

竜巻様渦の遷移に関する数値実験

Numerical Simulation on the Transition of Tornado-like Vortices

林悠平・竹見哲也・宮本佳明⁽¹⁾

Yuhei HAYASHI, Tetsuya TAKEMI and Yoshiaki MIYAMOTO⁽¹⁾

(1) 独立行政法人理化学研究所計算科学研究機構

(1) RIKEN Advanced Institute for Computational Science

Synopsis

The transition of tornado-like vortices is numerically investigated with the use of nonhydrostatic axisymmetric and three-dimensional models. Tornado-like vortices are generated by imposing a specified external force near the center axis of the computational domains that are rotating at a constant angular velocity. When the vortex transition from one to two-celled vortex occurs, there is an overshoot of the radial inflow near the surface. The overshoot flow turns upward, rebounding outward to a larger radius. At the same time, downdraft penetrates to the surface at the rotating axis. The overshoot is generated by coupled effects of inward advection and inward pressure gradient force. The downdraft is caused by downward pressure gradient. Thereafter, the two celled vortex transform to a multiple-vortex structure because the horizontal shear and Kelvin-Helmholtz instabilities occur in the non-axisymmetric flow.

キーワード: 竜巻, 渦力学, 数値計算

Keywords: tornado, vortex dynamics, numerical simulation

1. はじめに

1.1 日本における竜巻の現状

近年、竜巻の話題がマスメディアなどで取り上げられることが多くなっている。気象庁(2014)によると、2013年には33件の竜巻の発生が確認された(海上竜巻を除く)。日本国内で発生した最近の顕著な竜巻事例としては、2012年5月6日に茨城県つくば市や常総市で発生した竜巻が記憶に新しい。Fig. 1は1961年から2013年までに日本国内において発生した竜巻の年別発生確認数をグラフにしたものである(海上竜巻を除く)。この図はあくまで竜巻の発生を「確認」した数を示すもので、竜巻発生確認数の値が増加しているか

らといって実際に竜巻の発生数が増加したとは限らない。2007年以降に気象庁が報道や目撃情報も含む広い情報源から発生事例を積極的に収集するなど調査体制を強化したことが竜巻発生確認数の増加に寄与していると考えられる。デジタルカメラやスマートフォン、タブレット端末の普及もあり、竜巻とみられる現象を目撃した場合に写真や映像で記録したり、メールやSNSによって容易に実況できる環境が整ってきたことで竜巻発生を多くの人が知ることができるようになったことも相乗効果になったと見られる。以上のような気象庁による竜巻情報収集の強化やIT環境の向上もあって日本国内の竜巻に対する関心は益々、高まってきている。

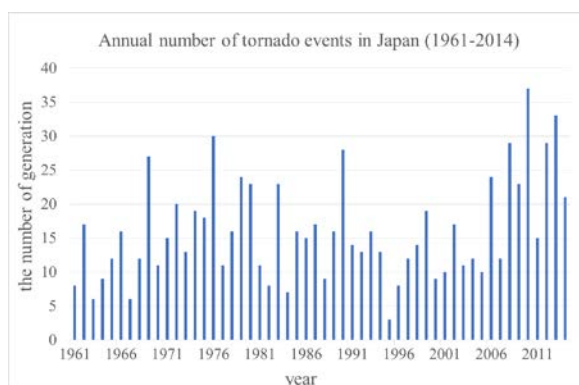


Fig. 1 Annual number of tornado events except sea spout in Japan (from Japan Meteorological Agency (2014)). There is the new numerical value at <http://www.data.jma.go.jp/obd/stats/data/bosai/tornado/stats/annually.html>.

1.2 竜巻及び竜巻様渦の構造

竜巻や竜巻様渦（以後、自然に発生したものを竜巻，人工的に発生させたものを竜巻様渦と区別して表現する）は強度によって構造が遷移していくことが知られている．竜巻様渦の構造は流入量と回転量の比で表される無次元量のスワール比に関係していることが室内実験などから知られている（スワール比については5.5節でも取り上げる）．Fig. 2は竜巻様渦のスワール比と構造の関係を模式的に表した図である．まず，一番左の図のように我々が竜巻としてよく見る1セル型の渦ができる．スワール比が大きくなると，接線風速が少しずつ速くなり，渦は鉛直方向に細長くまっすぐ伸びていく．さらにスワール比が増大すると，左から2番目の図のように地表面付近の流入する流れは中心軸近傍まで進入するオーバーシュートと呼ばれる流れができる．そして，中心軸上に下降流が発生する．最終的には左から3番目の図のように下降流が地表面まで達して，竜巻様渦は2セル構造に遷移し，流れが非軸対称的になって，竜巻様渦は一番右の図のような多重渦構造へと発展する．このような竜巻や竜巻様渦の遷移は主に風洞実験や数値実験といった手法を用いて検証されてきた (Rotunno, 2013) ．

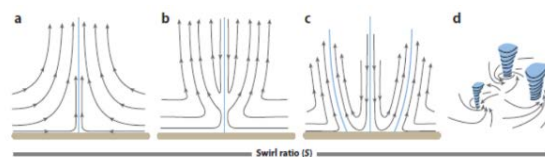


Fig. 2 The correspondence between the swirl ratio and the transition (from Rotunno (2013). The original is Davis-Jones (1986)).

1.3 竜巻様渦の実験モデル

風洞実験や数値実験で竜巻様渦を再現するモデルは主にWard型モデルとFiedler型モデルの2種類に大別される．Ward型モデルはWard (1972) の風洞実験に基づくモデルによって竜巻様渦を生成するものである．WardはFig. 3のような実験装置を用いて竜巻様渦を作り，遷移過程を再現した．Ward型の実験装置は，最上層で吸い出し，最下層で流入と回転を行うように設計されている．まず，最下層で回転流を作り出し，最上層の吸い出しで回転流を強化させつつ，上昇流も作り出して竜巻様渦を生成する．Ward型モデルは風洞実験だけでなく，計算機内に仮想的に装置を組み上げることで数値実験としても応用されている．

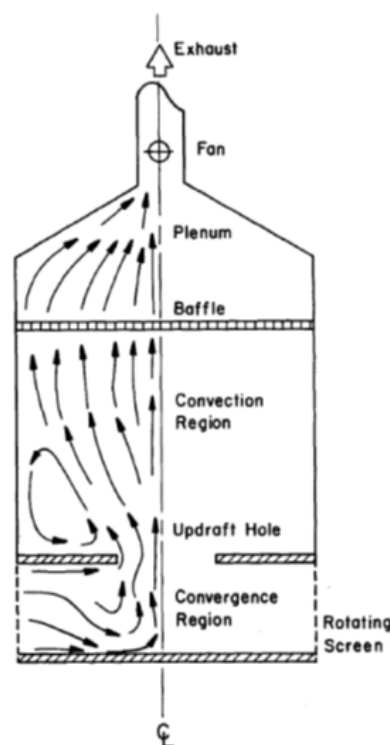


Fig. 3 The Ward chamber (from Fiedler and Rotunno (1986). The original is Church et al. (1979)).

Fiedler型モデルはFiedler (1994) で示されたFig. 4のような仕組みによって竜巻様渦を生成するもので主に数値計算に使用されている．Fiedler型モデルは回転場の中心軸付近に上昇流を強制的に与え，上昇流に伴う流入に対して回転場による転向力（コリオリ力）が加わることで回転流が発生し，竜巻様渦が生成されるものである．本研究ではFiedler型モデルを用いた．

Fiedler型モデルを用いた先行研究としては，Fiedler (1994) において非圧縮性の軸対称竜巻様渦を用いたコリオリ・パラメータや地表面摩擦といったパラメータと竜巻様渦の遷移との関係を調べる感度実験が行われた．また，竜巻様渦の1セルから2セル構造への遷移の再現が行われ，地表面付近の流入する流れが中心軸近傍まで進入するオーバーシュートも示された．Fiedler (1996) では圧縮性の軸対称竜巻様渦モデルを用いて，大気の圧縮性が竜巻様渦の遷移に与える効果を調べた．その結果，圧縮性を考えると非圧縮時よりも風速が小さくなることが示され，竜巻様渦が2セル構造となる直前の最も速くなる時刻に最も圧縮性による影響を受けることもわかった．Lewellen et al. (1997, 2000) ではLarge Eddy Simulation (LES) を用いた非圧縮性竜巻様渦モデルによる数値実験の結果が示された．結果では竜巻様渦内部の詳細な風速分布が示され，中心軸と地表面の交点付近のcornerと呼ばれる領域における局所的なスワール比が竜巻様渦の遷移に大きな影響を及ぼしていることが示された．また，軸対称モデルでは再現できない竜巻様渦の2セルから多重渦構造への遷移過程も示された．

1.4 本研究の目的

これらのように，竜巻様渦の詳細構造やその遷移過程の解明は徐々に進んでいる．しかし，特に3次元モデルを用いた数値実験の例は少なく，竜巻様渦の2セルから多重渦構造への遷移過程や各感度実験の結果の物理メカニズムに対する検証は不十分である．そこで本研究では，圧縮性流体を用いたFiedler型の軸対称及び3次元の非静力学竜巻様渦モデルを用いて，竜巻様渦の遷移過程に対する解像度及び地表面摩擦，場の回転角速度の影響を調べる感度実験を行った．そして，竜巻様渦の各遷移過程における物理メカニズムについて考察を行った．

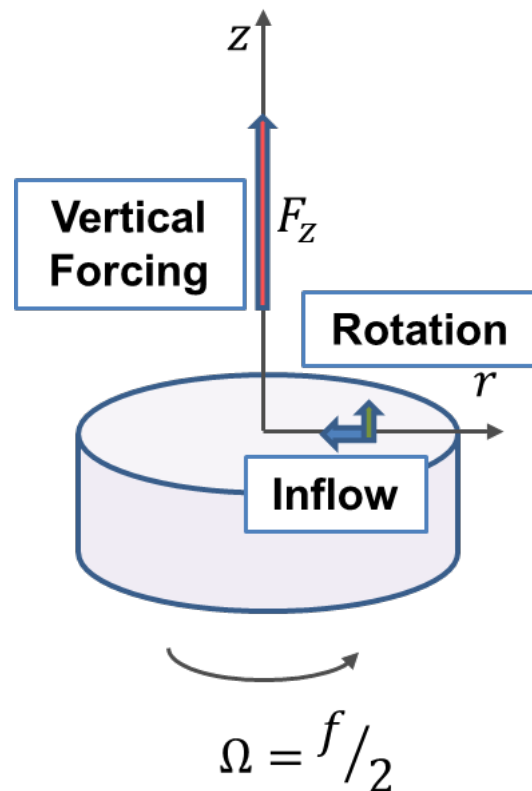


Fig. 4 The Fiedler chamber.

