特集

竜巻を伴う積乱雲の高解像度数値シミュレーション ～竜巻の発生メカニズムの解明に向けて～

A High-resolution Numerical Simulation of a Supercell Tornado

野田 暁^{*1} 新野 宏^{*2}

Akira T. NODA, Hiroshi NIINO

1. はじめに

竜巻は地球の大気中で起こる最も激しい気象擾乱である。これまでに気象測器で計測された地表付近の最大風速は1999年5月3日米国オクラホマ州に発生した竜巻の際に可搬型ドップラーレーダーで観測された142m/sであると言われている¹⁾。米国においては1977年から2006年の竜巻による1年あたりの死者数は洪水の99人、雷の62人について多い54人となっており²⁾、竜巻は数ある気象災害の中でも非常に重要な位置を占めていることがわかる。一方、我が国における竜巻は年間20件程度が報告されており³⁾、国土の広さの違いを考慮すれば米国と比べても決して少なくは無い。竜巻にはいくつかの便宜的な呼び方が存在するが生成要因を基にすると主に2つに分類することができる。1つは局地的な前線に伴って発生する竜巻であり、もう1つはスーパーセルに伴って発生する竜巻である。

局地前線に伴って発生する竜巻については良質な観測データが得られており、その力学は比較的良好に理解されていると言える。WakimotoとWilson⁴⁾はドップラーレーダーによって観測された竜巻周辺の時間的に連続的な風速分布の変化を詳細に解析することでこのような竜巻の発生メカニズムを次の様に説明している:局地前線付近では前線を挟んだ急激な風の変化に伴うシア不安定で生じた鉛直渦が存在してい

る。一般に局地前線は収束流も伴うことが多いが、このため前線上には積乱雲も発達しやすくなっており、そうした積乱雲の上昇流域が鉛直渦の丁度上に来ると渦が引き伸ばされ竜巻となる。この一連の様子は数値シミュレーションによっても確かめられている⁵⁾。

スーパーセルとはメソサイクロンと呼ばれる水平方向に数kmのスケールを持つ低気圧性循環を持つ巨大な積乱雲を指す⁶⁾。スーパーセルに伴う竜巻(スーパーセル竜巻)はメソサイクロンの周辺で発生することがわかっている。一般的には孤立した積乱雲の寿命は短く、せいぜい1時間程度に過ぎない。しかし、スーパーセルはときとして半日にも及ぶ長時間にわたってその構造を持続し、竜巻・降雹・落雷などを生じて大きな被害を与えることがある^{7), 8)}。環境風の影響を受けて時々刻々と移動し変化するスーパーセルとこれに伴う竜巻の詳細な観測データを取得することは容易ではなく、スーパーセル竜巻の発生メカニズムの解明は遅れている。

竜巻の平均的な寿命は10分間程度といわれている。このことは竜巻の渦構造だけでなく竜巻の発生に深く関わる親雲の内部構造も短い時間スケールで変化しており、これが発生メカニズムや寿命に大きく影響を与えていることを示唆している。従って、竜巻の生成メカニズムを明らかにするためには時々刻々

*1 海洋研究開発機構 地球環境フロンティア研究センター 研究員

Researcher, Frontier Research Center for Global Change, Japan Agency for Marine Science and Technology

*2 東京大学海洋研究所 教授

Professor, Ocean Research Institute, The University of Tokyo

と変化する親雲の 3 次元的な構造の変化を理解することが不可欠であるが、時間解像度の良い観測データの不足は大きな障害となっている。この問題を打破するために、計算機性能が著しく向上している近年では、現実には発生したスーパーセル竜巻を数値シミュレーションによって再現し、そこで得られた詳細なデータを解析することで竜巻の発生機構を解明しようとする試みがなされている。

本稿では、我々の研究グループによって行われた高解像度数値シミュレーション⁹⁾と、その結果から明らかとなったスーパーセル竜巻の発生機構を解説する。

2. 数値シミュレーションの設定

2.1 数値モデル

用いた大気数値モデルは米国オクラホマ大学のストーム解析予報センター(CAPS: The Center for Analysis and Prediction of Storms)で開発された ARPS(Advanced Regional Prediction System)Version 4.5.1¹⁰⁾である。このモデルは準圧縮性大気の時間発展方程式系を数値的に解く。竜巻を現実的に再現する上でサブグリッドスケールの渦粘性のパラメタリゼーションはその構造や寿命に影響を与えると思わ

