

Piecewise Potential Vorticity Inversionを用いた 中緯度における台風9918号の衰弱・再発達過程に関する診断的解析

吉野 純・石川 裕彦・植田 洋匡

要旨

本研究では、中緯度帯に達した台風9918号の急激な減衰と再発達過程に関して、数値予報モデルPSU/NCAR MM5を用いた再現実験と、Piecewise Potential Vorticity Inversionによる診断的解析を行った。台風9918号の減衰期には、上層トラフと相互作用して、負渦位アノマリーからなるアウトフロー雲が形成され始めていた、それが台風の急激な減衰に作用していた。その後、高渦位アノマリーからなる上層トラフと衰弱した台風が鉛直にカップリングすることで再発達を遂げた。台風の再発達時には、負渦位アノマリーからなるアウトフロー雲は、上層のジェットストリークを形成する役割を果たし、一転して台風を発達させるように作用した。

キーワード: 台風, 中緯度トラフ, 温帯低気圧化, 数値予報, 渦位的診断

1. 研究背景

以前から、米国において、ハリケーン (Hurricane) の上陸の際に生じる変形や非対称構造に関して興味を持たれている (Powell et al., 1996; Powell and Houston, 1996; Powell and Houston, 1998; Farfan and Zehder, 2001)。ハリケーン上陸時には、陸面と海面による非一様な下部境界の影響を受けることで、その強度や進路に大きな変化をもたらす。しかし、一般的に、ハリケーンの温帯低気圧化は、陸上で生じるよりも、海上にて生じることの方が多いと言われている (Thorncroft and Jones, 2000)。そのため、海陸面と熱帯擾乱との相互作用だけでなく、中緯度システムと熱帯擾乱の相互作用についても解明が待たれる。ところが、熱帯低気圧 (tropical cyclone) が、温帯低気圧 (extratropical cyclone) へと変遷する力学に関しては、多くの未解決問題を抱えている。また、中緯度帯に達し偏西風の影響を受けた熱帯低気圧に対する、強度や進路の予報精度は未だに満足できるものではない。

そのような中で、近年になり、中緯度帯に達した台風やハリケーンの再発達過程 (reintensification)

に関して注目されつつある。熱帯低気圧が、温帯低気圧化 (extratropical transition) する際には、一般的に、その勢力は減衰傾向にある。しかし、中緯度帯に達した台風やハリケーンは、中緯度トラフやジェットの影響を受けることで、時として予期せぬ再発達を遂げることがある。近年になって、その複雑なメカニズムに関して、少しずつ理解されるようになってきた。

例えば、Bosart and Lackmann (1995) では、Hurricane David (1979) の上陸後の減衰と再発達に関して、客観解析データを用いた渦位的診断により議論している。ハリケーン David は、+70hPa/36時間の急減衰と -13hPa/24時間の再発達を経験した。David の再発達時には、上層で「対流圏界面の上昇 (tropopause lifting)」が生じていた。彼らは、非断熱加熱や暖気移流に伴い生じた圏界面上昇が、上層の弱いトラフを強化させた結果として、下層の残存台風 (remnant storm) と鉛直方向にカップリングしていたことを見出した。

また、Bosart et al. (2000) では、Hurricane Opal (1995) に見られた急激な再発達過程の環境場に関し

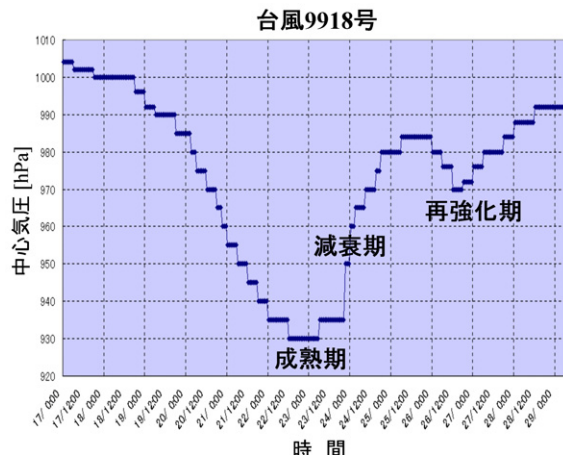


Fig. 1 : Time series of the sea-level central pressure of Typhoon Bart (1999).

て、GOES-8 衛星画像 (衛星風データ) や客観解析データを利用して調べている。再発達時において、対流圏上層の Opal の北部では、総観規模スケールのトラフに伴うジェットと相互作用することで強い発散場となっていた。彼らは、ジェットとトラフとハリケーンの三者間の相互作用により、中緯度帯におけるハリケーンの再発達過程を説明できると主張した。

Thorncroft and Jones (2000) では、傾圧不安定波動に見られるライフサイクルパターン (Thorncroft et al., 1993) を、ハリケーンの温帯低気圧化にも適用した。特に、Hurricane Felix (1995) と Hurricane Iris (1995) の温帯低気圧化過程に見られたライフサイクルパターンの違いを比較している。Hurricane Iris は、上層の高渦位空気を低気圧性に巻き込む様な温帯低気圧化過程 (トラフ軸は北西-南東方向に伸びる) をたどり、対称的に、Felix は、上層の高渦位を南北に引き延ばした様な温帯低気圧化過程 (トラフ軸は北東-南西方向に伸びる) をたどっていた。Thorncroft et al. (1993) で示されたように、温帯低気圧のライフサイクルパターンは、大まかに 2 種類に分けられる。それによると、低気圧性南北シアア帯では、東西に広がる深い閉塞的低気圧 (LC1) が発達し、南北シアアの無い様場では、南北に延びた比較的弱いカットオフ低気圧 (LC2) が卓越する。この事例に関して言えば、Iris は LC2 的であり、Felix は LC1 的な温帯低気圧化過程であったと言える。ハリケーンの再発達過程は LC2 的な Iris の方に見られた。しかし、LC1 的な Felix は停滞していた低気圧システムに吸収されて副次的低気圧となった。

Harr and Elsberry (2000) は、北西太平洋におけ

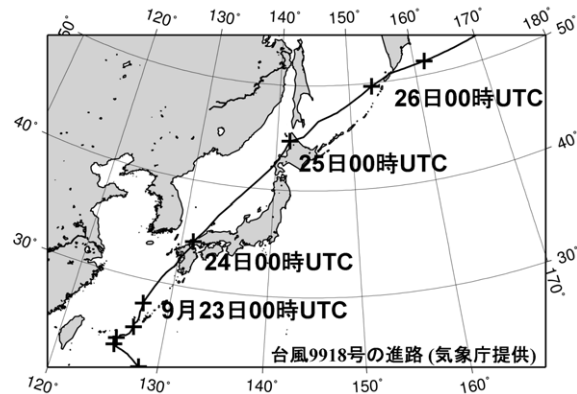


Fig. 2 : Track of Typhoon Bart (1999). Plus marks indicate typhoon central position every 24-hours.

る Typhoon David (1997) と Typhoon Opal (1997) の温帯低気圧化過程に関して、前線形成関数 (frontogenesis function) による診断解析 (Petterssen, 1956) を行っている。台風が中緯度に北進する際には、変形 (deformation) による前線形成が伴われた。再発達を遂げた David は、中緯度トラフとカップリングしやすいような環境場にあったのに対して、減衰し消滅した Opal は、トラフとのカップリングは生じず、個々に分離した状態となった。台風が北上する際に生じる前線形成のパターンが、台風とトラフの鉛直カップリング形成に強く影響することを示唆している。

また、ごく最近になって、台風やハリケーンの温帯低気圧化に関する数値実験 (McTaggart-Cowan et al. 2001; Ritchie and Elsberry, 2001; Kimball and Evans, 2002) が報告されている。

McTaggart-Cowan et al. (2001) では、Hurricane Earl (1998) の再強化過程に関して、メソスケールモデルを用いた数値実験を行っている。彼らは、モデルの初期条件を操作することで初期値問題に帰着させた感度実験を行っている。ハリケーンや中緯度トラフに伴う渦位アノマリーを取り除いた初期場に基づく数々の感度実験の結果、Earl の再強化に最も重要なのは、中緯度トラフの存在であることを示した。減衰したハリケーンが存在は、再発達過程に対して 2 次的な役割しか果たしていないことを示した。

Ritchie and Elsberry (2001) は、水平シアアの強さや南北の気温勾配・SST 勾配を操作することで、熱帯低気圧の温帯低気圧化に関する理想実験を行った。台風やハリケーンの温帯低気圧化時に見られる特徴的な雲の非対称構造や、乾燥領域について、

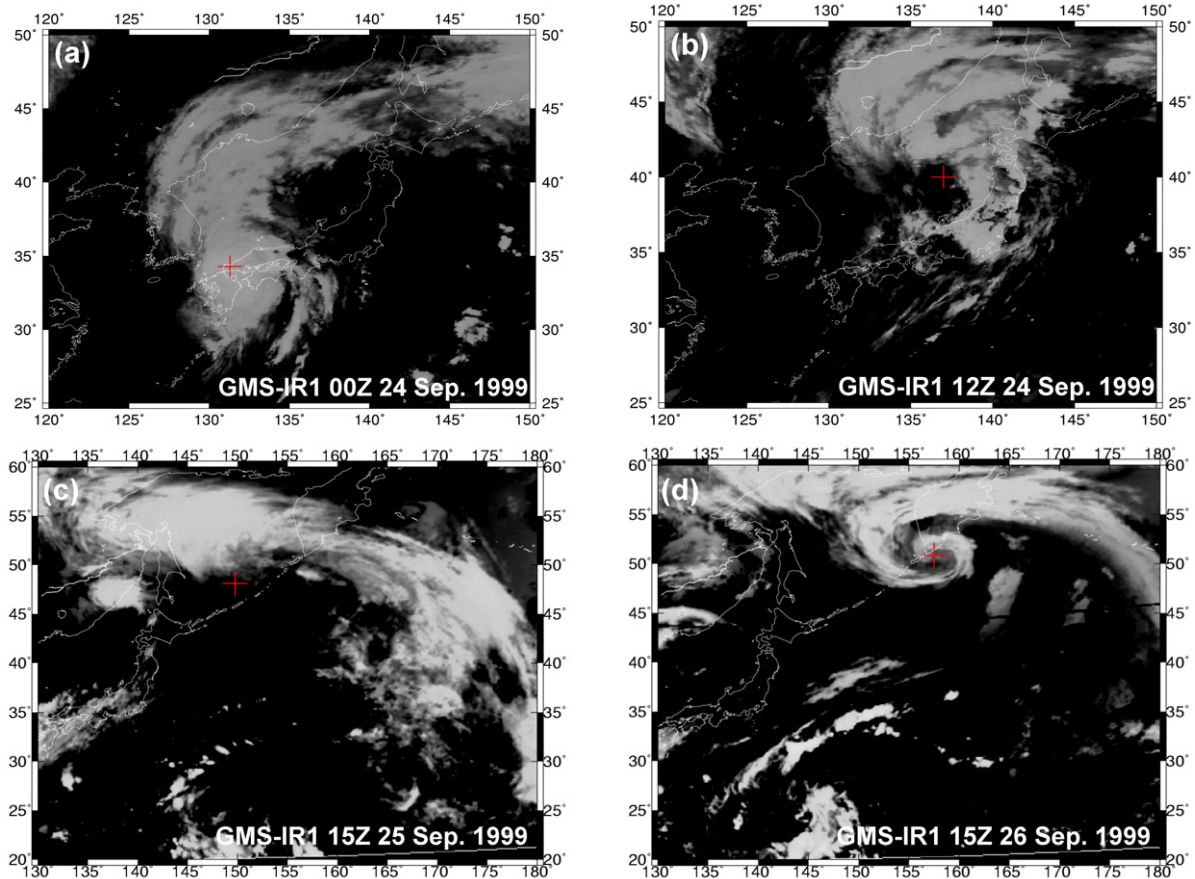


Fig. 3 : GMS-5 infrared satellite images around Bart at 0000UTC 24 September (mature stage (a)), 1200UTC 24 (dissipating stage (b)), 1500UTC 25 (weakest stage (c)), 1500UTC 26 (re-intensified stage (d)). Plus signs in figures show central position of Bart reported in the Japan Meteorological Agency best track.

