

PJ パターンの発生メカニズムに関する研究

小坂 洋介 (東京大学大学院理学系研究科)

松田 佳久 (東京学芸大学第三部)

1. はじめに

Nitta (1987)は北半球夏季において、熱帯西太平洋における積雲対流活動が中緯度大気循環に与える影響を調べた。彼はまず年々変動のタイムスケールで解析した結果、フィリピン付近の積雲対流活動と東アジアの高度場偏差に正の相関があり、熱帯西太平洋で対流活動が強い(弱い)夏には日本付近は高(低)気圧偏差に覆われ、猛暑(冷夏)になりやすいことを見出した。さらに彼は季節内変動のタイムスケールについても解析し、熱帯西太平洋を波源とし北米まで伝播する順圧的な波列を発見した。これらの偏差をPJパターンと呼ぶ。

Kurihara and Tsuyuki (1987)、Tsuyuki and Kurihara (1989)は線形順圧モデルに初期値を与えて時間積分を行い、前者は東西一様な基本場中を伝播する順圧ロスビー波列として、後者はロスビー波によって励起された東西非一様な場中の順圧不安定波として、PJパターンを説明しようとした。これらの研究ではいずれも基本場として300hPaの平均風速場を用いており、従って上層に対応したモデルであるが、彼らは初期値として波源に低気圧偏差を与えている。現実には熱源の上層には高気圧偏差が現れるはずであり、これらの数値実験は逆符号の結果を与えているように思われる。

この問題点について考えるためには、傾圧強制から順圧擾乱を励起するプロセスについての理解が必要である。積雲対流活動による潜熱解放は傾圧強制であるのに対し、中緯度まで伝播できるロスビー波は順圧的なものに限られており(Hoskins and Karoly, 1981)、実際にPJパターンも順圧的な構造を持つからである。ここで重要なことは、励起された順圧擾乱の位相がどのように決まるかということである。一層モデルではこのプロセスを再現することができないために、Kurihara and Tsuyuki (1987)およびTsuyuki and Kurihara (1989)は結果の符合が合うように初期値の位相を与えていた。この傾圧強制と順圧擾乱の位相関係にまで踏み込んでPJパターンの発生メカニズムを理解することが、本研究の目的である。

2. 傾圧強制と順圧擾乱

積雲対流活動に伴う熱源は傾圧強制であり、これが上昇流による断熱膨張でバランスするとき、その上層には高気圧偏差、下層には低気圧偏差が現れる。一方、PJパターンは順圧的な構造を持っており、何らかのメカニズムによって傾圧強制から順圧擾乱を励起することが必要である。基本場風速の鉛直シア、ダンピングの鉛直依存性、地表面摩擦の効果によって、傾圧擾乱から順圧擾乱が生成されることが知られている (Lim and Chang, 1986, Kasahara and Silva Dias, 1986, Kato and Matsuda, 1992)。ここでは基本場の鉛直シアの効果に着目し、簡単な系についてこのメカニズムを考えてみる。

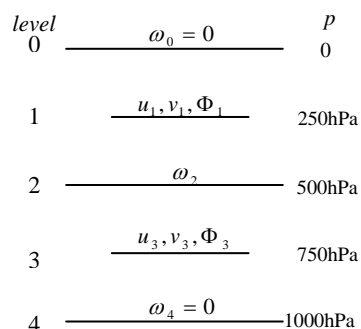


図1 2層モデルの構造の模式図

図1に示すような2層モデルを考え、簡単のため、0hPa、1000hPaで $\omega = 0$ とする(地表面摩擦の効果は考えない)。さらに、南北一様性を仮定して東西-鉛直2次元で考えると、方程式は

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u_1}{\partial t} + U_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + \omega_1 \frac{\Delta U}{\Delta p} = f v_1 - \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} - \alpha u_1 \\ \frac{\partial v_1}{\partial t} + U_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} = -f u_1 - \alpha v_1 \\ \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\omega_2}{\Delta p} = 0 \\ \frac{\partial \Phi_-}{\partial t} + U_2 \frac{\partial \Phi_-}{\partial x} - f \Delta U \frac{v_1 + v_3}{2} + S_2 \Delta p \omega_2 = -\frac{\kappa \Delta p Q_2}{p_2} - \gamma \Phi_- \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u_3}{\partial t} + U_3 \frac{\partial u_3}{\partial x} + \omega_3 \frac{\Delta U}{\Delta p} = f v_3 - \frac{\partial \Phi_3}{\partial x} - \alpha u_3 \\ \frac{\partial v_3}{\partial t} + U_3 \frac{\partial v_3}{\partial x} = -f u_3 - \alpha v_3 \\ \frac{\partial u_3}{\partial x} - \frac{\omega_2}{\Delta p} = 0 \end{array} \right.$$

