

気象庁非静力学モデルによる
スーパーセルに伴う竜巻の発生機構に関する研究

2013年1月

植 木 綾 乃

気象庁非静力学モデルによる
スーパーセルに伴う竜巻の発生機構に関する研究

筑波大学大学院

生命環境科学研究科

地球科学専攻

修士(理学)学位論文

植木 綾乃

A study on supercell tornadogenesis simulated by the JMA Non-hydrostatic model

Ueki, Ayano

Abstract

To clarify the mechanism of supercell tornadogenesis, an idealized high-resolution simulation of a tornadic supercell storm in Del City, Oklahoma, USA on 20 May 1977, was conducted using the Japan Meteorological Agency Non-hydrostatic Model (JMA-NHM) with a horizontal grid spacing of 70 m.

Under the environmental field with a veering hodograph, the cyclonically rotating supercell dominated throughout the simulation due to dynamical effect. After the formation of mid-level and low-level mesocyclones, the Rear-Flank Downdraft (RFD), which is collocated well with a hook-shaped distribution of hydrometeors, became prominent.

As RFD intensified locally within the RFD region (the secondary RFD), a new convergence boundary (a secondary RFG) appeared at its leading edge, and eventually moved close to the primary Rear-Flank Gustfront (RFG). Several vortices were generated along the RFG when the secondary RFD surge hit the RFG. One vortex, which was located beneath the strong updraft associated with the low-level mesocyclone, subsequently developed into a tornado. Backward trajectories indicate that the parcels that enter the tornado and pre-tornadic vortex originate from the outflow air mass within the secondary RFD region. Vorticity budget analysis also shows that the secondary RFD surge played a key role in tornadogenesis, contributing to the transportation of the horizontal vorticity generated along the Forward-Flank Gustfront and the rapid growth of the vertically tilted vorticity by enhancing the horizontal convergence.

Key Words: outflow surge, the secondary RFD, the secondary RFG, supercell, tornado

目次

Abstract	i
表目次	iii
図目次	iv
1 はじめに	1
1.1 竜巻の種類	1
1.2 スーパーセルに伴う竜巻	1
1.2.1 スーパーセルの構造	1
1.2.2 下層 MC の発達過程	2
1.2.3 下層 MC における竜巻の発生機構	3
1.2.4 竜巻の発生に対する RFD の重要性	3
1.3 目的	4
2 数値モデル	6
2.1 支配方程式系	6
2.2 雲物理過程	7
2.3 実験設定	7
2.3.1 モデル設定	7
2.3.2 初期値	7
3 結果	9
3.1 スーパーセルの特徴	9
3.2 スーパーセルに伴う竜巻	10
3.2.1 地表付近の鉛直渦度の時間発展	10
3.2.2 竜巻の発生機構	10
4 考察	14
4.1 竜巻の発生に好都合な環境場	14
4.2 RFD の重要性	14
5 結論	16
謝辞	17
参考文献	18

表 目 次

1	モデル設定	21
---	-------------	----

目 次

1	ノンスーパーセル型竜巻の発生機構	22
2	観測結果に基づくスーパーセルの下層の概念図	22
3	数値シミュレーションに基づくスーパーセルの概念図	23
4	鉛直渦度が存在しない環境場において、下降流域内の傾圧性によって生成された水平渦が鉛直渦になることを示す模式図	23
5	下降流域内で傾圧的に生成される streamwise な水平渦が、低気圧性の鉛直渦に変換される過程を示す模式図	24
6	数値シミュレーションの初期値に使用した Del City ストームの環境場	25
7	シミュレーション開始から計算開始後 90 分までの鉛直渦度の最大値、上昇流の最大値、気圧偏差の最小値の時間高度断面図	26
8	計算開始後 70 分の高度 1.5 km における降水物質の混合比、高度 1.5 km および高度 108 m における上昇流、地上高 5 m における温位の分布図	27
9	海面更正気圧の最小値および地上高 15 m における鉛直渦度の最大値の時系列	28
10	竜巻発生直前から発達直後 (計算開始後 69 分 30 秒～81 分) の地上高 15 m における鉛直渦度の分布図	29
11	竜巻発生直前から発達直後 (計算開始後 69 分 30 秒～81 分) の地上高 15 m における収束・発散の分布図	30
12	初期渦の発生時および竜巻の発生直前 (計算開始後 71 分および 75 分 40 秒) の地上高 15 m における温位の分布図	31
13	計算開始後 75 分 40 秒を起点として計算した後方トラジェクトリ	32
14	渦度収支解析を行った RFD 起源のパーセルのトラジェクトリ	33
15	パーセルに沿った鉛直方向の渦度収支解析	34
16	パーセルに沿った水平方向の渦度収支解析	35
17	周囲 8 グリッドを線形内挿することで求めた渦度および渦度方程式の各項を積算することで求めた渦度	36

1 はじめに

1.1 竜巻の種類

竜巻は積雲・積乱雲などの対流性の雲によってつくられる鉛直軸をもつ激しい渦巻で、しばしば漏斗状または柱状の雲を伴っている (日本気象学会編 1998)。

竜巻には、主に局地前線上の積乱雲に伴って発生するものと、スーパーセルと呼ばれる特殊な積乱雲に伴って発生するものの2つのタイプがある。前者はノンスーパーセル型竜巻と呼ばれ、発生過程は図1に示すように、(a) 地表付近の局地前線上において水平シアにより順圧不安定が生じ、前線上に複数の鉛直渦度の極大域 (渦 A, B, C) が形成されると共に、(b) 局地前線の上空で対流雲が発達し、(c) 対流雲が渦の上空に移動してきた際に、対流雲に伴う上昇流により渦 (渦 C) が引き伸ばされて竜巻が発生すると考えられている (Wakimoto and Wilson 1989)。ノンスーパーセル型竜巻は、比較的弱いものが多くその寿命も短い。一方、後者はスーパーセル型竜巻と呼ばれ、しばしば甚大な被害をもたらす (e.g., 1977年5月20日に米国オクラホマ州の Del City で発生した竜巻: Del City 竜巻)。しかし以下に述べるように、スーパーセル型竜巻の発生機構については未だ十分には明らかにされていない。

1.2 スーパーセルに伴う竜巻

1.2.1 スーパーセルの構造

スーパーセルの最大の特徴は、水平スケールが数 km のメソサイクロン (Mesocyclone, MC: 鉛直渦度 $\geq 0.01 \text{ s}^{-1}$) と呼ばれる低圧部が存在することにより、下層に強い上昇流域を伴うことである (Browning 1965)。MC が下層 (高度 1~2 km) で顕在化することにより、レーダ画像上でフック状の強い反射強度 (フックエコー) が見られることもその特徴の一つである。

観測結果に基づくスーパーセルの模式図を、図2に示す (Lemon and Doswell 1979)。下層の暖気はストームの南東側から流入し、ガストフロントに沿って上昇流域を形成する。下降流域は主に、ストームの進行方向に対して前方と後方の二ヶ所に存在する。ストーム前方に存在する下降流は、Forward-F flank Downdraft (FFD) と呼ばれ、シアや上層風によりストーム前方に流される降水粒子の相変化 (降水の蒸発冷却や氷晶の昇華) によって、負の浮力が生じることで形成されると考えられている (e.g., Markowski 2002)。一方、ストーム後方に存在する下降流は、Rear-F flank Downdraft (RFD) と呼ばれる。その成因は、未だ十分には明らかにされていないが、蒸発冷却や降水物質の荷重の効果による負の浮力、あるいは力学的気圧傾度力などが考えられている。

これらの下降流は、地面に達すると外出流となって水平に広がり、暖気との境界にガストフロントを形成する。FFD によりストームの前方に形成されるものを Forward-F flank Gustfront (FFG)、一方、RFD によりストームの後方に形成されるものを Rear-F flank Gustfront (RFG) という。竜

巻は、FFG と RFG の境界近傍の RFG 上、または、RFD からの外出流の影響を最も強く受けた RFG 上で発生しやすいことが指摘されている (Lemon and Doswell 1979; 図 2)。

1.2.2 下層 MC の発達過程

スーパーセルの特徴である MC は、高度と共に風向が時計回りに変化 (veering) する環境場 (図 6b) で形成される。ストームの発達初期に、高度 5 km 付近の中層で形成される MC (中層 MC) は、環境場の鉛直シアによる水平渦が上昇流により立ち上げられることで形成される (Klemp *et al.* 1981)。そして竜巻の発生前には、中層 MC とは別に高度 1~2 km においても MC (下層 MC) が形成されることが明らかになっている (Klemp 1987)。

数値シミュレーションにより得られたスーパーセルの気流構造を、図 3 に示す。Klemp and Rotunno (1983)、Rotunno and Klemp (1985)、あるいは Wicker and Wilhelmson (1995) は、FFD 域内の降水粒子の蒸発冷却に伴う大きな水平温度傾度によって streamwise な水平渦 (ストームの動きに相対的な風ベクトルと同方向の渦度ベクトル成分) が作り出され、これが立ち上げ・引き伸ばされることで、下層 MC が形成されることを理想実験により示した。しかし、降水過程として warm rain タイプのバルクスキームを用いた 1980 年代までの理想実験では、再現された RFD 域内の相当温位が観測結果と比較して低く (e.g., Klemp *et al.* 1981, Rotunno and Klemp 1985)、下層 MC の形成に対する傾圧効果の過大評価が指摘されている (Byko *et al.* 2009)。さらに、環境場の鉛直シアが相対的に強い場合 ($\geq 0.02 \text{ s}^{-1}$)、FFD 域内の傾圧性が発達する前のストームの発達初期であっても、環境場起源の水平渦が立ち上げられることで高度 750~1000 m 付近に下層 MC が形成されることが指摘されている (Markowski and Richardson 2009)。このことから、下層 MC の形成に対して FFD 域内の傾圧性は必ずしも重要とは言えない。

一方、最近の数値的・観測的研究により、下層 MC の発生において RFD の重要性が指摘されている (e.g., Markowski 2002)。Straka *et al.* (2007) や Markowski *et al.* (2008) は、高解像度ドップラーレーダ (Doppler-on-Wheels radar: DOW) 観測による渦線解析を行い、RFD を挟んで存在する一対の渦 (低気圧性の渦が下層 MC に対応) を通る渦線がアーチ状を成すことから、スーパーセル内のフック状の降水物質の分布域あるいは RFD 域では水平渦が傾圧的に生成されると述べた。つまり、下層 MC は、(a) フック状の降水物質の分布域内あるいは RFD 域内の水平密度傾度により水平渦が傾圧的に生成され、(b) RFD からの外出流によりリング状の水平渦は傾き、(c) RFG 域付近に存在する上昇流によって立ち上げ・引き伸ばされることにより形成されるとされる (Markowski *et al.* 2008; 図 4)。

下層 MC が形成されると、上向きの力学的気圧傾度力により、竜巻の発生に重要な役割を果たす強い上昇流をもたらす。しかし、レーダ画像上で下層 MC が検出されたとしても竜巻が発生する割合は少なく (e.g., Trapp *et al.* 2005 では約 40%)、下層 MC の顕在化のみで竜巻の発生過程を説明することは不可能である。そのため、竜巻発生のトリガーとなる付加的な要因が必要となる。

1.2.3 下層 MC における竜巻の発生機構

1990年代後半以降、数値モデルやドップラーレーダの高解像度化に伴い、竜巻スケールの研究が可能となった。Wicker and Wilhelmson (1995) は、FFD 域内の水平温度傾度によって生成される水平渦が下層 MC に伴う強い上昇流によって立ち上げられることで竜巻が発生することを示した。この特徴は、環境場の鉛直シアが相対的に弱い場合にみられることが指摘されている (Klemp and Rotunno 1983)。Noda and Niino (2005, 2010) は、Del City で発生した竜巻 (1.3 節参照) を対象に、降水過程に warm rain タイプのバルクスキームを用いた、ARPS (Xue *et al.* 1995) による数値シミュレーションを行った。彼らは、ガストフロント上で水平シア不安定により形成された鉛直渦が下層 MC に伴う強い上昇流によって引き伸ばされ、さらに、ガストフロント上の複数の渦と併合することで竜巻が発生するという発生機構¹を提案した。しかし、これらの考え方は最近の観測的研究 (次節参照) と比較して異なる点が多く、スーパーセルに伴う竜巻の代表的な発生形態とは考えられていない (e.g., Markowski 2002)。

1.2.4 竜巻の発生に対する RFD の重要性

理想的な状況として初期に鉛直渦が存在しない場を仮定した際に、地表付近に鉛直渦を形成する上で、下降流の存在が不可欠となる (Davies-Jones 1982)。特に、最近の理論的研究の多くにおいて、RFD は、下層 MC の形成時だけではなく地表付近に鉛直渦が生成される際にもまた、重要な役割を果たすことが指摘されている (e.g. Markowski 2002)。

Davies-Jones and Brooks (1993) は、RFD に伴って降下するパーセルの鉛直渦度が、下層 50～125 m 付近で負から正に変化することを数値的研究により示した。ヘルムホルツの渦定理が成立する順圧環境場の場合、RFD に伴って降下するパーセルの渦度ベクトルはパーセルのトラジェクトリと一致する。つまり、降下中のパーセルは負の鉛直渦度を持つことになる。しかし、RFD 域内のような傾圧環境場の場合、パーセルの持つ渦度ベクトルは次第にパーセルのトラジェクトリから逸れる (図 5)。図 5 は、RFD 域内で傾圧的に生成された streamwise な水平渦が、鉛直渦に変換されるまでを模式的に表したものである。パーセルが降下する際も、RFD 域内の傾圧性の影響を受けるため、下降流によって輸送される渦度ベクトルは次第にパーセルのトラジェクトリから逸れ始める (図 5 中の a)。この時点のパーセルの鉛直渦度は負であるが、最下点に到達する直前には鉛直渦度は正となる (図 5 中の c)。さらに、パーセルが上昇流域付近に到達して鉛直渦度が上昇流により引き伸ばされることで、パーセルの鉛直渦度は一気に増大する。このように、パーセルの鉛直渦度成分は、負から正へと変化する。パーセルが降下し最下点に到達する際に、その鉛直渦度が負から正に変化するという特徴 (e.g., Adlerman *et al.* 1999) や、竜巻あるいは竜巻発生前の強い鉛直渦に流入する気塊が RFD 域内起源であること (Wicker and Wilhelmson 1995) は、数値シミュレーションによる先行研究でも確認されている。

