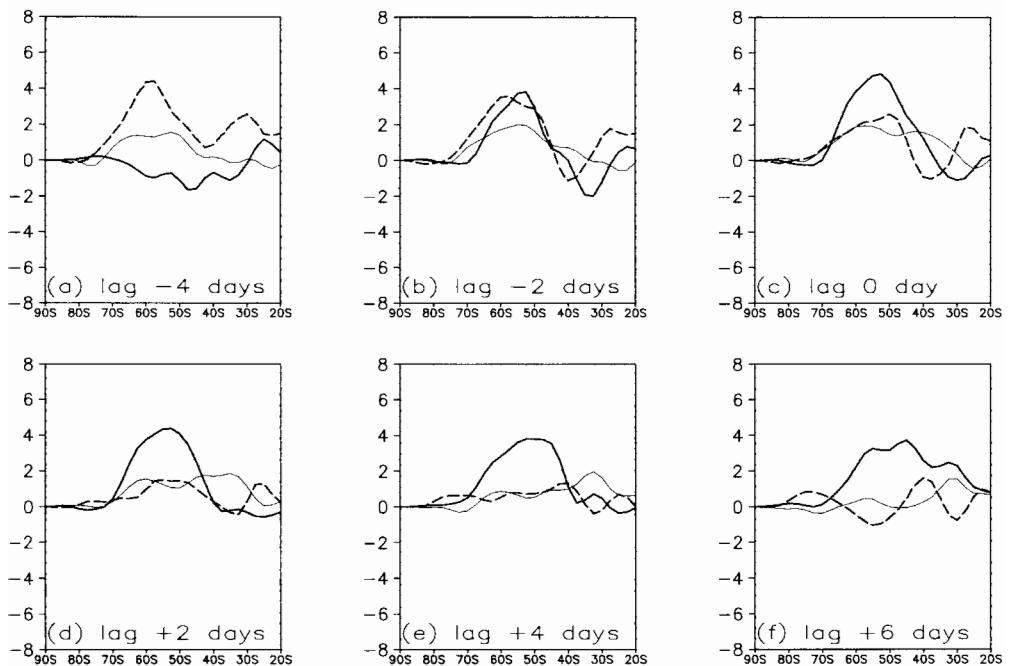


図 8: 図 7 と同様だが、ただし極向き遷移過程時のもの。各図はそれぞれ (a) lag -4 日から (f) lag +6 日でのフラックス偏差を表す。

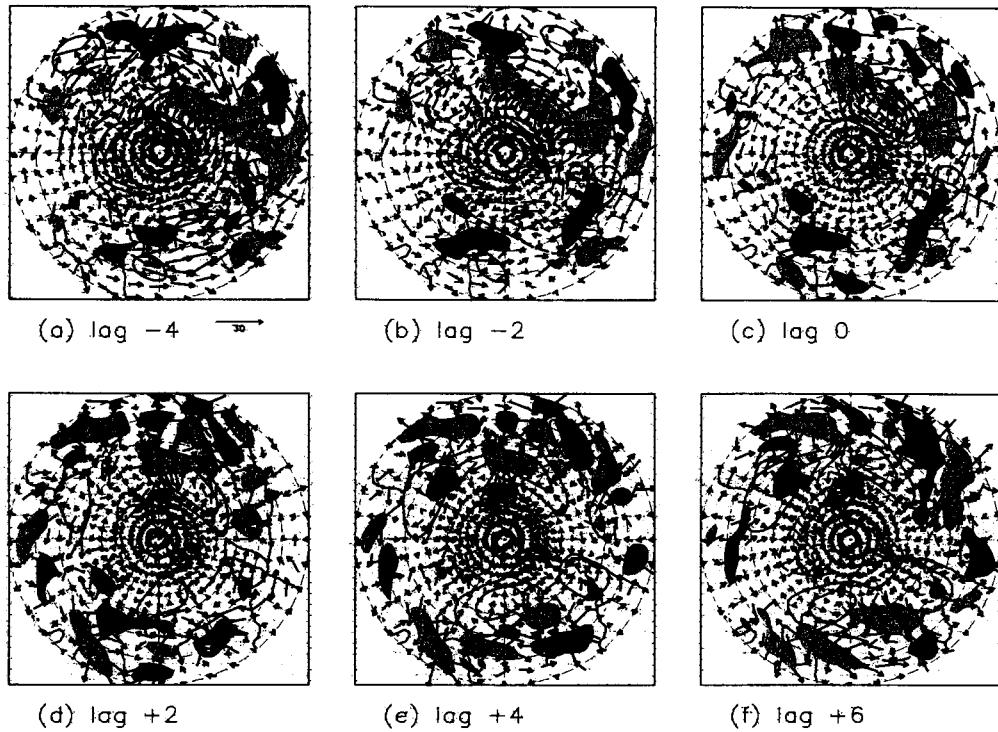


図 9: ベクトルは長周期擾乱による local E-P flux 偏差の水平成分 ( $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ; スケールは最初の図の下に示す)。極向き遷移過程の (a) lag -4 日から (f) lag +6 日まで示す。偏差の南北成分が  $10 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  以上 (赤道向き伝搬) または  $-10 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  以下 (極向き伝搬) の場所をそれぞれ明陰影と暗陰影で表す。図 4 の 300-hPa 高度場偏差を参考のためにセンターで重ねる。

度(低緯度)にある時、 $\mathbf{F}_{HFT}$  は赤道向き(極向き)偏差を持つ。E-P flux の南北成分とは逆向きに、擾乱は自分の持つ西風運動量を輸送するのであるから、HFT は極向き(赤道向き)に西風運動量を運んでいる。したがって HFT による運動量フラックス偏差が両極値フェーズにおけるジェットの位置を維持している (Hartmann and Lo 1998; Limpasuvan and Hartmann 2001)。

極向き遷移過程において、まず LFT の役割を探る。強い赤道向き E-P flux( $\mathbf{F}_{LFT}$ ) 偏差が -4 日に見られ、極ジェットを極向きに押しやっている (Fig. 8)。重要なことは極値フェーズではほとんど寄与しない  $\mathbf{F}_{LFT}$  が大きな偏差を持つことである。この赤道向き偏差は弱まりながらも 0 日まで持続し、その後消えていく。この  $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差は南部東太平洋で生じていることが、対応する赤道向き local E-P flux ( $\mathbf{Eu}_{LFT}$ ) 偏差が 0 日までその地点で見られる事からわかる (図 9)。この結果が示唆することは、LFT は遷移をその期間の前半において南部東太平洋上で押し進めるということである。LFT による高度場強制力偏差を図 10 に示す。-4 日に南極上空に負の強制力偏差をもたらしている。そのため南極上空にあつ

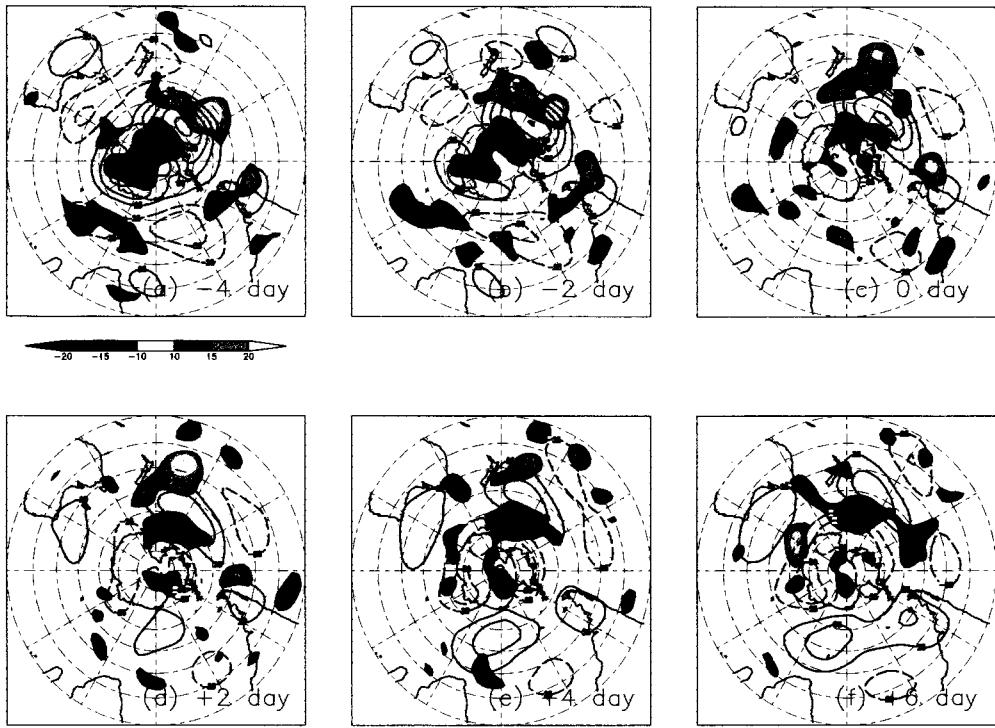


図 10: 長周期擾乱による 300-hPa 高度場強制力の偏差 ( $\text{mday}^{-1}$ ) を陰影で描く。極向き遷移過程の (a) lag -4 日から (f) lag +6 日まで示す。明陰影(暗陰影)は正(負)偏差を表す。図 4 の 300-hPa 高度場偏差を参考のためにセンターで重ねる。

た正の高度場偏差はうち消される。さらに正の強制力偏差が  $140^{\circ}\text{W}$  の正高度場偏差の赤道側にある。この正高度場偏差は南側の負強制力偏差と北側の正強制力偏差に挟まれている。そのため LFT による強制力は、この南部東太平洋上の正高度場偏差を低緯度側へと移動させる。別の視点から言うと、この強制力偏差の南北双極子は、その両極の間で西風を加速させ北側で減速するため、極ジェットをその下流部で東へと引き延ばし、さらに亜熱帯ジェットから分離させる。

一方で  $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差は -4 日では、 $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差がすでに遷移に寄与しているのにもかかわらず、弱い(図 8)。その後 -2 日になるとようやく強い赤道向き  $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差が現れる。LFT による E-P flux 偏差が、HFT によるそれに先行することは注目に値する。なぜなら LFT が遷移のきっかけになっている可能性を示すからである。 $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差は徐々に弱まるが、 $\mathbf{F}_{HFT}$  は引き続き持続する。対応する赤道向き local E-P flux ( $\mathbf{Eu}_{HFT}$ ) 偏差は -2 日にはアフリカの南岸で見つかる(図 11)。この  $\mathbf{Eu}_{HFT}$  偏差はインド洋上を東へと進んでいく。Shioigama et al. (2002a) が示したように、HFT のパケットがインド洋上を東進しており、HFT のもつ西風運動量が、 $\mathbf{Eu}_{HFT}$  偏差とは逆向きに、より極側へと輸送されているのであろう。HFT は 0 日以降、持続的に南極上空に負の高度場強制偏差をもたらす。つまり極

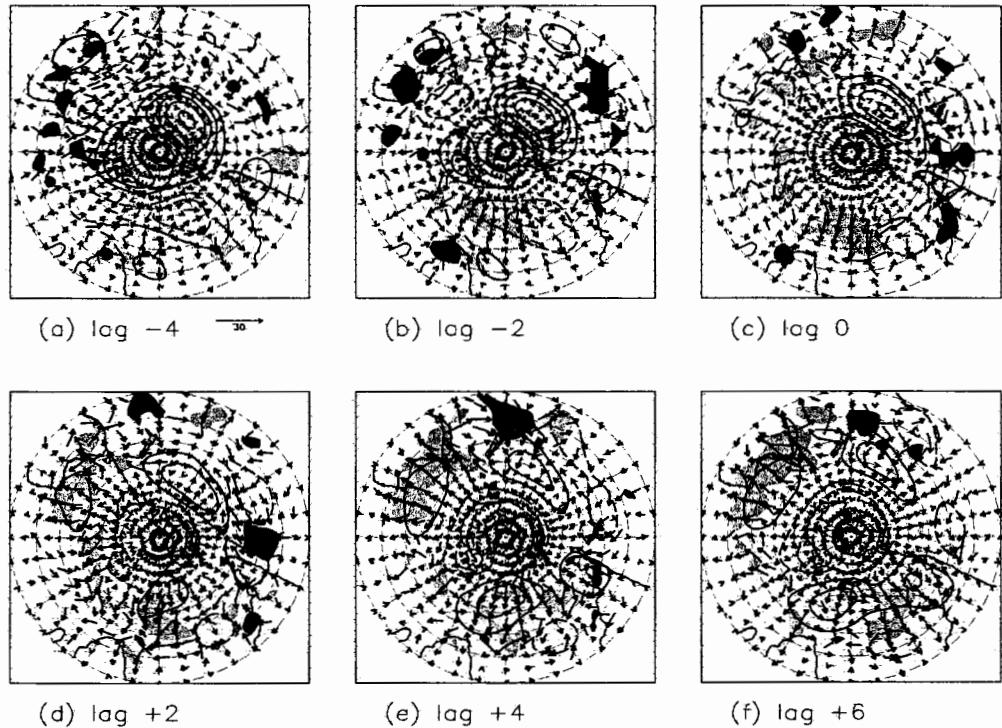


図 11: 図 9 と同様だが、ただし短周期擾乱の寄与によるもの。

ジェットを高緯度に押しやり、その後も極よりの位置で維持する。

以上の結果をまとめると、SAM の極向き遷移過程の前半において、極ジェットの下流で LFT は HFT に先行して働く。LFT は極ジェットの出口部を東に動かし、亜熱帯ジェットから引き離す。引き続いて HFT は極ジェットのコア部を高緯度へと移動させる。

### c. 長周期擾乱

ここまで示してきたように、LFT は極向き遷移過程の前半で遷移を押し進める。ここでは、遷移に関わる LFT それ自体はどのような変動であるのかを調べる。LFT の南北風を東西波数に対してスペクトル分析したときのパワースペクトルを図 13 に示す。遷移の期間全体の平均で見て、東西波長約 7000km のスペクトルが全緯度で卓越しているのがわかる。この波長は 50°S では東西波数 3-4 に相当する。50°S 緯度線上の東西波数 3-4 のパワースペクトルは基準日近辺で小さくなってしまっており、遷移を進めるために消費されていると考えられる。LFT が遷移に関わる場所 (120°W, 55°S) を基準点として、300-hPa 高度場の LFT 成分の 1 点ラグ回帰図を求めたものが図 14 である。-6 日に、東西波長約 7000km の準定常ロスビー波が 50-60°S の緯度線に沿って西および中部太平洋上で見られる。準定常ロスビー波の波活動度は位相よりもはるかに速く東進し、下流側の 120°W に存在する正極の振幅を増大させる。さらにその下流側に新たな負極が作られるが、東側ではなく北

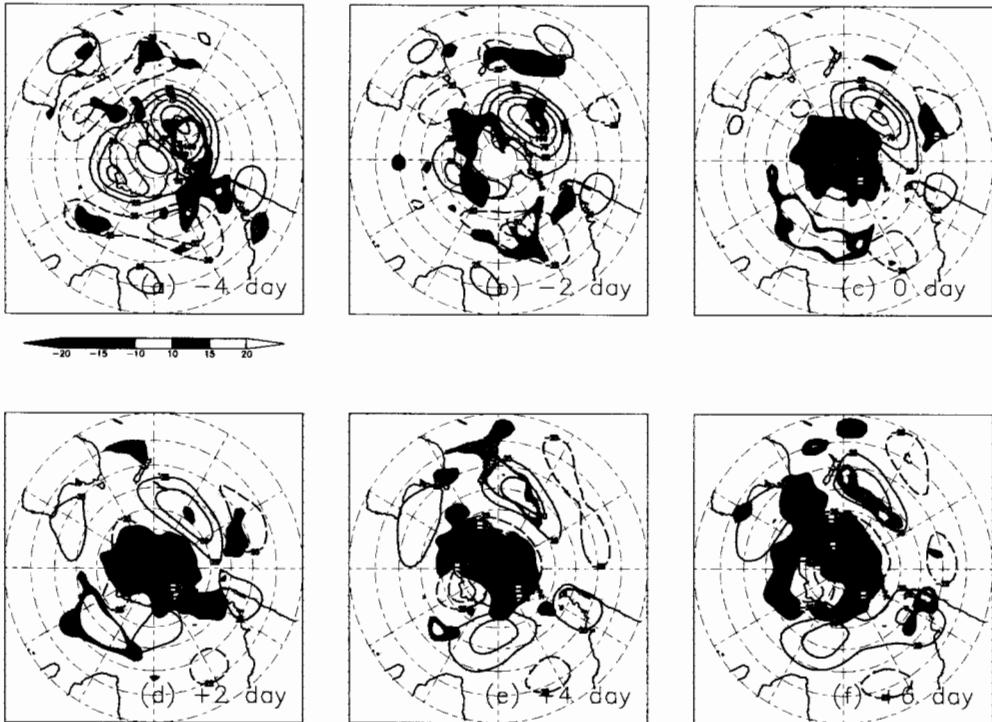


図 12: 図 10 と同様だが、ただし短周期擾乱の寄与によるもの。

東方向に波活動度が伝搬し、赤道方向に抜けている。この東西波長 7000km の準定常ロスビー波は南半球ではよく観測され(例えば Berberly et al. 1992; Kidson 1999)、南米大陸付近で赤道方向に伝搬して南米大陸上の降水に影響を及ぼすことも知られている(Liebmann et al. 1999)。Berberly et al. (1992) は、南半球冬季の気候値から refractive index を計算し、この準定常ロスビー波が極ジェットに伴う導波管中を東進するものであり、伝搬経路が赤道側にも分かれる場所は 2 カ所であることを示している。一カ所はオーストラリア西岸で、波活動度の一部は東進し、一部は亜熱帯ジェットに伴う導波管に移る。もう一カ所が南米大陸上で、波活動度の一部はそのまま東進するが、残りは赤道に抜けてしまう。図 15 に、Hoskins and Ambrizzi (1993) の方法に従って計算した極ジェットが低緯度にある場合(すなわち  $PC1 \leq -1$ ) の導波管を示す。インド洋上には極ジェットに伴う導波管があり、遷移に関わる準定常ロスビー波もその中を通ってきたことがいくつかの事例解析で示された(not shown)。そのまま東進して中部太平洋上に進入した準定常ロスビー波の波活動度は、これ以上の東への伝搬が難しくなる。そのため波活動度フラックスの収束が起こり、この地点で擾乱の振幅が増大すると考えられる。しかし北東方向には伝搬経路が開けているため、図 14d-f に示したように赤道方向に波活動度が放出されていく。その際の赤道向き波活動度フラックスの様子を、図 9a-c の南部東太平洋における赤道向き local E-P flux 偏差は定性的に表している。

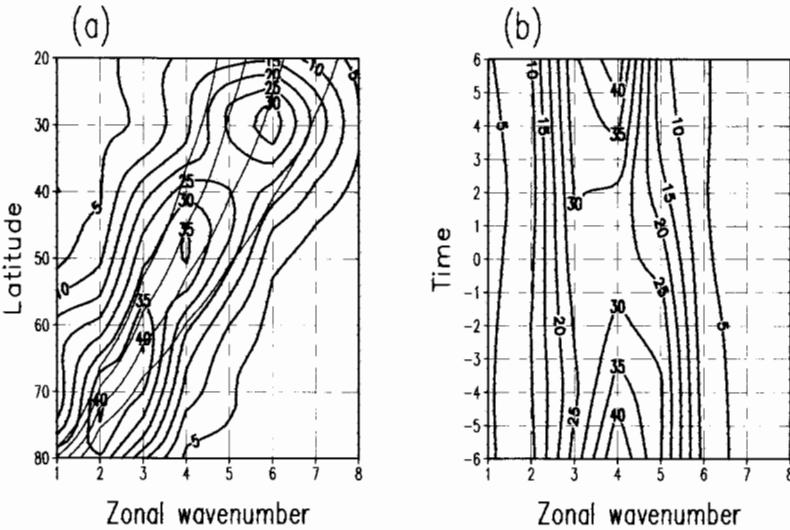


図 13: 長周期擾乱の南北風を東西波数でスペクトル解析したもののパワースペクトル。センター間隔は  $5 \text{ m}^2 \text{s}^{-2}$ 。(a) lag -6 日から lag +6 日までの 13 日間で平均したパワースペクトルの緯度-東西波数分布。波長 5000、6000、7000、または 8000 km の波数をそれぞれ細線で示す。(b) 50°S 緯度線にそったパワースペクトルの lag -6 日から lag +6 日までの時間発展。

#### 4 結論

冬季南半球対流圏で環状モード (SAM) は卓越した季節内変動である。SAM は中高緯度にある極ジェットの南北への変動を表す。この研究では SAM の極向き遷移過程を 1979 年から 1999 年の 21 年間にわたる NCEP/NCAR 再解析データを用いて調べた。

極向き遷移は以下のようなプロセスで展開することがわかった。遷移の前は、極ジェットは気候値よりも低緯度に位置し、オーストラリア付近で低緯度の亜熱帯ジェットとつながっている。極向き遷移過程の前半において、極ジェットの下流部、すなわち中部および東太平洋で長周期擾乱は短周期擾乱に先行して遷移を押し進める。ここでいう長周期擾乱とは、東西に波列が並ぶ、東西波長約 7000 km の準定常ロスビー波である。このような準定常ロスビー波は南半球ではたびたび観測されている。長周期擾乱の波活動度はインド洋上を極ジェットに伴う導波管に沿って東進してくる。導波管は中部太平洋において東方向には途切れる。そこまで到達した波活動度は北東方向への経路をたどって、赤道側へと散逸していく。その際、長周期擾乱は極ジェットを東へと引き延ばし、その出口部は亜熱帯ジェットから離れ、いわゆるダブルジェット構造が作られる。長周期擾乱に続いて、周期 10 日以下の短周期擾乱はインド洋上の極ジェットのコア部を高緯度側へと動かす。遷移過程の後半においては長周期擾乱はその働きを終えるが、短周期擾乱は持続的に高緯度よりに移動した極ジェットを維持するように働く。

これらの結果は少なくとも 2 つの重要な点を含んでいる。1 つは SAM における長周期

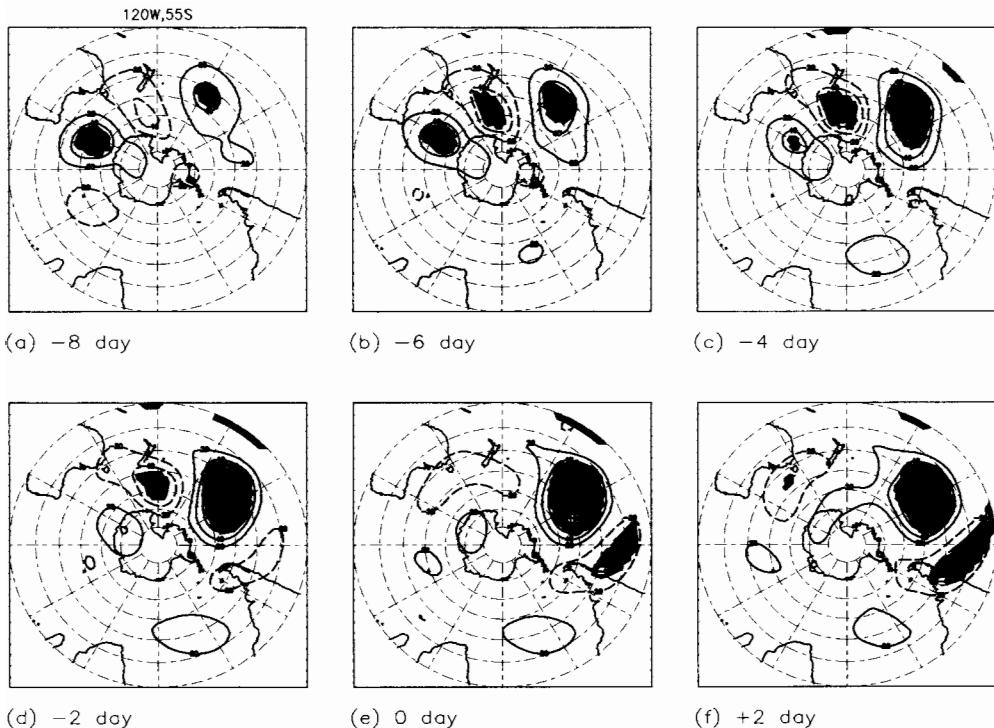


図 14:  $120^{\circ}\text{W}, 55^{\circ}\text{S}$  を基準点とした  $300\text{-hPa}$  高度場長周期擾乱の 1 点ずらし回帰図。極向き遷移過程における基準日の前後 10 日間のデータを用いて計算している。1 点ずらし回帰における基準日からみた (a) lag  $-8$  日から (f) lag  $+2$  日の図を示す。遷移過程の基準日からみたずらし日とは異なることに注意。実線は正の、破線は負の高度偏差を表す。コンター間隔は  $20 \text{ m}$  で、 $0$  線は除く。90%有意水準を満たす場所を陰影で表す。

擾乱の重要性を示唆したことである。多くの研究が指摘するように、SAM の極値フェーズは短周期擾乱との相互作用で維持される(例えば Hartmann and Lo 1998)。そのため長周期擾乱の役割は重視されてこなかった。南半球は北半球に比べて擾乱全体の中でもしめる長周期擾乱の割合が小さいことも、長周期擾乱が短周期擾乱よりも先に SAM の極向き遷移を押し進めることが示された。SAM の極値フェーズを維持することに対しては長周期擾乱の果たす役割は小さいが、極値フェーズ間を切り替える要因にはなる。もう 1 つの重要な示唆は、長周期擾乱が遷移の前半で働く位置が特定の経度帯に限定されていることである。南半球は北半球に比べて循環場の東西一様性が高い。そのため SAM は東西一様な現象としてとらえられ、多くの研究が東西平均した場を解析することで行われてきた。しかし実際には極ジェットおよびストームトラックは東半球に局在しており、長周期擾乱は極ジェットの下流で働くことが示された。SAM の理解を深めるためには、少なくとも遷移過程においては、経度方向に局所的な現象も分析されるべきである。

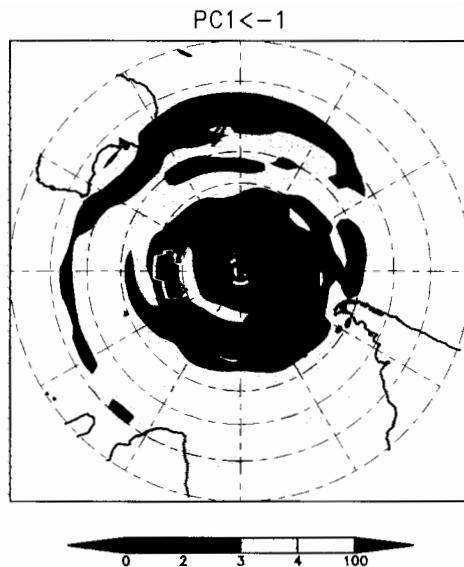


図 15: 位相速度が  $0 \text{ ms}^{-1}$  であると仮定して計算した定常波の全波数。PC1 が-1以下の場合の平均絶対渦度から計算している。東西波数 3-4 の定常波の波活動度は 3 以上の値を持つ場所は伝搬できる。100 以上の値はクリティカル層を示す。

遷移を押し進めた東西波長約 7000km の準定常ロスピー波は南半球においてはよく観測されるありふれたものである。そのうち遷移に寄与するものはどのような条件で選ばれるのかはまだわかっていない。これは SAM の変化を予報する上で重大な問題である。

極向きの遷移過程と赤道向きの遷移過程との比較は興味深い問題である。極向き遷移過程において遷移前の極ジェットの配置は重要な要素であった。そのために赤道向き遷移の際には、別の過程で遷移が起こる可能性は容易に想像される。赤道向きの遷移過程に関しては、別の機会 (Shiogama et al. 2002b) に議論する。

## 参考文献

- [1] Berbery, E. H. , J. Nogués-Paegle, and J. D. Horel, 1992: Wavelike Southern Hemisphere extratropical teleconnections. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 155–177.
- [2] Edomon, H. J. , B. J. Hoskins, and M. E. McIntyre, 1980: Eliassen-Palm cross sections for the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600–2616.
- [3] Hoskins, B. J. and T. Ambrizzi, 1993: Rossby wave propagation on a realistic longitudinally varying flow. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1661–1671.
- [4] Hoskins, B. J. , I. N. James, and G. H. White, 1983: The shape, propagation and mean-flow interaction of large-scale weather systems. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1595–1612.
- [5] Hartmann, D. L. and F. Lo, 1998: Wave-driven zonal flow vacillation in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 1303–1315.
- [6] Itoh, H. , M. Kimoto, and H. Aoki, 1999: Alternation between the single and double jet structures in the Southern Hemisphere troposphere. 1. chaotic wandering. *J. Meteor. Soc. Japan*, **77**, 399–412.
- [7] James, I. N. . *Introduction to circulating atmospheres*. Cambrige Univ. press., 422 pp., 1994.
- [8] Karoly, D. J. , 1990: The role of transient eddies in low-frequency variations in the Southern Hemisphere circulation. *Tellus*, **42A**, 41–50.
- [9] Kalnay, E. and Coauthors, 1996: The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437–471.
- [10] Kidson, J. W. , 1999: Principal modes of Southern Hemisphere low-frequency variability obtained from NCEP-NCAR reanalyses. *J. Climate*, **12**, 2808–2830.
- [11] Kidson, J. W. , 1988a: Indices of Southern Hemisphere zonal wind. *J. Climate*, **1**, 183–194.
- [12] Kidson, J. W. , 1988b: Interannual variations in the Southern Hemisphere circulation. *J. Climate*, **1**, 1177–1198.
- [13] Kidson, J. W. and M. R. Sinclair, 1995: The influence of persistent anomalies on Southern Hemisphere storm tracks. *J. Climate*, **8**, 1938–1950.
- [14] Kidson, J. W. and I. G. Watterson, 1999: The structure and predictability of the “High-Latitude Mode” in the CSIRO9 general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 3859–3873.
- [15] Limpasuvan, V. and D. L. Hartmann, 2001: Wave-maintained annular modes of climate variability. *J. Climate*, **13**, 4414–4429.
- [16] Lorenz, V. and D. L. Hartmann, 2001: Eddy-zonal feedback in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3312–3327.
- [17] Liebmann, B. , G. L. Kiladis, J. A. Marengo, T. Ambrizzi, and J. D. Glick, 1999: Submonthly convective variability over South America and the South Atlantic Convergence Zone. *J. Climate*, **12**, 1877–1891.
- [18] Nakamura, H. , 1992: Midwinter suppression of baroclinic wave activity in the Pacific. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1629–1642.
- [19] North, G. , T. Bell, R. Cahalan, and F. Moeng, 1982: Sampling errors in the estimation of empirical orthogonal functions. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 699–706.
- [20] Nigam, S. , 1990: On the structure of variability of the observed tropospheric and stratospheric zonal-mean zonal wind. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1799–1813.
- [21] Robinson, W. A. , 1991: The dynamics of the zonal index in a simple model of the atmosphere. *Tellus*, **43A**, 295–305.
- [22] Robinson, W. A. , 1996: Does eddy feedback sustain variability in the zonal index? *J. Atmos. Sci.*, **53**, 3556–3569.
- [23] Rogers, J. C. and H. van Loon, 1982: Spatial variability of sea level pressure and 500 mb height anomalies over the Southern Hemisphere. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1375–1392.
- [24] Shiotani, M. , 1990: Low-frequency variations of the zonal mean state of the Southern Hemisphere troposphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 461–470.

