

強制された順圧応答における Stationary Nonlinearity の役割 - PNA の理解に向けて -

北海道大学大学院 地球環境科学研究科 森正人・渡部雅浩

1. 研究背景と目的

冬季北半球中高緯度対流圏における主要な低周波変動の1つに Pacific/North American(PNA) テレコネクションパターンがある (Wallace and Gutzler 1981). Mori and Watanabe (2007) は, 10日程度の時間スケールを持つ PNA の成長は中緯度の力学によって支配されており, 東西非一様な基本場からの順圧エネルギー変換が最も重要なメカニズムであることを示した. また, 負位相の PNA (アリュウシャン低気圧を弱めるセンス) の成長には, PNA に付随する低周波の非線型移流項も無視できない寄与をはたしていることが示された.

低周波変動の成長・維持にはたす低周波の非線型移流項の役割に注目した研究は少ない. Simmons (1982) は, 線型・非線型の順圧モデルを用いて熱帯の強制に対する定常応答を求め, 北東太平洋域において, 非線型モデルで得られた高気圧性(低気圧性) 偏差は線型のそれよりも強く(弱く)なることを見つけた. Branstator (1992) でも, 非線型項の役割に関する符号非対称性について示されている. これらの結果は, 非線型移流項が負の PNA を強め, 正の PNA を弱めるように働いていることを想像させる. しかし詳細なメカニズムについてはよく調べられていない. そこで本研究では, PNA パターンに伴う低周波の非線型移流項の役割を明らかにすることを目的とする. 線型・非線型の2種類の順圧モデルにおける定常応答を比較することで調査された.

2. 使用したデータとモデルについて

ECMWF 再解析データ (ERA-40) を用いる. 期間は 1957 - 2002 年の 11 - 3 月である.

本研究で使用するモデルは線型・非線型の順圧渦度方程式から成る順圧モデル (解像度 T42) で, いわゆる anomaly model である. 非線型順圧モデルの支配方程式のみ以下に示す.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi + J(\bar{\psi}, \nabla^2 \psi) + J(\psi, \nabla^2 \bar{\psi} + f) \\ + J(\psi, \nabla^2 \psi) + (\nu + \kappa \nabla^4) \nabla^2 \psi = F, \end{aligned} \quad (1)$$

ここで $\bar{\psi}$ は流線関数の基本場, ψ は流線関数偏

差, ν は線型摩擦係数, κ は拡散係数, F は外部強制偏差を表す. 非線型モデルと線型モデルの違いは, (1) 式左辺第 4 項があるかないかだけである. 非線型解と線型解を区別するために, それぞれ ψ_N, ψ_L と表記する. 特に何も述べない限り, 基本場として ERA-40 の 300hPa 流線関数の気候値 (12 - 2 月) を用い, また標準の散逸パラメタを $\nu = (5 \text{ day})^{-1}, \kappa = (1 \text{ day})^{-1}$ とする.

モデルは強制 F を与えて時間積分される. 今, PNA-like な応答に興味があるので, ENSO 時の熱帯太平洋における収束・発散偏差を模した渦度強制 $F_0(\lambda, \phi)$ を用いる. F_0 の空間構造は楕円形で, $(0^\circ, 160^\circ\text{W})$ に中心を持つ (図 2a, b に太線で示される. F_0 の詳細は Branstator 1985 を参照). PNA は単純な forced response ではないが, 問題設定を簡単にするためにこのような枠組で実験を行う. F を $F(\lambda, \phi) = \alpha F_0(\lambda, \phi)$ のように表現する. ここで, α は定常強制の振幅をコントロールするパラメタである. $\alpha = 1, \alpha = -1$ の値を持つ時, それぞれが標準的な El Niño, La Niña 時の渦度強制に対応するように F_0 の値を調整してある.

3. 定常応答

$-4.0 \leq \alpha \leq 4.0$ の範囲で, 線型・非線型の定常応答を求め, 応答のノルムを北半球で計算した. 図 1 に, その比 $\|\psi_N\|/\|\psi_L\|$ を示す. 3 種類の異なる線型摩擦係数について計算を行った. 黒線, 灰色線はそれぞれ α が正, 負の時の比を表す. 図 1 より, $\alpha > 0$ である場合には比の値は 1 より小さく, $\alpha < 0$ である場合には 1 より大きくなるのが分かり, これは強制が “La Niña” (“El Niño”) 的である時に, 非線型定常応答の振幅が線型定常応答の振幅よりも大きくなる (小さくなる) ことを示している. その差は $|\alpha|$ が大きくなる程, 摩擦が弱くなる程大きくなり, 応答の振幅が大きくなる程, 非線型性がより効果的に働くことを示している.

