

# 中立特異モードによるNAO/PNAと成層圏卓越変動の励起メカニズム

\* 麻生祥仁・伊藤 久徳 (九大・理)

## 1. はじめに

冬季北半球準定常循環偏差場の主変動として得られるNAO(北大西洋振動)とPNA(太平洋・北アメリカパターン)と呼ばれるテレコネクションパターンに関して、その力学的起源の解明は気候変動を理解する上で非常に重要である。テレコネクションパターンの励起メカニズムについて、これまで様々な観点から多くの研究がなされてきた(Horel and Wallace 1981; Hoskins and Karoly, 1981; Simmons et al. 1983等)。その中でNAO or AO(北極振動)/PNAの励起メカニズムに関しては、東西非一様な基本場の周りの準定常循環偏差場に対する中立特異モードとして解釈する試みがなされている(Kimoto et al. 2001; Watanabe and Jin 2004等)。しかしながら、NAO/PNAの励起メカニズムに対して明確な理解は未だに得られていない。

一方で、先行研究の中でNAO or AO/PNAの形成に対するストームトラックから準定常偏差場へのフィードバック効果の重要性について指摘がなされている(Lau 1988; Lau and Nath 1991; Jin et al. 2006a,b等)。あるいは観測的な視点から、太平洋-大西洋間のPNAとNAOの繋がり(Honda et al. 2001a,b)や、NAOとNAM(成層圏環状モード)の繋がり(Nakamura and Honda 2002; Itoh and Harada 2004)等も指摘されている。

そこで、本研究では成層圏での解像度を高めた線形傾圧モデルにストームトラックからのフィードバックの効果(Synoptic Eddy-Low Frequency(SELF) feedback)を含めて、中立モードの計算を行うことにした。SELF feedbackの準定常循環偏差場によるparametalizationについては、本来であれば純粋に力学的に閉じた方法(ex. Zhang and Held 1999; Watanabe and Kimoto 2000, Jin and Lin 2007等)を用いることが望ましいと考えられる。しかしながら本研究ではより簡便にtransient eddy feedbackを見積もる方法として、森・渡部(2004)で用いられた観測データから得られる統計量を基にした“経

験的な”feedbackのparametalization(Empirical Storm Track Model; ESTM)を三次元に拡張して用いた。彼らの実験において順圧モデルについては経験的なparametalizationによって、非常により精度でSELF closureを行えることが実証されている。本研究では、傾圧モデルにおいてもこのような経験的なparametalizationが適用できることを2章において示すことにする。

本研究ではSELF feedbackの効果を含めた線形傾圧モデルを用いて得られる中立特異モードを基にして、NAO/PNAの励起メカニズム解明に迫るとともに、そのような準定常波に及ぼす非定常擾乱の影響についても調査することにする。

## 2. Baroclinic-ESTM

### 2.1 用いるモデルとデータ

Lorenz(1960)の線形バランスマデルに非定常強制からのフィードバック効果を含めた方程式系を用いる。それらは渦度方程式、熱力学方程式、温度風バランスの式で構成され、それぞれ以下のように表せる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \bar{\psi} = -J(\bar{\psi}, \nabla^2 \bar{\psi}) + \nabla \cdot \left( f \nabla \frac{\partial \bar{X}}{\partial p} \right) - \nu_H \left( \nabla^8 - \frac{2^4}{a^8} \right) \nabla^2 \bar{\psi} + \bar{F}_\psi - \nabla \cdot (\mathbf{V}'\zeta') \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = -J(\bar{\psi}, \bar{T}) + \frac{p}{R} S \nabla^2 \bar{X} - \nu_H \nabla^8 \bar{T} - h(\bar{T} - T_e) - \nabla \cdot (\mathbf{V}'T') + \dot{Q} \quad (2)$$

$$\nabla^2 \bar{T} = -\frac{p}{R} \nabla \cdot \left( f \nabla \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial p} \right) \quad (3)$$

ここで( )は物理量の長周期成分、( ' )は短周期成分を示す。本研究では長周期成分を8日以上、短周期成分を2~8日の周期をもつ変動成分とする。(1)、(2)式の右辺の最後の項は短周期成分の非線形相互作用に伴う低周波変動

