

ラージ・エディ・シミュレーションによる竜巻状の渦を作る試み

丸山 敬

要 旨

上部に吸い出し口をもつ円筒形の対流域と、下部に正方形水平断面の直方体収束域をもつ竜巻発生装置を模擬した解析領域を設定し、ラージ・エディ・シミュレーション (LES) を用いた数値計算によって竜巻状の渦を生成した。流入気流条件、解析領域の大きさや形状等が渦の発生条件や渦内の気流性状に及ぼす影響を明らかにした。さらに、渦内の低圧部の分裂も見られるなど、種々の竜巻状の渦を再現し、今回用いた計算手法が、実際の竜巻内の気流性状を検討するツールとしての可能性を示した。

キーワード: LES, 竜巻, 数値計算, 渦, シミュレーション

1. はじめに

2006年には多くの竜巻が発生して9月の台風13号に伴う延岡市の竜巻では3名の死者を出し、JR日豊本線の特急“にちりん”が脱線した。続く11月の北海道佐呂間町で発生した竜巻では9名もの死者を出した。これらの竜巻に関しては観測やメソスケールモデルを用いた数値シミュレーションにより、その生成過程や構造が明らかになりつつある(気象庁気象研究所2006, 坪木和久2007)。

これら最近の研究成果によると、竜巻の発生機構は局地前線に伴うものと、スーパーセルによるものに大別できるが、スーパーセルに伴うもののほうが強い竜巻となることが多く、2006年9月に発生した延岡市の竜巻も、台風13号に伴うスーパーセルに起因するものであることが明らかになっている。新野(2007)によると、“スーパーセルに伴う竜巻の発生にはメソサイクロンと呼ばれる直径数kmの回転を伴う強い上昇気流の存在が重要となる。そして、竜巻の発生にとってメソサイクロンの存在が重要なのは、竜巻の渦源としてではなく、その気圧低下により下層に強い上昇気流を作り出し、地表面近くに何らかの原因で存在する鉛直渦度を引き伸ばすためであることを示唆している。”と述べている。同様に、

地表面近くの鉛直渦度の存在が竜巻の発生に重要であることを、佐々(2006)もドライアイスミストを用いた室内実験により示している。この地表面近くの鉛直渦度の生成には、降水系からの冷気外流出などによって生じる局地前線上の水平シア、地表面粗度や地形による水平シアの存在が重要であり、それらの影響を明らかにすることは、竜巻発生や竜巻内の気流性状を解明・再現する上で重要であると考えられる。

さて、竜巻内の気流性状を明らかにしようとする過去の研究では竜巻状の渦を発生させる装置を用いた室内実験が主であった。この装置には種々の種類があるが、いずれも上昇流を発生する部分と、鉛直渦度を発生させる部分からなり、その一例の概略をFig. 1に示す。この装置では収束域の周囲に設置された仕切り板により鉛直渦度を与え、対流域の上部に設置された吸引装置で上昇流を発生させている。これにより、上部の吸い出し流の強さや、仕切り板により与える鉛直渦度を調整し種々の条件下において収束域に竜巻状の渦を発生させ、その気流性状を熱線風速計やレーザー流速計、PIV等によって計測する。ただし、渦内の気流性状は3次元の変動流であり、装置内に計測装置を設置する際の制約等から、詳細な計測結果は多くなかった。そのため、近