¹Noda and Niino (2005, 2010) が指摘する下層 MC に伴う強い上昇流による鉛直渦の引き伸ばしは、典型的なアメリカ中西部で発生する竜巻の発生に対しても重要な役割を果たす。しかし、水平シア不安定による竜巻の発生機構はノンスーパーセル型の竜巻で見られる特徴である。

最新の高分解像度ドップラーレーダ (DOW) 等により、竜巻発生に対する RFD の重要性が確認されるとともに、より微細な構造も明らかになってきた。とりわけ、竜巻の発生・発達期に、RFD 域内で局所的に強化された RFD (2 次的な RFD) およびその外出流の先端に新たに形成される収束線 (2 次的な RFG) が観測されるようになった。Marquis *et al.* (2008) は、DOW により観測された米国テキサス州の Corwell で発生した竜巻を対象に、竜巻とストームスケールの気流について解析を行った。2 次的な RFG により形成された収束線が既存の RFG に追いついた際に、竜巻を取り巻く収束や竜巻の構造が変化したことから、2 次的な RFG が竜巻の発達に重要な役割を果たすことを示唆した。また、Marquis *et al.* (2012) は、同事例に対して、データ同化手法の一種であるアンサンブルカルマンフィルタを用いた解析を行った。Corwell の竜巻事例では、2 次的な RFD の外出流は周囲の RFD 域内と比較して相対的に冷たいことから、相対的に密度の大きな 2 次的な RFD により水平渦が傾圧的に生成され、水平渦が上昇流により立ち上げられることで、竜巻が発達したと推測した (図 4 と同様の発生過程)。このような 2 次的な RFD の重要性は、アメリカ中西部のように対流圏中層が乾燥している環境場以外においても指摘されている。Mashiko *et al.* (2009) は、台風周辺の湿潤な環境場において発生したスーパーセル竜巻について数値シミュレーションを行い、2 次的な RFD により形成された 2 次的な RFG が既存の RFG に接近した際に竜巻が発生したことを示した。この事例では、降水物質の荷重により生成された 2 次的な RFD が、上空の角運動量を地表付近に順圧的に輸送し、さらに地表付近の水平収束を強化することで竜巻が発生した。

また、竜巻の発生環境場に関して、RFD 内の気温の重要性が指摘されている。Markowski *et al.* (2002) では、竜巻を発生させたスーパーセルと発生させなかったものを比較し、RFD 域内の傾圧性が重要であるとしながらも、RFD に伴う外出流の気温が相対的に高く湿潤である程、竜巻の発生に適していることを理想化した数値シミュレーションにより示している。ストーム内部で形成された cold pool が強い場合、上昇流の発達が妨げられることで上昇流直下の鉛直渦の引き伸ばしが抑えられてしまうため、相対的に暖かい RFD が竜巻の発生に適すると指摘されている (Markowski *et al.* 2003)。

以上のように、スーパーセルに伴う竜巻の発生機構についての研究はされているものの、発生機構は事例ごとに異なるため、何が支配的な要因であるのかという統一的理解は未だに得られておらず、下層 MC の発達から竜巻の発生に至る詳細な過程は未だ十分に明らかにされていない。

1.3 目的

前節までに、スーパーセルに伴う竜巻の発生過程は未だ十分に解明されていないことを述べた。本研究は、竜巻発生の支配的要因の解釈を容易にするために、下部境界条件を free slip にしてモデルの設定を単純化し、その中でも、より現実に近い大気環境場を再現するために、氷相を含む雲物理過程のパラメタリゼーションを用いた理想実験を行う。ここで対象とする事例は、典型的なアメリカ中西部の竜巻である Del City 竜巻である。Del City 竜巻は、スーパーセルの力学を解明する目的で過去に多くの研究が行われた事例であり、初期環境場の風速の鉛直プロファイル (高層観測

データのコンポジット) が得られているのが特徴である。

そこで本研究では、Del City 竜巻を対象に、気象庁非静力学モデルによって竜巻を再現し、下層 MC が発達してから竜巻が発生するまでの数分間に焦点を当て、竜巻発生の詳細な機構の解明を目的とする。

2 数値モデル

本研究で用いた数値モデルは、気象庁で開発された気象庁非静力学モデル (Japan Meteorological Agency Non-hydrostatic Model: JMA-NHM; Saito *et al.* 2006) である。

2.1 支配方程式系

直交直線座標系における JMA-NHM の支配方程式系は、風の3成分 (u,v,w) に対する運動方程式、状態方程式、連続 (質量保存) の式、熱力の式の6つの基礎方程式から構成されている。

(1) 運動方程式

$$\frac{du}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = dif.u \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = dif.v \quad (2)$$

$$\frac{dw}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g = dif.w \quad (3)$$

ここで、 p は気圧、 g は重力加速度、 ρ は大気密度、 dif が付く項は拡散項である。本研究ではコリオリ力 ($-fv, fu, 0$) は考慮していない。

(2) 状態方程式

$$\rho_m = \frac{p_0}{R_d \theta_v} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{C_{vd}/C_{pd}} \quad (4)$$

ここで、 ρ_m は湿潤大気密度であり、 $\rho_m = \rho_d(1 + 0.61q_v)$ (ρ_d は乾燥大気密度、 q_v は水蒸気の混合比) で定義される。また、 p_0 は温位 θ を計算する基準気圧 (=1000 hPa)、 R_d は乾燥大気に対する気体定数、 C_{vd} と C_{pd} は乾燥大気の定積比熱と定圧比熱である。また、 θ_v は仮温位で、 $\theta_v = \theta(1 + 0.61q_v)$ で定義される。また、 ρ は大気中に含まれる水物質の重みも考慮しており、雲水、雨、雲氷、雪、あられの混合比 $q_c, q_r, q_{ci}, q_s, q_g$ を用いると

$$\rho = \rho_m(1 + q_c + q_r + q_{ci} + q_s + q_g)$$

となる。この式を、 z 方向の運動方程式に代入すると

$$\rho \frac{dw}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} - g\rho_m - g\rho_m(q_c + q_r + q_{ci} + q_s + q_g) + \rho dif.w$$

を得る。右辺第3項が水物質の荷重 (water loading) であり、スーパーセル内における RFD の形成に重要な役割を果たしていると考えられる。

(3) 連続 (質量保存) の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \rho_m (V_{T_r q_r} + V_{T_s q_s} + V_{T_g q_g}) \quad (5)$$

ここで、 $V_{T_r q_r}, V_{T_s q_s}, V_{T_g q_g}$ は雨、雪、あられの終端落下速度である。右辺第2項は降水に伴う密度の時間変化を表す。

(4) 熱力学の式

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{Q}{C_{pd}} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-R_d/C_{pd}} + dif.\theta \quad (6)$$

ここで、 Q は非断熱加熱または冷却量であり、大気放過程や雲物理過程での水の相変化によって与えられる。

2.2 雲物理過程

JMA-NHM には、雲物理過程として、Lin *et al.* (1983) と Murakami (1990) を基本としたバルク法が導入されている。JMA-NHM で用いられている雲物理過程は以下の通りである。雲物理過程は水蒸気が凝結して雲水が生成されるか、氷晶核形成によって雲氷が生成されることにより始まる。その後、自動変換と呼ばれる過程 (すなわち雲水・雲氷の混合比がある閾値を超えた場合に、超過分が雨水や雪に変換される過程) により雨水や雪が生成される。複数の水物質が多様なサイズで存在するようになると、それぞれの粒子でその落下速度が異なるために粒子間で衝突が起こり、大きな粒子は小さい粒子を併合・捕捉し、さらに大きく成長する。雨水は直径 8 mm 以上には成長しないため、大きくなると分裂する。あられは主にライミングと呼ばれる雪や雲氷に雲水が付着することで成長する。また、液相と氷相とが混在する場合、お互いの衝突や捕捉によってあられが生成する場合がある。上昇・下降といった鉛直方向の移動により、雲水と雲氷の間と雨と雪、あられの間で凍結、融解が起こる。また、水物質は蒸発・昇華蒸発して水蒸気に戻ることもある。最終的には雨水、雪、あられが地上に落下することにより降雨・降雪となる。

スーパーセルを含む発達した積乱雲では、降水形成に氷相が関与 (e.g., 積乱雲内で生成されるあられは落下中に融解して雨水に変化したり、層状性の降水の多くは落下速度の遅い雪によりもたらされたり) しており、雲物理過程に氷相を含める必要がある。

2.3 実験設定

2.3.1 モデル設定

竜巻を解像するため、水平解像度を 70 m にして実験を行った。水平格子数は 1800×1800 とし、鉛直層数は 49 層とする。下部境界条件は free-slip にし、雲物理過程として先行研究 (Noda and Niino 2005, 2010) では考慮されていなかった氷相を含むバルクスキームを使用する。モデルの設定の詳細は表 1 に示す。

2.3.2 初期値

初期環境場として、Del City 竜巻が発生した際の高層観測データ (図 6) を水平一様に与えた。このデータは、下層についてはストームが発生し始めた 1500 CST (Central Standard Time: CST

= UTC - 6 hour) にフォートシルで観測された高層観測データ (845~480 hPa) と、ストームが発達した 1622 CST にオクラホマシティで観測された高層観測データ (845 hPa~) をコンポジットして得られたものである。959~845 hPa 面のデータについては、ストーム内で雹が生成される前後の、高度 2 km における NCAR の航空データによって作成されている (Hane and Ray 1985)。この高層データは、Del City ストームを用いたスーパーセルの力学を研究する上で多くの研究者により用いられてきたものである (e.g., Klemp *et al.* 1981, Klemp and Rotunno 1983, Adlerman *et al.* 1999)。持ち上げ凝結高度 (Lifting Condensation Level: LCL) は 870 hPa 付近で、LCL から 200 hPa にかけて不安定な成層状態であり、大気不安定度を示す CAPE (Convective Available Potential Energy: 対流有効位置エネルギー) は $3218 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ である。また、環境場起源の水平渦がどの程度積乱雲内に取り込まれるかを表す SReH (Storm Relative environmental Helicity: ストームに相対的なヘリシティ) は $434.2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ である²。一般的に、スーパーセルが発生する際の CAPE は $2500 \sim 3500 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ (大気が非常に不安定) であり、SReH は $300 \sim 449 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ (F2~F3 の場合) とされている (大野 2001)。以上のように、今回使用した初期値はスーパーセルの発生環境場を再現していることが分かる。

また、スーパーセルが領域の中心にとどまるよう、上記の高層観測データの値に北風 14 m s^{-1} 、東風 3 m s^{-1} を全高度一様に加えたものを初期値として用いた。また、計算開始にあたって対流を発生させるために、領域の中心付近 (x_c, y_c, z_c) に x, y, z 方向の半径 $(x_r, y_r, z_r) = (10 \text{ km}, 10 \text{ km}, 1.5 \text{ km})$ で最大温位偏差 $\theta_0 = 4 \text{ K}$ である回転楕円体の温位摂動、

$$\Delta\theta = \theta_0 \cos^2 \frac{\pi\beta}{2} \quad (7)$$

を初期に与えた。ここで、 $\beta = \sqrt{\left(\frac{x-x_c}{x_r}\right)^2 + \left(\frac{y-y_c}{y_r}\right)^2 + \left(\frac{z-z_c}{z_r}\right)^2}$ である。

²本研究では、SReH の計算にあたり、初期値 (図 6b) の風速のデータのうち、地上 (370 m)~6 km 層での密度の重み付け平均風ベクトルを右に 30° ずらし、風速を 85% に減じることで、スーパーセルの移動ベクトル $\vec{C} (= (C_x, C_y))$ を算出した (Maddox 1976)。用いた計算式は、以下の通りである。

$$\begin{aligned} C_x &= 0.75 \times (\cos(30^\circ)) \times \int_{0 \text{ km}}^{6 \text{ km}} \frac{\partial \rho u}{\partial \rho} dz + \sin(30^\circ) \times \int_{0 \text{ km}}^{6 \text{ km}} \frac{\partial \rho v}{\partial \rho} dz \\ C_y &= 0.75 \times (-\sin(30^\circ)) \times \int_{0 \text{ km}}^{6 \text{ km}} \frac{\partial \rho u}{\partial \rho} dz + \cos(30^\circ) \times \int_{0 \text{ km}}^{6 \text{ km}} \frac{\partial \rho v}{\partial \rho} dz \end{aligned}$$

3 結果

本研究では、地上高 15 m における鉛直渦度の最大値が、 0.4 s^{-1} 以上の場合を竜巻と定義する (図 9)。この定義による竜巻は、計算開始後 75 分 58 秒~84 分 20 秒の 8 分 22 秒間持続する。ここで、本論文中に記される時間 t は計算開始からの経過時間を示す。

3.1 スーパーセルの特徴

初期に与えた warm bubble により対流が生じ、その後ストームは分裂し、一方は低気圧性循環を伴いストームの進行方向右側に進行し、もう一方は高気圧性循環を伴いストームの進行方向で左側に進行する。これらのストームのうち、高度と共に風向が veering する環境場では、右側のスーパーセルが発達した (図略; Klemp (1978) と整合的である)。本研究では、発達した右側のスーパーセルに焦点を当てた解析を行う。再現されたスーパーセルは、先行研究と同様に、環境場の平均風に対して風向が右に 30° ずれ、風速は平均風の 85% 程度であるという特徴がみられる³(Maddox 1976)。