数値実験で再現した。台風西側では、一般場と熱帯低気圧の間に生じた収束帯が中層に形成され、それに伴って、下層では下降流が卓越していた。その一般場との相互作用により生じた下降流が、擾乱内の温暖核 (warm core) の維持に寄与することを示した。

Kimball and Evans (2002) では、上層トラフの強さや高度を変えることによる感度実験を行い、ハリケーンと上層トラフとの相互作用の違いに関して比較している。ハリケーンが最も強く再発達するのは、上層トラフが強く (高渦位)、かつ、浅い (200hPa~300hPa に PV 最大値が位置する) 場合であったことを示した。上層トラフが深い場合には、トラフに伴うジェット鉛直シアがより強くなるために、ハリケーンの再発達環境としては好ましくないことを示唆している。

更に、世界各地で生じる熱帯低気圧の温帯低気圧化に関する統計的研究も行われている (Hanley et al. 2001; Sinclair, 2002)。彼らの統計解析の結果に共通して言えることは、熱帯低気圧の温帯低気圧化

の際には、上層トラフとアウトフロージェットの存在が、そのプロセスに少なからず影響を及ぼしているということである。

以上のように、熱帯低気圧の温帯低気圧化に関して、特に近年になって活発な議論が成されるようになった。これらの先行研究により、台風やハリケーンなどが中緯度帯で再発達する際には、「中緯度起源の上層トラフ」や「上層アウトフロージェット」や「一般場」や「下層の残存 warm core」間の複雑な相互作用が生じていることは理解されている。しかしながら、これらの複雑な相互作用を定量化できている研究は未だにない。

そこで、本研究では、急激な減衰と再発達を遂げた台風 9918 号 (Typhoon Bart) の再現実験をメソスケールモデルを用いて行い、更に、その再現場を用いて、Piecewise Potential Vorticity Inversion (Davis and Emanuel, 1991) を行うことで、起源のことなる渦位アノマリー間の複雑な相互作用について定量化を試みる。この解析手法は、温帯低気圧のサイクロジェネシス (cyclogenesis) に対する

強力な診断ツールとして知られている (Davis and Emanuel, 1991; Stoelinga, 1996 など)。

以下、2章では、ベストトラックデータや気象衛星ひまわり5号画像を用いた台風9918号の温帯低気圧化の概要を紹介する。第3章では、本研究で利用したメソスケールモデルの概要と設定を説明する。第4章では、本研究の解析手法である、Piecewise Potential Vorticity Inversion について説明する。第5章では、数値実験と解析の結果を示し、第6章で、本研究の結論と概要を述べる。

2. 台風9918号に関する概要

2.1 気象庁ベストトラック

台風9918号の進路図をFig. 1に示した。台風9918号は、1999年9月19日03時UTC頃に石垣島の南東海上で発生し、20日には宮古島の南海上へ進み、その後、次第に発達しながらゆっくりとした速度で北東へ進んだ。22日03時UTCには沖縄本島の南西の海上で大型で非常に強い勢力となった。台風は同島の西海上を北上して、次第に速度を上げながら東シナ海を北北東へ進み、23日21時UTC頃に中型で強い勢力で熊本県北部に上陸した。その後、九州北部を通り、24日00時UTC頃には勢力を維持したまま山口県宇部市付近を通過した。台風は中国地方西部を通過して日本海へ進み、24日17時UTC頃、中型で並の強さで北海道に再々上陸した。その後、25日03時UTC頃に網走沖で温帯低気圧 (気象庁の定義「最大風速17.2m/sを下回る」) に変わった。この低気圧はオホーツク海からカムチャッカ半島の東海上へ進み、更に北北東へと進んだ。

次に、台風9918号の中心気圧の変化をFig. 2に示した。台風9918号は、最盛期となる23日00時UTCには930hPaまで中心気圧が低下した。この時には、最大風速は45m/sで大型で非常に強い台風になった。その1日後の24日00時UTC頃になると急激に中心気圧が上昇し始めた。このとき、台風は日本列島に上陸中であった。25日00時UTCになると、中心気圧は更に上昇して980hPaにまで達した。約2日間 (23日00時~25日00時UTC) で、中心気圧は50hPa上昇した計算となる。この後、台風としての勢力は無くなったものの、中心気圧の再降下を見せる。減衰のピークから1日半後の26日12時UTCには970hPaまで降下した。およそ、約12時間で15hPaの気圧降下量となる。これは、Sanders and Gyakum (1980) により定義される「爆弾低気圧 (bomb)」に匹敵する気圧低下率

である。26日12時UTC頃の再発達のピークの後、台風は緩やかに衰弱しながら北北東へと進んだ。

この台風9918号の更に詳細な情報に関しては、吉野他 (2002) や Yoshino et al. (2003) を参照して頂きたい。

2.2 気象衛星ひまわり5号画像

Fig. 3a~dは、台風9918号のライフサイクル順に示した気象衛星ひまわり5号 (GMS-5 IR1) 画像である。

台風9918号は、最盛期には、顕著な同心円構造を示していた。台風が北進するに従って、台風の北側に停滞していた前線と結合しはじめた (Fig. 3a)。この24日00時UTC頃は、台風の中心気圧は序々に上昇しはじめたが、以前として同心円的な雲分布パターンを呈していた。台風9918号の北側には、北東に流されるアフトフロー雲が形成されていた。

更に台風が北東進し日本海に進むと (24日12時UTC頃)、台風の構造は急激に非軸対称的になる (Fig. 3b)。台風の北側のアウトフロー雲と台風に伴う雲との区別がつきにくくなり、台風の中心とその南側には雲の無い乾燥領域が広がっていることが見受けられる。

そして、台風が最も減衰した25日15時UTC頃 (Fig. 3c) には、台風に伴う雲は完全に北側に偏った分布パターンとなる。東西に一直線に伸びる雲バンドが特徴的である。台風の南側には、以前よりも広く乾燥領域が広がっている。

台風9918号の再発達期 (26日15時UTC頃; Fig. 3d) になると、その東西に伸びる雲バンドがスパイラル状に台風中心を取り巻くようになり、再度、軸対称的な構造を取り戻した。再発達の後、そのスパイラル雲は散逸し、台風9918号は弱い低気圧へと変遷していった。

以上のように、台風のライフサイクルにあわせて、台風に伴う雲分布も敏感に変化していたことが分かる。

3. 使用した数値予報モデルの概要と計算構成

本研究で使用した数値予報モデルは、ペンシルバニア州立大学 (Pennsylvania State University) と NCAR (National Center for Atmospheric Research) により開発された MM5 version 3 である。このモデルは、3次元完全圧縮非膨脹系のプリミティブ非静力学平衡モデルであり、地形準拠座標 (σ 座標) により構成される (Anthes and Warner, 1978)。MM5 に関する詳細は、Dudhia (1993) や

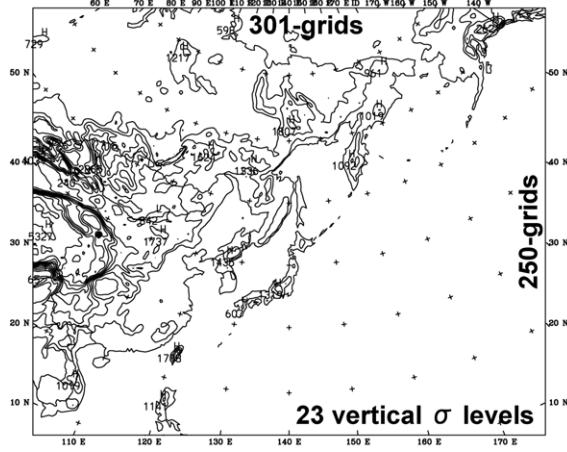


Fig. 4 : Area coverage for the model computational grids with terrain height distribution (contoured every 500-m).

Grell et al. (1993) を参照して頂きたい。

採用した水平格子間隔は 30km で、日本列島を中心とした南北に約 7500km (計 250 格子)、東西に約 9000km (計 301 格子) のドメインを計算領域とした (Fig. 4 を参照)。鉛直方向には 23 σ レベルをとった (参照気圧レベル 1000hPa から 100hPa の間)。台風の数値実験としては比較的粗い解像度であるが、台風 9918 号が中緯度帯に達した後に再現実験を開始しているため、その内部構造・強度を再現するには十分な解像度である。数値実験に使用された初期値境界値条件に関しては、NCEP-FNL ($1^\circ \times 1^\circ$ 格子) 全球客観解析値を使用した (NCEP Global Forecast の第一推定値に使用されている)。また、海面温度には NCEP-NOAA Optimal Interpolating Reynolds SST ($1^\circ \times 1^\circ$ 格子) を積分期間中一定値として与えた。積分期間は、1999 年 9 月 23 日 00 時 UTC から 28 日 00 時 UTC の計 5 日間である。この積分期間内に、台風 9918 号は東シナ海からオホーツク海へと進んだ。タイムステップは $\Delta t = 90$ 秒とした。

数値実験に使用された、雲の微物理過程スキームには、水蒸気・雲水・雨水・氷水・雪水混合比を予報する Reisner mixed phase scheme (Reisner et al., 1996) を選択した。積雲対流スキームには、Grell cumulus convective scheme (Grell, 1994) を併用した。大気境界層過程に関しては、High-resolution Blackadar PBL scheme (Blackadar, 1979) を採用した。放射スキームには、Cloud longwave-/shortwave-radiation scheme を使用した (Dudhia, 1989)。

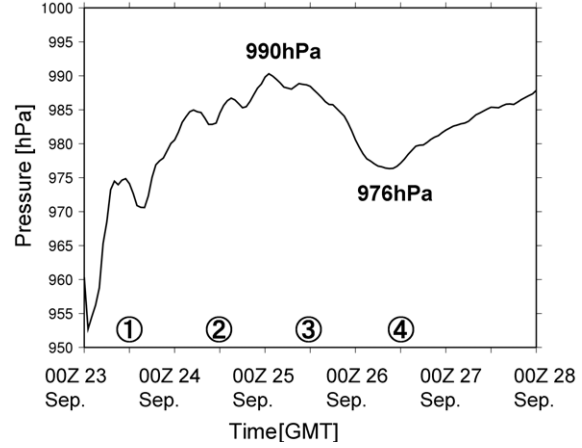


Fig. 5 : Time series of model-simulated typhoon central pressure minima during 0000UTC 23–0000UTC 28.

4. Piecewise PV Inversion 解析について

4.1 Quasigeostrophic PV inversion について

はじめに、議論の簡便化のために準地衡風理論から説明する。準地衡風偽渦位 (quasi-geostrophic potential vorticity、以下、QGPV) では、可逆性原理 (invertibility principal) が線形関係にあるので、エルテル渦位 (Ertel's Potential Vorticity、以下、EPV) と比較して議論は非常に簡単である。ここで、QGPV は次のように定義される。

$$q = \nabla^2 \Psi + f_0 + \beta(y - y_0) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) \quad (1)$$

あるいは、

$$q = \frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi + f_0 + \beta(y - y_0) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0}{N^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) \quad (2)$$

そして、地衡風関係から、

$$\nabla^2 \Psi = \frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi \quad (3)$$

ここで、 q は QGPV、 Ψ は地衡風流線関数 ($u_g = -\partial \Psi / \partial y$, $v_g = \partial \Psi / \partial x$) であり、 Φ はジオポテンシャル、 N はブラント-バイサラ振動数であり、 β 平面上 ($\beta \equiv df/dy|_{y=y_0}$) を考えている。式 (1) や式 (2) の右辺は、相対渦度 (第 1 項目) と惑星渦度 (第 2,3 項目) とストレッチング渦度 (第 4 項目) から成る。QGPV q の保存は、地衡風関係にあり、ロス

ビー数 (Rossby's Number Ro) が $Ro \ll O(1)$ で、非断熱加熱と摩擦が無いときに成り立つ。

ここで、適当な時間平均値 $\bar{q}$ からの偏差 $q' = \sum q_n$ に分離することで、個々の渦位偏差 q_n により励起される地衡風流線関数偏差 Ψ_n とジオポテンシャル偏差 Φ_n を、以下のように導くことができる (式 (1) や式 (2) の線形性より)。

$$q_n = \nabla^2 \Psi_n + f_0 + \beta(y - y_0) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \Psi_n}{\partial z} \right) \quad (4)$$

ここで、

$$\begin{aligned} q &= \bar{q} + \sum_{n=1}^N q_n \\ \Psi &= \bar{\Psi} + \sum_{n=1}^N \Psi_n \\ \Phi &= \bar{\Phi} + \sum_{n=1}^N \Phi_n \\ n &= 1, \dots, N \end{aligned} \quad (5)$$

QGPV inversion は、その線形性から非常に解釈に適した診断ツールである。しかしながら、ロスビー数 Ro による制限 (すなわち、総観規模スケール以上の空間スケールを持つ大気現象にしか適用できない) があるため台風やポーラーロウや局地的擾乱といったメソスケール現象に適用するには量的には問題がある (定性的には O.K. という報告もある Kuo et al., 1991)。QGPV inversion に関しては、『PV thinking』に基づいた初期の研究で詳しく紹介されている (Hoskins et al., 1985 ; Robinson, 1989)。

4.2 Ertel's PV inversion について

エルテルの渦位 (EPV) の場合には、より現実に近い大気場を反映しているために (省略項が少ない)、QGPV と比較して複雑な基礎方程式系からなる。EPV inversion では、地衡風近似ではなく、バランス風近似で表現される必要がある。バランス風近似は、発散方程式における発散 $D(\equiv \partial u/\partial x + \partial v/\partial y)$ と鉛直流 ω を含む項をスケールアナリシスにより消去することで得られる関係式である。

$$\nabla^2 \Phi = \nabla \cdot f \nabla \Psi + 2 \left[\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial y} \right)^2 \right] \quad (6)$$

ここで、 Ψ はバランス風流線関数 ($u_\Psi = -\partial \Psi/\partial y$, $v_\Psi = \partial \Psi/\partial x$)、 Φ はジオポテンシャルである。このバランス風近似関係 (balance approximation) は、現実大気において非常に精度のよい近似であることが先行研究によって指摘されている (Charney, 1962 ; Gent and McWilliams, 1983 ; McIntyre et al., 1992)。ただし、発散が小さく、且つ、Froude 数 Fr が小さい条件が満たされないと近似精度は悪くなる。先行研究によると、これらの条件さえ満たされていれば、スケールに依存せず (Ro に関係なく) 量的な議論が可能であることが指摘されている (McWilliams, 1985)。