2. 非静力学圧縮流体の数値モデル

本章では竜巻様渦の遷移に関する数値実験に用いた非静力学圧縮性軸対称竜巻様渦モデルと非静力学圧縮性3次元竜巻様渦モデルについての説明を行う．軸対称モデルには，Miyamoto (2010) で使用されたRotunno and Emanuel (1987)に基づく非静力学圧縮性軸対称台風様渦モデルを竜巻様渦用に修正したものを用いた．3次元モデルはThe National Center for Atmosphere Research (NCAR) による非静力学圧縮流体を用いた気象モデルのWeather Research and Forecasting (WRF) - version3.6.1を竜巻様渦用に修正したものを用いた．

2.1 座標系の設定

軸対称モデルの計算領域は動径方向に $R = 6000$ m，鉛直方向に $H = 12000$ mとした．座標は動径方向に r 軸，鉛直方向に z 軸を設定した軸対称円筒座標系を用いた．3次元モデルの計算領域は水平方向に $L = 6000$ m，鉛直方向に $H = 15000$ mとした．座標は水平方向に x 軸及び y 軸，鉛直方向に z 軸を設定した3次元直交座標系を用いた．各座標系は座標の中心

軸(軸対称モデルであれば $r=0$ m, 3次元モデルであれば $x=y=0$ m)まわりに一定角速度 Ω [s⁻¹]で反時計回りに回転する回転座標系とした。原点は中心軸と地表面の交点に設定した。回転角速度は $f = 2\Omega$ [s⁻¹]によって与えられるコリオリ・パラメータによって調節した。

2.2 格子間隔の設定

本文で紹介する軸対称モデルによる結果の格子間隔は動径方向の格子間隔を Δr [m], 鉛直方向の格子間隔を Δz [m]として $(\Delta r, \Delta z) = (60, 60), (30, 5)$ [m]の2通りである。側面及び上端の境界条件は共に固定とした。また, 3次元モデルによる結果の格子間隔は水平方向の格子間隔を Δx [m]及び Δy [m], 鉛直方向の格子間隔を Δz [m]として $(\Delta x, \Delta y, \Delta z_{\min}) = (60, 60, 50), (30, 30, 4.5)$ [m]の2通りである。側面の境界条件は開境界, 上端の境界条件は固定とした。3次元竜巻様渦モデルで用いた鉛直座標は上空に行くほど粗くなる stretching 格子を用いた。両モデル共に上層に減衰層を設けることによって波の反射を抑制するようにした。本文中では両モデルの結果共に前者を低解像度, 後者を高解像度と呼んで区別する。

2.3 コリオリ・パラメータの設定

コリオリ・パラメータは $f = 0.02$ s⁻¹もしくは $f = 0.10$ s⁻¹の2通りとした。

2.4 初期環境場の設定

初期環境場の設定は Weisman and Klemp (1982) による解析関数型の温位プロファイルである

$$\theta(z) = \theta_0 + (\theta_{tr} - \theta_0) \left(\frac{z}{z_{tr}} \right)^{\frac{5}{4}} \quad (1)$$

を用いて行った。この式は米国中西部でのシビアストームの環境場を想定している。ここで θ_0 (=300 K)は地表面の温位, θ_{tr} (=343 K)は対流圏界面の温位, z_{tr} (=10 km)は対流圏界面の高度である。

2.5 地表面摩擦の設定

地表面摩擦の設定には Garratt (1977) による式

$$C_d = (0.75 + 0.067U_{10}) \times 10^{-3} \quad (2)$$

を用いて地表面摩擦係数 C_d を決めることを行った。この式は海上における地表面摩擦の経験式であるが, 強風時にも用いることができる利点があるため, 本実験における地表面摩

擦係数として採用した。

2.6 渦粘性係数の設定

渦粘性係数は Smagorinsky-Lilly モデル (Lilly, 1962; Smagorinsky 1963)によって計算したものを用いた。

2.7 鉛直強制の設定

鉛直強制 F_z [m s⁻²]については, 軸対称モデルの場合,

$$F_z(r, z) = \begin{cases} F_{\max} \cos\left(\frac{\pi r^2}{2\sigma_r^2}\right) f_{\Gamma}(z-400) & (0 \leq z < 1400) \\ F_{\max} \cos\left(\frac{\pi r^2}{2\sigma_r^2}\right) & (1400 \leq z < 8000) \\ F_{\max} \cos\left(\frac{\pi r^2}{2\sigma_r^2}\right) f_{\Gamma}(z-7000) & (8000 \leq z < 12000) \\ 0 & (r \geq 1000) \end{cases} \quad (3)$$

3次元モデルの場合,

$$F_z(r, z) = \begin{cases} F_{\max} \cos\left(\frac{\pi x^2 + y^2}{2\sigma_x^2 + \sigma_y^2}\right) f_{\Gamma}(z) & (0 \leq z < 1000) \\ F_{\max} \cos\left(\frac{\pi x^2 + y^2}{2\sigma_x^2 + \sigma_y^2}\right) & (1000 \leq z < 8000) \\ F_{\max} \cos\left(\frac{\pi x^2 + y^2}{2\sigma_x^2 + \sigma_y^2}\right) f_{\Gamma}(z-7000) & (8000 \leq z < 15000) \\ 0 & (\sqrt{x^2 + y^2} \geq 1000) \end{cases} \quad (4)$$

で表される cos-gamma 分布の強制を用いた。ここで σ_r [m]及び σ_x [m], σ_y [m]は鉛直強制の幅を調整するためのパラメータであり, $\sigma_r = 1000$ m, $\sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2} = 1000$ mとした。鉛直強制の最大値は $F_{\max} = 1.262$ m s⁻²とした。cos-gamma 分布の概形を Fig. 5 に示す。

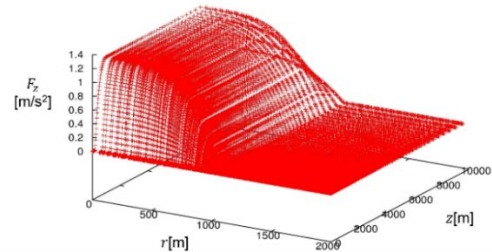


Fig. 5 The cos-gamma distribution (the 3D model).

3. 軸対称モデルによる数値実験

本章では非静力学圧縮性軸対称竜巻様渦モデルによる数値実験の結果をまとめる．本章では竜巻様渦の1セルから2セル構造までの遷移に着目する．基準設定は格子間隔を $(\Delta r, \Delta z) = (30, 5)$ [m] (高解像度)，地表面摩擦は有り，コリオリ・パラメータを $f = 0.02 \text{ s}^{-1}$ とした．

3.1 基準実験

各感度実験の結果をまとめる前に基準設定における数値実験の結果をまとめる．Fig. 6は実験開始時刻から $t = 400 \text{ s}$ 時点の計算領域全域における風速分布の鉛直断面図である．中心軸付近に与えた鉛直強制によって上昇流ができ，それにより地表面付近に中心軸方向の流れの流入が発生した．そして，流入する流れに対して右向きの転向力が回転場によって生じ，1セル構造の竜巻様渦が発生した．その後，竜巻様渦は次第に強くかつ鉛直上向きに細く伸びた渦構造になっていった．そして，中心軸上に下降流が発生して竜巻様渦は2セル構造へと遷移した．

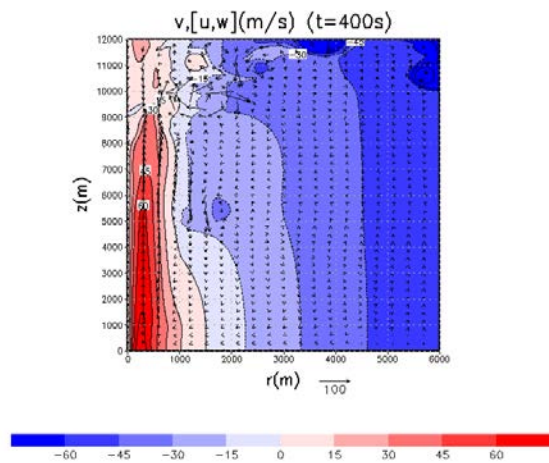


Fig. 6 The whole vertical cross section about wind velocity at $t = 400 \text{ s}$ (the standard condition). Color and contour denote tangential wind velocity (Red area denotes anticlockwise, and blue area denotes clockwise). Vectors denote radial and vertical wind velocity.

Fig. 7は $t = 400 \text{ s}$ 時点のcornerにおける風速分布の鉛直断面図である．竜巻様渦が発達するにつれて地表面近傍の流入する流れが中心軸方向へと寄って行き，オーバーシュートが発生した．そしてオーバーシュートの大きさ

は次第に大きくなっていった．

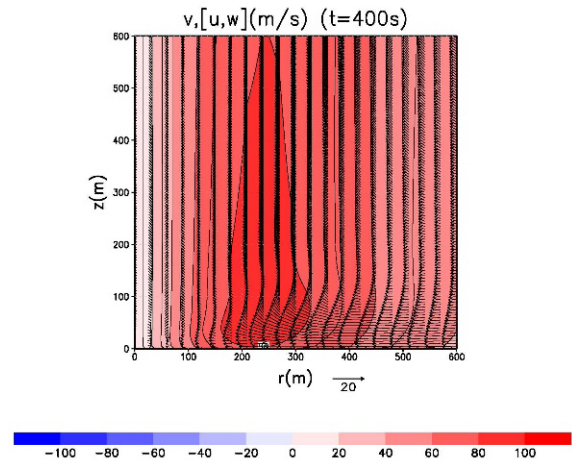


Fig. 7 The vertical cross section at the corner about wind velocity at $t = 400 \text{ s}$ (the standard condition).

Fig. 8は中心軸上における鉛直風速の時間推移を示している．オーバーシュートが大きくなっていく時刻と下層で鉛直流が激み始める時刻は概ね対応しており，竜巻様渦が2セル構造になるまでオーバーシュートは次第に大きくなっていった．接線風速が最大になる時刻はおおよそ下降流が地表面に到達した時刻と対応していた．

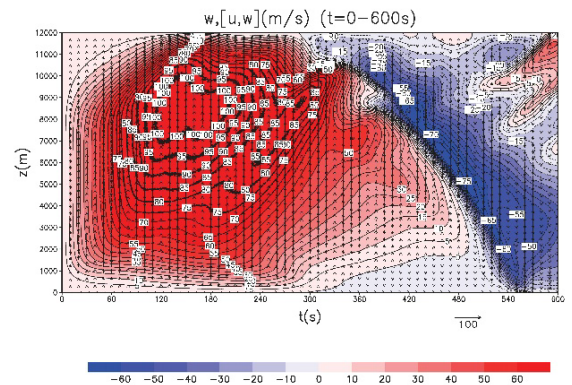


Fig. 8 The time course of the vertical wind (the standard condition). Color, contour, and vector denote vertical wind velocity.

Fig. 9は中心軸上における気圧降下の時間推移を示している．竜巻様渦が2セル構造へと遷移するまで中心軸上の気圧は降下し続けた．気圧降下量は地表面に近づくにつれて大きくなっていった．気圧降下量が最大となった時刻は，中心軸上に発生した下降流が地表面に到達する直前であった．

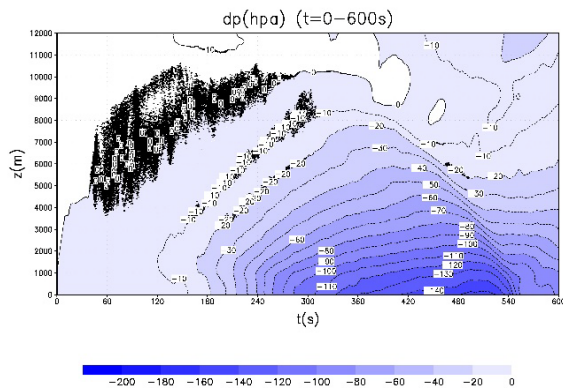


Fig. 9 The time course of the pressure depression on the central axis (the standard condition). Color and contour denote the pressure depression on the central axis.

3.2 解像度に対する感度実験

高解像度と低解像度で数値実験を行った際の結果の違いについてまとめる. Fig. 10 は格子間隔を $(\Delta r, \Delta z) = (60, 60)$ [m] (低解像度) にした場合の $t = 400$ s 時点の corner における風速分布の鉛直断面図である. 低解像度にすると高解像度の場合には生じたオーバーシュートがほとんど生じなかった. オーバーシュートには地表面摩擦が関係していると見られ, 解像度を低くしたことで, 地表面における地表面摩擦の効果を取り込めなくなったために, オーバーシュートがあまり生じなくなったと考えられる.

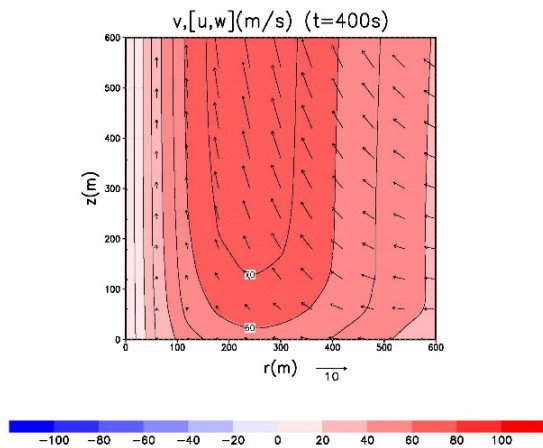


Fig. 10 The vertical cross section at the corner about wind velocity at $t = 400$ s (low resolution).

Fig. 11 は低解像度にした場合の中心軸上における気圧降下の時間推移を示している. 低解像度にする中心軸上の気圧降下量が小さくなった. これは, 低解像度としたために地表面付近の流れが正確に再現されなかったことが影響したと見られる.

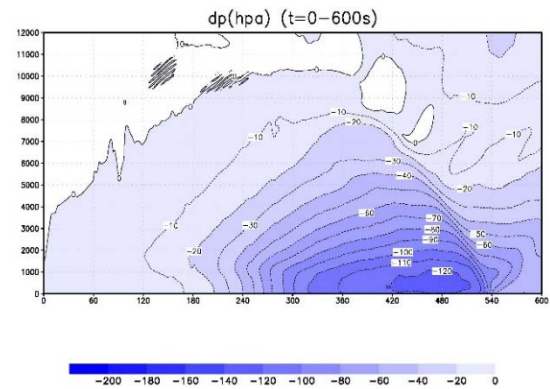


Fig. 11 The time course of the pressure depression on the central axis (low resolution).