まず、スーパーセルの時間発展について述べる。図 7 は、 $t=0\sim 90$ 分における鉛直渦度の最大値、上昇流の最大値および気圧偏差の最小値の時間高度断面図である。ここで、偏差とは各高度における初期環境場の領域平均からの偏差である。 $t=20$ 分以降、高度 5 km 以上において、ストームの発生に伴う凝結加熱により浮力が増大し、上昇流は 30 m s^{-1} を越える。竜巻が発生する約 30 分前の $t=40$ 分過ぎには、高度 6 km において最大 7 hPa の気圧の低下が見られ、その後の $t=60$ 分には、高度 1.5 km における気圧の低下が最大 5 hPa に達する。これらの気圧低下は、それぞれ中層 MC および下層 MC の発達に伴うものと考えられる。この下層 MC の発達に伴い、 $t=70$ 以降に高度約 2 km では上昇流が 25 m s^{-1} を越え、その後、 $t=70\sim 80$ 分にかけて地表付近で鉛直渦度が増大する。ここで、地表付近で鉛直渦度 $\geq 0.4\text{ s}^{-1}$ となる時間帯は竜巻に対応し、竜巻の発達に伴う強い気圧の低下が $t=80$ 分頃にみられる。

次に、最盛期のスーパーセルの構造をみていく。図 8 は $t=70$ 分の高度 1.5 km における降水物質の混合比、高度 1.5 km と地上高 108 m における上昇流、および地上高 5 m における温位を示したものである。この時間帯には、高度 1.5 km において下層 MC が存在する。地表付近の鉛直渦度の分布を見ると、ストーム前方の降水域に伴う下降流 (FFD) からの外出流とストーム後方の降水域に伴う下降流 (RFD) からの外出流が環境場の南東風とそれぞれ収束することによって、前方ガストフロント (FFG) および後方ガストフロント (RFG) が形成される (図 8b)。形成されたガストフロントの温位傾度は、FFG で約 1.5 K、RFG で約 4 K であり、この結果は過去に行われた数値実験の結果 (RFG の温位傾度=3 K; Klemp and Rotunno 1983) と整合的である。また、下層 MC の発達直後は、FFG と RFG はほぼ直線的に連なる。3.2.2 節でみるように、RFD が局所的に強化

³地上 (370 m)~6 km 層での密度の重み付け平均風ベクトルを右に 30° ずらし風速を 85 % に減じることによってストームの移動速度を算出した場合の SReH は、 $434.2\text{ m}^2\text{ s}^{-2}$ である。一方、本研究で仮定したストームの移動速度 ($(u, v)=(3\text{ m s}^{-1}, 14\text{ m s}^{-1})$) により算出した SReH は、 $424.0\text{ m}^2\text{ s}^{-2}$ であり、値がほぼ一致する。

し、地表付近で竜巻が発達する時間帯には、FFG と RFG は閉塞するようになる (図 11d)。RFD は高度 1.5 km におけるフック状の降水物質に対応し、その内側の降水物質が存在しない領域は強い上昇流域に対応している (図 8a, c)。この時間には、高度 108 m において、RFD 域内で 2 次的な RFD が現れ始める (図 8d)。RFD に伴う外出流により温位の低い気塊が RFG の後面に流出する。しかし、2 次的な RFD による外出流の先端では、温位が約 297.5 K と周囲の RFD 域 (296.5 K 以下) に比べて暖かいことが分かる。

3.2 スーパーセルに伴う竜巻

3.2.1 地表付近の鉛直渦度の時間発展

次に、下層 MC の発達後の地表の様子についてみていく。図 9 は、図 8 の星印で示した渦における地上高 15 m の鉛直渦度の最大値、および海面更正気圧の最小値の時系列 ($t=71\sim 85$ 分) である。高度 2 km 付近で下層 MC が発達した後の $t=71$ 分以後、地表付近では鉛直渦度が増減を繰り返しながら徐々に増大する。その後、 $t=76\sim 84$ 分にかけて、鉛直渦度は $0.4\sim 0.5\text{ s}^{-1}$ とほぼ一定の状態が続き、 $t=81$ 分 21 秒にはピーク値である 0.56 s^{-1} に達する。地表付近の鉛直渦の強化に伴って気圧は低下し、鉛直渦度がピーク値に達した直後の $t=81$ 分 23 秒には気圧の低下は 12.55 hPa、さらに $t=84$ 分 8 秒には 13.8 hPa に達する。竜巻は、計算開始後 75 分 58 秒～84 分 20 秒の 8 分 22 秒間持続する。

以上のように、地表の鉛直渦が急激に竜巻へと発達するのではなく、鉛直渦度は徐々に増大する。次章では、渦の発生前から竜巻の発生直後までの地表付近の特徴について見ていく。

3.2.2 竜巻の発生機構

図 10～11 は、初期渦 (後に竜巻へと発達する鉛直渦: 図 10～12 の渦 A) の発生直前から竜巻として発達するまで ($t=69$ 分 30 秒～81 分) の地上高 15 m における鉛直渦度および収束・発散を示す。収束・発散はそれぞれ上昇流および下降流に対応している (図略)。また、図 12 は、初期渦の発生時および竜巻の発生直前 ($t=71$ 分および $t=75$ 分 40 秒) の同高度における温位である。

$t=69$ 分 30 秒には、地表付近で FFG と RFG が形成される (図 10a, 11a)。これらのガストフロントは、ストームからの外出流 (FFD、RFD) と環境場の暖気により形成されるものである。RFG とは別に、RFG の後面の RFD 域内では、RFD が局所的に強化されることによって、2 次的な RFD からの外出流の先端に新たな収束線 (2 次的な RFG) が形成される (図 11a)。2 次的な RFG が、既存の RFG に完全に追いついた $t=73$ 分には、RFG 上で複数の渦 (A、B、C) が発生する (図 10b, 11b)。この時間帯では、下層 MC の近傍直下に存在する渦 A の発達が他の渦 B～D に比べて最も進み、その鉛直渦度は 0.1 s^{-1} 以上となる (図 8a, 10b)。初期渦をはじめとする複数の渦を発生させる要因となった 2 次的な RFD 域内は、周囲の RFD 域内と比較して温位が相対的に 2 K 高いことが分かる (図 12a)。 $t=77$ 分 30 秒以降、渦 A (竜巻) は RFG 上の他の渦 (e.g., 渦 B) と併合する

ことにより (図 10c, 11c)、竜巻としてさらに発達する (図 10d, 11d)。この直後の $t=81$ 分 20 秒には地上高 15 m における鉛直渦度は 0.5 s^{-1} に達し、その後も竜巻は発達する (図 9)。

以上のように、2 次的な RFD は、竜巻の発生・発達に重要な役割を果たしていると考えられる。竜巻の気流構造を明らかにするために、竜巻の発生直前を起点として後方トラジェクトリ解析⁴を行った。図 13 は、竜巻の発生直前 ($t=75$ 分 40 秒; 竜巻発生 18 秒前) の高度 247 m における渦 A の鉛直渦度の極大域周辺に配置した 25 個のパーセルを起点とした解析結果である。竜巻の発生直前、パーセルは 2 通りの経路をたどって竜巻に流入する。1 つはストーム前方の地表高 20 m 以下の地表付近から直線的に流入する環境場起源の経路、もう 1 つは高度 200~400 m から下層 MC を取り巻くように RFD に伴って下降しながら流入する RFD 起源の経路である (図 13)。初期渦の発達とともに RFD 起源のパーセルの割合が増加することから (図略)、2 次的な RFD が竜巻の発生に重要な役割を果たしていると考えられる。

さらに、竜巻の渦度の生成機構を明らかにするために、RFD 起源のパーセルのトラジェクトリに沿った渦度収支解析を行った。用いる方程式系は、Noda and Niino (2010) に倣いビジネス近似の渦度方程式を用いた。

$$\frac{d\vec{\omega}_h}{dt} = (\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla})\vec{v}_h + \vec{\nabla} \times \vec{B} + \vec{F}_{Dh} \quad (8)$$

$$\frac{d\zeta}{dt} = (\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla})w + F_{Dz} \quad (9)$$

ここで、 $\vec{\omega}(\xi, \eta, \zeta)$ は渦度ベクトル、 $\vec{\omega}_h$ は水平方向の渦度ベクトル、 \vec{v}_h は水平方向の速度ベクトル、 $\vec{B}(0, 0, B(=\frac{\rho}{g}g))$ は浮力項である。 \vec{F}_{Dh} と F_{Dz} はそれぞれ拡散項であるが、今回は考慮していない。上記の式と $\vec{\omega}_h/\omega_h$ の内積をとることにより、以下の式が導かれる。

$$\begin{aligned} \frac{d\omega_h}{dt} = & \frac{1}{\omega_h} \left\{ \xi \left(\eta \frac{\partial u}{\partial y} + \zeta \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \eta \left(\zeta \frac{\partial v}{\partial z} + \xi \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} \\ & + \frac{1}{\omega_h} \left(\xi^2 \frac{\partial u}{\partial x} + \eta^2 \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ & + \frac{1}{\omega_h} \left(-\xi \frac{\partial B}{\partial x} + \eta \frac{\partial B}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{d\zeta}{dt} = \left(\xi \frac{\partial w}{\partial x} + \eta \frac{\partial w}{\partial y} \right) - \zeta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (11)$$

(10) 式の第 1 項は水平・鉛直渦の立ち上げ (tilting 項) を、第 2 項は水平渦の引き伸ばし (stretching 項) を、第 3 項は水平渦の傾圧的生成 (傾圧項) を表している。同様に、(11) 式の第 1 項は水平渦の立ち上げを、第 2 項は鉛直渦の引き伸ばしを表している。図 14 は、図 13 で示したトラジェクトリのうち、渦度収支解析に用いた RFD 起源のトラジェクトリを示す。

RFD 起源のパーセル (図 14) に沿って計算した収支解析⁵の結果を図 15~17 に示す。図 15 は、トラジェクトリに沿ったパーセルの高度とパーセルの持つ鉛直渦度、および (11) 式の右辺の各項

⁴トラジェクトリの計算方法としては、1 秒間隔に出力された風速データの、周囲 8 グリットの格子点値を線形的に空間内挿し、時間積分にオイラースキームを用いることで計算を行った。また、地表からモデル面最下層の水平風に関してはモデル面最下層の値を使用した。

⁵収支式の各項は、風速と温位のデータにより計算を行った。データの出力間隔、内挿法、モデル面最下層以下のデータ処理については、トラジェクトリ解析と同様であり、中央差分を用いて計算を行った。

の時系列を、図 16 は、パーセルの持つ水平渦度および (10) 式の右辺の各項の時系列を示す。図 15 および図 16 で示す渦度収支解析の精度を検証するため、ラグランジュ的に算出した渦度方程式の各項の積算値と、周囲 8 グリッドの値を線形内挿することで算出した渦度を比較した (図 17)。鉛直渦度に関しては誤差が小さく (図 17a)、水平渦度に関しては誤差は多少あるものの、渦度の増減傾向は再現できていることが分かる⁶(図 17b)。ここで、文中に記される時間 $t = (\text{負値})$ はトラジェクトリ解析の起点である $t = 75$ 分 40 秒から t 秒間遡ることを表し、竜巻の中心に流入する t 秒前を示す。

まず、竜巻の鉛直渦の生成過程について考える。パーセルは、2 次的な RFD に伴い、わずかな負の鉛直渦度 ($-1.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) を持ちながら高度 227 m から徐々に降下した (図 15a)。そして、パーセルが最下点に到達する前 ($t = -246$ 秒) に、鉛直渦度の符号は負から正に変化し、竜巻の中心付近に到達する $t = -90$ 秒以降に鉛直渦度が急激に増大する。この鉛直渦の生成過程を示しているのが図 15c である。鉛直渦が増大し始める $t = -239$ 秒以降、tilting 項は stretching 項に先行して正となる ($t = -239$ 秒で $1.0 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$)。stretching 項は、tilting 項に遅れて $t = -135$ 秒以降に正となり ($t = -135$ 秒で $1.0 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$)、パーセルが竜巻の中心付近に到達する際の $t = -100$ 秒以降に急激に増大する。つまり、tilting により生成された鉛直渦が引き伸ばされることで竜巻の鉛直渦度が急激に増大すると考えられる (図 15a, c)。ここで、stretching 項が増大するタイミングが、2 次的な RFG が既存の RFG に追いつく時刻であることから、2 次的な RFD は地表付近の収束を強化するのに重要な役割を果たすと考えられる。

次に、水平渦の生成過程について考える。水平渦に関しては、パーセルが降下し始める際には、既にある程度の正の渦度 ($7.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) を持っていることが分かる (図 16a)。水平渦はピーク値に達する $t = -197$ 秒 (ピーク値: $6.0 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$) までは徐々に増加し、その後は徐々に減少する。水平渦度が減少した後、竜巻の鉛直渦が増大したことから、水平渦度が立ち上げられることで鉛直渦度が生成されたと考えられる。この水平渦の生成過程を示しているのが図 16c である。水平渦生成初期では傾圧性の寄与もみられ、その後、生成された水平渦度は stretching により強化される。典型的なアメリカ中西部の竜巻の発生要因の一つとして最近の研究で挙げられている下降流の傾圧性に着目した場合、水平渦が鉛直方向に tilting されるまで ($t = -960 \sim -370$ 秒) に、傾圧項により生成された水平渦の大きさは、 $8.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ である。この時間帯のうち、傾圧項がピークとなる $t = -700$ 秒に着目して水平渦度の生成に対する傾圧項の効果をみたものが図 14 である。図 14 は、渦度収支解析に用いたパーセルのトラジェクトリに加え、傾圧項が比較的大きな値となる $t = -700$ 秒のパーセルの位置 (図 14 の星印: 高度 123m) およびその時刻・高度における温位と水平渦度ベクトルを併せて示す。ストームの前方では、FFG に伴う水平温位傾度 (図 14 の赤枠内) により、FFG に沿った水平渦が傾圧的に生成される。パーセルがこの FFD 域内を通過していること