次に、この式 (6) のバランス関係には 2 変数 (Ψ, Φ) が含まれている。そのため、解を得るためには、以下の EPV q の定義式に対して、

$$q = -\frac{g\kappa\pi}{p} \left[\left(f + \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \frac{\partial \theta}{\partial \pi} - \frac{\partial v}{\partial \pi} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial \pi} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right] \quad (7)$$

この式、「水平風速が非発散風 (rotational wind) で近似できる」と「静力学平衡 $\partial \Phi/\partial \pi = -\theta$ を満たす」という仮定を施すことにより、以下のような Ψ と Φ だけからなる EPV 方程式を得る必要がある。

$$q = \frac{g\kappa\pi}{p} \left[(f + \nabla^2 \Psi) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \pi} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \pi \partial x} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \pi \partial x} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \pi \partial y} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \pi \partial y} \right] \quad (8)$$

ここで、 $\kappa = R_d/c_p$ 、 p は全気圧、 π はエクスター関数 ($= c_p(p/p_0)^\kappa$) である。以上の、バランス風関係式 (6) と Ertel 渦位方程式 (8) の二つの方程式には、 Ψ と Φ の二つの未知数が含まれているので、任意の q を与えて連立させることで解を得ることができる。これらの方程式は、2 階微分演算子からなる楕円型偏微分方程式なので、適当な境界条件を与えることで、Successive OverRelaxation 法 (SOR 法) により解くことができる (詳しくは、戸川, 1981)。SOR 法とは、反復法あるいは逐次近似法とも呼ばれ、多数の連立方程式を効率よく解くための数値解法技術の一つである (詳しくは付録 A を参照のこと)。例えば、 $100 \times 100 \times 10$ の格子点数を持つ数値モデルの結果を用いて、上記の連立方程式系を解くとなると、計 2×10^5 元の連立方程式となってしまう (巨大なメモリーと CPU が必要となる)。このような巨大な連立方程式を Gauss-Sidel 法などで解くのでは非効率的であり現実的ではないので、SOR

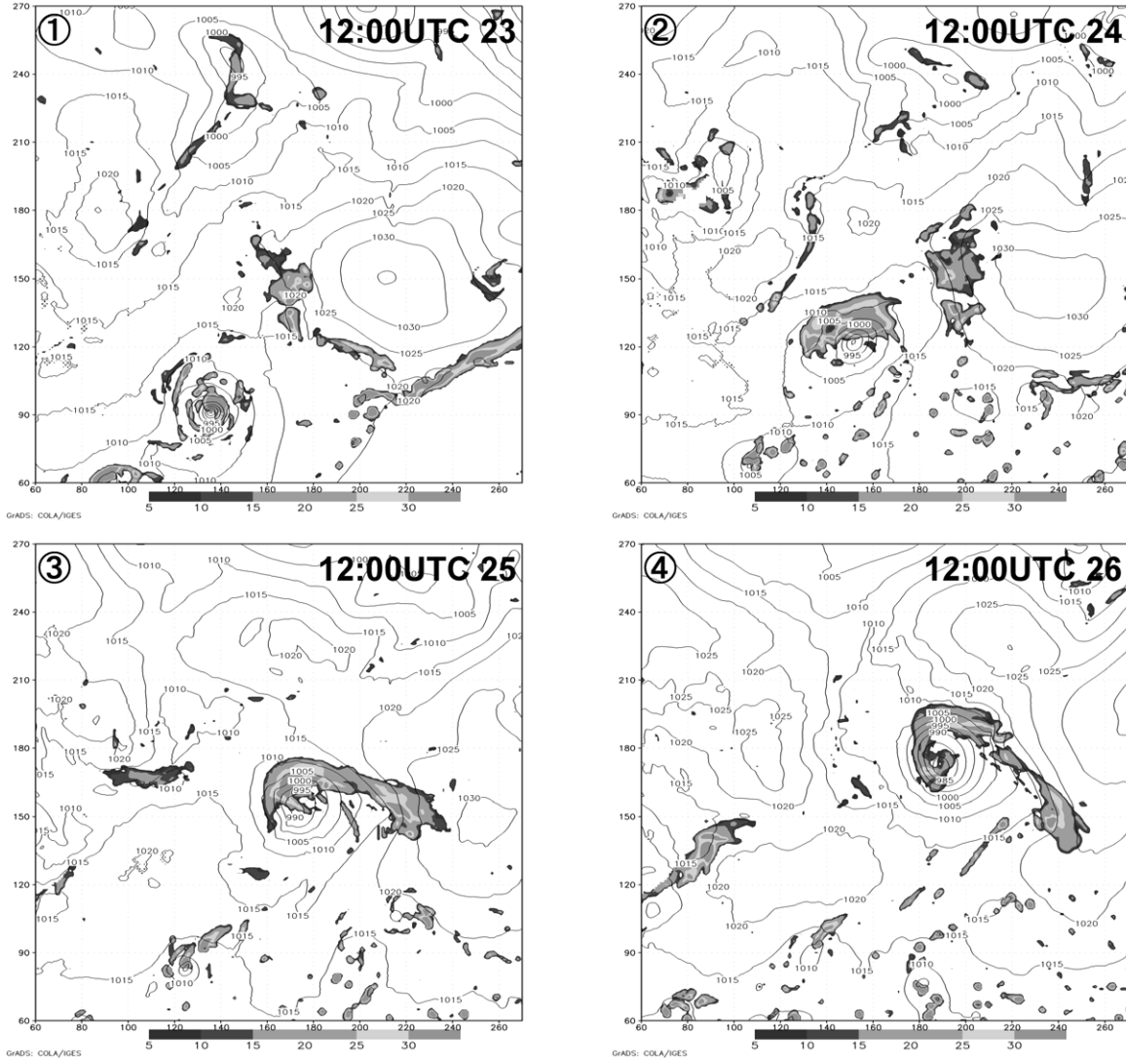


Fig. 6 : 800-hPa model-simulated radar reflectivity (shaded) and sea-surface pressure (contoured every 5-hPa) distributions at 1200UTC 23 September (mature stage (a)), 1200UTC 24 (dissipating stage (b)), 1200UTC 25 (weakest stage (c)), 1200UTC 26 (re-intensified stage (d)).

法などといった真の解にちょっとずつ近づけるような計算手法で収束近似解を得る (Gauss-Sidel 法とは異なり、ある程度の誤差を含む)。

線形の 2 階偏微分方程式に対しては、SOR 法は必ず収束解を得ることができることが理論的に証明されている。しかしながら、EPV inversion 方程式系 (6)(8) は、非線形項から成り立っているため、繰り返し計算により有意な解に収束する保証はない。実際のところ、適当な第一推定値 (例えば、 $\Phi = 0$, $\Psi = 0$) として繰り返し計算をはじめても、ほとんどの場合、安定した収束解を得ることができない。そこで、上述した準地衡風渦位 (1) や (2) と地衡風関係 (3) により、 Ψ と Φ に対する第一推定値を作成し、そこからの繰り返し計算をはじめ (この処理により、大抵の場合は安定した解を得られる)。

式 (6) と式 (8) を解くためには、適当な境界条件を与える必要がある。本研究では、上部・下部境界条件には、以下のようなノイマン境界 (静力学平衡より) を、

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \pi} = f_0 \frac{\partial \Psi}{\partial \pi} = -\theta, \quad (\pi = \pi_0; \pi = \pi_T) \quad (9)$$

また、 Ψ に対する側面境界条件には、以下で定義されるディリクレ境界を、

$$\frac{\partial \Psi}{\partial s} = -\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} + \frac{\oint \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} dl}{\oint dl} \quad (10)$$

与える。ここで、 $\mathbf{V}$ は観測された 2 次元水平風、 $\mathbf{n}$ は外向きの単位ベクトル、 s は側面境界に平行な空

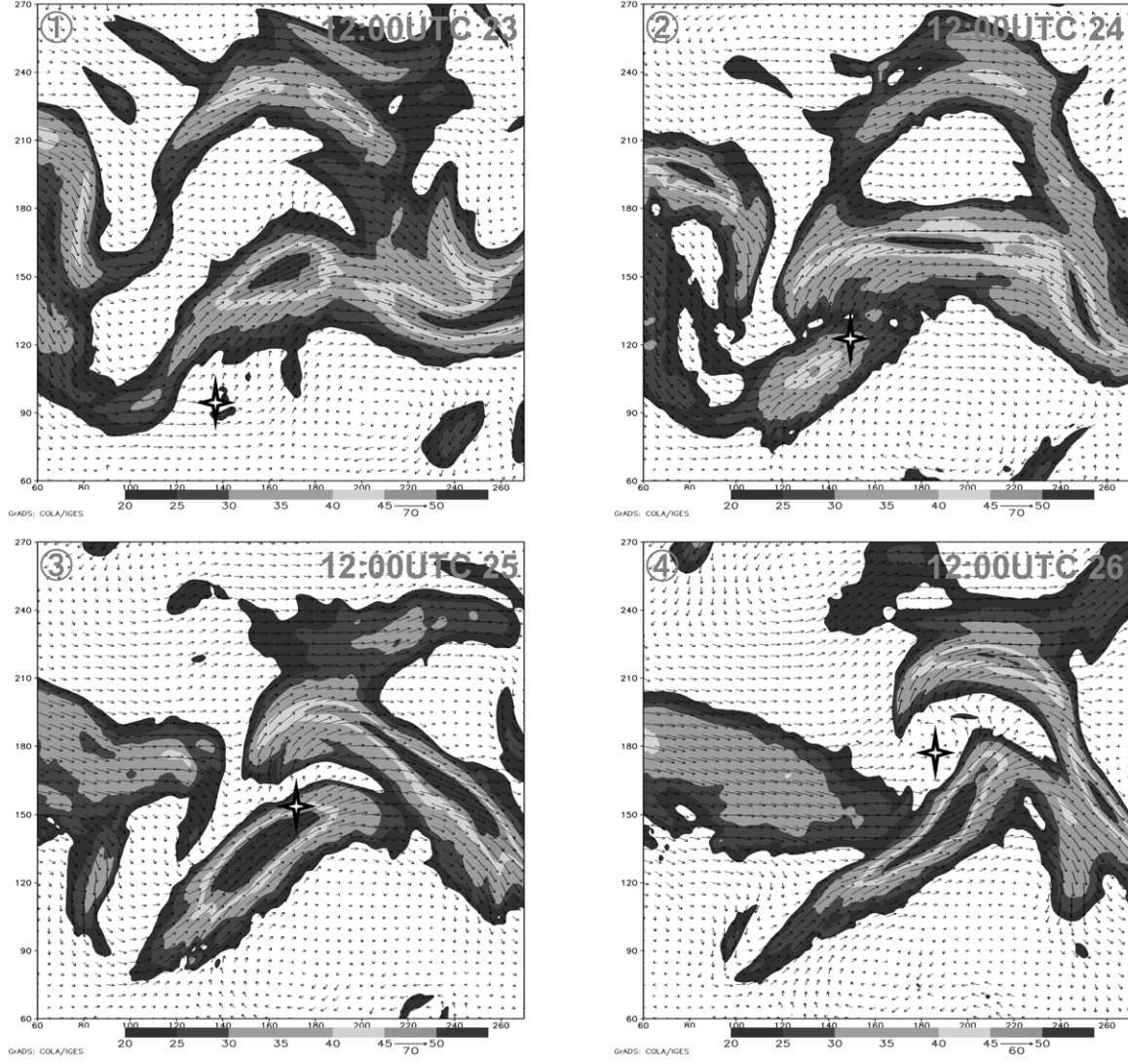


Fig. 7 : 250-hPa wind isotach (shaded over 20 m/s) and wind vectors at 1200UTC 23 September (mature stage (a)), 1200UTC 24 (dissipating stage (b)), 1200UTC 25 (weakest stage (c)), 1200UTC 26 (re-intensified stage (d)). Plus signs in figures show surface center of simulated Bart.

