

ブロッキングの持続機構に関する観測的・数値的研究

山崎 哲(九大院・理)・伊藤 久徳(九大・理)

1. はじめに

ブロッキングとは、中緯度偏西風帯においてジェットが南北に大きく蛇行・分流し、その分流域の北側に半径 5000 km にも及ぶ高気圧が 1 週間程度以上の長きにわたって持続する現象のことである。このような異常な偏西風パターンが 1 週間以上にわたって持続することから、ブロッキングは様々な異常気象と関係している。また、数値予報の技術が十分に発達してきた現在でもブロッキングの再現性は十分ではないことから、ブロッキングの正確な予報が中期予報精度向上の鍵となっている (Kimoto et al. 1992; d'Andrea et al. 1998 など)。

これらのことからブロッキング現象の解明とその正確な予報が必要とされており、中でもブロッキングの持続メカニズムの解明はその至上命題の一つとされている。その長年のブロッキング研究の一つの成果として、ブロッキングによって経路を変えられる移動性高・低気圧自体がブロッキングの持続性を強化しているということがわかってきた (Green 1977; Illari and Marshall 1983 など)。そのような状況で、Shutts (1983) は Eddy Straining Mechanism (以下 ESM) と名付けられたメカニズムを、高度に線形化された数値実験によって提示した。彼は高周波擾乱 (即ち、移動性高低気圧波) がブロッキングにぶつかって南北に引き伸ばされることにより、ブロッキング北 (南) 側に負 (正) の渦度強制を与えることを数値実験によって示し、この強制がブロッキングの双極子構造を強化 (散逸に対して維持) することでブロッキングの持続性が強化されると主張した (図 1)。

しかしながら Arai and Mukougawa (2002; 以下 AM02) は、ブロッキングに対して高周波擾乱 (正確には wavemaker) をわずかに南北変位、もしくは高周波擾乱渦の大きさをわずかに変化させて Shutts と類似の実験を行い、ブロッキングを強化する 2 次流れのパターンが容易に損なわれてしまうことを示した。これは、現実大気では非常に不利な条件であると考えられる。なぜならば、実際のブロッキングはストームトラックに対する位置の変動が大きく、ブロッキング分流域とストームトラックとの相対位置が同じ緯度帯に固定されにくいことや、

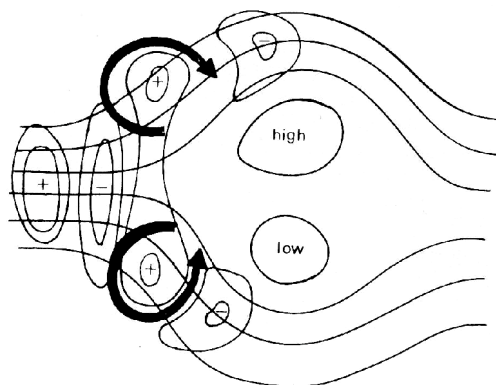


図 1: ESM の概念図。'high', 'low' はそれぞれブロッキング高、低気圧、そして +, - はそれぞれ移動性高、低気圧を表す。Shutts (1983) より抜粋。

高周波擾乱渦の強さ・大きさは一定ではないと考えられるためである。また、Maeda et al. (2000) でも、wavemaker のわずかな東西変位が ESM を働かせなくすることが示されている。その他にも、Shutts (1983) の ESM の理論的な説明において、擾乱からブロッキングへのエネルギーのアップワードカスケードが起こるためには、ブロッキング分流域で等 eddy enstrophy 面上での南向き eddy potential vorticity flux が重要であるとしたが (Shutts 1983 の 2-b 章を参照)、実際の彼の数値実験の結果では南向きの eddy potential vorticity flux が卓越するブロッキング分流域に等 eddy enstrophy の分布が見られず、数値モデルと理論との間に矛盾が生じている (Shutts 1983 の図 4b, d 参照)。

上記のような問題点から、現実場では ESM とは異なる持続機構が働いているのではないかと考えられる。そこで、今回の研究では ESM に代わるより現実的なブロッキング持続メカニズム、すなわち選択的吸収メカニズムを提案する。

2. 選択的吸収メカニズム

2.1 概念

ブロッキング持続期において大気はほぼ断熱的な運動をすることから (Crum and Stevens 1988)、保存量である渦位 (PV) を用いて以下の二つの観点からブロッキングの持続メカニズムを捉え直す