ただし、 $\Phi_- = \Phi_3 - \Phi_1$ 、 $\Delta U = U_3 - U_1$ 、 $U_2 = (U_1 + U_3)/2$ 、 $\omega_1 = \omega_3 = 3\omega_2/4$ であり、 U が p の1次関数であることを仮定している。また、レイリー摩擦 α およびニュートン冷却 γ は鉛直一様とする。

次に、各変数の順圧成分と傾圧成分を以下のように定義する。

$$\begin{aligned} u_+ &= u_1 + u_3, & v_+ &= v_1 + v_3, & \Phi_+ &= \Phi_1 + \Phi_3 \\ u_- &= u_3 - u_1, & v_- &= v_3 - v_1, & \Phi_- &= \Phi_3 - \Phi_1 \end{aligned}$$

方程式系は次のように書ける。

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_2 \frac{\partial}{\partial x} + \alpha \right) u_- - f v_- + \frac{\partial \Phi_-}{\partial x} = -\frac{\Delta U}{2} \frac{\partial u_+}{\partial x} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_2 \frac{\partial}{\partial x} + \alpha \right) v_- + f u_- = -\frac{\Delta U}{2} \frac{\partial v_+}{\partial x} \\ \frac{\partial u_-}{\partial x} - \frac{2\omega_2}{\Delta p} = 0 \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_2 \frac{\partial}{\partial x} + \gamma \right) \Phi_- + S_2 \Delta p \omega_2 = f \frac{\Delta U}{2} v_+ - \frac{\kappa \Delta p}{p_2} Q_2 \end{array} \right. \quad (1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_2 \frac{\partial}{\partial x} + \alpha \right) u_+ - f v_+ + \frac{\partial \Phi_+}{\partial x} = -\frac{\Delta U}{2} \frac{\partial u_-}{\partial x} - \frac{3 \Delta U}{2 \Delta p} \omega_2 \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_2 \frac{\partial}{\partial x} + \alpha \right) v_+ + f u_+ = -\frac{\Delta U}{2} \frac{\partial v_-}{\partial x} \\ \frac{\partial u_+}{\partial x} = 0 \end{array} \right. \quad (2)$$

これらの式から、 $\Delta U = 0$ のとき順圧擾乱は生成されないことがわかる。また、回転成分 $+$ に対する順圧モードと傾圧モードの位相関係を調べるために、定常状態を考え、東西方向に e^{ikx} の依存性を仮定すると、(2)から

$$(ikU_2 + \alpha)v_+ = -ik \frac{\Delta U}{2} v_- \quad (3)$$

従って、摩擦の効果十分小さいとき、 v_+/v_- の符号は $-\Delta U/U_2$ の符号に等しい[†]。

3. モデル

半球上で準地衡風近似を適用したモデルを用いる。基本場は東西一様とし、緩和時間15日のレイリー摩擦・ニュートン冷却、 ∇^2 型の運動量・熱拡散を与える。成層圏はスポンジレイヤーとする。本研究では、定常状態を仮定した定常モデル(東西波数64、南北2度、鉛直22層)と、時間依存性を考慮し時間積分を行なう時間発展モデル(東西波