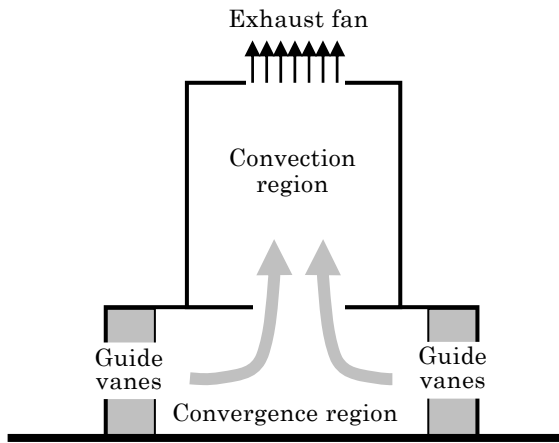


Fig. 1 Tornado simulator

年では直径が数mもある大型の装置も作られるようになってきており、測定の便を高め、各種模型を渦の中に入れて詳細な計測も行われるようになってきている。

一方、メソスケールモデルを用いた数値シミュレーションによれば、前述のようにスーパーセルやメソサイクロン等、風速場の構造が明らかにされている。ただ、それらの計算は水平分解能が1kmから500m程度で、竜巻の渦内部の気流性状を詳細に再現するものではなく、竜巻による強風によって建物等が被害を受ける際のメカニズムを明らかにするには、十分な分解能を有しているとは言い難い。そこで、竜巻の渦内の気流性状や渦と物体との相互作用を明らかにすることを目的に、近年進歩の著しい数値計算手法を用いて、竜巻状の渦の作りだすことを試みた。本報では、作り出された渦の生成条件や渦内の気流性状について報告する。

2. 計算の概要

2.1 計算概要

数値計算は差分法を用い、乱流モデルにラージエディシミュレーション (LES) を用いた計算コードRIAM-COMPACT (内田ら2004) を一部改造して行った。解析領域はChurchら (1979) や文字ら (1982, 1983) が用いた竜巻発生装置に準じ、Fig. 2に示すように対流域と収束域をもち、それぞれ異なる計算領域となっている。これら2つの計算領域は1つの面で接合され、接合面の一部で気流のやりとりが行われる。すなわち、対流域の底面の一部と収束域の上面の一部は円形断面をもった開口部でつながっており、その部分では水平方向に同じ形状をもった計算格子を配置して、変数のやりとりを行っている。

2.2 計算領域

上部の対流域は直径 C 、高さ H_c の円筒形で、上面中央部には直径 C_u の円形の吸出口に一様流出 (上向き一定) 速度 U_0 を与えて上昇流を発生させている。対流域では上部の吸出口と下方の収束域との接合部分を除いてno-slip条件を用いる。実際の計算には直交格子を用いるので、対流域は円筒に外接する計算格子 (Fig. 2中グレーで塗りつぶした部分) の風速を0としている。収束域は、一辺 D の正方形水平断面をもつ高さ H_d の直方体で、上端は直径 D_u の円形断面をもった開口部で対流域と接している。収束域の上端開口部以外の上面および底面はno-slip条件を用いる。側面は、slip境界条件、自由流入出境界条件および風速をディリクレ条件として与え、収束域に流入する気流性状を制御している。解析領域の寸法をTable 1にまとめる。

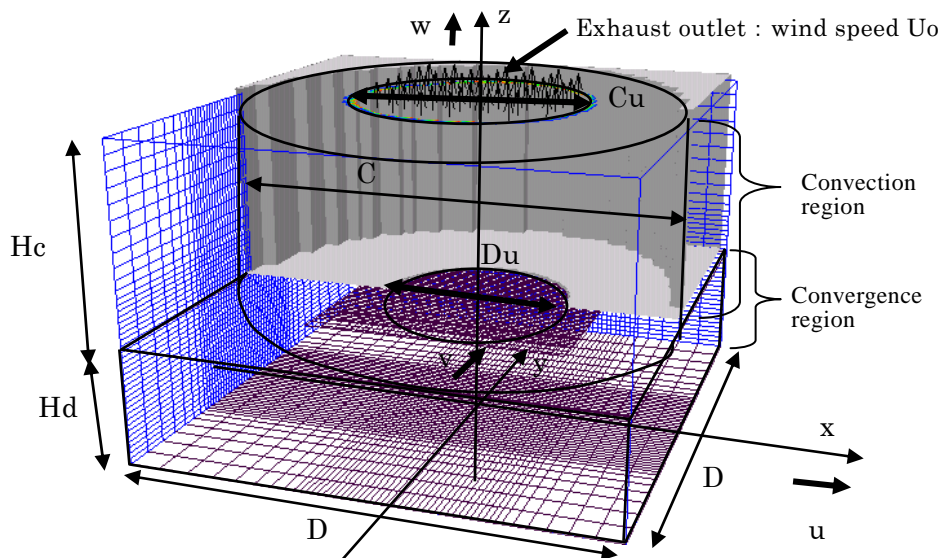


Fig. 2 Calculation region and mesh discretization

Table 1 Dimensions of calculation region

Exhaust wind speed : $U_0 = 1.0 \text{ m/s}$
Minimum mesh size : 6mm
$H_c = 350 \sim 600$, $C = 300 \sim 1200$, $C_u = 250 \text{ mm}$
$H_d = 200 \sim 400$, $D = 1200$, $D_u = 300 \sim 450 \text{ mm}$