ことができる。一つめは、ブロッキング持続のメカニズムを低 PV の補給メカニズムとして捉え直すことである。PV で見ると、ブロッキングは閉じた低 PV のコンターとして認識される (Hoskins et al. 1985)。放射や Ekman 摩擦などの散逸に対して十数日程度の持続性を得るためには、移動性高気圧や亜熱帯気団などのブロッキング外部から低 PV の大気を補給しなければならない。そして二つめは、ブロッキングと低 PV の大気による、渦と渦の相互作用を考慮することである。ブロッキングと低 PV の大気はどちらも高気圧性の回転成分を持っているので、高気圧渦が高気圧渦を引き寄せ、低気圧性の渦を遠ざけるという高・低気圧の非対称性によって、ブロッキングは高気圧性の低 PV 大気を選択的に吸収し、持続性を強化していると考えられることができる。

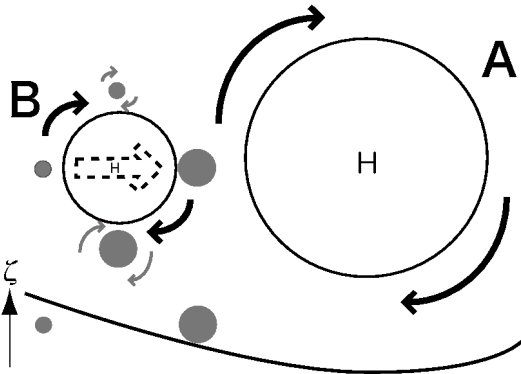


図 2: 渦と渦の相互作用の模式図。右の渦を A、左の渦を B とする。下のグラフは渦 A が作る渦度分布を示す。詳細は本文参照。

このような 2 つの渦の極性によって渦が近づく・離れるといった効果は、図 2 を用いて定性的に説明することができる。順圧 f 平面において、同極性の 2 つの高気圧渦が存在するとき、渦 A の持つ渦度によって、渦 B の周囲には右に向かって相対的に低い渦度 (薄い丸) が分布する。この周囲の渦度は渦 B の作る流れ (濃い矢印) によって南 (北) に移動する。この南 (北) に移動した気塊は周囲の気塊よりも相対的に小さい (大きい) 渦度を持つため、それらの気塊が作る流れ (薄い矢印) の差 (点線矢印) によって渦 B 自身が渦 A へ移流される。逆に、渦 B の極性が逆の場合は左に向かって遠ざかる。これが、高・低気圧の非対称性による選択的吸収である。このメカニズムは本質的に Fujiwhara 効果と同じである (Fujiwhara 1923; DeMaria and Chan 1984)。また、順圧 β 面では渦度に代えて絶対渦度、傾圧の場合は PV で同じ説

明ができる。我々は、このような渦の非対称性による PV の補給メカニズムを、選択的吸収メカニズム (Selective Absorption Mechanism, 以後 SAM と表記) と名付け、ESM と区別する。

2.2 ESM と SAM の違い

このメカニズムは、Shutts の ESM と大きな相違点がある。なぜならば Shutts (1983) は ESM を示した線形化実験の中で、SAM の核となる移動性高・低気圧渦 (eddy) の非対称性を無視してしまっていたからである。Shutts (1983) は等価順圧準地衡 PV 方程式の線形化の際に、渦位 q や流線関数 ψ について以下のようなオーダーの分離を行った。

$$\begin{aligned} q(x, y, t) &= q_0(x, y) + \epsilon q_1(x, y, t) + \epsilon^2 q_2(x, y, t) \\ \psi(x, y, t) &= \psi_0(x, y) + \epsilon \psi_1(x, y, t) + \epsilon^2 \psi_2(x, y, t) \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 $\epsilon \ll 1$ であり、 $O(1)$ は定常ブロッキング場、 $O(\epsilon)$ は eddy 場、 $O(\epsilon^2)$ は eddy 場がブロッキング場に与える 2 次流れの効果を示している。ここでの摂動渦位 q 、流線関数 ψ は、

$$q = \nabla^2 \psi - \gamma^2 \psi \quad (2)$$

という関係式で示される。また、 $\gamma^2 = 1/L_R^2$ であり、 L_R は Rossby の変形半径を示す。(1) 式を基本場からの偏差 q に対する準地衡 PV 方程式

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) q + J(\psi, q) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = F - \lambda \nabla^2 \psi - \nu \nabla^6 \psi \quad (3)$$