- [25] Shiogama, H. , T. Terao, and H. Kida, 2002a: High-frequency forcing associated with the Southern Annular Mode. in preparation.
- [26] Shiogama, H. , T. Terao, and H. Kida, 2002b: Transition process of the Southern Annular Mode. part 2: Equatorward transition. *The Annals of the Disaster Prevention Research Institute Kyoto University*, **45**, Submitted.
- [27] Trenberth, K. E. , 1986: An assessment of the impact of transient eddies on the zonal flow during a blocking episode using localized Eliassen-Palm flux diagnostics. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2070–2087.
- [28] Thompson, D. W. and J. M. Wallace, 2000: Annular modes in the extratropical circulation. part 1: Month-to-month variability. *J. Climate*, **13**, 1000–1016.
- [29] Wilks, D. S. . *Statistical Methods in the Atmospheric Sciences*. ACADEMIC PRESS, 468 pp., 1995.
- [30] Yu, J. Y. and D. L. Hartmann, 1993: Zonal flow vacillation and eddy forcing in a simple GCM of the atmosphere. *J. Atmosos. Sci.*, **50**, 3244–3259.
- [31] Yoden, S. , M. Shiotani, and I. Hirota, 1987: Multiple planetary flow regimes in Southern Hemisphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **65**, 571–585.

# 冬季北半球循環場に卓越する変動の季節依存性及び天候への影響

地球フロンティア研究システム

本田明治、中村 尚\*

\*及び 東京大学理学系研究科

## 1. はじめに

冬季北半球対流圏循環場の年々変動に関する研究はおよそ 100 年の実績がある。戦前には海面気圧 (sea level pressure: SLP) データに基づく Walker and Bliss (1932) よる北大西洋振動 (North Atlantic Oscillation: NAO、図 1) の輝かしい発見があり、第 2 次大戦後のラジオゾンデによる高層気象観測網の展開、更に数値予報モデルの進展に伴う客観解析データの充実と蓄積などにより、1970 年代より系統的な解析が本格化した。van Loon and Rogers (1978) は、蓄積されたデータに基づいて NAO を詳細に記述し、Wallace and Gutzler (1981) はそれまで断片的に調べられてきたいくつかのテレコネクションパターンをまとめ、東西・南北のシーソー的変動を組み合わせた 5 つの主要なパターンに整理した (図 2)。中でも北太平洋-北米パターン (Pacific-North American pattern、以下 PNA) と NAO は冬季北半球の最も重要な 2 つのテレコネクションパターンであることを指摘している。いずれも、冬季北半球循環場変動を語る上で欠かせない論文と言えよう。

それから約 20 年、Thompson and Wallace (1998, 2000; 以下 TW) は、冬季の北半球循環場を説明する最も重要な変動として、これまでの概念をがらりと変える「北極振動 (Arctic Oscillation: AO、図

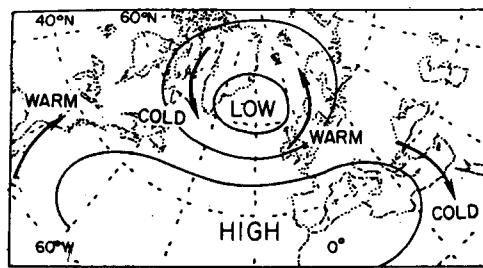


図 1. 北大西洋振動 (NAO) の模式図 (Wallace and Gutzler 1981 より)。

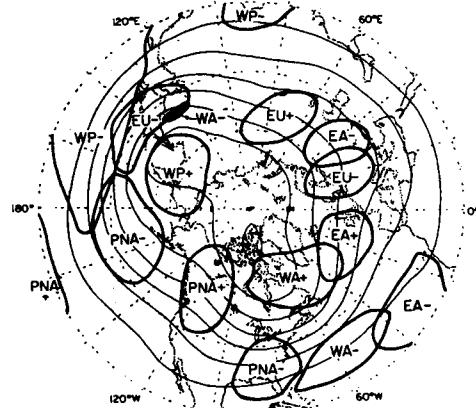


図 2. 冬季北半球の 500-hPa 高度場にみられるテレコネクションパターン (Wallace and Gutzler 1981 より)。PNA: Pacific-North American pattern、WP: Western Pacific pattern、WA: Western Atlantic pattern、EA: Eastern Atlantic pattern、EU: Eurasian pattern。

3)」を提唱するや否や、瞬く間に AO は研究者の間に広がったのは周知の通りである。北半球循環場変動を語る際、良くも悪くも AO を無視することはできなくなっている。AO は特に新しい概念ではないことも既によく知られており、先述の Wallace and Gutzler (1981) にもこれを示唆する図が出ていることから、Wallace 氏はずっとこのアイデアを暖めていたのであろう。しかし AO はあくまで統計的に抽出されたものであり、その物理的概念の危うさから多くの非難を受けていることも事実である。例えば Deser (2000) は AO が NAO に他ならないと主張し、Amabaum et al. (2001) は EOF で抽出された AO の統計的な問題点を挙げ、その実態は PNA と NAO であることを指摘している。これらに対する反論 (Wallace 2000; Wallace and Thompson 2002) も直ちに出るなど、現在も AO に関する論争は続いている。尚、AO に関しては山崎 (2001)、中村 (2002) による解説、本田・山根 (2002) による最近の動向、他のさまざまな議論については本誌の他の解説などを参照されたい。

さてこれまで北半球冬季循環場変動の年々変動の解析は、主に 12 月～2 月の 3 ヶ月から 11 月～4 月の 6 ヶ月の季節平均場や月平均場のデータに基づいて、冬季を通じて卓越する変動について調べるのが一般的であった。しかしながら冬季循環場の年々変動は季節を通じて一様であるという保証はなく、卓越するパターンの季節内変動（すなわち季節依存性）があってもよいはずである。しかし、このことについて調べた研究は皆無に近い。最近我々は、冬季後半の 2 月～3 月にかけてアリューシャン低気圧 (Aleutian low: AL) とアイスランド低気圧 (Icelandic low: IL) の勢力間に存在するシーソー関係 (AL-IL シーソー) を発見した (Honda et al. 2001)。言うまでもなく AL と IL は、寒候期の海面気圧場においてそれぞれ北太平洋及び北大西洋上に準定的にみられる低気圧で、極東・北米・欧州などの冬の天候に影響を及ぼす、気候学的にも重要な変動である。AL と IL はそれぞれ PNA と NAO とに密接に関係しており (Wallace and Gutzler 1981; Kushnir and Wallace 1989)、付随する大気循環場の変動は、停滞性波動やストームトラックの振る舞いにも影響を与えている (Hurrell 1995 など)。我々はこの AL-IL シーソーに着目

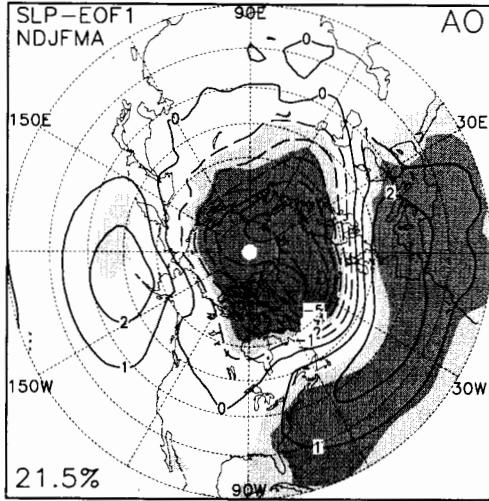


図 3. 1967 年～1997 年の冬季間 (11 月～4 月の各月平均) の北緯 20 度以北の海面気圧場 (SLP) における EOF 第 1 主成分時系列と対応する SLP の線形回帰係数の分布図 (hPa)。係数は主成分が単位標準偏差だけ増加したときに予想される気圧偏差。薄い陰影と濃い陰影はそれぞれの主成分と各地の SLP の相関係数がそれぞれ 95%、99% の信頼限界で有意である領域。11 月と 12 月は前年の冬を使用。いわゆる北極振動 (AO: Thompson and Wallace 1998) に相当する。

して、このシーソーが冬季北半球の大気循環場に及ぼす影響及び冬季循環場に卓越する変動の季節依存性に果たす役割について、AO との関係を中心に報告する。尚、本研究は主要な部分は Honda and Nakamura (2001) に基づいている。

続く第 2 節では用いたデータ及びその処理について、第 3 節では AL-IL シーソーの季節依存性と季節進行の特徴について示す。第 4 節では卓越する変動の季節依存性について、AO と AL-IL シーソーのかかわりを中心に述べる。第 5 節では地上天候への影響への関わりについて示し、第 6 節をまとめとする。

## 2. データと解析準備

解析に使用したデータは米国環境予報局 (National Centers for Environmental Prediction: NCEP) と米国大気研究センター (National Center for Atmospheric Research: NCAR) の共同プロジェクトによる再解析データ (NCEP-NCAR Reanalyses: Kalnay et al. 1996) で、期間は 1948 年～1999 年の 52 年間 (48/49 年～98/99 年の 51 冬)、時間解像度は 1 日 4 回の 6 時間毎であるが、ここでは全て日平均値に直したものを使いた。空間解像度は東西南北とも 2.5 度で、解析領域は北緯 20 度以北とした。使用した要素は海面気圧 (SLP)、500-hPa 高度 ( $Z_{500}$ )、250-hPa 高度 ( $Z_{250}$ ) と風の東西及び南北成分 ( $U_{250}$ 、 $V_{250}$ )、50-hPa 高度 ( $Z_{50}$ ) である。また地上 (海上) 気候要素として地上気温 (surface air temperature: SAT)、海面水温 (sea surface temperature: SST)、降水量 (precipitation: PRC) を用いた。

初めに、緩やかな季節進行の特徴とシーソーの季節依存性を明確にするため、各要素に 31 日移動平均を施して短周期擾乱の影響を取り除いた場を用意した。AL と IL の勢力間の相関係数はこの 31 日移動平均された SLP 場に基づいて計算した。尚、本研究では、AL と IL の勢力は、それぞれ北太平洋上 (40°N-55°N、180°-150°W) と北大西洋上 (60°N-70°N、40°W-10°W) の領域平均の SLP としている (図 4)。AL-IL シーソーの季節進行を調べるために、11 月から 4 月まで 31 日移動平均場を約 10 日毎 (各旬の中心の日: 6 日、16 日、26 日。2 月は 25 日) に抽出して、18 期間の約 10 日ずらしの 31 日平均場を用意した。

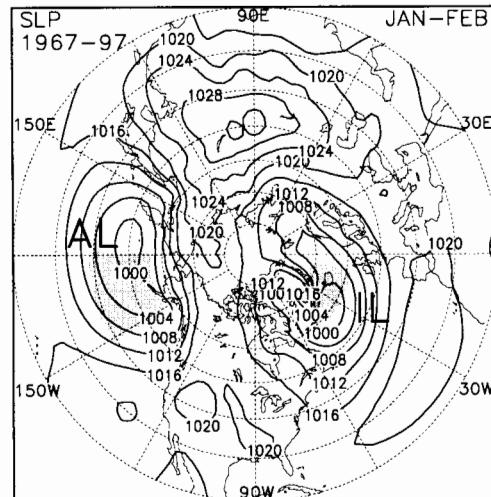


図 4. 北半球 SLP 場の 1-2 月の気候値 (hPa)。1967-97 年の平均。AL と IL はそれぞれアリューシャン低気圧とアイスランド低気圧。陰影された領域内の平均 SLP を日々の AL と IL の勢力の指標と定義している。

各月の上旬、中旬、下旬を中心とする約3旬平均に相当する（本文では特にことわりのない限り中心の旬のみで示す。2月下旬の場合は、2月10日～3月12日の平均で、およそ2月下旬を中心とした31日平均となる）。尚、中旬はほぼその月の月平均に相当する（第4節で使用）。

### 3. AL-IL seesaw の季節進行と季節依存性

図5aは31日移動平均場に基づく11月～4月のALとILの勢力間の同時相関である。ただし31年間毎の移動相関となっている。両低気圧間のシーソー関係（負相関）は1月半ばから3月半ばにみられ、特に2月下旬を中心とした約1ヶ月間は相関係数が95%の

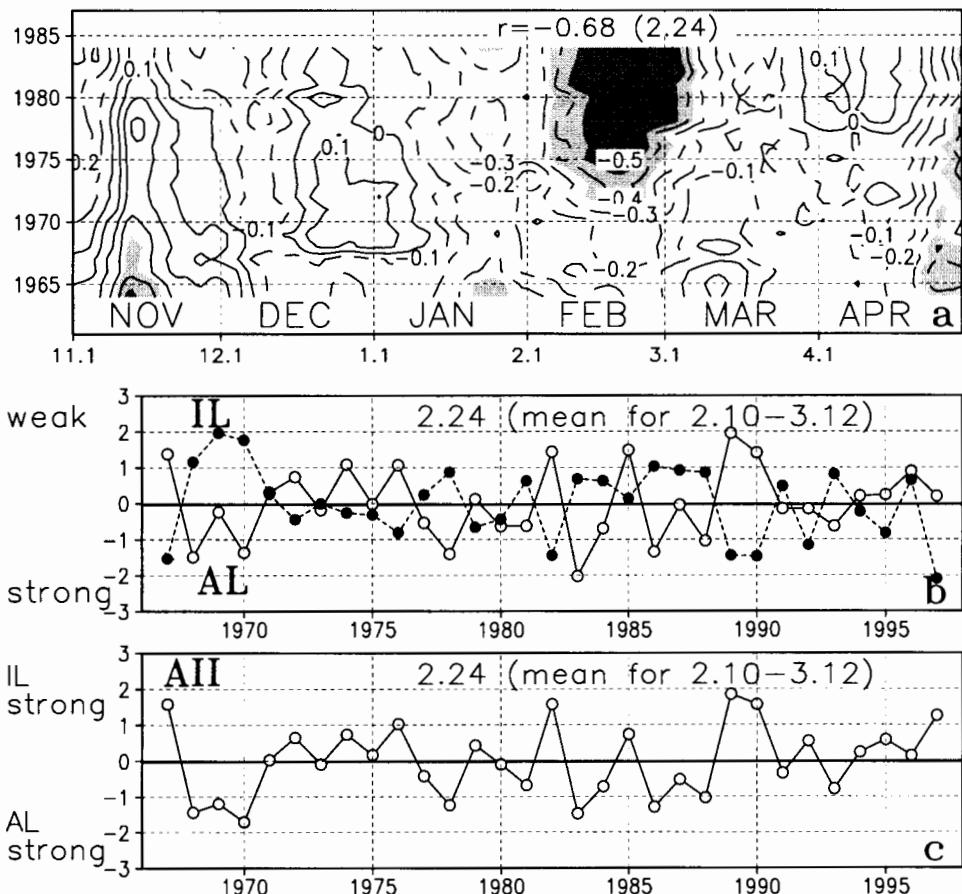


図5. (a) 31日移動平均したALとILの勢力の日別同時相関係数(11月～4月)。31年間毎の移動相関で縦軸の年はその中心年。薄い陰影と濃い陰影はそれぞれ相関係数が95%及び99%の信頼限界で有意であることを示す。シーソー最盛期(2月10日～3月12日、2月下旬を中心とした31日間)の(b)規格化された31日平均AL(実線黒丸)とIL(破線黒丸)の勢力、(c)AL-ILシーソーインデックス(AII:(b)のALとILの差を規格化したもの)の時系列(1967-1997年)。

信頼限界で有意となっている。尚、1960 年代を中心とする期間ではその有意性は低下している。すなわち AL-IL シーソーは、近年の冬の後半に顕著な現象であることを示している。負相関の最大値（-0.68）は 1982 年を中心とした 31 年間で得られているので、以後解析期間は特にことわりのない限り 1967 年～1997 年の 31 年間とする。データの利用可能な約 50 年間でも AL と IL の間に有意な相関は得られるが、AL-IL シーソーの冬季循環場へのかかわりをより明確に理解するために、ここでは上記期間に解析を限定する。

AL-IL シーソーが顕著である 2 月下旬（2 月 10 日～3 月 12 日の 31 日間）を「シーソー最盛期」として定義する。図 5b はこの「シーソー最盛期」で期間平均された AL と IL の勢力の 1967 年～1997 年の時系列で、顕著な逆位相関係がはっきりと読み取れる。このシーソーの極性と振幅を明確にするため、期間平均の規格化された AL 勢力から IL 勢力を引いて、更に規格化したものを AL-IL シーソーインデックス (AII) と定義した（図 5c）。AII の正と負の値はそれぞれ IL または AL の勢力が相対的に強い（中心気圧が低い）ことを意味する。

続いて AL-IL シーソーの特徴的な空間パターンを示す。AII の時系列から正の値の上位 8 年（1967、74、76、82、85、89、90、97 年；IL 発達年）と負の値の上位 8 年（1968、69、70、78、83、86、88、93 年；AL 発達年）の合成平均の SLP と対流圏上層の  $Z_{250}$  の場を作成し、前者から後者を引くことによってその偏差場を求める（図 6）、対流圏全体に及ぶ AL と IL の間の有意なシーソー関係がみられる。AL-IL シーソーの特徴的な等価順圧的な構造を考慮して、 $Z_{250}$  場に注目して季節進行をみる。

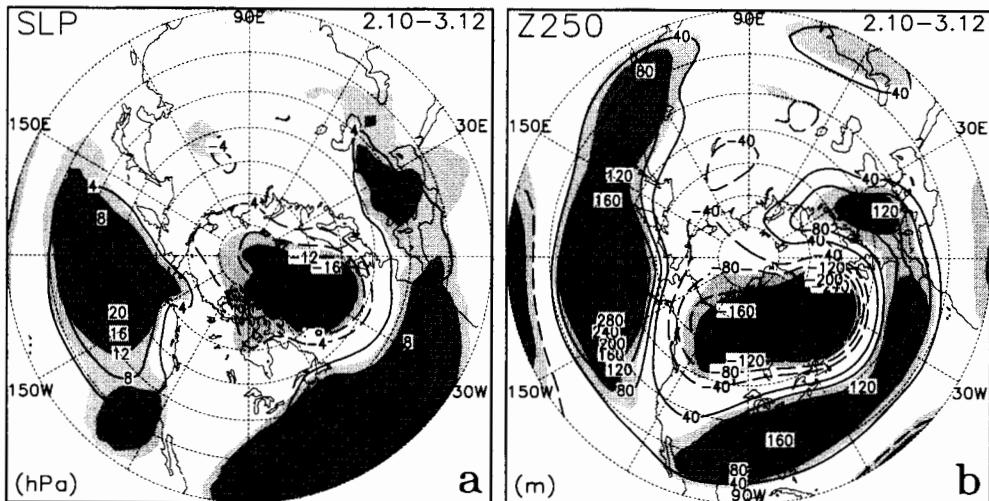


図 6. シーソー最盛期（2 月 10 日～3 月 12 日の 31 日平均）の (a) 海面気圧 (hPa) と (b) 250-hPa 高度 (m) のコンポジット偏差図。AII (図 5c) の正值の上位 8 年（1981、1974、1976、1982、1985、1989、1990、1997 年）平均から負値の上位 8 年（1968、1969、1970、1978、1983、1986、1988、1993 年）平均を引いている。薄い陰影と濃い陰影は偏差が 95% 及び 99% の信頼限界で有意である領域。

初めに 11 月から 4 月まで中心を 10 日毎にずらした 18 期間の 31 日平均の  $Z_{250}$  場に対して AII との線形回帰係数の分布図を用意した。図 7 は 12 月～3 月の各月下旬の 4 期間を取り出したもので、2 月下旬の最盛期を中心とした AL-IL シーソーの形成・衰退過程の特徴がよく現れている。図は IL の勢力が強く、AL の勢力が弱いケースに相当する。図中の矢印は Takaya and Nakamura (1997, 2001) に基づく波の活動度フラックスで、停滞性ロスピー波の波束の伝播を表わす指標となる。偏差場の符号が反転した場合でも活

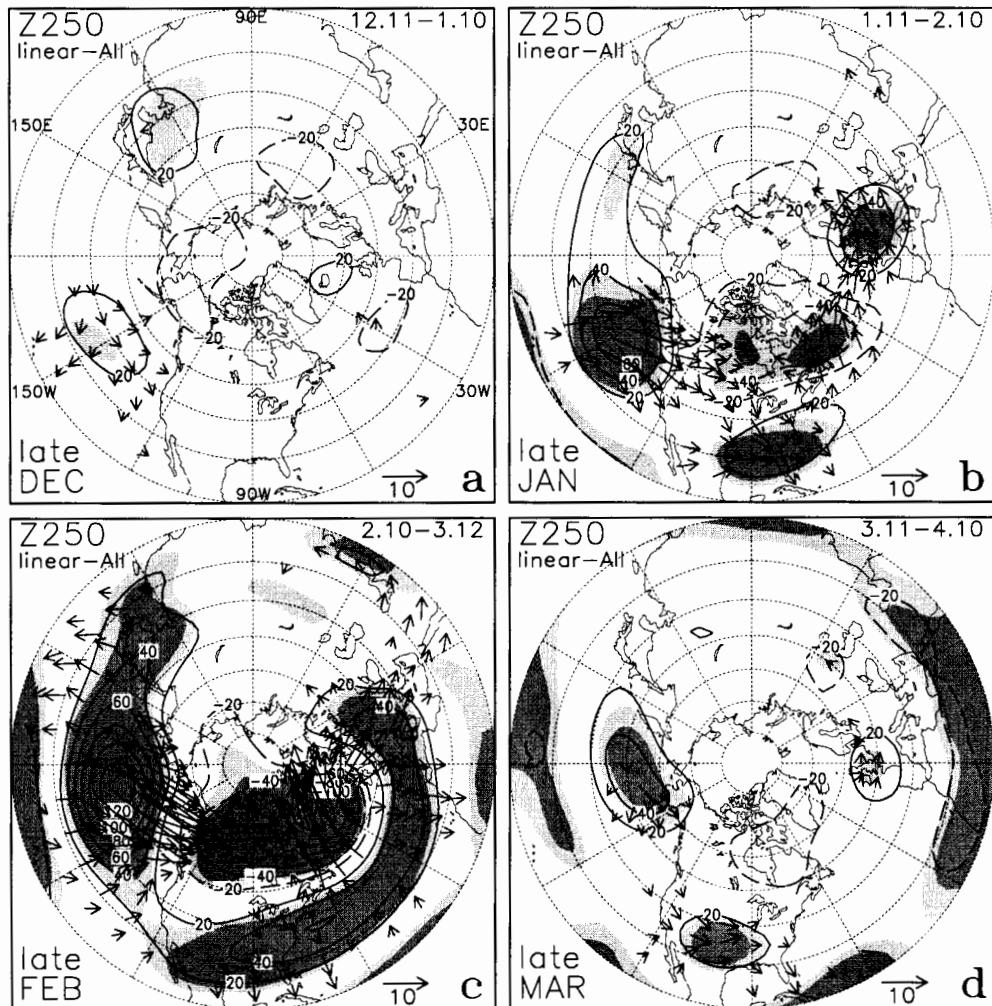


図 7. AII (図 5c) と 12 月～3 月の各月下旬（を中心とした 31 日平均）の 4 期間の 31 日平均 250-hPa 高度場の間の線形（ラグ）回帰係数の分布図。係数は AII が単位標準偏差だけ数値が増加したときに予想される各地の高度偏差 (m)。薄い陰影と濃い陰影は AII と各地の高度場の相関係数がそれぞれ 95%、99% の信頼限界で有意である領域。矢印は Takaya and Nakamura (1997, 2001) に基づく、波の活動度フラックスの水平成分 ( $m^2 s^{-2}$ )。

動度フラックスの分布に変化はない。

まず 12 月に北太平洋東部に勢力の弱い AL に相当する高気圧性の偏差場が出現する(図 7a)。次いで 1 月に PNA パターン的な波列がその高気圧性偏差場から出現して、カナダ西部と米国南東部にそれぞれ低気圧性と高気圧性の偏差場を形成する(図 7b)。同時に、後者の偏差場から北大西洋の北部を横切る波列が現れカナダ東方の北大西洋上と欧州北部にそれぞれ低気圧性と高気圧性の偏差場を形成する。前者の低気圧性偏差場は勢力の強い IL に相当する。波の活動度フラックスによる診断では、これらの波列は停滞性ロスビー波と認識される。2 月になると、北米を横切る PNA 波列は弱まるが、AL と IL の両偏差場はともに発達を続けて、AL-IL シーソーはその最盛期を迎える(図 7c)。そして 3 月になると両偏差場はいずれも急速に弱まる(図 7d)。SLP 場に対して同様に季節進行を追うと、等価順圧構造を反映してほぼ同様の空間偏差パターンを得ることができる(図略)。

2 月以降の停滞性ロスビー波伝播の弱まりにもかかわらず両偏差場が更に発達するのは、西風ジェット付近のストームトラックに沿って移動する短周期擾乱からのフィードバックによる強制が停滞性の偏差場の維持及び発達に貢献するためである(Lau 1988; Lau and Nath 1991; Hurrell 1995)。1 月の波列型の偏差パターン(図 7b)から 2 月は東西方向に伸びたような南北方向のダイポール型の偏差パターンに(図 7c)移行していることからもこのことは示唆されるが、250-hPa 高度場におけるこの短周期擾乱からのフィードバックによる強制を評価して、その季節進行を追う。この強制は、短周期擾乱に伴う渦度フラックス偏差の収束及び発散に伴う低周波フィルターされた高度場の下降及び上昇傾向として評価される(Nakamura et al. 1997)。北太平洋上では、12 月の高気圧性偏差場の形成は 1 月にかけて 30°N-40°N 付近の上空の西風ジェットを弱める(図 7a-7b)。これはジェットに伴うストームトラックの弱化を伴い、短周期擾乱からのフィードバックによってジェットの北側で高度を上昇、南側では下降させるような強制が働き、その結果 AL 勢力を弱める方向に寄与する(図 8b)。北大西洋への波の活動度の伝播にもかかわらず、北太平洋上の偏差場が維持されるのは、持続的なこの過程によるものである。2 月にかけてその傾向は更に強まり AL 偏差場も更に発達することになる。(図 7c と図 8c)。一方、北大西洋上では 1 月まではストームトラックからの有意なフィードバック強制はみられない(図 8a-8b)。1 月中に北大西洋上に低気圧性偏差場が形成されて(図 7b) 40°N-50°N 付近の上空の西風ジェットがより強まることによって、2 月に入ってから北大西洋上のストームトラックが強化されようになる。これによって北太平洋上とは逆にジェットの北側では高度を低下させ、一方南側で上昇させるような強制が強まり(図 8c)、IL の勢力(地上の IL、上空の NAO 的パターン)を更に強める方向に寄与する(図 7c)。3 月に入ると両海洋上ともストームトラックからの強制は急速に弱まる(図 7d と図 8d)。

AL-IL シーソーの季節進行をまとめると以下のようなになる。まず 12 月に北太平洋東部に AL 偏差場が形成される。1 月にはこの AL 偏差場から波の活動度の伝播に伴う北大西洋への停滞性ロスビー波列(PNA とその大西洋への展開)が生じて、IL 偏差場が形成さ

れる。2月に入るとロスビー波列は弱まるが、ストームトラックからのフィードバック過程によって両偏差場とも更に発達し、AL-IL シーソーの最盛期を迎えることになる。すなわち、冬季後半の北大西洋上空の循環場は初冬から厳冬期の北太平洋上の循環場の影響を強く受けていることを意味する。尚、AL-IL シーソーの詳細は Honda et al. (2001)、本田ほか (2000)、中村ほか (2002) を参照して頂きたい。

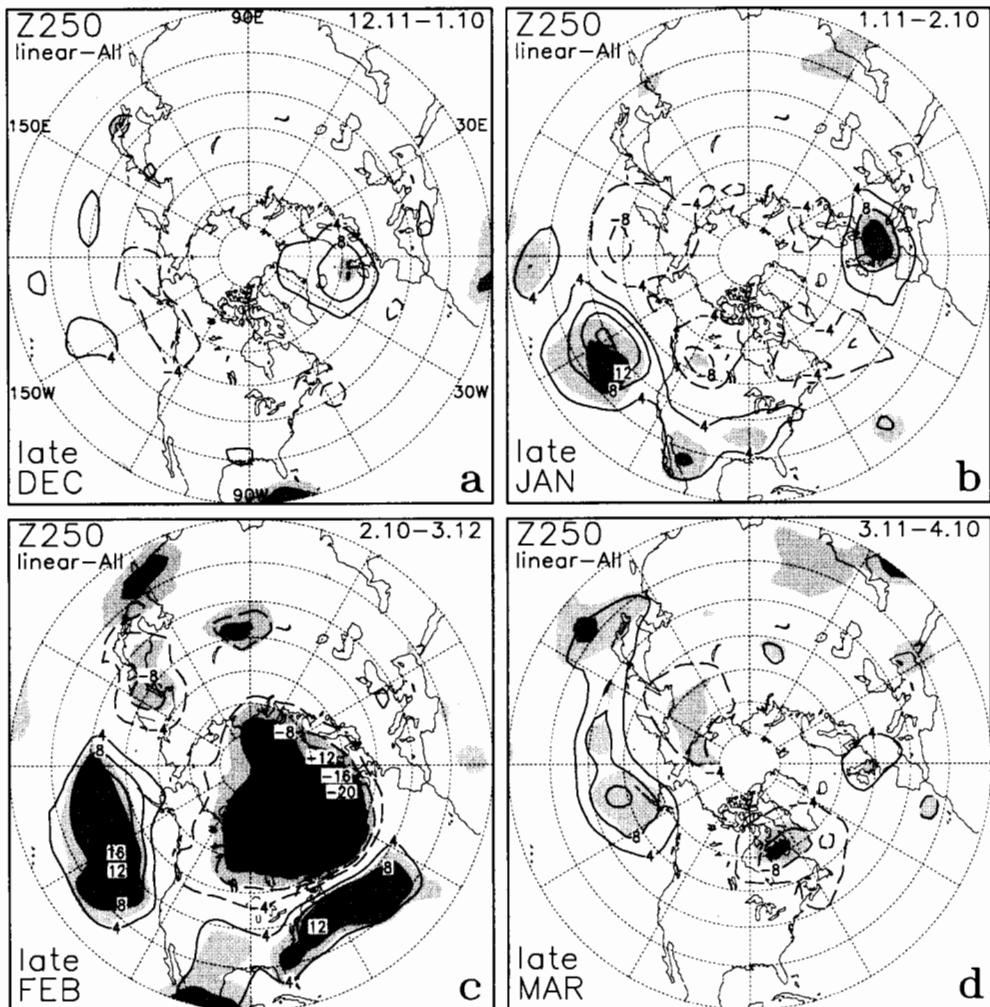


図 8. 図 7 と同じ。ただし、AII とストームトラックに沿って進む短周期擾乱に伴う渦度フラックス偏差によって予想される 250-hPa 高度場の変化傾向 ( $m \text{ day}^{-1}$ ) との線形（ラグ）回帰係数の分布図。渦度フラックスは 8 日高周波フィルターされた 250-hPa 高度の風の場より求める (Nakamura et al. 1997)。

#### 4. 冬季循環場に卓越する変動の季節依存性

##### 4.1 冬の前半と後半に卓越する変動

ここでは、冬季北半球の循環場に卓越する変動の季節依存性の観点から AL-IL シーソーと AO の関係を調べる。AO は 11 月～4 月の SLP 場の EOF 第 1 モードとして得られる（図 3）。その空間パターンの特徴は北極域と中緯度域（北大西洋及び北太平洋）のシーソー的な構造である。この構造が成層圏で環状構造を持つ極渦変動を反映していることを考慮して、「環状モード (annular mode: AM)」と呼ぶ場合もある (Wallace 2000; Thompson and Wallace 2000)。ただし北太平洋上の偏差は北大西洋のそれに比べて規模は小さく有意性も低いことが分かる。AL-IL シーソーが冬の後半に卓越する現象であることを考慮して、11 月～4 月の SLP 及び  $Z_{250}$  の場を冬季前半の 11 月～1 月 (NDJ) と冬季後半の 2 月～4 月 (FMA) に分けて、それぞれ EOF 解析を施して、大気場の振る舞いの違いに着目した（図 9）。偏差の符号は図 3 にならって北極付近が負になるよう極性を統一している。