を示しており、transient eddy feedback の効果はこれらの項によるものである。(1)~(3)式で  $\psi$  は流線関数、 $T$  は温度、 $\omega = \nabla^2 X$ 、 $\omega$  は鉛直  $p$  速度、 $f$  はコリオリパラメータ、 $S$  は静的安定度、 $C_p$  は定圧比熱、 $R$  は空気の気体定数、 $\nu_H$  は水平拡散係数、 $F_\psi$  は流線関数に対する鉛直拡散項、 $T_e$  は放射平衡温度、 $h^{-1}$  は Newtonian heating/cooling の時定数、 $a$  は地球半径である。 $\bar{Q}$  は非断熱加熱を示す。

(1)~(3)式を時間平均場 (c) の周りで線形化して得られる偏差場 (a) の方程式系は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \bar{\psi}_a &= -J(\bar{\psi}_c, \nabla^2 \bar{\psi}_a) - J(\bar{\psi}_a, \nabla^2 \bar{\psi}_c) \\ &+ \nabla \cdot \left( f \nabla \frac{\partial \bar{X}_a}{\partial p} \right) - \nu_H \left( \nabla^8 - \frac{2^4}{a^8} \right) \nabla^2 \bar{\psi}_a \\ &+ \bar{F}_{\psi_a} - \nabla \cdot (\bar{V}' \zeta')_a \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{T}_a}{\partial t} &= -J(\bar{\psi}_c, \bar{T}_a) - J(\bar{\psi}_a, \bar{T}_c) + \frac{p}{R} S \nabla^2 \bar{X}_a \\ &- \nu_H \nabla^8 \bar{T}_a - h(\bar{T}_a - T_e) - \nabla \cdot (\bar{V}' T')_a + \bar{Q}^a \quad (5) \end{aligned}$$

$$\nabla^2 \bar{T}_a = -\frac{p}{R} \nabla \cdot \left( f \nabla \frac{\partial \bar{\psi}_a}{\partial p} \right) \quad (6)$$

(4)~(6)式を任意の長周期流線関数偏差場  $\bar{\psi}^a$  に対する式として symbolic に書き表すと、

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\psi}^a + \mathbf{L}(\bar{\psi}^c) \bar{\psi}^a = \mathbf{A}(\bar{\psi}') \bar{\psi}'^a + \bar{\mathbf{Q}}^a \quad (7)$$

となる。 $\mathbf{L}$ 、 $\mathbf{A}$  は微分演算子、 $\bar{\mathbf{Q}}^a$  は低周波変動に対する外部強制を表す。右辺第一項は非定常強制偏差項を示し、式(7)は低周波変動が非定常強制(渦度フラックス収束、熱フラックス収束)偏差によって強制されていることを示している。

本研究では計算の空間解像度を T15L18 とした ( $p=925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20, 10, 6, 4$ hPa)。後述するように、用いる基本場のデータは 16 層 (925~10hPa) のデータである。そこで 18 層のうち下の 16 層はこのデータをそのまま使い、上の 2 層 (6, 4hPa) は最上層のデータである 10hPa のデータと同じものを用いている。上の 2 層では Rayleigh damping を強くして、上部境界からの反射を防ぐようにした。静的安定度は  $20^\circ\text{N}$

以北の気温を各層で平均し、それを cubic spline 補間した後に、気温とその鉛直微分を用いて計算している。また本研究では赤道に対する流線関数の反対称性を仮定して、北半球のみを取り扱って計算を行っている。

実験に用いたデータは NCEP/NCAR 再解析データの 16 層の東西・南北風の daily data である。データの期間は 1981~2001 年で、ここでの冬季は 12 月から 2 月と考える。ここから線形化を行う際の基本場(流線関数の 12~2 月の各月長年平均)と、日々の非定常強制偏差と長周期流線関数偏差 ( $\bar{\psi}^a$ ) を求めた。長・短周期成分の抽出には Lanczos filter を用いた。なお準定常循環偏差場に加えられる非定常強制偏差は非常に noisy であることが考えられるため、非定常強制の計算は解像度を上げて T42 で行っている。

図 1 の実線は観測値から得られた長周期流線関数偏差  $\bar{\psi}^a$  と非定常強制偏差  $\mathbf{A}(\bar{\psi}') \bar{\psi}'^a$  の回帰係数分布である。各格子点における、流線関数偏差が 1 標準偏差変化したときの非定常強制偏差を示している。回帰係数分布は長周期の循環偏差場の変化に伴う非定常強制偏差の変化によって、どの程度長周期流線関数偏差が加速されるのかを示している。つまり、正の値は長周期循環偏差場と非定常強制偏差場に正の feedback が存在することを示している。