2.3 収束域における流入境界条件

実験装置内では前節で紹介したように仕切り板などにより水平シアを与え、鉛直渦度を供給しているが、本計算ではFig. 3に示すように収束域の壁面境界における流入風速の分布を水平・鉛直方向に変化させて水平シアを与え、鉛直渦度を供給している。

3. 計算結果

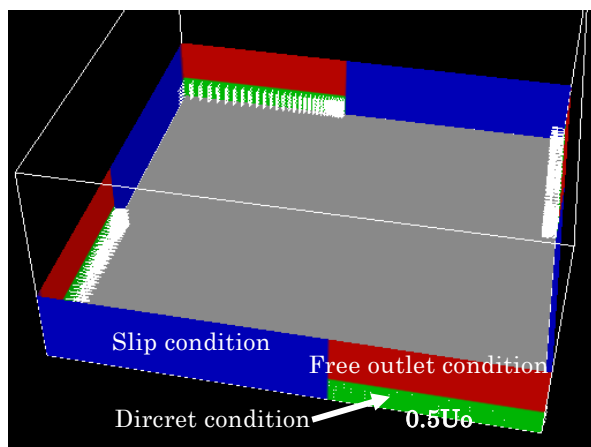
3.1 収束域流入風の水平シアの影響

始めに、収束域流入境界条件として壁面に一様な流入風速を与え水平シアがない場合と、壁面流入風

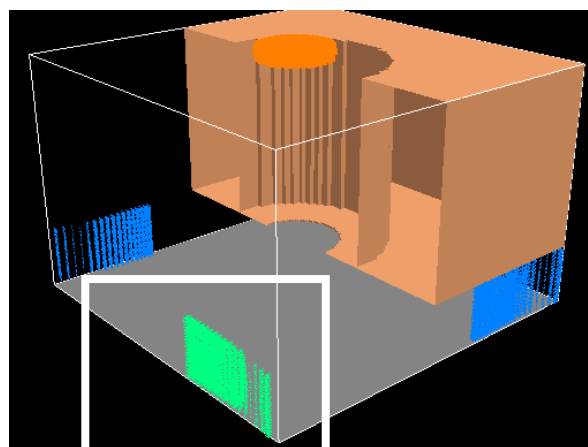
速を空間的に変化させて水平シアを与えた場合を比べた。水平シアがない場合にはFig. 4 aに示すように計算をいくら進めても渦は発生しなかった。一方、Fig. 3に示すような水平シアを与えた場合には、計算を進めるとFig. 4 b～fに示すように対流域に生じる上昇流に吸い寄せられた収束域の気流が、次第に回転を始め、中心部の圧力低下とともに渦が形成され、上方の対流域に伸びてゆく。また、渦の中心部の圧力降下に従って、最大風速半径も小さくなり、しばらくするとほぼ定常な渦を形成する。

3.2 対流域の幅の影響

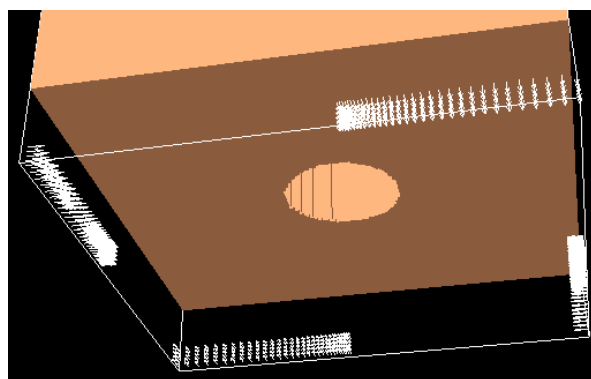
対流域の幅を変化させると、渦内の風速、圧力がFig. 5に示すように変化する。対流域の半径が小さくなるほど、風速は大きくなり、渦内の圧力も下がる。今回計算した範囲では最大平均風速半径の対流域の大きさによる変化は少なかった。また、渦の中心付近では平均的に下降流が生じている結果となった。文字(1982)にならい、渦の性状を表すパラメータ