SLP 場では、第 1 モードはいずれも北極一大西洋セクターで同様の空間パターンを示しているが、北太平洋においてその様相は大きく異なり、冬の前半と後半で卓越するパターンは大きく異なっている（図 9a, 9d）。冬の後半からみると、一見その構造は AO の特

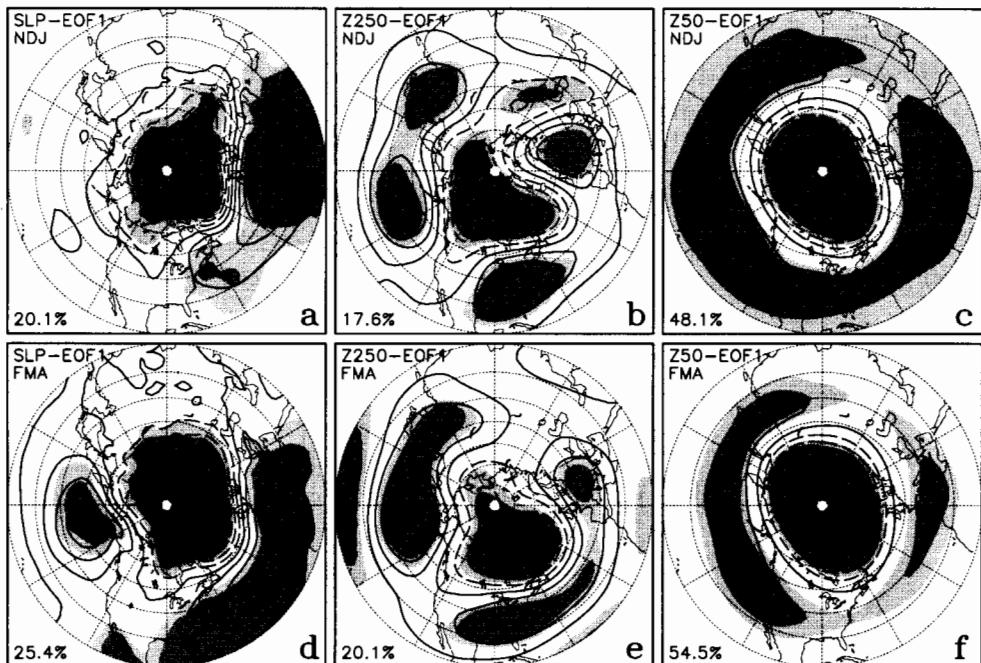


図 9. (a) 図 3 に同じ。ただし 11 月～1 月の各月平均に基づく。(b) (a) に同じ。ただし 250-hPa 高度場 (m)。(c) (a) に同じ。ただし 50-hPa 高度場 (m)。(d)、(e)、(f) は (a)、(b)、(c) に同様、ただし 2 月～4 月の各月平均に基づく。等値線の間隔は、(a) と (d) は 1 (hPa)、(b) と (e) は 20 (m)、(c) と (f) は 30 (m) で、いずれも 0 の等値線は省略。

徴をよく反映しているように見えるが、北大西洋セクターのパターンを注意深くみると、高緯度の負偏差の中心はアイスランド上に、中緯度の正偏差は北大西洋上にあり、冬季後半の卓越パターンはむしろ AL-IL シーソーの反映とみるべきであろう (cf. 図 6a)。ちなみに、AII と FMA の主成分時系列 (PC) の間の相関係数は 0.77 である。一方、冬の前半は北極域と欧洲南西部を中心とした NAO 的な特徴がよく現れているが、北太平洋上には有意な振幅はまったく見られず、いわゆる AO は再現されていないことが分かる。AO パターン (図 3) の北太平洋上のシグナルは、冬季後半に卓越する AL-IL シーソーの紛れ込みを反映していると考えられる。

対流圏上層 ( $Z_{250}$ ) では、SLP 場に比べるといずれも構造は環状性が高まり、両者は比較的似た構造を持っている (図 9b, 9e)。しかし注意深く見ると、冬の前半は北極域を広く覆う負偏差場とそれを取り巻く中緯度帯の波列状の正偏差場に特徴付けられるが、冬の後半は高緯度域の負偏差場は北極上空の有意なシグナルの弱まりに伴って、その中心はアイスランド上空に移動し、AL-IL シーソーの対流圏上層への反映である北太平洋上と北大西洋上の 2 つの偏差が中心となっている。また偏差全体が東西方向に延びた南北のダイポール型構造になっているのも、AL-IL シーソー最盛期の特徴をよく表している (cf. 図 7c)。なお、冬の前半から北太平洋上見られる有意なシグナルは冬季を通じて対流圏上層での PNA の卓越を意味しており、AL-IL シーソー形成期も一部反映していると思われる (cf. 図 7b)。尚、AII との相関係数は NDJ-PC で 0.30、FMA-PC とは 0.85 である。

極渦変動を最も反映する下部成層圏 ( $Z_{50}$ ) では、冬の前半と後半に卓越するパターンに本質的な違いはみられずいずれも環状的な構造を持っている (図 9c, 9f)。いわゆるこれが冬季を通じて卓越する「環状モード」を最もよく反映していると考えられる。TW は、AO の最も主要な特徴は地上から下部成層圏まで及ぶ等価順圧構造を伴う強い結合モードである、と主張している。実際この下部成層圏の環状モードが対流圏の循環場にどの程度反映されているかを見る。図 9c と 9f から推察されるように、寒候季（11月～4月）を通

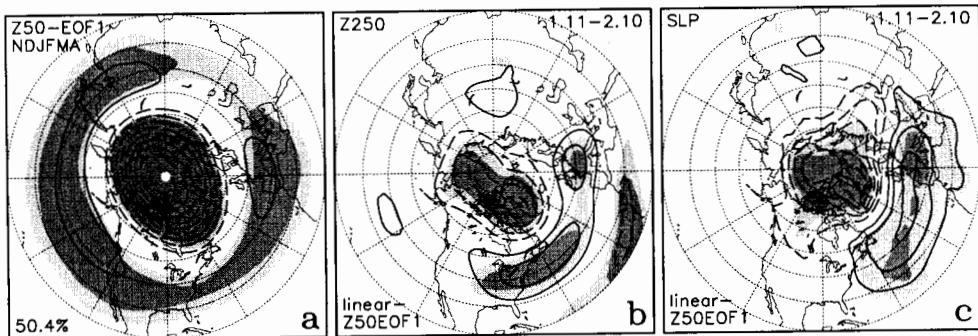


図 10. (a) 図 3 と同じ。ただし 50-hPa 高度場 (m)。1 月下旬 (1 月 11 日～2 月 10 日) の (b) 250-hPa 高度場 (m)、(c) SLP (hPa) と (a) の 11 月～4 月の冬季平均の EOF 第 1 主成分時系列との線形回帰係数の分布図。等値線の間隔は、(a) は 30、(b) は 20、(c) は 1 で、いずれも 0 の等値線は省略。

じての月平均  $Z_{50}$  の EOF 第 1 モード（図 10a）はやはり極渦の変動に伴う環状モード的な北極と中緯度間のシーソーパターンを表している。 $Z_{250}$  場及び SLP 場を  $Z_{50}$  の冬季平均 PC に線形回帰した場（図 10b-10c）を見ると、いずれもその反映は北極–北大西洋セクターのみ、すなわち NAO を強く反映したパターンであり、北太平洋上には有意なシグナルは見られない。図は 1 月後半の例であるが、他の時期でも本質的な傾向は変わらない。つまりこの NAO を反映したパターンこそが、眞の下部成層圏環状モードの対流圏への反映と考えられる。同様の結果はこれまでのいくつかの研究（Baldwin et al. 1994; Kitoh et al. 1996; Kodera et al. 1996）と矛盾しないし、最近の Wallace (2000) や Thompson and Wallace (2001) の提唱している「環状モード～NAO」の概念を支持するものである。逆に言えば、対流圏で卓越するパターン（図 9b、9d、9e）に見られる北太平洋上の有意なシグナルは環状モードの反映ではないことを意味する。尚、冬の前半は TW の主張通り対流圏と成層圏の EOF 第 1 モードはよく結合しており、特に SLP と  $Z_{50}$  の PC 間の相関係数は 0.81 に及ぶ。しかし冬の後半は対流圏内の AL-IL シーソーの卓越によって両者の相関係数は 0.65 まで低下し、対流圏と成層圏の間の結合の弱まりを示している。

対流圏に卓越するパターンの季節依存性についてまとめる。冬季前半の SLP 場の NAO 的なパターン（図 9a）は成層圏環状モードの反映、 $Z_{250}$  場（図 9b）は環状モードの反映と PNA の重ね合わせと解釈できる。冬の後半（図 9d、9e）は引き続き存在する環状モードの反映を凌いで、AL-IL シーソーが対流圏に卓越するパターンとなる。冬季全体で定義された AO は冬の前半に卓越する成層圏環状モードの対流圏への反映と、冬の後半の卓越する AL-IL シーソーの重ね合わせと解釈できる。

#### 4.2 冬季を通じての AL-IL シーソーの循環場へのかかわり

環状モードの対流圏への反映に対する AL-IL シーソーの重ね合わせは、以下の解析からも確認できる。月平均の SLP 及び  $Z_{250}$  場に対して、AII を用いてシーソーの影響を線形回帰によって除去した 11 月～4 月の月平均 SLP に EOF を施して得られた第 1 モードを図 11a に示す。このパターンとシーソーを除去する前のオリジナルの SLP に EOF を施して得られた第 1 モード、すなわち AO パターン（図 11b）を比較すると、前者において北太平洋上のシグナルがすっかり消えて、いわゆる環状モードの反映である NAO 的なパターンになっていることが分かる。図 11a のパターンをよく見ると、冬前半の SLP の EOF 第 1 モード（図 9a）とよく似ていることが分かる。ちなみに両者の PC 間の相関係数は 0.85 である。このことを考慮して、今度は冬前半の SLP の EOF 第 1 モードの影響をこの PC を用いて除去した 11 月～4 月の場を別に用意して、改めて EOF を施した（図 11c）。卓越する空間パターンを見ると、北太平洋上に AL に対応する有意な偏差場が現れ、相対的に北大西洋セクターのシグナルは弱まっていることが分かる。これらの特徴は図 5a の AL-IL シーソーの特徴を極めてよく反映しており、AII と PC の間の相関係数も 0.77 と高い値を示す。同様の EOF 解析を  $Z_{250}$  場に対しても行なった（図 11d-f）。まず対流圏

上層では、冬季を通じて AL-IL シーソーの卓越を確認できる（図 11e）。AL-IL シーソーを除去した場（図 11d）を見ると、北太平洋上の有意性が低下して、パターンの環状性も高くなっていることが分かる。一方、冬季前半の SLP 第 1 モードを除去した場のパターンは（図 11f）、北極上空の有意性が更に低下とともに環状性も歪められ、より AL-IL シーソーを反映していることが確認できる。

これらの結果は 4.1 節を明らかに支持する結果である。TW によって定義された AO（図 11b）は、冬季を通じて卓越するモードとして認識されているが、その本質は冬の前半に卓越する環状モードの反映である NAO 的な北極－北大西洋モードと、冬の後半に卓越する AL-IL シーソーであると考えられる。言い換れば、AO を構成する北太平洋上のシグナルの主要な部分は AL-IL シーソーによるものであることを意味する。むしろ重要なことは対流圏上層で冬を通じて卓越するパターンが環状モードよりも AL-IL シーソーを反映していることである（図 11e、図 9b 及び図 9e も参照）。AII と相関係数も 0.73 (SLP 場とは 0.58) に及ぶ。TW は対流圏上層での AO の構造に見られる環状性の低下を、地上気温の分布に伴う傾圧性の現れとみなしているが、対流圏上層では AL-IL シーソーが AO を凌ぐ主要な変動であることを単に示唆しているのかもしれない。

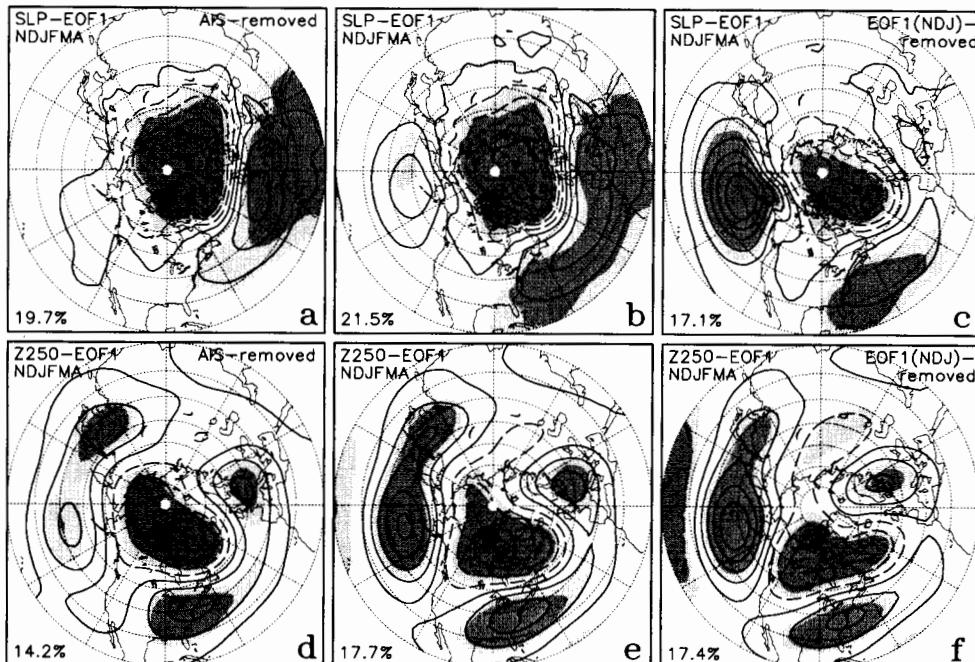


図 11. 図 3 と同じ。ただし、(a) AL-IL シーソーの影響を除去した場、(b) オリジナルの場、(c) 11 月～1 月の SLP の EOF 第 1 モードを除去した場に基づく ( $\text{hPa}$ )。(d)、(e)、(f) は (a)、(b)、(c) と同じ、ただし、250-hPa 高度場 ( $\text{m}$ )。(f) で除去した場は (c) と同じ 11 月～1 月の SLP の EOF 第 1 モード。等値線の間隔は、(a) – (c) は 1、(d) – (f) は 20 で、いずれも 0 の等値線は省略。

尚、最近の約 50 年間で AL-IL シーソーのシグナルが弱かった前半の約 20 年に限り、AO の定義に従って SLP 場に対して EOF を計算すると、その第 1 モードでは北太平洋の有意なシグナルはほとんど消滅し、いわゆる北極－北大西洋間のシーソーである NAO 的なパターンとなっている（図略）。このことも北太平洋のシグナルは AL-IL シーソーであることを示唆している。

#### 4.3 AO の定義に関して注意すべきこと

AO の計算はその定義から 11 月～4 月までの冬季平均 SLP ではなく月平均 SLP を用いることになっているので、当然各月毎の PC も得られることになる。6 ヶ月平均した PC を一般に AO インデックスと呼ぶことが多いが、ここでは各月の PC に着目してその季節変化を追う。図 12 に 6 ヶ月平均と各月の PC の時系列を示す。いずれも標準偏差 1 に規格化してある。冬季平均された PC の時系列（図 12a）は、年々変動が小さく緩やかな変動が特徴である。また 1977 年頃と 1989 年頃のいわゆるレジームシフトが現れており、北半球の冬季循環場の全般的特徴とは矛盾しない。続いて各月の時系列をみていくと（図 12b-12g）、予想通りまず大きい年々変動に気付く。更に時系列同士を比べると、かなり月毎に異なっていることも分かる。連続する月の PC 間の相関係数が最も高い 12 月と 1 月でもその値は 0.63 留まりである。2 ヶ月離れるとはほとんど有意な相関は得られなくなる。すなわちこの空間パターンの持続性が低いことを示すものである。図 13 に各月の SLP を各月の PC の線形回帰し

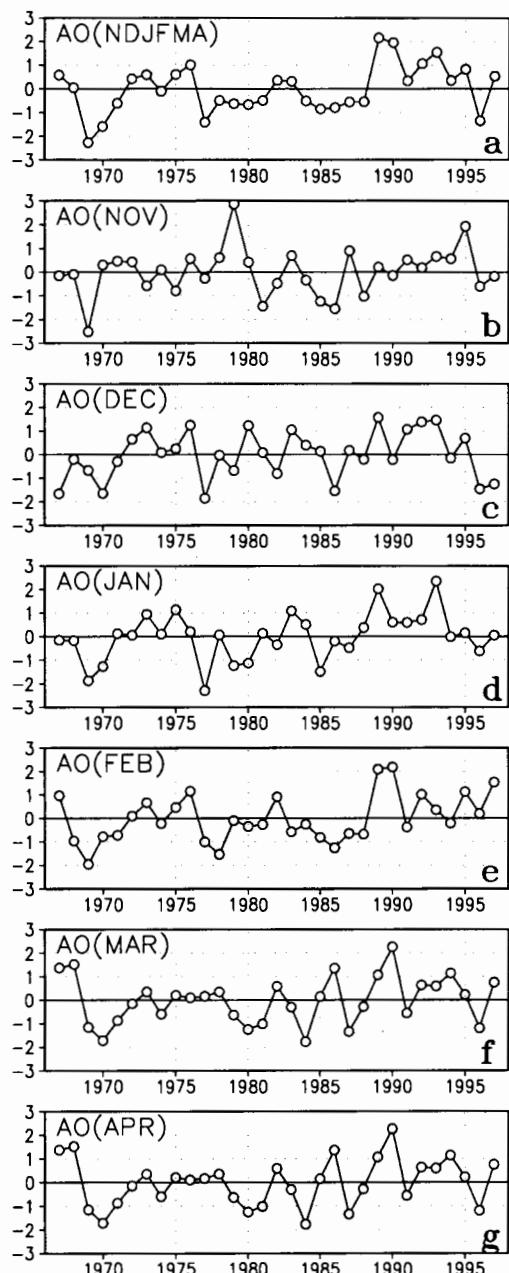


図 12. 図 3 で求められた冬季間の SLP における EOF 第 1 主成分の (a) 11 月～4 月の各月の PC を冬季平均して規格化した時系列、(b-g) 各月毎の規格化した時系列。

たものである。どの月も比較的 AO 的な空間構造を再現していることが分かる（各月毎の時系列に伴う空間パターンの再現であるから、空間パターンの持続性が低いということとは無関係である）。注意深くみると 12 月や 1 月には弱い北太平洋上のシグナルは、2 月に急に顕著になり、また高緯度域の負偏差の中心もアイスランド上に移動して、AL-IL シーソーの特徴をよく反映したパターンになる。AII と各月の PC の相関係数も 1 月は 0.17 から 2 月は 0.77 になる。これはシーソーのシグナルが元々の定義による AO の中に含まれていることを、改めて示唆するものである。つまり AO の中で 2 月の PC のみを取り出して議論しても、それは AL-IL シーソーを強く反映したものを見ていることになる。AO と AII の相関係数が 0.58 に及ぶのも不思議なことではない。ところで、冬平均の AO インデックスと各月の相関係数は 1 月は 0.82、2 月も 0.80 と高い値を示すが、12 月と 3 月は 0.6 前後、11 月と 4 月は 0.3 以下に低下する。つまり冬平均と言えども、主に 1 月と 2 月を反映していることになる。図 13 からも、1 月と 2 月の振幅は相対的に大きいことが分かる。これは AO を計算する際、各月毎に平均値からの偏差を求めてそれをそのまま（各月毎に標準化せず）用いるからで、実際各月均一の重みにはならず 1 月と 2 月で全分散の約 53% を占めているのである。AL-IL シーソーが主に 2 月のみに目立つ現象であるにもかかわらず、AO の中に紛れ込むのもこのようながらくりがあるのである。

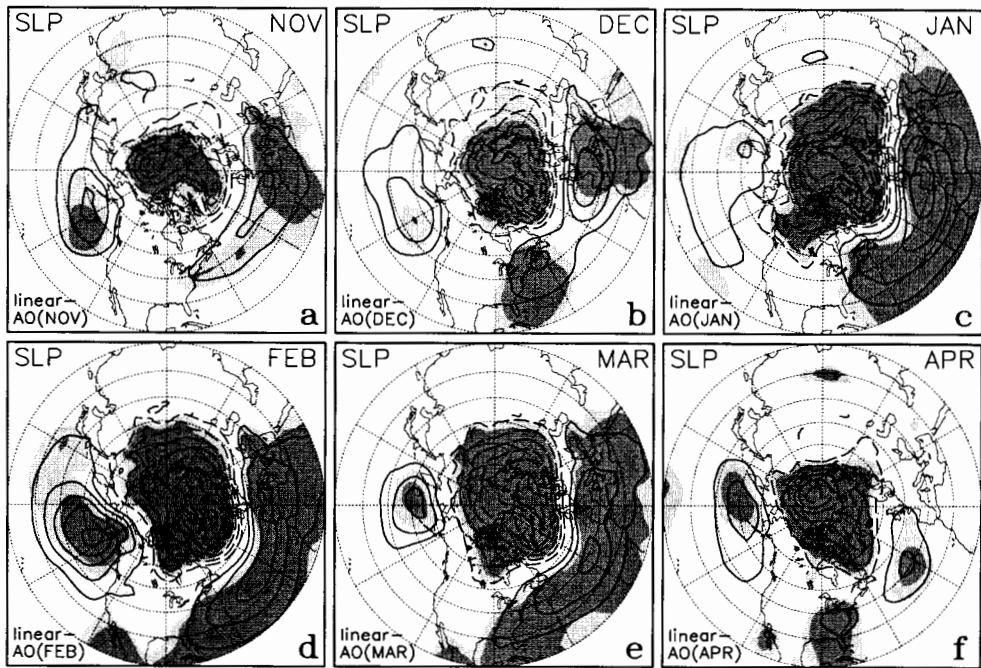


図 13. 図 12b-g の各月毎の主成分時系列と対応する各月 SLP の線形回帰分布図。単位及び陰影は図 3 と同じ。等値線の間隔は、いずれも 1 (hPa) で、0 の等値線は省略。

## 5. AL-IL シーソーの天候への影響

AL-IL シーソーが冬季後半に卓越する半球規模の現象であることを考えると、地上の天候場にも大きな影響を及ぼしていることが予想される。図 14a はシーソー最盛期の地上気温 (SAT) と AII の線形回帰図で、弱い AL (高気圧性偏差) と強い IL (低気圧性偏差) に対応 (図 5a) する。北寄りの季節風の弱まる日本を含む極東と海からの暖かい南西風の強まる欧洲で気温が高くなる傾向がみられ、一方、南寄りの風が弱まる北米西岸からアラスカと北西風の強まるカナダの中部から東部一帯にかけて気温が低くなる傾向が見

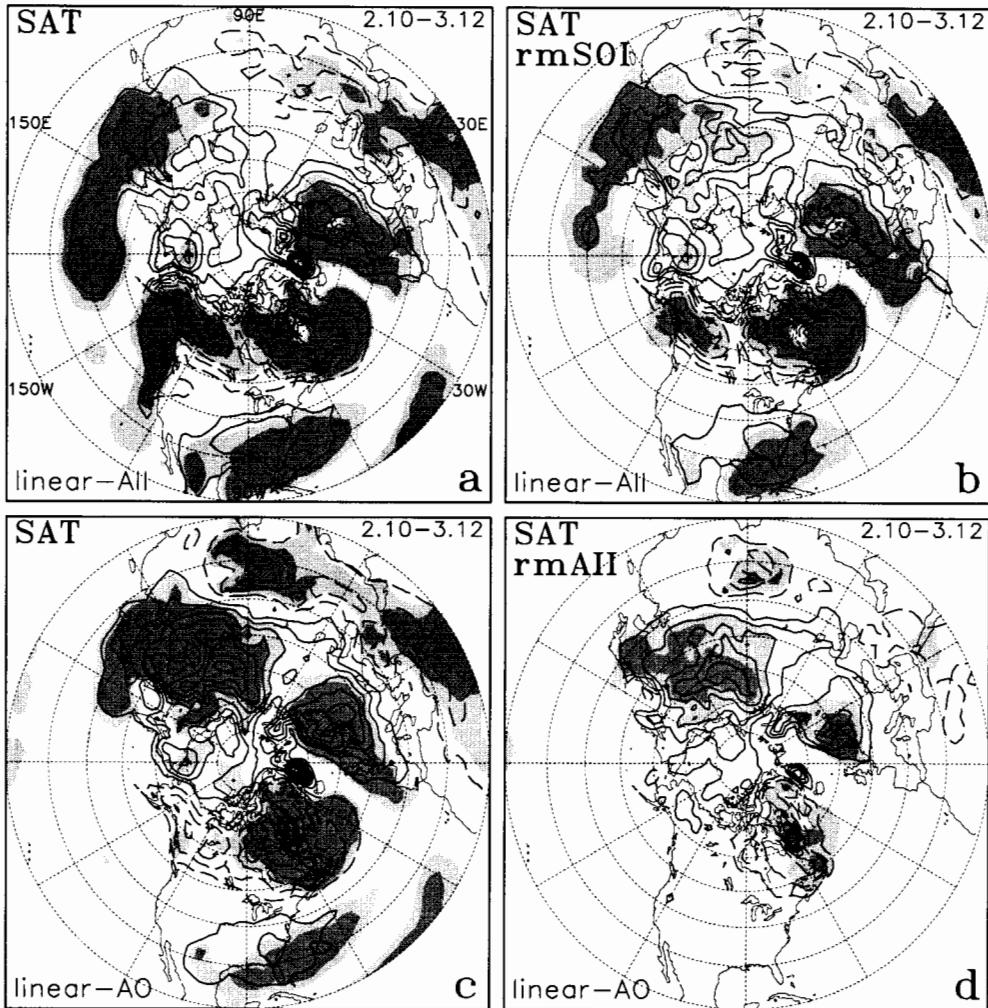


図 14. (a) 図 7c と同じ。ただし、地上気温 (K)。(b) (a) と同じ。ただし、ENSO の影響を予め除去した場と AII の回帰図。(c) (a) と同じ。ただし、冬季間の SLP の EOF 第 1 モードの冬季平均された PC (図 12a) との回帰図。(d) (c) と同じ。ただし AII の影響を予め除去した場との回帰図。等値線の間隔は、いずれも 0.4 で、0 の等値線は省略。

られる。また IL 偏差場を取り巻くように東西に広がる高気圧性偏差場に対応して (NAO の高指数化)、米国南東部では高温偏差、中東では低温偏差が見られる (cf. 図 1)。尚、AL と IL の符号が反転した場合には、気温の偏差パターンも全て反対になる。

続いてエルニーニョ南方振動 (El Niño-Southern Oscillation: ENSO) や AO とのかかわりを見る。図 14b はあらかじめ ENSO の影響を除去した場に対して AII に対する線形回帰を求めたものだが、北太平洋中部～東部で有意なシグナルが弱まるのみで、大きくパターンは変わらない。図 14c は冬平均した AO インデックスとの線形回帰図を示す。第4節で示したように AL-IL シーソーの紛れ込みのため偏差パターンはよく似ているが、北太平洋～北米西岸での弱まりと、北米東岸とユーラシア大陸上のシグナルの強まりが目立つ。図 14d は AL-IL シーソーを除去した場に対して AO インデックスと線形回帰を

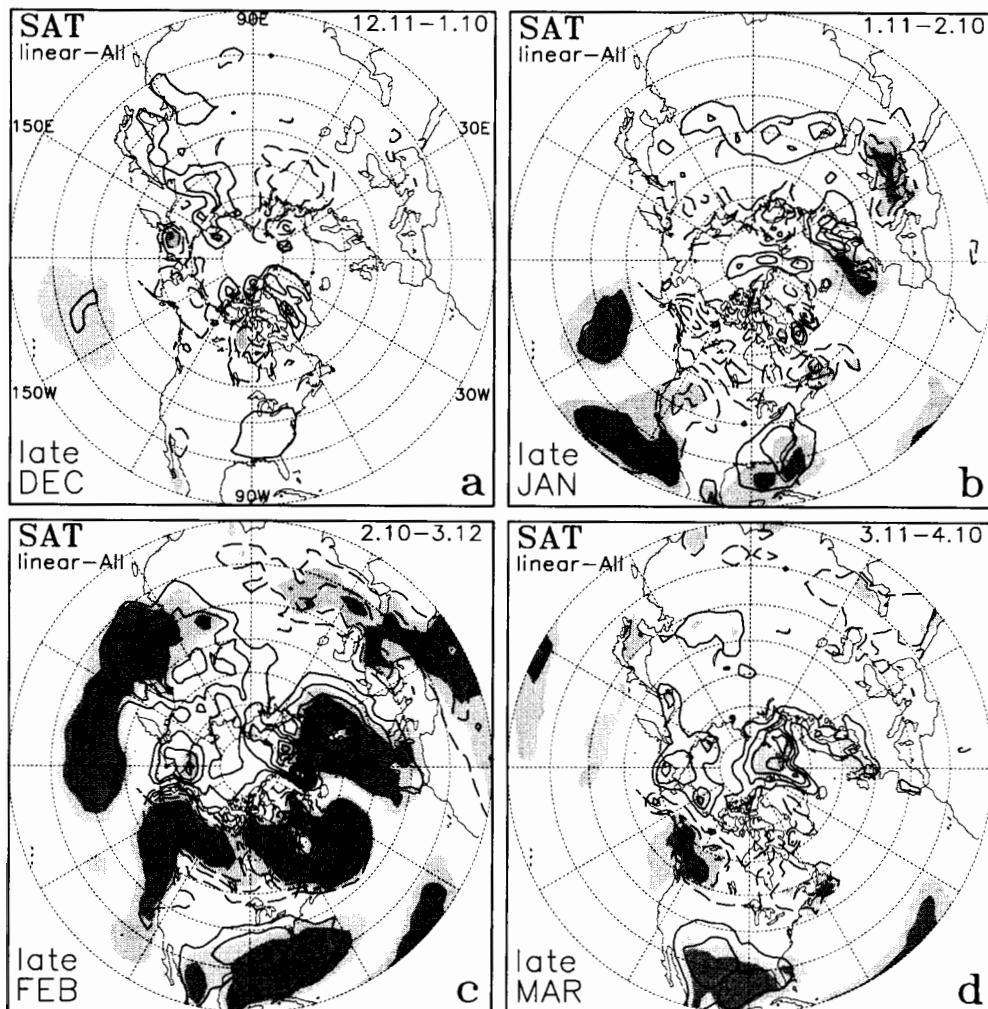


図 15. 図 7 と同じ。ただし、地上気温 (K)。等值線の間隔は、いずれも 0.4 で、0 の等值線は省略。

求めた図であるが、図 14c でシグナルが強まった地域を除いて有意なシグナルはほぼ消えている。これらの結果は、ENSO や AO とはかわりなく 2 月後半を中心とした AL-IL シーソーによる北半球の広範囲の気温場への影響を示唆するものである。