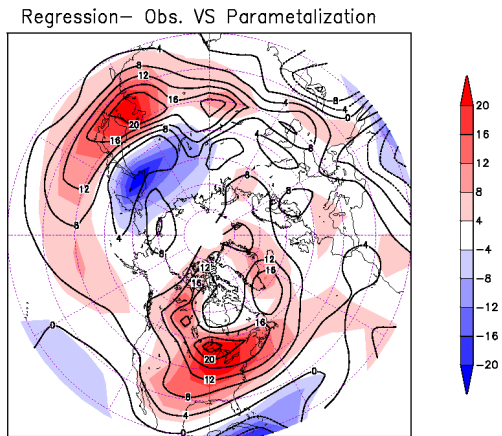


図 1: 850hPa における月平均長周期流線関数偏差  $\bar{\psi}^a$  と非定常強制偏差の回帰係数分布 (1/s) 実線; 観測値の非定常強制  $\mathbf{A}(\bar{\psi}') \bar{\psi}'^a$ , シェード; parametalization によって得られた非定常強制  $\mathbf{D}_f \bar{\psi}^a$

## 2.2 SELF feedbackのパラメタリゼーション

前述したように、本研究では森・渡部 (2004) と同様にして、観測値から得られる統計量を用いて非定常強制偏差を低周波変動によってパラメタライズする。parametalizationの方法は森・渡部 (2004) とほとんど同じであるが、ここでもう一度その方法について詳述することにする。

パラメタリゼーションは観測値から得られる流線関数  $\Psi$  を用いて、以下に示すようにして行う。まず、非定常強制偏差の卓越するパターンを抽出する目的で、観測値より求めた鉛直 10 層 (925hPa ~ 150hPa) の非定常強制偏差  $\overline{\mathbf{A}(\Psi')\Psi'^a}$  に対して経験的直交関数展開 (Empirical Orthogonal Function : EOF) を行う。

$$\overline{\mathbf{A}(\Psi')\Psi'^a}(\alpha, p, t) = \sum_{n=1}^N \mathbf{P}_n(t) \sqrt{\sigma_n} \mathbf{E}_n(\alpha, p) \quad (8)$$

ここで、 $\alpha = (x, y)$ 、 $\mathbf{E}_n(\alpha, p)$  は EOF mode (各モードにおける非定常強制偏差の空間パターン) で、 $\sigma_n$  は固有値、 $\mathbf{P}_n(t)$  は時間係数 (principal coefficients)、 $N$  は全モード数である。

次に各モードに対して、得られた時間係数  $\mathbf{P}_n(t)$  と、"観測値の" 長周期流線関数偏差  $\overline{\Psi^a}$  の間で経験的に現れやすい流線関数偏差パターン  $\Psi_n^{\text{ref}}$  を同定する。つまり、時間係数  $\mathbf{P}_n(t)$  と長周期流線関数偏差  $\overline{\Psi^a}$  の間の相関係数をとる。

$$\Psi_n^{\text{ref}}(\alpha, p) = r\{\mathbf{P}_n(t), \overline{\Psi^a}(\alpha, p, t)\} \quad (9)$$

これら一連の操作で得られた統計量を用いて feedback 演算子  $\mathbf{D}_f$  を以下のように定義する。

$$\mathbf{D}_f \overline{\psi^a}(\alpha, p, t) = \frac{1}{\gamma} \sum_{n=1}^M \langle \Psi_n^{\text{ref}}(\alpha, p), \overline{\psi^a}(\alpha, p, t) \rangle \sqrt{\sigma_n} \mathbf{E}_n(\alpha, p) \quad (10)$$

ここで  $\langle, \rangle$  は内積を示す。内積を取る形で、参照パターン  $\Psi_n^{\text{ref}}$  と任意の長周期流線関数偏差  $\overline{\Psi^a}$  の空間パターンの比較を行い、パターンが合致していれば大きな値を持つことになる。ただし、ここで長周期流線関数偏差  $\overline{\Psi^a}$  の規格化は行っていない。これは長周期の流線関数偏差場の値が大きいくに、より大きなフィードバックを持つようにするためである。M は切断モード数で、本研究では 15 としている。 $\gamma$  は全体として次元を流線関数 tendency [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ] に合わせ