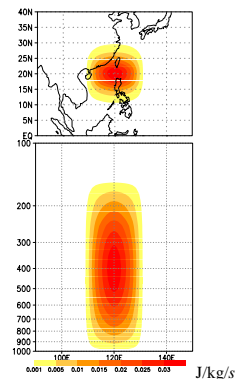


図2 熱源の空間分布

[†] ここでは南北一様性を仮定しているので、 u は発散成分、 v は回転成分に対応する。

[‡] Kato and Matsuda (1992)によると、(2)式が成り立つのは $\sqrt{U_0/\beta} > 1/k$ のときに限られる。

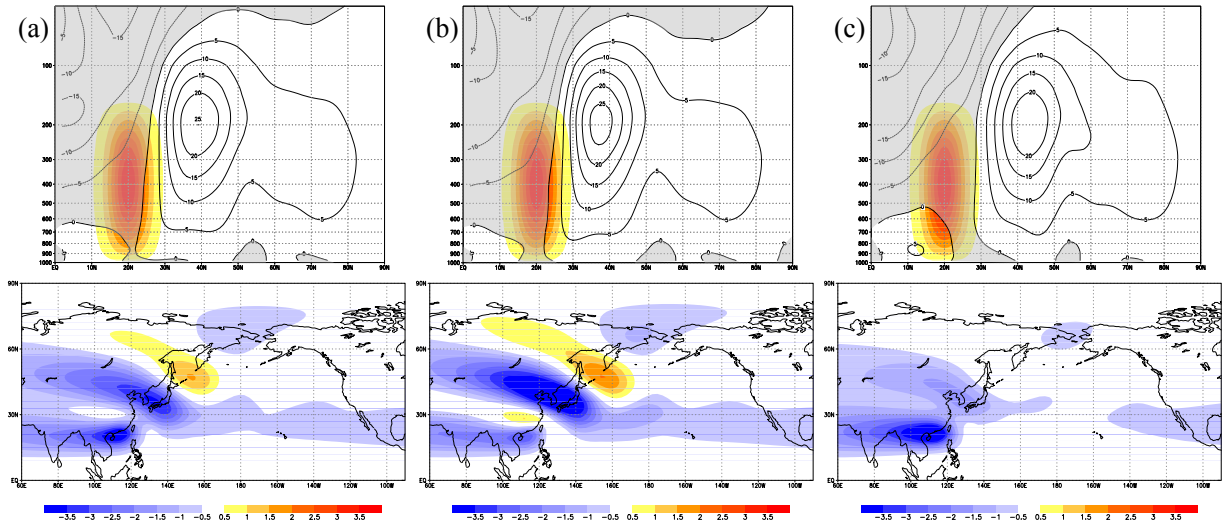


図3 (a)6-8月、(b)6-7月、(c)8月における、(上段)東経120-130度における平均東西風(単位:m/s)および(下段)これを基本場としたときの500hPaにおける高度場偏差(単位:m)。上段の図には熱源の分布を色で示してある。

数32、南北3度、鉛直22層)の2つを用いる。

また、強制として北緯20度、東経120度を中心とする理想的な熱源を与える(図2)。定常モデルに対しては定常熱源、時間発展モデルに対しては最初の10日間だけ与える。

4. 北半球夏季の平均東西風を基本場としたとき

基本場として、東経120-130度で平均した東西風の観測値を用いた場合の、定常モデルでの応答を図3に示す。6~8月の平均東西風を用いた場合(図3a)、日本付近は低気圧偏差に覆われている(逆PJパターン)。Nikaidou(1989)は全球スペクトルモデルの時間積分においてPJパターン的な(日本付近で高気圧偏差となる)波列が現れたと述べたが、波源付近では上層で低気圧・下層で高気圧という構造だった。上の結果はこれと整合的である。