間ベクトル (反時計回りに正)、式 (10) の右辺の第 2 項目は積分の際に生じる正味の発散量を取り除くために必要である。 Φ に対する側面境界条件は、観測値をそのままディリクレ境界条件として与えた。

実際に式 (6) と式 (8) を解く際には、個別に解かれるのではなく、無次元化した式 (6) と無次元化し

た式 (8) の和による、

$$\begin{aligned}
 \left(f + \frac{\partial^2 \Phi^{(n)}}{\partial \pi^2} \right) \nabla^2 \Psi^{(n+1)} = & \\
 q - f \frac{\partial^2 \Phi^{(n)}}{\partial \pi^2} + \nabla^2 \Phi^{(n)} - \nabla f \cdot \nabla \Psi^{(n)} & \\
 - 2 \frac{\partial^2 \Psi^{(n)}}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \Psi^{(n)}}{\partial y^2} + 2 \left(\frac{\partial^2 \Psi^{(n)}}{\partial x \partial y} \right)^2 & \\
 + \frac{\partial^2 \Psi^{(n)}}{\partial x \partial \pi} \frac{\partial^2 \Phi^{(n)}}{\partial x \partial \pi} + \frac{\partial^2 \Psi^{(n)}}{\partial y \partial \pi} \frac{\partial^2 \Phi^{(n)}}{\partial y \partial \pi} & \quad (11)
 \end{aligned}$$

と、無次元化した式 (6) と無次元化した式 (8) の

差による、

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Phi^{(n+1)} + \left(f + \nabla^2 \Psi^{(n+1)} \right) \frac{\partial^2 \Phi^{(n+1)}}{\partial \pi^2} = \\ q + f \nabla^2 \Psi^{(n+1)} + \nabla f \cdot \nabla \Psi^{(n+1)} \\ + 2 \frac{\partial^2 \Psi^{(n+1)}}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \Psi^{(n+1)}}{\partial y^2} - 2 \left(\frac{\partial^2 \Psi^{(n+1)}}{\partial x \partial y} \right)^2 \\ + \frac{\partial^2 \Psi^{(n+1)}}{\partial x \partial \pi} \frac{\partial^2 \Phi^{(n)}}{\partial x \partial \pi} + \frac{\partial^2 \Psi^{(n+1)}}{\partial y \partial \pi} \frac{\partial^2 \Phi^{(n)}}{\partial y \partial \pi} \end{aligned} \quad (12)$$

を連立して解くことで解を得る。ここで、 Ψ と Φ と q は無次元化されていることに注意が必要である。また、 (n) は繰り返し計算の回数を示す。式 (11) は Ψ に関する 2 次元ポワソン方程式であり、式 (12) は Φ に関する 3 次元楕円型方程式である。

4.3 Piecewise PV inversion について

上述した通り、QGPV inversion では、式 (1) と式 (3) の線形性より、任意に分離した QGPV アノマリー q_n に対して Φ_n と Ψ_n を求めることができる。すなわち、解の足し合わせが自由に行えるという利点がある。しかしながら、EPV inversion では、式 (6) と式 (8) の非線形性より、任意に q_n を分離して Φ_n と Ψ_n を得ることに意味を成さない。

ここでは、式 (6) と式 (8) に対して線形化の処理を施すことで、解の足し合わせが可能な方程式系へと変形させる。そして、任意の渦位場の分離を行い、その分離された q_n により励起される、流線関数偏差 Ψ_n とジオポテンシャル偏差 Φ_n を得るための Piecewise PV inversion (PPV inversion) 方程式系を導く。

まず、式 (6) と式 (8) の線形化に先立ち、以下のような単純化した非線形方程式システムに対して、線形化の処理を施す。

$$q(t) = A(t)B(t) \quad (13)$$

これらの変数は時間 t だけに依存するとする。この式に対して、

$$\begin{aligned} q(t) &= \bar{q} + q'(t) = \bar{q} + \sum_{n=1}^N q_n \\ A(t) &= \bar{A} + A'(t) = \bar{A} + \sum_{n=1}^N A_n \\ B(t) &= \bar{B} + B'(t) = \bar{B} + \sum_{n=1}^N B_n \\ n &= 1, \dots, N \end{aligned} \quad (14)$$

と平均場 (バー) とその偏差 (ダッシュ) とに分けることで、式 (13) は以下のように変形される。こ

で未知数は個々の n に関する A_n と B_n であり、 A と $\bar{A}$ と A' 、 B と $\bar{B}$ と B' は既知である。

$$q'(t) = \bar{A}B'(t) + \bar{B}A'(t) + A'(t)B'(t) \quad (15)$$

この式は、以下のようにも書き換えられる。

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N q_n &= \bar{A} \sum_{n=1}^N B_n + \bar{B} \sum_{n=1}^N A_n + \\ &+ (A_1 + A_2 + \dots + A_{N-1} + A_N) \\ &\times (B_1 + B_2 + \dots + B_{N-1} + B_N) \end{aligned} \quad (16)$$

この式の右辺最終項を如何にして任意の n に対して分離するかが問題である。任意の q_n に対して以下の二つの極端な分離の仕方を考える。

$$\begin{aligned} q_n &= \bar{A}B_n + \bar{B}A_n + A_nB' \\ &= \bar{A}B_n + BA_n \end{aligned} \quad (17)$$

あるいは、

$$\begin{aligned} q_n &= \bar{A}B_n + \bar{B}A_n + B_nA' \\ &= AB_n + \bar{B}A_n \end{aligned} \quad (18)$$

これらはいずれも線形となっていることが分かる。よって、極端な両者の平均を取ることで、

$$\begin{aligned} q_n &= \left(\bar{A} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N A_n \right) B_n + \left(\bar{B} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N B_n \right) A_n \\ &= \left(\bar{A} + \frac{1}{2} A' \right) B_n + \left(\bar{B} + \frac{1}{2} B' \right) A_n \end{aligned} \quad (19)$$

となる。これは線形方程式であり、任意の解の足し合わせが可能である。このような処理に従って、非線形のバランス風方程式 (6) と Ertel 渦位方程式 (8) に対して線形化処理を施すと以下のようにあわせる。

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Phi_n &= \nabla \cdot (f \nabla \Psi_n) + \\ &2 \left(\frac{\partial^2 \Psi_*}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \Psi_n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi_*}{\partial y^2} \frac{\partial^2 \Psi_n}{\partial x^2} - 2 \frac{\partial^2 \Psi_*}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \Psi_n}{\partial x \partial y} \right) \end{aligned} \quad (20)$$

と、

$$\begin{aligned} q_n &= \frac{g\kappa\pi}{p} \left[(f + \nabla \Psi_*) \frac{\partial^2 \Phi_n}{\partial \pi^2} + \frac{\partial^2 \Phi_*}{\partial \pi^2} \nabla^2 \Psi_n \right. \\ &- \left(\frac{\partial^2 \Psi_*}{\partial x \partial \pi} \frac{\partial^2 \Phi_n}{\partial x \partial \pi} + \frac{\partial^2 \Phi_*}{\partial x \partial \pi} \frac{\partial^2 \Psi_n}{\partial x \partial \pi} \right) \\ &- \left. \left(\frac{\partial^2 \Psi_*}{\partial y \partial \pi} \frac{\partial^2 \Phi_n}{\partial y \partial \pi} + \frac{\partial^2 \Phi_*}{\partial y \partial \pi} \frac{\partial^2 \Psi_n}{\partial y \partial \pi} \right) \right] \end{aligned} \quad (21)$$

となる。ここで $[\]^* = \overline{[\]} + 1/2[\]'$ であり既知数である。式 (20) と式 (21) はいずれも線形方程式であるため、解の足し合わせが可能であり、任意の q_n に対しての Ψ_n と Φ_n を求めることができる。解法に関しては、前章の EPV inversion のそれに従う。

ただし、上部境界条件と下部境界条件に対しては、EPV inversion と同じように、

$$\frac{\partial \Phi_n}{\partial \pi} = f_0 \frac{\partial \Psi_n}{\partial \pi} = -\theta_n, \quad (\pi = \pi_0; \pi = \pi_T) \quad (22)$$

となる。 θ_n は平均温位場 $\bar{\theta}$ からの温位偏差であり、式 (22) も同様に線形方程式からなるので、足し合わせが可能である。 Ψ と Φ に関する側面境界条件については、EPV inversion のそれと比較すると簡単にはゆかない。なぜなら、境界における個々の Ψ_n と Φ_n を、あらかじめ定義してディレクレ境界とすることは不可能であるからである。PPV inversion では、対象とする現象から遠く離れた場所に Homogeneous 側面境界条件 ($\nabla \Psi = (1, 1)$ 、 $\nabla \Phi = (1, 1)$) とすることで対応する。

本研究では、線形化バランス風方程式 (20) と線形化 Ertel 渦位方程式 (21) とを任意の q_n に関して解くために、以下のような計 5 種類の渦位アノマリー q_n に分離した。

- 1) 成層圏起源の乾燥した正渦位アノマリー Qd
- 2) 対流圏起源の湿った正渦位アノマリー Qh
- 3) 境界層内の傾圧性に伴う温位アノマリー Q θ
- 4) 凝結に伴う負渦位アノマリー Qn
- 5) 残差の渦位アノマリー Qr

ここでアノマリーを導くための平均場 $\bar{q}$ 、 $\bar{\Psi}$ 、 $\bar{\Phi}$ は、適当な時間平均から導かれる。過去の大半の研究では、擾乱が一波長進むのに必要な時間 (おおよそ 5 日から 7 日) を平均値として採用した。本研究では、1999 年 9 月 23 日 00 時 UTC から 9 月 28 日 00 時 UTC の 5 日間平均値を、 q 、 Ψ 、 Φ のそれぞれの平均場とした。

4.4 Balance Omega Equation inversion について

EPV inversion で得られる風の場合は、非発散 $\chi \sim 0$ の回転風 Ψ (rotational wind) だけであった。現実大気においては、おおよそ、 $\chi \ll \Psi$ が成り立っているため、EPV inversion により得られた場は極めて現実的である。しかしながら、低気圧中心付近においては、対流圏下層で収束、対流圏上層で発散しており、場合によっては、 $\chi \sim \Psi$ となることも

ある。

ここでは、回転風 Ψ に加えて、発散風 χ と鉛直流 ω を、balance omega equation inversion (以下、BOMG inversion) 方程式系により導き出す (Davis and Emanuel, 1991)。はじめに、バランス風方程式 (6) と Ertel 渦位方程式 (8) の両辺を時間微分すると、以下のように、

$$\nabla^2 \Phi_t = \nabla \cdot (f \nabla \Psi_t) + 2 \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \Psi_t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \frac{\partial^2 \Psi_t}{\partial x^2} - 2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \Psi_t}{\partial x \partial y} \right) \quad (23)$$

と、

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} = \frac{g\kappa\pi}{p} & \left[(f + \nabla \Psi) \frac{\partial^2 \Phi_t}{\partial \pi^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \pi^2} \nabla^2 \Psi_t \right. \\ & - \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial \pi} \frac{\partial^2 \Phi_t}{\partial x \partial \pi} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial \pi} \frac{\partial^2 \Psi_t}{\partial x \partial \pi} \right) \\ & \left. - \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y \partial \pi} \frac{\partial^2 \Phi_t}{\partial y \partial \pi} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y \partial \pi} \frac{\partial^2 \Psi_t}{\partial y \partial \pi} \right) \right] \quad (24) \end{aligned}$$

に変形できる。ここで、添え字の t は、それぞれ $\Phi_t = \partial \Phi / \partial t$ 、 $\Psi_t = \partial \Psi / \partial t$ を表す。 Φ と Ψ は、EPV inversion により既に既知となっているので、この方程式は線形である。また、EPV の時間発展に関しては、次のように表せる。

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\mathbf{V}_h \cdot \nabla q - \omega \frac{\partial q}{\partial \pi} + \frac{g\kappa\pi}{p} \left[\vec{\eta} \cdot \nabla \left(\frac{d\theta}{dt} \right) \right] \quad (25)$$

ここで、 $\omega \equiv \frac{d\pi}{dt}$ 、 $\mathbf{V}_h = \mathbf{V}_\Psi + \mathbf{V}_\chi$ である。 $\vec{\eta}$ は絶対渦度ベクトルである。右辺最終項の非断熱加熱項は、イクスプリシットな凝結の潜熱解放のみを扱っている。この非断熱加熱の効果に関しては、以下の様な Kasahara (1961) の方法を使用した。本研究では、摩擦の効果を見逃している (なぜなら、数値実験により得られた EPV q の場には、摩擦の効果が既に含まれているからである)。

$$Q = c_p \frac{T}{\theta} \frac{d\theta}{dt} = -L \frac{dq_s}{dt} \sim -L\omega \frac{\partial q_s}{\partial p} \quad (26)$$

$$q > q_s \quad \text{and} \quad \omega < 0$$

ここで Q は非断熱加熱率、 c_p は定圧比熱、 T は気温、 θ は温位、 q_s は飽和比湿である。ここでは、 $\omega \equiv dp/dt$ とした。相対湿度 80 % 以上で且つ上昇流が卓越しているところ ($\omega < 0$) で、非断熱加熱が生じるように制御されている。