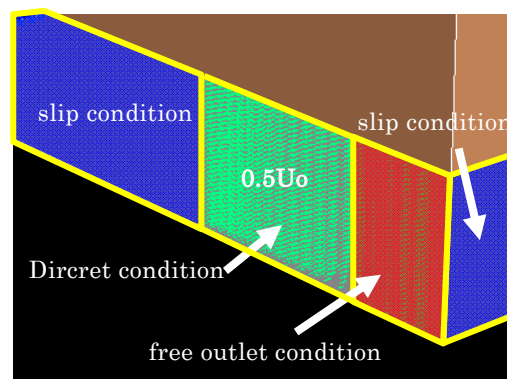
a1. Boundary condition of side wall



b1. Overview



a2. View from floor
Boundary condition (a)



b2. Magnified view of rectangular area in b1
Boundary condition (b)

各側面右端 $0.42D$ の下部 $0.33H_c$ に法線方向のみ流入 $0.5U_0$ 、上部 $0.66H_c$ は自由流入境界条件、各側面左端 $0.58D$ は slip 条件を与える。

各側面左端から $0.66D$ は slip 条件、 $0.66D \sim 0.89D$ には法線方向のみ流入 $0.5U_0$ 、右端 $0.11D$ は自由流入境界条件を与える。

Fig. 3 Inflow conditions on side boundaries of convergence region

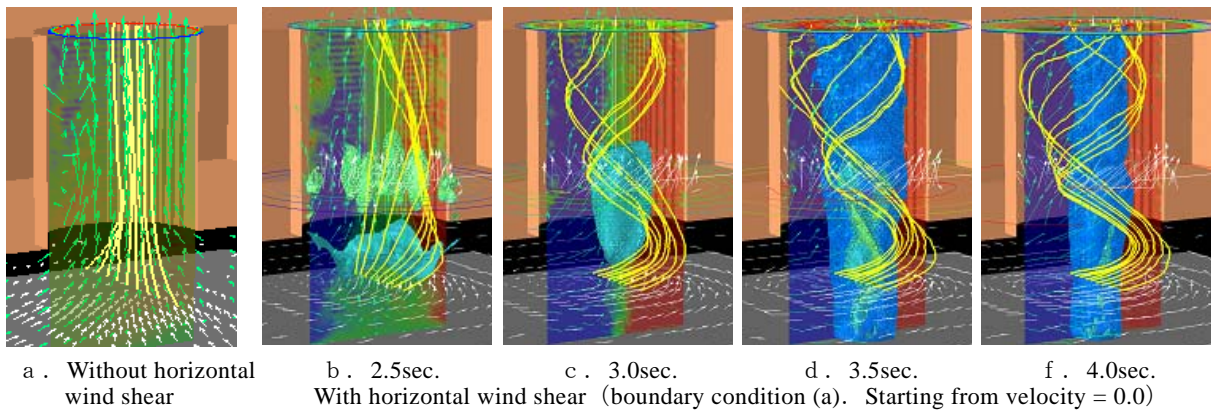
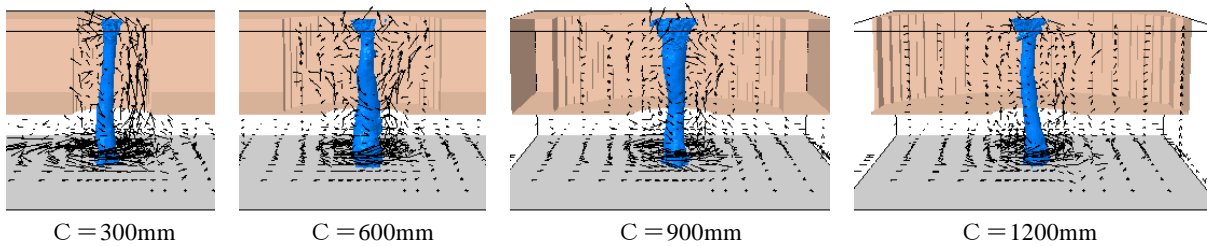