3.3 地表面摩擦に対する感度実験

地表面摩擦を有りにした場合と無しにした場合で数値実験を行った際の結果の違いについてまとめる. Fig. 12 は地表面摩擦を無しにした場合の $t = 400$ s 時点の corner における風速分布の鉛直断面図である. 地表面摩擦を無しにするとオーバーシュートは発生しなくなり, 接線風速分布は地表面から上層にかけて同様の構造をした竜巻様渦となった. 従って, 地表面近傍で発生したオーバーシュートの原因の1つに地表面摩擦があることがわかった.

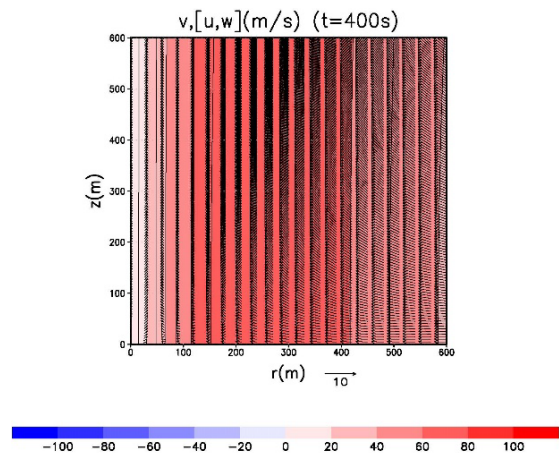


Fig. 12 The vertical cross section at the corner about wind velocity at $t = 400$ s (no surface friction).

Fig. 13 は地表面摩擦を無しにした場合の中心軸上における気圧降下の時間推移を示している. 地表面摩擦を無しにした場合の方が地表面摩擦を有りにした場合よりも気圧降下量が僅かに小さかったことがわかる.

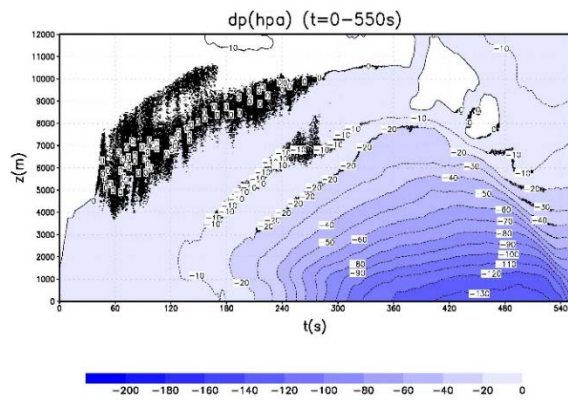


Fig. 13 The time course of the pressure depression on the central axis (no surface friction).

3.4 回転角速度に対する感度実験

回転角速度を $f = 0.02 \text{ s}^{-1}$ にした場合と $f = 0.10 \text{ s}^{-1}$ にした場合で数値実験を行った際の結果の違いについてまとめる。Fig. 14 はコリオリ・パラメータを基準設定の 5 倍である $f = 0.10 \text{ s}^{-1}$ にした場合の $t = 400 \text{ s}$ 時点の corner における風速分布の鉛直断面図である。コリオリ・パラメータを基準設定の 5 倍にした場合では $t = 400 \text{ s}$ 時点で既に下降流が生じており、場の回転角速度が速いほど、竜巻様渦の遷移が早くなることが考えられる。

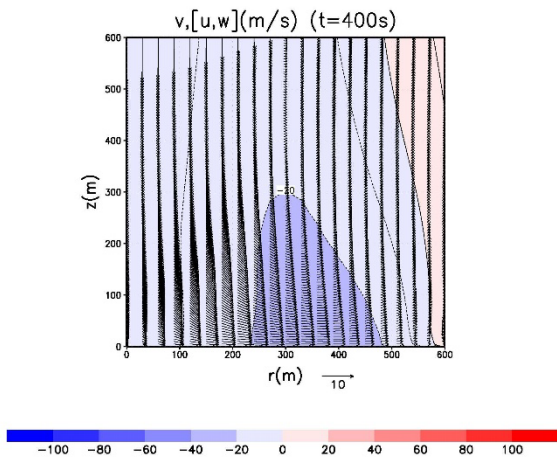


Fig. 14 The vertical cross section at the corner about wind velocity at $t = 400 \text{ s}$ ($f = 0.10 \text{ s}^{-1}$).

Fig. 15 はコリオリ・パラメータを基準設定の 5 倍にした場合の中心軸上における鉛直風速の時間推移を示している。コリオリ・パラメータを基準設定の 5 倍にした場合の方が下降流の発生した時刻が早く、鉛直風速の時間推移からも回転角速度を速くすると竜巻様渦の遷移が早くなることが示唆される。

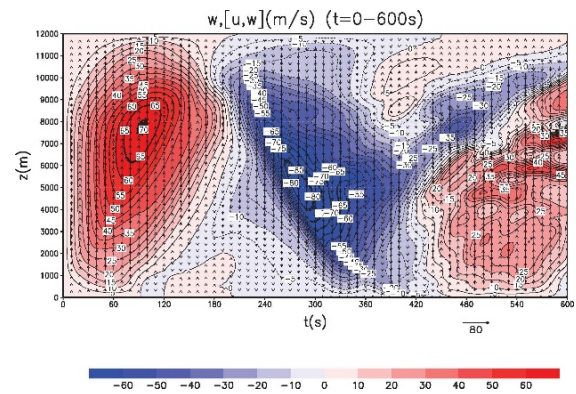


Fig. 15 The time course of the vertical wind ($f = 0.10 \text{ s}^{-1}$). Color, contour, and vector denote vertical wind velocity.

Fig. 16 はコリオリ・パラメータを基準設定の 5 倍にした場合の中心軸上における気圧降下の時間推移を示している。コリオリ・パラメータを基準設定の 5 倍にした場合の方が気圧降下の推移が早く、竜巻様渦が早く発達したことがわかる。コリオリ・パラメータを大きくすると竜巻様渦の発展ペースが早くなったのは、地表面近傍で流入する流れに対してより大きな転向力がかかり、初期の回転がさらに起こり易い状態であったことが原因と考えられる。回転流の速度が速くなるペースが早いと、遠心力が大きくなっていくペースも早くなる。流入が妨げられた状態で鉛直強制による吸い出しが続くと、上向きに出て行く流れが流入する流れよりも大きくなり、中心軸付近の気圧降下も早くなったと考えられる。

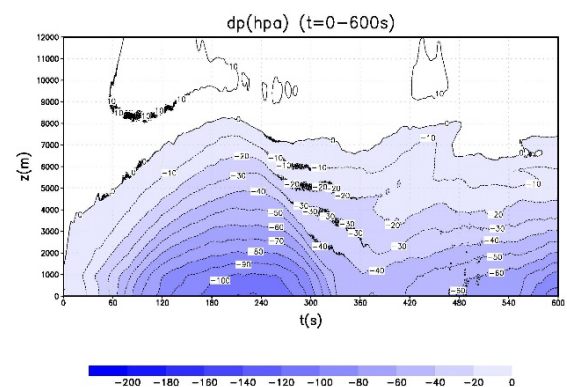


Fig. 16 The time course of the pressure depression on the central axis ($f = 0.10 \text{ s}^{-1}$).

4. 3次元モデルによる数値実験

本章では非静力学圧縮性 3 次元竜巻様渦モデルによる数値実験の結果をまとめる．3 次元モデルでは竜巻様渦の 2 セルから多重渦構造までの遷移過程も再現することができる．基準設定は格子間隔を $(\Delta x, \Delta y, \Delta z_{\min}) = (30, 30, 4.5)$ [m] (高解像度)，地表面摩擦は有り，コリオリ・パラメータを $f = 0.02 \text{ s}^{-1}$ とした．軸対称モデルの結果とは異なり，3 次元モデルの結果では竜巻様渦の 2 セル構造以降の遷移を再現することができる．

4.1 基準実験

軸対称モデルの場合と同様，各感度実験の結果をまとめる前に基準設定における数値実験の結果をまとめる．Fig. 17 は実験開始から $t = 300 \text{ s}$ 時点の計算領域全域における風速分布の鉛直断面図である．軸対称の場合と同様，中心軸付近に与えた鉛直強制によって上昇流ができ，それにより地表面付近に中心軸方向の流れの流入が発生した．流入する流れに対して回転場による右向きの転向力が加わって回転流が発生し，1 セル構造の竜巻様渦ができた．1 セル構造の竜巻様渦ができると，次第に竜巻様渦は強くなり，鉛直上向きに細く伸びた渦構造となっていく．その後，中心軸付近に下降流が発生して，竜巻様渦は 2 セル構造へと遷移した．竜巻様渦が 2 セル構造になると，流れは上層から乱れていった．

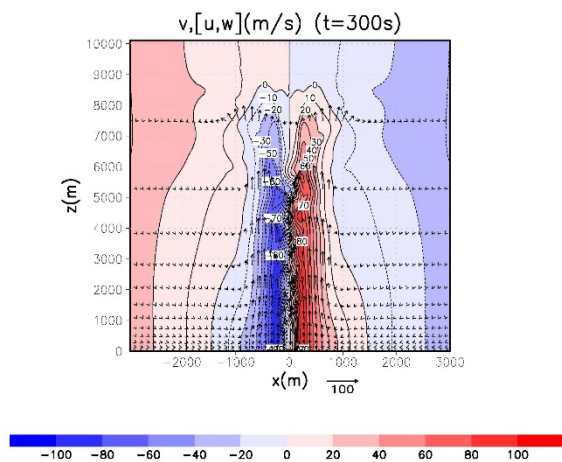


Fig. 17 The whole vertical cross section about wind velocity at $t = 300 \text{ s}$ (the standard condition). Color and contour denote tangential wind velocity (Red area denotes anticlockwise, and blue area denotes clockwise). Vectors denote radial and vertical wind velocity.

Fig. 18 は $t = 300 \text{ s}$ 時点の corner における風速分布の鉛直断面図である．軸対称モデルの場合と同様に 1 セル構造の竜巻様渦が発達していくと地表面近傍における流入する流れが中心軸方向へとオーバーシュートするようになった．軸対称モデルと比較するとオーバーシュートがよりはっきり表現されていることがわかる．これは両モデルで鉛直強制の分布が特に最下層の部分で異なることに起因したと見られる．

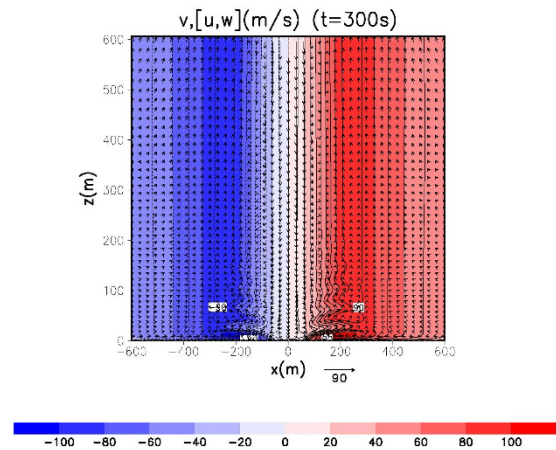


Fig. 18 The vertical cross section at the corner about wind velocity at $t = 300 \text{ s}$ (the standard condition).

Fig. 19 は中心軸上における鉛直風速の時間推移を示している．軸対称モデルと同様，オーバーシュートが大きくなっていく時刻と下層で鉛直流が激み始める時刻はおおよそ対応しており，竜巻様渦が 2 セル構造になるまでオーバーシュートは次第に大きくなっていった．また，接線風速が最大になる時刻は下降流が地表面に到達する時刻の直前であった．

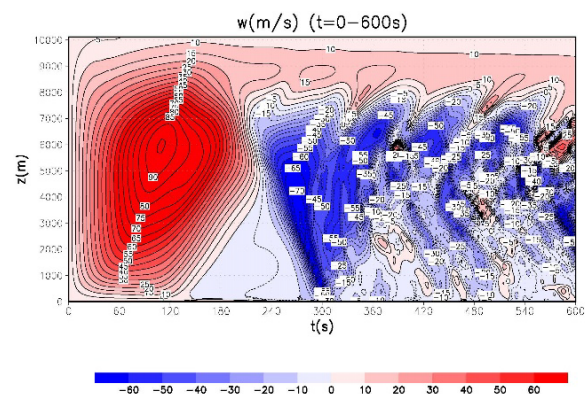


Fig. 19 The time course of the vertical wind (the standard condition). Color and contour denote vertical wind velocity.