続いて、AL-IL シーソーに伴う地上気温の季節進行を見る。図 8 の  $Z_{250}$  同様に AII との線形回帰図を作成し 12 月～3 月の各月下旬を中心とした 31 日平均場の変化を追ってみる（図 15）。この気温偏差パターンの傾向は、AL-IL シーソーの季節進行と首尾一貫したものである。12 月の弱い AL 偏差に対応する北東太平洋上にみられる高温偏差（図 15a）は 1 月には更に発達し、上空の PNA に伴う波列によって北米西岸に低温偏差、米国南東部に高温偏差が現れる。また北太平洋を横切る波列に伴う、カナダ北東部の低温偏差と欧洲の高温偏差の兆候もみられる（図 15b）。2 月のシーソー最盛期には、北東太平洋の高温偏差は AL 偏差場の西方への拡大に伴って北太平洋中西部から極東一帯に広がり、IL 偏差場の強化に伴って北大西洋上周辺の気温偏差も更に発達し、シーソー最盛期を迎える（図 15c）。初冬の北東太平洋上に現れる気温偏差は、冬の後半の欧洲や極東の寒暖の傾向に AL-IL シーソーを通じて密接にかかわっているのである。

AL-IL シーソーはストームトラックの活動とも密接に関連していることから（図 8）、これに伴う降水量分布にも影響する。図 16a 及び 16b は、それぞれシーソー最盛期の降水量及び対流圈上空でのストームトラック（短周期擾乱）の活動度と AII の線形回帰を取ったものである。シーソー変動に伴う降水量の偏差パターンは主に両海洋上に集中しており、またストームトラックの強弱とかなり良い対応にあることが分かる。北大西洋上では IL 及びアゾレス高気圧の強まりに伴い（NAO の高指数化） $50^{\circ}\text{N}$ - $60^{\circ}\text{N}$  を中心とした北東部で降水量が増加、 $30^{\circ}\text{N}$ - $40^{\circ}\text{N}$  の中緯度帶で降水量の減少がみられる。北太平洋上では、AL の弱まりに伴って  $40^{\circ}\text{N}$  付近の中緯度帶で降水量は減少、ストームトラックの強まる  $50^{\circ}\text{N}$ - $60^{\circ}\text{N}$  付近の降水量増加の傾向が見られる。ENSO の影響を除去した場合の降水量の偏差パターンは、気温場と同様北東太平洋でやや変動が弱まる以外、大きな違いは見られない（図略）。また AO との回帰図では、北大西洋上に弱い偏差場が見られるのみで（図 16c）、気温場でみられたような広範囲への影響はなく、AL-IL シーソーを除去した場に対する AO との回帰場では、ほとんど有意なシグナルは消えてしまう（図 16d）。図 16c にみられる偏差パターンはほとんど AL-IL シーソーのシグナルを反映しており、純粋な AO（環状モードの反映）は、冬季後半の降水量変動にはほとんど寄与しないことを示唆するものである。

気温や降水量のこれらの傾向については、観測に基づくデータセットによっても確認している。気温については陸上は Jones (Jones et al. 1994)、海上は COADS (地球フロンティア版: Tanimoto et al. 1999) によって、降水量は CMAP (Xie and Arkin 1996) を用いて同様の解析を行なった。いずれも上記の NCEP-NCAR 再解析データによる解析結果とよく対応した結果が得られ、データの信頼性が確認されたことを付け加えておく。

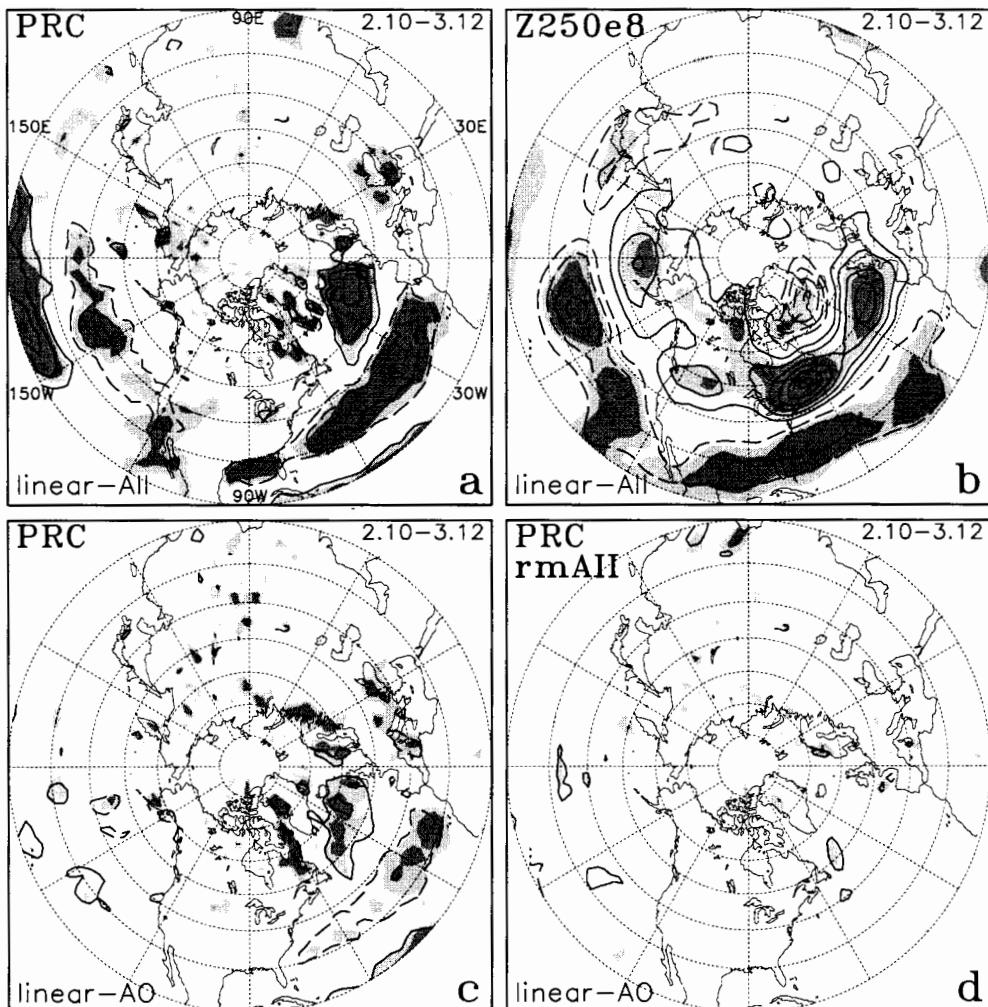


図 16. (a, c-d) 図 14 に同じ。ただし降水量 (mm/day)。(b) 図 7c に同じ。ただし、ストームトラックに沿って進む短周期擾乱 (8 日高周波フィルター) の振幅と AII の回帰図。擾乱の振幅は 250-hPa 高度場において、6 日低周波フィルターされた場のジェットの局所的な軸に直交する方向の風速 (m/s) に基づいている。擾乱の緩やかな振幅変調を表わすため、風速を 2 乗して、もう一度低周波フィルターを施し、更にその平方根をとったものをここでは擾乱の振幅としている (Nakamura et al. 1997)。等値線の間隔は、いずれも 0.4 で、0 の等値線は省略。

## 6. 結論及び議論

冬季北半球対流圏循環場の年々変動は季節を通じて一様ではなく顕著な季節依存性が存在する。冬の大気場を 11 月～1 月の前半と 2 月～4 月の後半に分けて EOF を施した結果、冬の前半は成層圏の極渦変動の対流圏への反映である北極－北大西洋セクターのシーソーである NAO が卓越するものの、冬の後半は定常ロスピー波の伝播とストームトラックか

らのフィードバックによってこの時期形成される AL-IL シーソーが、最も卓越する変動として抽出される。

冬季間の SLP の EOF 第 1 モードとして定義される AO は、成層圏に冬季を通じて卓越する極渦変動（環状モード）を反映する地上から下部成層圏まで及ぶ等価順圧的な構造と一般に認識されているが、実際、成層圏の環状モードの対流圏への反映は北極－北大西洋セクターに限られている。すなわち、AO のパターンにみられる北太平洋のシグナルは環状モードの反映ではなく、冬季後半に対流圏で卓越する AL-IL シーソーが人為的に紛れ込んだものと解釈できる。対流圏の循環場から AL-IL シーソーを線形的に除去した場における SLP の EOF 第 1 モードからは、北太平洋上の有意なシグナルが消えてもはや AO パターンを再現できない。このパターンは冬の前半の SLP 第 1 モードとよく対応しており、こちらを除去した SLP 場の EOF 第 1 モードは、逆に AL-IL シーソーをよく再現する。このことからも、AO は冬季を通じて存在する極渦変動の対流圏の北大西洋セクターへの反映に冬の後半に卓越する AL-IL シーソーの重ね合わせとして解釈できる。

AO は 11 月～4 月の各月毎の SLP 偏差場の EOF 第 1 モードとして求められるので、各月毎に PC が得られる。このうち 2 月のみを取り出してみると、AII と高い相関にあり、その線形回帰図は AL-IL シーソーをよく再現する。また EOF を計算する際、各月の重みを等しくしないため、変動の大きい 1 月及び 2 月の相対的寄与が大きくなり、実際この 2 ヶ月分で分散の半分以上を占めている。このことも 2 月を中心とする AL-IL シーソーが AO の中に紛れ込む要因となっている。

下部成層圏循環では冬を通じて極渦変動に伴う環状モードが卓越しており、冬の前半と後半の EOF 第 1 モードにも本質的な違いはないことを先に触れたが、実際には冬の後半は中緯度帯の特に北大西洋セクターに振幅や有意性の弱い低下が見られる。実はこれは AL-IL シーソーの成層圏循環への影響を反映したものである。卓越するモードには有意な影響を及ぼさないものの、成層圏循環の振る舞いに顕著な影響を及ぼしていることが最近分かってきた。これについては Nakamura and Honda (2002)、また本誌の中村・本田 (2002)による解説を参照されたい。

AL-IL シーソーは冬季後半の北半球の広範囲の天候に影響を及ぼすことも分かった。AL が弱く IL が強いケースでは、極東・欧州・米国南東部では高温傾向、北米西岸・カナダ・中近東では低温傾向となる。また北太平洋及び北大西洋上の広範囲の降水量分布にも影響する。尚、AL-IL シーソーが初冬～真冬の北東太平洋の循環異常をきっかけに形成されることを考慮すると、このことを利用して、晚冬期の北半球の気温の傾向を予報できることになる。この予測可能性については現在調査をしている。

AL-IL シーソーは最近約 50 年間では 1970～90 年代では 2 月を中心にはっきり見られるものの、1950～60 年代は弱まっているなど、緩やかな長期変動をしているようだ。実際、約 100 年に及ぶ観測に基づく SLP データ (Trenberth and Paolino 1981) を用いて解析を行うと、戦前の 1920～40 年代には 1 月を中心にシーソー関係が見られることが分

かってきた。この AL-IL シーソーの 10 年規模スケールの変調と季節依存性については、本誌の山根ほか (2002) による解説を参照されたい。

今後の課題としては以下が挙げられる。まず AL-IL シーソーのきっかけとなる北太平洋上の AL 偏差場がどのような強制を受けて形成されるかについてのメカニズムを追求していきたい。AL-IL シーソーの季節進行に関連して、初冬の北東太平洋上の AL 偏差に対応して存在する気温偏差（図 15a-b）は、有意な海面水温 (SST) 偏差を伴っていることが分かってきた。実はこの SST 偏差は 9 月頃からこの海域に持続して見られるもので、AL-IL シーソー発達のきっかけとなる初冬の AL 偏差の形成と密接な関係があるものと思われる。シーソー形成のメカニズムを考える上で、重要な因子のひとつとして現在注目している。また、IL 偏差場の形成にかかる北大西洋を横切る停滞性ロスピー波の形成の力学的メカニズムは、北米を横切る PNA 的なロスピー波列との関係も含め、今後詳しく調べていく必要がある。両者とも北太平洋および北大西洋の海面水温の変動とも密接に関わっていることが容易に推察される。この点に関しては、AL-IL シーソーの時系列にみられる十年規模変動との関連も含め、データ解析と数値実験を組み合わせて、今後詳しく解析していきたい。

#### 謝辞

本研究を通じて、貴重なご意見を頂いた、または議論に参加していただいた山根省三、大淵済、谷本陽一、小寺邦彦、黒田友二、山崎孝治、田中博の各氏には大変感謝申し上げる。Mike Wallace、Brian Hoskins、Yochanan Kushnir の各氏からは結果の解釈に関して有益なコメントを頂いた。堀内一敏、橋田かおりの各氏にはデータの整備で大変お世話になった。図の作成には GrADS を用いた。

## 参考文献

- Ambaum, M. H. P., B. Hoskins and D. B. Stephenson, 2001: Arctic Oscillation or North Atlantic Oscillation? *J. Climate*, 14, 3495-3507.
- Baldwin, M. P., X. Cheng, and T. J. Dunkerton, 1994: Observed correlations between winter-mean tropospheric and stratospheric circulation anomalies. *Geophys. Res. Lett.*, 21, 1141-1144.
- Deser, C., 2000: A note on the teleconnectivity of the 'Arctic Oscillation'. *Geophys. Res. Lett.*, 27, 779-782.
- Honda, M., and H. Nakamura, 2001: Interannual seesaw between the Aleutian and Icelandic lows. Part II: Its significance in the interannual variability over the wintertime Northern Hemisphere. *J. Climate*, 14, 4512-4529.
- 本田明治, 山根省三, 2002: 「北極振動」をめぐる最近の動向 —2001年米国地球物理連合(AGU)秋季大会セッション「北極振動／北大西洋振動—定義とメカニズム」の報告—. 天気, 49, 印刷中.
- 本田明治, 中村 尚, 浮田甚郎, 2000: アリューシャン低気圧とアイスランド低気圧間のシーソー関係の季節依存性と季節進行. グロースペッター, 38, 67-86.
- Honda, M., H. Nakamura, J. Ukita, I. Kousaka, and K. Takeuchi, 2001: Interannual seesaw between the Aleutian and Icelandic lows. Part I: Seasonal dependence and life cycle. *J. Climate*, 14, 1029-1042.
- Hurrell, J. W., 1995: Transient eddy forcing of the rotational flow during northern winter. *J. Atmos. Sci.*, 52, 2286-2301.
- Jones, P. D., 1994: Hemispheric surface air temperature variations: A reanalysis and update to 1993. *J. Climate*, 7, 1794-1802.
- Kalnay, M. E., and co-authors, 1996: The NCEP/NCAR Reanalysis Project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 77, 437-471.
- Kitoh, A., H. Koide, K. Kodera, S. Yukimoto, A. Noda, 1996: Interannual variability in the winter stratospheric-tropospheric circulation in a coupled ocean-atmosphere GCM. *Geophys. Res. Lett.*, 23, 543-546.
- Kodera, K., M. Chiba, H. Koide, A. Kitoh, and Y. Nikaidou, 1996: Interannual variability of the winter stratosphere and troposphere in the Northern Hemisphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, 74, 365-382.
- Kushnir, Y., and J. M. Wallace, 1989: Low frequency variability in the Northern Hemisphere winter: Geographical distribution, structure and time-scale dependence. *J. Atmos. Sci.*, 46, 3122-3142.
- Lau, N.-C., 1988: Variability of the observed midlatitude storm tracks in relation to low-frequency changes in the circulation pattern. *J. Atmos. Sci.*, 45, 2718-2743.
- Lau, N.-C., and M. J. Nath, 1991: Variability of the baroclinic and barotropic transient eddy forcing associated with monthly changes in the midlatitude storm tracks. *J. Atmos. Sci.*, 48, 2589-2613.
- 中村 尚, 2002: 北極振動. 天気, 49, 印刷中.
- Nakamura, H., and M. Honda, 2002: Interannual seesaw between the Aleutian and Icelandic lows. Part III: Its influence upon the stratospheric variability. Special Issue of *J. Meteor. Soc. Japan* on the Stratospheric Variability, in press.
- 中村 尚, 本田明治, 2002: アリューシャン・アイスランド低気圧シーソーの形成が成層圏循環の与える影響. グロースペッター, 40, 掲載予定
- Nakamura, H., M. Nakamura, and J. L. Anderson, 1997: The role of high- and low-frequency dynamics in blocking formation. *Mon. Wea. Rev.*, 125, 2074-2093.

- 中村 尚, 本田明治, 山根省三, 大淵 濟, 2002: アリューシャン・アイスランド両低気圧間のシーソー現象. 天気, 49, 印刷中.
- Takaya, K., and H. Nakamura, 1997: A formulation of a wave-activity flux for stationary Rossby waves on a zonally varying basic flow. *Geophys. Res. Lett.*, 24, 2985-2988.
- Takaya, K., and H. Nakamura, 2001: A formulation of a phase-independent wave-activity flux for stationary and migratory quasigeostrophic eddies on a zonally-varying basic flow. Submitted to *J. Atmos. Sci.*, 58, 608-627.
- Tanmoto, Y., and S.-P. Xie, 1999: Ocean-atmospheric variability over pan-Atlantic basin. *J. Meteor. Soc. Japan*, 77, 31-46.
- 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.
- Thompson, D. W. J., and J. M. Wallace, 2000: Annular modes in the extratropical circulation. Part I: Month-to-month variability. *J. Climate*, 13, 1000-1016.
- Thompson, D. W. J. and J. M. Wallace, 2001: Regional climate impacts of the Northern Hemisphere Annular mode. *Science*, 293, 85-89.
- Trenberth, K. E., and D. A. Paolino, 1981: Characteristic patterns of variability of sea level pressure in the Northern Hemisphere. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 1169-1189.
- van Loon, H., and J. C. Rogers, 1978: The seesaw in winter temperatures between Greenland and Northern Europe. Part I: General description. *Mon. Wea. Rev.*, 106, 296-310.
- Walker, G. T., and E. W. Bliss, 1932: World Weather V. *Mem. Roy. Meteor. Soc.*, 4, 53-84.
- Wallace, J. M., 2000: North Atlantic Oscillation/annular mode: Two paradigms -- one phenomenon. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 126, 791-805.
- Wallace, J. M., and D. S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 784-812.
- Wallace, J. M. and D. W. J. Thompson, 2002: The Pacific center of Action of the Northern Hemisphere annular mode: Real or Artifact? *J. Climate*, 15, in press.
- Xie, P. and P. A. Arkin, 1996: Analyses of global monthly precipitation using gauge observations, satellite estimates and numerical model predictions. *J. Climate*, 9, 840-858.
- 山根省三, 中村 尚, 本田明治, 大淵 濟, 2002: 観測データと数値実験に見られる冬季北半球循環場に卓越する変動の 10 年規模の変調について. グロースペッター, 40, 掲載予定.
- 山崎孝治, 2001: 北極振動(Arctic Oscillation), 2000 年秋季極域・寒冷域研究連絡会の報告. 天気, 48, 426-427.

# アリューシャン・アイスランド低気圧シーソーが 成層圏に及ぼす影響

地球フロンティア研究システム

中村 尚\*, 本田明治

\*及び 東京大学理学部

## 1. はじめに

アリューシャン低気圧とアイスランド低気圧（以下各々 AL, IL と略す）は、寒候期の海面気圧（SLP）場において北太平洋及び北大西洋上にそれぞれ準定常的にみられる大規模な低気圧である。これら両低気圧は、北半球中対流圏で循環の経年変動が最も激しい場所に位置している（Blackmon *et al.*, 1984）。Wallace and Gutzler (1981)は、AL と IL の変動が各々北半球冬季で最も主要なテレコネクションパターンである PNA (Pacific/North American) パターンと北大西洋振動 (North Atlantic Oscillation, 以下 NAO) とに関係すると指摘した。文献を紐解くと、広大な大陸に隔てられた両大洋に位置する AL と IL との変動の間にシーソー関係（即ち、負の相関関係）あることに、欧米の一部の研究者は既に気付いていた事が判る（Rogers and van Loon, 1979; Wallace and Gutzler, 1981; van Loon and Madden, 1983）。殊に、van Loon and Rogers (1978)は NAO に伴う冬季 IL 偏差を詳細に調べ、それが逆符号の AL 偏差と密接に結びつく傾向を見出している。だが、彼らは引用していないが、このシーソー関係に初めて気づいたのは、かの J. Bjerknes (1966) である<sup>1</sup>。彼は、1957～58 年に起きた欧州の寒冬を、同時に起こった El Niño の遠隔影響として説明しようとし、その中で両低気圧勢力のシーソー関係に言及したのである。

ごく最近になって、高坂 (1997) は、AL と IL の勢力の経年変動を詳細に記述し、そのシーソー関係（以下、AIS と呼ぶ）の再検証を試みた。筆者らは彼女の研究を更に発展させ、AIS の季節性やその形成過程を明らかにした (Honda *et al.*, 2001)。それによれば、シーソーの最盛期は 2 月の後半であるが、それを形成する AL と IL の反対符号の偏差が両大洋上で同時に発達してゆくのではない。寧ろ、初冬から真冬にかけて北太平洋上で成長した循環偏差の影響が北米大陸上空を経て、その後次第に北大西洋上に伸展してゆく過程を経て AIS が形成される様子が明白に捉えられた。前者の過程においては PNA、後者の過程にて地上の IL 偏差が形成される過程においては NAO という、2 つの主要な上空のテレコネクションパターン（あるいはそれに類似する偏差パターン）が夫々深く関与することも示された。即ち、シーソーの形成は、北太平洋から北大西洋への「大気の架け橋」を通じた遠隔影響と解釈すべきなのである。また、筆者らの別の研究においては (Honda and Nakamura, 2001)、PNA と NAO から成る「大気の架け橋」によって両大洋上の循環偏差

<sup>1</sup> J. Bjerknes については、都田 (1998) の解説を参照されたい。

が結びつけられる結果、対流圏中・上層においては、所謂北極振動（AO、もしくは環状モード）を凌いで、最も卓越する経年変動偏差パターンとして第1 EOF に同定されることも示された。

さて、周知のごとく、両低気圧とも北半球冬季の対流圏惑星波の地表における現れでもある。Honda *et al.* (2001)が示すように、これらの勢力が晚冬においてシーソー関係にあるとすれば、それに対応して対流圏惑星波の振幅や位相も変調を受けるだろう。その時期、下部成層圏の西風はまだ十分強いはずだから、対流圏におけるそうした惑星波の変調は成層圏にまで及ぶ可能性がある。そこで、本稿では、AL・IL 両低気圧間のシーソーが下部成層圏の循環に与え得る影響について、過去 30 年分の再解析データを基に調査した結果を報告する。尚、詳細については Nakamura and Honda (2002)を参照されたい。

## 2. データ

以下の解析に用いたのは、米国環境予測センター (NCEP；旧 NMC)による再解析データ 30 年分 (1968-1997) である (Kalney *et al.*, 1996)。Honda *et al.* (2001)の結果に基づき、AIS の最盛期にあたる 2 月 10 日から 3 月 12 日までの 31 日平均の SLP 偏差を、北太平洋 [40°-55°N, 180°-150°W] と北大西洋 [60°-70°N, 40°-10°W] にて空間平均した値を各々、AIS に関する AL, IL 势力偏差とした (正值は平年より気圧が高く、低気圧勢力が弱いことを意味する)。そして、各々の勢力偏差を対応する標準偏差で規格化した後、AL 偏差から IL 偏差を差引き、更に規格化したものを AIS 指数 (AII') と定義した。指数の正值、負値は各々 IL・AL の勢力が相対的に強い (中心気圧が低い) 状態に対応する。但し、上記の定義では、各低気圧の中心位置の偏倚の効果が勢力偏差に含まれてしまう。そこで、AL, IL 各低気圧の中心示度に基づく AIS 指数 (AII) 定義をしても (Honda *et al.*, 2001), 得られる結果に本質的な差異は見られなかった。

本稿では、最盛期の AIS の典型的な 3 次元空間構造を、対流圏から下部成層の各変数と AII' との線型回帰図を基に記述する (Nakamura and Honda, 2002)。線型回帰図は、AII' が単位標準偏差だけ増加したときに期待される典型的な循環偏差場を示すものである。その偏差の有意性は、それと AII' との相関係数の大きさをもって検定することができる。尚、線型回帰解析の前提となる偏差の AII' に関する線形性は、AII の値の正負によって別々に行なった合成偏差場を比較して確認されている (Nakamura and Honda, 2002)。特に断らない限り、以下の議論では AIS に伴って AL が弱く IL の強い冬の状態を示した回帰図に基づくものである。逆位相、即ち AL が強く IL の弱い冬の状態を議論するには、回帰図に示された偏差の符号を反転させればよい。但し、高度偏差場に重畠して示される定常ロスピー波の活動度フラックス (後述) については、符号反転の必要は無い。

## 3. AIS に伴う成層圏循環偏差

冒頭でも述べたように、AIS の形成は 1 月前半までに北太平洋に現れる循環偏差の成長

と共に始まる。AL が弱く IL の強い位相の場合（図 1），1 月前半には北太平洋上の高気圧性偏差から射出された定常ロスピー波列が、カナダ西部と米国南東部にそれぞれ低気圧性と高気圧性の偏差を伴い、上空に PNA パターンに似た波列が形成される。同時期に後者の偏差場から北大西洋の北部を横切る別の定常ロスピー波列が現れ、北大西洋上と北ヨーロッパに各々低気圧性と高気圧性の偏差を形成する。前者の低気圧性偏差は強い IL に対応する。これら 2 つの波列は 1 月後半に最も顕著となる。2 月に入ると北米を横切る波列は徐々に弱まってくるが、両大洋上の偏差場は 2 月後半まで共に発達を続け、AIS の最盛期を迎える（図 1c, d）。

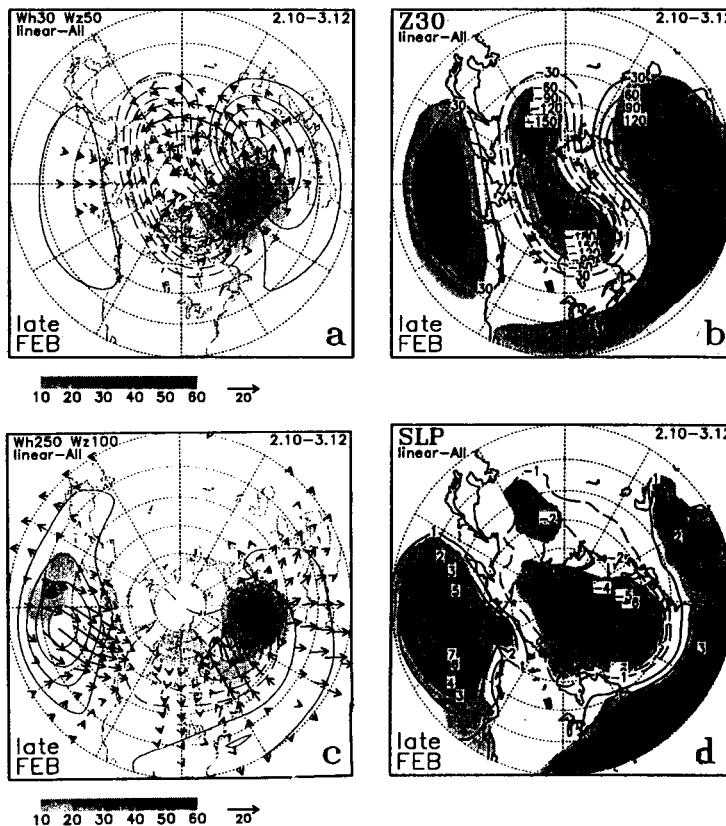


図 1 最盛期（2 月 10 日～3 月 12 日）における AIS の空間構造。領域平均に基づく 30 年間（1968-1997 年）の AIS 指数 ( $AII'$ ) と、30 日平均の (a) 30-hPa 高度 (30m 毎), (b) 100-hPa 気温 (0.5°C 毎), (c) 250-hPa 高度 (30m 毎), 及び (d) 海面気压 (hPa) 偏差との線型回帰図。何れも実線が正值、破線が負値を表わし、ゼロ線は省略。NCEP 再解析データに基づく。(a) と (c) における矢印は、各気圧面の循環偏差を東西非一様な気候平均場に重畠した定常ロスピー波と見なして評価した活動度フラックスの水平成分 ( $m^2 s^{-2}$ )。陰影は各々 (a) 50-hPa 面、(c) 100-hPa 面におけるフラックスの上向き成分 ( $\times 10^{-3} N m^3 s^{-2}$ )。フラックスのスケールは図の上。理論上フラックスは局所的群速度に平行。評価は Takaya and Nakamura (2001) の定式化に基づく。(b) と (d) における淡影と濃影は、 $AII'$  と各偏差と相関係数が各々 95% 及び 99% の有意水準を超える領域。図は  $AII'$  の単位標準偏差分の増加に伴う高度偏差場を示し、AL が弱化した冬に対応。偏差符号を反転すれば、AL が強化した冬の偏差場に相当するが、矢印の向きは不变。Nakamura and Honda (2002) による。

図1に示すように、AISの最盛期に於いてはその影響は下部成層圏にまで及んでいる。30-hPa面高度偏差は、北極上空の他、カナダ東部から欧州を経て北シベリアに及ぶ領域で特に顕著である（図1a）。これに対し、北太平洋上の偏差は弱い。これらを上部対流圏の偏差と比較すると（図1c）、擾乱の鉛直構造が欧州・北大西洋域と北太平洋域とで本質的に異なることが判る。前者では、IL偏差がカナダ北東部の成層圏低気圧性偏差に対応するように、擾乱の位相が高度と共に西傾している。欧州上の高気圧性偏差も同様である。また、これらの偏差中心の振幅も250hPa面（10km上空）から30hPa面（23km上空）にかけて2～4倍も増加している。これに対応し、成層圏最下層100hPa面での温度偏差はより上空の高度偏差と同符号である（図1b）。一方、北太平洋上空では両者は逆符号で、位相の傾きはなく、高度場偏差の振幅も成層圏では減衰する。以上の事実から、AISに伴う対流圏の循環偏差の影響は主に北大西洋上空から成層圏へと伝播することが示唆される。

実際、これらの偏差を東西非一様の気候平均場に重畠した定常ロスピー波と見なし、Takaya and Nakamura（2001）の定式化による定常ロスピー波の活動度フラックスを適用して、その局所的群速度を推測すると、北大西洋域にのみ顕著な上方伝播が確認される（図1a, c）。下部成層圏では、ロスピー波の活動度フラックスが、対流圏からの上向きフラックスの顕著な北大西洋・カナダ上空で強く発散し、そこから東シベリアへと東方に向かう成分が卓越している（図1a）。即ち、AISに伴う下部成層圏の循環偏差は一見東西波数2成分が上方伝播したように見えるが、実際は東西方向に局在化した波束としての振舞をする。北太平洋上の偏差とは異なり、カナダ上空から北大西洋、東シベリアに連なる30-hPa高度偏差は、その定常ロスピー波束に附隨して形成されたことが判る。

では、AISに伴う定常ロスピー波束の鉛直伝播の様相が、何故地域によってこれ程の差異が現れるのだろうか？この差異が波動性擾乱に対する基本場がに於ける東西非一様性を反映したものかを確認するため、下部成層圏（50hPa）の2月の気候平均場に基づき、各地点にて定常ロスピー波の屈折率を評価した。これは基本場の準地衡渦位（ $Q$ ）、水平風速（ $U$ ）、及び成層度（Brundt-Väisälä振動数： $N$ ）から、線型の渦位方程式に基づき、局所的に評価される定常波動擾乱の3次元全波数 $K$ である。実際には、Karoly and Hoskins（1982）によって子午面上で定義されたものを、Hoskins and Ambrizzi（1993）やTakaya and Nakamura（2001）に倣い、ゆっくりと経度方向に変化する場にWKB近似を用いて拡張した定義である。具体的には、log- $P$ 座標系では、

$$K^2 = \frac{|\nabla_H Q|}{|U|} - \frac{f_o^2}{N^2 H^2} \left( 1 - 4NH \cdot dN^{-1}/dz + 4NH^2 \cdot d^2 N^{-1}/dz^2 \right),$$