Fig. 4 Development of vortex ; Instantaneous velocity vectors, stream lines, contour plots of pressure
 $U_0 = 1\text{m/s}$, $H_c = 350\text{mm}$, $C, D_u = 300\text{mm}$, $H_d = 200\text{mm}$.



a. Instantaneous flow field ; Contour plots show low pressure region.

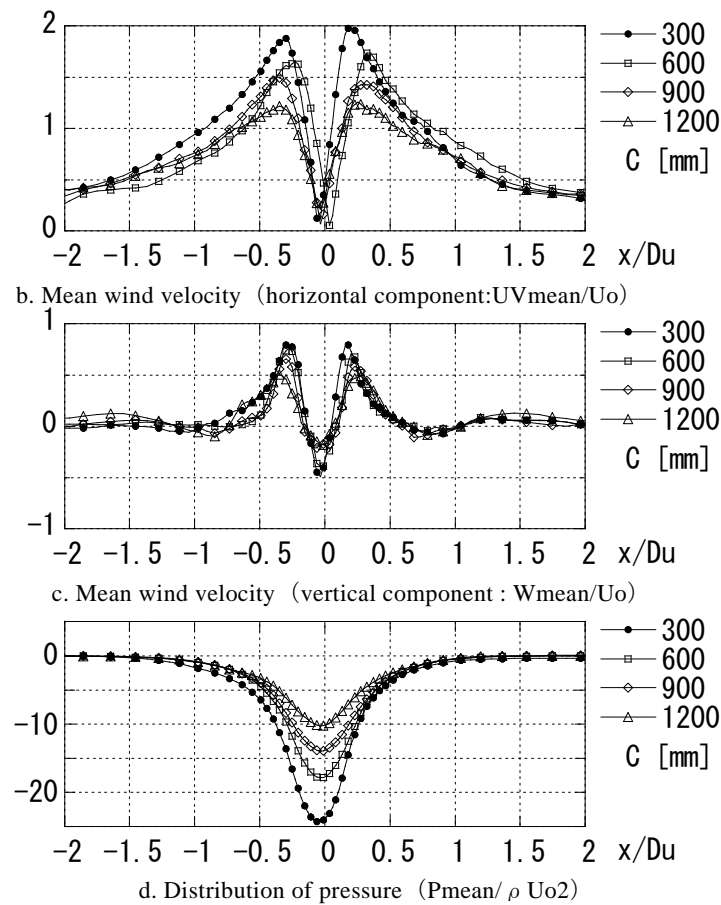


Fig. 5 Variation of flow characteristics with the width of convection region : C
 Time averaged values 1.6 second after steady condition. Using boundary condition (a) in Fig. 3 .
 $U_0 = 1\text{m/s}$, $H_c = 350\text{mm}$, $C, D_u = 300\text{mm}$, $H_d = 200\text{mm}$.
 Values in vertical plane, $y=0$, at the height of 54mm ($0.27H_d$) from the floor.

であるスワール比 S を, Fig. 6 に示すように収束域内の円筒状の検査面を横切って流入する単位高さあたりの流量 Q と, 周辺部 R における循環を用いて式(1)のように定義し, 計算で発生させた上記の渦に対して S の値を求めた。

$$S = \frac{\tan \theta}{2a} = \frac{R\Gamma_{\infty}}{2lQ} \quad (1)$$

ここで,

$$a = \frac{l}{R} : \text{検査面のアスペクト比}$$

θ : 検査面に対する流入角度

l : 収束域の高さ

$Q = 2\pi Rv$: 検査面の円周部を横切って流入する単位高さあたりの流量[m²/s]