梅雨明けの前後についてもそれぞれ調べた結果(図3b,c)、いずれの場合も日本付近は低気圧

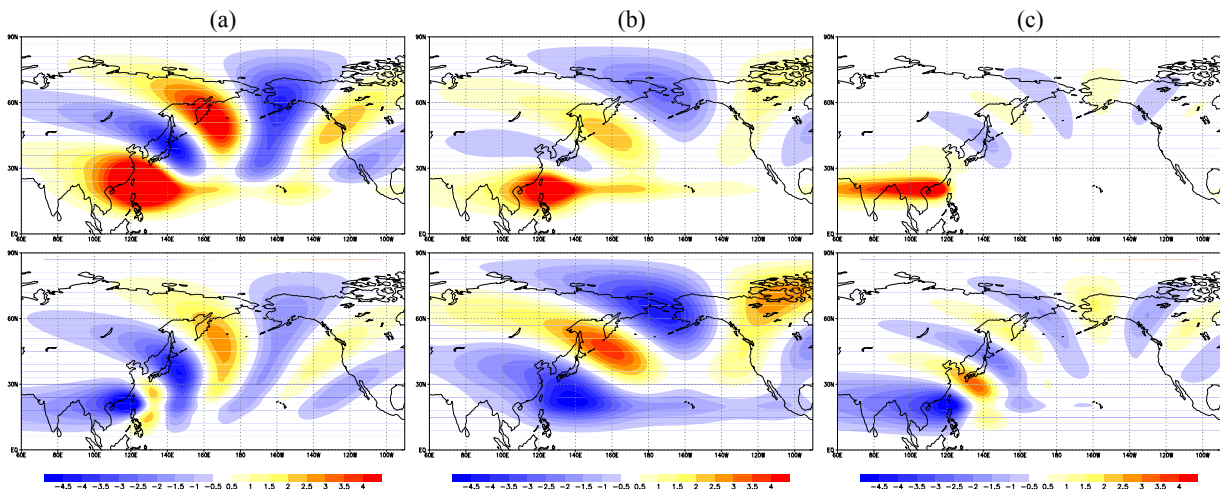


図4 赤道上の地表・100hPaでの風速がそれぞれ(a)0、20m/s、(b)20m/s、0、(c)10m/s、-10m/sとなるような鉛直シアールをもった剛体回転の(上段)300hPa、(下段)700hPaでの高度場偏差(単位:m)。

偏差に覆われており、その振幅は8月に比べて6・7月の場合の方がずっと大きい。6・7月の方が中緯度西風領域が南に広がっていること、定常ロスビー波が東風領域を伝播できないことから、この逆PJパターンは中緯度西風領域の西風シアーによって励起された順圧ロスビー波と考えられる。

5. 理想的な基本場中での応答

鉛直シアーと順圧擾乱との位相関係を調べるために、鉛直シアーを持った剛体回転の基本場中での定常応答を調べた(図4)。 $U > 0$ かつ $\partial U / \partial z > 0$ のとき(図4a)は下層で順圧モードと傾圧モードの位相が一致しており、 $U > 0$ かつ $\partial U / \partial z < 0$ のとき(図4b)は上層で順圧モードと傾圧モードの位相が一致している。これらは(3)式から理解できる。一方図4(c)のように対流圏の途中で風向きが逆になる場合、(3)式で $U_2 = 0$ とすればわかるように、位相は $\pi/2$ ずれ、どちらの層でも一致しない。

図4(c)の場合、日本の南半分は高気圧偏差に覆われており、一方このような基本場の鉛直プロファイルは夏の亜熱帯域の東西風分布に近い(図3)ことから、亜熱帯の東風シアーで励起された順圧モードはPJパターンの位相を持っている可能性がある。しかし、亜熱帯下層の西風域は中緯度西風領域と離れてしまっているため、ロスビー波は中緯度まで伝播できない。そこで、亜熱帯では東風シアーかつ下層で西風であり、それが中緯度西風領域とつながったような理想的な基本場を考え、定常応答を計算した結果、PJパターン的な波列が現れた(図5)。

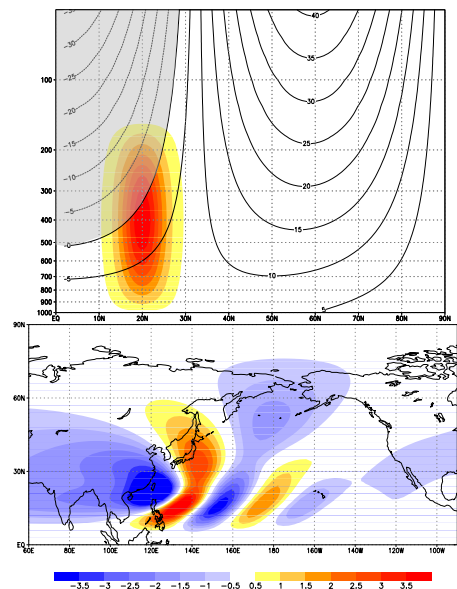


図5 (上段)PJパターンの出現に理想的な基本場と、(下段)これを用いたときの500hPaにおける高度場偏差(単位:m)。

6. 非定常性の効果

これまでの計算は定常状態を仮定したものだったが、PJパターンは季節内変動のタイムスケールをもっており、定常状態の仮定は無理がある。また、非定常ロスビー波は東風中でも