図 2 に, $\alpha = \pm 1$ の時の ψ_N, ψ_L の空間構造, 並びに両者の差を示す. ψ_N, ψ_L 共に, PNA に似たパターンを示すので, “El Niño” (“La Niña”) 強制における応答を, 正 (負) の PNA-like パター

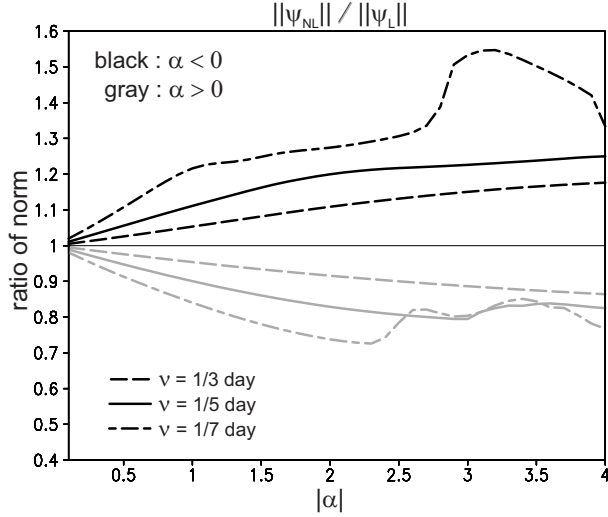


図 1: 北半球で計算した非線型定常応答と線型定常応答のノルムの比 $\|\psi_N\|/\|\psi_L\|$. $\alpha < 0$ ($\alpha > 0$) の場合を黒線 (灰色線) で示す. 破線, 実線, 一点鎖線はそれぞれ ν が $(3 \text{ day})^{-1}$, $(5 \text{ day})^{-1}$, $(7 \text{ day})^{-1}$ の場合.

ンと呼ぶことにする. 非線型項の役割を調べるために, 非線型定常応答と線型定常応答の差 ($\psi_N - \psi_L$) に注目すると, 強制の符号に関わらず, 北東太平洋域で高気圧性, 北米で低気圧性といった波列パターンが見られ, これらは $\alpha = -1$ の時の ψ_L と似ている. よってこの結果は, 非線型移流項が負の PNA-like パターンを強め, 正の PNA-like パターンを弱めるように働いていることを示している. 非線型効果は, 負の PNA-like パターンの, 北東太平洋域における高気圧性偏差の約 20% を説明する. これらの結果は, 1 節で述べた Mori and Watanabe (2007) の観測データの解析結果や, Simmons (1982) の結果と整合的である. この非線型性による効果を, 高周波の非線型移流項の非線型性と区別するために, Branstator (1992) にならって *stationary nonlinearity* と呼ぶことにする.

図 2 は, $\alpha = -1$ の時の方が $\alpha = 1$ の時よりも $\psi_N - \psi_L$ の振幅が大きくなることも示している. また, 東西に一樣な基本場 (東西平均・剛体回転基本場) を用いた場合には, *stationary nonlinearity* は ψ_L を強めたり弱めたりするというよりは応答の位相をずらすように働くことから (not shown), *stationary nonlinearity* が増幅・減衰因子として働くためには基本場の東西非一樣性も重要であることが分かった.

4. Stationary Nonlinearity

4.1 Dynamical balance

この節では, 非線型定常応答と線型定常応答の差 ($\psi_N - \psi_L$) をもたらす力学について調べる. まず, 非線型移流項のみによって励起される循環場を調べるために, PNA-like パターンに伴う非線型渦度フラックス収束 (VFC) と, それによって強制される流線関数 tendency を図 3 に示す. これを見ると, $\alpha = 1$, $\alpha = -1$ のどちらの場合においても, VFC と流線関数 tendency のパターンは $\psi_N - \psi_L$ とは似ていない. これは東西に一樣な基本場を用いた場合も同様である. よってこれらの結果は, $\psi_N - \psi_L$ が非線型移流項だけで作られているわけではなく, 非線型項と線型項の結合によって作られていることを示している. 力学的なバランスを調べるために, (1) 式の以下のように変形する. 場は定常で, $\Psi \equiv \psi_N - \psi_L$ とし, 非線型方程式と線型方程式の差をとると,

$$J(\bar{\psi}, \nabla^2 \Psi) + J(\Psi, \nabla^2 \bar{\psi} + f) + (\nu + \kappa \nabla^4) \nabla^2 \Psi = -J(\psi_N, \nabla^2 \psi_N), \quad (2)$$