るためのパラメータで流線関数 [ $\text{m}^2/\text{s}$ ] の次元を持つ。

この parametalization の妥当性を検証するために、長周期流線関数偏差  $\overline{\psi^a}$  と parametalization で得られる非定常強制偏差  $\mathbf{D}_f \overline{\psi^a}$  の空間的に局所的な回帰係数分布を計算させたものが図 1 のシェード部分である。ここで注意しなければいけないのは前述した  $\gamma$  の決め方は任意があり、一意には決められない。そこで本研究では  $\gamma$  は  $\overline{\mathbf{A}(\psi')\psi'^a}$  の根二乗平均と  $\mathbf{D}_f \overline{\psi^a}$  の根二乗平均の差が最も小さくなるように決めている。図 1 において実線とシェードの値が一致していれば、 $\overline{\mathbf{A}(\psi')\psi'^a} \approx \mathbf{D}_f \overline{\psi^a}$  であり、長周期流線関数偏差の微分によって観測値の非定常強制偏差が再現できていることになる。図 1 の実線 (観測値の非定常強制) と比較して、オホーツク海上空において準定常循環偏差場に対する負のフィードバックが強くなっている (このような傾向は下層において特に強い)。しかしながら 850hPa 以外の他の層においても概ねシェードは実線と一致しており、parametalization による非定常強制偏差の再現性は良いと言える。つまり傾圧モデルにおいても以下に示す式 (7) が近似的に成り立つと考えて差し支えないであろう。

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{\psi^a} + \{\mathbf{L}(\overline{\psi^c}) - \mathbf{D}_f\} \overline{\psi^a} = \overline{\mathbf{Q}^a} \quad (11)$$

以下、(11) 式で表わされる方程式系を Baroclinic-ESTM と呼ぶことにする。第 3 章では Baroclinic-ESTM を用いて実際に中立特異モードを求めることにする。

## 3. 結果

### 3.1 Baroclinic-ESTM の中立特異モード

Baroclinic-ESTM を用いて、モデルの演算子の中立特異モードを求めていく (中立特異モード理論については Navarra (1993) や Itoh and Kimoto (1999) に詳述)。今の場合、定常強制問題を考えて、(11) 式より

$$\{\mathbf{L}(\overline{\psi^c}) - \mathbf{D}_f\} \overline{\psi^a} = \overline{\mathbf{Q}^a} \quad (12)$$

である。特異値問題は線形微分演算子  $\{\mathbf{L}(\overline{\psi^c}) - \mathbf{D}_f\}$  について考え、次式のように特異値分解 (SVD) を行う。

$$\{\mathbf{L}(\overline{\psi^c}) - \mathbf{D}_f\} = \mathbf{U} \sum \mathbf{v}^t \quad (13)$$

ここで  $U = (\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2, \dots, \mathbf{u}_N)$  ; u-vector (左特異ベクトル) と  $V = (\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \dots, \mathbf{v}_N)$  ; v-vector (右特異ベクトル) は正規直交行列であり、その成分  $v_i$ 、 $u_i$  は列ベクトルである。また、 $V^t$  は  $V$  の転置行列、 $\Sigma$  は対角行列で

$$\Sigma = \text{diag}(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n) \quad (14)$$

である。ここで  $\sigma$  は実数として得られ、 $0 \leq \sigma_1 \leq \sigma_2 \leq \dots$  という関係がある。この  $\sigma$  が特異値 (singular value) と呼ばれる。SVD により (12) 式は以下のように書き換えられる。

$$\bar{\psi}_a = \sum_{i=1}^N \mathbf{v}_i \frac{\langle \mathbf{u}_i, \bar{Q}_i^a \rangle}{\sigma_i} \quad (15)$$

上の式から  $\langle \mathbf{u}_i, \bar{Q}_i^a \rangle$  が white であれば、特異値の小さい ( $i$  の小さい)  $\mathbf{v}_i$  で準定常循環偏差場が卓越することになる。今の場合、特に注目するのは特異値の最も小さい第一特異モード (SVD1) である。このようなモードは最も中立に近いモードといえ、ランダムな強制下で最も現れやすいモードとすることができる。特異モードの理論から現実の長周期変動はそのようなモードに対応すると考えられる。