と表される。ここで、 $H$ はスケールハイト、 $N$ はBrundt-Väisälä振動数、 $Q$ は気候平均場の準地衡渦位である。50-hPa面にて2月の気候平均場に基づき評価した $K$ の分布図では、カナダ上空から欧州上空を経て東シベリア上空に至る帶状の領域で $K$ が極大となつており、そこが定常ロスピー波束の導波管と成りえることが示唆される（図2a）。その領

域は、ちょうど極夜ジェット（の底部）の軸に当たっていて、西風の強い領域に当たる（図 2 b）。実際、その導波管に沿って AIS の影響が定常ロスピー波束として伝播することが図 1a にて示唆されている。一方、AIS に伴って、定常ロスピー波の活動度が対流圏で最大となるのは、AL、IL 偏差に対応して北太平洋及び北大西洋上空である。しかしながら、AIS の影響が成層圏へと伝播するのは後者の領域に限られていた（図 1a, c）。図 2 a からは、それが北太平洋上空ではアリューシャン高気圧の存在によって、極夜ジェットの軸がずっと北偏していて、 $K^2$  が負となっており、AL 偏差が定常ロスピー波束として成層圏へと上方伝播できなかったことの反映と解釈できる。対照的に、IL 偏差は成層圏の極夜ジェットの軸の真下に存在していたため、そこからの影響が定常ロスピー波束として成層圏に及ぶことができたのであろう。

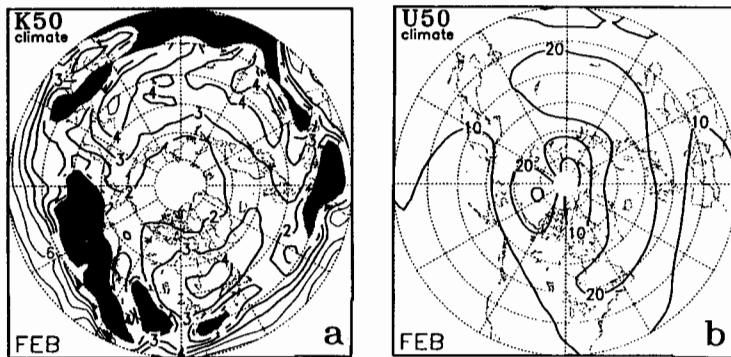


図 2 50-hPa 面における 2 月の気候平均場に基づく (a) 定常ロスピー波の屈折率、即ち全波数（東西波数換算）、及び (b) 東西風速 ( $m s^{-1}$ )。屈折率が西風ジェットに沿って極大をとる領域が導波管となり得る。いずれ 1980-98 年の NCEP/NCAR 再解析データに基づく。Nakamura and Honda (2002)による。

#### 4. AIS がプラネタリー波の振舞に与える影響

では、AIS 形成に伴って上記のような停滞性循環偏差が生じた場合、プラネタリー波全体の振舞はどのような影響を受けるのだろうか？図 1a に示された 30-hPa 面高度偏差のパターンから推測すれば、IL が強く AL が弱い場合、成層圏の極渦はコンパクトになって深まることが予想される。反対に AL が強く IL が弱い場合、極渦中心は弱まるものの、その領域は特に欧洲方面へと拡大するだろう。実際、IL が強く AL が弱い場合、極東上空だけでなくカナダ東部上空でも極渦の谷が深まることを反映し（図 3c），対流圏・成層圏とともに東西波数 2 の惑星波成分が顕著である（図 3a, g）。反対に、AL が強く IL が弱い場合には、対流圏では極東の谷が深まり北太平洋にまで張り出すことを反映し、東西波数 1 の成分が相対的に強まっている（図 3h）。また、カナダ上空の谷が退く一方で東欧上

空の谷の強まりを反映し、対流圏では弱化した波数2の成分に代わり、波数3の成分も目につくようになる。但し、後者の上方伝播は弱いため、下部成層圏では東西波数1成分が卓越し（図3b）、成層圏の極渦は弱まって欧州方面へと偏倚する（図3d）。

このように、晩冬におけるAISの形成は、北半球中高緯度の対流圏から下部成層圏にかけてのプラネタリー波の振舞に系統的な影響を及ぼすのである。これは、ALとILの強弱によって対流圏のプラネタリー波の振幅と位相が変調を受けるのに伴い、その成層圏への上方伝播にも変調が現れたことの反映とも解釈できよう。それを確認するため、Plumb (1985) の定義に拠る定常プラネタリー波の活動度フラックスを、図3に示された2つの典型的な場に個別に適用した。実際の評価は Takaya and Nakamura (2001)の表式において  $V=0$  とし、 $U$  には図3c, d 各々の場で帶状平均した東西風速成分  $[u]$  を代入し、さらに擾乱偏差の項には全て東西平均場からのずれ（渦成分）を代入して行なった。

その結果、AISの位相に関わらず、下部成層圏においてはプラネタリー波全体の3次元伝播においても、波束としての振舞が色濃く反映されることが判る（図3c, d）。対流圏から成層圏への顕著な伝播は、極東を中心にシベリアから北西大西洋に掛けての  $50^{\circ}\sim 70^{\circ}\text{N}$  帯に限られており、そこからアラスカ・カナダ方面へと東向きの伝播が卓越している。南北方向の成分も見られるが、東向き成分よりは遙かに弱い。Held (1983) は、北半球中緯度対流圏に見られるプラネタリー波は大規模山岳共生に伴う幾つかの特定の東西波数成分と帶状平均流との共鳴を前提とした伝統的な解釈よりは、ヒマラヤ・チベットとロッキー山脈、各々が励起する波束の単なる重ね合わせと理解べきだと論じた。図3の結果は、そうした捉え方が下部成層圏においても有効であることを示唆するものである。

こうしたプラネタリー波の3次元伝播の様相は、AISの位相に依って顕著な差異が認められる（図3）。ALが弱い場合には、コンパクトになった極渦の谷が極東上空で深まることを反映して、対流圏から成層圏への伝播は一層極東上空に集中するが、そこからの東方への伝播は極夜ジェットの強化に対応してより顕著となり、北西大西洋まで伸長する。対照的に、ALが強い場合には、極東の谷が弱まりつつ西方へと拡大し、かつアリューシャン高気圧も弱まって東へ退くのを反映して、対流圏から成層圏への伝播はユーラシアから北太平洋に掛けての広い領域に拡大する。また、下部成層圏での東向き伝播の強さはやや弱まる傾向にある。尚、上方伝播の様相の差異は、当然ながら  $100\text{hPa}$  におけるプラネタリー波の振舞を反映した温度と南北風の空間分布の差異にきちんと対応していることが確認できる（図3e, f）。図3e, f に明瞭な温度分布の差異は、勿論、図1b の示す AIS に伴う温度偏差分布の反映に他ならない。

尚、こうしたプラネタリー波の3次元伝播の様相が、AISのもたらす循環偏差に伴って変調を受けることにより、各緯度円上で帶状平均されたプラネタリー波の上向き活動度フラックスにも系統的な変調が現れる。これは伝統的な Eliassen-Palm flux の上向き成分に相当するものである。Nakamura and Honda (2002) によれば、AISに伴い AL が強くて IL の弱い晩冬の方が、この逆の状況よりも、特に  $50\text{-}70^{\circ}\text{N}$  帯において、惑星波の上向き伝播

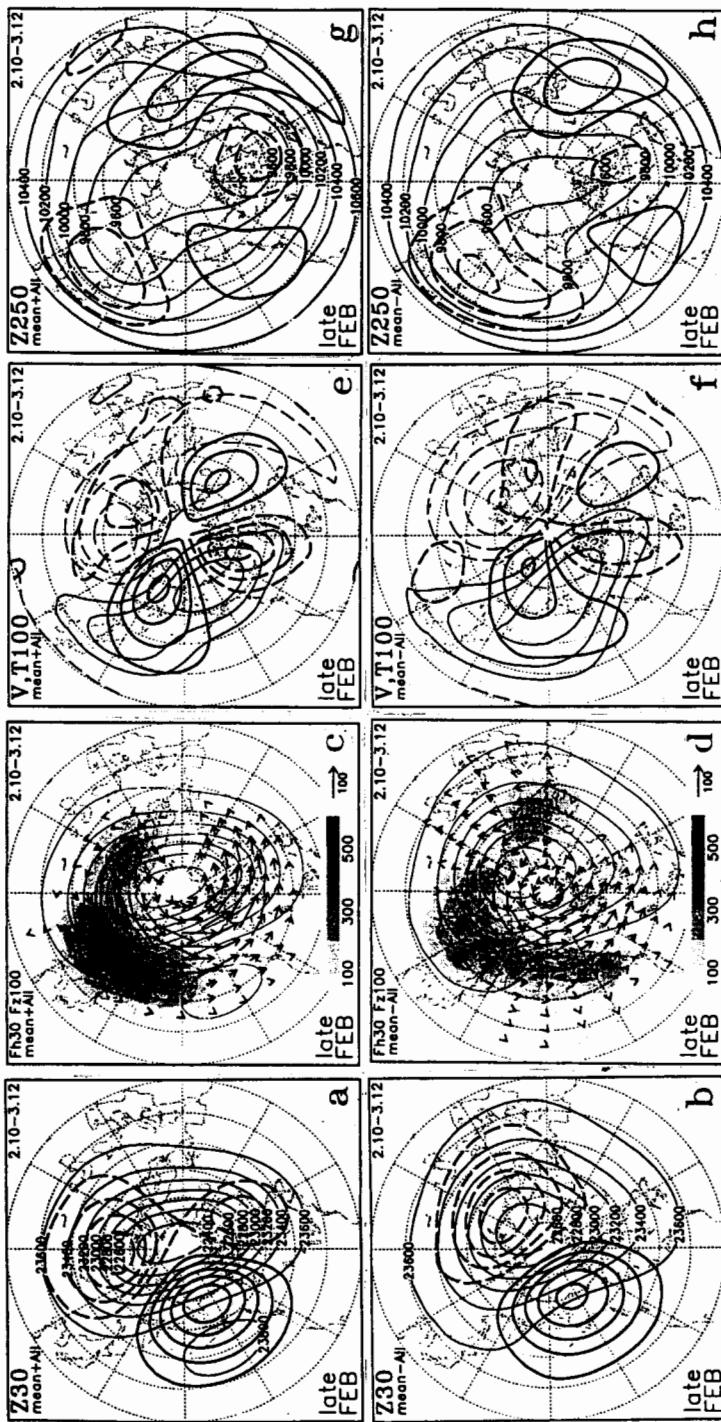


図 3 (a), (c) AIS に伴って IL が強く AL に弱い場合の典型的な 30-hPa 面高度場 (細実線 : 200m 毎)。何れも AIS 最盛期 (2月 10 日 - 3 月 12 日) の 31 日平均場、各々、この時期の気候平均場に第 1 図に示された AIS に伴う高度場偏差を加えたもの、重層するものは、(a) そのうちのプラネタリー成分 (太線 : 100m 毎; 破線は低気圧成分; 各緯度の東西平均からずれとして定義)、及び (c) それに対応する活動度フラックスの 30-hPa 面における水平成分 ( $m^2 s^{-2}$ ; 矢印) 及び 100-hPa 面の上向き成分 ( $\times 10^{-3} N m^2 s^{-2}$ ; 陰影)。スケールは図の下。(b) 及び (d) は各々 (a) と (c) と同様。但し、AIS に伴い、AL が強くて IL が弱くなる場合、各々 (a) 及び (b) に同様。但し、100-hPa 面のプラネタリー波成分に伴う AIS に伴う高度場偏差を差し引いたもの。(e) 及び (f) : 各々 (a) 及び (b) に同様。但し、250-hPa 面の南北風速成分 (太線 : 4  $m s^{-1}$ )；破線は北風成分、ゼロ線は低風部、ゼロ線は低風部、ゼロ線は低風部を重ねたもの。(g) 及び (h) : 各々 (a) 及び (c) に同様。但し、250-hPa 面高度場 (細実線 : 100m 每) とその惑星波成分 (太線 : 100m 每)、惑星波成分 (太実線は高気圧性、太破線は低気圧性)。主に Nakamura and Honda (2002) による。

が強い傾向が明瞭である。これは、前者の状況においては、図3の示すように、東西波数1成分の増幅に対応して、顕著な上向き伝播が幅広い傾度帯で起こるためと解釈できる。

AISに伴うプラネタリー波の変調は、AISの形成時期からして、晚冬の成層圏突然昇温に影響を及ぼす可能性がある。実際、Labitzke and Naujokat (2000) のカタログに基づき、過去30年に晚冬に起きた7例の大規模昇温を調べた Nakamura and Honda (2002)は、昇温に与る東西波数1と2の惑星波成分の相対的な重要性が AIS の極性に従って入れ替る傾向を見出している。ただし、成層圏では過去30年の間に環状モードに伴うと思われる持続的な極渦の強化傾向が顕著であり、それに連れて近年晚冬に大規模な突然昇温が起こりにくくなっている (Pawson and Naujokat, 1999)。従って、AISが突然昇温に与え得る傾向を、統計的な有意性をもって抽出することは残念ながらできなかった。

## 5.まとめ

本研究では、対流圏で晚冬にかけて形成される AIS が、下部成層圏の循環場に統計的に有意な変動をもたらす事実を示した、しかし、冬季においては成層圏極渦の強弱をもたらす「環状モード (annular mode)」と呼ばれ、東西一様性の高く、対流圏と結合した循環変動が下部成層圏で卓越することが、近年の研究で明らかにされている (Perlitz and Graf, 1995; Cheng and Dunkerton, 1995; Kodera et al., 1996, 2000; Thompson and Wallace, 1998, 2000; Kurada and Kodera, 1999, 2001)。Honda and Nakamura (2001)の解析結果は、AIS が成層圏循環に与える影響は「環状モード」：に伴う変動に比べてかなり弱いことを示している。彼らは寒候期を前半（11～1月）と後半（2～4月）とに分け EOF 解析を別々に施し、AIS の形成に伴って下部成層圏に卓越する経年変動パターンがどう変化するかを調べた。対流圏とは異なり、50hPa 高度場では前半・後半ともに第1EOF には環状モードが抽出され、その構造に殆ど変化が見られなかった。また、成層圏では AIS に伴う変動を予め統計的に除去してから EOF 解析を行っても、環状モードが最も卓越する EOF として抽出されることに変りは無い。結局、AIS は下部成層圏循環に系統的、かつ統計的に有意な影響を及ぼすものの、それは環状モードに伴う変動ほどには卓越しないのである。尚、環状モードが、対流圏の所謂「北極振動」と結びつき成層圏循環に影響するのは、主に北大西洋上空の循環偏差に伴うプラネタリー波全体の上方・南北伝播の変調を通じてもたらされる極渦の強弱である (Hartmann et al., 2000; Kimoto et al., 2001)。対照的に、AIS に伴う下部成層圏の循環偏差は、対流圏内に AIS の形成をもたらし、その延長として成層圏に3次元伝播してきた定常ロスビー波束そのものであり、極渦の強弱はさほど顕著ではない。

周知の如く、成層圏における波動擾乱の研究は、今までその殆どが、渦成分を東西方向の調和波に分解するという伝統的な枠組の中で行われてきた。これに対して、Randel (1988) は、南半球中緯度対流圏から下部成層圏極夜ジェットへと上方伝播する定常ロスビー波束の存在を統計解析から明らかにし、下部成層圏の循環偏差を定常ロスビー波束の3次元伝播という新しい観点から捉えようと試みた。尤も、彼の研究は、そうした波束が

3次元伝播するのは、あくまで東西一様な西風中だという前提に立っている。本研究では、彼の力学的視点を更に発展させ、東西非一様基本場中の定常ロスピー波束の伝播を表現し得る活動度フラックス (Takaya and Nakamura, 2001) を適用して、統計的に得られた波状の循環偏差が定常ロスピー波束の伝播に伴うものであることを力学的に診断した。さらに、その伝播経路が、気候平均場の東西方向の非一様性を反映したものであることを、定常ロスピー波の屈折率を局所的に評価することで示した。尤も、下部成層圏の気候平均場の東西非一様性はそもそも対流圏から伝播してきたプラネタリー波によってもたらされるものであり、それに重畠する循環偏差も対流圏から下部成層圏へと伝播した波長の長いロスピー波である。こうした状況では、基本場の東西非一様性の空間規模と重畠する偏差場の空間規模の分離は必ずしも明確でない。従って、本研究で用いた活動度フラックスや局所的に定義された屈折率が前提とする WKB 的な近似の妥当性は、対流圏とは異なり成層圏では先見的に与えられない。本研究では、上記2つの力学診断法を別個に適用し、互いに整合的な解析結果を得たことで、それらの診断法が前提とする WKB 的な近似の「定性的」妥当性が「後見的に」確認されたといえる。本研究のように、成層圏下部の季節内循環変動を、東西非一様な基本場中を伝播する局所的な定常ロスピー波束という観点から捉え直すことは、変動を引き起こした対流圏の擾乱やその強制源の特定を可能にするなど、伝統的な視点からは得難い情報を提供し得るものとして有効であろう。但し、成層圏の更に上空にて極夜ジェットの強さが増すに連れ、対流圏から伝播してきた局所的な定常ロスピー波束を構成する調和波成分のうち、波数の比較的大きなものから filter out され、最終的に上部成層圏に達する頃には、東西波数1成分しか残らず、最早波束としての性質は完全に失われてしまうだろう。

### 謝 詞

本研究遂行に当たり、貴重なご意見を頂いた谷本陽一、山根省三、大淵済、山崎孝治、小寺邦彦、黒田友二、立花義裕、竹内謙介、伊藤尚徳、高谷康太郎、渡部雅浩、M. Wallace、Y. Kushnir、B. Hoskins、U. Bhatt、及び T. Shepherd の各氏に感謝致したい。また、図2の作成を助けて下さった西井和晃氏にも感謝致したい。描画には GrADS を用いた。

## 参考文献

- Bjerknes, J., 1966: A possible response of the atmospheric Hadley circulation to equatorial anomalies of ocean temperature. *Tellus*, **18**, 820-828.
- Blackmon, M. L., Y.-H. Lee and J. M. Wallace, 1984: Horizontal structure of 500-mb height fluctuations with long, intermediate and short time scales. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 961-979.
- Cheng, X. and T. J. Dunkerton, 1995: Orthogonal rotation of spatial patterns derived from singular value decomposition analysis. *J. Climate*, **8**, 2631-2643.
- Hartmann, D. L., J. M. Wallace, V. Limpasuvan and J. R. Holton, 2000: Can ozone depletion and global warming interact to produce rapid climate change? *Proc. National Acad. Sci.*, **97**, 1412-1417.
- Held, I. M., 1983: Stationary and quasi-stationary eddies in the extratropical troposphere: Theory. *Large-Scale Dynamical Process in the Atmosphere*, B. J. Hoskins and R. P. Pearce, Eds., Academic Press, 127-168.
- Hoskins, B. J., and T. Ambrizzi, 1993: Rossby wave propagation in a realistic longitudinally varying flow. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1661-1671.
- Honda, M., and H. Nakamura, 2001: Interannual seesaw between the Aleutian and Icelandic lows. Part II: Its significance in the interannual variability over the wintertime Northern Hemisphere. *J. Climate*, **14**, 4512-4529.
- Honda, M., H. Nakamura, J. Ukita, I. Kousaka, and K. Takeuchi, 2001: Interannual seesaw between the Aleutian and Icelandic lows. Part I: Seasonal dependence and life cycle. *J. Climate*, **14**, 1029-1042.
- Kalnay, E., and co-authors, 1996: The NCEP/NCAR 40-year Reanalysis Project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437-471.
- Karoly, D. J., and B. J. Hoskins, 1982: Three dimensional propagation of planetary waves. *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 109-123.
- Kimoto, M., F.-F. Jin, M. Watanabe, and N. Yasutomi, 2001: Zonal-eddy coupling and a neutral mode theory for the Arctic Oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 737-740.
- Kodera, K., M. Chiba, H. Koide, A. Kitoh and Y. Nikaidou, 1996: Interannual variability of the winter stratosphere and troposphere in the Northern Hemisphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **74**, 365-382.
- Kodera, K., Y. Kuroda and S. Pawson, 2000: Stratospheric sudden warmings and slowly propagating zonal-mean zonal wind anomalies. *J. Geophys. Res.*, **105**, 12351-12359.
- 高坂 泉, 1997: アリューシャン低気圧とアイスランド低気圧の季節進行の特徴と相互関係. 北海道大学修士論文, 28pp及び図表37枚.
- Kuroda, Y. and K. Kodera, 1999: Role of planetary waves in the stratosphere-troposphere coupled variability in the Northern Hemisphere. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2375-2378.
- Kuroda, Y. and K. Kodera, 2001: Variability of the polar-night jets in the Northern and Southern Hemispheres. *J. Geophys. Res.*, **106**, 20703-20713.
- Labitzke, K. and B. Naujokat, 2000: The lower Arctic stratosphere in winter since 1952. *SPARC Newslett.*, **15**, 11-14.
- 都田菊郎, 1998 : BjerknesとWalker循環. 天気, **45**, 341-348.
- Nakamura, H., and M. Honda, 2002: Interannual seesaw between the Aleutian and Icelandic lows. Part III: Its influence upon the stratospheric variability. *J. Meteor. Soc. Japan*, **80**, in press.
- Pawson, S. and B. Naujokat, 1999: The cold winters in the middle 1990s in the northern lower stratosphere. *J. Geophys. Res.*, **104**, 14209-14222.
- Perlitz, J. and H.-F. Graf, 1995: The statistical connection between tropospheric and stratospheric circulation of

- the Northern Hemisphere in winter. *J. Climate*, **8**, 2281-2295.
- Plumb, R. A., 1985: On the three-dimensional propagation of stationary waves. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 217-229.
- Randel, W. J., 1988: The seasonal evolution of planetary waves in the Southern Hemisphere stratosphere and troposphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 1385-1409.
- Rogers, J. C., and H. van Loon, 1979: The seesaw in winter temperatures between Greenland and Northern Europe. Part II: Some oceanic and atmospheric effects in middle and high latitudes. *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 509-519.
- Takaya, K., and H. Nakamura, 2001: A formulation of a phase-independent wave-activity flux for stationary and migratory quasi-geostrophic eddies on a zonally varying basic flow. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 608-627.
- 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.
- Thompson, D. W. J., and J. M. Wallace, 2000: Annular modes in the extratropical circulation. Part I: Month-to-month variability. *J. Climate*, **13**, 1000-1016.
- Thompson, D. W. J., and J. M. Wallace, 2001: Regional climate impacts of the Northern Hemisphere annular mode. *Science*, **293**, 85-89
- van Loon, H., and J. C. Rogers, 1978: The seesaw in winter temperatures between Greenland and Northern Europe. Part I: General description. *Mon. Wea. Rev.*, **106**, 296-310.
- van Loon, H., and R. A. Madden, 1983: Interannual variations of mean monthly sea-level pressure in January. *J. Climate. Appl. Meteor.*, **22**, 687-692.
- Wallace, J. M., 2000: North Atlantic Oscillation/ Annular mode: Two paradigms --- one phenomenon. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **126**, 791-805.
- Wallace, J. M., and D. S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 784-812.

# 観測データと数値実験に見られる冬季北半球循環場に卓越する変動の 10年規模の変調について —アリューシャン・アイスランド低気圧のシーソー現象に着目して—

1: 地球フロンティア研究システム

2: 東京大学理学部 地球惑星科学

山根 省三<sup>1</sup>、中村 尚<sup>1,2</sup>、本田 明治<sup>1</sup>、大淵 済<sup>1</sup>

## 1. はじめに

冬季北半球対流圏の循環場には、太平洋・北アメリカ (PNA) パターンや北大西洋振動 (NAO) など、多くの長周期の変動パターンが存在することが知られている (例えば、Wallace and Gutzler 1981)。近年の研究により、アリューシャン低気圧 (AL) とアイスランド低気圧 (IL) の経年変動に見られるシーソー関係 (AL-IL シーソー) が冬季北半球循環場の長周期変動において重要な役割を果たすことが指摘されている (Honda et al. 2001, Honda and Nakamura 2001, Nakamura and Honda 2002)。AL-IL シーソーの形成過程や季節依存性、成層圏への影響、更に、その北極振動 (AO) との関係については、同グロスベッターの本田・中村 (2002)、中村・本田 (2002) で詳しく解説されている。ここでは、長期の観測データと大気循環モデルによる数値実験データを用いて、冬季北半球に卓越する変動パターンが解析期間にどのように依存するか (10年規模の変調) について調べた結果を示す。特に、AL-IL シーソーとの関係に着目して解析を行った。

## 2. 観測データの解析

Trenberth の月平均海面気圧 (SLP) データを解析に用いた (Trenberth and Paolino 1980; <http://dss.ucar.edu/datasets/ds010.1/>)。これは、観測に基づく期間約 100 年 (1899 年～現在) の北半球ほぼ全域 ( $15^{\circ}\text{N}$ - $85^{\circ}\text{N}$ ,  $5^{\circ} \times 5^{\circ}$ ) を覆うデータである。北半球冬季の 11 月から 4 月の各月に対して、予め定められた解析期間ごとに気候平均場を計算して、それからのずれを偏差場として定義した。偏差場の統計量の計算は、欠損のデータ数が全体の 25% を超えない地点のみで行った。ここでは、簡単のために、例えば 2000 年 11 月から翌年 4 月までの期間のことを 2001 年の冬季と呼ぶことにする。

1900 年から 2001 年の冬季北半球 SLP の基本的な統計量を図 1 に示す。アリューシャン低気圧 (AL) とアイスランド低気圧 (IL) は、それぞれ、北太平洋と北大西洋上に準定常的に見られる大規模な低気圧である (図 1a)。これらの低気圧の中心のやや東側 (下流域) で、月平均 SLP の経年変動が最も大きい (図 1b)。SLP 偏差場 (102 冬季  $\times$  6ヶ月) を経験的直交関数系 (EOF) 展開すると、その第 1 モードとして、極域と中緯度帯のシーソー関係を示唆する北極振動 (AO) のパターン (Thompson and Wallace 1998, 2000) が得られる (図 1c)。これらは全期間の 102 冬季のデータを使って解析した結果である。ただし、Honda and Nakamura (2001) が指摘したように、北太平洋上の偏差は、純粋な環状 (annular) モードに伴うものではなく、AL-IL シーソーの反映である可能性が高い。

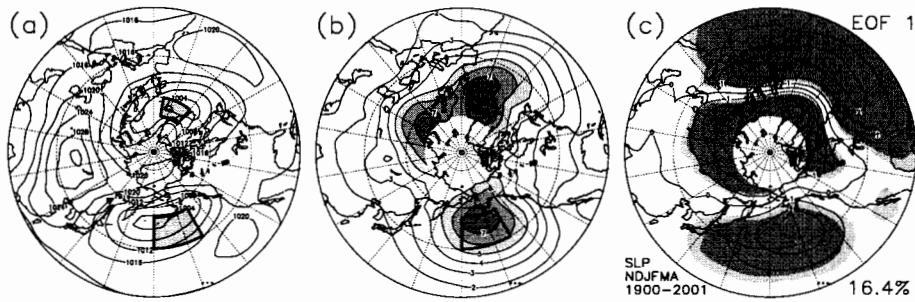


図 1: 冬季(11月～4月)北半球海面気圧(SLP)の(a) 気候平均場、(b) 経年変動の標準偏差場、(c) EOF 第1モード。1899年11月から2001年4月までの冬季データ(102冬季×6ヶ月)をもとに計算している。各月の気候平均場からのずれを偏差場と定義している。EOFは20°N以北のSLP偏差場から計算した。センター間隔は、それぞれ、(a) 4 hPa、(b) 1 hPa、(c) 1 hPa。ポーラーステレオ図法を用いている。図(c)の濃い影と薄い影は、それぞれ、変動の有意水準が99%と95%を超える領域を表す(各地点のSLPとEOF第1モードの時系列の相関係数による検定)。図(c)の右下の数値は第1モードの寄与率を表す。図(a,b)の北太平洋[40°-55°N, 180°-150°W]と北大西洋[60°-70°N, 40°-10°W]に示す囲いは、それぞれ、アリューシャン低気圧(AL)とアイスランド低気圧(IL)の指標の定義に用いた領域を表す。

このデータを22冬季ごとの4つの期間、1907-28年、1929-50年、1951-72年、1973-94年に分けて、各期間で卓越する変動パターンの特徴について調べた。最近の期間1973-94年は、Honda et al. (2001)やHonda and Nakamura (2001)がAL-ILシーソーの解析で用いた期間と同じである。時代を遡って異なる期間で解析を行ったときに、果たしてHonda et al. (2001)と同様の結果が得られるかどうかを調べることは興味深い。

これら4つの期間の冬季SLP場のEOF第1モードを図2(a-d)に示す。これらのモードは、いずれも極域と中緯度帯のシーソーの関係を表しており、全期間のEOF第1モード(図1c)とおおよそ類似した構造を示すが、アリューシャン低気圧(AL)の領域では、その偏差の大きさに解析期間に対する依存性が見られる。最近の期間1973-94年(図2d)に見られるAL領域のシグナルは、その前の期間1951-72年(図2c)では見られない。更に時代を遡った期間1929-50年(図2b)では明瞭なシグナルが見られ、期間1907-28年(図2a)では再び弱められている。EOF第1モードのALの領域に見られる偏差の強さが、20年のスケールで変動しているように見受けられる。

Honda and Nakamura (2001)は、最近22年間のSLPデータを使って、EOF第1モードのAL領域の偏差が冬季前半(11月～1月)に弱く、冬季後半(2月～4月)に強まるこことを指摘している(本田・中村 2002 参照)。そして、このAL偏差の強さの変化は、その時期に冬季後半にAL-ILシーソーが形成されることの反映であると結論づけている。つまり、AL-ILシーソーの出現が顕著であれば、EOF第1モードのAL偏差が強くなるというのである。図2(a-d)では、冬季前半と後半の違いではなく、年代の違いでAL偏差の強さに違いが見られている。そこで、年代の違いによるAL-ILシーソーの出現の違い、すなわち、AL-IL

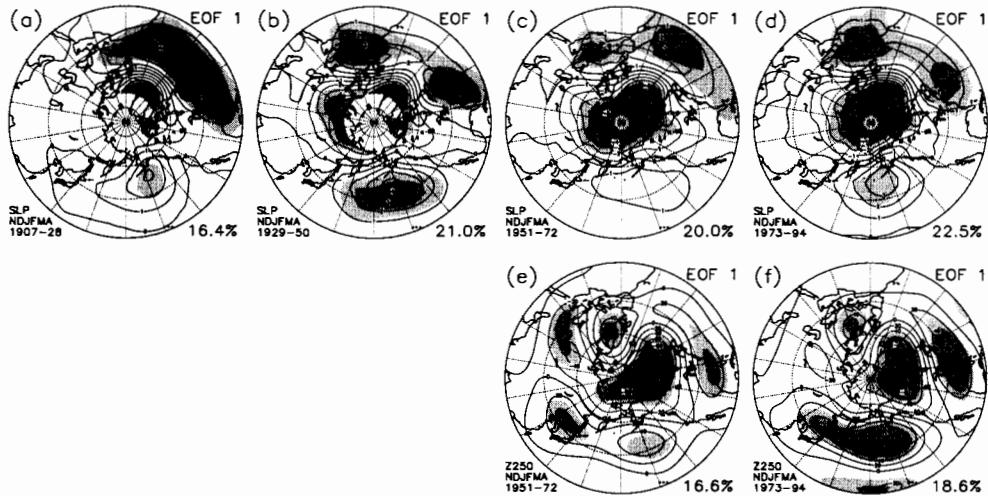


図 2: 冬季北半球の海面気圧場 (a-d) と 250 hPa 高度場 (e,f) の EOF 第 1 モード。異なる 4 つの期間について示す:(a) 1907-28 年、(b) 1929-50 年、(c,e) 1951-72 年、(d,f) 1973-94 年。センター間隔は、それぞれ、(a-d) 1 hPa、(e,f) 20 m。