(U ; 基本場の西風, β ; Rossby パラメータ, F ; 強制, λ ; Ekman 摩擦係数, ν ; 超粘性係数, J ; Jacobian operator) に代入すると、

$$\begin{aligned} O(1): \quad U \frac{\partial q_0}{\partial x} + J(\psi_0, q_0) + \beta \frac{\partial \psi_0}{\partial x} &= F_0 - \lambda \nabla^2 \psi_0 - \nu \nabla^6 \psi_0 \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} O(\epsilon): \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) q_1 + J(\psi_1, q_0) + J(\psi_0, q_1) &+ \beta \frac{\partial \psi_1}{\partial x} = F_1 - \lambda \nabla^2 \psi_1 - \nu \nabla^6 \psi_1 \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} O(\epsilon^2): \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) q_2 + J(\psi_0, q_2) + J(\psi_2, q_0) &+ \beta \frac{\partial \psi_2}{\partial x} = -J(\psi_1, q_1) - \lambda \nabla^2 \psi_2 - \nu \nabla^6 \psi_2 \end{aligned} \quad (6)$$

となり、ブロッキングの流れを記述する方程式、eddy の運動を記述する方程式、そしてブロッキングと eddy の相互作用によって生じる 2 次流れの方

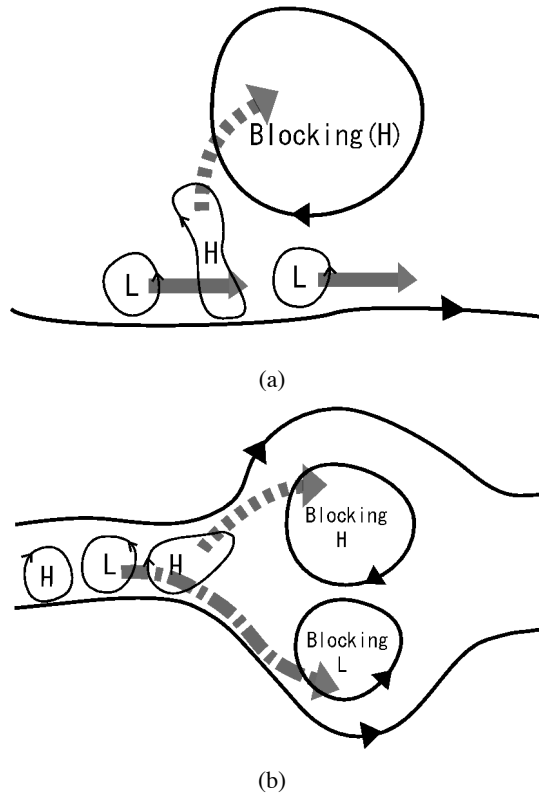


図 3: (a) 選択的吸収メカニズムの概念図. ブロッキングに向かって移動性高気圧 (+) だけが吸収され, 移動性低気圧 (-) は吸収されずに下流へと流される. (b) a と同じだが, dipole 型ブロッキングの場合.

程式の3つの分離を行っている. この線形化方程式系はブロッキング場の周りで線形化された eddy 場からブロッキング場への feedback の効果を2次元流れの効果として示すことができる反面, その線形化によって高・低気圧による渦の非対称性が失われてしまっていることがわかる. つまり, $O(\epsilon)$ の場の方程式が eddy の極性 (q_1 及び ψ_1) に対して反対称になっており, $O(\epsilon^2)$ では高・低気圧がまったく同じ働きをしている (即ち, $J(\psi_1, q_1)$ が eddy の極性に依らない). すなわち SAM において, 重要となる高・低気圧渦の非対称性が失われてしまっていることがわかる. これが, AM02 や Maeda et al. (2000) で示されたような ESM の問題点の原因となっていると考えられる.

この渦の非対称性の効果を含めることが, ブロッキング持続メカニズムに重要な要素であり, ESM と SAM の大きな違いであると考えられる. この効果を考慮することにより, ブロッキング高気圧が移動性高気圧のみを引き寄せるという作用を表現することができる (図 3a).

なお以上は Ω 型のブロッキングを対象に考えてきたが, dipole 型にも SAM は適応可能である, な

ぜならば南のブロッキング低気圧は同様に移動性低気圧を併合できるからである (図 3b).