となり, さらに両辺に逆 Laplacian を作用させ, 線型演算子を L とおくと,

$$L\Psi = \nabla^{-2} \{-J(\psi_N, \nabla^2 \psi_N)\}, \quad (3)$$

と書ける. この式は, Ψ を VFC を強制とした時の線型定常応答とみなせることを示している. それ故, Ψ は非線型移流項だけでなく, 線型演算子にも依存する.

Ψ についてさらなる示唆を得るために, $\psi_N = \Psi + \psi_L$ を (2) 式に代入し, 高次の非線型項 $J(\Psi, \nabla^2 \Psi)$ を無視すると, 以下を得る.

$$J(\bar{\psi} + \psi_L, \nabla^2 \Psi) + J(\Psi, \nabla^2 \bar{\psi} + \nabla^2 \psi_L + f) \simeq -J(\psi_L, \nabla^2 \psi_L). \quad (4)$$

(4) 式は ψ_L に関する線型方程式

$$J(\bar{\psi}, \nabla^2 \psi_L) + J(\psi_L, \nabla^2 \bar{\psi} + f) + (\nu + \kappa \nabla^4) \nabla^2 \psi_L = F, \quad (5)$$

と共に解かれ, (4)-(5) 式は (2) 式の弱非線型近似とみなせる. すなわち, 始めに (5) 式で F によって ψ_L が励起され, (4) 式で ψ_L に付随する VFC によって Ψ が新しい基本場 $\bar{\psi} + \psi_L$ の基で励起されるというものである. それ故, $J(\Psi, \nabla^2 \Psi)$ が無視できる限り, この結合したシステム (4)-(5) 式は線型定常解 ψ_L のみから非線型定常解 ψ_N を構築することができる. またこれは, 非線型効果が基本場の変化で説明できることを示している.