基本場を一月長年平均として得られた第一特異モード (SVD1) を 図 2 に示す<sup>1</sup>。300hPa における第 1 モードのジオポテンシャル高度偏差パターンは極と北大西洋に作用中心を持つ、NAO like なパターンを示している。特異値の分布から、SVD1 の特異値が他のモードの特異値の大きさよりも 1 オーダーほど小さく、第一モードの中立性が卓越しているのが分かる。一方で成層圏 (10hPa) では SVD1 は環状の構造を示しており、SVD1 が示す空間パターンの鉛直構造は基本的には NAO-NAM 系を反映しているものと考えられる。

SVD1 として NAO like な現実的なテレコネクションパターンに近い偏差パターンが得られたわけだが、他の高次のモードに現実的な卓越変動が見出せなかった (図略)。特に冬季北半球中緯度大気の卓越変動である PNA like なパターンを示す、太平洋域での波列状の偏差パターンを示すようなモードは得られていない。このような

<sup>1</sup>ここで v-vector は規格化されているため、その振幅は任意に取れることになる。そのため、これ以後出てくる v-vector の図に表されている等高線の値は相対値のみに意味があるということに注意して見ていくことにする。

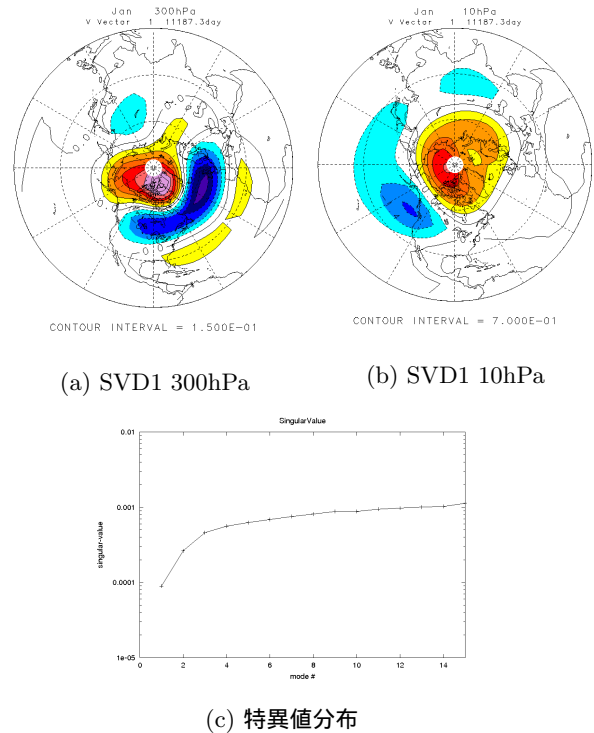
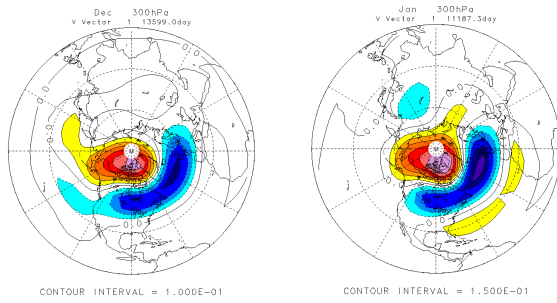


図 2: 基本場を 1 月長年平均として得られる中立特異モードのジオポテンシャル高度偏差 ((a)300hPa(b)10hPa) と (c) 各モードの特異値の分布

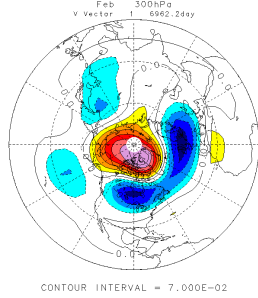
結果は対流圏のみでモデリングを行い、本研究と同様に線形モデルの中立特異モードを計算した Jin et al.(2006a,b)、Pan et al.(2006) の結果とは異なるものである。彼らの研究では、本実験よりも物理的な feedback 演算子を用いて SELF closure を行い、低次のモード (第 3 モード) に PNA like なパターンを得ている。

ここまでは基本場を 1 月長年平均とした結果を示した。これを 12~2 月の各月長期平均で線形化した場合、中立特異モードの空間パターンが季節内変動することがわかる。図 3 に示したのは、基本場を 12~2 月の各月長期平均として得られた SVD1 の 300hPa におけるジオポテンシャル高度偏差分布である。冬季前半に大西洋域に顕在化している偏差パターンが冬季後半には太平洋域に負の偏差が広がっている様子が見取れる。このような季節内変動は実際の NAO にも見られる (図 4; 12 月~2 月の各月の NAO index と長周期流線関数偏差の回帰係数分布)。図 4 に示されるように、NAO に伴う長周期流線関数の偏差パターンは冬季後半に太平洋域にも偏差が