このように, SAM の本質は同極性の渦の選択的な吸収による, PV の補給メカニズムである. このような観点から見て, ESM との本質的な違いと, 実際のブロッキング理論との整合性を, 以下に列挙する;

- ESM の本質は eddy (高周波擾乱) の straining である (図 1). しかし SAM では straining は本質ではなく, それは同極性の eddy が吸収され, PV が補給される際に付随的におこる. そのため, SAM ではメカニズムの過程として eddy の引き伸ばしが起こり, その結果2次元乱流での渦の細分化によるエネルギーの逆カスケードと矛盾しない.
- ESM では eddy (高周波) 同士の積による低周波変調がその本質である. これは, Shutts (1983) がそのような効果だけを上手く抽出できるように特化された線形化方程式 (5), (6) を用いたことから推測される. そのことは同時に, eddy 同士の積を考えるために高・低気圧の非対称性の効果を失わせてしまう. しかし SAM においては, 本質は渦と渦の相互作用にあるので, メカニズムとしてブロッキングそのものと eddy の相互作用が重要となる (これは, ブロッキング高気圧が移動性高気圧を吸収し, 低気圧を遠ざけるというメカニズムとも整合的である).

ブロッキングの持続メカニズムにおける SAM の有効性を, 以下の結果から示す.

3. 流跡線解析

現実場において実際に SAM が働いているかを確かめるために, 断熱・無摩擦で保存量となる Ertel の渦位 (EPV) を用いて, 持続するブロッキングに対する移動性高・低気圧の動きを解析する. EPV は, ブロッキング事例において等温位面上を2次元的に運動するトレーサーとして扱うことができる (Hoskins et al. 1985; Crum and Stevens 1988). 移動性高・低気圧の EPV を等温位面上でトレースすることにより, ブロッキングに対する高・低気圧の運動を調べる.

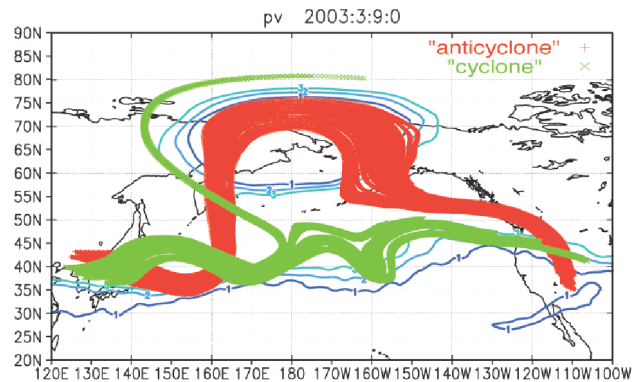
2003年3月に太平洋北部 (PAC), 大西洋東部 (ATL) で発生した2つのブロッキング事例について, 移動性高・低気圧の流跡線解析を行った. この際, 解析に用いる EPV と等温位面風は, Japanese 25-year ReAnalysis (JRA-25) 再解析データ (T106,

6時間毎; Onogi et al. 2007) から得た。また、移動性擾乱は cutoff 周期 8 日の Lanczos フィルターによって、8 日以下の周期を移動性 (高周波) 擾乱、それ以上をブロッキングを含む低周波擾乱として分離した。以下、解析は中緯度においてブロッキングの振幅が最も大きい対流圏界面付近に対応する 320K 面において行っている。

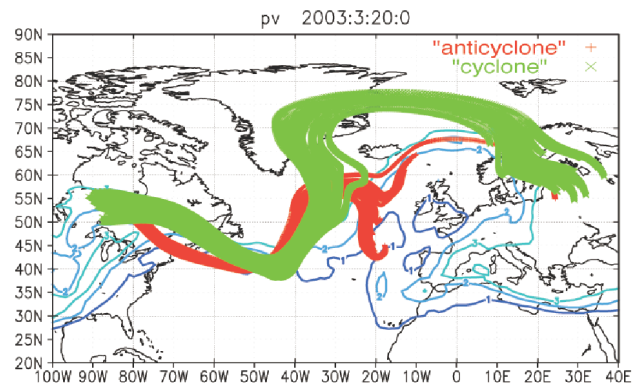
ブロッキング持続期間中において、ブロッキング上流の移動性高・低気圧に粒子を仮定することによって、それぞれのブロッキング周辺での運動を解析した。PAC では、日本 (130°E)、ATL は五大湖 (90°W) 付近を通過する高周波負/正 EPV の $-/+3$ PVU ($1 \text{ PVU} = 10^{-6} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-2}$) 以下/以上に粒子を仮定し、その 8 日後までの流跡線を調べた。大気の運動は等温位面上に限定されているので、2 次の Runge-Kutta 法を用いて粒子の位置を計算した; 積分のタイムステップは 10 分で、粒子を流す風は JRA-25 の 6 時間毎のデータを時間方向に線形補間、空間方向にスプライン補間を施している。