れるため重要な要素である。本研究では Deardorff¹¹⁾に倣いサブグリッドスケールの乱流エネルギーを予報しこれを基に渦拡散係数を診断する。

雲の生成過程を考慮するためには力学的な方程式だけでなく水物質の保存方程式を解く必要がある。現実の大気では落下速度を無視できる粒径の小さな雲粒からそうでない大きな雨粒まで連続的に存在しているが、多くの大気数値モデルでは簡単のため水物質をいくつかのカテゴリーに分類し、互いの相互作用を考慮しながらそれぞれの保存式を解く方法が広く用いられている。これまでに水物質だけでなく氷晶や雪、あられを始めとする多様な粒径を持つ水物質の相互作用を考慮したパラメタリゼーションも提案されているが、竜巻を発生させるスーパーセルは、後ほど見る様に、風の鉛直シアや動圧などの力学的要素に支配される部分が多いので氷を含む過程はその力学を理解するためには本質的でないと考えられる。そこで、水物質として水蒸気と雲水と雨水のみを考慮する「暖かい雨」と呼ばれる簡単なパラメタリゼーションを用いる。そして力学的な方程式系とともにこれら水物質の保存方程式を連立して数値積分を行う。

計算に用いた領域の広さは水平方向に 66.4 km ×

図1 1977年5月20日米国デルシティに発生したスーパーセルの数値シミュレーションに使用した基本場。(a) Skew-T 図。実線と破線はそれぞれ気温と露点温度で、縦軸はそれぞれ、気温(°C)と気圧(hPa) (左側)、混合比(g/kg)(右側)。(b) ホドグラフ。縦軸に南北風速(m/s)、横軸に東西風速(m/s)をとり、各高度での風向ベクトルの先端を示している。地表付近の値を sfc で示し 1km おきに高度(km)を書いてある。白抜きの丸い点は、メソサイクロンの動きから求めたストームの移動速度ベクトル。

図2 スーパーセルが発達する様子を(a)1800秒後、(b)2100秒後、(c)4600秒後について示す。高度1kmの雨水混合比(影; g/kg)、矢印で水平風速ベクトルを40格子毎に示す。(c)の四角で囲った領域を図4で示す。

66.4 km, 鉛直方向に15.1 kmである。計算格子数は水平方向に951 × 951格子、鉛直方向に45格子である。格子間隔は水平方向には均一で70mとした。また、鉛直方向の格子間隔は竜巻の発生に関わる地表付近の過程を解像するため十分細かく取る必要がある。そこで、地表付近で10m、高度1km付近で270m、最上層で760m程度となるような非均一な格子系を使用した。水平の境界は開放で、DurrantとKlemp¹²⁾の放射条件を用いている。地表面と上端では剛体壁を仮定し、運動量と熱、水蒸気のフラックスは無いものとする。竜巻のシミュレーションを行なうにあたって地表摩擦を考慮しないことは好ましくないが、地面摩擦を入れた場合、基本場が摩擦によって時間と共に大きく変化してしまい、解析を難しくするという問題点がある。本研究では竜巻渦の発生過程をまず理解することを念頭に摩擦を入れない単純化した仮定での計算を行った。

また、計算領域上部の境界からの音波や内部重力波の反射を防ぐため、高度12kmから上端の高度15.1kmまでの範囲に時定数300秒のレイリーダンピングと呼ばれる人工的な減衰項を入れた。そして、計算の開始にあたっては対流を発生させるために最大振幅4度の回転楕円体状の温度擾乱を高度1.5kmに置いた。

2.2 基本場

基本場としては、1977年5月20日米国オクラホマ州に発生しデルシティなどに竜巻をもたらしたスーパーセルの環境場の高層観測データ(図1)を水平一様

に与えた。この観測データはストーム発生時の大気の状態を反映させるために下層についてはストームが発達し始めたとき1330CSTにフォートシルで観測されたデータを、そして中層から上層にかけてはストームが発達したときの1622CSTにオクラホマ市で観測されたデータを合成している。この事例を選択した理由は過去にもスーパーセルの力学を研究する上で多くの研究者によって使われているものだからである¹³⁾。この基本場に対する対流有効位置エネルギーは3218 m²/s²、パルクリチャードソン数(Ri)は53であった。成層の状態から(図1a)、地表面(970 hPa)から870 hPa付近まではほぼ乾燥断熱に近く、凝結高度は880 hPa付近であり、凝結高度に達した地表付近の空気はほぼ自由対流に近い状態となって上昇し、圏界面まで達することができる環境場であったことがわかる。風の鉛直分布をみると(図1b)、風向は高度とともに急速に反時計回りに変化している。スーパーセルはこの様な強いシアを伴う環境場において発生しやすいことがわかっている。一般にスーパーセルが起こりやすいのはRiが10~50の間とされるが¹⁴⁾、このときのRiは53でありこの条件に近い。

以下、偏差とは基本場からのずれを指すことにする。

3. スーパーセルの発達と竜巻の発生

図2はスーパーセルの時間発展を示している。計算開始時に与えた温度擾乱によって対流が起こり始め、1800秒後にはすでに水蒸気の凝結に伴って降水が発達している。鉛直シアをもつ一般風の差分移流