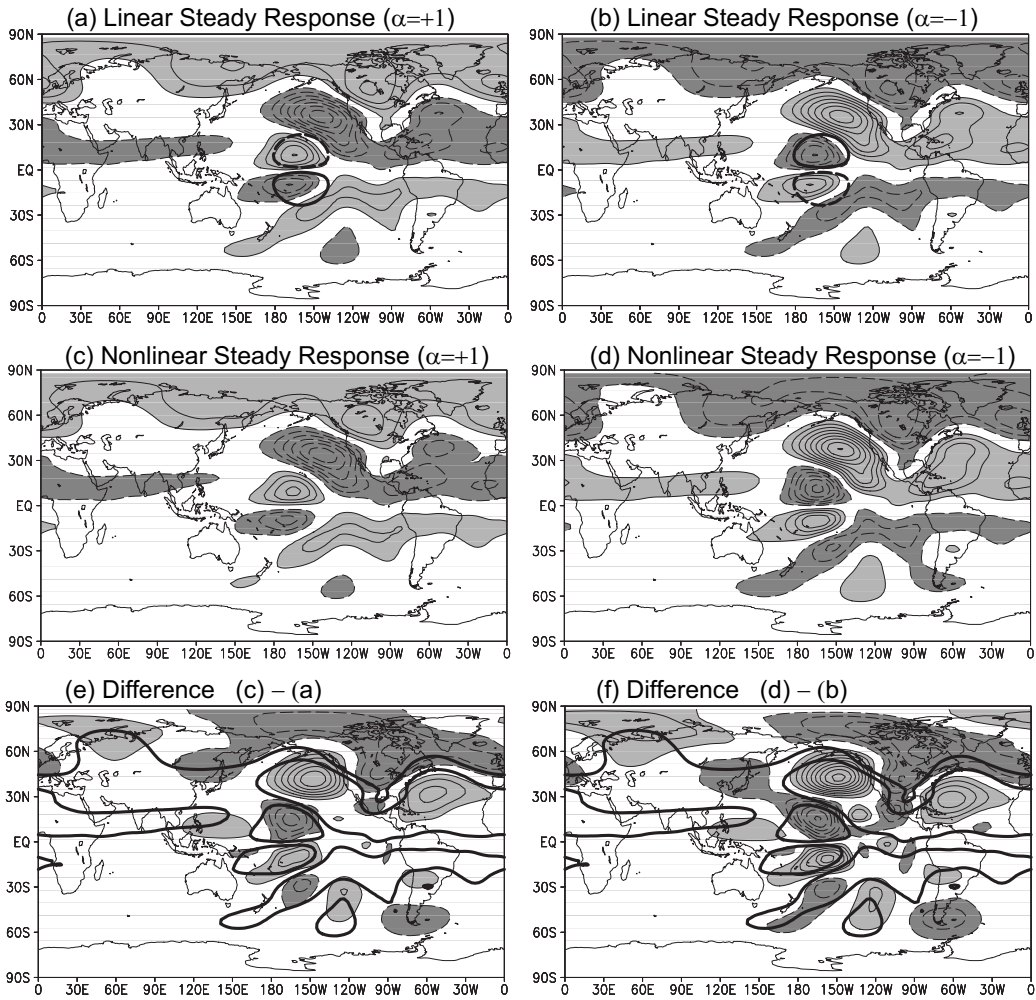


図 2: (a)-(b) それぞれ $\alpha = 1, \alpha = -1$ の時の線型定常応答 ψ_L , (c)-(d) 同じく非線型定常応答 ψ_N . 等値線の間隔は $1 \times 10^6 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ で, (a)-(b) の太線は過度強制の $\pm 1 \times 10^{-11} \text{s}^{-2}$ の等値線を表す. (e) (c) と (a) の差 $\psi_N - \psi_L$ (細実線: 間隔は $2 \times 10^5 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$) と, ψ_L の $\pm 1 \times 10^6 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ の等値線 (太実線). (f) (e) と同じだが (d) と (b) の差. 以下, 全ての図で破線は負の値を示し, ゼロ線は省略. また $\nu = 5 \text{day}^{-1}$ である.

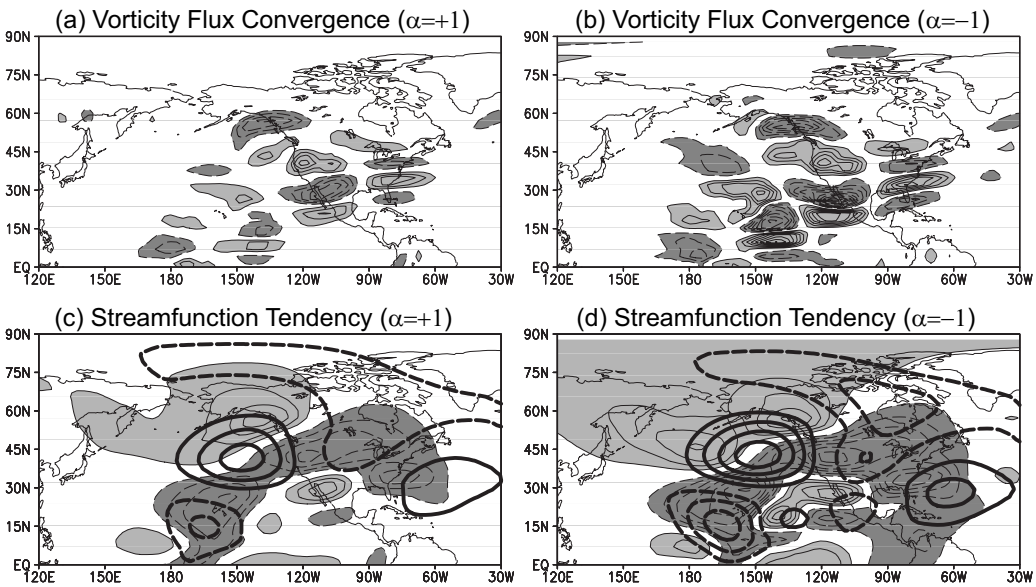


図 3: (a)-(b) それぞれ $\alpha = 1, \alpha = -1$ の時の非線型定常応答に付随する渦度フラックス収束. 等値線の間隔は $5 \times 10^{-12} \text{s}^{-2}$. (c)-(d) それぞれ (a) と (b) の VFC によって強制される流線関数 tendency (細実線: 間隔は $1 \text{m}^2 \text{s}^{-2}$) と, $\Psi \equiv \psi_N - \psi_L$ (太実線: 間隔は $\pm 4 \times 10^5 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$).