PAC 事例において、3 月 6 日 00UTC に日本を通過する移動性高気圧 (赤)、7 日 06UTC に通過する移動性低気圧 (緑) の流跡線が図 4(a) に示されている。3 月 9 日 00UTC の低周波 EPV で示されるブロッキング (コンター、経度 180° 付近) に向かって、移動性高気圧のみが吸収されている様子が見られる。同様に、ATL に関して、3 月 15 日 12UTC に五大湖を通過する移動性高気圧 (赤)、16 日 18UTC に通過する移動性低気圧 (緑) の流跡線が図 4(b) に示されている。経度 0° 付近の北東方向に亜熱帯気団を張り出した Ω 型のブロッキング (3 月 20 日 00UTC の低周波 EPV) に向かって移動性高気圧のみが近づき、巻き込まれている様子が見られ、逆に低気圧に関してはブロッキング高気圧から遠ざかりながら下流に流されていく様子が見られている (図 4b)。ここで、スカンディナヴィア付近において低気圧起源の粒子がブロッキングの北東象限に流入しているように見えるが、これはこの事例のブロッキングが摂動が大きく、粒子がこの付近に達する時刻ではブロッキングはこの図の低周波 EPV パターンを示しておらず、より南へ変位していたため、低気圧性の粒子が見かけ上ブロッキング内部へ進入しているように見えるだけである。

この解析によって得られた結果は、Shutts (1983) の示した ESM とは異なるものであった。彼は実験設定から、移動性擾乱 (特に低気圧) が環境場の



(a) PAC



(b) ATL

図 4: (a) PAC, (b) ATL での低周波 EPV (青コンター) と高周波負 (赤)・正 (緑) 粒子の流跡線。詳細は本文参照。コンター間隔は 1 PVU である。

低 (高) PV を南 (北) に掃き出すことでブロッキングの北 (南) 側の高 (低) 気圧を強化するというメカニズムが重要であることを示唆したが、今回得られた結果は移動性高気圧自身が低 PV をブロッキングに補給するという SAM によって、ブロッキングが持続する可能性を示唆しているからである。

4. 数値モデル

Shutts (1983) や AM02 と同様な、等価順圧 β 平面チャンネルでの準地衡 PV モデルを用いて、eddy によるブロッキング持続性の強化を検証する。ただし、SAM に重要である渦の非対称性の効果を含めるために、極性に対して非対称な非線形方程式 (3) での実験を行った。初期のブロッキング解には、AM02 と同じモドン解が与えられており、そのモドンが静止する一定西風 U を与えている。ここで用いるパラメータは AM02 と同じものであり、すべての物理量は西風 U とチャンネルの南北幅 L_y で無次元化されている。チャンネルの大きさは南北に 21000 km (無次元で π)、東西に 42000 km (2π)

となっている。数値計算及び境界条件については、 x 方向について周期境界条件 (at $x = 0, 2\pi$), y 方向について剛体壁の境界条件 (at $y = 0, \pi$) を満たすように方程式 (3) の流線関数 ψ を以下の切断正規直交関数系

$$F_{A_l} = \cos(l y); \quad F_{Z_l^k} = e^{i k x} \sin(l y) \quad (7)$$

で展開している。ここで、 $k = 1, 2, \dots, K$, $l = 1, 2, \dots, L$ であり、切断波数は $K = 42$, $L = 42$ を採用している。積分のタイムステップは6分である。また、数値粘性 ν は $k = 42$, $l = 21$ で e-folding time が1日になるように取り、ブロッキングの線形安定性の指標となる Ekman 摩擦は $\lambda = 0.12$ [day⁻¹] で安定である (AM02)。

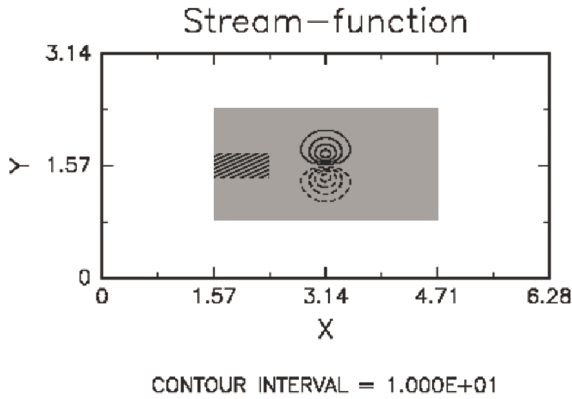


図5: 初期のブロッキング流線関数 (コンター; コンター間隔は0.1)。点線は負値を示す。ボックスはそれぞれ $x = [2\pi/3, 4\pi/3]$, $y = [15\pi/16, 17\pi/16]$ で指定される no-shift 実験での wavemaker の領域 (ステッチの長方形) と、 $x = [\pi/2, 3\pi/4]$, $y = [\pi/3, 2\pi/3]$ で指定される図6の trajectory 表示領域 (灰色シェードの長方形) を示す。