図3 スーパーセル竜巻の数値シミュレーションによって再現された竜巻周辺の3次元的な図。竜巻の最盛期である4504秒後について南東から見下ろした雲水混合比 0.1g/kg と鉛直渦度 0.5s^{-1} の等値面をそれぞれ灰色と赤色で示す。カラーの水平面は最下層の水平風速(m/s)である。竜巻周辺について東西方向にそれぞれ 8.4km 、鉛直方向に 2.3km の3次元データを切り出して図示している。

によって雨水分布は南北に伸び始めているが、よく見ると積乱雲の南東側に特に強い降水域が存在しており、ここで激しい対流活動が起きていることがわかる。2100秒後にはストームの南東付近で雨水分布は鉤状に発達している。このような鉤状の雨水分布はスーパーセルに共通して見られる特徴であり、メソサイクロンによって降水粒子が反時計回り移流されることで形成される。この構造は時間とともに顕著になり、4600秒後には全長 20km を超えて広がったストームの降水域から突き出した鉤状降水域の先端で竜巻が発生する。

図3に竜巻の3次元な構造を示す。領域上部には壁雲(wall cloud)と呼ばれる周囲より雲底がカラム状に低くなった雲が発生している。地表面まで達したロータ状の雲の内部では赤で示した竜巻による柱状の強い鉛直渦度域が地表面から壁雲に向かって伸びていることがわかる。水平風速は竜巻の中心部で最大となり、その周囲では西側から北側にかけて風速の

大きな領域が非軸対称的に分布している（詳細は第5.1節参照）。

図4はスーパーセル内部において発達していくメソサイクロン周辺の速度場と鉛直渦度場を拡大して示している。3900秒後には北西から南東にかけて差しわたし 5km を超える強い上昇流域が発達している(図4a)。その西側ではストームの中で発達する強い降水に伴う負の浮力によって広い下降流域が形成されている。水平風はメソサイクロン(図4b)の北側からこの上昇流域を回り込む様にしてストーム内部に向かって吹き込んでいる。影で示した渦度 0.01s^{-1} 以上のメソサイクロンに対応する領域は上昇流域とほぼ重なるようにして発達している。4302秒後には上昇流は急速に強まりその強度は中心部で 35m/s を超える(図4c)。この頃より下降流域は上昇流域の中心部へと進入していく。Klemp と Rotunno¹⁵⁾は同じスーパーセルについて比較的粗い解像度を用いた数値シミュレーションを行っている。彼らはメソサイクロ

図4 3900秒後から4700秒後の高度800mにおけるメソサイクロンの時間変化. 3900秒後について影で(a)鉛直渦, (b)鉛直渦度を示す. 矢印は水平風速ベクトルで15格子毎に示す. 太い等値線は鉛直渦度で 0.05s^{-1} と 0.1s^{-1} 以上について 0.1s^{-1} 毎に示す. (c)と(d)は(a)と(b)と同じ, 但し, 4302秒後について. (e)と(f)は(a)と(b)と同じ, 但し, 4504秒後について. (g)と(h)は(a)と(b)と同じ, 但し, 4700秒後について.

ンの中心部では回転性の空気の流れによって気圧の低下が起こることによって閉塞下降流(occlusion downdraft)と呼ばれる下降流が力学的に駆動されることを示している. このとき発達している下降流はこの閉塞下降流に対応していると考えられる.

4504秒後にかけて, この強い下降流は上昇流のコアの近傍にまで侵入している(図4c,e). この上昇流域と下降流域の間では鉛直渦度が 0.05s^{-1} を超えた領域が発達しており竜巻が高度800mを超えて成長していることがわかる(図4d). 一方, このときの鉛直渦度の変化を見ると(図4d, f), それまで連続した構造を持ちながら組織的に維持されていたメソサイクロンはすでに散逸しながら崩壊し始めていることがわかる.

そして, 竜巻が消散した後の4700秒後には(図4g, h)上昇流域のコアは下降流によってすでに南北に分断されつつあり, 0.05s^{-1} を超える鉛直渦度域は上昇流域に沿うように分布しながら衰弱している. この頃にはメソサイクロンの崩壊は更に進み, 組織立った

鉛直渦度の分布は見られずパッチ状に散逸してしまっている.