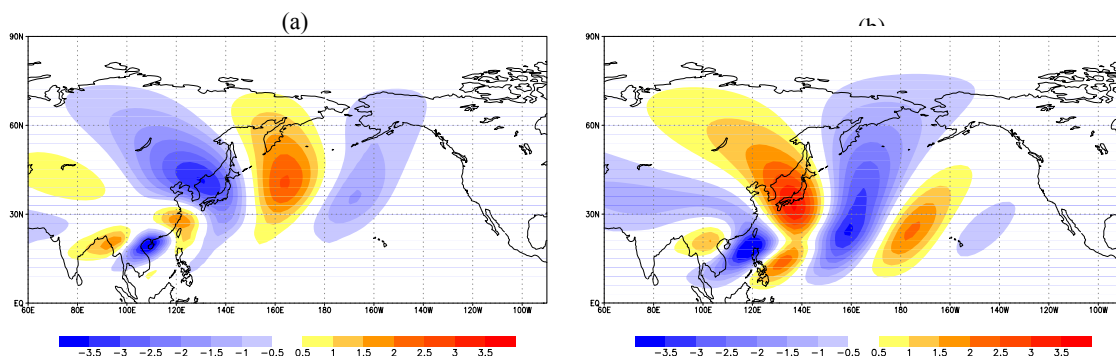


図6 時間発展モデルにおいて(a)6-8月の季節平均東西風(図3aと同じもの)、(b)PJパターンの出現に理想的な風速場(図5と同じもの)を基本場としたときの、10日目の500hPaにおける高度場偏差(単位:m)。

伝播できるため、その影響を調べる必要がある。そこで、時間発展モデルを用いた数値計算を行った。しかし、結果は定常モデルの結果と定性的に同じであり、観測値を基本場を用いた場合は逆 PJ パターンが、図 5 の理想的な基本場を用いた場合は PJ パターンの波列が現れた(図 6)。

7. まとめと今後の課題

PJ パターンの発生メカニズムを力学的に調べるために、半球上・準地衡風近似の下で、西太平洋においた熱源に対する応答を数値的に調べた。北半球夏季の平均東西風の観測値を基本場として用いると、現れた波列は日本付近で低気圧偏差となるもので、現実の PJ パターンとは逆符号だった。この波列は中緯度西風領域の西風シアーによって励起された順圧ロスビー波と考えられる。基本場風速の鉛直シアーと順圧・傾圧モードの位相関係を理論および数値的に調べた結果、亜熱帯域の東風シアーで順圧モードが励起されれば、PJ パターンの順圧モードが現れうることを示した。さらにこれが中緯度まで伝播できる必要があることから、亜熱帯下層の西風と中緯度西風領域がつながったような基本場であれば PJ パターンが出現しうるということがわかった。

この結果から、現実の PJ パターンの発生において、他の季節内変動の影響でロスビー波が基本場として感じる風速場が季節平均場とは変化している可能性が示唆される。また、ラグ相関解析から波源付近の積雲対流活動は西北西に移動することが指摘されており(Nitta, 1987, Tsuyuki and Kurihara, 1989)、これもロスビー波にとっての基本場の変化に関連している。

本研究の数値実験は東西一様な基本場中での準地衡風近似に基づいている。しかし、発散風による渦度移流がロスビー波源となることが知られており(Sardeshmukh and Hoskins, 1988)、これが PJ パターンの出現に関与している可能性がある。また、Tsuyuki and Kurihara (1989)は東西非一様な基本場を用いることで順圧不安定モードを見出したが、これは東西一様な基本場中では見られなかったと述べている。したがって、東西非一様性の影響も考える必要があるだろう。

引用文献

- 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.
- Kasahara, A. and P. L. Silva Dias, 1986: Response of planetary waves to stationary tropical heating in a global atmosphere with meridional and vertical shear. *J.Atmos.Sci.*, **43**, 1893-1911.
- Kato, T. and Y. Matsuda, 1992: External mode induced by tropical heating in the basic flow with vertical shear and its propagation. *J.Meteor.Soc.Japan*, **70**, 1057-1070.
- Kurihara, K. and T. Tsuyuki, 1989: Development of the barotropic high around Japan and its association with Rossby wave-like propagations over the North Pacific: analysis of August 1984. *J.Meteor.Soc.Japan*, **65**, 237-246.
- Lim, H. and C.-P. Chang, 1986: Generation of internal- and external-mode motions from internal

- heating: effects of vertical shear and damping. *J.Atmos.Sci.*, **43**, 948-957.
- Nikaidou, Y., 1989: The PJ-like north-south oscillations found in 4-month integrations of the global spectral model T42. *J.Meteor.Soc.Japan*, **67**, 587-604.
- Nitta, T., 1987: Convective activities in the tropical western Pacific and their impact on the Northern Hemisphere summer circulation. *J.Meteor.Soc.Japan*, **65**, 373-390.
- Sardeshmukh, P. D. and B. J. Hoskins, 1988: The generation of global rotational flow by steady idealized tropical divergence. *J.Atmos.Sci.*, **45**, 1228-1251.
- Tsuyuki, T. and K. Kurihara, 1989: Impact of convective activity in the western tropical Pacific on the East Asian summer circulation. *J.Meteor.Soc.Japan*, **67**, 231-247.