$\Gamma_{\infty} = Q \tan \theta = 2\pi Ru$: 周辺部 R における循環

である。

求めたスワール比の値は検査面の半径 R によって Fig. 7 のように変化し, 収束域上部の対流部との接続開口の半径150mm付近で急変し, 渦の中心に向かって急激に増加し, 外縁に向かってゆっくりと減少する。収束域と対流域の接続開口の半径付近, $R = 180\text{mm}$ におけるスワール比の対流域の大きさに対する変化を示すと Fig. 8 のようになり, 今回計算した範囲では対流域の大きさとともにスワール比は大きくなる傾向が見られた。

3.3 収束域の流入風速分布の影響

これまでに述べた結果は, 収束域の各側面右端 $0.42D$ の下部 $0.33H_c$ に法線方向の流入風速 $0.5U_0$ を設定した Fig. 3 に示す流入境界条件 (a) の結果である。このとき, 収束域内の渦の周辺, および, 自由流入境界条件を設定した側面付近の風速分布は, 下部から流入した風量と上部から吸い出される風量の差が0になるように決り, 収束域内の水平面内の風速分布は周辺部で高さ方向に大きく変化する。例えば, Fig. 9 に示すように, 下層で流入風速が与えられている高さで, 上層で自由流入境界条件が与えられている高さでは, 水平面内の風速分布が異なる。特に, 自由流入境界条件が与えられている部分と slip 境界条件を与えている部分との境目では狭い領域に強い流入風が現れている。また, 渦内の半径方向の風速変化も下層と上層では異なり, 下層の方が最大風速が大きくなっている。

このような不均一性を和らげるために, Fig. 3 b に示すような境界条件 (b) を設定した。すなわち,

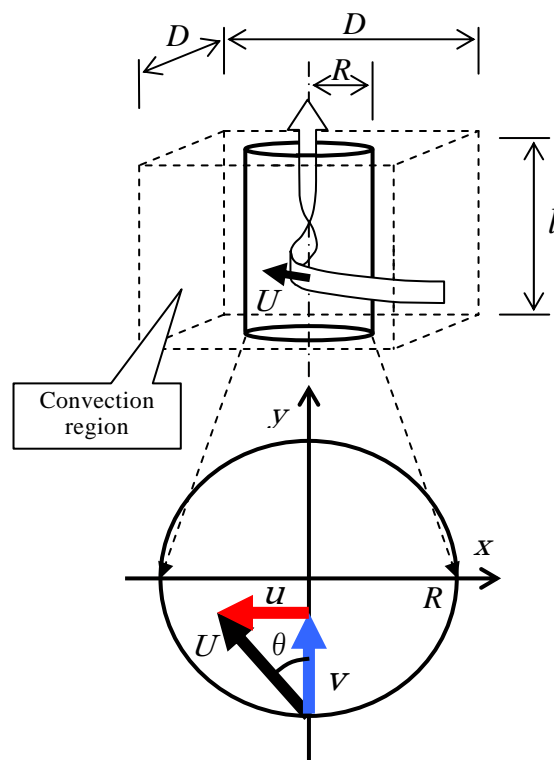


Fig. 6 Definition of swirl ratio S

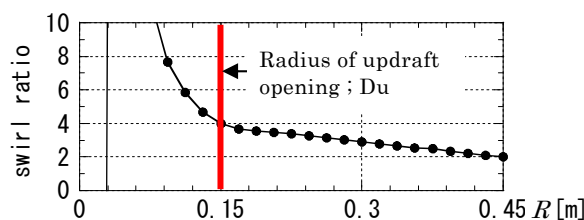


Fig. 7 Variation of swirl ratio S with R

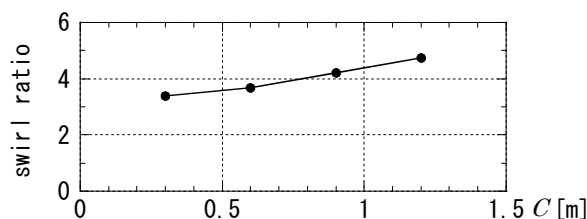


Fig. 8 Variation of swirl ratio S with C

収束域の各側面左端から $0.66D$ はslip条件, $0.66D \sim 0.89D$ には法線方向のみ流入 $0.5U_0$, 右端 $0.11D$ は自由流入境界条件を高さ方向全面にわたって与えた。その結果は, Fig. 9 b に示すように, 水平面内の風速分布は側面付近では空間変化が大きいものの, 高さ方向の変化は境界条件 (a) よりも小さいものとなった。