バランス風力学において、上昇流 ω や発散風 χ の存在は、準地衡風理論 (QGOMG equation) のよ

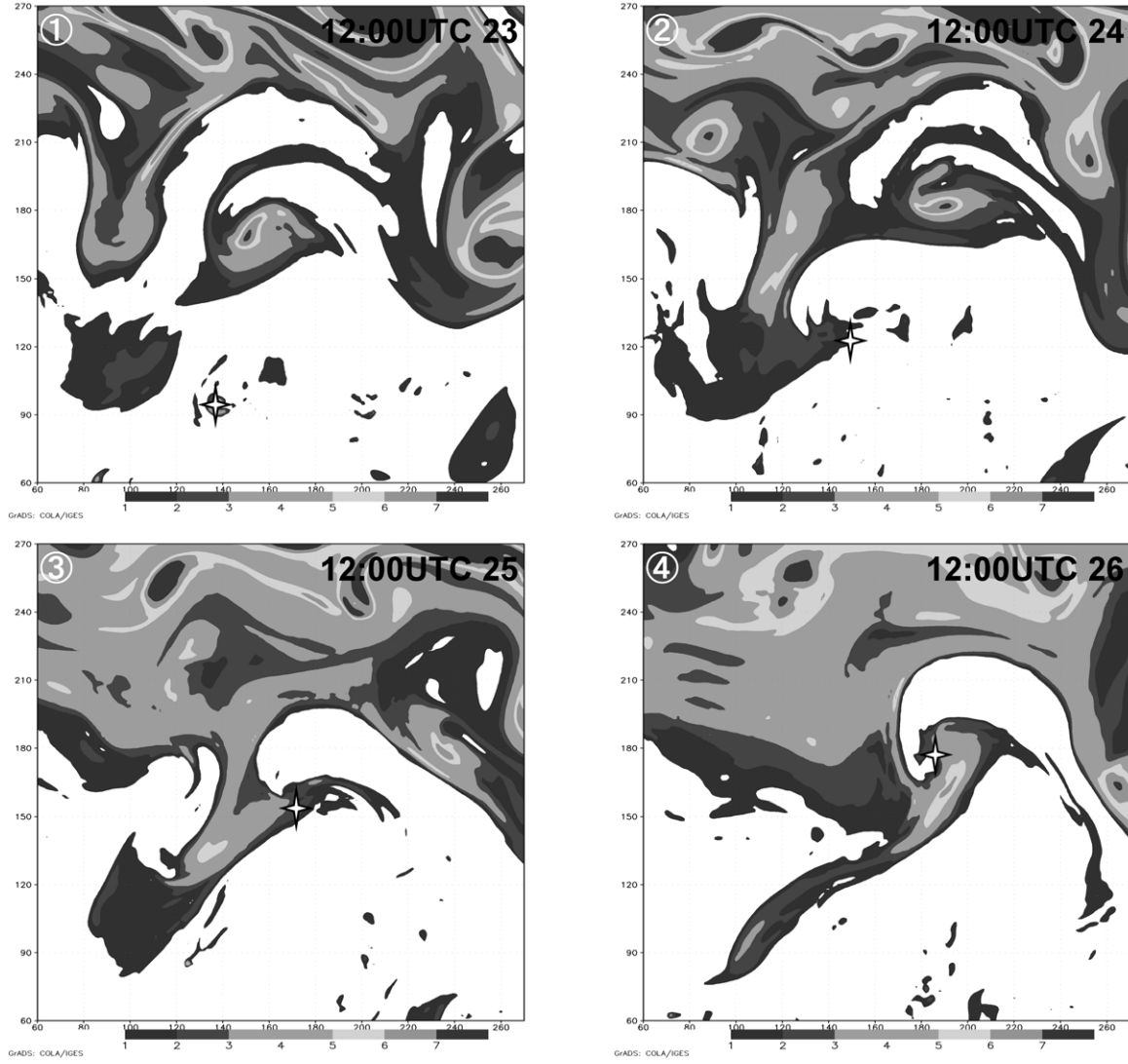


Fig. 8 : 250-hPa Ertel's potential vorticity distributions at 1200UTC 23 September (mature stage (a)), 1200UTC 24 (dissipating stage (b)), 1200UTC 25 (weakest stage (c)), 1200UTC 26 (re-intensified stage (d)). Plus signs in figures show surface central position of simulated Bart.

うに準地衡風渦位の地衡風移流だけで説明できるほど単純ではない。この場合、バランス風 $\mathbf{V}_\Psi$ による EPV の移流では不十分であり、バランス風 $\mathbf{V}_\Psi$ に加えて非発散風 $\mathbf{V}_\chi$ も考慮したトータル風 $\mathbf{V}_h$ ($\equiv \mathbf{V}_\Psi + \mathbf{V}_\chi$) によって EPV を移流させるべきである。上昇流 ω を導くために、Iversen and Nordeng (1984) による、BOMG equation を繰り返し法により解く。しかしながら、 χ は既知の量ではないので、後述の質量保存則 (28) と前述の式 (23), (24), (25), (26) を連立させることで徐々に真の解へと近づける。以下の、BOMG equation は、 ∇^2 (熱力学方程式) $-(f\partial/\partial\pi)$ (バランス渦度方程式) $-(\partial/\partial\pi)$

式 (23) で導かれる。

$$\begin{aligned}
 f\eta \frac{\partial}{\partial\pi} \left[\pi^{1-1/\kappa} \frac{\partial}{\partial\pi} \left(\pi^{1/\kappa-1} \omega \right) \right] + \nabla^2 \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial\pi^2} \omega \right) \\
 - f \frac{\partial}{\partial\pi} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y \partial\pi} \frac{\partial \omega}{\partial y} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial\pi} \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) \\
 + \left(f \frac{\partial \eta}{\partial\pi} \frac{1/\kappa - 1}{\pi} - f \frac{\partial^2 \eta}{\partial\pi^2} \right) \omega = \\
 \nabla^2 (\mathbf{V}_h \cdot \nabla \theta) + f \frac{\partial}{\partial\pi} (\mathbf{V}_h \cdot \nabla \eta) - \frac{\partial}{\partial\pi} (J) \\
 - \nabla f \cdot \nabla \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial\pi \partial t} \right) + \nabla^2 \left(\frac{d\theta}{dt} \right) \quad (27)
 \end{aligned}$$

ここで、 J は、式 (23) 中のヤコビアン項を表す。また、ここでは摩擦の効果は無視されている。右辺の第 3、4 項目は Ψ に関する時間変化項を含む。これ

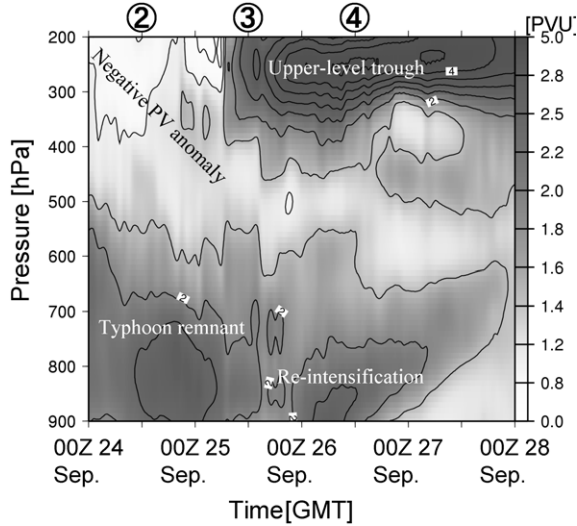


Fig. 9 : Time-vertical cross section of Ertel's potential vorticity at the simulated Bart's center during 0000UTC 24–0000UTC 28.

らは、式 (23) と式 (24) によって補われる。第5項目は式 (26) の凝結による非断熱加熱の効果が代入される。これらの式に加えて、

$$\nabla^2 \chi + \pi^{1-1/\kappa} \frac{\partial}{\partial \pi} (\pi^{1/\kappa-1} \omega) = 0 \quad (28)$$

で表される質量保存則により、鉛直流 ω によって生じる発散成分 χ を評価することができる。以上の5つの方程式系には、未知数 ($\partial \Psi / \partial t$, $\partial \Phi / \partial t$, $\partial q / \partial t$, ω , χ) の5つなので、連立させて解くことができる。また、式 (25) を除いて、全て線形システムなので解を得ることは比較的容易い。

側面境界条件には、Homogeneous を仮定した ($\nabla \omega = (1, 1)$, $\nabla \chi = (1, 1)$, $\nabla \partial \Psi / \partial t = (1, 1)$, $\nabla \partial \Phi / \partial t = (1, 1)$)。式 (23) や式 (24) に対する、 $\partial \Psi / \partial t$ と $\partial \Phi / \partial t$ の上部・下部境界条件には、以下の熱力学方程式によって与えた。

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t \partial \pi} = -\mathbf{V}_h \cdot \nabla \theta - \omega \frac{\partial \theta}{\partial \pi} + \left(\frac{d\theta}{dt} \right)_{diab} \quad (29)$$

ここで最終項の非断熱加熱は、式 (26) で定義される。また、 ω と χ の上部・下部境界条件に関しては、 $\omega = 0 (\pi = \pi_0; \pi = \pi_T)$ 、 $\chi = 0 (\pi = \pi_0; \pi = \pi_T)$ のディリクレ境界条件とした。

以上の、BOMG inversion 方程式系により、バランス風 (balance motion) だけでなく非バランス風 (unbalance motion) をも EPV 場 q から見積もることができる。

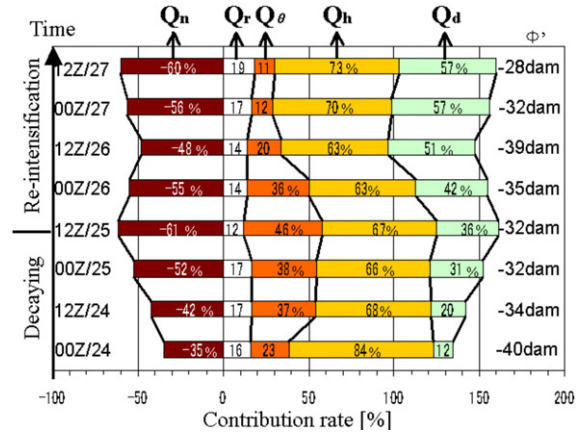


Fig. 10 : Contributions to 1000-hPa geopotential height fall (dam) from the dry positive PV anomaly Q_d , wet positive PV anomaly Q_h , boundary layer baroclinicity Q_θ , negative PV anomaly Q_n , and remnants Q_r , during 0000UTC 24–1200UTC 27.

5. 結果及び考察

5.1 台風 9918 号の温帯低気圧化について

PSU/NCAR MM5 により再現された台風 9918 号は、各種の観測データと比較して、極めて精度の良いものであった。Fig. 5 は、再現された台風 9918 号の中心海面気圧の時系列を示している (モデル台風の進路に関する図は割愛する。現実の台風進路と比較してかなり良い一致を見せた)。気象庁ベストトラックによる台風 9918 号の中心気圧変化 (Fig. 1) にも見られたように、モデル台風においても、急激な減衰期と再発達を遂げていることが分かる。現実には台風の最盛期には、930hPa まで気圧降下したが、この数値実験では、950hPa くらいまでしか発達しなかった。このことは、モデルの水平格子間隔 (= 30km) が、台風のコア領域を再現するのに十分ではなかったことが原因と考えられる。モデル台風は、北上するに従い、最終的には 990hPa (25 日 00 時 UTC 頃) まで気圧が上昇した。気象庁ベストトラックデータでは、985hPa (25 日 12 時 UTC 頃) が報告されている。減衰期のモデル台風の強度とその変化は、現実をよく反映していると言えるだろう。25 日 12 時 UTC 以降になると、モデル台風は、現実のように再発達を遂げた。再発達期において、モデル台風の中心気圧は 976hPa まで降下した (26 日 12 時 UTC 頃)。約 1 日で 24hPa の気圧降下量であり、モデル内部においても爆発的な発達を示した (Sanders and Gyakum, 1980)。以上の結果も、ベストトラックと良く一致している。

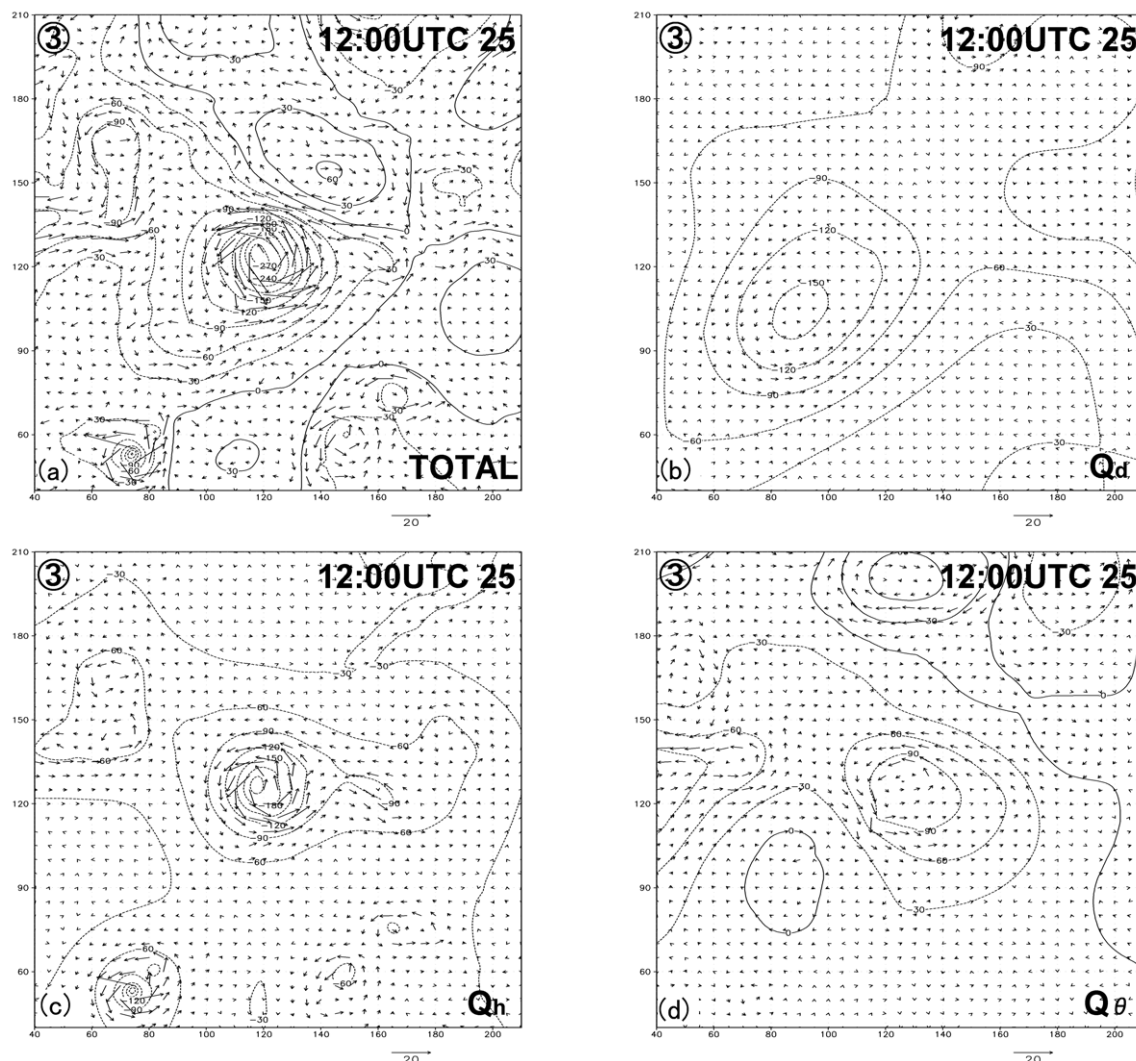


Fig. 11 : Contributions to 1200UTC 25 (weakest stage ③) balanced height and wind anomalies at 900-hPa. Height contours are 30-m, with solid indicating positive and dashed indicating negative. Shown are (a) total balanced anomaly; (b) contribution from upper-level dry positive PV anomaly (Q_d); (c) contribution from low-level wet positive PV anomaly (Q_h); (d) contribution from boundary layer potential temperature anomaly (Q_θ).