この実験では、eddy を作る wavemaker の位置を南北に変位させることによって、ストームトラックの変位に対するブロッキングの持続性を調査する。wavemaker は、ブロッキング (モドン) の 7875 km ($3\pi/4$) 上流を中心とする領域に

$$F = \tilde{F} \sin \left\{ \frac{\pi(x - x_0)}{\Delta x} \right\} \cos \left\{ \frac{4\pi(x - x_0)}{\Delta x} - \omega t \right\} \times \sin \left\{ \frac{\pi(y - y_0)}{\Delta y} \right\} \quad (8)$$

で与えられる。ここで、 $\tilde{F} = 1.10 \times 10^{-9} \text{ s}^{-2}$ (wavemaker 極大域で eddy 振幅は初期のブロッキング振

幅の 1/2 同程度) であり、 $\Delta x = \pi/2$, $\Delta y = \pi/8$ で eddy の直径が 2625 km, 周期 $\omega/2\pi$ が 5.6 日となる。wavemaker を置かない実験 (no-eddy 実験), wavemaker の中心をブロッキング中心と同じ緯度に置く実験 (no-shift 実験), そしてブロッキング中心から南に 1000 km 変位させた実験 (shift 実験) それぞれで、初期ブロッキングモドンの流線関数 ψ の絶対値が 0.1 以上の領域 (図5の一番外側のコンター内部) で、

$$q_{block} = N^{-1} \sum (q_S - q_N) \quad (9)$$

(N : 領域内の格子点数, q_S ; $\psi < -0.1$ 内部での PV, q_N ; $\psi > 0.1$ 内部での PV) として与えられる Total blocking PV (q_{block}) を用いてそれぞれのブロッキングの持続性、即ち PV の保持率を調査する。

40 日間の積分の結果、no-shift 実験において、ブロッキングと wavemaker によって作られる eddy の時間発展を解析したところ、モドン北/南側のブロッキング負/正 PV に向かって負/正 PV eddy (移動性高/低気圧) が吸収されていく様子が見られた (図6a)。この様子は shift 実験でも同様に見られた (図6b), ブロッキングによる同極性の eddy の選択的吸収が起こったことを示した。

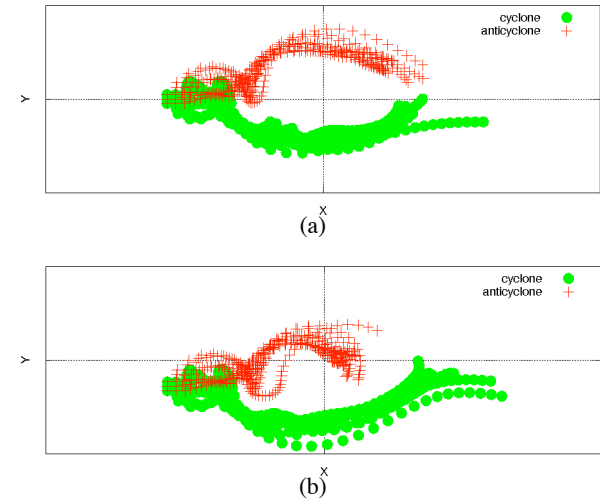


図6: (a) no-shift 実験, (b) shift 実験での高・低気圧 eddy の 10 日後までの trajectory. 高 (低) 気圧を trace するためにブロッキング上流の正 (負) PV 域に粒子を置いた。●印の緑粒子が正 PV (低気圧) 起源, +印の赤粒子が負 PV (高気圧) 起源の粒子である。