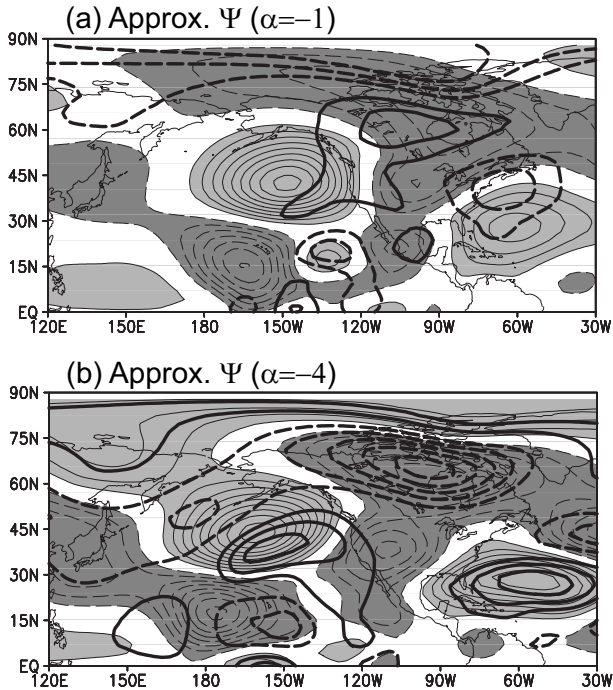


図 4: (a) $\alpha = -1$ の時の ψ_L と、それに付随する VFC を与えて解いた (4) 式の定常解 (細実線: 間隔は $2 \times 10^5 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$) と、その Ψ との差 (太実線: 間隔は $3 \times 10^4 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$). (b) (a) と同じだが $\alpha = -4$ の場合. どちらの等値線とも間隔は $3 \times 10^6 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$.

この近似の妥当性を検証するために、 $\alpha = -1$, $\alpha = -4$ の場合の ψ_L を (4) 式に与えて定常応答を求め、図 2f に示される真の Ψ と比較した (図 4). $\alpha = -1$ の場合に近似解 (細実線) は Ψ と非常に良く似ており、誤差 (太実線) は無視できる程小さい. よってこれは、 $\alpha = -1$ の場合には弱非線型方程式系によって ψ_L から ψ_N を構築することが可能で、非線型性はそれ程強くないことを示している. しかし $\alpha = -4$ の場合には、 $\alpha = -1$ の場合より Ψ が約 10 倍程度大きく、それに伴い誤差も大きくなる. よってこの場合には $J(\Psi, \nabla^2 \Psi)$ が無視できず、非線型性を基本場の変化で説明することはできない.

また、(4) 式の右辺は α の符号に依らずまったく同じであるので、非線型性が弱い時 ($\alpha \pm 1$) に見られた Ψ の振幅の符号非対称性 (図 2e, f) は、 $\bar{\psi} + \psi_L$ の違いによってもたらされていたと言える. すなわち、より波打った基本場は zonal な基本場よりも大きな Ψ もたらすことを示している.

Stationary nonlinearity を理解することを可能にする直感的な解釈を次の subsection で紹介する.

4.2 解釈

図 5, 6 に $\alpha = -1$, $\alpha = 1$ の時の流線と Ψ をそれぞれ示す. 当たり前であるが、 $\bar{\psi} + \psi_N$ が $\bar{\psi} + \psi_L$ よりも北側 (南側) にある所で高気圧性 (低気圧性) の Ψ を持つ. ここで注目すべき特徴は、高気圧性 (低気圧性) の Ψ は、概ね基本場の峰の西側 (東側) に位置しているということである. 北大西洋 ($70^\circ - 30^\circ \text{W}$, $50^\circ - 75^\circ \text{N}$) の辺りに例外も見られるが、その特徴は北東太平洋から北米大陸にかけて ($180^\circ - 90^\circ \text{W}$, $30^\circ - 60^\circ \text{N}$) 顕著である. これは、負 (正) の PNA-like パターンが励起された時に、太平洋から北米にかけての $\bar{\psi} + \psi_N$ の峰が、基本場の峰よりも西側 (東側) にずれることを意味している.