4. 竜巻の発生メカニズム

4.1 ストームの構造の変化

このスーパーセルに伴う鉛直渦度の最大値と気圧偏差の最小値, 上昇流の最大値の高度分布がどのような時間変化をしたかを示したのが図5である. 図5aを見るとシミュレーションを開始してから約4000秒後から地面付近で急速に鉛直渦度が強まっているのがわかる. 4310秒頃に一度 0.5s^{-1} を越える鉛直渦度を記録した後, 4400秒頃から再度強まり, 竜巻が発生した. 4504秒後には鉛直渦度は 0.85s^{-1} を超えて, 竜巻は最盛期を迎え, 4600秒後を過ぎると鉛直渦度は急激に弱まって, その一生を終えた. 竜巻の強度を示す指標として藤田スケール¹⁰⁾が良く用いられるが, F0以上の風速を竜巻として定義すると, 本研究で再現された竜巻はおよそ6分間持続したことに相当する.

図 5 計算開始から 5940 秒後の間のストームの時間発展。9 秒毎の各時間と高度のデータを用いた。(a)鉛直渦度の最大値(等値線間隔は 0.2 s^{-1} 毎), (b) 気圧偏差の最小値(同, 1 hPa 毎), (c) 上昇流の最大値(同, 5 m/s 毎)。

図 5 の気圧偏差と上昇流をみると竜巻の発達に先駆けてストームスケールの運動に顕著な変化が起こっていることがわかる。まず、気圧偏差の最小値の時間変化を見ると(図 5b), 3200 秒後より高度 1800m 付近の中層から気圧の低下が起こる。さらに 3800 秒後にはこれとは別に高度 800m 程度から気圧の低下が始まる。4300 秒頃には鉛直渦度のピークに対応す

る気圧低下が地面付近で見られた後、4400 秒を過ぎる頃から竜巻によって地面付近で気圧が急速に下がり、 -27 hPa を超える。気圧の低下は地面近くが最も大きい。

上昇流の最大値を見ると(図 5c), 高度 5000m では竜巻の発生に拘わらず絶えず 35 m/s を越える上昇流があり、ストームが活発な状態を保っていることを示している。ところが中層の気圧が下がり始めた 3200 秒頃から高度 3000m 以下で上昇流の発達が起こり、高度 800m に別の低圧部が見られ始めた 4000 秒後には 30 m/s の等値線が高度 1km 以下にまで降りてくる。そして、4100 秒を過ぎると 40 m/s を越える上昇流が現れるようになる。この上昇流は竜巻が最盛期を迎える頃から減衰を始める。

4.2 ストームスケールの気圧場の変化

前節では竜巻の発生前のおよそ 20 分前より、その前兆となる気圧の低下が高度 1800m 付近で起こり始め、続いて、高度 800m 付近でメソサイクロンに伴う気圧低下が大きくなり、高度 3km 以下で鉛直流の加速が生じたことを見た。なぜ、このような気圧低下が生じたのか、その原因について考察してみたい。

図 6a は高度 1800m 付近で起きた気圧偏差の水平断面を、図 6b と図 6c は図 6a の破点線で示した気圧の低下の中心に沿う鉛直断面で鉛直気圧傾度力と鉛直流をそれぞれ示している。高度 1800m の気圧の低下は鉤状降水域の北部で大きく、その強さは -3 hPa を超えている(図 6a)。この中心部を通る東西鉛直断面を見ると(図 6b, c), 高度 1800m より上では下向きの気圧傾度力、下では上向きの気圧傾度力が働いており、後者は高度 700m 周辺の 5 m/s を超える強い上昇

図 6 3300 秒後の(a)高度 1800m における水平断面。影で雨水混合比(g/kg), 太い等値線で気圧偏差(hPa)を示す。(b)と(c)は(a)の破点線で示した $y=24 \text{ km}$ に沿った気圧偏差(太い等値線; hPa)の東西鉛直断面で、影はそれぞれ鉛直気圧傾度力(N)と鉛直流(m/s)である。

図7 3300 秒後における式(1)の右辺(a)全項の和, (b) 第1項, (c)第2項, (d)第3項の $y=24\text{km}$ に沿った東西鉛直断面。等値線間隔はいずれも $2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ 毎。流の発達に寄与していることがわかる。

この気圧の低下が起きた原因を調べるために、ブジネスク近似をした運動方程式の発散をとって得られるエクスター関数 π に関するポアソン方程式

$$C_p \Theta \nabla^2 \pi = \frac{\partial B}{\partial z} - \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + 2 \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} \right] - 2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y} \right), \quad (1)$$

を用いて考察しよう:ここで, $C_p (=1004\text{J/K})$ は等圧比熱, B は浮力, $\Theta (=300\text{K})$ は基準温位である。右辺第1項は浮力に関する項である。第2項と第3項の和は風のシアに伴う力学的変化に関する項であり, そのうち第3項は風の鉛直シアに伴う項であり, 第2項はそれ以外の項である。図7にそれぞれの項の大きさを比較して示す。全項の和の鉛直分布を見ると(図7a), 高度 2km より上の $y=27\text{km}$ から 30km 付近では組織的な正値を持つ領域が分布し, これが高度 1800m 付近で起きた気圧の低下の要因となっていることがわかる。更に図7b, c, d からこの気圧低下には風の鉛直シアに関する項(第3項)が主に寄与していることがわかる。