Fig. 20は中心軸上における気圧降下の時間推移を示している．軸対称モデルと同様，竜巻様渦が2セル構造へと遷移するまで中心軸上の気圧は降下し続けた．地表面に近いほど，気圧降下量は大きくなっていた．気圧降下量が最大となった時刻は，竜巻様渦内に発生した下降流が地表面に到達する直前であった．

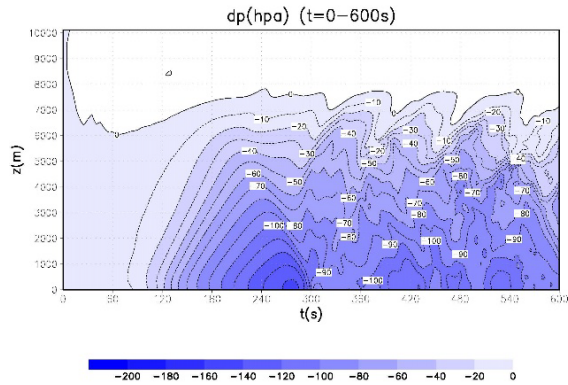


Fig. 20 The time course of the pressure depression on the central axis (the standard condition). Color and contour denote the pressure depression on the central axis.

Fig. 21は $t=800$ s時点のcornerにおける高度 $z=100$ m地点での風速分布の水平断面図である．竜巻様渦が2セル構造へと遷移し，徐々に流れが乱れていくと，中心軸を横切るような流れが発生した，さらに時間が進むと，水平面における流れの形状が同心円状から楕円状へと変化していった．竜巻様渦の中心部は下降流と上昇流が混在した様子になっていった．

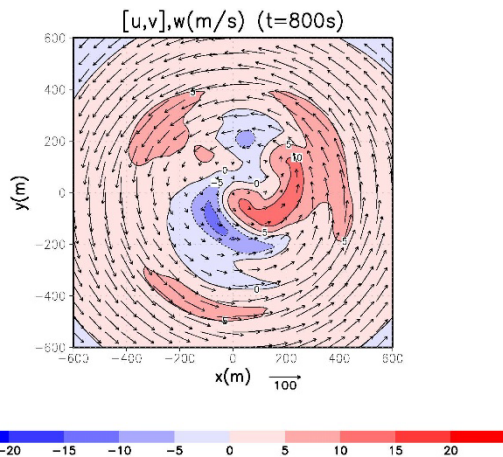


Fig. 21 The horizontal cross section at $z=100$ m at the corner about wind velocity at $t=800$ s (the standard condition). Color and contour denote vertical wind velocity (Red area denotes upward flow, and blue area denotes downward flow). Vectors denote horizontal wind velocity.

Fig. 22は $t=800$ s時点の計算領域全域における渦度分布の3次元図である．竜巻様渦の中心部に下降流が生じると，竜巻様渦はまっすぐ鉛直上向きに伸びた渦構造から波を打つように乱れた渦へと下降流が通過した部分から変化していった．流れが大きく乱れていくと，竜巻様渦は多重渦構造に向かって遷移していった．この時点において，竜巻様渦は多重渦構造へと完全に遷移していた訳ではないが，今にも2つの渦へと分裂しそうな状態になっていたことがわかる．

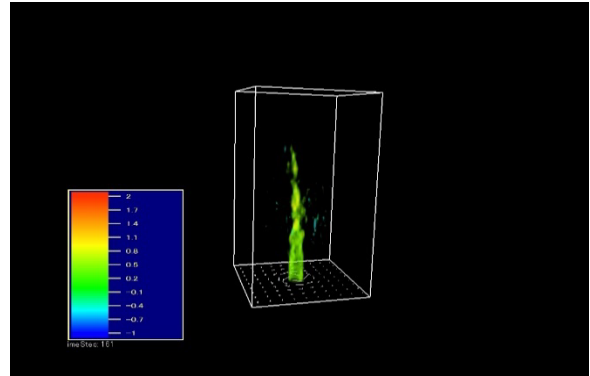


Fig. 22 The 3D Drawing about horizontal vorticity at $t=800$ s (the standard condition). Color denotes horizontal vorticity (negative vorticity values are shaded blue and positive vorticity values are shaded red).

Fig. 23は $t=800$ s時点の原点から半径約1200 m以内における高度 $z=100$ m地点での水平風速の非軸対称成分分布と基本場からの気圧偏差の水平断面図である．反時計回りの渦と時計回りの渦が少なくとも1つずつ対をなして存在しているのが確認できる．反時計回りの渦は気圧の低圧偏差，時計回りの渦は高圧偏差の部分に対応していた．竜巻様渦が2セル構造となつてからしばらくの間，各渦は反時計回りに移動しており，反時計回りの軸対称流れに流されていたと見られる．しかし，時間が進み軸対称な流れが非軸対称な流れよりも小さくなっていくと，各渦の反時計回りの動きも小さくなっていった．水平風速の非軸対称成分を取り出した時に現れた反時計回りと時計回りの渦の数は常に増減し，強化と衰弱を繰り返しているように見えた．また，各渦同士でも相互作用をしているように見えた．

[u,v](perturbation)(m/s),dp(perturbation)(hpa) (t=800s)

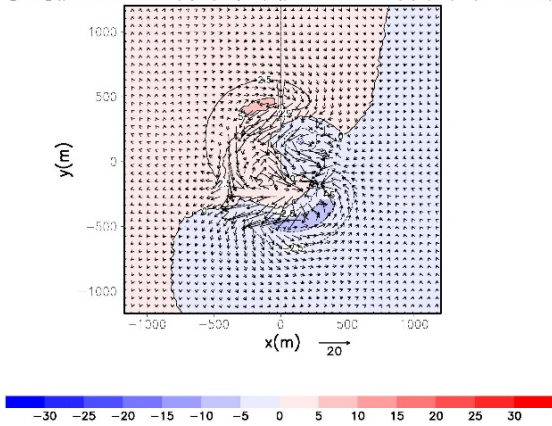


Fig. 23 The horizontal cross section at $z = 100$ m within the radius of about 1200 m about asymmetric wind velocity and pressure deviation from the axisymmetric component at $t = 800$ s (the standard condition). Color and contour denote asymmetric pressure. Vectors denote asymmetric horizontal wind velocity.

4.2 解像度に対する感度実験

高解像度と低解像度で数値実験を行った際の結果の違いについてまとめる．Fig. 24は格子間隔を $(\Delta x, \Delta y, \Delta z) = (60, 60, 50)$ [m] (低解像度)にした場合の $t = 300$ s時点のcornerにおける風速分布の鉛直断面図である．軸対称モデルと同様，低解像度にする高解像度の場合には生じたオーバーシュートがほとんど生じなかった．これにより，解像度が低いと地表面摩擦の効果をうまく取り込むことができず，オーバーシュートがあまり再現されないことが3次元モデルの結果からも示唆された．

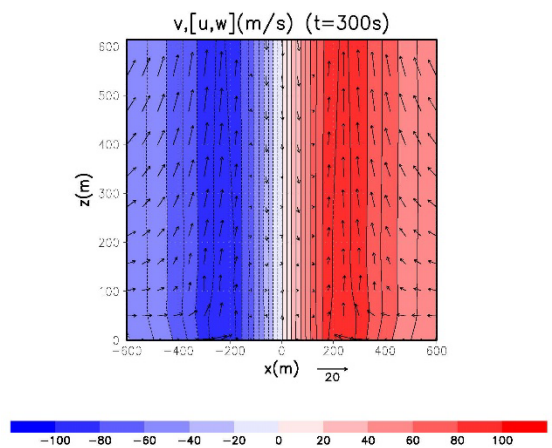


Fig. 24 The vertical cross section at the corner about wind velocity at $t = 300$ s (low resolution).

Fig. 25は低解像度にした場合の中心軸上における気圧降下の時間推移を示している．軸

対称モデルと同様，低解像度の場合には中心軸上の気圧降下量が小さくなった．低解像度であったために地表面付近の流れをうまく表現できなかったことが中心軸上の気圧降下に影響を与えたと考えられる．

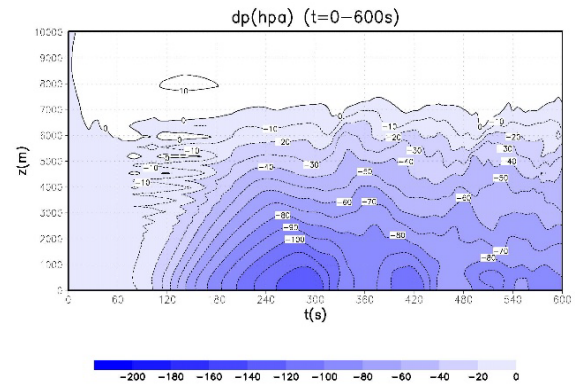


Fig. 25 The time course of the pressure depression on the central axis (low resolution).

4.3 地表面摩擦に対する感度実験

地表面摩擦を有りにした場合と無しにした場合で数値実験を行った際の結果の違いについてまとめる．Fig. 26は地表面摩擦を無しにした場合の $t = 300$ s時点のcornerにおける風速分布の鉛直断面図である．軸対称モデルと同様，地表面摩擦を無しにするとオーバーシュートは発生しなくなった．これにより，地表面近傍におけるオーバーシュートの発生には地表面摩擦が必要であることが3次元モデルからも示された．

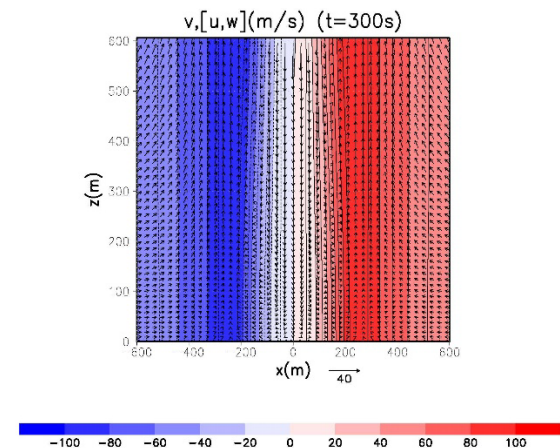


Fig. 26 The vertical cross section at the corner about wind velocity at $t = 300$ s (no surface friction).

Fig. 27は地表面摩擦を無しにした場合の中心軸上における気圧降下の時間推移を示している．軸対称モデルの結果とは少し異なり，

地表面摩擦の有無に関わらず，気圧降下の時間推移に差はほぼ見られなかった．これは各モデルに与えた鉛直強制分布の差によるものと考えられる．3次元モデルでは気圧降下量に関係なくオーバーシュートが発生したことから，オーバーシュートの発生に気圧降下量は影響しないと考えられる．

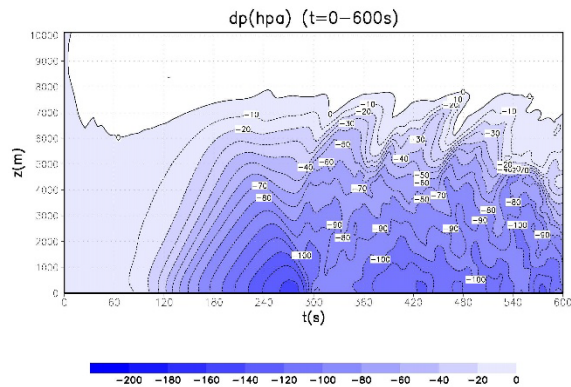


Fig. 27 The time course of the pressure depression on the central axis (no surface friction).

4.4 回転角速度に対する感度実験

回転角速度を $f = 0.02 \text{ s}^{-1}$ にした場合と $f = 0.10 \text{ s}^{-1}$ にした場合で数値実験を行った際の結果の違いについてまとめる．Fig. 28はコリオリ・パラメータを基準設定の5倍である $f = 0.10 \text{ s}^{-1}$ にした場合の $t = 300 \text{ s}$ 時点の corner における風速分布の鉛直断面図である．コリオリ・パラメータを5倍にした場合，オーバーシュートの発生位置が外側にずれ，下降流域が広がっていたことがわかる．

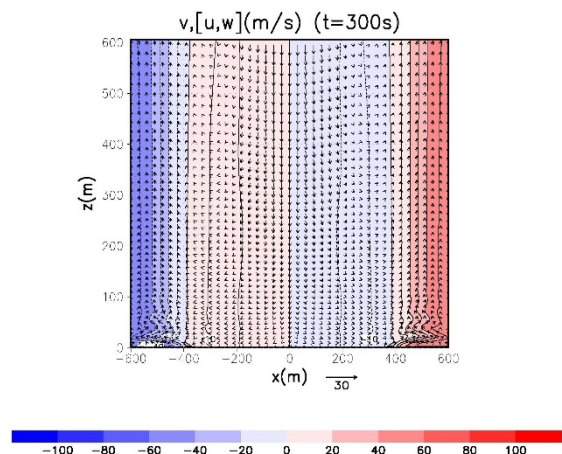


Fig. 28 The vertical cross section at the corner about wind velocity at $t = 300 \text{ s}$ ($f = 0.10 \text{ s}$).