⁶竜巻の中心に流入する $t = -100$ 秒以降、グリッド値から算出した鉛直渦度 (点線) は変動を繰り返す。これは、パーセルが竜巻の中心付近をらせん状に上昇する際に、上昇流と下降流による stretching の効果を受けるためである (図 15b)。また、積算値とグリッド値が完全に一致しない理由としては、渦度方程式の拡散項などを考慮していない点や差分誤差がある点が挙げられる。しかし、パーセルが持つ渦度の変化傾向は再現されているため、竜巻の渦度の生成起源を明らかにするために本結果を用いた。

から、FFG の傾圧性によって生成された水平渦が、2 次的な RFD により地表付近に供給されることが読み取れる。さらに、 $t=-480$ 秒以降、stretching 項が増大することから、この水平渦は、2 次的な RFD によって輸送される際に、引き伸ばされることによって強化される。

以上のように、水平渦の生成に対する傾圧項は緩やかな正であるものの、むしろ、2 次的な RFG が既存の RFG に追いついた際に生ずる stretching 項が竜巻の鉛直渦度の増大に最も大きく寄与していたと考えられる。

4 考察

4.1 竜巻の発生に好都合な環境場

本章では、本研究で得られた結果(第3章の結果)と先行研究との比較検討を行う。

最終的に竜巻まで発達した鉛直渦は、渦 A であった(図 10b)。同じ RFG 上の他の鉛直渦(B~D)と比較して、渦 A が竜巻まで発達した理由として、渦 A が下層 MC の近傍直下に位置していることが挙げられる(図 8a, 10b)。つまり、下層 MC に伴う上昇流によって鉛直渦が引き伸ばされることが竜巻の発生に重要であると考えられる。上昇流による鉛直渦の引き伸ばしの重要性は Noda and Niino(2005, 2010)でも確認されている。本研究で再現したスーパーセルの発達(図 7)は、Noda and Niino(2005, 2010)の結果に類似する特徴を示し、先行研究同様に下層 MC の重要性および渦の併合も確認することができた。

また、初期渦の生成時および竜巻の発生直前には、2 次的な RFD からの外出流により相対的に温位の高い気塊が RFG 上の鉛直渦にもたらされる(図 12a, b)。先行研究では、地表付近における RFD 域内が相対的に暖かい場合、竜巻の発生・発達に好都合であることを指摘しているが(Markowski 2003)、今回の結果もこれと整合的である。以上のように、下層 MC の特徴および竜巻が発生する環境場に関しては、今回の結果は先行研究結果を追認するものだった。

4.2 RFD の重要性

最終的に竜巻へと発達する地表付近の渦は、その鉛直渦度を顕著に増大させるのではなく、徐々にその大きさを増大させながら竜巻へと発達する(図 9)。本研究では、2 次的な RFG が既存の RFG に追いついた際に、RFG 上には複数の鉛直渦が形成され、その後、渦の併合過程を経て 1 つの渦が竜巻へと発達する(図 10 の渦 A)。Mashiko *et al.*(2009)では、台風に伴うミニスーパーセル竜巻において、2 次的な RFD からの外出流の先端が RFG に接近した際に竜巻が発生したことを示している。本研究と異なる点は、台風環境場で湿潤であるために鉛直渦の基となる水平渦は下降流により傾圧的に生成されたものではなく、環境場の鉛直シアに伴う水平渦が 2 次的な RFD によって地表付近に輸送された点である。また、2 次的な RFD からのサージがトリガーとなって、竜巻の鉛直渦が急増したことも本研究と異なる点である。本研究では、Mashiko *et al.*(2009)と同様に、2 次的な RFD のサージによって鉛直渦の発生・発達が見られた。しかし、本研究の対象事例は、アメリカ中西部における典型的なスーパーセルに伴う竜巻であり、中層の環境場は乾燥している。そのため、Markowski *et al.*(2008; 図 4)が指摘するような、RFD に伴う傾圧性が水平渦の生成に寄与していると予想したが、水平渦の形成に対する傾圧性の影響は小さいという結果となった(図 16b)。

ここでは、水平渦の生成に対する傾圧性の効果について、補足的な考察を行う。渦度収支解析の結果において、 $t=730\sim 671$ 秒の 1 分間に FFG の傾圧性によって生成された水平渦度は、 $1.2\times 10^{-3}\text{s}^{-1}$ である(図 16c)。この水平渦度の値は決して大きくはないが、メソサイクロンの鉛直

渦度が $1.0 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ であることを考慮すると、初期の水平渦を生成するという意味では小さくない値であると考えられる。FFG の傾圧性によって生成される水平渦の大きさ $\Delta\omega_s [\text{s}^{-1}]$ について、Klemp and Rotunno (1983) と同様に、以下の近似式を用いて見積もった。 $\Delta\omega_s$ を見積もるにあたり、 $t=64$ 分 (渦度収支解析の $t=700$ 秒) の状態が前後 30 秒間続くと仮定し、高度 135 m における温位・水平風のデータを使用した (この時刻のパーセルの高度は 123 m)。

$$\Delta\omega_s \sim \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial\theta}{\partial n} \frac{\Delta s}{v_s}$$

ここで、 s および n はパーセルのトラジェクトリに対して、接線成分および法線成分であることを示す。 θ_0 は環境場の温位 [K]、 $\partial\theta/\partial n$ はトラジェクトリに垂直な水平温位傾度 [K km^{-1}]、 Δs はパーセルの移動距離 [km] (今回は、1 分間の移動距離)、そして v_s はトラジェクトリに沿った接線風 [ms^{-1}] である。 $t=64$ 分における値は、 $\theta_0 = 299 \text{ K}$ 、 $\partial\theta/\partial n = 0.8 \text{ K km}^{-1}$ 、 $v_s = 13 \text{ ms}^{-1}$ 、 $\Delta s = 0.75 \text{ km}$ であり、その結果、 $\Delta\omega_s \sim 1.5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ を得る。このように、渦度収支解析の結果は、先行研究の手法で見積もる値とオーダーが一致する。つまり、今回の渦度収支解析で得られた結果は概ね妥当であると推測でき、この結果により第 3 章の結論が裏付けられる。さらに詳細な議論のためには竜巻の渦回りの循環の時間変化を調べる必要がある。循環を計算した結果、竜巻発生前後の循環の値が一定であれば、水平渦の生成に対する傾圧の効果が小さいことが判断できる。それは、今後の課題である。

5 結論

本研究では、1977年5月20日に米国オクラホマ州 Del City で発生したスーパーセルに伴う竜巻を対象として、JMA-NHM を用いた水平解像度 70 m の超高解像度数値シミュレーションを行い、竜巻の再現に成功した。その結果に基づき、未だ十分に解明されていないスーパーセル竜巻の発生過程を明らかにすることを目的として解析を行った。特に、高度 1.5 km 付近で下層 MC が発達した後、竜巻が発生するまでの数分間の渦度変化に焦点を当てた。

下層 MC の発達後、地表付近では、2 次的な RFD による外出流の先端に形成された 2 次的な RFG が明瞭となる。2 次的な RFG が既存の RFG に追いついた際に、鉛直渦度の極大域を伴った複数の渦が発生・発達した。このうち、最終的に竜巻へと発達した渦は、下層 MC の近傍直下に位置している渦であった。この渦は、2 次的な RFD による外出流のサージの影響を受けると共に、RFG 上の他の複数と併合することで竜巻へと発達した。

竜巻の気流構造を明らかにするために後方トラジェクトリ解析を行った結果、竜巻の発生直前の渦を起点としたパーセルは、ストーム前方を起源として下層から直線的に流入するものと、高度 200~400 m を起源として RFD に沿って下層 MC を取り巻くように下降して流入しているものがあることが明らかとなった。竜巻が発達するにつれて、RFD 起源のパーセルが増加することから、2 次的な RFD が竜巻の発生・発達に重要な役割を果たすと考えられる。渦の生成起源を明らかにするために渦度収支解析を行った結果、水平渦の生成初期には FFG の傾圧性の寄与がみられた。一方、鉛直渦は、2 次的な RFD による外出流のサージが既存の RFG に追いつくタイミングで強化した。以上のことから、2 次的な RFD は、FFG に沿って生成された水平渦を輸送すると共に、地表付近の収束を強化することで RFG 上の既存の鉛直渦を発達させるという点で竜巻の発生に重要な役割を果たしていると考えられる。

謝辞

本研究を進めるにあたり、気象研究所予報研究部の益子渉主任研究官には、研究内容だけでなく、学問に向かう姿勢や取り組み方など終始適切なお指導を賜りました。指導教員である気象研究所環境・応用気象研究部の藤部文昭室長には、連携大学院ゼミ内だけではなく、発表前にはお忙しいにも関わらず有益な助言を頂く機会を設けてくださいました。気象研究所予報研究部の加藤輝之室長、同研究部の林修吾主任研究官、津口裕茂研究官、南雲信宏研究官、環境・応用気象研究部の志藤文武研究官、(株)アルファ電子/産業技術総合研究所の下瀬健一博士、産業技術総合研究所の大竹秀明博士には、連携大学院ゼミにおいて研究内容あるいは発表内容・方法に関する適切なお助言をいただきました。心より感謝いたしますとともに、篤く御礼申し上げます。

最後に、これまで支えてくださった全ての皆様に心より御礼申し上げます。

参考文献

- 大野久雄, 2001: 雷雨とメソ気象., 東京堂出版, 128-251.
- 日本気象学会, 1998: 気象科学事典., 東京書籍. 338.
- Adlerman, Edwin J., Kelvin K. Droegemeier, Robert Davies-Jones, 1999: A numerical simulation of cyclic mesocyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 2045-2069.
- Browning, Keith A., 1965: The evolution of tornadic storms. *J. Atmos. Sci.*, **22**, 664-668.
- Byko, Zack, Paul Markowski, Yvette Richardson, Josh Wurman, Edwin Adlerman, 2009: Descending reflectivity cores in supercell thunderstorms observed by mobile radars and in a high-resolution numerical simulation. *Wea. Forecasting*, **24**, 155-186.
- Davies-Jones, R. P., 1982: Observational and theoretical aspects of tornadogenesis. *Intense Atmospheric Vortices*, L. Bengtsson and J. Lighthill, Eds. Springer-Verlag, 175-189.
- Davies-Jones, R.P., Brooks, H.E., 1993: Mesocyclogenesis from a theoretical perspective. Tornadoes and tornadic storms: a review of conceptual models. The Tornado: Its Structure, Dynamics, Prediction, and Hazards. *Geophys. Monogr. Amer. Geophys. Union*, pp. 105-114. **No. 79**.
- Hane, Carl E., Peter S. Ray, 1985: Pressure and buoyancy fields derived from Doppler radar data in a tornadic thunderstorm. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 18-35.
- Klemp, J. B., and R. Rotunno, 1983: A study of the tornadic region within a supercell thunderstorm. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1558-1580.
- Klemp, J. B., 1987: Dynamics of tornadic thunderstorms. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **19**, 369-402.
- Klemp, J. B., and R. Rotunno, and P. S. Ray, 1981: Observed and numerically simulated structure of a mature supercell thunderstorm. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1558-1580.
- Lemon, L. R., and C. A. Doswell, 3, 1979: Severe thunderstorm evolution and mesocyclone structure as related to tornadogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 1184-1197.
- Lin, Yuh-Lang, Richard D. Farley, Harold D. Orville, 1983: Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. *J. Climate Appl. Meteor.*, **22**, 1065-1092.
- Maddox, R. A., 1976: An evaluation of tornado proximity wind and stability Data. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 133-142.

- Markowski, P. M., and Y. P. Richardson, 2009: Tornadogenesis: Our current understanding, forecasting considerations, and questions to guide future research. *Atmospheric Research*, **93**, 3-10.
- Markowski, P. M., J. Straka, R. Davies-Jones, Y. Richardson, and R. T. Trapp, 2008: Vortex lines within low-level mesocyclones obtained from pseudo-dual-Doppler radar observations. *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 3513-3535.
- Markowski, P. M., J. M. Straka, and E. N. Rasmussen, 2003: Tornadogenesis resulting from the transport of circulation by a downdraft: Idealized numerical simulations. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 795-823.
- Markowski, P. M., J. M. Straka, and E. N. Rasmussen, 2002: Direct surface thermodynamic observations within the rear-flank downdrafts of nontornadic and tornadic supercells. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 1692-1721.
- Markowski, P. M., 2002: Hook echoes and rear-flank downdrafts: A review. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 852-875.
- Marquis, J., Y. Richardson, P. Markowski, D. Dowell, and J. Wurman, 2012: The maintenance of tornadoes observed with high-resolution mobile radars. *Mon. Wea. Rev.*, **140**, 3-27.
- Marquis, J. M., Y. Richardson, J. Wurman, and P. M. Markowski, 2008: Single- and dual-Doppler analysis of a tornadic vortex and surrounding storm-scale flow in the Crowell, TX, supercell of 30 April 2000. *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 5017-5043.
- Mashiko W., N. Niino, and T. Kato, 2009: Numerical simulation of tornadogenesis in an outer-rainband minisupercell of typhoon Shanshan on 17 September 2006. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 4238-4260.
- Murakami, M., 1990: Numerical modeling of dynamical and microphysical evolution of an isolated convective cloud. -thr 19 July 1981 CCOPE cloud. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 107-128.
- Noda, A. T., and H. Niino, 2010: A numerical investigation of a supercell tornado: genesis and vorticity budget. *J. Meteor. Soc. Japan*, **88**, 135-159.
- Rotunno, Richard, Joseph Klemp, 1985: On the rotation and propagation of simulated supercell thunderstorms. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 271-292.
- Noda, A., and H. Niino, 2005: Genesis and structure of a major tornado in a numerically-simulated supercell storm: Importance of vertical vorticity in a gust front. *SOLA*, **1**, 5-8.