気圧低下が最も顕著であった高度 1800m における水平風速ベクトルと風の鉛直シアベクトルの水平分布がどの様に変化していったかを 2700 秒から 3600 秒後の3つの時刻で見たのが図8である。時間が経過してストームが組織化されていくにつれて風向が一定にそろっていき(図8a, c, e), この変化を反映して鉛

図8 2700 秒後における高度 1.8km の(a)鉛直流(影; m/s), 水平風速場(矢印; 15 格子毎)と(b)気圧偏差(hPa)の場と水平風の鉛直シアベクトル(矢印; 15 格子毎). (c)と(d)は(a)と(b)と同じ。但し, 3300 秒後について。(e)と(f)は(a)と(b)と同じ。但し, 3600 秒後について。基本場の水平風速の鉛直シアベクトルを(b)の右上の枠内に示した。

図9 地表面付近の鉛直渦が竜巻へと発達していく様子。等値線で鉛直渦度 (間隔は 0.01 s^{-1} , 0.03 s^{-1} , 0.05 s^{-1} から 0.80 s^{-1} の間は 0.05 s^{-1} 毎), 影で高度 200m の上昇流, 矢印で水平風速場を 10 格子毎に示す。

直シアベクトルの向きも一様にそろってくる事がわかる(図 8b, d, e). 参考のために, 図 8(b)の右上の四角内に同じ高度の基本場の鉛直シアベクトルを示したが, 3600 秒後における鉛直シアベクトルの大きさは, 基本場に比べてストームが作り出したものの方がはるかに大きい。Rotunno と Klemp¹⁷⁾は, 動圧の生因として基本場の風の鉛直シアとストームの上昇流との相互作用という線形効果で定性的な説明を試みたが, 竜巻の発生に関わる気圧の変化にはストーム自身が作り出す風の鉛直シアとストームの上昇流の相互作用という非線形的効果が, 高度 1800m 付近の気圧低下に重要であることがわかる。

この気圧低下によって加速された上昇流は, 基本場の鉛直シアに伴う水平渦度とガストフロント付近の水平温度傾度で生成された水平渦度を鉛直に立ち上げ, 引き伸ばすことにより更に下層の高度 800m 付近で「下層メソサイクロン」を急速に発達させる。今度は下層メソサイクロンに伴う回転気流に働く遠心力とつりあうように急激に負の気圧偏差が発達する(図 5b)。そして, この負の気圧偏差が更に下層の鉛直流を発達させる(図 5c)。

4.3 竜巻の起源

図 9 に竜巻が発生するまでの地面付近(高度 5m)の鉛直渦度と風, 及び高度 200m の鉛直流を示す。ストーム内部(西側)からは雨水の蒸発によって冷却された空気が重力流となって吹き出し, 東側の環境風と衝突することで北西から南東に伸びる収束線(ガストフロント)が形成される。竜巻発生前の 3900 秒後のガストフロント上には風の水平シアによってできたとと思われる複数の小さな鉛直渦(渦 A, B, C, D)が発達と減衰を繰り返している。これらの小渦はガストフロントの収束の変化に応じて一旦は成長するものの, 竜巻にまで発達することはなく減衰していく。例えば, 3968 秒後に現れた渦 E の鉛直渦度は一旦, 0.3 s^{-1} を超えるまで成長するが, その後, 平均風によってストーム中心部から南東に離れていき減衰する。観測においても, 特に激しい竜巻の発生前後にはガストフロントに沿って比較的弱い竜巻がしばしば起こることが報告されているが¹⁸⁾, これらの小渦が関係している可能性が示唆される。

4000 秒を過ぎる頃から下層メソサイクロンが発達

図 10 4504 秒後における高度 5m の竜巻周辺の水平断面. (a)鉛直渦度(0.05s^{-1} 以上について 0.1s^{-1} 毎), (b)鉛直流速(0.2m/s 毎), (c)水平風速(5m/s 毎)と水平風速. (b)の太線は鉛直渦度 0.05s^{-1} の等値線. (d)(e)(f)は(a)(b)(c)と同じ. 但し, 4607 秒後について.

するためガストフロント直上の上昇流が強化される. この激しい上昇流によって地面付近の渦の 1 つ(渦 F)が引き伸ばされることで急発達して竜巻となる. Bluestein ら¹⁹⁾は 1999 年 6 月 5 日に米国ネブラスカ州で発生したスーパーセル竜巻について可搬型ドップラーレーダー観測を行ない, 近距離からの竜巻とその周辺のデータの取得に成功している. 彼らの結果によると, 竜巻渦の周辺では本研究と似た小さな渦が明瞭に捉えられている.