Fig. 29 はコリオリ・パラメータを基準設定の5倍にした場合の中心軸上における鉛直風

速の時間推移を示している．軸対称モデルと同様，中心軸上に発生した竜巻様渦内の下降流が早い段階で生じたことがわかる．このことから，コリオリ・パラメータを大きくすると，竜巻様渦の遷移が早くなることがわかる．

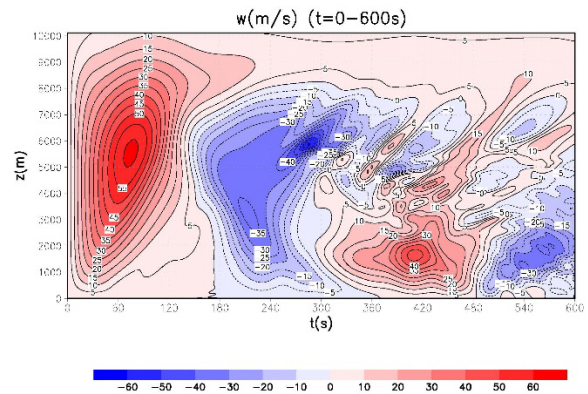


Fig. 29 The time course of the vertical wind (the standard condition). Color and contour denote vertical wind velocity.

Fig. 30はコリオリ・パラメータを基準設定の5倍にした場合の中心軸上における気圧降下の時間推移を示している．軸対称モデルと同様，鉛直風速の時間推移で下降流の発生したタイミングが早く，また気圧降下の時間推移も早くなっていたことがわかる．気圧降下は下降流が地表面に達して竜巻様渦が2セル構造に遷移する直前まで続いた．

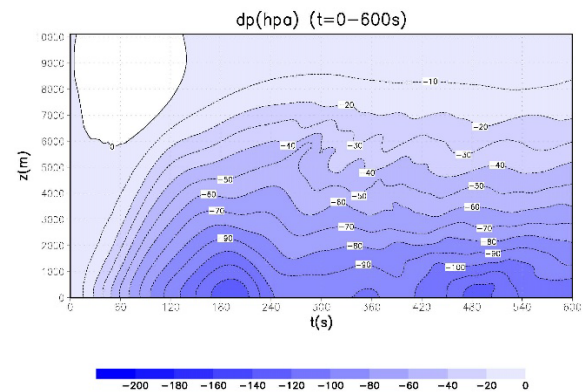


Fig. 30 The time course of the pressure depression on the central axis ($f = 0.10 \text{ s}$).

Fig. 31は $t = 800 \text{ s}$ 時点の corner における高度 $z = 100 \text{ m}$ 地点での風速分布の水平断面図である．コリオリ・パラメータを大きくすると竜巻様渦の遷移が早くなるだけではなく，2セル構造へと遷移した後の流れの乱れ方もより顕著になった．

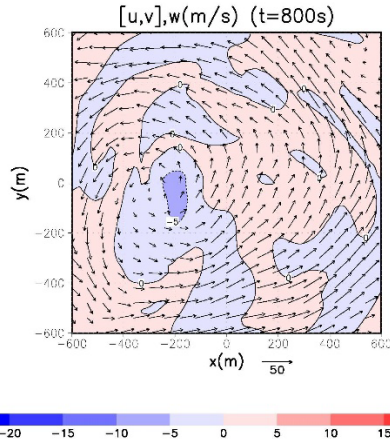


Fig. 31 The horizontal cross section at $z = 100$ m near the corner about wind velocity at $t = 800$ s ($f = 0.10$ s).

Fig. 32は $t = 800$ s時点の計算領域全域における渦度分布の3次元図である．コリオリ・パラメータを大きくすると,最初にできる1セル構造の竜巻様渦は基準実験の場合よりも太くなった．そして,竜巻様渦は早く遷移していき,中心軸上に下降流が生じて2セル構造へと遷移した後は,基準実験の時よりも流れの乱れが顕著であった．竜巻様渦は完全に2つに分裂し,多重渦構造へと遷移する様子も確認できた．渦が2つへと分裂した後は,小さい渦が大きな渦のまわりを反時計回りに回って再び1つの渦へと合体した．

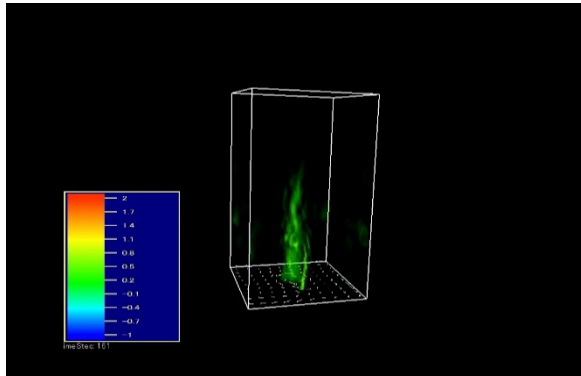


Fig. 32 The 3D Drawing about horizontal vorticity at $t = 800$ s ($f = 0.10$).

Fig. 33は $t = 800$ s時点の原点から半径約2000 m以内における高度 $z = 100$ m地点での水平風速と気圧の非軸対称成分分布の水平断面図である．反時計回りの渦が少なくとも2つ,時計回りの渦が少なくとも1つずつ存在しているのが確認できる．一番右に位置している大きな低压偏差を持つ反時計回りの渦がFig. 32の分裂した小さな渦に対応していると見ら

れ,残る2つの反時計回りと時計回りの渦はお互いに対をなして存在しており大きな渦に対応していると見られる．竜巻様渦の遷移が早いので,竜巻様渦が2セル構造になった後に同心円状に流れる軸対称な流れが非軸対称な流れになるのも早かった．基準実験と同様に竜巻様渦が2セル構造となった後,水平風速の非軸対称成分内に現れた反時計回りと時計回りの渦の数は常に増減し,強化と衰弱を繰り返した．また,各渦同士でも相互作用をしていたと考えられる．

[u,v](perturbation)(m/s),dp(perturbation)(hpa) ($t = 800$ s)

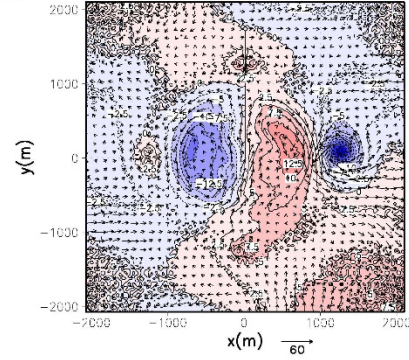


Fig. 33 The horizontal cross section at $z = 100$ m within the radius of about 2000 m about asymmetric wind velocity and pressure deviation from the axisymmetric component at $t = 800$ s ($f = 0.10$ s⁻¹).

5. 竜巻と竜巻様渦の遷移に関する考察

5.1 1セル構造の竜巻様渦の強化

竜巻様渦の遷移過程を各段階に分けて考察する．Fig. 34とFig. 35は軸対称モデルによる地表面摩擦を無しにした場合での $t = 275$ sと $t = 300$ s時点のcornerにおける風速分布の鉛直断面図である．両時刻の図を比べると,時間が経過すると接線風速の増大と共に接線風速が最大となる部分が内側に寄って行ったことがわかる．竜巻様渦が1セル構造になっている間の渦構造は(5)式で与えられる旋衡風平衡の式にほぼ従うと考えられる．ここで ρ は大気密度[kg m⁻³], p は気圧[Pa], r は中心軸からの半径[m], v は接線風速[m s⁻¹]である．

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \approx \frac{v^2}{r}. \quad (5)$$

通常,回転スケールが小さい場合,転向力は遠心力よりも非常に小さくなる．コリオリ・パラメータを基準設定の5倍にした場合でも

遠心力や気圧傾度力の高々1/5程度にしかならないので、ここでは省略する．中心軸上に与えた上向きの鉛直強制により、(5)式左辺の動径方向の気圧傾度力が時間と共に増大していく．つまり、旋衡風平衡を保つためには右辺の遠心力の増大が必要となる．そのためには、竜巻様渦の回転半径が狭くなるか、接線風速の増大が起こらなければならない．両方が起こるとすると、竜巻様渦は強化されつつ細くなっていくように見えると考えられる．Fig. 34とFig. 35を見ると、1セル構造の竜巻様渦が発展していくにつれて、回転半径の減少も接線風速の増大も起こっていたことがわかる．

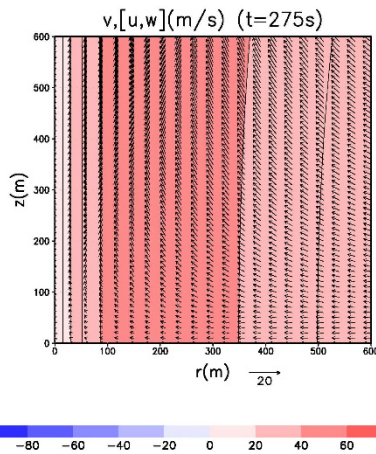


Fig. 34 The vertical cross section at the origin about wind velocity at $t = 275$ s by the axisymmetric model (no surface friction).

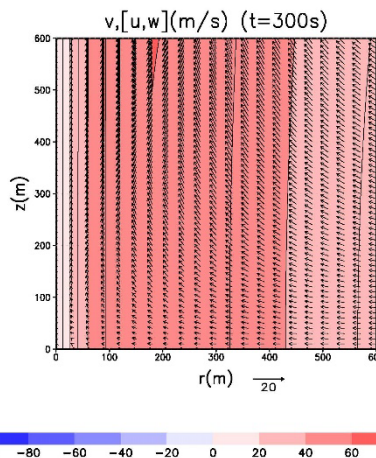


Fig. 35 The vertical cross section at the corner about wind velocity at $t = 300$ s by the axisymmetric model (no surface friction).

5.2 オーバーシュートの発生過程

1セル構造の竜巻様渦が強化されていくと、地表面近傍の流れが中心軸付近まで進入するオーバーシュートが発生する．軸対称及び3次元モデルによる数値実験の結果、地表面摩擦を無しにすると地表面近傍におけるオーバーシュートが発生しなくなったので、オーバーシュートの原因の1つに地表面摩擦があることがわかる．本節では、地表面摩擦を取り込むことによって $t = 300$ sにおける動径方向の力のつり合いがどう変化したのかを評価し、地表面近傍に発生した流れのオーバーシュートについて考える．竜巻様渦が2セル構造に移移するまでの間、竜巻様渦はおおよそ軸対称構造をしていると仮定し、動径方向の力のつり合いの評価には円筒座標系における軸対称オイラー方程式を用いた．動径方向の式は(6)式で表される．ここで u は動径方向の風速 $[\text{m s}^{-1}]$ 、 w は鉛直方向の風速 $[\text{m s}^{-1}]$ である．左辺第1項は動径風速の時間変化、左辺第2項は動径風速の動径方向への移流、左辺第3項は動径風速の鉛直方向への移流、右辺第1項は動径方向の気圧傾度力、右辺第2項は遠心力である．転向力や地表面摩擦、渦粘性などは他項に比べて小さいのでここでは省略した．

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{v^2}{r} \quad (6)$$

Fig. 36は3次元モデルにおいて地表面摩擦を有りにした場合、Fig. 37は地表面摩擦を無しにした場合の $t = 300$ s時点でのcornerにおける遠心力分布の鉛直断面図を示している．地表面摩擦を有りにした場合、オーバーシュートによって流れが波打ちながら上昇したことに対応して、外向きの遠心力に強い部分と弱い部分ができていた．特に、遠心力が小さかった地表面付近と大きかったその上部では最大で 60 m s^{-2} ぐらいの差があった．一方、地表面摩擦を無しにした場合では鉛直方向に一樣な遠心力分布となっており、地表面近傍とその上部で遠心力分布の差は無かった．

Fig. 38は3次元モデルで地表面摩擦を有りにした場合、Fig. 39は地表面摩擦を無しにした場合の $t = 300$ s時点でのcornerにおける動径方向の気圧傾度力分布の鉛直断面図を示している．地表面摩擦を有りにした場合、地表面から少し上部に動径方向の気圧傾度力が小さくなっていた部分があり、最大で数 m s^{-2} ぐらい小さくなっていた．オーバーシュートによって流れが波打ちながら上昇したことに対応

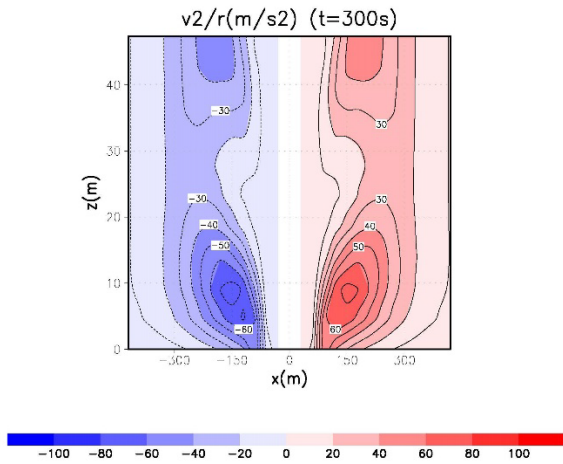


Fig. 36 The vertical cross section at the corner about centrifugal force at $t = 300$ s (the standard condition). Color and contour denote centrifugal force (Red area denotes rightward force, and blue area denotes leftward force).