この北米の峰周辺における Ψ の形成は、図 7, 8 に模式的に示されるように、絶対渦度保存則で説明できると思われる. 始めに負の PNA-like パターンに注目する (図 7). (i) 高気圧性 (低気圧性) の線型定常応答 ψ_L が基本場の峰の西側 (東側) に励起される. 線型の枠組であれば、全ての流れは $\bar{\psi} + \psi_L$ となる. (ii) しかし非線型の枠組では、 $\bar{\psi} + \psi_L$ は、全ての流れ ψ が自身を移流するという非線型性、つまり $J(\psi, \nabla^2 \psi)$ 、によって影響を受ける. 個々の空気塊は流線の峰の西側 (東側) で負 (正) の相対渦度を持つので、負 (正) の相対渦度は自分自身によって $\bar{\psi} + \psi_L$ の流線よりも北 (南) へ移流される. その時、空気塊はより北側 (南側) へ動くのだから、絶対渦度保存則 $d(f + \zeta)/dt = 0$ に従って空気塊の負 (正) の相対渦度はより強くなる. 強められた空気塊は、流線の峰の西側 (東側) で流線をさらに北 (南) へ押し上げる (下げる) ように働く. よってこれは、峰の西側 (東側) で高気圧性 (低気圧性) の Ψ を形成するような正のフィードバックである. (iii) 結果として、高気圧性 (低気圧性) の非線型定常応答 ψ_N は ψ_L よりも大きくなり、全ての流れ $\bar{\psi} + \psi_N$ の流線の峰は西側へずれる.

同様の説明は正の PNA-like パターンでも可能である (図 8). (i) 低気圧性 (高気圧性) の線型定常応答が基本場の峰の西側 (東側) に励起される. (ii) 定常応答よりも基本場の方が圧倒的に振幅が大きいので、全ての流れ場は太平洋から北米にかけて依然として峰である. それ故、個々の空気塊は上記の場合と同じ様に振る舞い、フィードバックは峰の西側 (東側) で高気圧性 (低気圧性) の Ψ を形成するように働く. (iii) 結果として、峰の西側 (東側) で低気圧性 (高気圧性) の非線型定常応答 ψ_N は ψ_L よりも弱められる.

上で述べたように、stationary nonlinearity は

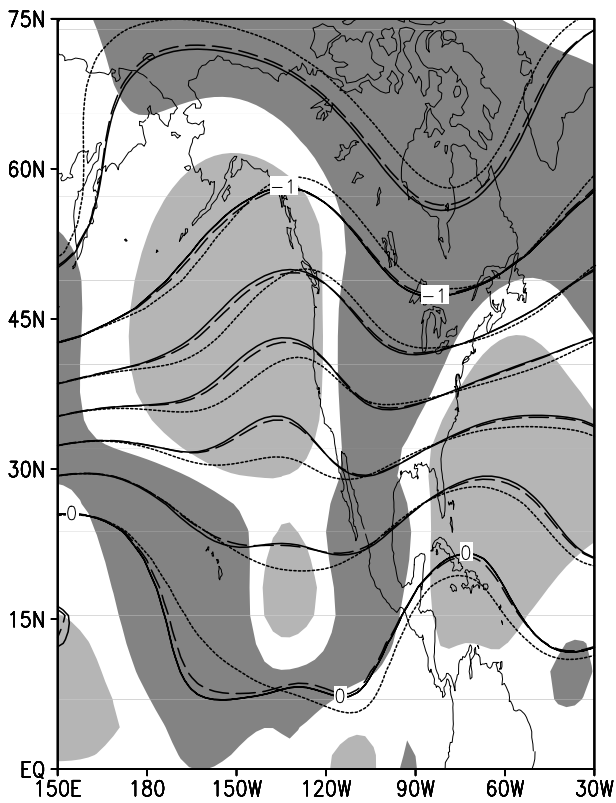


図 5: $\alpha = -1$ の時の各種流線 . ERA-40 基本場 $\bar{\psi}$ (点線), $\bar{\psi} + \psi_L$ (破線), $\bar{\psi} + \psi_N$ (実線). 等値線間隔は $2 \times 10^7 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ で, 陰影は $|\Psi|$ が $2 \times 10^5 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ より大きい領域を示す (図 2f の細実線と同じ).