再発達のピーク (26 日 12 時 UTC) の後、台風は緩やかに減衰していった。

次に、モデルにより再現された雲分布パターンに関して議論する (Fig. 6a~d 参照)。Fig. 6 では、MM5 により予報された 800hPa における雨水・雪水混合比を、レーダー反射強度 (単位: dBZ) に変換することで表示している (そのため、雲頂輝度温度を示す Fig. 3 (GMS-5 IR1 画像) とは単純に比較はできない)。

Fig. 6a のモデル台風の最盛期 (Fig. 5 中の①の時間に相当) には、台風は東シナ海にあり、台風の中心を同心円上に取り巻く雲バンドが存在している。GMS-5 IR1 画像の Fig. 3a とよく似た分布パターンであるが、対流圏上層のアウトフロー雲に関しては、モデル結果の対流圏下部においては見受け

られない。しかし、北方の前線帯に相当する雲バンドに台風が接近しつつある状況であることが見て取れる。

その後、台風が速度を速めて北上するに従って (Fig. 6b)、台風の構造は急激に比軸対称的になっていることが確認できる (Fig. 5 中の②の時間に相当)。雲域は台風北部に偏った分布となり、台風の南側中層に低温で乾燥した空気が流入して (図省略)、急速に温帯低気圧化しはじめた。この時間帯の急激な減衰構造は、GMS-5 IR1 画像中の Fig. 3b と対応している。

台風が最も減衰した時間帯 (Fig. 5 中の③の時間帯) になると、減衰台風に伴う雲は広く東西に延びた形になる (Fig. 6c)。すなわち、台風北部の温暖前線が特に発達していることを示している (北東側

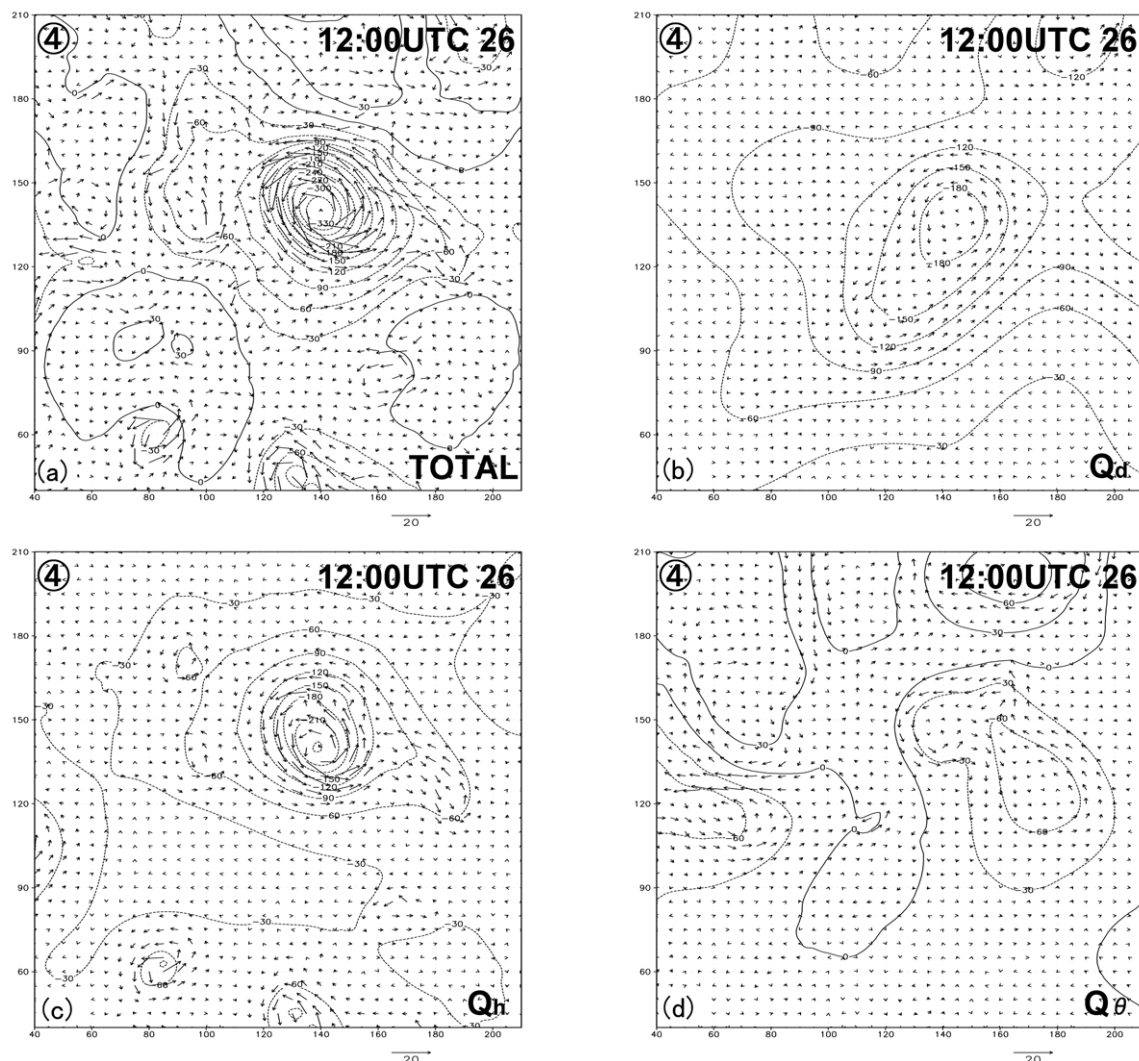


Fig. 12 : Contributions to 1200UTC 26 (intensified stage ④) balanced height and wind anomalies at 900-hPa. Height contours are 30-m, with solid indicating positive and dashed indicating negative. Shown are (a) total balanced anomaly; (b) contribution from upper-level dry positive PV anomaly (Q_d); (c) contribution from low-level wet positive PV anomaly (Q_h); (d) contribution from boundary layer potential temperature anomaly (Q_θ).

における強い暖気移流と、南西側における強い寒気移流)。この時、台風中心の北西側には弱い気圧の谷が接近していることが見て取れる。この時間帯の雲分布パターンは、GMS-5 IR1 画像の Fig. 3c と良く一致している。

最終的に、再発達期 (Fig. 5 中の④の時間帯) になると、モデル台風は、再度、中心を取り巻くスパイラル雲を形成していることが分かる (Fig. 6d)。衰弱期③に北西に存在した気圧の谷と合体することで再発達を遂げた。このスパイラル状の雲は、温暖前線に伴う雲が中心に巻き付く形で発達したものである。このとき、台風中心の温暖核への暖気移流は切り離されて閉塞的な構造となった。この雲分布パターンは、GMS-5 IR1 画像の Fig. 3d に相当しており、MM5 により再現された台風 9918 号が

極めて現実的な温帯低気圧化をたどっていたことが確認された。

次に、台風と上層のジェットとの関係について考察する (Fig. 7a~d)。台風の最盛期①には、台風と上層のジェットとは大きく離れていたが、徐々に影響を受け始め、台風の上層にはアウトフロー雲が形成されつつある (Fig. 7a)。衰弱期 (②~③) に移行するに従って、台風中心は停滞前線近辺に存在した既存のジェットへと北上し、強い鉛直シアー帯の中へと進入している様子が見て取れる (Fig. 7b と Fig. 7c)。Kimball and Evans (2002) の数値実験で示されているよう、鉛直シアーの強い場というのは、台風の発達環境として好ましくない。よって、台風の急激な減衰には、このジェットの存在と大きな鉛直シアーが関係していると考えられる。台風の

再発達期 (Fig. 7d) になると、下層台風の中心は2つのジェットの内側に位置するようになり、中心付近で局所的に鉛直シアが小さくなった(転じて、発達しやすい環境になったと言える)。また、台風中心が「北方ジェットの入り口の右側」と「南方ジェットの出口の左側」に位置しているので(ジェットストリークに伴う鉛直運動の四象限モデルから)、台風中心付近において上昇流が発達しやすい環境にあり、結果として、強い鉛直渦度収束が生じたと考えられる(図省略)。

次に、モデルで再現された上層のフローパターンの変化について、高度250hPa面におけるEPVの変動パターンから考察する(Fig. 8a~d)。台風が最盛期にあった時①は、下層における台風と中緯度トラフとは大きく離れていた(Fig. 8a)。しかしながら、北上して減衰期②になるに従って、台風9918号とトラフの距離が接近していることが見て取れる(Fig. 8b)。台風のすぐ西側には、1~2 PVUからなる弱いトラフが近づいていた。最も減衰した時期③には、台風の西側には5~6 PVUからなる非常に強いトラフが接近していた(Fig. 8c)。また、台風のすぐ北側には、1 PVU以下の低渦位空気が東西に延びていることが見て取れる。これらの低渦位空気は、前述したモデル台風に伴う雲領域と一致している。そして、台風の再発達のピーク時④には、下層台風の直上に、高渦位からなるトラフが存在し、鉛直にカップリングしている様子が見て取れる(Fig. 8d)。また、スパイラル状の雲分布(Fig. 6d)に対応する形で、低渦位空気がスパイラル状に存在していることが分かる。以上、「上層トラフに伴う高渦位空気」と「台風9918号の雲活動に伴う上層の低渦位空気」が、モデル台風の減衰と再発達過程に何らかの影響を及ぼしているものと推測される。

Fig. 9は、モデル台風の海面気圧中心における、EPVの鉛直分布の時系列を示している。減衰期(②~③)においては、台風の温暖核(warm core)に伴う高渦位が徐々に減衰し、背が低くなりつつあることが特徴的である。そして、前述した雲活動に伴う低渦位空気が、台風上層に卓越している様子が見て取れる。再発達期(③~④)になると、台風の上層において劇的な変化が起こる。減衰期において低渦位空気が卓越していた対流圏上層(400~200hPa)に、高渦位空気(最大で5 PVU)が流入していることが確認できる。この高渦位空気は前述した中緯度トラフに伴う高渦位空気である。この上層トラフと下層の減衰した台風が鉛直にカップリングした際に、台風の再発達が完了した(26日12時頃④)。再発達のピークを過ぎると、下層の台風に伴う高渦

位空気(warm core)は消滅し、上層のトラフ(cold core)だけが残し、温帯低気圧化が完了する。

以上の、雲分布(Fig. 6)、風の場合(Fig. 7)、EPV場(Fig. 8)から、LC2的なライフサイクルを、台風9918号はたどっていたと結論づけられる(Thorn-croft and Jones, 2000)。

5.2 Piecewise PV Inversion 解析の結果

ここでは、前節で述べられたMM5による良い再現結果を用いて行われた、PPV inversion 解析(第4.3節)の結果を紹介する。Fig. 10は、時間毎(24日00時~27日12時UTC)の、各渦位アノマリー q_n が1000hPa面の台風中心の高度(気圧)偏差量に及ぼす寄与率[%]を示している。全てのアノマリーの寄与率の総和は100%となる(すなわち、PPV inversionの線形性を示している)。

台風の衰弱期初期(24日00時UTC)においては、台風の気圧降下量の大半(84%)は、台風内部の凝結に伴う正渦位アノマリー Q_h で説明できる。この時間帯においては、上層トラフに伴う正渦位アノマリー Q_d の効果はほとんど無い(12%)。また、大気境界層の傾圧性 Q_θ も顕著な寄与を示していない。また、上層の負渦位アノマリー Q_n による低気圧性高度偏差の抑制も-35%と顕著ではなく、以前として熱帯擾乱としての特徴が色濃く残っていた。