(a) 12月

(b) 1月



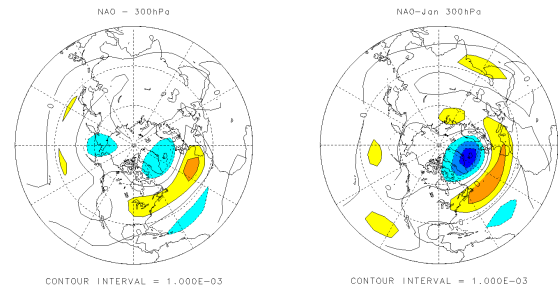
(c) 2月

図 3: 基本場を 12 月～2 月の各月長年平均として得られる中立特異モードのジオポテンシャル高度偏差 (a)12 月 (b)1 月 (c)2 月

広がる。冬季後半にはその偏差パターンの形状は環状に近づくことが見て取れる。基本的に、このような季節内変動は NAO index に対して冬季後半に卓越するアリューシャン・アイスランドシーソー (AIS; Honda et al. 2001a,b) による、太平洋の卓越変動 (対流圏界面では PNA) の紛れ込みが原因していると考えられる。しかしながら中立特異モードとして見た場合、冬季を通じてその偏差パターンは NAO 的であり、NAO index で見えている季節内変動に対して NAO そのものの季節内変動が部分的に寄与していることが示唆される。

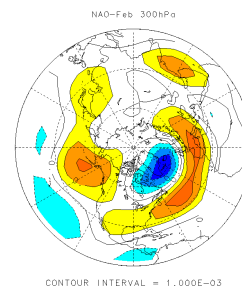
### 3.2 主要なモードに対する SELF feedback の役割

対流圏において NAO like なパターンを示した SVD1 について、そのパターン形成に与える SELF feedback の効果についてさらに詳しく見ていくことにする。まず SELF feedback を加えずに得られる SVD1 の 300hPa ジオポテンシャル高度偏差パターンは図 5 のようになる。これは単純に線形微分演算子  $L(\psi_c)$  について特異値問



(a) 12月

(b) 1月



(c) 2月

図 4: 12 月～2 月の各月平均の NAO index と長周期流線関数の回帰係数分布

題を解いて得られる第一モードである。高次のモードを対象として、SELF feedback を加えた場合と加えない場合の特異モードの比較を行った。すると SELF feedback の効果は空間パターンの局所的な変化と、モード順位の変動にのみ寄与することが分かった (図略)。この結果は森・渡部 (2004) の順圧モデルでの研究と同様である。SVD1 に関してはモード順位は変化せず、パターンの局所的な変化にのみ SELF feedback が寄与するようである。図 2(a) と図 5 の比較から、図 5 の大西洋域の偏差が小さいことから、SVD1 の空間パターンに対して SELF feedback の効果は大西洋域の変動を強めるように局所的に働くことがわかる。

このことについてさらに詳しく見ていくために SVD モードに対して働く非定常強制偏差を定量的に見積もることにする。各モードに加えられる非定常強制は式 (10) で表わされるフィードバック演算子  $D_f$  を用いることによって見積もることができる。SVD1 に対して加えられる非定常強制であれば、

$$\{\overline{A(\psi')\psi'^a}\}_{SVD1} = D_f \overline{\psi}_{SVD1}^a \quad (16)$$