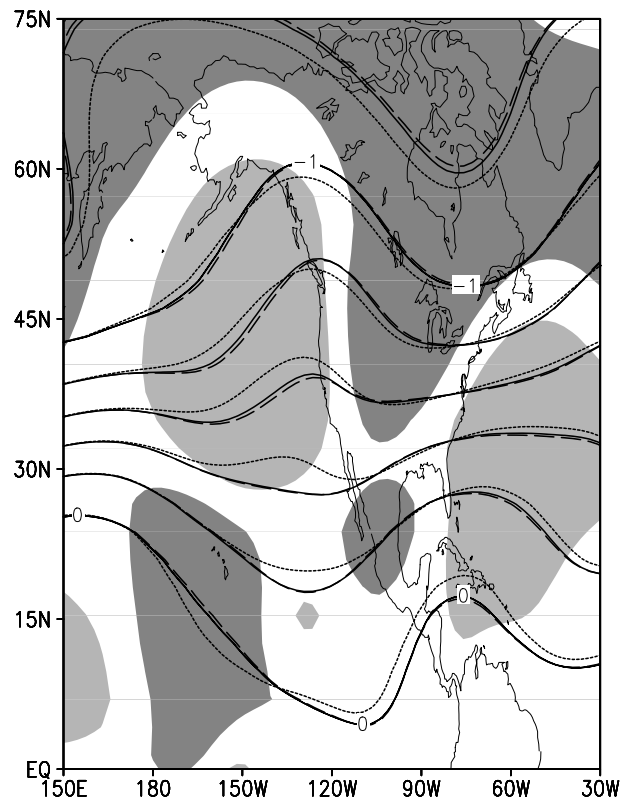


図 6: 図 5 に同じ . ただし $\alpha = 1$ の場合 .

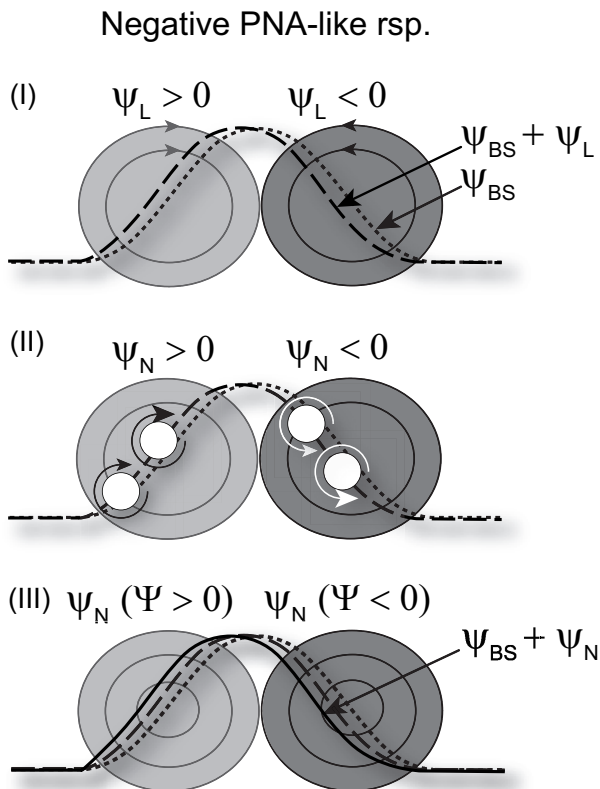


図 7: Stationary nonlinearity による負の PNA-like パターンの増幅メカニズムを説明する模式図 .

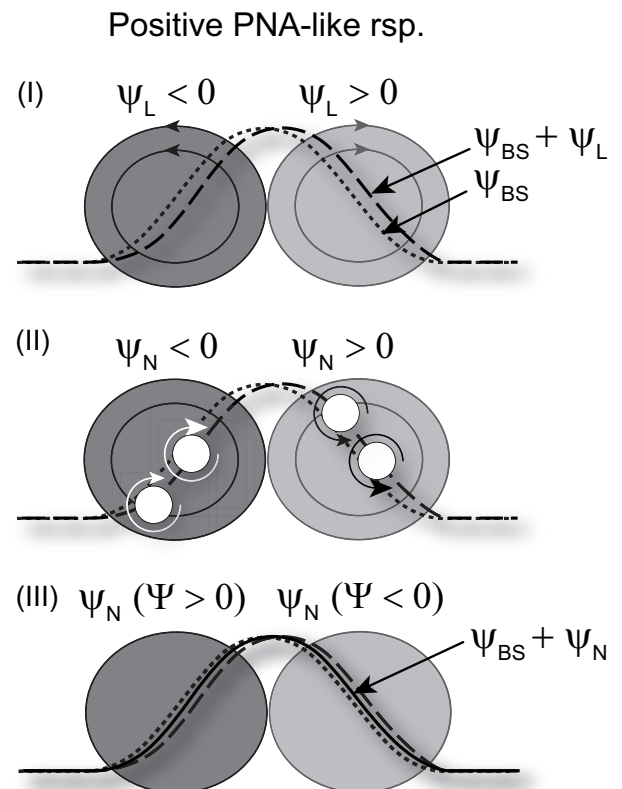


図 8: Stationary nonlinearity による正の PNA-like パターンの減衰メカニズムを説明する模式図 .