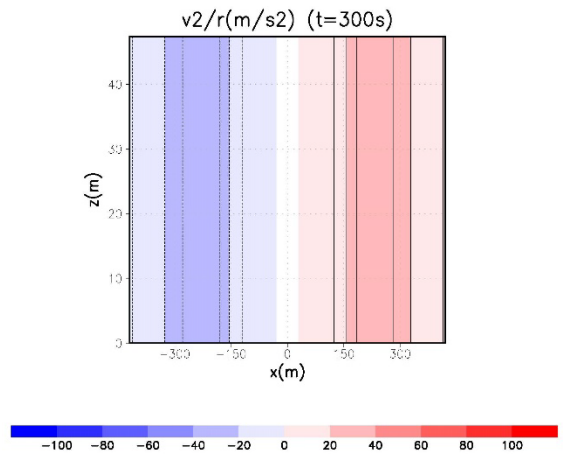


Fig. 37 The vertical cross section at the corner about centrifugal force at $t = 300$ s (no surface friction).

していたと見られる．一方で地表面摩擦を無しにした場合は遠心力と同様，動径方向の気圧傾度力は鉛直方向に一樣に分布しており，地表面近傍とその上部で動径方向の気圧傾度力の差は無かった．

Fig. 40は3次元モデルにおいて地表面摩擦を有りにした場合，Fig. 41は地表面摩擦を無しにした場合の $t = 300$ s時点でのcornerにおける動径風速の動径方向への移流を表した鉛直断面図を示している．地表面摩擦を有りにした場合，地表面ごく近傍の中心軸側における狭い領域に動径風速の動径方向への内向き移流が存在しており，最大で 30 m s^{-2} ぐらいであった．一方で地表面摩擦を無しにした場合，

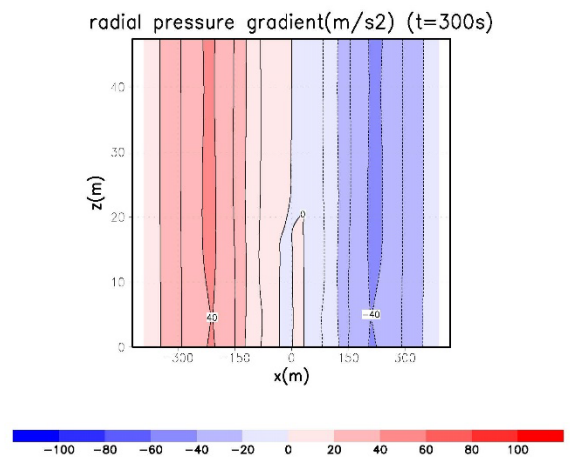


Fig. 38 The vertical cross section at the corner about radial pressure gradient at $t = 300$ s (the standard condition). Color and contour denote radial pressure gradient (Red area denotes rightward force, and blue area denotes leftward force).

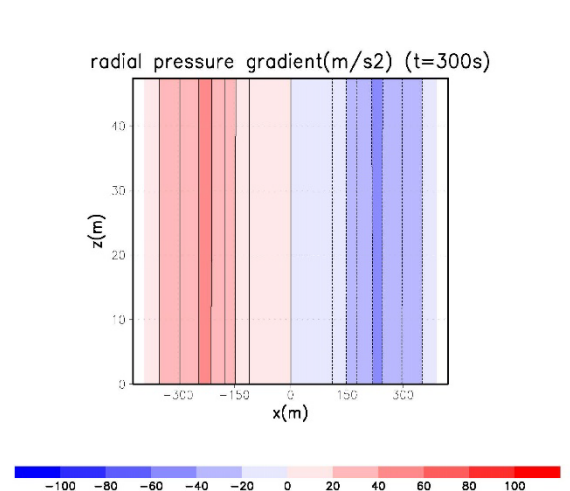


Fig. 39 The vertical cross section at the corner about radial pressure gradient at $t = 300$ s (no surface friction).

遠心力や動径方向の気圧傾度力と同様，動径風速の動径方向への移流は全域でほとんど見られず，地表面近傍とその上部で差は無かった．

Fig. 42は3次元モデルにおいて地表面摩擦を有りにした場合，Fig. 43は地表面摩擦を無しにした場合の $t = 300$ s時点でのcornerにおける動径風速の鉛直方向への移流を表した鉛直断面図を示している．地表面摩擦を有りにした場合，地表面から上空に向かって動径風速の鉛直方向への内向きと外向き移流が交互に並んでおり，地表面に最も近い位置にある内向き移流は最大で 40 m s^{-2} ぐらいであった．一

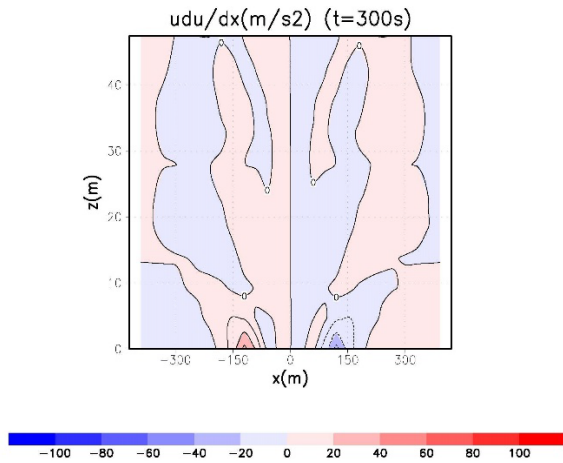


Fig. 40 The vertical cross section at the corner about the advection of radial wind velocity in radial direction at $t=300$ s (the standard condition). Color and contour denote the advection of radial wind velocity in radial direction (Red area denotes rightward force, and blue area denotes leftward force).

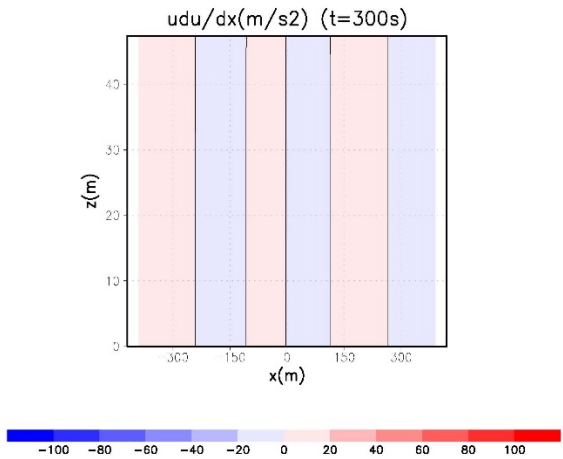


Fig. 41 The vertical cross section at the corner about the advection of radial wind velocity in radial direction at $t=300$ s (no surface friction).

方で地表面摩擦を無しにした場合，遠心力や動径方向の気圧傾度力及び動径風速の移流と同様，動径風速の鉛直方向への移流は全域でほとんど見られず，地表面近傍とその上部で差は無かった．

Fig. 44 は 3 次元モデルにおいて地表面摩擦を有りにした場合，Fig. 45 は地表面摩擦を無しにした場合の $t=300$ s 時点での corner における Fig. 36 から Fig. 43 で示した各力の成分を地表面摩擦の有無別に足し合わせた流れに対して動径方向に働く合力の鉛直断面図

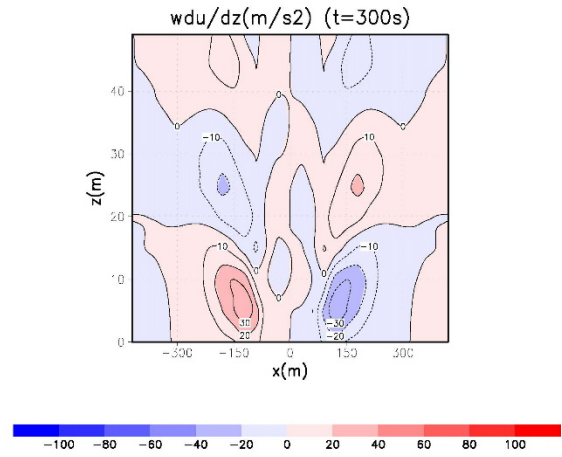


Fig. 42 The vertical cross section at the corner about the advection of radial wind velocity in vertical direction at $t=300$ s (the standard condition). Color and contour denote the advection of radial wind velocity in vertical direction (Red area denotes rightward force, and blue area denotes leftward force).

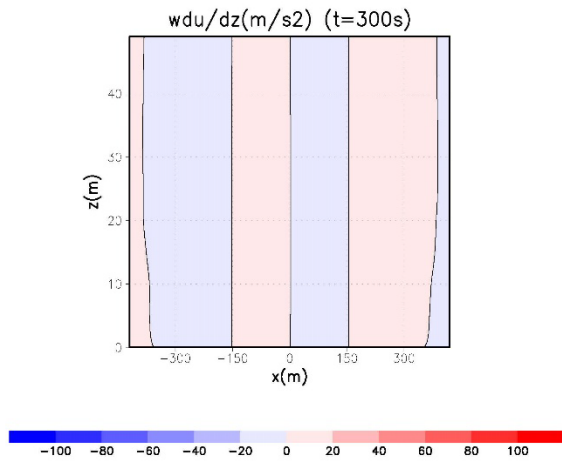


Fig. 43 The vertical cross section at the corner about the advection of radial wind velocity in vertical direction at $t=300$ s (no surface friction).

を示している．地表面摩擦を有りにした場合，渦粘性や転向力，地表面摩擦を踏まえても，内向きに働く動径方向の気圧傾度力や動径風速の動径及び鉛直方向への移流によって地表面近傍において最大 15 m s^{-2} 程度の内向きの加速度が生じていたことがわかる．オーバーシュートで中心軸付近まで流れが入り込んだことで外向きの遠心力が増大し，そこに上昇流が加わり，オーバーシュート後の流れは外向きに上層しながら向かったと考えられる．こうして流れに対して働く遠心力が増減を繰

り返して、オーバーシュートを経た流れは波打ちながら上昇していったと見られる．一方で地表面摩擦を無しにした場合，外向きに働く遠心力と内向きに働く動径方向の気圧傾度力が全域でほとんど相殺しており，動径風速の移流はほとんど無かったことから，オーバーシュートは発生しなかったと見られる．またこのことから，前節で用いた旋衡風平衡の関係がほぼ成立していたことがわかる．

上記のように，地表面摩擦を有りにした場合での地表面近傍におけるオーバーシュートの発生原因は，地表面摩擦の影響により遠心力や動径方向の気圧傾度力の分布が地表面付近で変化し，動径成分の運動量輸送を表す動径及び鉛直方向への動径速度の移流が新たに発生したことであると考えられる．地表面摩擦が流れに対して直接与える影響は小さく，地表面近傍での限定的なものと見られるが，遠心力，動径方向の気圧傾度力，動径速度の移流の分布に影響を及ぼすことで流れに対して間接的に大きな影響を与えると考えられる．

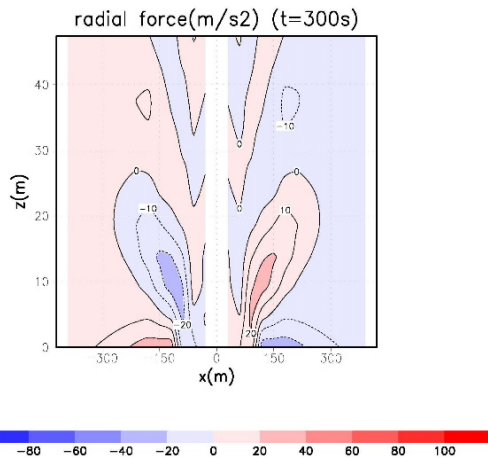


Fig. 44 The vertical cross section at the corner about radial resultant force at $t = 300$ s (the standard condition). Color and contour denote radial resultant force (Red area denotes rightward force, and blue area denotes leftward force).