図7は、 q_{block} の時間変化を示している。もし wavemaker で作られた eddy がそのまま直進すれば、

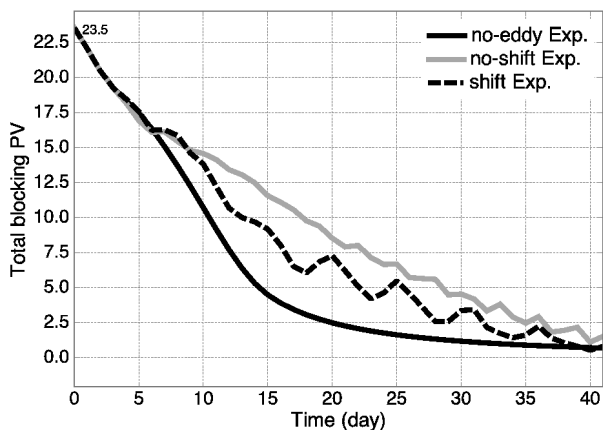


図 7: q_{block} の時間発展. Black line が no-eddy 実験, Grey line が no-shift 実験, Black dashed line が shift 実験の結果を示す. 横軸は時間 [day] である. 初期値の Total blocking PV の値は 23.5[無次元量] である.

no-eddy 実験と同じ結果になるが, eddy 高 (低) 気圧がブロッキング高 (低) 気圧に吸収されれば, no-eddy 実験よりも減衰が遅くなる. 結果は, no-shift 実験 (灰色線) 及び shift 実験 (黒点線) の両方で減衰が抑えられていることを示している. これは, ブロッキング高/低気圧が eddy 高/低気圧を併合していることを意味している. そして, no-shift 実験と shift 実験どちらの場合でも, q_{block} が eddy がブロッキングに到達する 5 日あたりから 40 日あたりまで no-eddy 実験の場合よりも大きいことから, wavemaker の変位によってブロッキング持続メカニズムが失われないことを示している. ここで注意すべきことは, (9) 式は $y = \pi/2$ を南北で q の符号を逆転させその和を計算しているのので, shift 実験で wavemaker から発生する高気圧性 eddies は帯状に東進する場合に q_{block} の値を減じることになる. そのため, それらの影響で shift 実験の q_{block} の値の変動が大きく, no-shift 実験よりも値が小さくなる. しかしながら, ブロッキング渦が効果的に同極性の eddies を引き寄せることによって, 高周波からの強制によってブロッキング強化のセンスを保っている.

なお, 図 7 で全体として減衰が大きいのは Ekman 摩擦が大きいためである. 残念ながら, これより小さい Ekman 摩擦は場の安定性が保証されないため, 採用することができない (AM02).

wavemaker の強さ \bar{F} や eddy の大きさを変えても, ブロッキングに到達する eddy の PV が十分に

大きければ, no-eddy 実験に対して no-shift, shift 実験の q_{block} の値が大きくなる (not shown). Arai (2002) は, 本研究と同様な非線形実験によるブロッキングの持続実験を行っているが, これでは no-eddy 実験の場合に比べて, wavemaker を置いた実験の方がブロッキングの PV 保持率が小さくなっている. これは, eddy の振幅が小さく (\bar{F}_1 が本研究の約 1/500), その効果がブロッキングに PV を補給するよりも形状を壊すセンスに働くため, SAM が有効に働かずに持続性が弱まったと考えられる.

結論として, AM02 が示した ESM に基づいた結果とは異なり, SAM ならば wavemaker の変位, eddy の大きさの変化によらず高周波 eddy からの feedback 効果を得ることができる.

5. まとめと今後の課題

ブロッキング持続メカニズムに関して, ESM に代わるメカニズムとしてブロッキング高気圧が移動性高気圧を吸収する選択的吸収メカニズム (SAM) を提唱する. SAM は, Shutts (1983) の線形化の際に無視されてしまった高・低気圧の非対称性の効果を考慮することで, より現実場に適用可能な理論となっていることが, 今回の 2 つの解析によって明らかになった.

今回提唱された SAM は, 以下の点で ESM よりも現実場と整合性のある理論であると考えられる; i) ESM はストームトラックにわずかな変位や, 傾圧渦の大きさの変化によってフィードバックの効果が損なわれてしまったが, SAM ならばブロッキング高気圧が移動性高気圧渦を引き寄せるので, ストームトラックの位置や, 傾圧渦の大きさ, ブロッキングへのぶつかり方に依らない. ii) Shutts (1983) や Haines and Marshall (1987), AM02 などでは, ESM を検証する際に双極子型のブロッキングを仮定していたが, SAM は Ω 型のような高気圧渦のみのブロッキングにも適用可能な理論である. iii) SAM は渦と渦の相互作用による高気圧渦の吸収を基にした持続メカニズムであるので, 吸収される高気圧渦として, 移動性高気圧だけでなく高気圧性の Rossby 渦にも適用できると考えられる. Nakamura et al. (1997) は, 大西洋のブロッキングの形成・持続には低周波の寄与が大きいことを示したが, 低周波として高気圧性 Rossby 渦を考えることで, このメカニズムを適用することができる. iv) Ω 型ブロッキングの発生に関連して, 渦と渦の相互作用メカニズムを定常リッジと移動性高気圧渦の相互作用によるブロッキング形成メカニ