シーソーの 10 年規模変調について解析を行った。

AL-IL シーソーの出現は、対流圏上層で卓越する変動パターンを強く反映することが知られている (Honda and Nakamura 2001)。それは、地上の AL-IL シーソーが PNA パターンに似た定常ロスピー波と北大西洋を横切るもう一つの定常ロスピー波による北太平洋から北大西洋への波束の伝播により形成される過程を反映している (Honda et al. 2001)。そこで、NCEP/NCAR 再解析月平均データ (1948 年～2000 年) を用いて、最近の二つの期間の 250 hPa 高度場 (Z250) の EOF 第 1 モードの違いについて調べた。その結果、期間 1951-72 年よりも期間 1973-94 年の方が AL-IL シーソー形成に関係する定常ロスピー波列の構造が明瞭で、北太平洋上空のシグナルもずっと顕著なことが分かった (図 2e,f)。このことから、期間 1951-72 年よりも期間 1973-94 年のほうが AL-IL シーソーの出現が顕著であったと推察される。

次に、実際に AL 勢力と IL 勢力の間の相関係数を計算して、AL-IL シーソーの変調について調べた。AL と IL の勢力の指標には、本田・中村 (2002) と同様に、北太平洋と北大西洋上で経年変動の大きな領域 (図 1a,b で囲った領域) で平均した SLP の値を用いた。11 月から 4 月の各月において、期間を 31 年に固定して計算範囲を変化させながら求めた AL-IL 相関係数の結果を図 3 に示す。計算範囲の中央年に対してその相関係数の値をプロットしている。11 月 (○) と 4 月 (△) は必ずしもそうではないが、それ以外の月では AL-IL 相関係数は概ね負の値 (シーソーの関係) を示している。年代ごとに AL-IL 相関係数の値を見てみると、まず、1970 年代以降では 2 月 (■) に AL-IL シーソー関係が顕著であることが分かる。これは、Honda et al. (2001) が、近年データを使って冬季後半 (特に 2 月の後半) に AL-IL シー

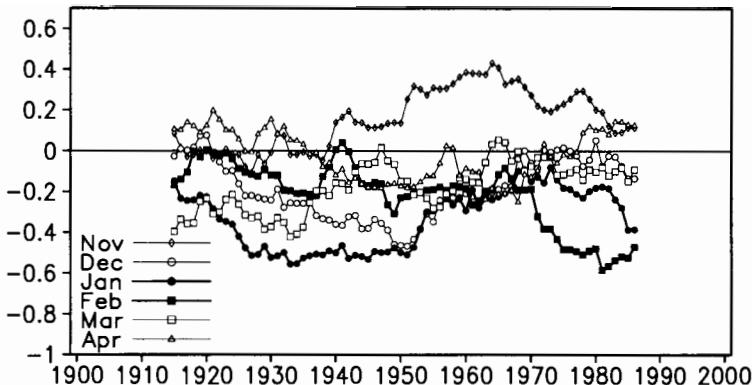


図 3: アリューシャン低気圧(AL)とアイスランド低気圧(IL)の指標の期間 31 年相関係数の 10 年規模変調。11 月から 4 月の各月について示す。期間の中央年に對して相関係数の値を示している。

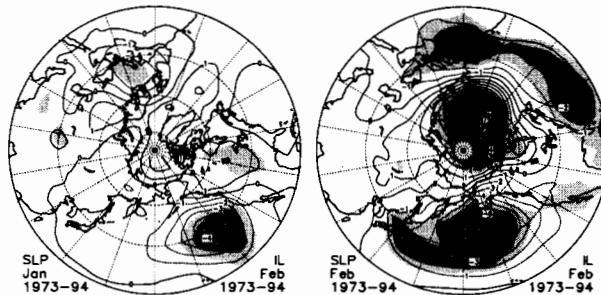


図 4: 期間 1973-94 年の 2 月の IL 指標に対する SLP 場の線形回帰図。一ヶ月ずらしの 1 月の SLP 場(左)と同時の 2 月の SLP 場(右)の場合について示す。

ソーゲが顕著となることを示したことに対応する。年代を遡ってゆくと、1930~40 年代では、今度は、1 月 (●) に AL-IL シーソー関係が顕著であったことが分かる。AL-IL シーソーが形成される時期は、冬季の中で変化し得るようである。van Loon and Rogers (1978) は、この時期を含む 1 月の SLP データを用いて明瞭な AL-IL シーソーの関係を発見した。それ以外の 1960 年代や 1910 年代は、冬季を通して AL-IL シーソーがあまり顕著でなかった時期のようである。

この結果は、図 2(a-d) に見られた SLP 場 EOF 第 1 モードの変調と対応する。期間 1973-94 年(図 2d) では 2 月に、期間 1929-50 年(図 2b) では 1 月に、それぞれ AL-IL シーソーが形成されたために、それを反映して SLP 経年変動の EOF 第 1 モードに北太平洋上に明瞭なシグナルが見られると解釈される。Honda and Nakamura (2001) で指摘されているように、AL-IL シーソーが EOF 第 1 モードの空間構造に大きな影響を与えることが分かる。

1970 年代以降の 2 月の AL-IL シーソーの形成過程は、Honda et al. (2001) で詳しく調べられている。ここでは、1930~40 年代の 1 月の AL-IL シーソー形成について簡単に調べて

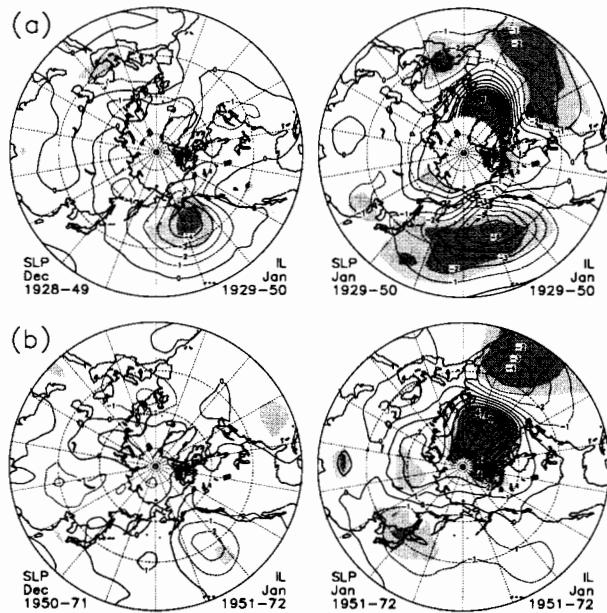


図 5: 期間 1929-50 年 (a) と 1951-72 年 (b) における 1 月の IL 指標に対する SLP 場の線形回帰図。一ヶ月ずらしの 12 月の SLP 場 (左) と同時の 1 月の SLP 場 (右) の場合について示す。

みよう。AL-IL シーソー形成の大きな特徴の一つは、AL から IL への定常ロスピー波束の伝播である (Honda et al. 2001)。この伝播の様子 (時間発展) は、IL の指標に対して時間をずらした線形回帰図を作ることで調べることができる。Trenberth の SLP データは月平均データなので、残念ながら発展の様子を細かく調べることはできないが、IL の経年変動に寄与する一ヶ月前の偏差を調べることはできる。まず、確認として、期間 1973-94 年の 2 月の IL の指標に対する SLP 場の線形回帰図を図 4 に示す。IL との同時相関を反映する 2 月の SLP 線形回帰図には、AL の領域に IL と逆位相の明瞭な偏差が現れ、典型的な AL-IL シーソーの変動パターンを表す (右図)。時期を一ヶ月ずらした 1 月の SLP 場の回帰図では、IL の領域にはもはや有意なシグナルは見られず、北太平洋上にのみ強いシグナルが見られる。この北太平洋上の 1 月の偏差は 2 月の IL の経年変動の起源と解釈することができる (Honda et al. 2001)。

同じ解析を 1929-50 年と 1951-72 年の二つの期間について、1 月の IL 勢力に対して行った結果を図 5 に示す。AL-IL シーソーが 1 月に顕著となる期間 1929-50 年では、図 4 と同様に、同時の回帰図に AL-IL シーソーの典型的な変動パターンが見られ (図 5a 右)、一ヶ月ずらしの回帰図には北太平洋上に強いシグナルが見られる (図 5a 左)。この時期の 1 月の AL-IL シーソーも、近年の 2 月の場合と同様に、北太平洋から北大西洋への定常ロスピー波束の伝播により形成されたものと考えられる。一方、AL-IL シーソー関係が明瞭でなかった期間 1951-72 年の場合は、同時の回帰図に AL-IL シーソーのパターンは見られず (図 5b)

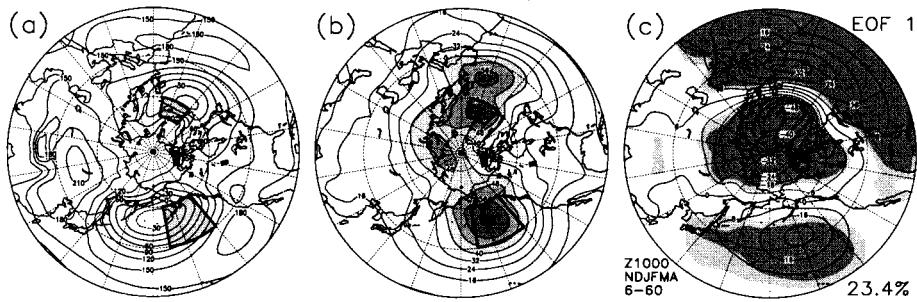


図 6: 図 1 と同様。ただし、コントロール実験で得られた 6-60 年冬季の 1000 hPa 高度場について示す。センター間隔は、それぞれ、(a) 30 m、(b) 8 m、(c) 8 m。図 (a,b) の北太平洋 [40°-60°N, 170°-140°W] と北大西洋 [60°-70°N, 40°-10°W] に示す囲いは、それぞれ、AL と IL の指標の定義に用いた領域を表す。

右)、一ヶ月ずらしの回帰図においても北太平洋上のシグナルは弱い(図 5b 左)。この期間においては、図 4 同様、2 月の IL 勢力を基準時系列としても、北太平洋上のシグナルは弱い。

### 3. 数値実験データの解析

大気循環モデル (AGCM) の長期積分を行い、得られたデータに対して前節と同様の解析を行うことで、冬季北半球に卓越する変動パターンの 10 年規模の変調について調べた。卓越する変動パターンの 10 年規模変調を調べるには、観測データだけではやはりデータの期間が限られてしまうために、数値実験データも用いて補強しようという考えである。

モデルは、東京大学気候システム研究センター (CCSR) と国立環境研究所 (NIES) で共同開発された CCSR/NIES AGCM 5.4.02 をもとにして、地球シミュレータセンターが地球シミュレータ (超高速ベクトル並列計算機) 用に開発した大気循環スペクトルモデルである AFES (AGCM for Earth Simulator) を用いた。最大水平波数 42 鉛直 20 層 (T42L20) の分解能で、大気下部境界条件である海面温度と海水分布に観測値を与えたハイドキャスト実験と気候値を与えたコントロール実験を行った。それぞれの実験は初期値を変えたアンサンブル実験とした。ハイドキャスト実験は、13 メンバーで、1949 年 1 月から 2000 年 12 月まで 52 年間積分した。コントロール実験は、7 メンバーで、それぞれ 50 年以上積分した。

図 1 と同様に、コントロール実験のある 1 メンバーから計算された冬季北半球循環場の基本的な統計量を図 6 に示す。ただし、ここでは SLP 場ではなく 1000 hPa 高度場について示す。観測データの場合(図 1)と同様に、数値実験データにも北太平洋と北大西洋上に、それぞれ、アリューシャン低気圧 (AL) とアイスランド低気圧 (IL) が見られ(図 6a)、それらの低気圧の中心のやや東側(下流域)に経年変動の大きな領域が見られる(図 6b)。観測と比較すると、数値実験の AL は南北方向の広がりが大きく、その中心がやや東にずれるという特徴がある。そのため、数値実験における AL の指標は、観測とは少し異なる領域(図 6a,b で囲う領域)で平均した値として定義した。図 1(a) と図 6(a) の比較では明らかではないが、数値実験の AL の方が観測の AL よりも中心気圧が低い(低気圧が強い)という違いもある。

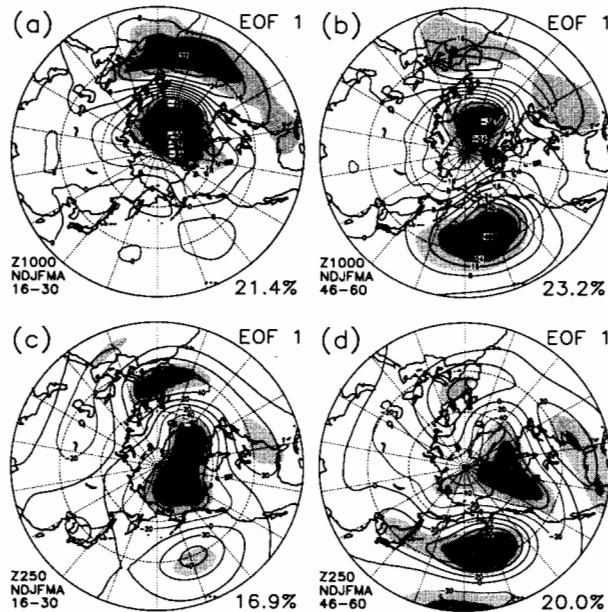


図 7: コントロール実験における冬季北半球の 1000 hPa 高度場 (a,b) と 250 hPa 高度場 (c,d) の EOF 第 1 モード。二つ期間 16-30 年 (a,c) と 46-60 年 (b,d) について示す。センター間隔は、それぞれ、(a,b) 8 m、(c,d) 20 m。

数値実験の 1000 hPa 高度場の EOF 第 1 モード (図 6c) は、極域と中緯度帯のシーソー関係を表す変動パターンを示しており、観測されるモード (図 1c) と同じ構造をしている。ハイドキャスト実験のメンバーにおいて同様に計算した結果には、経年変動の標準偏差がコントロール実験の場合よりも僅かに大きいという違いがあるものの、図 6 と本質的な違いは見られなかった。

得られた数値実験データを 15 冬季ごとの期間に分けて、各期間で卓越する変動パターンの特徴を調べた。その結果、数値実験データにおいても卓越変動パターンに 10 年規模の変調が見られることが分かった。図 7 に、ある一つのコントロール実験で見られた変調の例を示す。これは、前節で観測データを解析したときに見られた変調と同じである。期間 46-60 年の 1000 hPa 高度場 (Z1000) の EOF 第 1 モードには AL の領域に明瞭なシグナルが見られるが (図 7b)、期間 16-30 年のモードには見られない (図 7a)。前節と同様に、対流圈上層の Z250 EOF 第 1 モードを調べてみると、期間 46-60 年のモードには PNA パターンに似た定常ロスピーブと北大西洋を横切る定常ロスピーブの構造が見られ (図 7d)、この時期の AL-IL シーソーの出現が顕著であったことが示唆される。一方、期間 16-30 年のモードにはそのような波の構造は見られない (図 7c)。数値実験においても、AL-IL シーソー形成が EOF 第 1 モードの構造に大きな影響を与えることが分かる。図 7 は、ある一つのコントロール実験で見られた変調の例であるが、同様の変調は他のコントロール実験やハイドキャスト実験に

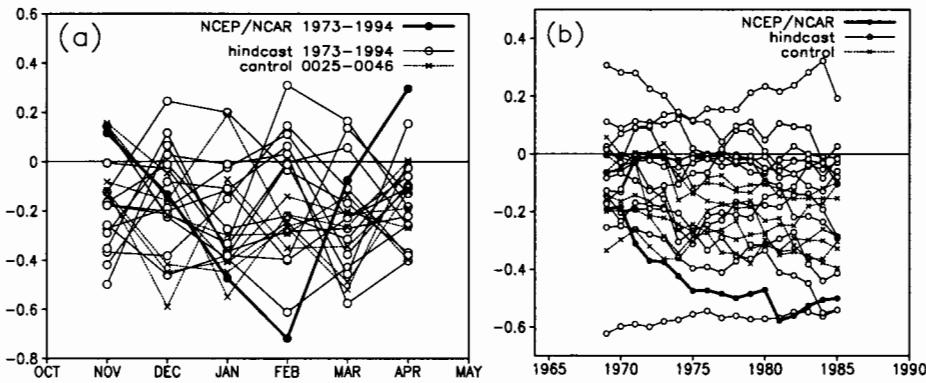


図 8: (a) 期間 22 年 AL-IL 相関係数の月依存性 (11 月～4 月) と (b) 2 月の期間 31 年 AL-IL 相関係数の 10 年規模変調。NCEP/NCAR 再解析データ (太実線、●) と 13 メンバーのハインドキャスト実験 (細実線、○) と 7 メンバーのコントロール実験 (細破線、×) について示す。

おいても頻繁に見られた。観測データに見られた変調は、数値実験データにも一般に見られることが分かった。

数値実験データにおける AL と IL の指標の相関係数について調べた。ここでは、図 6(a,b) で囲った領域で平均した Z1000 の値を AL と IL の指標として用いた。期間 1973-94 年の 13 メンバーのハインドキャスト実験 (○) と期間 25-46 年の 7 メンバーのコントロール実験 (×) における各月 (11 月～4 月) の AL-IL 相関係数を図 8(a) に示す。これら 20 個の数値実験の結果は、冬季を通じておおよそ負の値を示しており、数値実験においても AL-IL シーソーが存在することが確認される。期間 1973-94 年は、前節で見てきたように、2 月に顕著な AL-IL シーソーが観測された期間である。実際、NCEP/NCAR 再解析 Z1000 データから同様に計算した AL-IL 相関係数 (●) は 2 月に強い負の値を示す。しかしながら、この期間の 13 メンバーのハインドキャスト実験の結果 (○) は、必ずしも 2 月に AL-IL シーソーが顕著とはなっていない。13 メンバー間の相関係数のばらつきが大きく、観測される AL-IL シーソーの季節依存性はうまく再現されていない。図 8(a) に示す AL-IL 相関係数において、ハインドキャスト実験 (○) とコントロール実験 (×) との違いは明らかではない。これは、海面温度や海水分布の経年変動が AL-IL シーソー形成の必要条件ではないことを意味している。

数値実験における AL-IL 相関係数の 10 年規模変調について調べた。図 7 からも想像されるように、コントロール実験とハインドキャスト実験の両方で AL-IL 相関係数の変調が見られた。図 8(b) に各メンバーの 2 月における AL-IL 相関係数の変調の様子を示す。観測 (●) では、2 月の AL-IL 相関係数は、1960 年代と比べて 1970～80 年代により大きな負の値を示すように変化する (図 3 も参照)。しかし、同期間ににおける 13 メンバーのハインドキャスト実験の結果 (○) は、必ずしも観測に類似した変調とはなっていない。13 メンバー間の広がりは大きく、また、各メンバーは独自の変調をしているようである。これらのハインドキャスト実験における変調の様子 (○) は、適当な期間で計算した 7 メンバーのコントロール実験に

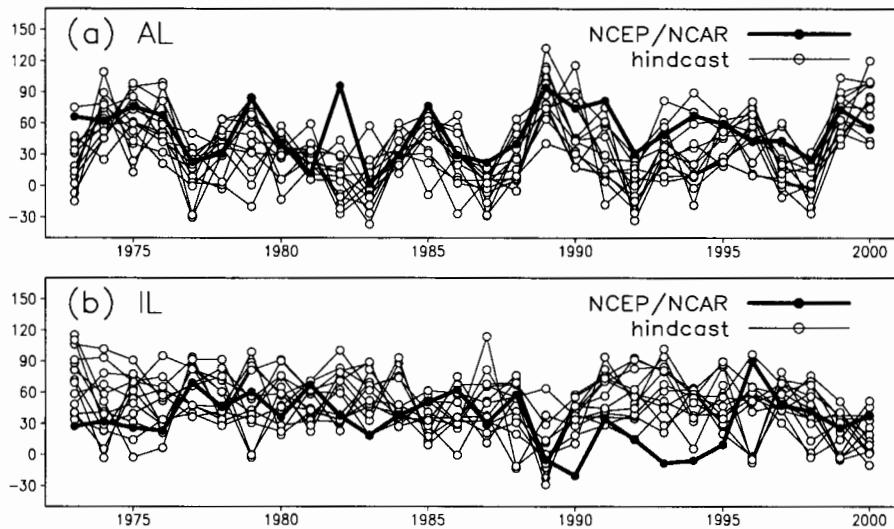


図 9: 冬季(11月～4月)平均した(a) AL と(b) IL の指標の経年変動。NCEP/NCAR 再解析データ(太線、●)と13メンバーのハイブリッドキャスト実験(細線、○)について示す。

おける変調の様子(×)と大きな違いは見られない。

#### 4. おわりに

期間約100年のTrenberth海面気圧データを22年ごとの期間に分けて解析することにより、冬季北半球循環場に卓越する変動パターンの10年規模の変調について調べた。それぞれの期間で計算したEOF第1モードには、北太平洋の領域のシグナルの現れ方に大きな違いが見られた。これは、アリューシャン低気圧(AL)とアイスランド低気圧(IL)の経年変動に見られるシーソー関係が、その期間に顕著であったかどうかに依存していることが分かった。1930～40年代は1月に、1970年代以降は2月にそれぞれAL-ILシーソーが顕著であり、これらの時期ではEOF第1モードにおいてAL領域に明瞭なシグナルが見られる。一方、冬季を通してAL-ILシーソーが弱い1960年代は、EOF第1モードのALの領域に明瞭なシグナルは見られない。AL-ILシーソー形成は冬季北半球循環場に大きな影響を与えることが分かる。

これらの関係は、大気大循環モデルを用いた数値実験においても同様に見られた。ここでは大気下部境界条件に観測値を与えたハイブリッドキャスト実験と気候値を与えたコントロール実験を行ったが、どちらの数値実験においてもALとILの間にシーソーの関係が見られた。そして、AL-ILシーソーに10年規模の変調が見られ、それに対応して卓越する変動パターンに変調が見られた。ここで、境界条件に経年変動成分を含まないコントロール実験においても変調が見られたことは興味深い。モデルの中では地表面過程の物理量も予報変数として扱われているので、大気と地表面との結合によりこのような変調が見られたのかもしれない。

大気下部境界条件に観測値を用いたハイブリッドキャスト実験は、観測されるAL-IL相関係数

の10年規模変調を再現することはできなかった。ハインドキャスト実験のAL及びILは、観測されるAL及びILの変動をどの程度に再現するものであろうか？冬季平均したALとILの期間1973-2000年の経年変動の様子を図9に示す。ALの位置と勢力は、一般に、エルニーニョ現象などの赤道太平洋の海面水温の変動に応答して変化することが知られている。例えば、エルニーニョにあたる1983年冬季のALの値は低く(強い低気圧)、ラニーニャにあたる1989年冬季のALの値は高い(弱い低気圧)。13メンバーのハインドキャスト実験のALの変動(○)には、このような海面温度の経年変動に対する応答がかなりはっきりと見られ、13メンバー間の広がりはあるものの、これらと観測されるALの変動(●)との間には有意な相関が見られる(図9a)。一方、13メンバーのILの変動には、ALほどアンサンブル間に系統的な変動が見られない(図9b)。メンバー間の広がりが経年変動の振幅と同程度となっており、観測されるILの変動との相関は非常に低いものとなっている。大気下部境界条件がILの経年変動に及ぼす影響はあまり大きくないようである。ただし、これは、分解能T42L20のAFESにおける数値実験の結果である。中・高緯度の海面温度の影響や大気・海洋相互作用をモデルの中でより適切に取り扱うことで状況が変わる可能性はある。

#### 謝辞

本研究を進めるにあたり谷本陽一氏に貴重な意見を頂いた。データ整備及び作図には橋田かおり氏の協力を頂いた。描画にはGrDASソフトウェアを用いた。

#### 参考文献

- Honda, M., H. Nakamura, J. Ukita, I. Kousaka, and K. Takeuchi, 2001: Interannual seesaw between the Aleutian and Icelandic lows. Part I: Seasonal dependence and life cycle. *J. Climate*, **14**, 1029-1042.
- Honda, M., and H. Nakamura, 2001: Interannual seesaw between the Aleutian and Icelandic lows. Part II: Its significance in the interannual variability over the wintertime Northern Hemisphere. *J. Climate*, **14**, 4512-4529.
- 本田明治, 中村尚, 2002: 冬季北半球循環場に卓越する変動の季節依存性及び天候への影響. グロスベッター, **40**, 掲載予定.
- Nakamura, H., M. Honda, 2002: Interannual seesaw between the Aleutian and Icelandic lows. Part III: Its influence upon the stratospheric variability. *J. Meteor. Soc. Japan*, **80**, in press.
- 中村尚, 本田明治, 2002: アリューシャン・アイスランド低気圧シーソーが成層圏に及ぼす影響. グロスベッター, **40**, 掲載予定.
- 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.
- Thompson, D. W. J., and J. M. Wallace, 2000: Annular modes in the extratropical circulation. Part I: Month-to-month variability. *J. Climate*, **13**, 1000-1016.
- Trenberth, K. E., and D. A. Paolino, 1980: The Northern Hemisphere sea-level pressure data set: Trends, errors and discontinuities. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 855-872.
- van Loon, H., and J. C. Rogers, 1978: The seesaw in winter temperatures between Greenland and northern Europe. Part I: General description. *Mon. Wea. Rev.*, **106**, 296-310.
- Wallace, J. M., and D. S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 784-812.

# 見かけの北極振動と真の北極振動

九州大学大学院理学研究院  
伊藤久徳

## 1 はじめに

北極振動 (Arctic Oscillation, AO) は北半球における月平均海面気圧 (SLP) の経験的直交関数展開 (EOF) 第一モードとして Thompson and Wallace (1998) によって導入された。その空間パターンは北極と中緯度との帶状対称性の高いシーソーである。その意味で環状モード (annular mode, AM) とも呼ばれる。南半球にも同様のモードがあるので、北半球の環状モードを強調する場合は NAM と略される。

AO を高さ方向に回帰すると、対流圈から成層圏にまで連なる環状パターンが得られ、南半球での類似パターン (SAM) の存在と合わせ、AO は大気の運動を理解する上の基本的なモードと言われている。また AO から回帰した温度偏差のパターンは温暖化のパターンと似ており、温暖化を研究する上でも重要なモードとされている。このようにいろいろな側面で大きな注目を集め、多くの研究者が AO に関する研究を行っている。

しかし AO という概念の提案当初から、AO と北大西洋振動 (NAO) の関係が大きな論争となっている (e.g., Wallace 2000)。Deser (2000) は以下のようなやり方で AO の実在性に疑問を投げかけた。まず北半球をユーラシア・大西洋域と太平洋域に分け、それぞれで EOF 解析を行なった。その第一モードはそれぞれ NAO とアリューシャン低気圧の変動を表すモードになる。それらに対して半球の regression をとった。もし真に環状モードが存在するなら、regression はどちらからも北極振動を示すと考えたわけである。しかし結果は他の領域に「しみ出した」変動はほとんどなく、2つの領域はほぼ独立に変化しているという結果であった。中緯度における太平洋と大西洋の相関はごく弱く、北極・中緯度間の結びつきは大西洋域で高いので、AO は NAO と区別できないと結論づけた。しかし Wallace (2000) からは、太平洋域では AO とは異なった卓越モードを見ているのではないかとの反論がされている。すなわち、もし太平洋域で環状モードの振幅が小さいと、太平洋域だけに解析領域を限ると、卓越モードにマスクされてしまい、太平洋域の EOF 第一モードには反映されないとされるのである。さらに次のことも問題となる。すなわち Deser (2000) の言うように、AO が NAO と区別できないとしても、AO が含む太平洋のパターンはどのようにして生まれるのであろうか。

ごく最近、Ambaum et al. (2001)(以下、AHS) は北極振動の作用中心、北極 (N)、大西洋 (A)、太平洋 (P) を模した 3 点でシーソーする 3 点シーソーモデルを導入することによって、AO を考察した。彼らは、N と A の間と N と P の間の 2 つの独立した振動が 3 点で coherent に振動するように見える見かけの振動を示すことを明らかにし、観測される AO は大西洋域での振動 (NAO) と太平洋域での振動 (PNA) から見かけ上出てくるものではないかという疑問を提出した。これは上の疑問、すなわち 太平洋域のパターンの出自を明確に示している。しかし彼らはそこから、AO は様々な物理量を首尾

一貫して説明できるかという方向で解析を進めており、著者にはかえって議論を散漫にしているように思える。3点シーソー系のより一般的な議論は Dommelenget and Latif (2002) によっても行われている。しかしこれらに対しても、Wallace and Thompson (<http://horizon.atmos.colostate.edu/ao/>; 以下、WT) は大西洋域と太平洋域の間には負相関モードが存在し、これによって大西洋・太平洋間の正相関モード、すなわち環状パターンが見えにくくなっているとして、彼らに反論している。

このように AO の実在性はなお論争中の問題であり、しかも AO が多側面に関わっているとされていることを考えると非常に重要な論争である。本論文はこの論争に関わるものである。3点シーソーモデルのより深い考察から、AO が真のシーソーパターンとして存在するかどうかをより明瞭に識別する方法が与えられる。そして実際にその方法を用いた解析が行われる。

以下、第 2 章は本研究で用いるデータの説明である。第 3 章では 3 点シーソーモデルに対して考察が加えられる。解析はまず海面気圧に対して行われ、その結果は第 4 章で示される。第 5 章は他の気圧面の高度や気温に対して解析が拡張される。第 6 章でいくつかの議論をした後、第 7 章が本研究の結論である。

## 2 データ

用いられるデータは NCEP/NCAR 再解析の月平均データである。種類としては、SLP の他に 500hPa 高度と 850hPa 温度が用いられる。解析期間は 1948 年から 2000 年までの 53 年間である。11 月から 4 月の冬季のデータのみが用いられる。従って、解析の全月数は 318 となる。偏差を各月の 53 年平均からのずれとして定義し、これに対して解析を行う。

EOF 解析や特異値分解 (SVD) 解析は基本的には  $20^{\circ}\text{N}$  以北の経度  $10^{\circ}$ ・緯度  $5^{\circ}$  格子で計算したが、Barnston and Livezey (1987) のように高緯度では用いる格子点数を少なくして解析した。また共分散行列に基づいて計算した。いくつかの領域に分けた計算も行った。中緯度だけで計算する場合の北の境界は主として  $60^{\circ}\text{N}$  としたが、他の緯度境界での計算も行った。また大西洋域を  $0^{\circ}$  を含む  $80^{\circ}\text{W} \sim 80^{\circ}\text{E}$  として、太平洋域を  $180^{\circ}$  を含む  $100^{\circ}\text{E} \sim 100^{\circ}\text{W}$  として定義する。中緯度大西洋域、中緯度太平洋域は上の 2 つの定義の包含する領域とする。