- Saito, K., and Coauthors, 2006: The operational JMA nonhydrostatic mesoscale model. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 1266-1298.
- Straka, J. M., E. N. Rasmussen, R. P. Davies-Jones, and P. M. Markowski, 2007: An observational and idealized numerical examination of low-level counter-rotating vortices toward the rear flank of supercells. *E. J. Severe Storms Met.*, **2**(8), 1-22.
- Trapp, R. J., G. J. Stumpf, and K. L. Manross, 2005: A reassessment of the percentage of tornadic Mesocyclones. *Wea. Forecasting*, **20**, 680-687.
- Wakimoto, R. M., and J. W. Wilson, 1989: Non-supercell tornadoes. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1113-1140.
- Wakimoto, R. M., and C. Liu, 1998: The Garden City, Kansas, storm during VORTEX 95. Part II: The wall cloud and tornado. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 393-408.
- Wicker, L. J., and R. B. Wilhelmson, 1995: Simulation and analysis of tornado development and decay within a three-dimensional supercell thunderstorm. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2675-2703.
- Xue, M., K. K. Droegemeier, V. Wong, A. Shapiro, and K. Brewster, 1995: ARPS version 4.0 user's guide. *The Center for Analysis and Prediction of Storms*, University of Oklahoma, 380pp.

表 1: モデル設定

	設定
基礎方程式	完全圧縮非静力学方程式
計算領域 (水平方向)	126×126 km
計算領域 (鉛直方向)	16.69 km
水平解像度	70 m
鉛直方向の解像度	地表付近 (モデル面 1 層目) で 10 m 高度 1 km 付近 (モデル面 13~14 層目間) で 175 m 最上層で 700 m
水平格子数	1800×1800
鉛直層数	49
鉛直座標系	地形に沿った Z*座標系
地形	水平一様な標高 370 m (Del City)
側面境界条件	開放で、Orlanski 型の放射条件を適用
下部境界条件	運動量、熱および水蒸気フラックスを考慮しない free slip
上部境界条件	摩擦のない断熱壁 ⁷
移流スキーム	4 次中央差分、フラックス型
雲物理過程	氷相を含むバルクモデル ⁸
乱流クロージャーモデル	乱流エネルギーを予報する Deardorff (1980)
雨の落下除去	雨滴と霰をボックス-ラグランジアンスキームで扱い、 雲氷もオイラススキームで落下させる
コリオリカ	考慮しない
グリット	Arakawa-C
積分スキーム	HE-VI 法 ⁹
時間積分	積分時間：120 分
タイムステップ	0.5 秒

⁷ 上部境界からの反射などのノイズを避けるため、高度 12.105 km 以上にレイリーダンピングを使用

⁸ 雲水、雨、雲氷、雪、霰の混合比 (q_c, q_r, q_i, q_s, q_g)、及び雲氷、雪、霰の数濃度 (N_i, N_s, N_g) を予報

⁹ Horizontally Explicit - Vertically Implicit Scheme; 音波に対してショートタイムステップを用いて、水平方向の運動方程式を前方差分、鉛直方向の運動方程式と気圧方程式を後方差分で計算

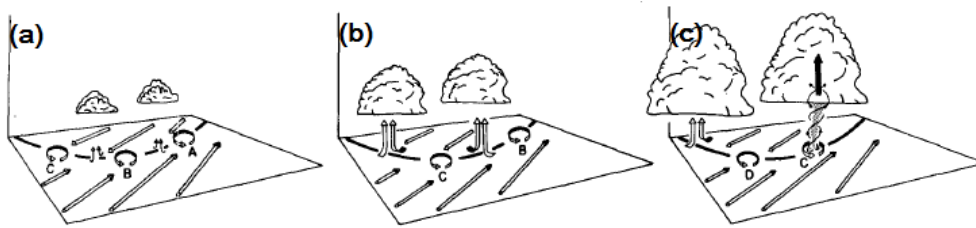


図 1: ノンスーパーセル型竜巻の発生機構。太線は収束線を示し、アルファベットは地表付近の鉛直渦度の極大域を示す。(Wakimoto and Wilson 1989)

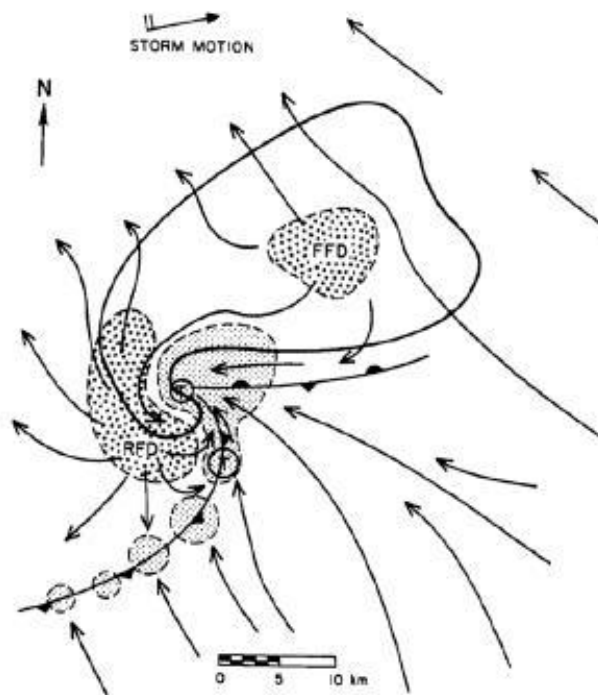


図 2: 観測結果に基づくスーパーセルの下層の概念図。太線は降水域を表す。T、FFD、RFD はそれぞれ竜巻の発生地点、上昇流、前方下降流 (Forward-Flank Downdraft)、後方下降流 (Rear-Flank Downdraft) を示す。また、FFD 及び RFD からの外出流により形成された、前方ガストフロント (Forward-Flank-Gustfront) と後方ガストフロント (Rear-Flank Gustfront) を、前線記号で示している。(Lemon and Doswell 1979)

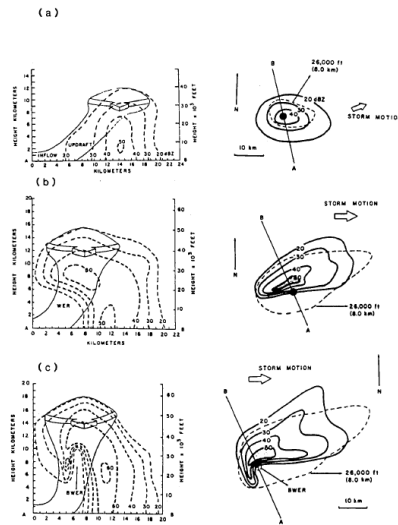


図 3: 数値シミュレーションに基づくスーパーセルの概念図。環境場は西風シアであり、下層メソサイクロンが発達する様子をストームの南東側から見たもの。矢印はストームに相対的な風を表し、黒線は渦線を表し、矢印回転方向が示されている。また、ガストフロントは前線記号で示す。(Klemp 1987)

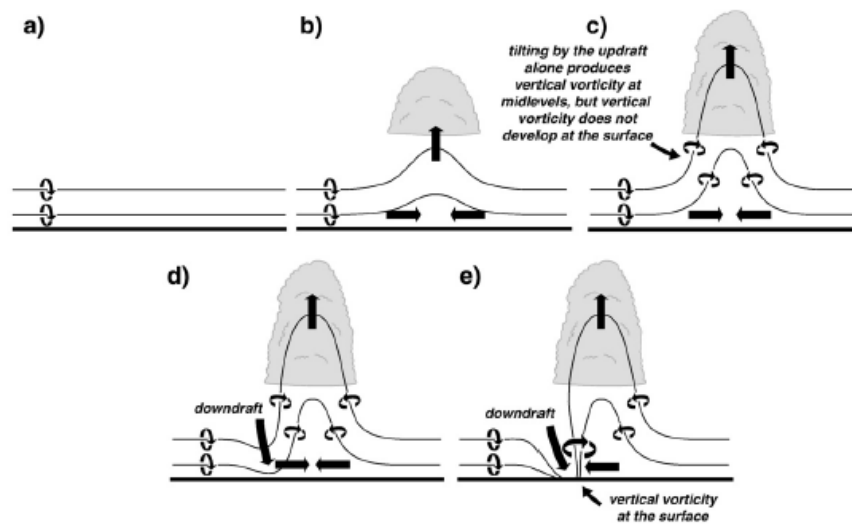


図 4: 鉛直渦度が存在しない環境場において、傾圧性によって生成された水平渦が鉛直渦になることを示す模式図。黒色の線は渦線、細矢印は回転方向を示す。下向きの太矢印、横向き太矢印、上向きの太矢印はそれぞれ、RFD、RFD による外出流、および上昇流を表す。A (C) は高(低)気圧性回転を示す (Markowski 2008)。

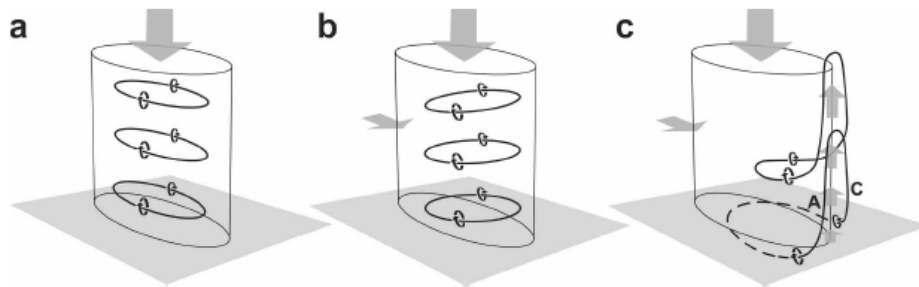


図 5: 下降流域内で傾圧的に生成される streamwise な水平渦が、低気圧性の渦に変換される過程を示す模式図。紙面手前に冷気、紙面奥に暖気がある場合、tilting と傾圧性により、パーセルの渦度は負 (記号 a) から正 (記号 c) へと変化する (Davies-Jones and Brooks 1993)。

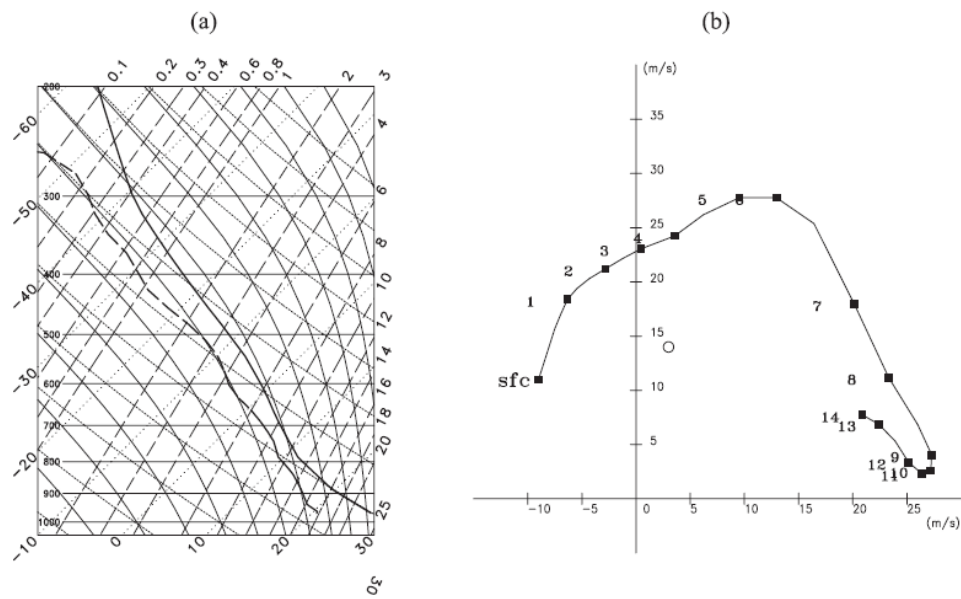


図 6: 数値シミュレーションの初期値に使用した Del City ストームの環境場 (米国オクラホマ州フォーシールドにおける 1977 年 5 月 20 日 1500 CST の高層観測データと 1622 CST のオクラホマ市における高層観測データを合成したもの)。(a)Skew-T 図。気温 (実線)、露点温度 (点線) で示す。縦軸は左側にそれぞれ気温 ($^{\circ}\text{C}$)、気圧 (hPa)、右側に混合比 (g/kg) を示す。(b) ホドグラフ。縦軸を v (m/s)、横軸を u (m/s) とする。sfc は地表を、図中の数字は高度 (km) を示し、1 km 毎に黒丸で表示している。白抜き丸はメソサイクロン (白丸) の移動方向から求めたストームの移動ベクトルである (Noda and Niino 2010)。