ズムに適用できる可能性がある。これは、ブロッキングの極性に非対称性があること（つまり、ブロッキング低気圧は存在しないこと）や、ブロッキングの発生分布がストームトラックの下流の定常リッジ近傍に集中していることから推測される (d'Andrea et al. 1998; Barriopedro et al. 2006)。

上記の結果をふまえて今後の課題を以下にまとめる；i) データ解析の事例を増やすことで、SAMの実証性をより強化する。ii) 太平洋・大西洋の力学の違いをより詳細に調べる。その際に、傾圧だけでなく低緯度からの低PV大気の流入 (Rossby波によるものを含む) についても解析を行う。iii) 数値実験において、今回採用したモドン解以外の初期値 (Ω 型を含む) においても、SAMに基づいたブロッキングの持続機構を示すための実験を行う。iv) 持続メカニズムだけでなく、SAMに基づいたブロッキングの励起実験を行い、ストームトラック下流の定常リッジと移動性高 (低) 気圧との相互作用を調べる。v) SAMのエッセンスを端的に表す方程式系を導出する。

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中村 尚准教授 (東京大学院理学系研究科)、ならびに木本 昌秀教授 (東京大学気候システム研究センター)、余田 成男教授 (京都大学大学院理学研究科)、向川 均教授 (京都大学防災研究所) に感謝致します。また、木本教授、向川教授、余田教授から本研究について貴重なコメントを戴きました、この場をお借りして御礼申し上げます。

図の作成には地球流体電脳ライブラリ、GrADS、Mjograph を用いました。

参考文献

- Arai, M., 2002: On the role of synoptic disturbances in formation and maintenance of blocking flows. Ph.D. dissertation, Hokkaido University, 83pp.
- Arai, M. and H. Mukougawa, 2002: On the effectiveness of the eddy straining mechanism for the maintenance of blocking flows. *J. Meteor. Soc. Japan*, **80**, 1089-1102.
- Barriopedro, D. and R. Garcia, 2006: A climatology of Northern Hemisphere blocking. *J. Climate*, **19**, 1042-1063.
- Crum, F. X. and D. E. Stevens, 1988: A case study of atmospheric blocking using isentropic analysis. *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 223-241.
- d'Andrea, F., S. Tibaldi, and coauthors, 1998: Northern Hemisphere atmospheric blocking as simulated by 15 atmospheric general circulation models in the period 1979-1988. *Climate Dyn.*, **14**, 385-407.
- DeMaria, M., and J. C. L. Chan, 1984: Comments on "A numerical study of the interactions between two tropical cyclones". *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 1643-1645.
- Fujiwhara, S., 1923: On the growth and decay of vortical systems. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **49**, 74-104.
- Green, J. S. A., 1977: The weather during July 1976: Some dynamical considerations of the drought. *Weather*, **32**, 120-126.
- Haines, K. and J. C. Marshall, 1987: Eddy-forced coherent structures as a prototype of atmospheric blocking. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **113**, 681-704.
- Hoskins, B. J., M. E. McIntyre, and A. W. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential-vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 877-946.
- Illari, L. and J. C. Marshall, 1983: On the interpretation of eddy fluxes during a blocking episode. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 2232-2242.
- Kimoto, M., H. Mukougawa, and S. Yoden, 1992: Medium-range forecast skill variation and blocking transition: A case study. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 1616-1627.
- Maeda, S., C. Kobayashi, K. Takano, and T. Tsuyuki, 2000: Relationship between singular modes of blocking flow and high-frequency eddies. *J. Meteor. Soc. Japan*, **78**, 631-645.
- 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.
- Onogi, K., J. Tsutsui, and coauthors, 2007: The JRA-25 reanalysis. *J. Meteor. Soc. Japan*, **85**, 369-432.
- Shutts, G. J., 1983: The propagation of eddies in diffluent jet stream: Eddy forcing of 'blocking' flow fields. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **109**, 737-762.