5 竜巻とその周辺場

5.1 風速場の変化

図 10 は高度 5m における竜巻渦の最盛期(4504 秒後)と減衰期(4607 秒後)の鉛直渦度と鉛直速度, 水平風速の分布である. 最盛期の鉛直渦度分布はほぼ同心円状の構造をしている. 竜巻の外側の 0.15s^{-1} の等値線からは渦周辺の激しい水平シアに伴いシア不安定によると思われる波列が現れている(図 10a). 鉛直流速(図 10b)を見ると渦の北側では下降流, 南側では上昇流となっており, 水平風速を見ると(図 10c)竜巻渦の西側で最も大きく最大 45m/s を超える. このように風速分布は必ずしも軸対称にはなっていないことは興味深い.

竜巻渦の減衰期になると渦の内側では下降流域が更に発達している(図 10e). これは, 竜巻渦の回転速

度は摩擦無しの境界条件下では地表付近で最も大きく, これに伴う気圧低下によって強い下向き気圧傾度力が働いているためである. 下降流の領域の渦度は小さく, 正の渦度領域は下降流の周りにドーナツ状にとりまいている(図 10d). 風速分布を見ると(図 10f)渦度の大きな領域にほぼ沿う様にして水平風速の大きな領域が分布している. 風速は 35m/s 程度まで弱まっていることが分かる.

5.2 温度場の変化

図 11 は竜巻の発達期から消散期にかけての竜巻の周辺の温度場の変化を示している. 3900 秒後ではストームの内部から流出する冷気流によって領域の西側は -8 度を下回る冷たい空気に覆われている. 逆に, 東側では環境場の比較的温暖な空気が存在しているため, この間は激しい温度勾配域となっている. その境目にはガストフロントに伴う水平風の激しい水平変化により 0.05s^{-1} を超える強い鉛直渦が存在している. 竜巻発生前においては水平シアに伴う鉛直渦度はほぼ温度の境目に分布している. 閉塞下降流(第 3 節参照)の強化が起り始める 4069 秒以降には冷気流は竜巻周辺を回り込むように北東へと進行していく様子がわかる. そして, 最盛期の竜巻渦はほぼ冷気の中に位置しており(4504 秒後), やがてその中で消散していく.

図 11 3900 秒後から 4610 秒後の高度 5m における竜巻周辺の温度偏差場. 太い等値線は鉛直渦度(0.05s^{-1} 毎). 水平風速ベクトルを矢印で 7 格子毎に示す.

図 12 3900 秒後から 4610 秒後における気圧偏差場を竜巻の中心を通る東西鉛直断面で示す. 太い等値線は鉛直渦度(0.05s^{-1} 毎).

5.3 気圧場の変化

図 12 は気圧偏差と鉛直渦度の時間変化を竜巻の中心を通る東西鉛直断面で示している. 3900 秒後には第 4.2 節で示した中層の気圧の低下に対応する領域が東側の高度 1.2km 以上に存在している. 4069 秒後には下層メソサイクロンの強化に伴い低圧部が高度 500m にまで下がっている. 一方、地表から 500m まではガストフロントに伴う鉛直渦度分布がみられる. そして、4302 秒後には高度 1.8km にまでその中心を広げて発展したメソサイクロンに伴う強い気圧低下が現れ、竜巻の鉛直渦度は西に傾きながら地面からメソサイクロンの気圧の低下の中心に向かって伸びている. 4504 秒後の竜巻の最盛期にはメソサイクロンの中心部にまで届く強い渦となる. このときの気圧の低下は地表面付近で起こり最大-27hPa を越えていたことがわかっている. 減衰期を迎えた 4610 秒後

には気圧の低下は-12hPa にまで弱まり竜巻の渦度は幅を広げながら減衰する.

5.4 鉛直構造

竜巻渦の最盛期(4504 秒後)における竜巻渦の水平風速場と鉛直渦度の東西鉛直断面を図 13 に示す. 風速場を見ると竜巻渦の回転性の流れ場を示すように鉛直渦度の大きな領域に沿って線上に 25 m/s を下回る比較的弱い風速の領域があるが、これが竜巻の中心軸を表していると考えられる. この竜巻の中心軸を境として風速が 30 m/s を越える領域が地面からメソサイクロンの中心に向かって高度 1km 以上にわたって伸びている. この領域が竜巻渦の直径の目安を与えると考えると、その直径は地面付近で 400m で、高度が上がるにつれて広がり、高度 1km では 600m 程度になっている. 竜巻渦に伴う最大風速は竜巻渦の東側、地面付近の $x=29.7\text{km}$ に現れ、その大きさは