台風の衰弱期(24日00時~25日12時UTC)が進行すると、その特徴は大きな変化を見せる。台風内部の凝結に伴う正渦位アノマリー Q_h が、最も大きく貢献していることには変わりはないが、若干の減衰傾向を示す(84%→67%)。その分、上層トラフの影響 Q_d や下層の傾圧性の効果 Q_θ は、徐々に増加傾向を示した。また、減衰期において特徴的なのは、負渦位アノマリー Q_n の(負への)寄与が急激に増大していることである(-35%→-61%)。この(湿った)負渦位アノマリーは、後に詳しく説明するように、台風北部の上層におけるアウトフロー雲に伴い強制されたものであった。先のEPV分布(Fig. 8やFig. 9)でも、減衰期の台風の上層には、負渦位アノマリーが卓越していたことが示されている。以上より、台風9918号の急激な減衰は、「台風に伴う潜熱解放 Q_h の減少の効果」と「負渦位アノマリー Q_n の寄与の増大」で説明できる。

台風9918号の再発達期(25日12時~26日12時UTC)になるとまた顕著な変化を見せる。台風内部における潜熱解放の効果 Q_h は、大きな増減を示さない(依然として、第一成分)ものの、上層

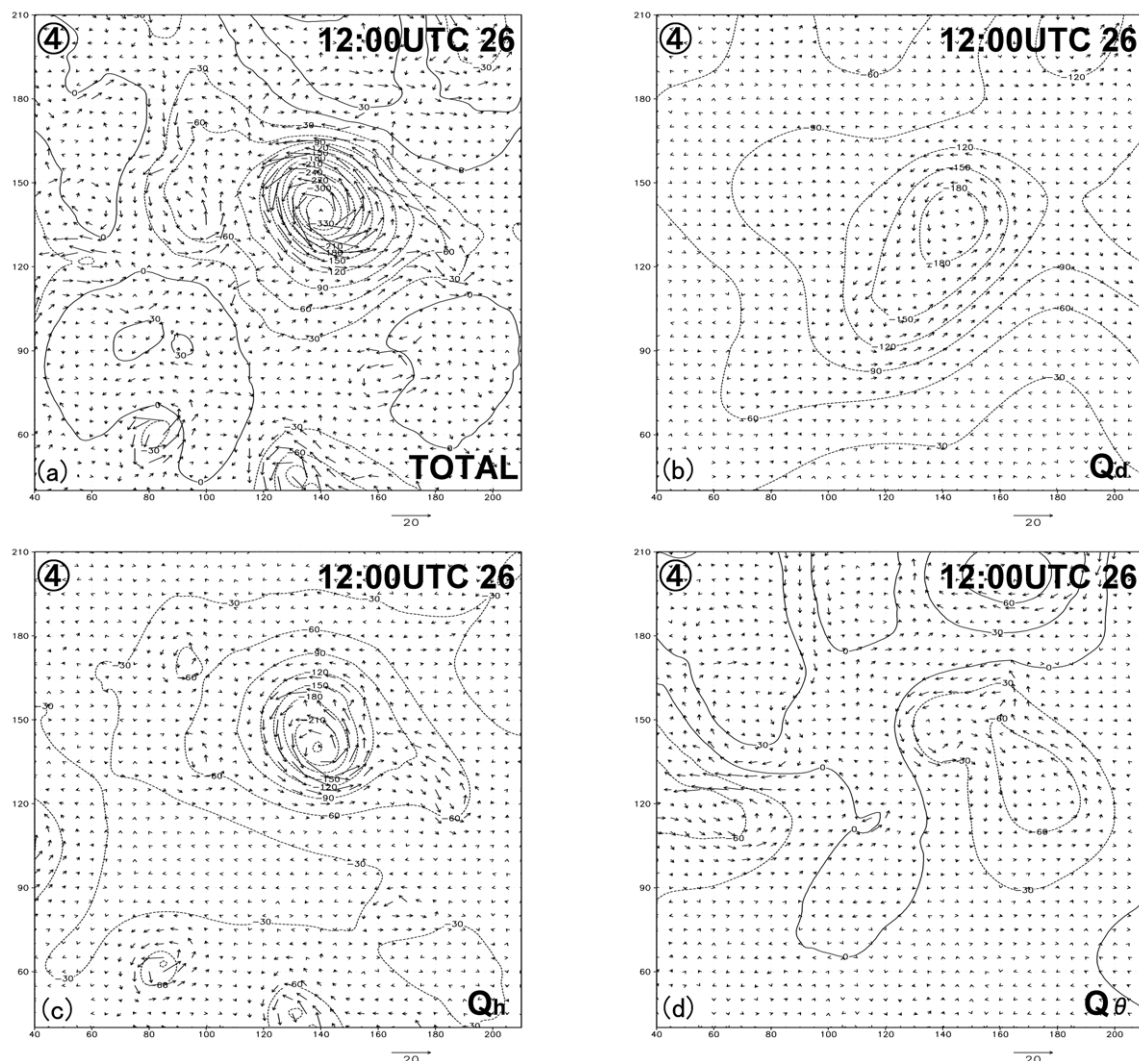


Fig. 13 : Contributions from negative PV anomaly Q_n to 900-hPa geopotential height (solid lines) and 250-hPa wind anomaly at 1200UTC 23 (mature stage (a)), 1200UTC 24 (dissipating stage (b)), 1200UTC 25 (weakest stage (c)), 1200UTC 26 (re-intensified stage (d)). Shaded areas indicate 250-hPa negative PV anomaly (light shading: -1~-3 PVU; heavy shading: <-3 PVU). Plus marks are surface center of simulated Bart.

におけるトラフの接近の効果 Q_d は、更に増加傾向を示す (36 % → 51 %)。また、減衰期において低気圧発達を抑える役割を果たした負渦位アノマリー Q_n の (負への) 寄与は、徐々に減少し (-61 % → -48 %)、最発達期のピークに対応して極小値となった。境界層における傾圧性 Q_θ の寄与は、台風中心がジェット (傾圧帯) の内側へと進行するに従い (図省略)、減少傾向を示した (46 % → 20 %)。以上の結果より、台風 9918 号の再発達には、「上層トラフ Q_d との鉛直カップリング」と「負渦位アノマリー Q_n の (負への) 寄与の減少」で説明できる。

再発達のピークを過ぎる (26日 12時~27日 12時 UTC) と、上層トラフの接近効果 Q_d は緩やかに上昇する (51 % ~ 57 %) が、一方で再度、負渦位アノマリーの (負への) 寄与が増大する (-48 % → -60

%) ことで、台風活動は完全に減衰した。以上により、台風 9918 号の急激な減衰と再発達過程には、様々な渦位アノマリー間の複雑な相互作用で成り立っていたことが理解された。また、上層における湿った負渦位アノマリー Q_n や乾燥した上層トラフ Q_d の存在と相互位置が、下層台風の活動に大きく影響を及ぼしていることが明らかとなった。

次に、減衰期のピーク時③と再発達期のピーク時④における、各渦位アノマリーが下層 (900hPa 面) に及ぼす寄与の詳細について調べる (Fig. 11 と Fig. 12)。始めに、台風 9918 号の減衰期のピーク時③について見る (Fig. 11)。900hPa 面における高度偏差の降下量に最も寄与しているのは、先にも示したように、台風内部の凝結の効果 Q_h であることが分かる (Fig. 11c)。全高度偏差場 (Fig.

11a) では、台風に伴う高度偏差は約 -270m であるのに対して、凝結に伴う正渦位アノマリーが及ぼす高度偏差は約 -210m (約 75 %) であり、その大半を説明できる。一方で、接近中の上層トラフの効果 Q_d は、この時点では、 -100m 程度とそれほど大きくはない (Fig. 11b)。上層トラフの中心は若干西にずれていたため (Fig. 8c) に、この時点で、渦位の鉛直カップリングは成し遂げられていないが、傾圧波動として発達 (増幅) 傾向にあることが推測される。また、Fig. 11d が示すように、境界層における傾圧性の効果 Q_θ は、下層において低気圧活動を強めるように働いていた (約 -100m の高度偏差)。対流圏下層において、温暖前線や台風の中心付近にまで、暖気移流が生じていたために、このように負の高度偏差を強める寄与が生じた。

次に、台風 9918 号の最盛期のピーク時④について見る (Fig. 12)。このとき、再発達台風の気圧降下量に最も貢献しているのは、同じく台風内部の凝結に伴う正渦位アノマリー Q_h である (Fig. 12c)。全高度偏差量約 -360m (Fig. 12a) に対して、 Q_h により強制された高度偏差は約 -240m であり、その大部分を説明できる。この傾向は、減衰期から大きくは変わっていない。しかしながら、最盛期になり大きく変化するのは、上層トラフ Q_d と下層台風 Q_h の位置関係である (Fig. 12b と Fig. 12c)。減衰期においては、台風中心の西側に上層トラフの中心が位置していたが (Fig. 10b と Fig. 10c)、台風の再発達期には、台風中心の直上に上層トラフが位置していることが見て取れる。上層トラフ Q_d に伴う高度偏差は約 -180m であり、下層の雲活動 Q_h に匹敵する寄与である (Fig. 12b)。また、境界層における傾圧性 Q_θ の効果は、台風中心付近では -30m の高度偏差であり、減衰期に比べてその寄与は小さい (Fig. 12d)。このことは、台風中心付近が流れ場から切り離されて閉塞的な構造になることで、暖気移流が中心付近にまで生じなくなったことが原因であると考えられる。中心の東側においては、暖気移流が存在するため境界層の傾圧性 Q_θ の寄与は比較的大きい (-60m)。

次に、Fig. 10 において示されたように、台風の衰弱と再発達に対して敏感に反応を示した、「負渦位アノマリー Q_n の寄与」について考察する。Fig. 13a~d は、台風の最盛期①から最発達期④までの、負渦位アノマリー Q_n により下層 (900hPa 面) に強制される高度偏差場 (実線) と下層台風の中心 (十字印) との位置関係を示している。また、上層 250hPa 面における負渦位アノマリーの分布 (陰影部) も重ねて示している。南方における台風の最盛期①に

は、台風中心近辺に強い負渦位アノマリーは存在せず、その寄与 Q_n も約 $+90\text{m}$ と大きくない (Fig. 13a)。台風の北方には、東西に伸びる負渦位アノマリー帯が存在している。これは台風の北上の以前から存在していた停滞前線に伴うものである。

台風が北上し減衰期②になると、台風中心は北方の負渦位アノマリー帯に接近している様子が見て取れる (Fig. 13b)。このとき、台風中心に及ぼす寄与 Q_n は約 150m と、台風活動を抑制するように徐々に働き始めていることが分かる。また、停滞前線に伴う負渦位アノマリーのすぐ南側にトラップされるような形で、負渦位アノマリーの領域が拡大しつつあることも確認できる。この強い負渦位アノマリー Q_n に強制されて、上層 250hPa 面における台風北部では高気圧性循環のジェットが形成されていることが分かる。台風に伴うアウトフロージェットは、台風自身によって形成された負渦位アノマリーで維持されていると言える。

そして、Fig. 13c が示すように、台風の衰弱期のピーク時③には、台風中心は、更に、高気圧性の高度偏差の極大領域へと接近している (約 $+210\text{m}$)。台風の北部の上層には強化された負渦位アノマリーが領域が東西に広がっており、強い高気圧性循環 ($>10\text{m/s}$) を維持している。台風中心のすぐ東側にも比較的強い負渦位アノマリーが形成されはじめ、台風発達の抑制に寄与している。これらの負渦位アノマリーに強制される上層ジェットが、台風中心の直上にも存在しており、台風の発達環境としては好ましくなかったことが伺える (鉛直シアが局所的により強くなっていたため)。

衰弱期の後の再発達期のピーク時④には、一転して、台風中心位置は、負渦位アノマリーに強制される高度偏差の極大域から若干遠ざかり、その寄与は $+170\text{m}$ と減衰期に比べて明らかな減少傾向を示す (Fig. 13d)。この高度偏差の減少傾向は、雲活動に伴い東西に延びた上層負渦位アノマリー帯が、北側へとシフトすることで、距離が生じたことに起因する。負渦位アノマリーに伴い形成された2つのジェットも、台風中心からずれた位置に移動することで、中心付近では局所的に鉛直シアの小さい場となり、台風の再発達が生じやすい環境となっていた。また、台風を中心位置は、負渦位アノマリーにより形成された2つのジェットの「入りの右側」と「出口の左側」に位置しており、非バランスな上昇流が発達しやすい場所であり低気圧発達に適した場所に位置していたと言える。以上により、台風の雲活動により形成された負渦位アノマリー Q_n が、台風 9918 号の急激な減衰と再発達過程に大きく寄

与していたことが明らかにされた。

6. 結論

本研究では、台風 9918 号の温帯低気圧化に伴い生じた急激な衰弱と再発達過程に関して、数値予報モデル PSU/NCAR MM5 を用いた再現実験と、Piecewise PV inversion (Davis and Emanuel, 1991) による診断的解析が行われた。

台風の急激な減衰期には、台風の軸対称的な構造が、急激に非軸対称的な構造へと移行した。それに伴い、台風北部の上層ではトラフの接近に伴い、アウトフロー雲が形成され始めた。そのアウトフロー雲は、負渦位アノマリーに相当しており、下層台風を弱めるように寄与していた。