5.3 竜巻様渦の2セル構造への遷移

1セル構造の竜巻様渦がある程度発達すると，中心軸上に下降流が生じ，それが地表面まで達することによって2セル構造への竜巻様渦へと遷移する．本節でも前節と同様，2セル構造になるまでの竜巻様渦はおよそ軸対称構造をしていると仮定し，鉛直方向の力のつり合いの評価にも円筒座標系の軸対称オイラ

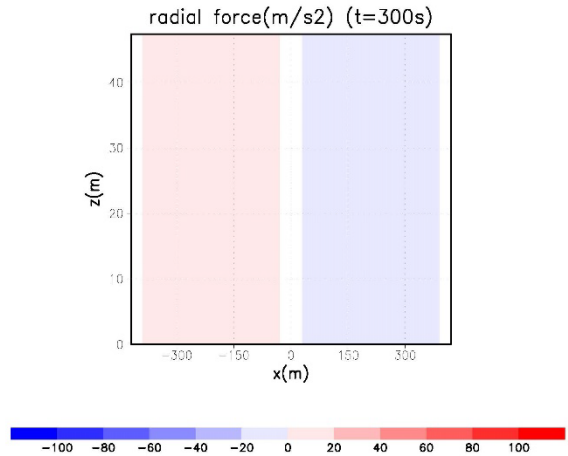


Fig. 45 The vertical cross section at the corner about radial resultant force at $t = 300$ s (no surface friction).

一方程式を用いた．鉛直方向の式は(7)式で表される．ここで g は重力加速度 $[m\ s^{-2}]$ である．

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + F_z. \quad (7)$$

気圧 p を基本成分 $\bar{p}$ と変動成分 p' に分離し，気圧の基本成分 $\bar{p}$ に対して静力学平衡

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = g \quad (8)$$

が成立すると考えると(7)式は

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} + F_z. \quad (9)$$

となって重力加速度 g を消去できる．(9)式の左辺第1項は鉛直風速の時間変化，左辺第2項は鉛直風速の動径方向への移流，左辺第3項は鉛直速度の鉛直方向への移流，右辺第1項は鉛直方向の気圧変動の傾度力，右辺第2項は鉛直強制である．鉛直方向の気圧変動の傾度力とは要するに気圧の基本成分とつり合わなくなった分の大気に対する重力に相当する．本節では(7)式を変形した(9)式を用いて鉛直方向の力のつり合いを評価し，竜巻様渦が2セル構造になる直前に生じた下降流について考える．

Fig. 46は3次元モデルにおいて地表面摩擦を無しにした場合の $t = 250$ s 時点での中心軸付近における鉛直方向の気圧変動の傾度力分布についての鉛直断面図である． $z = 3000$ m から $z = 7000$ m の中心軸付近において最大で $4\ m\ s^{-2}$ 程度の鉛直方向の気圧変動の傾度力が下向きに働いていたことがわかる．

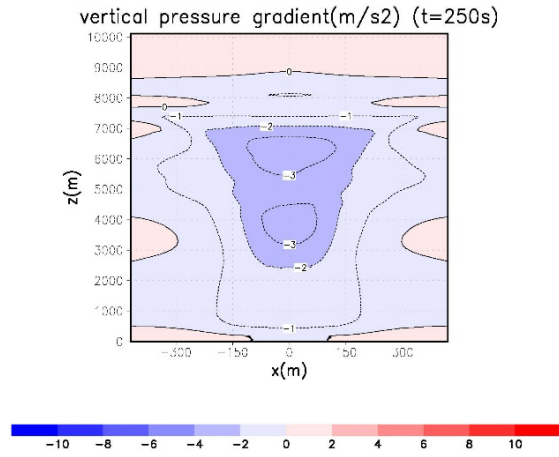


Fig. 46 The vertical cross section at the central axis about vertical pressure gradient at $t = 250$ s (no surface friction). Color and contour denote vertical pressure gradient (Red area denotes upward force, and blue area denotes downward force).

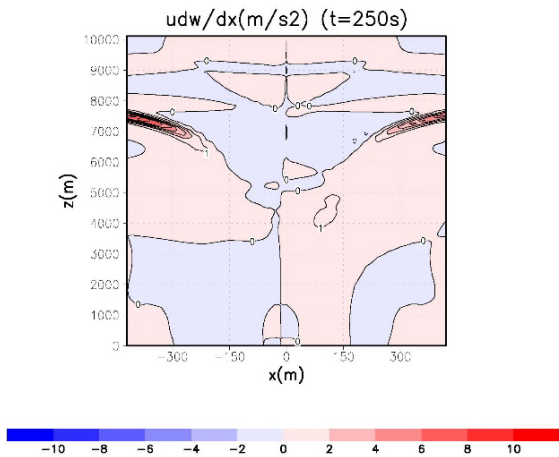


Fig. 47 The vertical cross section at the central axis about the advection of vertical wind velocity in radial direction at $t = 250$ s (no surface friction). Color and contour denote the advection of vertical wind velocity in radial direction (Red area denotes upward force, and blue area denotes downward force).

Fig. 47 は 3 次元モデルにおいて地表面摩擦を無にした場合の $t = 250$ s 時点での中心軸付近における鉛直風速の動径方向への移流分布についての鉛直断面図である．中心軸付近には鉛直風速の動径方向への移流はほとんど無かったことがわかる．一方で $z = 7000$ m から $z = 8000$ m の中心軸から半径 400 m 付近にお

いて最大で 7 m s^{-2} 程度の鉛直風速の動径方向への移流が上向きに働いていたことがわかる．これは Fig. 18 や Fig. 28 などで見られた竜巻様渦が上層で波打ったようになっている部分に対応していると見られる．

Fig. 46 から Fig. 48 の鉛直方向の気圧変動の傾度力と鉛直風速の動径及び鉛直方向への移流に加えて鉛直強制による影響を考慮すると、 $z = 6000$ m から $z = 7000$ m の中心軸付近に最大 4 m s^{-2} ぐらいの下向きの加速度が $t = 250$ s 時点で働いていたと考えられる．つまりこの時点では、いつ中心軸付近で下降流が生じてもおかしくない状態であったと考えられる．

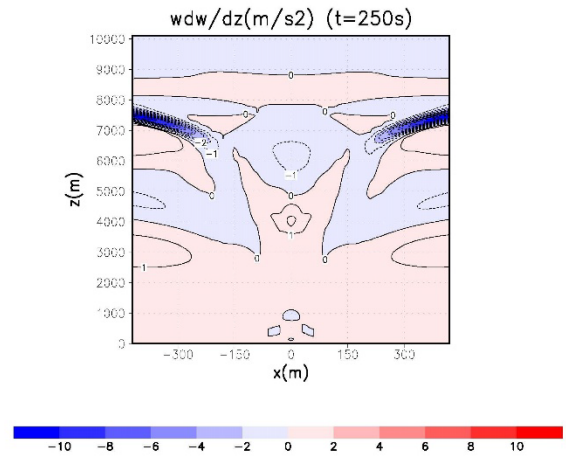


Fig. 48 The vertical cross section at the central axis about the advection of vertical wind velocity in vertical direction at $t = 250$ s (no surface friction). Color and contour denote the advection of vertical wind velocity in vertical direction (Red area denotes upward force, and blue area denotes downward force).

中心軸上に下降流が発生して竜巻様渦が 1 セルから 2 セル構造へと遷移したのは、中心軸上に与えた鉛直強制による吸い出しで大気密度が下層で減少し、また上層で増大したことで鉛直方向の気圧変動の傾度力が下向きに大きく働いたことが原因と考えられる．それにより、下向きの働く力が鉛直強制による上向きの力を上回ったことで下降流が発生し、竜巻様渦は 2 セル構造へと遷移したものと見られる．

5.4 竜巻様渦の多重渦構造への遷移

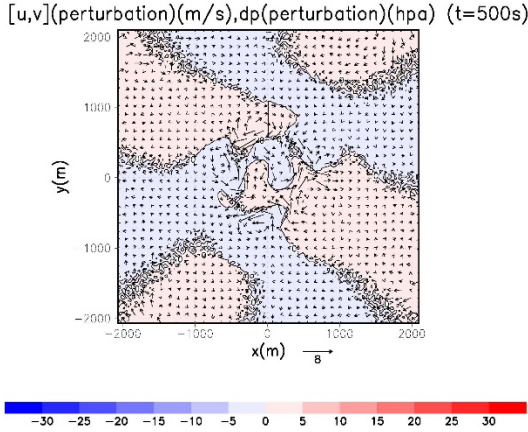


Fig. 49 The horizontal cross section at $z = 100$ m within the radius of about 2000 m about asymmetric wind velocity and pressure deviation from the axisymmetric component at $t = 500$ s ($f = 0.10 \text{ s}^{-1}$).

中心軸上に下降流が発生し、竜巻様渦が 2 セル構造へと遷移すると非軸対称な流れが徐々に大きくなっていき、一方で軸対称な流れは小さくなっていく。Fig. 49 は $t = 500$ s 時点の原点から半径約 2000 m 以内における高度 $z = 100$ m 地点での水平風速と気圧の非軸対称成分分布の水平断面図である。竜巻様渦が 2 セル構造へと遷移してから少し時間が経つと Fig. 49 のように非軸対称な流れの向きが重なって一時的に大きな流れを作る場面が度々見られ、そこに周りから流れが合流することで渦へと発展することがあった。渦の発生する頻度が多くなってくると、渦として持続する時間が徐々に長くなり、複数の渦が発生するようになった。渦は反時計回りなら気圧は低下、時計回りなら気圧は高くなっていった。こうして竜巻様渦は多重渦構造へと遷移していった。このような渦の発生過程から察するに、竜巻様渦の多重渦構造への遷移の原因として流れの急な変化に伴って発生する水平シア不安定と流れの合流に伴って発生するケルビン・ヘルムホルツ不安定が考えられる。Fig. 49 内には水平風速の非軸対称成分のベクトルの向きが急変している部分も流れが合流している部分も存在しており、挙げた 2 種類の不安定によって新たな渦がいつ発生してもおかしくない状態であったことがわかる。

5.5 竜巻様渦のスワール比の推移

スワール比は竜巻様渦の遷移と関係があることが知られており、竜巻様渦の研究には度々用いられてきた。第 1 章でも少し取り上げたが、スワール比は流入量に対する回転量の比で表される。Lewellen et al. (1997, 2000) でも挙げられたように、竜巻様渦の遷移には特に地表面と中心軸の交点付近の corner と呼ばれる領域のスワール比が重要であるとされている。本節では 3 次元モデルでの結果を用いて corner のスワール比の時間変化を計算する。スワール比の計算には Lewellen et al. (2000) で定義された corner でのスワール比を用いる。Lewellen et al. (2000) で定義された corner でのスワール比 S_c は、地表面摩擦による影響を受けていない角運動量を M_∞ [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]、角運動量を M [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]、地表面摩擦の影響を受けない高さにおける接線風速が最大となる半径を r_c [m]、流れの流入時における角運動量の減損量のフラックスを Y [$\text{m}^5 \text{s}^{-2}$] として、

$$S_c = \frac{r_c M_\infty}{Y} \quad (10)$$

と表される。減損角運動量フラックス Y は

$$Y = - \int_0^{z_1} 2\pi r_1 (M_\infty - M) dz, \quad (11)$$

地表面摩擦の影響を受けない高さでの最大接線風速半径 r_c は

$$r_c = \frac{M_\infty}{V_c} \quad (12)$$

で表すことができる。 r_1 は corner 領域の半径 [m]、 z_1 は corner 領域の高さ [m]、 V_c は地表面摩擦の影響を受けない高さでの半径 r_c における最大接線風速 [m s^{-1}] である。

Fig. 50 は 3 次元モデルの基準実験の結果から求めた 1 セルから 2 セル構造までの竜巻様渦の遷移間における corner でのスワール比の時間推移である。 $r_1 = 600$ m、 $z_1 = 500$ m とした。数値計算を始めた直後は非常に小さいスワール比で推移していたが、Fig. 19 の鉛直風速の時間推移の図でオーバーシュートが発生した $t = 120$ s 頃からスワール比は徐々に大きくなっていった。下降流が地表面まで到達し、竜巻様渦が 2 セル構造へと遷移した $t = 300$ s 頃までスワール比の増大は続いた。

竜巻様渦のスワール比が大きくなるということは、要するに流入量に対して回転量が大きくなることを意味する。つまり、遠心力の増大で流入が妨げられ、鉛直強制による吸い

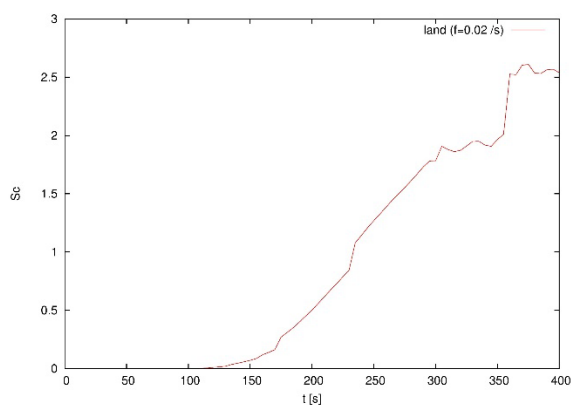


Fig. 50 The time course of the swirl ratio at the corner (the standard condition).