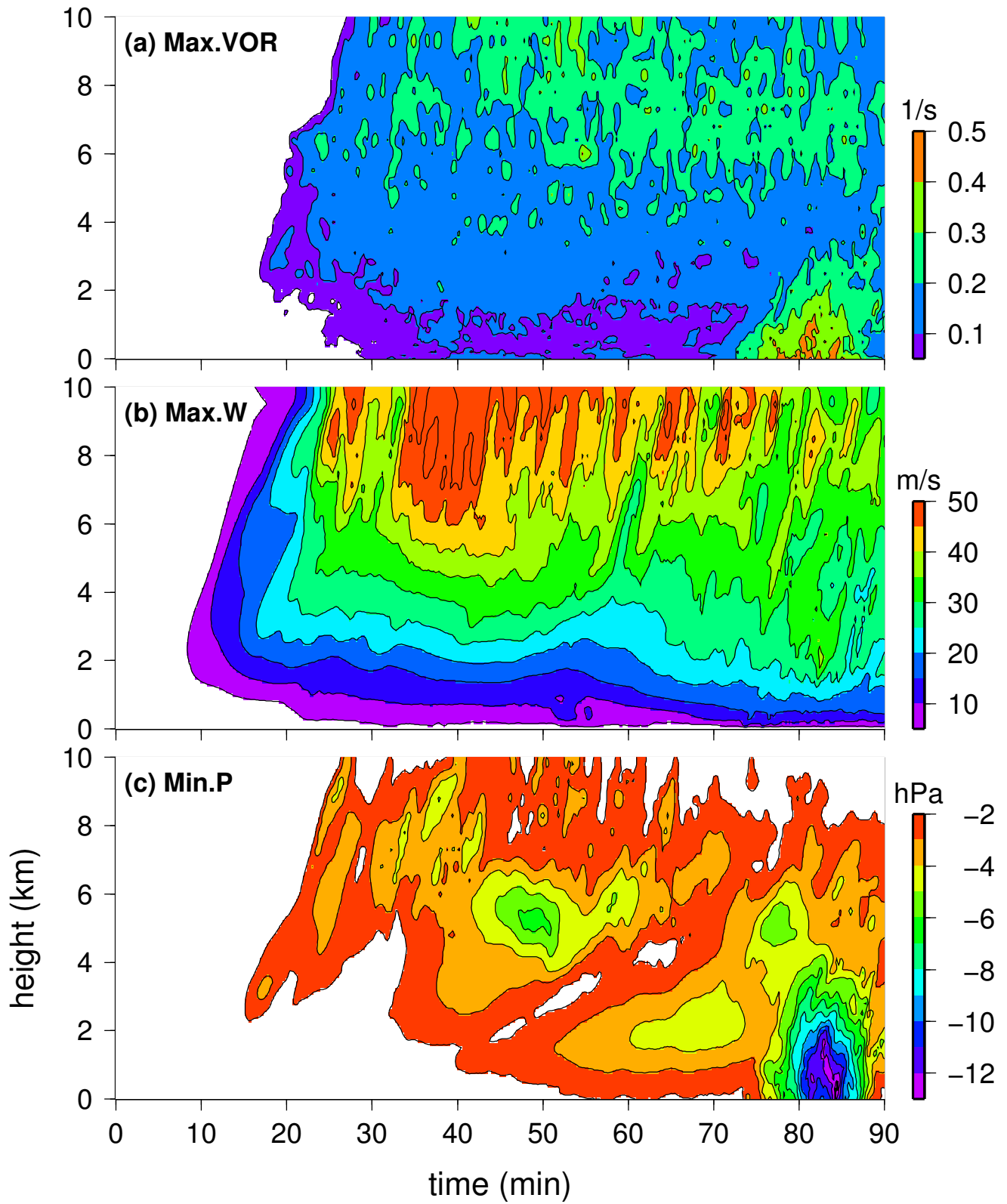


図 7: シミュレーション開始から 90 分後までの (a) 鉛直渦度の最大値 ($\times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$)、(b) 上昇流の最大値 (m/s)、(c) 気圧偏差の最小値 (hPa) の時間高度断面図。

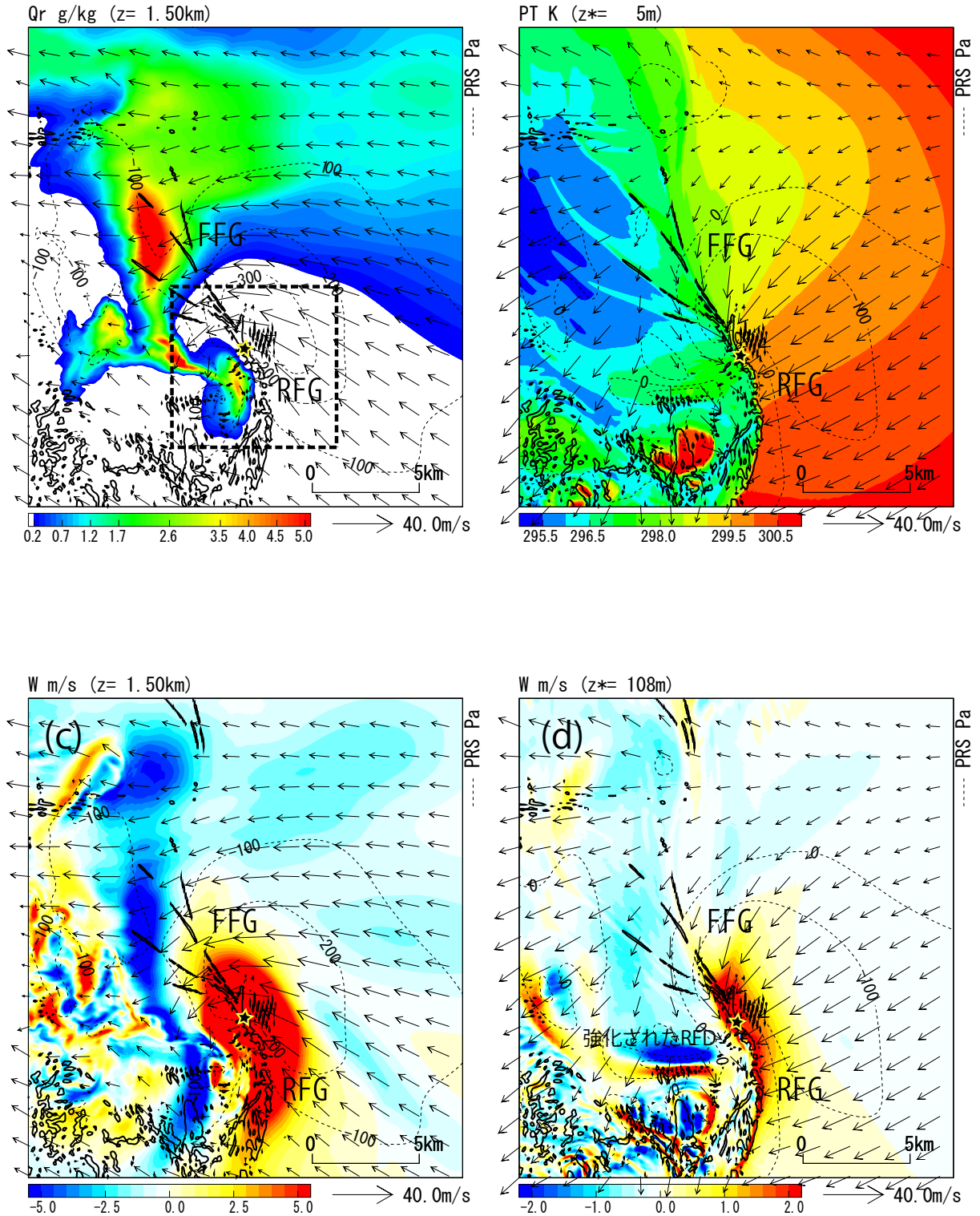


図 8: 計算開始後 70 分の (a) 高度 1.5 km における降水物質の混合比 (g/kg)、(b) 地上高 5 m における温位 (K)、(c) 高度 1.5 km における上昇流 (m/s)、(d) 高度 108 m における上昇流 (m/s) の分布図。黒実線は地上高 5 m における 0.003 s^{-1} の鉛直渦度、黒破線は気圧偏差 (Pa)、矢印は風ベクトル、星印は竜巻発生位置を示す。(a) の点線領域は図 10~ 図?? の描写領域である。

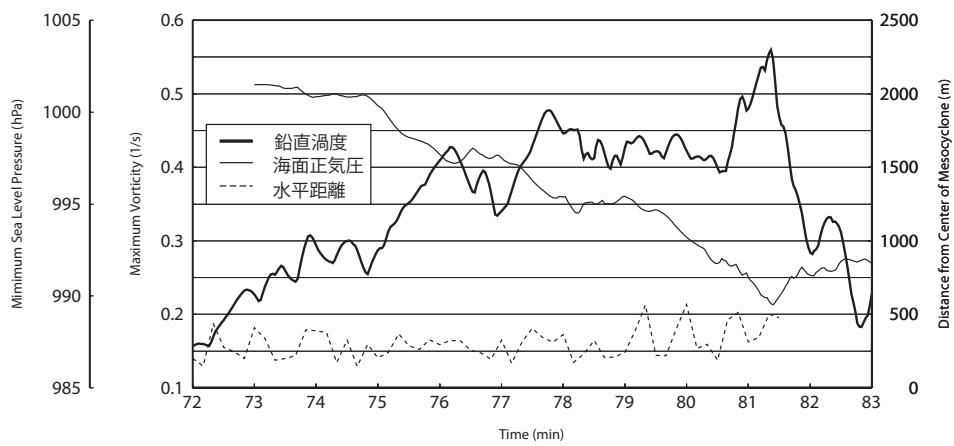


図 9: 海面更正気圧の最小値 (hPa, 細実線) および地上高 5 m における鉛直渦度の最大値 (1/s, 太実線) の時系列。

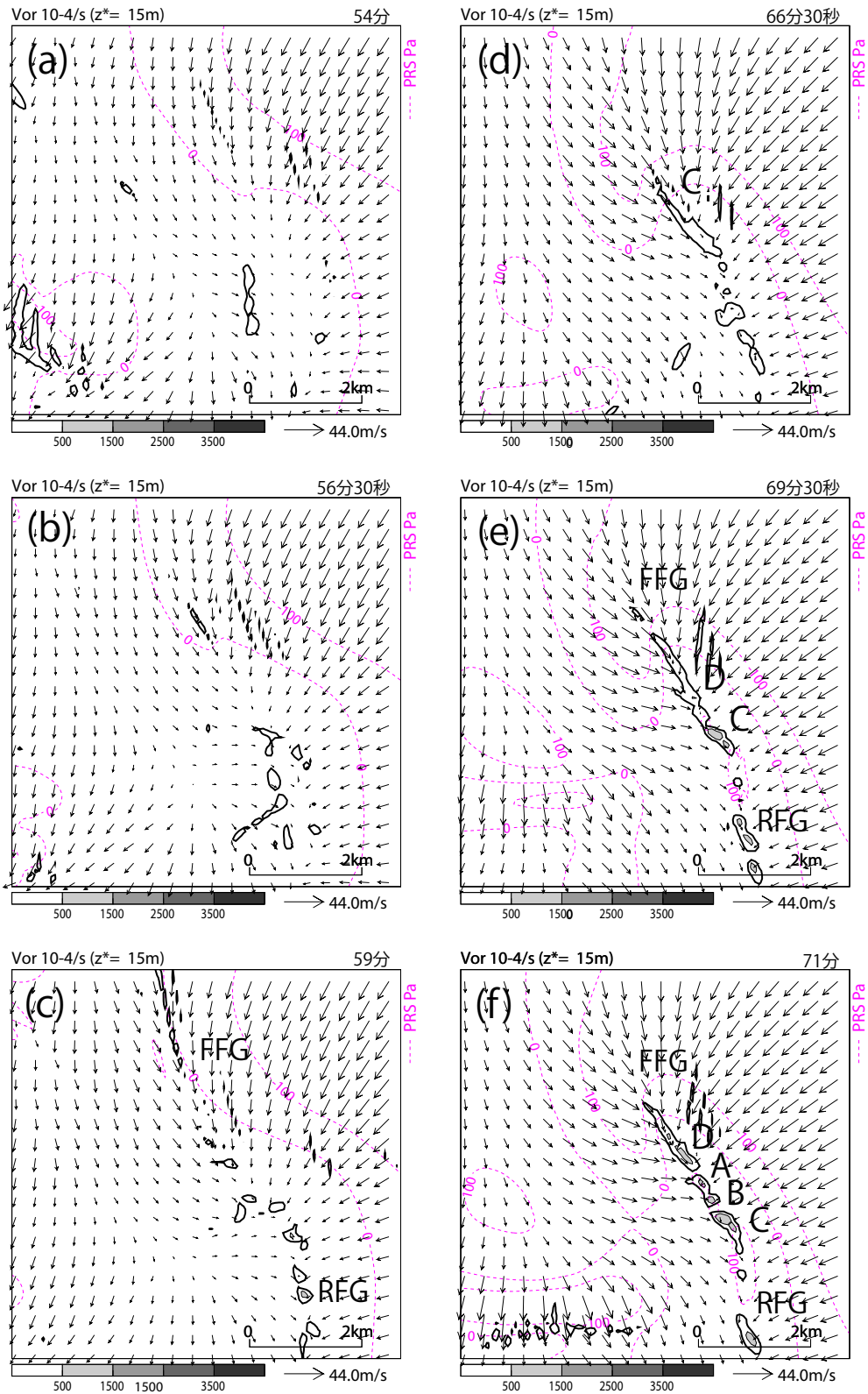


図 10: 竜巻発生直前から発達直後まで(計算開始後 54 分~71 分)の地上高 15m における鉛直渦度 ($\times 10^{-4} s^{-1}$, シェード) の分布図(a: 54 分、b: 56 分 30 秒、c: 59 分、d: 66 分 30 秒、e: 69 分 30 秒、f: 71 分後)。コンターは鉛直渦度、矢印は風ベクトルを示す。