の近似式を用いて、特異モードの空間パターン



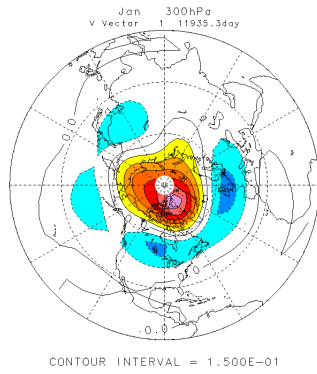


図 5: 図 2(a) と同様。ただし transient eddy feedback を加えていない。

から単純に見積もることができる。式 (16) から見積もった SVD1 に加えられる 500hPa における非定常強制は図 6 のようになる。式 (17) から

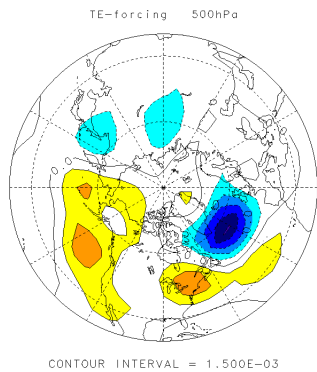


図 6: 500hPa における SVD1 の空間パターンから見積もった非定常強制偏差  $D_f \bar{\psi}_{SVD1}^a$

見積もられる SVD1 に対する非定常強制偏差については北大西洋域で負の強制が強く働いていることがわかる。このような強制は図 2 で示された SVD1 の偏差の振幅の大きな部分と一致しており、強制の方向は偏差を強める方向を向いている。つまり、SVD1 の空間パターンの形成に対して働く非定常強制は SVD1 の NAO like な偏差パターンを強める方向に働いているといえる。

これらの結果は Lau and Nath(1991) あるいは Lau(1988) と同様の手法を用いた解析結果とも一致していると言える。図 7 は大西洋域 (西経 90 度 ~ 東経 90 度) の synoptic eddy 根二乗平均偏差場に対する EOF1(a) と、その PC (時間係数) と非定常強制偏差との回帰係数分布  $[m^2/s^2]$ (b)、

長周期流線関数偏差との回帰係数分布  $[m^2/s]$ (c) を描いたものである。それぞれの図を描く際に用いたデータセットは前述したもののままであり、Lau and Nath(1991) で用いられたものとは異なる点に注意が必要である。そのため、彼らの結果とは厳密に一致しないことを考慮していただきたい。図 7(a) はストームトラックの強度の変動を示していると考えられ、その変動に伴う非定常強制 (b) が NAO 的な変動を強める方向に働いた反映として、NAO 的な低周波変動 (a) が現れていると解釈できる。図 7(c) で示された低周波変動は図 2 の SVD1 とよく似たパターンであり、本研究で得られた SVD1 はこのような storm track の変動に伴う低周波変動の卓越パターンであることが示唆される。

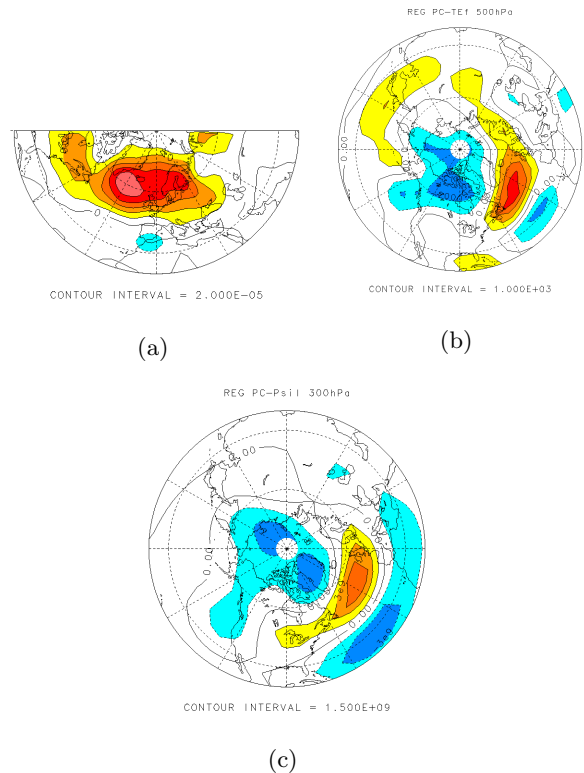


図 7: (a)synoptic eddy 根二乗平均偏差場に対する EOF1, (b)EOF1 の PC (時間係数) と非定常強制との回帰係数分布  $[m^2/s^2]$ , (c)EOF1 の PC と長周期流線関数偏差との回帰係数分布  $[m^2/s]$

#### 4. まとめと今後の課題

本研究では成層圏での解像度を高めた線形傾圧モデルに SELF feedback の効果を含めて、中立モードの計算を行った。SELF feedback を見積

もる方法としては、2章で示した観測データから得られる総観規模擾乱と低周波変動の統計的な関係性に基いた“経験的な”parametalizationを用いた。このparametalizationによる非定常強制の再現性について、森・渡部(2004)の順圧モデルの結果と同様に傾圧モデルに対しても良い近似で再現できることが分かった。