絶対渦度の保存に付随するフィードバックと解釈できる。ここで、 Ψ は際限なしに増幅されず、非線型応答はあるところで定常に落ち着くことに注意すべきである。この特徴は、stationary nonlinearity に逆らうプロセスが存在することを示唆している。そのようなものとして Rossby 波束の下流への伝播が考えられる。実際に Ψ の空間構造は wave-like であり (図 2e, f), 北大西洋ではそこが基本場の峰の西側に対応するにも関わらず、 Ψ は負の値を持っていた (図 5, 6)。(0°, 40°W) に中心を持つ強制によって励起された定常応答の Ψ を調べたところ、北大西洋では正の値を持っていた (not shown)。これらの結果は、北大西洋における負の Ψ が北太平洋の stationary nonlinearity によって遠隔的に励起されていることを強く示唆する。

5. まとめと議論

低周波の PNA-like パターンに付随する stationary nonlinearity, つまり低周波の非線型移流項の役割と力学が、非線型の順圧モデルを用いて調べられた。Stationary nonlinearity は、東西に波打った基本場の基で、負の PNA-like パターンを強め、正の PNA-like パターンを弱めるように働くことが分かった。またそのメカニズムは、絶対渦度の保存に起因するフィードバックとして解釈できた。

紙面の関係で紹介できなかったが、stationary nonlinearity による増幅・減衰効果は、非定常な PNA-like パターンにも働く。具体的にはその出現頻度を変調し、強い正(負)のイベントを減らす(増やす)ように働く。ENSO イベント時には、定常な PNA-like パターンが振幅を底上げすることによって、出現頻度の変調はより顕著になる。

また stationary nonlinearity は、観測される PNA に加え、他の主要な低周波変動 (NAO, WP, TNH, blocking, etc) にも働いている可能性があることが分かった。特に blocking に関して、stationary nonlinearity は重要な役割をはたしていることが想像される。何故なら、観測されるいくつかの特徴を stationary nonlinearity によって良く説明できると思われるからである。Blocking が片方の極性 (高気圧性) しか持たないこと、その冬季における出現頻度が基本場の峰の西側に対応する北東太平洋と北大西洋で極大になること (e.g., D'Andera et al. 1998), さらに、北太平洋における出現頻度が El Niño 時に比べて La Niña 時よりも多くなる (Chen and Van den Dool 1997) ことなどである。Nakamura et al. (1997) は blocking の形成

における Rossby 波の砕波や transient eddy feedback の重要性を指摘している。このようなプロセスによって、いったん高気圧偏差が十分大きな振幅を持てば、それは自分自身の非線型性によって増幅・維持される可能性がある。

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。本集会開催の代表者である山崎孝治教授 (北大院地球環境科学研究科), 並びに木本昌秀教授 (東大気候システム研究センター), 余田成男教授 (京大院理学研究科), 中村尚准教授 (東大院理学研究科), 向川均准教授 (京大防災研究所) に感謝致します。

参考文献

- Branstator, G., 1985 : Analysis of general circulation model sea-surface temperature anomaly simulations using a linear model. Part I: Forced solutions. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2225-2241.
- Branstator, G., 1992 : The maintenance of low-frequency atmospheric anomalies. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1924-1945.
- Chen, W. Y., and H. M. Van den Dool, 1997 : Asymmetric impact of tropical SST anomalies on atmospheric internal variability over the North Pacific. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 725-740.
- D'Andera, F., and S. Tibaldi and Coauthors, 1998 : Northern Hemisphere atmospheric blocking as simulated by 15 atmospheric general circulation models in the period of 1979-1988. *Climate Dynamics*, **14**, 385-407.
- Mori, M., and M. Watanabe, 2007 : The growth and triggering mechanisms of the PNA: A MJO-PNA coherence. *J. Meteor. Soc. Japan.*, in press.
- Nakamura, H., and M. Nakamura and J. L. Anderson, 1997 : The role of high and low-frequency dynamics in blocking formation. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2074-2093.
- Simmons, A. J., 1982 : The forcing of stationary wave motion by tropical diabatic heating. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **108**, 503-534.
- 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.