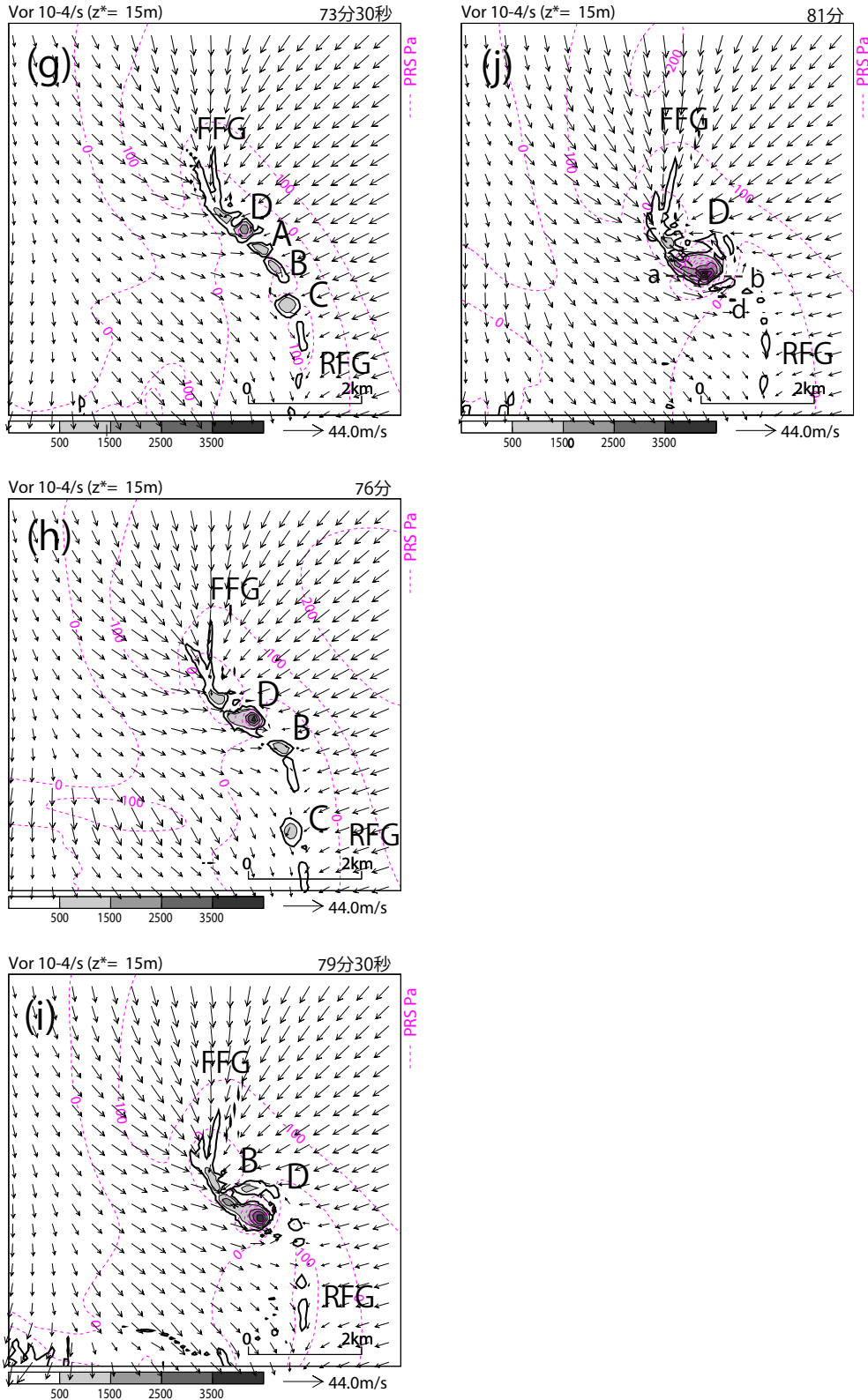


図 11: 図 10 に同じ。ただし、竜巻発生直前から発達直後まで(計算開始後 73 分 30 秒~81 分)の地上高 15m における鉛直渦度($\times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, シェード)の分布図(g: 73 分 30 秒、h: 76 分、i: 79 分 30 秒、j: 81 分)。

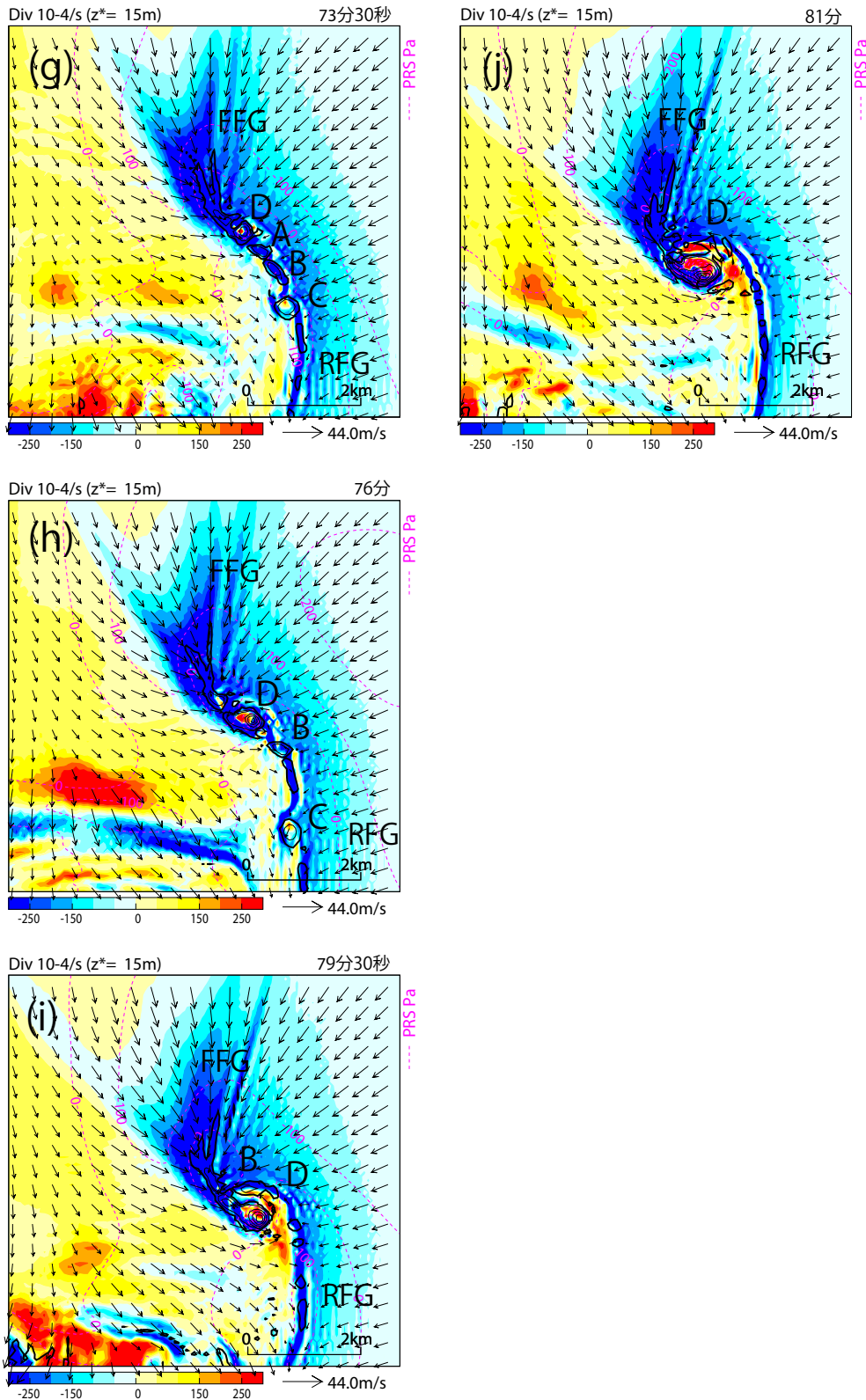


図 12: 図 10 に同じ。ただし、竜巻発生直前から発達直後まで(計算開始後 73 分 30 秒~81 分)の地上高 15m における収束・発散($\times 10^{-4} \text{s}^{-1}$, シェード)の分布図(g: 73 分 30 秒、h: 76 分、i: 79 分 30 秒、j: 81 分)。

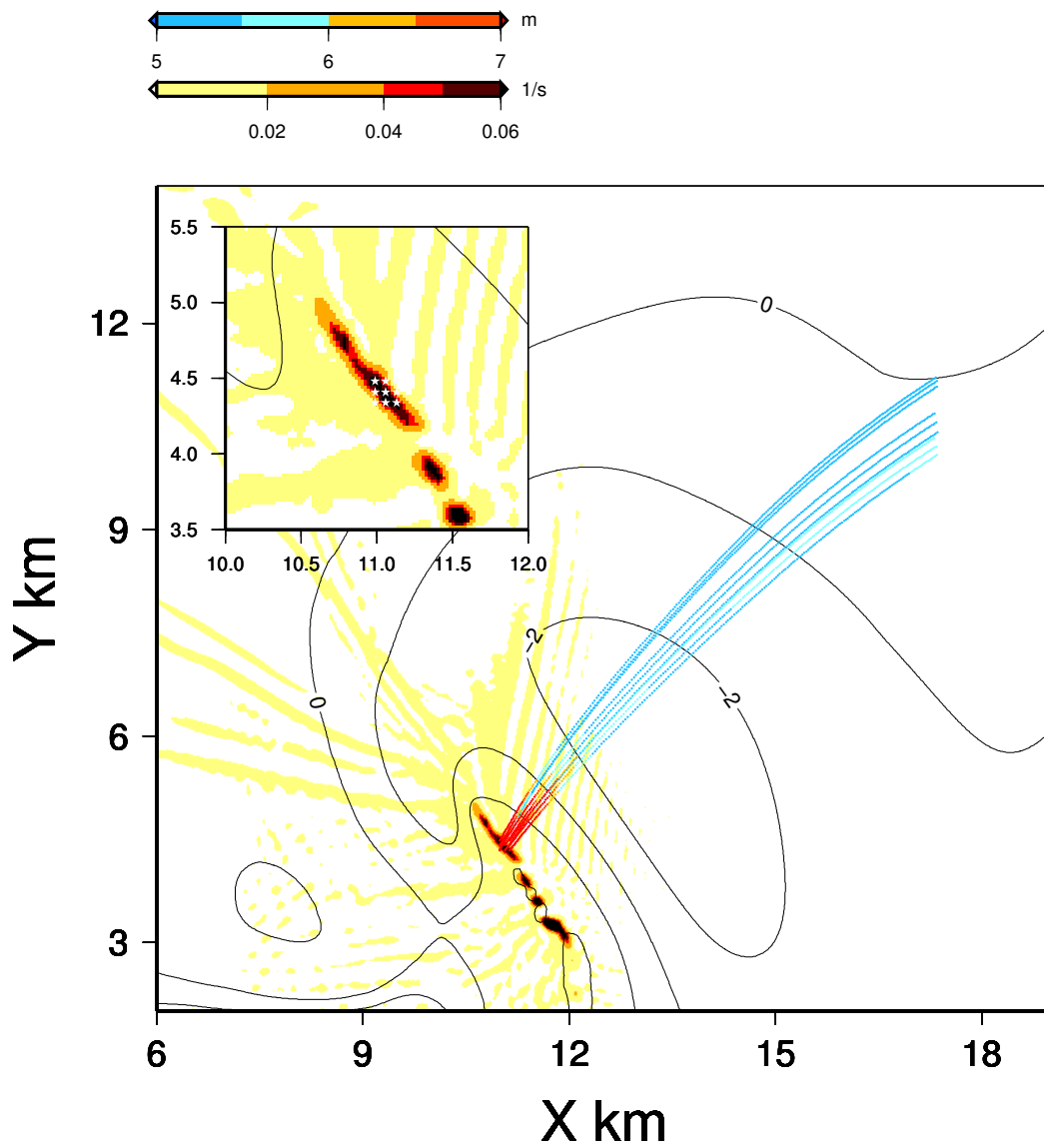


図 13: パーセルを拡大図中の白星に配置し、計算開始後 71 分を起点として計算した後方トラジェクトリ。高度 15 m にパーセルを配置している。起点時刻の鉛直渦度(シェード; $\times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$)と気圧偏差(コンター; 1 hPa 毎)も併せて示す。色はパーセルの高度(m)を示す。