40 m/s を越えている。竜巻渦の中心軸上においても高度 500m, 1.2km, 1.6km 付近において風速の弱い領域が見えることから、竜巻渦は少なくとも高度 2km 程度までは連続した構造をもっていることがわかる。

6. おわりに

スーパーセル竜巻の親雲の力学を理解するために Klemp と Wilhelmson²⁰⁾によってその数値シミュレーションが試みられて以来、およそ 30 年が過ぎようとしている。その間の計算機資源の飛躍的な進歩によって現在では親雲だけでなく、それに伴って発生する竜巻を同時に解像する高解像度数値シミュレーションも可能となってきた。これにより、竜巻の発生過程に関わる力学的な理解も大幅に向上しつつある。

本稿で紹介した我々の研究ではスーパーセルと竜巻を同時に解像する数値シミュレーションに成功しその発生メカニズムを明らかにすることができた。とりわけ興味深い点は竜巻にまで発達した鉛直渦以外にも竜巻となり得るような鉛直渦がガストフロントに沿っていつも存在したことである。実際、その中の一部は 0.3 s^{-1} を越えるまで発達したのもあった。最近の観測事実によると、メソサイクロンの存在のみが必ずしも竜巻発生につながらないことが示されており、竜巻の発生要因に対する理解の不足が明らかとなっていた^{21),22)}。我々の研究結果は、渦が竜巻にまで発達できるか否かはメソサイクロンの存在だけでなく、地表面付近の鉛直渦が下層メソサイクロンに伴う下層の強い上昇流の発達時にタイミングよくその下に存在するかどうかということが重要となることを明白に示している。

これまで、竜巻の発生メカニズムとしては局地前線によるものとスーパーセルによるものの 2 通りがあると考えられてきたが、我々の数値実験の結果からどちらのメカニズムも地面付近の収束線に伴う水平シアが竜巻の鉛直渦度の起源である点は非常に似ていることがわかってきた。スーパーセルによる竜巻は局地前線による竜巻と比べて激しい場合が多いが、これはメソサイクロンに伴う上昇流とガストフロントが 1 つの系として移動していくために、長時間にわたって安定して鉛直渦度が上昇流による引き伸ばしを受けることが可能なためと考えることができる。

現実的な竜巻のシミュレーションが行なえたことにより、竜巻周辺の風速場、気圧場、温度場が明らかになった。従来、竜巻の構造の解析は軸対称を仮定して行われることが多かった²³⁾。しかし、本研究で再現された竜巻は軸対称な気圧や渦度分布を持つ一

方、鉛直流や水平風速分布などは非軸対称性を示していた。このことは、軸対称性を仮定した渦の内部構造の推定には限界があることを示している。

本研究においてもそうであったが、従来スーパーセルや竜巻の数値シミュレーションは、地形や環境場の水平方向の変化を考慮しない理想化した条件下で行われることが多かった。これは竜巻とその親雲の基礎的な振舞いをまず理解しようとしたためである。一方、竜巻の発生機構には親雲自身が作り出す鉛直渦度だけでなく、それ以外のメソスケールの擾乱や地形の影響を受けて渦が成長する場合も十分考えられる。最近の研究では、より現実的な環境場の中で発生する竜巻を再現するため、より大きなスケールの大気擾乱も表現する広い領域を用い、その中に順次高い解像度の格子系を埋め込んでいく試みもなされている。例えば、坪木²⁴⁾は 2006 年 9 月 17 日宮崎県延岡市に台風 0613 号に伴って発生した竜巻について高解像度シミュレーションを行い、その親雲となるスーパーセルの再現に成功し、加藤と益子²⁵⁾はこのスーパーセルに伴う竜巻の再現にも成功している。また、彼らは 2006 年 11 月 7 日に北海道佐呂間町に発生した竜巻をもたらし親雲について 250m の解像度による再現実験を試み、気象レーダーによって観測された特徴を良く備えた竜巻の親雲を再現することに成功している。一方、竜巻発生現場における被害状況の迅速な現地調査により、数値シミュレーションによる解析結果の整合性を比較できると思われる貴重なデータの蓄積も行われている²⁶⁾。今後、

図 13 4504 秒後の $y=23.35\text{km}$ に沿った竜巻の鉛直断面。等値線で水平風速(5m/s 毎)、影で鉛直渦度を示す。

高解像度の数値シミュレーションと観測事実との詳細な比較解析を行うことにより、多様な環境場の影響を受けて発生する竜巻の発生要因やその発達過程が明らかになっていくことを期待したい。