以下では EOF 解析における空間パターンの第  $n$  モードを  $\text{EOF}_n$ 、また時間係数を  $\text{PC}_n$  と呼ぶことにする。さらに半球全体の EOF の場合はその前に H を、中緯度のみの EOF はその前に M を付けることにする。すなわち  $\text{HEOF}_1$ ,  $\text{MPC}_2$  などというように記す。

有意水準を見積もるには独立なデータの数が必要である。全月数は 318 であるが、ラグ 1 月のラグ相関は最大の場所で 0.3 程度であるので、ここでは控えめに 150 として検定を行う。相関係数では 0.160 で 95% 有意、0.210 で 99% 有意となる。

図 1 は海面気圧における半球全体の  $\text{EOF}_1$  と  $\text{EOF}_2$ (すなわち  $\text{HEOF}_1$  と  $\text{HEOF}_2$ ) を示している。寄与率はそれぞれ 20.0% と 12.3% である。HEOF1 がこのデータでの AO となる。HEOF2 は大西洋と太平洋のシーソーである。このモードの作用中心は、HEOF1 の作用中心とほぼ重なっていることに着目しておこう。

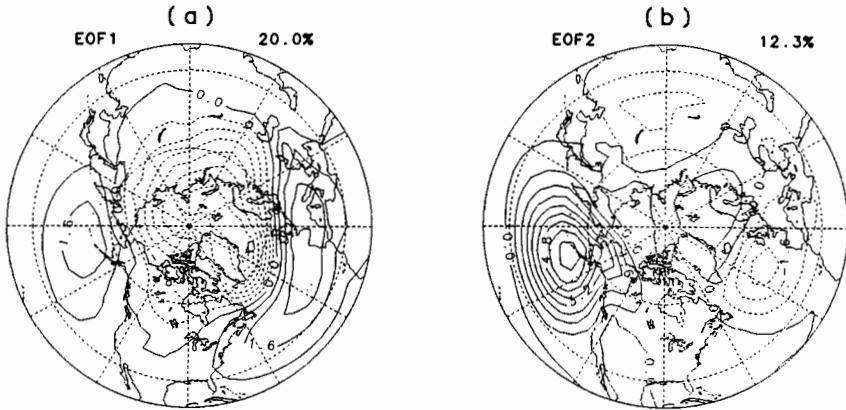


図 1: 20°N 以北の月平均海面気圧偏差における (a)EOF1 と (b)EOF2。正の値は実線、負の値は破線で示す。EOF は領域積分が各モードの分散に等しいように規格化されている。これは regression に等しい。コンター間隔は 0.8hPa である。

### 3 3 点シーソーモデルとそれによる考察

以下で述べることは、本質的には AHS と同じことであるが、後の考察のためやや詳しく書くことにする。

AO は北極と中緯度のシーソーパターンであるが、図 1a に見られるように作用中心としては北極 (N), 大西洋 (A), 太平洋 (P) の 3 点がある。この 3 地点での時系列を次のように与える。

$$x_N(t) = 2r_1(t), \quad (1a)$$

$$x_A(t) = -r_1(t) + r_2(t), \quad (1b)$$

$$x_P(t) = -r_1(t) - r_2(t) \quad (1c)$$

ここで  $r_n(t)$  は時間を  $t$  とする時系列で、下添字が同じものは同じ時系列を、異なるものは異なる時系列を示す。簡単のため、どの時系列も平均ゼロで、分散は同じ、異なる時系列間では無相関とする。従って、 $\overline{r_1(t)r_2(t)} = 0$  である。ここで  $\overline{(\ )}$  は時間平均を示す。この式は 3 点が coherent に振動するモデルであり、これを真の北極振動とよぶことにする。振幅は極が大きいので、それを反映して仮に 2 倍としている。なお A 点と P 点の間にもシーソーパターンを許しているが、HEOF2 の存在を反映している。この 3 点の EOF 解析は、 $(1, -0.5, -0.5)^t$  が第一モードで AO を表し、第二モードが  $(0, 1, -1)^t$  で大西洋 – 太平洋間のシーソーを表すことは自明である。なお  $(\ )^t$  は転置を表す。

付け加えると、シーソーが実際に存在しても各点間に相関があるとは言えないことも、このモデルから分かる。すなわち、A, P 間は、同位相と逆位相の振動モードが存在することによって、相関はゼロとなっている。従って A, P 間の teleconnectivity は存在しないことになる。しかし実際には振動が存在し、これは EOF によって正しく抽出される。ここに相関に対する EOF の優位性が現れて

いる。

しかしこの EOF の「鋭さ」は両刃の剣である。今度は次のような時系列があったとする。 $r_n(t)$  は上と同じである。

$$y_N(t) = r_1(t) + r_2(t), \quad (2a)$$

$$y_A(t) = -r_1(t), \quad (2b)$$

$$y_P(t) = -r_2(t) \quad (2c)$$

これは N, A 地点間のシーソー振動と、N, P 地点間のシーソー振動であり、これ以外の解釈はあり得ない。しかし EOF 解析を行うと、結果は、固有値が 0.5 倍になることを除いて、(1) 式とまったく同じになる。相関は A・P 間でないことを正しく教えてくれるが、EOF は 2 つのモードが存在すると誤ってしまうのである。数学的に表現すると、(2) 式が次のように書き直せることに対応している。

$$y_N(t) = [r_1(t) + r_2(t)], \quad (3a)$$

$$y_A(t) = -0.5[r_1(t) + r_2(t)] - 0.5[r_1(t) - r_2(t)], \quad (3b)$$

$$y_P(t) = -0.5[r_1(t) + r_2(t)] + 0.5[r_1(t) - r_2(t)] \quad (3c)$$

従って、以下ではこれを見かけの北極振動とよぶことにする。

これは次のようなからくりで出現する。 $r_1$  と  $r_2$  が同符号の時は、N 点での振幅が大きくなり、見かけ上、3 点がシーソーしているモードの分散が大きくなるため、第一モードとして 3 点シーソーが出現する。逆符号の時は、N 点で振幅が小さくなり、見かけ上、A と P のシーソーのように見え、これが第一モードと直交しているため、第二モードとして出現する。

問題は観測される AO が主要には真なのか、見かけなのかということである。我々はこれが AO に関する根本的な論点であると考える。このモデルを導入することによって、真と見かけの AO を区別する原理が明瞭になる。いくつかの方法を考察する。

まず Deser (2000) のように、N と A(P) の 2 点で EOF 解析を行い、その PC による P(A) の regression をとることが考えられる。ただ容易に分かるように、他の変動の影響により 2 点の EOF はもとの 3 点シーソーの一部にはならない。例えば(1) 式でも、逆相関がある関係上、3 点 EOF より P(A) 点の振幅は小さくなる。(2) 式でも N 点の  $r_2(r_1)$  の影響が入り込み、これが P(A) 点との関係を作り出す。以上よりこの方法は必ずしもいい方法ではない。

要するに北極のデータを使うのはあまり得策ではないことが分かる。従ってまず考えられるのは A, P2 点での EOF である。(1) 式では正相関と逆相関のモードが現れるはずである。特に環状モードは、他に卓越モードがあつてもそれらとは直交しやすいので、存在するならば見えるはずである。(2) 式は、このままでは A と P の共分散はゼロである。しかしこれは非常に特殊な場合であり、相関モードが存在する限り、ほぼすべての実際的な場合にはゼロではない。この場合、A と P のそれぞれで独立なモードが出てくるはずである。次に A と P を用いた SVD 解析が考えられる。(1) 式ではやはり正相関と逆相関のモードが現れ、(2) 式では現れない。

もし A, P 間で真の逆相関モードがないならば、オリジナルな時系列を 3 点での EOF1 の A, P に投影したときの時系列 (すなわち A と P の時系列の定数倍) 同士の相関を見る。(1) 式ではよくて、

(2) 式では悪い。また 2 つの時系列の和(正確には重み付きの和がより適切であるが、ここでは説明を省略する)と 3 点での PC1 との相関を見る。これは(1)式でもよくなるはずである。

## 4 海面気圧に対する結果

上の考察に基づいて、海面気圧の偏差データを用いて計算を行った。結果は以下の通りである。

まず中緯度の EOF を描いたのが図 2 である。第一モード(MEOF1) はシグナルのほとんどが太平洋、第二モードのそれは大西洋となっている。MEOF1 には大西洋にも太平洋と逆相関の場所が北に、正相関の場所が南に見えている。ただしこれを HEOF2 のような大西洋・太平洋逆相関モードと混同してはならない。この場合、大西洋の逆相関の中心は、HEOF2 とは異なって、 $60^{\circ}\text{N}$  以北にあり、アリューシャン・アイスランド低気圧間のシーソーを反映している(e.g., van Loon and Rogers 1978, Honda et al. 2001)。従って負の領域は極の一部とみなされるべきである。このことは以下の図 4 ではっきり分かる。より下位のモードを調べても、環状モードは存在しない。

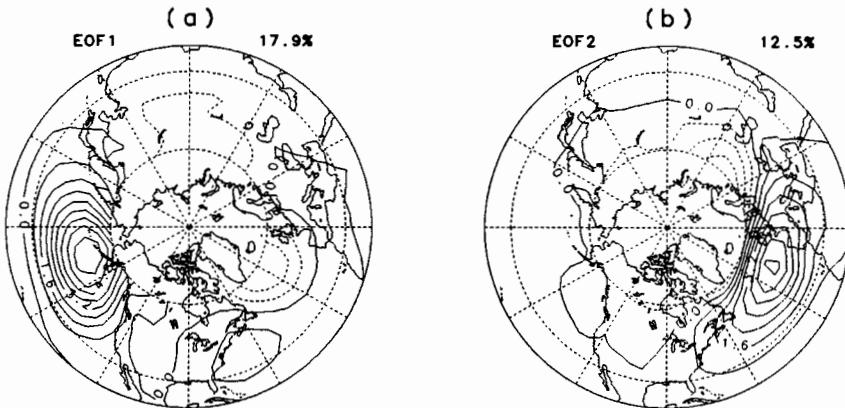


図 2:  $20^{\circ}\text{N}$  から  $60^{\circ}\text{N}$  の月平均海面気圧偏差における (a)EOF1 と (b)EOF2。他は図 1 と同じ。

大西洋・太平洋間の関係をよりはっきりするため、北の境界を変えて計算を行った。図 3 は  $50^{\circ}\text{N}$  を、図 4 は  $65^{\circ}\text{N}$  を北の境界とした場合の EOF1 と EOF2 を示している。まず  $50^{\circ}\text{N}$  にした場合は  $60^{\circ}\text{N}$  の場合より明瞭に大西洋の振動と太平洋の振動が独立であることを示している。ここでも環状モードは存在しない。一方、 $65^{\circ}\text{N}$  にした場合は、EOF1 では大西洋の南の領域で広い範囲に太平洋と正相関の領域が増え、AO にかなり近くなっている。また極の負相関も強くなっている。ここから図 2 の負相関が極の一部とみなされるべきことが明瞭に分かる。HPC1 との相関係数は 0.645 となる。それに連れて EOF2 では、大西洋のシグナルがなお強いものの、2 つの領域の間の逆相関モードとなっている。HPC2 との相関は 0.678 である。北の境界を  $70^{\circ}\text{N}$  にすると、この特徴はより一層はっきりする(not shown)。このとき PC1 と HPC1 との相関は 0.933 に、PC2 と HPC2 とのそれは 0.976 になる。

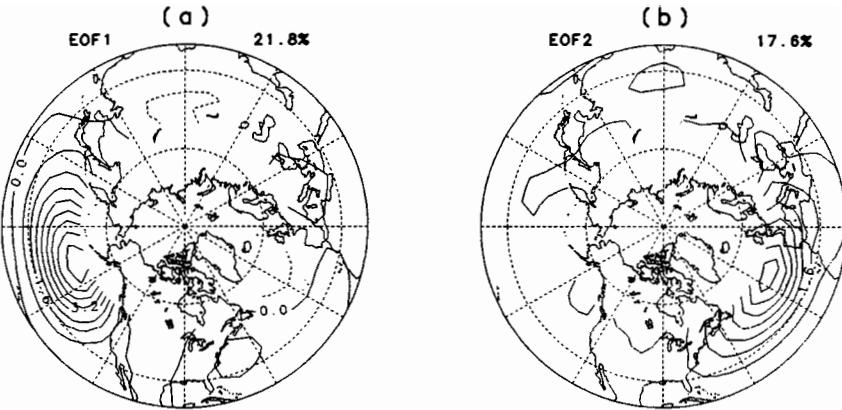


図 3: 20°N から 50°N の月平均海面気圧偏差における (a)EOF1 と (b)EOF2。他は図 1 と同じ。

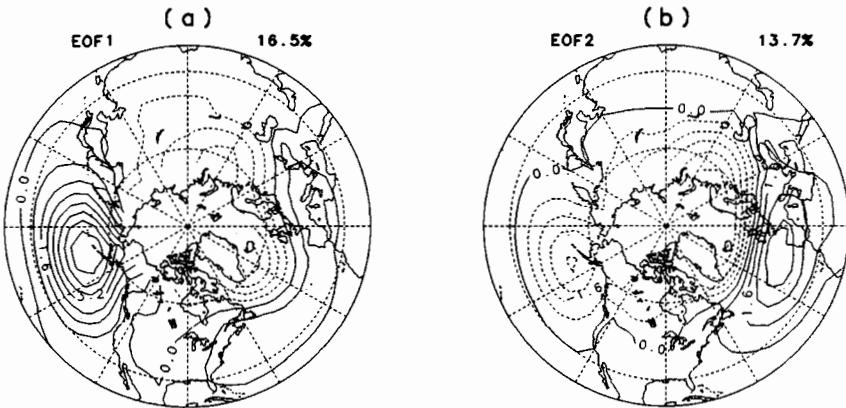


図 4: 20°N から 65°N の月平均海面気圧偏差における (a)EOF1 と (b)EOF2。他は図 1 と同じ。

中緯度大西洋と中緯度太平洋で SVD を行っても以上の結果が支持される (not shown)。第一モードは MEOF1 とほぼ同様である。ただし当然ながら大西洋域のシグナルが強くなっている、北の逆相関、南の正相関が顕著である。第二モードは 90°E 附近に大きい振幅を持つモードである。やはり環状モードは現れない。

中緯度帯には真の逆相関モードは存在しないことが示唆された。そこで次に各月の偏差データを HEOF1 の中緯度大西洋域と太平洋域それぞれに投影した時系列を作る。これらをそれぞれ HPC1(A), HPC1(P) とする。すなわち

$$HPC1(A)_j = \sum_{M.A} HEOF1_i \cdot SLP'_{i,j}$$

とする。ここで下添字  $i, j$  はそれぞれ空間と時間の指標であり、  $SLP'$  は  $SLP$  の偏差である。また  $M.A.$  は中緯度大西洋で和をとることを示す。太平洋も同様である。これは(1)式、または(2)式の  $A, P$  点の時系列(の定数倍)を表していると考えられる。ただし(1)式での  $r_2$  はないことになる。

この両者の相関をとると、0.172となる。これは有意水準95%で相関のあるなしのぎりぎりの値である。一方、 $HPC1(A)+HPC1(P)$  と  $HPC1$  の相関をとると、今度は0.899という大きな値になる。なお  $HPC1(A)$  と  $HPC1$  は0.869、 $HPC1(P)$  と  $HPC1$  は0.415である。 $HPC1(A)$  が大きな貢献をしていることはこれまでの結果と同じである。

これらの結果は以下のように解釈できる。まず中緯度の主要な変動は大西洋と太平洋のそれぞれで独立に変動するモードである。環状 coherent なモードや大西洋・太平洋で同位相のモードは有意には存在しない。北極域での変動の関与のもとでのみ、見かけ上、同位相のモードが現れる。従ってまたこれも見かけ上、逆相関モードが現れる。 $HPC1(A)$  と  $HPC1(P)$  の結果からも同じ解釈が出てくる。つまり  $HPC1(A)$  と  $HPC1(P)$  はほとんどランダムに近く変動しているが、両者が同符号の時に  $HPC1$  の振幅が大きくなることを示している。これらすべては見かけの AO の性質である。真の AO はもしかつたとしてもごく小さな寄与しかしていないと思われる。またこのモードは基本的に北極を共有する2つの振動から成り立っているので、環状モードという言い方は正しくない。

実際に観測データを用いて、2つのほぼ独立なシーソーを作成し、そこから AO と大西洋・太平洋間の負相關モードを導出することができる。まず  $HPC1(A)$  と  $HPC1(P)$  の  $SLP'$  に対する regression はこれら2つのシーソー・パターンを与える。図5がその結果である。これらは中緯度では MEOF2 と MEOF1 によく似ている(図2参照)。図5aとbのパターンをそれぞれ ATL パターン、PAC パターンとよぶことにする。これら2つのモードの寄与率は19.0%と14.0%であり、HEOF1 と HEOF2 の間にあることを注意しておこう。次に、2つのシーソーを表現する人工的データを次のように再構成する。

$$ATL * (\text{normalized } HPC1(A)) + PAC * (\text{normalized } HPC1(P))$$

このデータと  $SLP'$  との各月のパターン相関の平均は0.455である。この値は  $HEOF1*HPC1 + HEOF2 * HPC2$  と  $SLP'$  とのそれが0.487であることを考えれば、決して小さいものではない。この人工データに対して EOF 解析を行う。共分散行列は

$$ATL_k ATL_l + PAC_k PAC_l + 0.172(ATL_k PAC_l + ATL_l PAC_k)$$

となる。ここで下添字  $k$  と  $l$  は空間を表す指標で、0.172は  $HPC1(A)$  と  $HPC1(P)$  の相関である。ここから出てくる EOF の2つの主要モードが図6に示されている。図1と比べると、大変よく似ていることが確認できる。図1とのパターン相関は第一モードが0.939、第二モードが0.915である。人工データを(MPC1による regression)\*(normalized MPC1)+(MPC2による regression)\*(normalized MPC2)として作っても、そこから計算される EOF1 と EOF2 はそれぞれ HEOF1 と HEOF2 に似ている(not shown)。この場合、MPC1 と MPC2 はまったくの無相関であることに注意しよう。パターン相関は EOF1 が0.888、EOF2 が0.935である。これらの結果は観測される AO がほぼ見かけであるという見方を強く支持するものである。

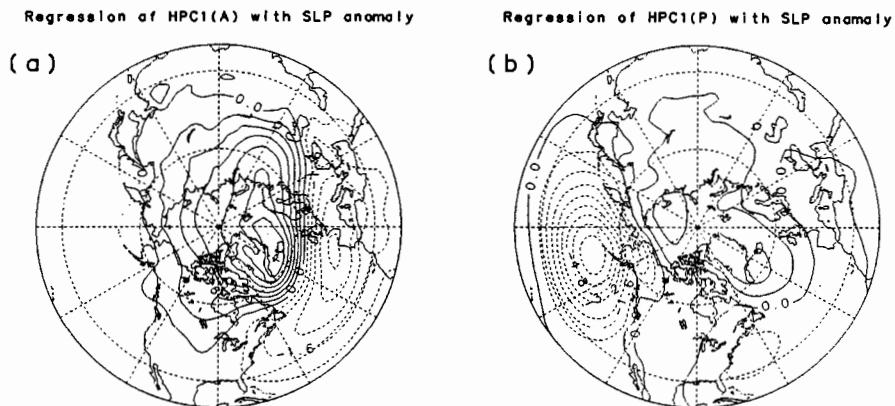


図 5: (a)HPC1(A) と (b)HPC1(P) によって回帰された月平均海面気圧偏差。他は図 1 と同じ。

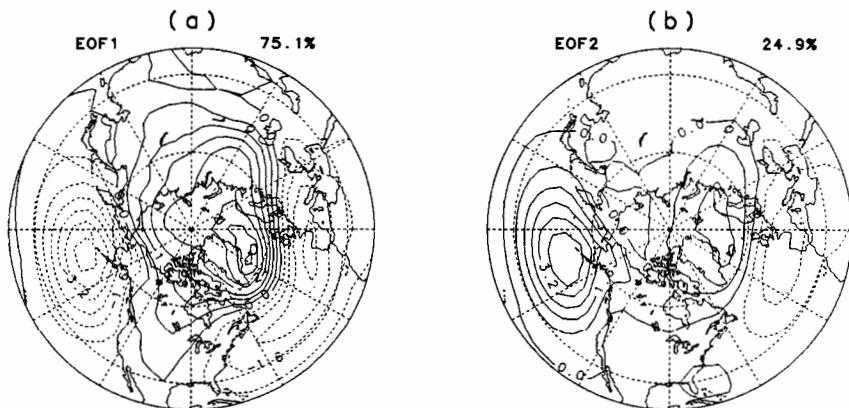


図 6: 2 つのシーソーを表現するデータから計算された (a)EOF1 と (b)EOF2。他は図 1 と同じ。

ATL パターンが NAO パターンであることは言うまでもない。PAC パターンは、アイスランド低気圧とのシーソーを含むアリューシャン低気圧の変動を示しているが、HPC1(P) で回帰された 500hPa 高度のパターンはヨーロッパ・大西洋域での波列を持つ PNA パターンを示す (後に示す図 7 参照。cf. Fig.3(a) of AHS)。WT はこのパターンを、ヨーロッパ・大西洋域で波列を持つことを明白にするために、augmented PNA とよんでいる。従って、観測される AO は、2 つのほぼ無相関な変動 – NAO と augmented PNA の変動 – から見かけ上出てきたものであると言うことができる。

## 5 高度と気温に対する結果

これまでデータを海面気圧に限って解析を行ってきた。本章では他の気圧面の高度や気温について同様の解析を行う。

まず 500hPa 面高度を考える。図 7 は 500hPa 面高度偏差の HEOF1 と HEOF2 である。このあたりの気圧面で普通に EOF を行うと、第一モードはこのように環状パターンからかなりずれたパターンとなる。また第二モードも単純な大西洋・太平洋間の逆相関ではなくなる。

これらの EOF パターンをどのように考えるべきであろうか。当然、SLP の EOF との関係を追究するという方向で進むべきである。なぜなら、低周波変動は一般に深い構造を示すので、SLP の変動と強い関係を持っていると予想されるからであり、かつ関係が分かれれば対流圏での卓越変動を統一的に捉えられたと言えるからである。

まず AO が実在という立場からは、このパターンは SLP の AO と大西洋・太平洋間の逆相関モードから回帰できるという捉え方ができる。ただ実際に回帰を行ってみると、似てはいるが、同時にかなりずれている部分が見られる (not shown)。EOF1 と AO からの回帰、EOF2 と逆相関モードからの回帰のパターン相関はそれぞれ 0.871 と 0.756 である。従って AO と逆相関モードから対流圏における他の層の変動をとらえるのは無理があると言うべきだろう。SLP の AO で回帰をすれば、他の高さでも環状モードが現れるのは確かであるが、それが物理的実体を持っているというのは言い過ぎのように思われる。

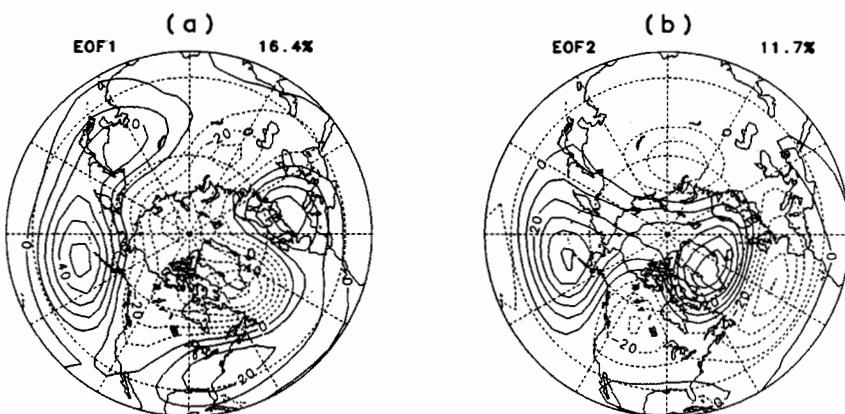


図 7: 月平均 500hPa 面高度偏差における (a)EOF1 と (b)EOF2。等値線間隔は 10m。他は図 1 と同じ。

さて我々の立場は明白である。NAO と PNA が対流圏における基本的な変動モードであるが、これら 2 つはグローバルでなく、また直交していないので、単純に EOF をとると見かけのモードが現れるという立場である。従ってここでもそのような立場から、これら EOF が理解できるはずである。

そのためにはまず 500hPa 面高度の基本パターンを得なければならない。それは HPC1(A) と HPC1(P)

によって月平均 500hPa 面高度偏差を回帰することによって得られる。図 8 がその結果である。図 8a は明らかに NAO であり、SLP と比べると、中心は少し西にずれている。これは NAO のよく知られた性質である。図 8b は基本的には PNA を表現しているが、グリーンランド・アイスランド域にはアリューシャンと負の相関を持った場所があり、ユーロ・大西洋域にも波列パターンが認められる。上でも述べたように、WT はこれを augmented PNA とよんだ。

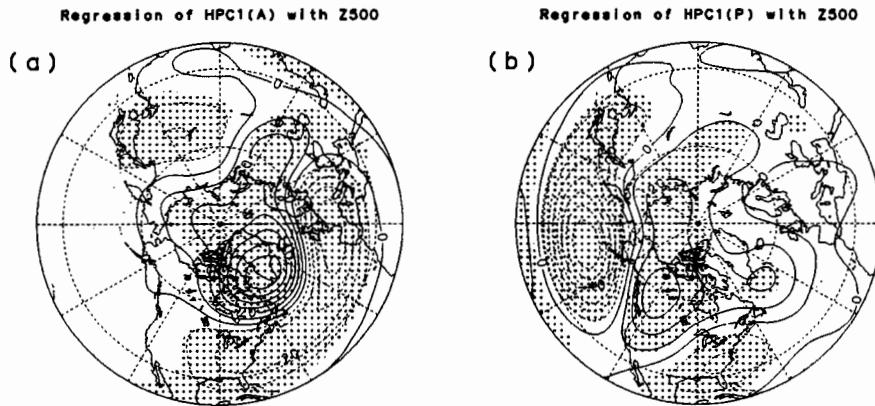


図 8: (a)HPC1(A) と (b)HPC1(P) によって回帰された月平均 500hPa 面高度偏差。正の値は実線、負の値は破線で示す。コンター間隔は 10m で、陰影は 99% 有意な領域を示す。

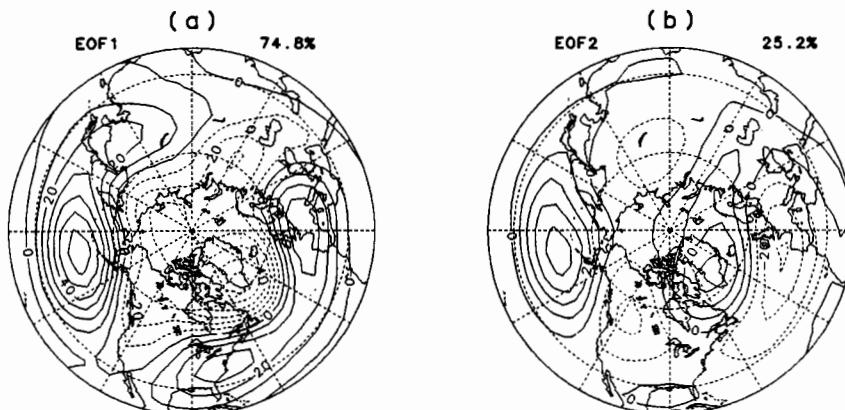


図 9: 月平均 500hPa 面高度での 2 つのシーソーを表現するデータから計算された (a)EOF1 と (b)EOF2。他は図 7 と同じ。

このパターンを 500hPa 面での変動の基本パターンと考え、SLP の場合と同様に以下のようにデータ

タを再構成した。

$$\text{NAO} * (\text{normalized HPC1(A)}) + \text{PNA} * (\text{normalized HPC1(P)})$$

ここで NAO と PNA は図 8 のパターンである。これに対して EOF を行った。結果が図 9 に示されている。図 7 と比べると、EOF1, EOF2 ともたいへんよく似ていると言える。EOF1 同士と EOF2 同士のパターン相関はそれぞれ 0.942 と 0.853 であり、先ほどの値よりずっと大きいことが分かる。すなわち 500hPa 面高度の変動も、NAO と PNA のほぼ無相関な変動として、変動の主要な側面が捉えられるということである。

次は、850hPa 面の気温である。850hPa は気温の変動が最も大きい層であるので、気温の解析をこの層で代表させた。500hPa 面高度とまったく同じ手順をとろう。まず EOF 解析の結果が図 10 である。第一モードでは北アメリカ大陸上で非常に大きな変動がある。第二モードは、シベリアでの大きな変動に加え、グリーンランドと北アメリカのシーソーがある。これも海面の AO と逆相関モードからの回帰では十分に説明できない。図は示さないが、パターン相関は、EOF1 と AO からの回帰、および EOF2 と逆相関モードからの回帰のそれぞれが 0.602 と 0.658 である。

そこで、HPC1(A) と HPC1(P) によって 850hPa 面気温偏差を回帰することによって、基本パターンを得、そこから 2 つの変動の和として構成したデータに対する EOF 解析を行った。基本パターンは NAO に対してはよく知られている (e.g., van Loon and Rogers 1978)。北アメリカとヨーロッパのシーソーであり、シベリアまで大きな偏差が広がっている (not shown)。PNA に対しては、例えば Hurrell (1996) に示されているものと類似であり、作用中心の位置は高度パターンと対応するが、北アメリカ上で最も振幅が大きい (not shwon)。両者とも北アメリカで振幅が大きいので、ここを中心とする見かけの振動が EOF1 に現れていると解釈できる。人工データに対する EOF の結果は図 11 に示されている。図 10 と比べると、これもよく似ていることが分かる。パターン相関を計算すると、EOF1 同士と EOF2 同士はそれぞれ 0.765 と 0.757 である。

他の気圧面の結果は示さないが、同様である。すなわち対流圏を通じて、NAO と PNA のほぼ無相関な変動が変動の主要な部分を作っていると言える。これに EOF を行うと、気圧面や種類ごとに特徴は少し異なるが、見かけ上グローバルなモードが EOF1 や 2 として現れると。

## 6 議論

観測される AO は、2 つのほぼ無相関な変動 – NAO と augmented PNA の変動 – から見かけ上出てきたものであるとする解釈を得た。これに対しては次のような反論が出るかもしれない。

まず第一に、中緯度だけで解析をすると、AO とはまったく別のモードが見え、AO はマスクされているだけであるという反論である。しかしそれなら境界緯度を変えたときに、この結果のように系統的に連続的な変化はしないはずである。また逆相関モードが対になって出てくる必然性もない。さらに HEOF1 と HEOF2 のうち 60°N 以南での分散を計算すると、それぞれ 490, 759(hPa<sup>2</sup>) となる。一方、MEOF1 と MEOF2 の分散はそれぞれ 827 と 577 である。2 つの主要な MEOF の分散のほとんどは 2 つの主要な HEOF に保持されており、境界緯度を変えてもほぼ保持され続けている。