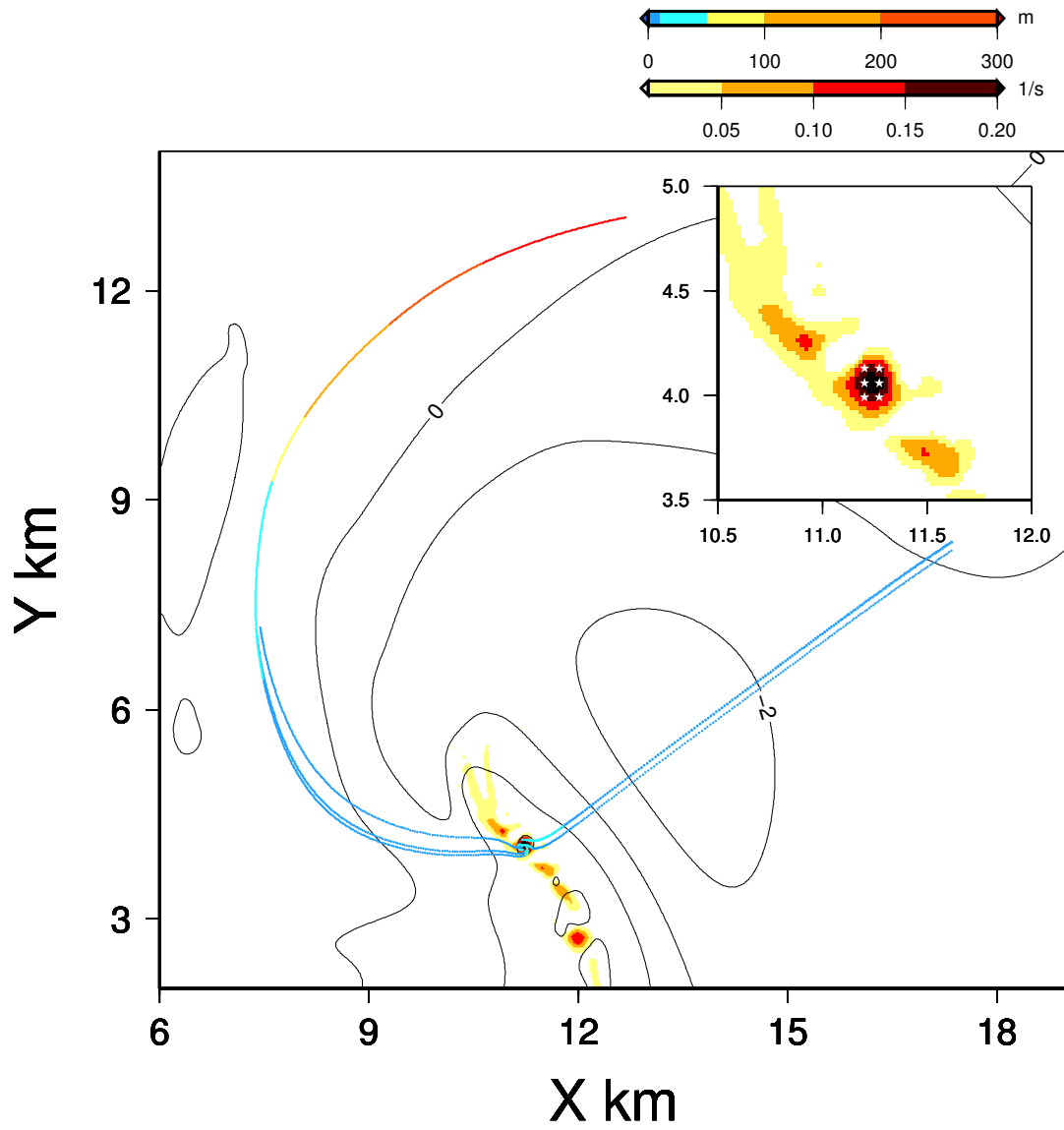


図 14: 図 13 に同じ。ただし、計算開始後 73 分 30 秒を起点として計算している。

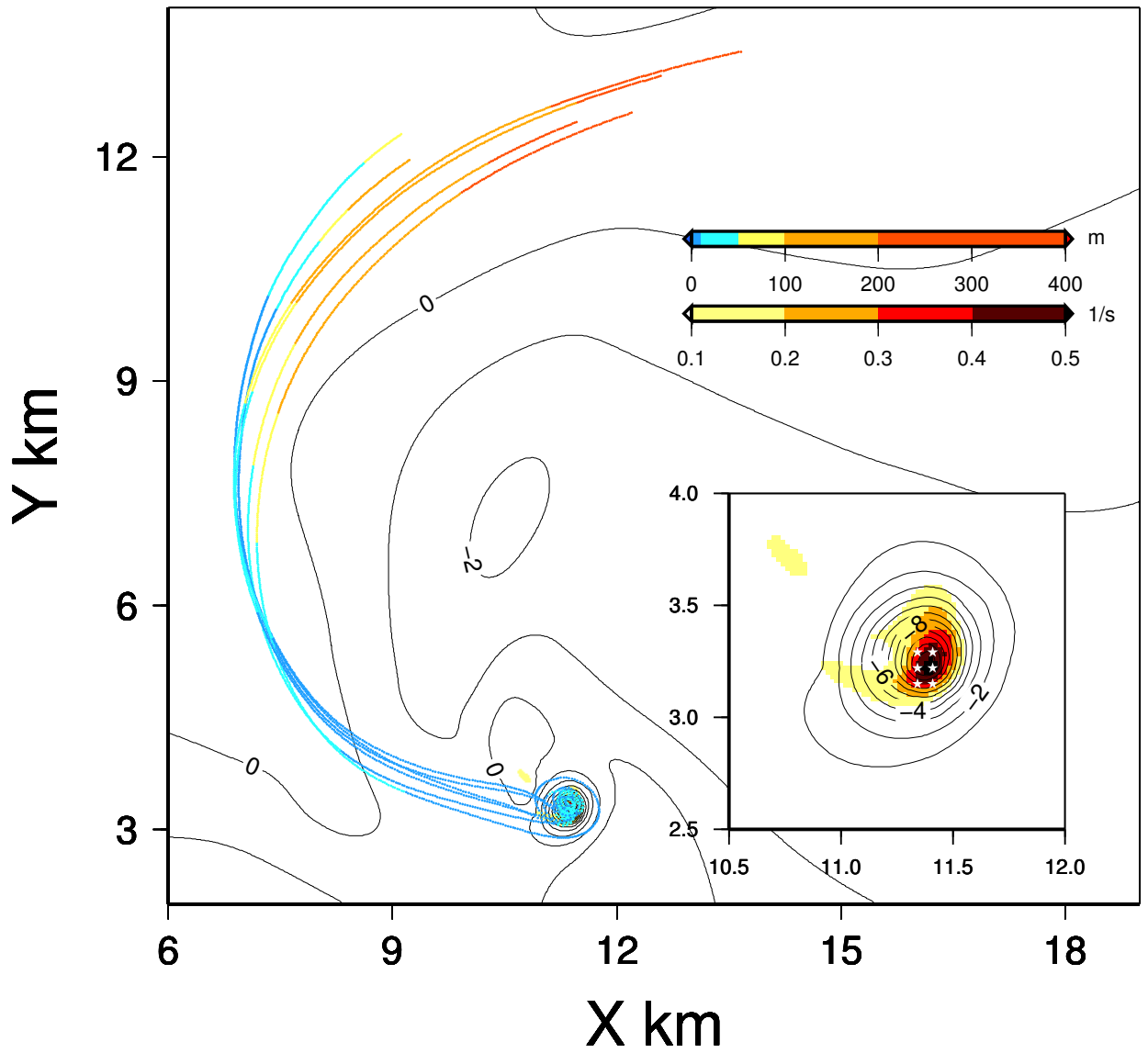


図 15: 図 13 に同じ。ただし、計算開始後 81 分 20 秒を起点として計算している。

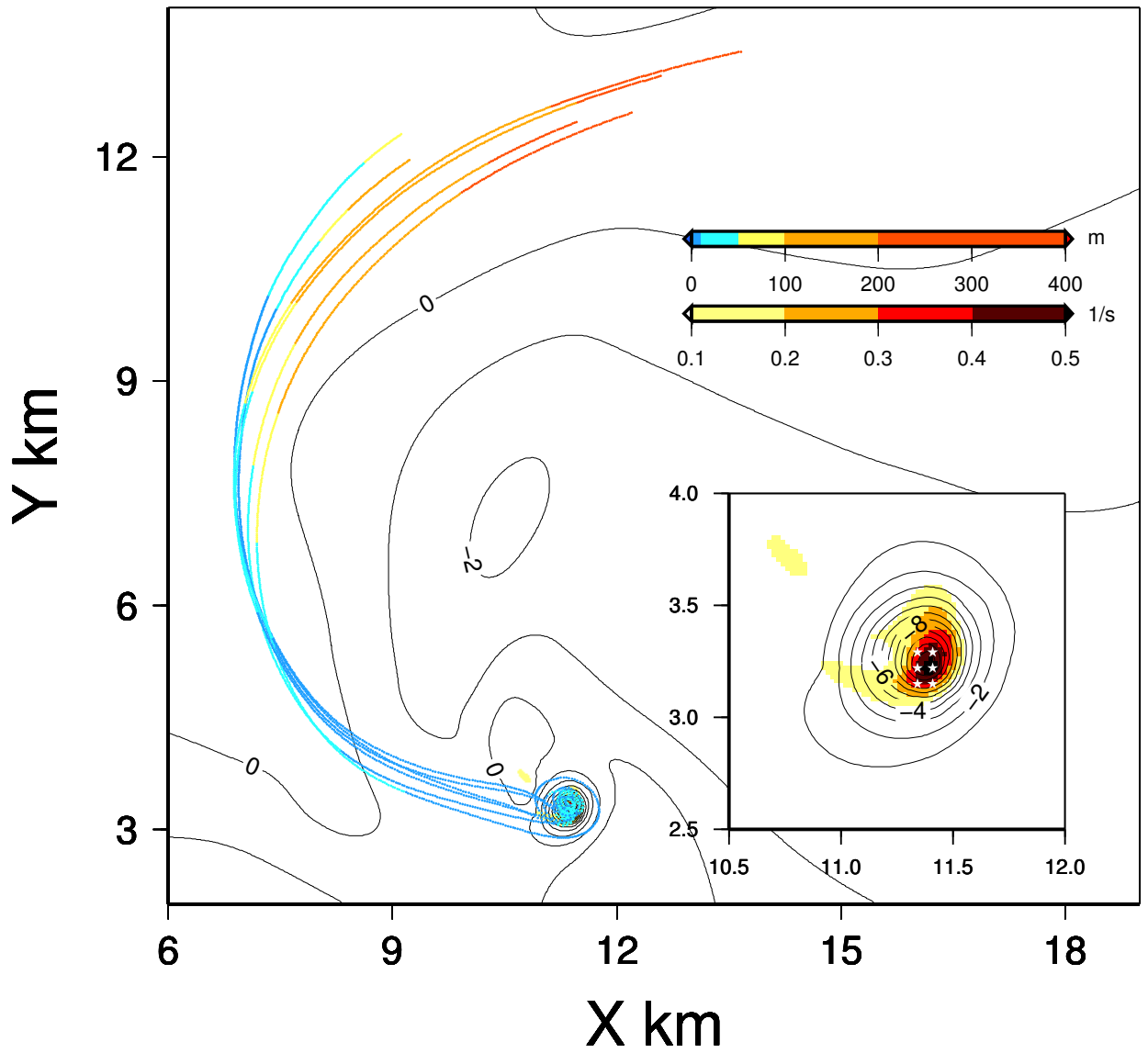


図 16: 図 13 に同じ。ただし、計算開始後 81 分 20 秒を起点として計算している。

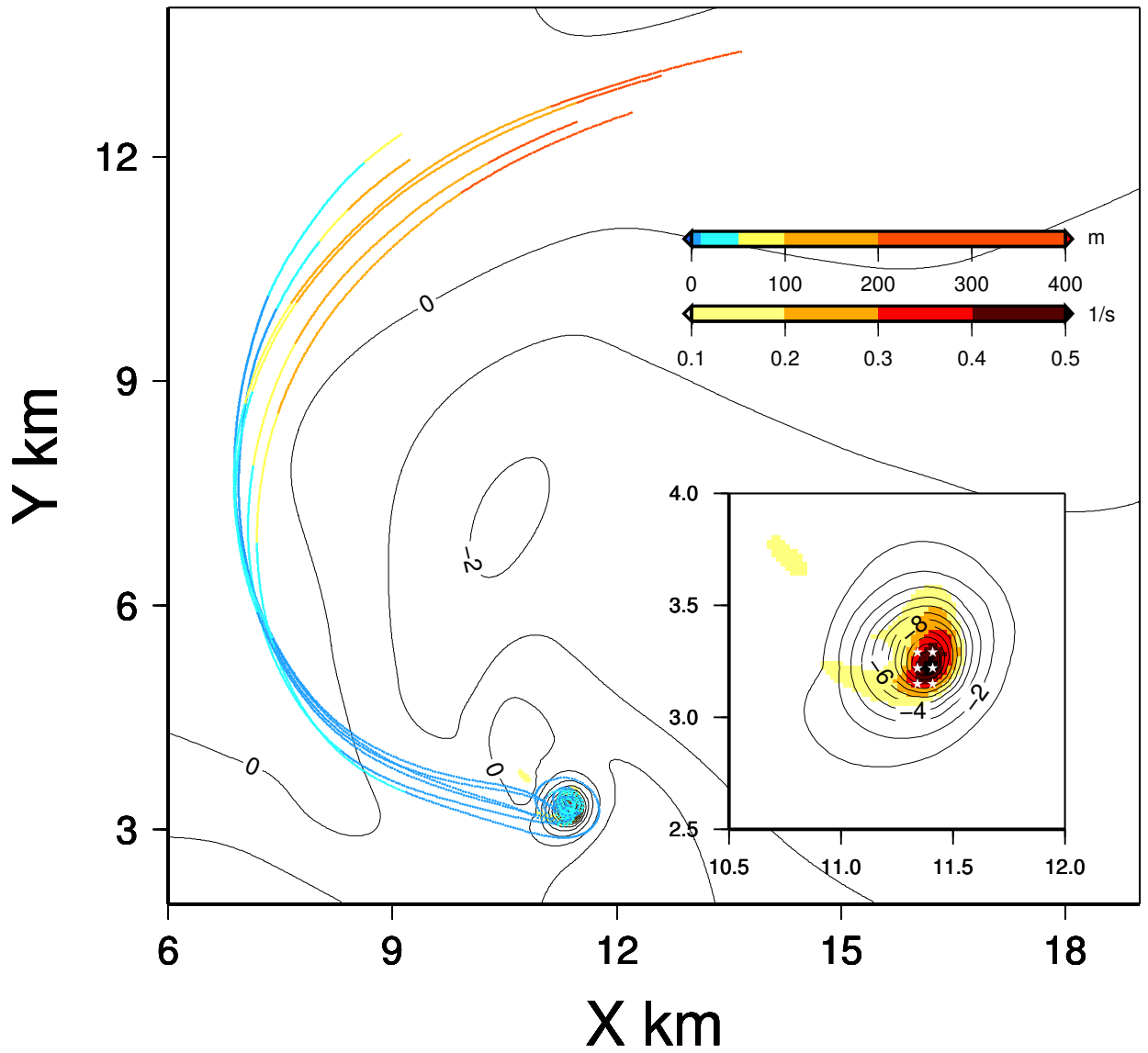


図 17: 図 13 に同じ。ただし、計算開始後 81 分 20 秒を起点として計算している。