台風の再発達期になると、東西に広がった非軸対称的な雲分布パターンから、再び中心付近を取り巻くようなスパイラル状の雲分布と移行した。このとき、減衰した下層台風の直上には、中緯度に起源を持つ乾燥したトラフがあり、鉛直にカップリングすることで再発達を遂げた (LC2 的)。減衰期において台風を弱めるように働いた上層の負渦位アノマリーは、台風中心から遠ざかることで、台風を弱める働きが抑制された。そして、負渦位アノマリーにより強制された上層のジェットは、台風内部の上昇運動を強めやすいような位置関係にあり、結果として、台風の再発達が生じやすい環境となっていた。

以上、本研究により、台風の温帯低気圧化過程においては、様々な特性を持つ渦位アノマリーが複雑に相互作用することで、衰弱や再発達という結果をもたらすことが明らかにされた。台風自身が生成した負渦位アノマリーが、その後の台風の衰弱 (self-decaying) や発達 (self-developing) に影響を及ぼしていたという、大変興味深い結果が得られた。上層における負渦位アノマリーの動態に着目した台風の温帯低気圧化に関する研究は、世界的に見て例が無く、非常に斬新な結果であると言えよう。しかしながら、本研究は、台風 9918 号という一事例の解析にとどまっており、以後の更なる研究により、台風の衰弱と再発達過程に関するより一般的な理解が求められる。

謝辞

研究対象となった台風 9918 号に関連する各種気象データ (気象衛星画像、全球客観解析データ) を提供して下さった気象業務支援センター、気象庁関係者の皆様に謝意を表します。また、数値予報モ

デル PSU/NCAR MM5 の技術的な指導をして下さった、地球フロンティア研究システムの王自発博士に感謝いたします。地球フロンティア研究システムの栗原宜夫博士には、的確なアドバイスを頂きました。気象衛星画像処理に関しては気象研究所台風研究部の別所康太郎氏にお世話になりました。皆様に厚く御礼申し上げます。

付録 A. SOR 法について

次のような、偏微分方程式は、

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0 \quad (30)$$

は 2 次元ラプラス (Laplace) 方程式と呼ばれる。電界や磁界の計算、温度分布の計算など、多くの分野における物理特性を表す重要な式である。この式を適当な境界条件のもとで SOR 法により解くことを考える。

式 (30) の各項を中央差分で近似すると、

$$\frac{\Phi_{i+1,j} - 2\Phi_{i,j} + \Phi_{i-1,j}}{\Delta x^2} + \frac{\Phi_{i,j+1} - 2\Phi_{i,j} + \Phi_{i,j-1}}{\Delta y^2} = 0 \quad (31)$$

となる。こことで、 $\Delta x = \Delta y$ とすると、式 (31) は次のように、

$$\Phi_{i+1,j} + \Phi_{i-1,j} + \Phi_{i,j+1} + \Phi_{i,j-1} - 4\Phi_{i,j} = 0 \quad (32)$$

という簡単な方程式になる。

こうして作られた連立方程式を解くとき、非常に元数が多いために、方程式の特殊性を利用して能率的に計算する工夫が必要である。その際に、よく用いられるのが反復解法 (逐次近似法) である。例えば、式 (32) を、

$$\Phi_{i,j} = (\Phi_{i+1,j} + \Phi_{i-1,j} + \Phi_{i,j+1} + \Phi_{i,j-1})/4 \quad (33)$$

と変形して、これを逐次代入法を適用すると、

$$\Phi_{i,j}^{(n+1)} = (\Phi_{i+1,j}^{(n)} + \Phi_{i-1,j}^{(n)} + \Phi_{i,j+1}^{(n)} + \Phi_{i,j-1}^{(n)})/4 \quad (34)$$

となる。右肩の添え字の (n) は繰り返し計算の回数である。すべての、 i, j に対して十分な精度を得るまで反復すればよい。

ラプラス方程式などの楕円型偏微分方程式は、式(34)のような反復解法を用いることで、解が収束することが証明されている。しかしながら、その収束速度は概して遅い。特に、格子点数を多くすると、収束が遅くなる傾向にある。そこで、収束を早めるための手続きを併用するのが普通である。その際に Successive Overrelaxation (SOR) 法がよく使われる。SOR 法のコンセプトは、「少し余分に修正する」というところにある。すなわち、

$$\Phi_{i,j}^{(n+1)} = \Phi_{i,j}^{(n)} + \omega \left[(\Phi_{i+1,j}^{(n)} + \Phi_{i-1,j}^{(n)} + \Phi_{i,j+1}^{(n)} + \Phi_{i,j-1}^{(n)})/4 - \Phi_{i,j}^{(n)} \right] \quad (35)$$

ということである。ここで、 ω は加速係数である (修正量の倍率)。方程式が線形であるならば $0 < \omega < 2$ の間で解は収束する。一般的に、 ω が大きすぎると発散しやすく、 ω が小さすぎると加速の効果がでない。方程式によって適切な ω の値があるので、それは試行錯誤で見つけることとなる。本研究における、EPV inversion や PPV inversion においては、 $\omega > 1$ (overrelaxation) では解が発散してしまう。 $\omega < 0.5$ (underrelaxation) の範囲において解の収束性と計算効率が良いようである。

参考文献

- 戸川隼人 (1981): 数値計算法, 電子情報通信学会大学シリーズ, 電子情報通信学会編, コロナ社, pp. 180.
- 吉野純・石川裕彦・植田洋匡 (2002): 台風 9918 号により東海地方にもたらされた竜巻に関する数値実験, 京都大学防災研究所年報, 第 45 号 B-1, pp. 369–388.
- Anthes, R. A. and Warner, T. T. (1978): Development of hydrodynamical models suitable for air pollution and other mesometeorological studies, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 106, pp. 1045–1078.
- Bosart, L. F. and Lackmann, G. M. (1995): Postlandfall tropical cyclone reintensification in a weakly baroclinic environment: A case study of Hurricane David (September 1979), *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 123, pp. 3268–3291.
- Bosart, L. F., Velden, C. S., Bracken, W. E., Morinali, J., and Black, P. G. (2000): Environmental influences on the rapid intensification of Hurricane Opal (1995) over the Gulf of Mexico, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 128, pp. 322–352.
- Blackadar, A. K. (1979): High resolution models of the planetary boundary layer. *Advances in Environmental Science and Engineering*, No. 1, J. Pfafflin and E. Ziegler Eds., Gordon and Breach Scientific Publishing, pp. 50–85.
- Charney, J. G. (1962): Integration of the primitive and balance equations, *Proc. Symp. Numerical Weather Prediction*, Tokyo, pp. 131–152.
- Davis, C. A. and Emanuel, K. A. (1991): Potential vorticity diagnostics of cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 119, pp. 1929–1953.
- Dudhia, J. (1989): Numerical study of convection observed during the winter monsoon experiments using a mesoscale two-dimensional model, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 46, pp. 3077–3107.
- Dudhia, J. (1993): A nonhydrostatic version of the Penn State-NCAR mesoscale model: Validation tests and simulation of an Atlantic cyclone and cold front, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 121, pp. 1493–1513.
- Farfan, L. M., and Zehnder, J. A. (2001): An analysis of the landfall of Hurricane Nora (1997), *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 129, pp. 2073–2088.
- Gent, P. R. and McWilliams, J. G. (1983): Consistent balanced models in bounded and periodic domains, *Dyn. Atmos. Oceans*, Vol. 7, pp. 67–93.
- Grell, G. A. (1993): Prognostic evaluation of assumptions used by cumulus parameterizations, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 121, pp. 764–787.
- Grell, G. A., Dudhia, J. and Stauffer, D. R. (1994): A description of the fifth-generation Penn State/NCAR mesoscale model (MM5), NCAR Technical Note, NCAR/TN-398+STR, 114 pp.
- Hanley, D., Molinari, J., and Keyser, D. (2001): A composite study of the interactions between tropical cyclones and upper-tropospheric troughs, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 129, pp. 2570–2584.
- Harr, P. A. and Elsberry R. L. (2000): Extratropical transition of tropical cyclones over the western North Pacific. Part I: Evolution of structure characteristics during the transition process, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 128, pp. 2613–2633.
- Hoskins, B. J., McIntyre, M. E., and Robertson, A. W. (1985): On the use and significance of isentropic potential vorticity maps, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 111, pp. 877–946.
- Iversen, T., and Nordeng, T. E. (1984): A hierarchy of nonlinear filtered models—numerical solutions, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 112, pp. 2048–2059.
- Kasahara, A. (1961): A numerical experiment on the development of a tropical cyclone, *J. Meteor.*, Vol. 16, pp. 371–384.
- Kimball, S. K. and Evans, J. L. (2002): Idealized numerical simulations of hurricane-trough interaction, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 130, pp. 2210–2227.
- Kuo, Y. H., Shapiro, M. A., and Donall, E. G. (1991): The interaction between baroclinic and diabatic processes in a numerical simulation of a rapidly intensifying extratropical marine cyclone, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 119, pp. 368–384.
- McIntyre, M. E., Norton, W. A., and Warwick A. (2000): Potential vorticity inversion on a hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 57, pp. 1236–1254.
- McTaggart-Cowan, R., Gyakum, J. R., and Yau, M. K. (2001): Sensitivity testing of extratropical transitions using potential vorticity inversions to modify initial conditions: Hurricane Earl case study, *Mon. Wea.*

- Rev., Vol. 129, pp. 1617–1636.
- McWilliams, J. C. (1985): A uniformly valid model spanning the regimes of geostrophic and isotropic stratified turbulence: Balanced turbulence, *J. Atmos. Sci.* Vol. 42, pp. 1773–1774.
- Petterssen, S. (1956): *Weather analysis and forecasting* Vol. 1, Motion and Motion Systems, 2nd ed., McGraw-Hill, pp. 428.
- Powell, M. D., Houston, S. H., and Teinhold, T. (1996): Hurricane Andrew's landfall in south Florida. Part I: Standardizing measurements for documentation of surface wind fields, *Wea. Forecasting*, Vol. 11, pp. 304–328.
- Powell, M. D., and Houston, S. H. (1996): Hurricane Andrew's landfall in south Florida. Part II: Surface wind fields and potential real-time applications, *Wea. Forecasting*, Vol. 11, pp. 329–349.
- Powell, M. D., and Houston, S. H. (1998): Surface wind fields of 1995 Hurricanes Erin, Opal, Luis, Marilyn, and Roxanne at landfall, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 126, pp. 1259–1273.
- Reisner, J. R., Rasmussen, J. and Bruintjes, R. T. (1998): Explicit forecasting of supercooled liquid water in winter storms using the MM5 mesoscale model, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 124B, pp. 1071–1107.
- Ritchie, E. A. and Elsberry, R. L. (2001): Simulations of the transformation stage of the extratropical transition of tropical cyclones, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 129, pp. 1462–1480.
- Robinson, W. A. (1989): On the structure of potential vorticity in baroclinic instability, *Tellus*, Vol. 41, pp. 275–284.
- Sanders, F. and Gyakum, J. R. (1980): Synoptic-dynamic climatology of the "bomb", *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 108, pp. 1579–1606.
- Sinclair, M. R. (2002): Extratropical transition of southwest Pacific tropical cyclone. Part I: Climatology and mean structure changes, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 130, pp. 590–609.
- Stoelinga, M. T. (1996): A potential vorticity-based study of the role of diabatic heating and friction in a numerically simulated baroclinic cyclone, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 124, pp. 849–874.
- Thorncroft, C. D., Hoskins, B. J., and McIntyre, M. E. (1993): Two paradigms of baroclinic-wave life-cycle behaviour, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 119, pp. 17–55.
- Thorncroft, C. D. and Jones, S. C. (2000): The extratropical transitions of Hurricane Felix and Iris in 1995, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 128, pp. 947–972.
- Yoshino, J., Ishikawa, H., and Ueda, H. (2003): Numerical study on the Toyohashi F-3 tornado outbreaks in the outer rainband associated with extratropical transitional Typhoon Bart (1999). Part I: Environment of the tornado outbreaks, *Mon. Wea. Rev.*, (submitted).

Piecewise Potential Vorticity Inversion Diagnosis on the Rapid Decaying and Reintensification of Typhoon Bart (1999) in the Mid-latitude Baroclinic Zone

Jun YOSHINO, Hirohiko ISHIKAWA and Hiromasa UEDA

Synopsis

A numerical simulation and a piecewise potential vorticity (PV) inversion diagnosis are conducted on the rapid decaying and re-intensification of Typhoon Bart (1999) over the western North Pacific Ocean. Typhoon Bart forms a negative PV anomaly associated with an outflowing cloud shield to the north of the center during its deformation stage. The upper-level negative PV anomaly causes a rapid decaying of Bart. After its decaying, a positive PV anomaly associated with an upper-level dry trough is vertically coupling with the low-level typhoon remnant, resulting in its unexpected re-intensification. The negative PV anomaly, which has caused the cyclolysis of Bart, plays an important role in developing a jet streak at the upper troposphere and a forced unbalance vertical ascent in the remnant.

Keywords : typhoon; mid-latitude trough; extratropical transition; numerical prediction; potential vorticity inversion