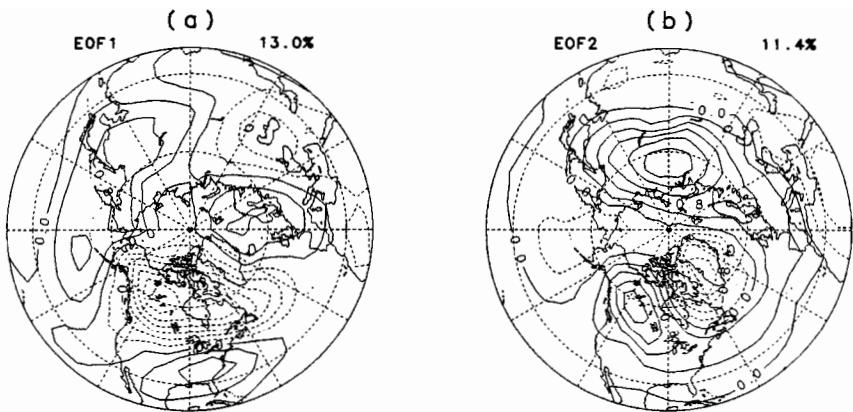


図 10: 月平均 850hPa 面気温偏差における (a)EOF1 と (b)EOF2。等値線間隔は  $0.4^{\circ}\text{K}$ 。他は図 1 と同じ。

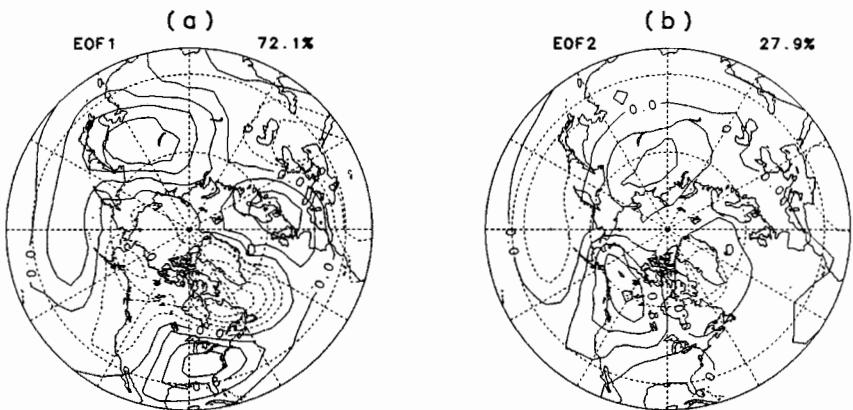


図 11: 月平均 850hPa 面気温での 2 つのシーソーを表現するデータから計算された (a)EOF1 と (b)EOF2。他は図 10 と同じ。

この点からも AO がマスクされていることはないと断言できる。

第二に、HPC1(A) と HPC1(P) の相関は有意水準 95% では有意なので、両者にはやはり正の相関関係があるのではないかということである。もちろんこれを否定しているのではない。しかしこの結果は領域の取り方という問題が絡んでいる。まず  $60^{\circ}\text{N}$  より南に境界をとると、両者の相関は小さくなる。例えば  $55^{\circ}\text{N}$  では 0.098 となり、有意ではなくなる。しかし両者の和と HPC1 の相関は 0.852 と前の結果とそれほど変わらない。また大西洋域と太平洋域の境界がそれほど離れていないことの影響も考えられる。あまり離れていないと、境界付近では coherent に変動するのが当然だからであ

る。大西洋域を  $70^{\circ}\text{W} \sim 70^{\circ}\text{E}$  とし、太平洋域を  $110^{\circ}\text{E} \sim 110^{\circ}\text{W}$  とすると、両者の相関は 0.129 まで下がる。しかしこの場合も両者の和と HPC1 の相関は 0.890 と前の結果と変わらない。

もうひとつの反論として、3 点シーソー系に基づく解析は AO の広範な性質の一部しか取り出していないのではないかということがあるかもしれない。しかし 3 点シーソー系は単なる解析の指針を与えたに過ぎないことが強調されねばならない。中緯度 EOF の結果やその解釈は 3 点シーソー系とは直接の関係はない。例えば、図 2 のアリューシャンとアイスランドの負相関は 3 点シーソーの考察範囲を超えているものである。

WT は大西洋・太平洋間の逆相関モードの存在から正相関モード、すなわち AO の実在性へと論理展開している。すなわち HEOF2 があるので、中緯度における大西洋・太平洋間の相関が小さくなっているとして、HEOF2 を除いて相関を計算し直し、大西洋・太平洋間で高い相関が出ると述べている。しかし AO が見かけであっても、この種の計算をすれば A と P の間の高相関が出てくる（式（3）参照）。そして HEOF2 の実在性を証明することは HEOF1、すなわち AO の実在性の証明とまったく同じ難しさを持っている。従って彼らの論理展開は正しくないと言うべきである。

AO の 3 点シーソーモデルに戻って、観測値を使って係数を特定すると、およそ以下のようになる。

$$z_N(t) = c\{11.9r_1(t) + 6.5r_2(t)\}, \quad (4a)$$

$$z_A(t) = -11.9r_1(t), \quad (4b)$$

$$z_P(t) = -6.5r_2(t) \quad (4c)$$

ここで  $c$  は定数である。また  $r_1$  と  $r_2$  の係数は HPC1(A) と HPC1(P) の標準偏差がそれぞれ 11.9 と 6.5 であるのをそのまま使った。従ってこれはオリジナルな時系列ではなく、EOF1 との積の時系列とみなすべきである。この式で、みかけの AO の時間係数（すなわち  $z_N$ ）との相関係数は、A で 0.878、P で 0.479 となり、ほぼ観測に対応する。これも観測される AO はほとんど見かけの AO であるという上の見方を支持する。

最近、Honda et al. (2001) はアリューシャン・アイスランド間シーソーに季節依存性のあることに指摘した。これは AO とも密接に関係しているので、データをシーソーのある 1、2、3 月とそれのない 4、11、12 月に分けて計算を行った。しかし後者で EOF 解析を行うと、そもそも第一モードが北極振動にならなかった（not shown）。そこで 1 月から 3 月に限って解析を行ったが、結果は 11 月から 4 月の解析と同様であった（not shown）。シーソーが最も顕著な 2 月だけに限って解析すれば、AO の実在性が出てくるかもしれない。しかしこれも観測される AO がほぼ見かけであるという結論を覆すものではない。我々の主張は真の AO の存在の否定ではなく、その貢献はあるとしても小さいということである。より詳細な季節依存性の解析は、力学的な解析とともに今後の課題である。

## 7 結論

Ambaum et al. (2001) によって導入された北極振動 (AO) を表現する簡単な 3 点シーソーモデルを用いて、AO を考察した。3 点は北極、大西洋、太平洋の作用中心を模している。3 点シーソーが存在する真の北極振動モデルとともに、北極・大西洋と北極・太平洋という 2 つの独立した振動が北

極を共有することによって、見かけ上 3 点の振動に見えるモデルを導入し、これを見かけの北極振動モデルと呼ぶことにする。そこからこの両者を区別する解析方法を検討した。解析の眼目は北極を除いて中緯度帯だけで EOF 解析を行うことである。

この考察に基づいて、NCEP/NCAR 再解析の月平均海面気圧データを用いて解析を行った。中緯度 EOF からは大西洋域と太平洋域で独立な変動が抽出され、環状モードは出てこない。解析領域に北極を含むに従って、大西洋域と太平洋域とで同位相のモードが現れ、同時に逆位相のモードも現れる。また大西洋域と太平洋域の SVD を行っても、同位相で振動するパターンは現れない。次に各月の偏差データを、AO パターンの大西洋だけ、太平洋だけに投影することによって、2 つの時系列を作成した。これらはそれぞれ北極・大西洋と北極・太平洋上を AO パターンで変動する時系列になっていると考えられる。両者の相関はごく小さいが、足し合わせると AO の時間係数との相関は非常に高くなる。これらすべてのことは見かけの AO の特徴であり、AO として解析されるほとんどは見かけの AO から成り立っていると解釈される。実際、実測データから再構成された北極・大西洋と北極・太平洋上ではほぼ独立に変動するシーソーが見かけの AO を作り出すことが示される。これら 2 つの振動は NAO と PNA(より正確には augmented PNA) の変動とみなすべきものである。

従って、以上をまとめると、観測される AO は、NAO と PNA という 2 つのほぼ無相関な変動から見かけ上出てきたものであると解釈できる。真の環状モードはあるにしてもごく弱いものである。

このことは単に海面気圧データに留まらず、他の気圧面の高度や気温についても言える。すなわち、これらにおける EOF1 と EOF2 は、NAO と PNA の変動の和から見かけ上出てきたものであることが実際に示される。すなわち対流圈全体を通じて卓越モードは NAO と PNA であるが、これらはグローバルなモードではなく、かつ直交していないので、EOF を行うと、その主要パターンはこれらが見かけの上で結合したものとして出てくるということである。

## 参考文献

- Ambaum, M. H. P., B. J. Hoskins, and D. B. Stephenson, 2001: Arctic Oscillation or North Atlantic Oscillation? *J. Climate*, **14**, 3495–3507.
- Barnston, A. G., and R. E. Livezey, 1987: Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 1083–1126.
- Deser, C., 2000: On the teleconnectivity of the “Arctic Oscillation”. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 779–782.
- Dommelenget D., and M. Latif, 2002: A cautionary note on the interpretation of EOFs. *J. Climate*, **15**, 216–225.
- Honda, M., H. Nakamura, J. Ukita, I. Kousaka, and K. Takeuchi, 2001: Interannual seesaw between the Aleutian and Icelandic lows. Part I: Seasonal dependence and life cycle. *J. Climate*, **14**, 1029–1042.
- Hurrell, J. W., 1996: Influence of variations in extratropical wintertime teleconnections on Northern Hemisphere temperature. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 665–668.
- 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**, 1297–2000.
- van Loon, H., and J. Rogers, 1978: The seesaw in winter temperatures between Greenland and Northern Europe. Part I: General description. *Mon. Wea. Rev.*, **106**, 296–310.
- Wallace, J. M., 2000: North Atlantic Oscillation/annular mode: Two paradigms – one phenomenon. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 791–805.

# エルニーニョ現象に関連する4.5年周期変動

気象庁気候情報課

栗原和夫

## 1. はじめに

エルニーニョ現象は太平洋赤道域で発生する顕著な現象であり、日本を含め全世界の天候に影響を及ぼしている。この現象は大気と海洋の相互作用によって起こることはわかっているが、まだ明らかでない部分が多い。最近、赤道における4.5年周期の変動が見出され（栗原・小林, 1999）、この変動とエルニーニョ現象との関連が調べられた。ここではその結果の概要を紹介する。

## 2. エルニーニョ現象と西風バースト

エルニーニョ現象は、中部・東部太平洋赤道域において、平年に比べて海面水温が1°Cから数°C程度高くなる現象である。このとき、海面水温の絶対値で見ると東西方向に一様に近くなっている。一方、通常の状態の太平洋熱帯域においては、海面水温は西部で高く、東部で低くなっている。西部太平洋赤道域に暖水が蓄積されている。エルニーニョ現象は、この蓄積された暖水の熱が、中部・東部太平洋赤道域に運ばれて発生すると考えられる。

エルニーニョ現象の発生については、これまでの現象の解析や数値実験の結果から、西風バーストが大きな効果を持っていることがわかった（栗原, 1999）。

西風バーストには明確な定義はない。Harrison and Giese (1991) や Harrison and Vecchi (1997)によれば、彼らは Westerly Wind Event と呼んでいるが、西部太平洋から中部太平洋の赤道付近に見られる持続する海面における強い西風を言う。持続期間は数日から10日程度、強さはしばしば 10m/s を越える。東西方向には数 100km の広がりを持っている。成因は必ずしも明らかでないが、熱帯低気圧が原因と見られることが多い。

栗原 (1999) の結果に従えば、西部太平洋赤道域において暖水が蓄積された状態にあるとき、西風バーストが西部太平洋赤道域で起きると、まず海洋中にケルビン波が励起される。このケルビン波は、太平洋赤道域が東風である貿易風が吹いている状況でも、東に向かって進み、海洋において東向きに熱を運ぶ。西風バーストが何回か引き続いて起き、海洋のケルビン波の発生とそれによる熱の運搬が続き、中部・東部太平洋赤道域で海面水温が上昇する。

このことは、西風バーストの発生がエルニーニョ現象の発生をコントロールしていることを示唆している。エルニーニョ現象の発生を引き起こすには、1回だけの西風バーストではなく、何回か引き続くことが必要で、西風バーストがエルニーニョ現象期間中に途中で止んでしまうと、エルニーニョ現象が衰弱することが数値実験からわかっている（栗原, 1999）。1997/98年のエルニーニョ現象では1996年12月から1997年12月まで、西風バーストが引き続いた（栗原, 1999）。また1957年～1980年(Harrison and Giese, 1991) や1986年～1995年(Harrison and Vecchi, 1997)にもエルニーニョ現象期間中に西風バ

ストが続いていることが報告されている。しかし、このように引き続き発生する西風バーストはランダムに発生している訳ではなく、発生しやすい大規模場の状況があるよう見える。西風バーストが、どのような大規模場の状況で発生するのかを知るために、AMIP2（大気モデル相互比較国際計画）期間中（1979年～1993年）のECMWF（ヨーロッパ中期予報センター）再解析データを使って調べた。

### 3. 東進する西風偏差域

AMIP2期間中の海面での風応力東西成分平年偏差について、赤道での時間-経度断面図を図1に示す（栗原・小林, 1999）。同じ図を経度方向に3枚続けて並べたのは、伝播するモードを見やすくするためにである。この期間中、エルニーニョ現象は1982/83年、1986/87年、1991/92年、1993年に発生している。

エルニーニョ現象に関係している西風バーストはA、B、C、Dで示した強い西風偏差域（風応力東西成分の値が $+0.01\text{N/m}^2$ 以上）の中に含まれている。図ではA、B、C、Dはそれぞれ一つの強い西風偏差域に見えるが、実際は、この領域内で何回か断続的に起こっている。一つ一つの西風バーストを識別できないのは、西風バーストの持続時間が数日程度であるのに比べ、図では月平均値を用いているためである。このA、B、Cをつなぐ線を実線で示した。1990年以降は、形が崩れているが、1982/83年、1986/87年のエルニーニョ現象に伴い太平洋赤道域を東進する西風偏差域（図の白い部分）があり、これとABCは1本の直線上にあることが分かる。西風偏差域や外向き赤外放射（OLR）の平年偏差域の東進に見られるような大気海洋結合モードは、エルニーニョ期間中に太平洋を東進することが指摘されてきた（Gill and Rasmusson, 1983; 栗原, 1999）。図1に見られる太平洋における西風偏差域の東進はこの大気海洋結合モードに対応していると考えられる。しかし、図で見ると、大気海洋結合モードは、1980年～1990年では全球の赤道域を一定の速度で東進する一つのモードの様相を呈している。その周期は、ほぼ4.5年、波数は1と見積もれる。

台風などの擾乱に伴って起こる西風バーストはこの東進する西風偏差域の中で発生していて、西風偏差域が擾乱の形成の背景となっていることがわかる。これは、西風偏差域の前面（東側）の下層では、東方の東風偏差域（陰影域）と西風偏差域の間で収束場が形成され、擾乱が発生しやすくなっていることからも推測できる。逆に後面（西側）では発散場が形成される。

### 4. エルニーニョ現象と西風偏差域の4.5年周期の東進

西風偏差域に伴う収束場が西部太平洋に到達すると、西風バーストが引き起こされ、それから数か月後にケルビン波が東部太平洋に到達して、エルニーニョ現象が発生するという仮説を考慮すると、エルニーニョ現象の発生年を整理することができる。図2に4.5年周期の西風偏差域の東進をダイアグラムで示した。黒丸・白丸などの印と数字は、西風偏差域が東進し、西部太平洋（図の縦線）を通過する年を示す。

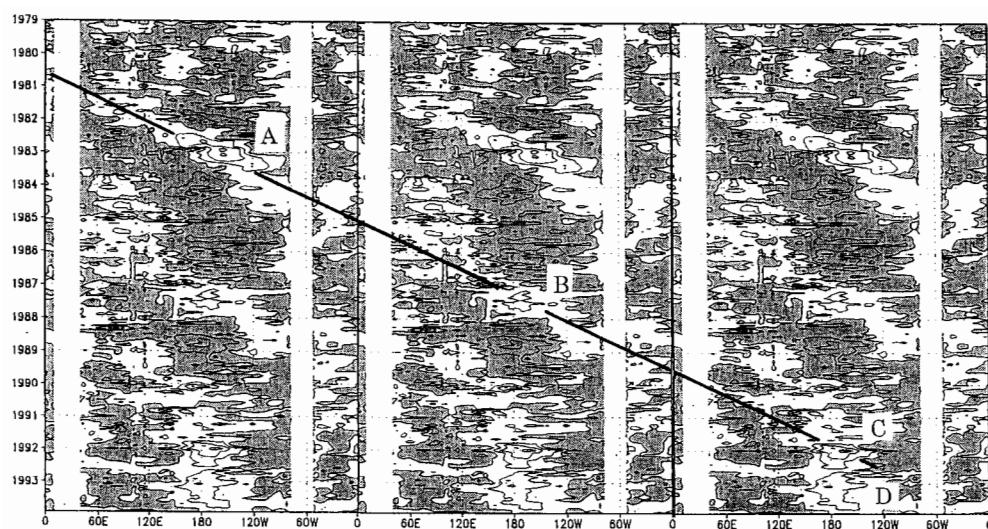


図1 赤道（ $5^{\circ}$  N~ $5^{\circ}$  S）における風応力東西成分の時間-経度断面図。等値線は  $0.01\text{N}/\text{m}^2$  ごと。陰影は東風偏差を表す。経度方向に3枚同じ図を並べてある。

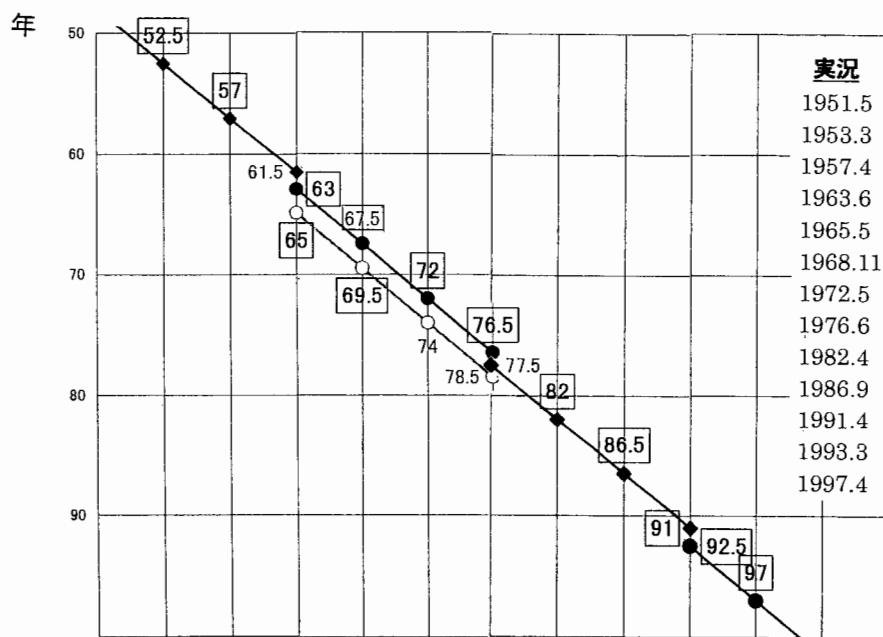


図2 西風偏差域の赤道上での東進。横軸は経度で、縦線は西部太平洋の位置（ $140^{\circ}$  E程度に対応）を示す。縦線と縦線の間が地球一周分に対応し、黒丸・白丸などの印と数字は西風偏差域が西部太平洋に達する時期を表す。

これは 4.5 年周期での西風偏差域の東進を仮定し、気象庁におけるエルニーニョ現象の発生年のデータを使って推算したものである。1982/83 のような明瞭な現象には整数を与える、それ以外は、4.5 年周期を考慮しながら、0.5 の端数を持つ場合と整数とに割り振った。1982 年から 1991 年までは、図 1 の直線と図 2 の直線は対応する。同じ図に、Nino. 3 の海面水温の平年偏差の 5 か月移動平均値が、+0.5°C を越えた年月を示してある。

ここで、整数は、西風偏差域が冬頃（1 月頃）に西部太平洋に到達して西風バーストが発生し始め、ケルビン波が春までに南米沿岸に到達して、同じ春頃にエルニーニョ現象が発生すると考える。顕著なエルニーニョ現象 1972/73、1982/83、1997/98 などはこれに属する。

0.5 の端数は、夏頃（7 月頃）に西風偏差域が西部太平洋に到達し、西風バーストが発生すると考える。この種に属する現象は、海面水温の偏差が比較的小さく、期間の長いものが見られる。

この数字を、実際にエルニーニョ現象が発生した年と比較し、一致すると考えられる年の数字を枠で囲った。完全には一致しないが、両者はよい対応関係があると考えられる。

なお、1963 年に始まり 1976.5 年に終わる直線と、1965 年に始まり 1978.5 年に終わる直線が同時期に存在するが、この期間においては、波数が 2 のモードが存在したように見える。

図 2 に見られる西風偏差域が西部太平洋を通過する時期（あるいはエルニーニョ現象が発生する時期）の特徴は、以下の通りである。

- ① 周期が約 4.5 年なので、発生年が整数の年と、0.5 の端数のついた年とが交互に現れる。
- ② 4 回を 1 周期とし、4 回目で 1 周期の東進は終了して、1~1.5 年程度後に新しい周期が始まる（このような中断期において何が起こっているのかはまだ不明である）。

## 5. エルニーニョ現象とインドの夏期の降雨量

前項で述べた特徴が実際に意味のあるものなのか、ということを調べるために、インドの夏期（6~9 月）の降雨量のエルニーニョ現象発生年ごとの差違を見る。用いたインドの降雨量は、インド気象局発行の Climate Diagnostics Bulletin of India 掲載の領域加重され標準偏差で正規化された降雨量である。

図 3 は、図 2 で整数の発生年を持つエルニーニョ現象時の降雨量である。発生年は実際のエルニーニョ現象の発生年を用い、発生年と翌年の、2 年間を示している。その後は共通な特徴が見えないので示さない。この例の特徴は、

- ① 1957/58、1963/64、1972/73、1982/83 は 1 年目は降雨量は少なく、2 年目は多くなる。

- ②顕著なエルニーニョ現象の 1972/73, 1982/83 は 1 年目の降雨量の減少が大きい。  
 ③1965/66, 1991/92 は 2 年続きで降雨量が少ない。この期間は図 2 では周期の入替え時にあたる。  
 ④顕著な 1997/98 は他と違うパターンを示す。

図 4 は、図 2 において 0.5 の端数の発生年を持つエルニーニョ現象時の降雨量である。発生年（実際の）と、その後 2 年間の 3 年間を示している。この特徴は次の通り。

- ①1 年目と 2 年目は、降雨量は少ない。3 年目は降雨量が多い。

図 3 と図 4 により、図 2 のエルニーニョ現象発生年が整数の場合と、端数のある場合とでは、インドの降雨量には違いがあることがわかる。また新旧の周期の入替えの時期（1965/66 や 1991/92）などには、降雨が異なった変化をするように見える。限られた例数の検討ではあるが、このことは、図 2 の整数と端数の 2 種類の発生年や、周期の入れ替わりの時期に、実際の現象や循環に差違があらわれていることを示唆している。

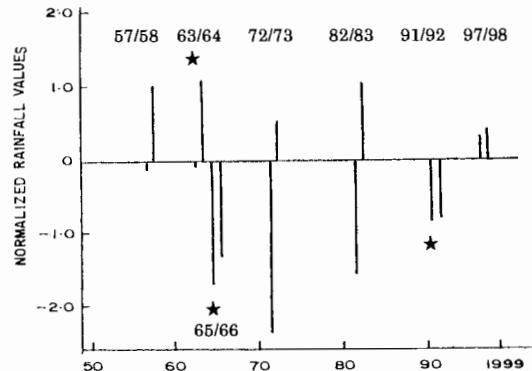


図 3 インドにおける 6~9 月の降雨量。図 2 の発生年が整数の場合のエルニーニョ発生年と翌年のみ示す。星印は周期の入れ替わる時期の発生年。

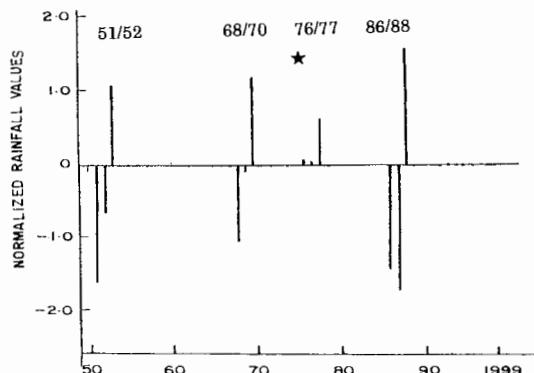


図 4 図 3 と同じ。但し発生年が 0.5 の端数の場合。

## 6. インドの夏期降雨量の変動の原因

このような夏期のインドの降雨量変動はなぜ起こるのかを、整数の発生年と0.5の端数を持つ発生年の場合の違いを示しながら考察したい。エルニーニョ現象は、西部太平洋における西風バーストによって引き起こされると考えられる。この西風バーストが引き続き発生するのは、西風偏差域に伴う収束域が西部太平洋に到達し、擾乱が形成されるからであることは既に述べた。

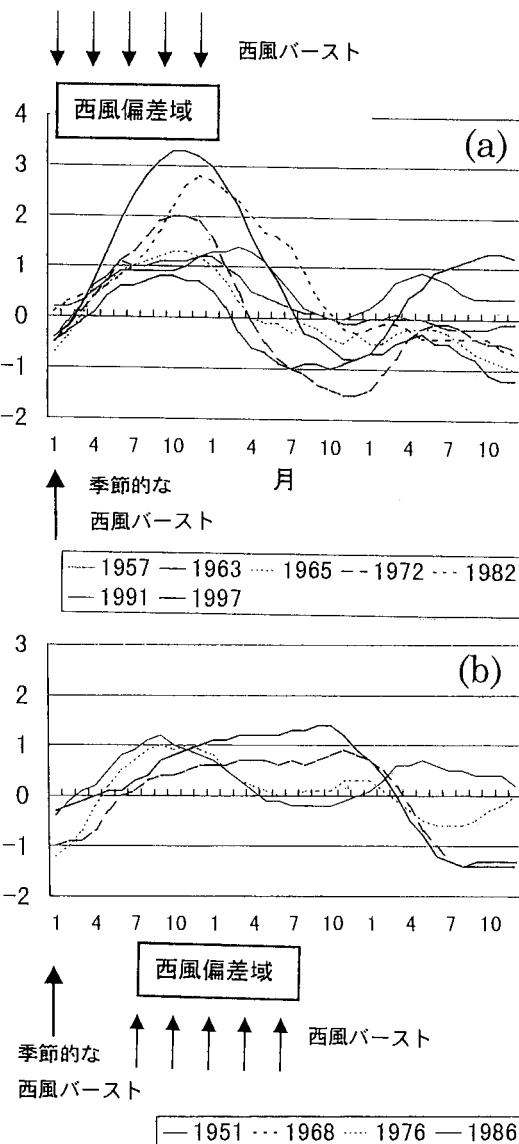


図5 エルニーニョ現象における西風バーストの発生のタイミングと Nino. 3 の 5 か月移動平均した海面水温偏差の時間変動。(a) 発生年が整数の場合。(b) 発生年が端数を持つ場合。

西風偏差域が赤道を一周するのに約 4.5 年かかるので、1 年に経度 90° 弱の速度で東進することになる。西風偏差域は経度で 90° の東西スケールを持ち（図 2）、それに伴う収束域も同じ程度のスケールを持つと考えると、この場合、収束域が、擾乱の形成されやすい西部太平洋を通過するのに 1 年程度かかり、この間、西風バーストが引き続き何回か発生し続けることになる。

一方、西風バーストを発生させうる別の要因は、西部太平洋におけるモンスーンと南太平洋における熱帯低気圧である。西部太平洋の北部オーストラリアでは 12 月からモンスーンの時期を迎える、強い降雨に見舞われる。この降雨に伴って擾乱が発達したり、この時期に発生する熱帯低気圧によって、西風バーストが形成されると考えられる。実際、西風バーストは冬に発生しやすく (Harrison and Benjamin, 1991)、また海面水温の変動にも、季節的にフィックスした成分が含まれることが報告されている (Clarke and Shu, 2000)。

この季節的にフィックスした成分と、西風偏差域という移動する成分が、エルニーニョ現象に 2 種類の異なった様相を与えていていると考えられる。それは次のような理由による。

①発生年が整数の場合は、季節的な西風バーストが 1 月頃に起こると同時に、西風偏差域の収束域による擾乱の形成・西風バーストが起り始める（図 5）。西風偏差域による西風バーストは 1 年程度続き、この間、Nino. 3 の海面水温偏差は上がり続け、冬の時期にピークを迎える。この場合、季節的な要因と、西風偏差域による要因とが重なって発生するので、1972/72、1982/83、1997/98 などのような明瞭なエルニーニョ現象が起りやすい。

②発生年が 0.5 を持つ端数の場合は、まず季節的なバーストが起り、Nino. 3 の海面水温偏差が増大しあげる。次に西風偏差域の収束域が、夏頃に西部太平洋に入ってきて、西風バーストが起こる。西風偏差域による西風バーストの発生は 1 年程度継続し、翌年の夏頃に終わる。季節的な要因の後に西風偏差域によるバーストが引き続くので、エルニーニョ現象は、整数年に比べて、やや弱いが長続きする傾向がある。

同じ図に、対応すると考えられるエルニーニョ現象における、Nino. 3 の海面水温偏差の変動を示した。ここで示したのは、図 3、図 4 と同じケースである。(a) と (b) のそれぞれのケースで、ここに述べた特徴があらわれているように思われる。

太平洋でエルニーニョ現象が発生している時には、インドの夏の降雨量は、少なくなる。このことは多くの研究によって明らかにされている。しかし、発生年の①のケース（整数発生年）では、エルニーニョが発生している期間に、北半球の夏は 1 回しかからない。このために、インドの降雨量の少ない夏は 1 年だけで終わる。一方、②のケースでは、エルニーニョ現象の期間の中に夏が 2 回含まれている。このために、インドの夏の降雨量は 2 年続けて少なくなると考えられる。

しかし、4 節に示したように、周期の入れ替え時にあたる 1965/66 や 1991/92、現象

が顕著だった 1997/98 などでは、インドの降雨変動が異なった様相を持つなど、必ずしも単純ではない部分がある。

## 7. おわりに

本論では、これまでに調べられたエルニーニョ現象の様々な面について述べた。しかし、エルニーニョ現象にはまだ不明な点が多く残されており、今後の地道な調査が必要とされていることを再確認しておきたい。

## 参考文献

- Clarke, A. J. and L. Shu, 2000: Quasi-biennial winds in the far western equatorial Pacific phase-locking El Niño to the seasonal cycle. *Geophys. Res. Lett.*, 27, 771-774.
- Gill, A. E. and E. M. Rasmusson, 1983: The 1982-83 climate anomaly in the equatorial Pacific. *Nature*, 305, 229-234.
- 栗原和夫, 1999: エルニーニョ現象と太平洋赤道域の西風について. グロースベッター, 37, 1-20.
- 栗原和夫, 小林ちあき, 1999: AMIP2 期間中の赤道における西風偏差域の東進とエルニーニョ現象について. 日本気象学会 1999 年秋季大会講演予稿集, C369.
- Harrison, D. E. and B. S. Giese, 1991: Episodes of surface westerly winds as observed from islands in the western tropical Pacific. *J. Geophys. Res.*, 96, 3221-3237.
- Harrison, D. E. and G. A. Vecchi, 1997: Westerly wind events in the tropical Pacific, 1986-95. *J. Climate*, 10, 3131-3156.