出しの効果が高まると考えられる．吸い出しの効果が高まると，大気密度が下層で減少かつ上層で増大することに繋がり，下向きの鉛直方向の気圧変動の傾度力を大きくするので，下降流発生元となって竜巻様渦は 2 セル構造へと遷移していくと考えられる．このようにスワール比は，竜巻様渦の 2 セル構造までの遷移度合いを示す 1 つの指標になっていると見られる．

5.6 実際の竜巻現象

最後に，本数値実験での竜巻様渦と実際の竜巻との比較を行う．Photo. 1 は 2007 年 5 月 4 日にアメリカ合衆国のオクラホマ州で発生した竜巻の写真である．数値実験の竜巻様渦にも見られたように，地表面付近の流れが竜巻様渦の中心部付近まで入り込んでから外側に出て行く渦構造をしており，まさにオーバーシュートが発生していた瞬間の 1 枚である．



Photo. 1 An example of a single-celled vortex tornado. Oklahoma, tornado of May 4, 2007. Photograph courtesy of R. Timmer and J. Taylor of TornadoVideo.net.image from approximately 100 m (the photograph is quoted from WIRED (<http://www.wired.com/2009/11/from-the-fields-storm-chaser>)).

続いて Fig. 51 は，竜巻が 2 セル構造になる瞬間を捉えたレーダー観測による竜巻内部の風速の鉛直断面図である (Wurman et al., 2013)．竜巻は 2009 年 6 月 5 日にアメリカ合衆国のワイオミング州で発生したものである．中心軸付近に下向きのベクトルが並んでおり，表示されている時間内で下降流が発生し，竜巻が 2 セル構造へと遷移する様子を捉えた図であることがわかる．

Photo. 2 は 1979 年 4 月 10 日にアメリカ合衆国のテキサス州で発生した竜巻の写真である．写真の中央に 3 から 4 個の渦が並んでおり，多重渦構造に遷移した竜巻を捉えた 1 枚であることがわかる．



Photo. 2 An example of a multiple-vortex tornado. Texas, tornado of April 10, 1979. Photograph courtesy of W. Wells (the photograph is quoted from National Weather Service Weather Forecast Office (<http://www.srh.noaa.gov/oun/?m=events-19790410-tornado-wfalls>)).

本節で示した様々な形態の実際の竜巻例のように，本数値実験で示した竜巻様渦の遷移は決してモデル内だけのことではない．現実には発生する竜巻でも 1 セル構造だけではなく 2 セル構造や多重渦構造といった形態の竜巻に変化することがある．例として示した竜巻は全てアメリカ国内のものであるが，日本でもこのような遷移を起こり得る．特に，第 1 章で例として挙げたつくば竜巻については，多重渦構造への遷移があったという報告もある (石原ほか, 2013)．日本において発生する竜巻も構造の遷移が生じることは十分考えられる．竜巻について知っておくことは防災上の観点においても大事である．

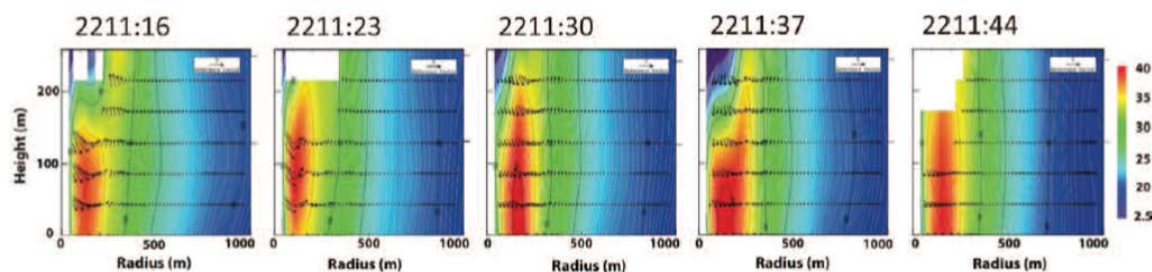


Fig. 51 An example of a doubled-celled vortex tornado. Wyoming, tornado of June 5, 2009. Vertical cross sections illustrating within the radius of about 1000 m and an altitude of 250 m (from Wurman et al. (2013)). Color and contour denote anticlockwise tangential wind velocity. Vectors denote radial and vertical wind velocity.

6. 結論

竜巻様渦の1セルから多重渦構造までの遷移過程における物理メカニズムを明らかにするため、一定角速度で回転する座標系の中心軸上に上向きの鉛直強制を与えて竜巻様渦を発生させる Fiedler 型の実験方法で非静力学圧縮流体を用いた軸対称及び3次元モデルによる数値実験で竜巻様渦の遷移過程を再現した。本文中では解像度、地表面摩擦、場の回転角速度の3種類の感度実験について紹介した。

解像度の感度実験は、解像度が低いと地表面付近の流れをうまく再現できず、オーバーシュートを再現することができなかった。

地表面摩擦の感度実験は、地表面摩擦を無しにするとオーバーシュートが発生しなくなることがわかった。これにより、地表面摩擦がオーバーシュートの原因の1つであることがわかった。

場の回転角速度の感度実験は、コリオリ・パラメータを大きくすると、竜巻様渦の遷移が早くなった。コリオリ・パラメータを大きくすると大きな転向力が流入する流れに働くので初期の回転を速くする効果があると見られる。すると、転向力だけでなく遠心力も大きくなり、中心軸方向へと流入する流れをより妨げることになるので、鉛直強制による吸い出しの効果も高まり、竜巻様渦の遷移が早くなったものと考えられる。

竜巻様渦の遷移過程の物理メカニズムは数値実験の結果より以下のようにまとめることができる。1セル型の竜巻様渦は、ほぼ旋衡風平衡に近い風速及び気圧傾度力分布になっていると考えられる。鉛直強制による吸い出しで動径方向の気圧傾度力が大きく

なり、それに遠心力をつり合わせるために接線風速の増大と最大接線風速位置の中心軸側への移動が起こったと考えられる。発達した1セル構造の竜巻様渦に見られた地表面付近における流れのオーバーシュートは、地表面摩擦の影響により動径方向の気圧傾度力や遠心力の分布が地表面付近で変化し、さらに動径成分の運動量の輸送を示す動径及び鉛直方向への動径風速の移流が地表面付近の流れに加わったことが原因と見られる。それらにより地表面付近の流れに内向きの力が働いてオーバーシュートが発生したと考えられる。

竜巻様渦が2セル構造へと遷移する時に出現した下降流は、竜巻様渦の回転による遠心力で中心軸に向かって入ってくる流れが妨げられた状態で吸い出しが続いたことが原因と考えられる。下層で大気密度が増大かつ下層で減少していくことで下向きの力が大きくなっていき、鉛直強制を上回ることで下降流が発生し、2セル構造の竜巻様渦に遷移したと見られる。

竜巻様渦の多重渦構造への遷移は、2セル構造になった後の竜巻様渦内の流れが徐々に軸対称から非軸対称になっていったことが原因と考えられる。非軸対称な流れが大きくなっていくと水平風速の向きが急激に変わったり、流れの合流部分ができたりすることがある。これらにより水平シア不安定やケルビン・ヘルムホルツ不安定が生じて渦が複数発生し、多重渦構造になっていったと見られる。今後は例えば Nolan (2012) のような不安定解析を行うことによって竜巻様渦の各遷移過程における安定度を調べ、力学的観点から竜巻様渦の各遷移過程をより深く追及していく必要がある。これにより、特に2セ

ルから多重渦構造までの竜巻様渦の遷移についての理解に繋がると考えられる。

謝辞

本稿に記載された図の一部には the National Center for Atmospheric Research (NCAR) の Computational and Information Systems Lab (CISL)において開発された the Visualization and Analysis Platform for Ocean, Atmosphere, and Solar Researchers (VAPOR, <http://www.vapor.ucar.edu>; Clyne et al., 2005, 2007)を使用して作成しました。

参考文献

石原正仁・新野 宏・鈴木 修・山内 洋・小司禎教・足立アホロ・佐藤英一・鈴木真一・前坂 剛・加藤輝之・津口裕茂・益子 渉・小林文明・佐々浩司・宮城弘守・喜々津仁密 (2013): 研究報告 2012年5月6日茨城・栃木の竜巻に関する調査研究報告会, 天気, 56, pp. 47-56.

気象庁 (2014): 年別の発生確認数. <http://www.data.jma.go.jp/obd/stats/data/bosai/tornado/stats/annually.html> (2014年12月6日閲覧).

Church, C. R., Snow, J. T., Baker, G. L. and Agee, E. M. (1979): Characteristics of tornado-like vortices as a function of swirl ratio: a laboratory investigation, J. Atmos. Sci., 36, pp. 1755-1776.

Clyne, J., Mininni, P., Norton, A. and Rast, M. (2007): Interactive desktop analysis of high resolution simulations: application to turbulent plume dynamics and current sheet formation, New Journal of Physics, 9, pp. 301.

Clyne, J. and Rast, M. (2005): A prototype discovery environment for analyzing and visualizing terascale turbulent fluid flow simulations, in proceedings of Visualization and Data Analysis 2005, pp. 284-294.

Fiedler, B. H. (1994): The thermodynamics speed limit and its violation in axisymmetric numerical simulations of tornado-like vortices, Atmos. Ocean., 32, pp. 335-359.

Fiedler, B. H. (1997): Compressibility and windspeed limits in tornadoes, Atmos Ocean., 35, pp. 93-107.

Fiedler, B. H. and Rotunno, R. (1986): A theory for the maximum windspeeds in tornado-like vortices, J. Atmos. Sci., 43, pp. 2328-2339.

Garratt, J. R. (1977): Review of drag coefficients over oceans and continents, Mon. Wea. Rev., 105, pp. 915-929.

Lewellen, D. C., Lewellen, W. S. and Xia, J. (2000): The influence of a local swirl ratio on tornado intensification near the surface, J. Atmos. Sci., 57, pp. 527-544.

Lewellen, W. S., Lewellen, D. C. and Sykes, R. I. (1997): Large-eddy simulation of a tornado's interaction with the surface, J. Atmos. Sci., 54, pp. 581-605.

Lilly, D. K. (1962): On the numerical simulation of buoyant convection, Tellus, 14, pp. 148-172.

Miyamoto, Y. (2010): Roles of sea surface fluxes on the maintenance and intensification of tropical cyclones, Ph. D. thesis, Kyoto Univ.

Nolan, D. S. (2012): Three-dimensional instabilities in tornado-like vortices with secondary circulations, J. Fluid. Mech., 711, pp. 61-100.

Rotunno, R. (2013): The fluid dynamics of tornadoes, Annu. Rev. Fluid Mech., 45, pp. 59-84.

Rotunno, R. and Emanuel, K. A. (1986): An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part II: evolutionary study using a nonhydrostatic axisymmetric numerical model, J. Atmos. Sci., 44, pp. 542-561.

Smagorinsky, J. (1963): General circulation experiments with the primitive equations. I: the basic experiment, Mon. Wea. Rev., 91, pp. 99-164.

Ward, N. B. (1972): The exploration of certain features of tornado dynamics using a laboratory model, J. Atmos. Sci., 29, pp. 1194-1204.

Weisman, M. L. and Klemp, J. B. (1982): The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy, Mon. Wea. Rev., 110, pp. 504-520.

Wurman, J., Kosiba, K. and Robinson, P. (2012): In situ, Doppler radar, and video observations of the interior structure of a tornado and the wind-damage relationship, Bull. Amer. Meteor. Soc., 94, pp. 835-846.

(論文受理日: 2015年5月28日)