特異値問題を解いて得られた第一特異モード(SVD1)は対流圏において極・北大西洋間に偏差の極大をもつNAO likeなパターンを示した(図2(a))。また成層圏では環状のパターンであることから、Baroclinic-ESTMを用いて得られる、中立特異モードのSVD1はNAO-NAM系を示しているものと考えられる。また、そのようなパターンは基本場に依存して季節内変動をすることが示され、観測のNAOの季節内変動との対応も示された。このようなSVD1の空間構造に対してSELF feedbackの効果は大西洋域の変動を強めるようにして働くことが示された。

一方で、第一モード以外の高次のモードに現実的な中緯度大気の卓越変動は見出せなかった。特に3章で述べたように、PNAについては線形モデルの中立特異モードとして励起メカニズムが解釈されうると述べている諸先行研究の結果とは矛盾しているように思える。本研究での水平方向の解像度はT15としたが、PNAなどの現象に対してはより細かいスケールでのSELF相互作用が効果的に働いているのかもしれない。より解像度を上げて同様の実験を行うなどの検証が必要になってくると考えられる。

また、SVD1のNAO likeな偏差パターンについても、現実のNAOに比べ若干全体的な偏差が極寄りに存在している傾向にある。現実的なパターンの形成のメカニズムとしては、さらなる効果が働いていることが示唆される。

## 謝辞

今回の研究集会参加にあたり、京都大学防災研究所より旅費の補助を受けました。同研究所の向川均助教授、ならびに本集会開催の代表者である北海道大学の山崎考治教授に感謝致します。

## 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.
- Horel, J. D., and J. M. Wallace, 1981: Planetary-scale atmospheric phenomena associated with the Southern Oscillation. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 813-829.
- Hoskins, B. J., and D. J. Karoly, 1981: The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1179-1196.
- Itoh, H., and M. Kimoto, 1999: Weather regimes, low frequency oscillations, and principal patterns of variability. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 2684-2705.
- Itoh, H., and K. Harada, 2004: Coupling between tropospheric and stratospheric leading modes. *J. Climate*, **17**, 320-336.
- Jin, F.-F., and L. Lin, 2007: Closures for ensemble-mean linear dynamics with stochastic basic flows. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 497-514.
- Jin, F.-F., L.-L. Pan, and M. Watanabe, 2006: Dynamics of synoptic eddy and low-frequency flow interaction. Part I: A Linear Closure. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 1677-1694.
- Jin, F.-F., L.-L. Pan, and M. Watanabe, 2006: Dynamics of synoptic eddy and low-frequency flow interaction. Part II: A theory for low-frequency modes. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 1695-1708.
- 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.*, **25**, 737-740.

- Lau, N. C., 1988 : Variability of the observed midlatitude storm tracks in relation to low frequency changes in the circulation pattern. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 313-328.
- 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
- Lorenz, E. N., 1960 : Energy and numerical weather prediction. *Tellus.*, **12**, 364-373.
- Nakamura, H., and M. Honda, 2002: Interannual seesaw between the Aleutian and Icelandic lows. Part III: Its influence upon the stratospheric variability on the Stratospheric Variability and Climate. *J. Meteor. Soc. Japan*, **80**, 1051-1067.
- Navarra, A., 1993 : A new set of orthonormal modes for linearized meteorological problems. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2569-2583.
- Pan, L.-L., F.-F. Jin, and M. Watanabe, 2006: Dynamics of synoptic eddy and low-frequency flow interaction. Part III: Baroclinic model results. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 1709-1725.
- Simmons, A. J., J. M. Wallace and G. W. Branstator, 1983: Barotropic wave propagation and instability, and atmospheric teleconnection patterns. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1363-1392.
- Watanabe, M., and F.-F. Jin, 2004 : Dynamical prototype of the Arctic Oscillation as revealed by a neutral singular vector. *J. Climate*, **11**, 2119-2138.
- 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.
- Zhang, Y., and I. M. Held, 1999: A linear stochastic model of a GCM's midlatitude storm tracks. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 3416-3435.
- 森 正人, 渡部雅浩, 2004: ストームトラックのフィードバックを含む順圧特異・固有モード計算. 京都大学防災研究所 特定研究集会 - 対流圏長周期変動と異常気象 -, <http://www.dpac.dpri.kyoto-u.ac.jp/mukou/meeting-04/Report/mori.pdf>