参考文献

- 1) Wurman, J., 2003 (私信)
- 2) NOAA: 67-year list of severe weather fatalities, 2007.
- 3) Niino H., T. Fujitani, and N. Watanabe: A statistical study of tornadoes and waterspouts in Japan between 1961 and 1993, *J. Climate*, Vol.10, pp.1730-1752, 1997.
- 4) Wakimoto, R. M., and J. W. Wilson: Non-supercell tornadoes, *Mon. Wea. Rev.*, Vol.117, pp.1113-1140, 1989.
- 5) Lee, B. D., and R. B. Wilhelmson: The simulation of nonsupercell tornadogenesis. Part II: Evolution of a family of tornadoes along a weak outflow boundary, *J. Atmos. Sci.*, Vol.54, pp.2387-2415, 1997.
- 6) Browning, K.: Airflow and precipitation trajectories within severe local storms which travel to the right of the winds, *J. Atmos. Sci.*, Vol.21, pp.634-639, 1964.
- 7) Niino, H., O. Suzuki, H. Nirasawa, T. Fujitani, H. Ohno, I. Takayabu, and N. Kinoshita: Tornadoes in Chiba prefecture on 11 December 1990, *Mon. Wea. Rev.*, Vol.121, pp.3001-3018, 1993.
- 8) 林泰一と石川裕彦: 1999年9月24日、豊橋市で発生した竜巻, *風工学会誌*, Vol.82, pp.3-6, 2000.
- 9) Noda, A. T., and H. Niino: Genesis and structure of a major tornado in a numerically-simulated supercell storm: Importance of vertical vorticity in a gust front, *SOLA*, Vol.1, pp.5-8, 2005.
- 10) Xue, M., K. K. Droegemeier, V. Wong, A. Shapiro, and K. Brewster: ARPS Version 4.0 User's Guide, The Center for Analysis and Prediction of Storms, University of Oklahoma, 1995.
- 11) Deardorff, J. W.: Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model, *Boundary-Layer Meteor.*, Vol.27, pp.1209-1211, 1980.
- 12) Durrant, D. R., and J. B. Klemp: The effects of moisture on trapped mountain lee waves, *J. Atmos. Sci.*, Vol.39, pp.2490-2506, 1983.
- 13) Klemp, J. B., R. B. Wilhelmson, and P. S. Ray: Observed and numerically simulated structure of a mature supercell thunderstorm, *J. Atmos. Sci.*, Vol.38, pp.1558-1580, 1981.
- 14) Weisman, M. L., and J. B. Klemp: The dependency of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy, *Mon. Wea. Rev.*, Vol.110, pp.504-520, 1982.
- 15) Klemp, J. B., and R. Rotunno: A study of the tornadic region within a supercell thunderstorm, *J. Atmos. Sci.*, Vol.40, pp.359-377, 1983.
- 16) Fujita, T. T.: Tornadoes and downbursts in the context of generalized planetary scale, *J. Atmos. Sci.*, Vol.38, pp.1511-1534, 1981.
- 17) Rotunno, R., and J. B. Klemp: The influence of the shear-induced pressure gradient on thunderstorm motion, *Mon. Wea. Rev.*, Vol.110, pp.136-151, 1982.
- 18) Lemon, L. R., and C. A. Doswell, III: Severe thunderstorm evolution and mesocyclone structure as related to tornadogenesis, *Mon. Wea. Rev.*, Vol.107, pp.1184-1197, 1979.
- 19) Bluestein, H. B., C. C. Weiss, and A. L. Pazmany: Mobile doppler radar observations of a tornado in a supercell near Bassett, Nebraska, on 5 June 1999. Part I: Tornadogenesis, *Mon. Wea. Rev.*, Vol.131, pp.2954-2967, 2003.
- 20) Klemp, J. B., and R. B. Wilhelmson: Simulations of right- and left-moving storms produced thunderstorm splitting, *Vol.35*, pp.1097-1110, 1978.
- 21) Wakimoto, R., and H. Cai: Analysis of nontornadic storm during VORTEX 95, *Mon. Wea. Rev.*, Vol.128, pp.565-592, 2000.
- 22) Burgess, D. W.: Tornado warning guidance, *OSB/OTB, OK*, 1997.
- 23) Fiedler, B. H., and R. Rotunno: A theory for the maximum wind speeds in tornado-like vortices, *Vol.43*, pp.2328-2340, 1986.
- 24) 坪木和久: 積乱雲と竜巻のシミュレーション実験, 竜巻シンポジウム, 1月23日, 東京都, 気象庁, 2007.
- 25) 加藤輝之と益子渉: 雲解像モデルによる竜巻をもたらし積乱雲の再現シミュレーション, 竜巻シンポジウム, 1月23日, 東京都, 気象庁, 2007.
- 26) 小林文明, 藤田博之, 野村卓志, 田村幸雄, 松井正宏, 山田正, 土屋修: 2002年10月7日横須賀市で発生した竜巻-10月6日から7日にかけて各地で発生した突風災害に関連して-, *天気*, Vol.54, pp.53-64, 2007.