3.4 対流域, 収束域の大きさの影響

対流域および収束域の大きさを変化させた計算を

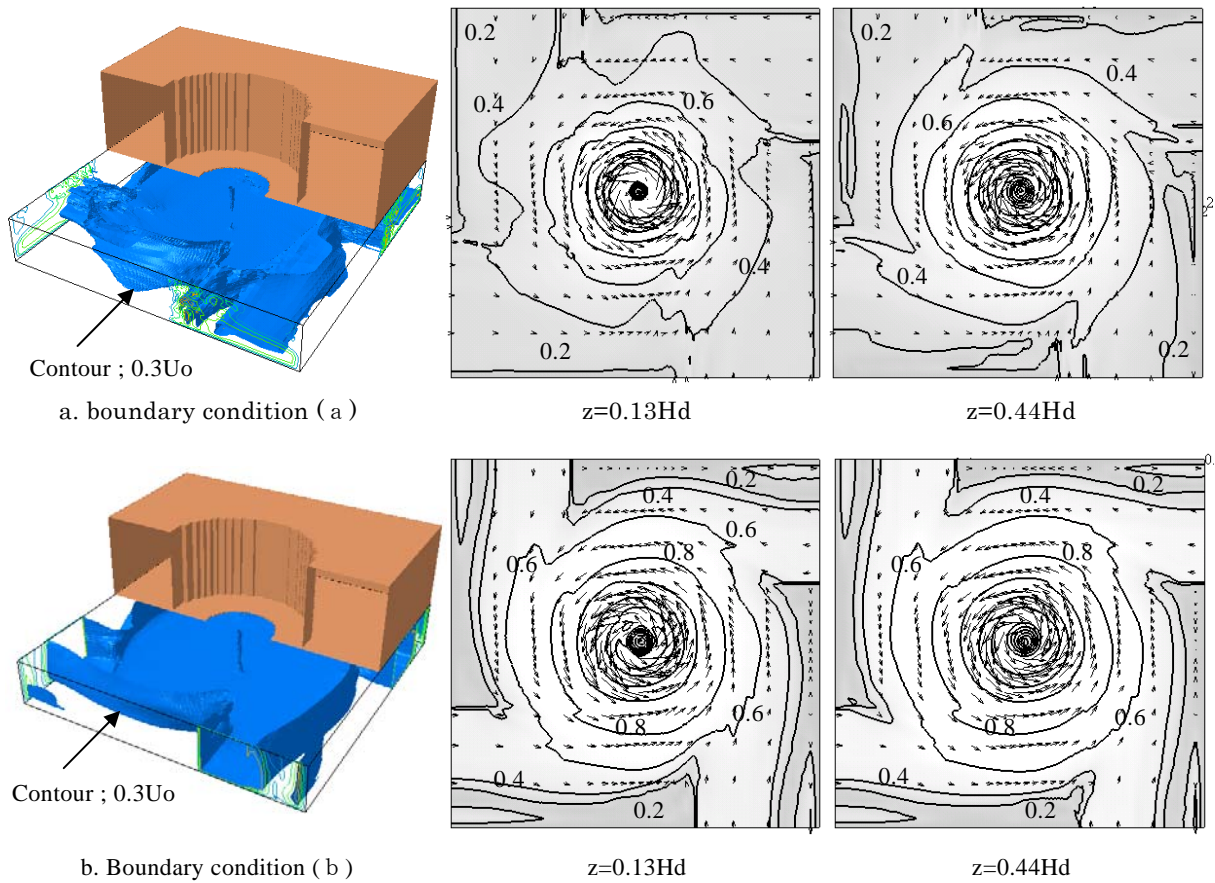


Fig. 9 Distribution of mean wind velocity ; horizontal components, UV_{mean}/U_o
 $U_o=1\text{m/s}$, $H_c=450\text{mm}$, $C=600\text{mm}$, $D_u=300\text{mm}$, $H_d=200\text{mm}$.

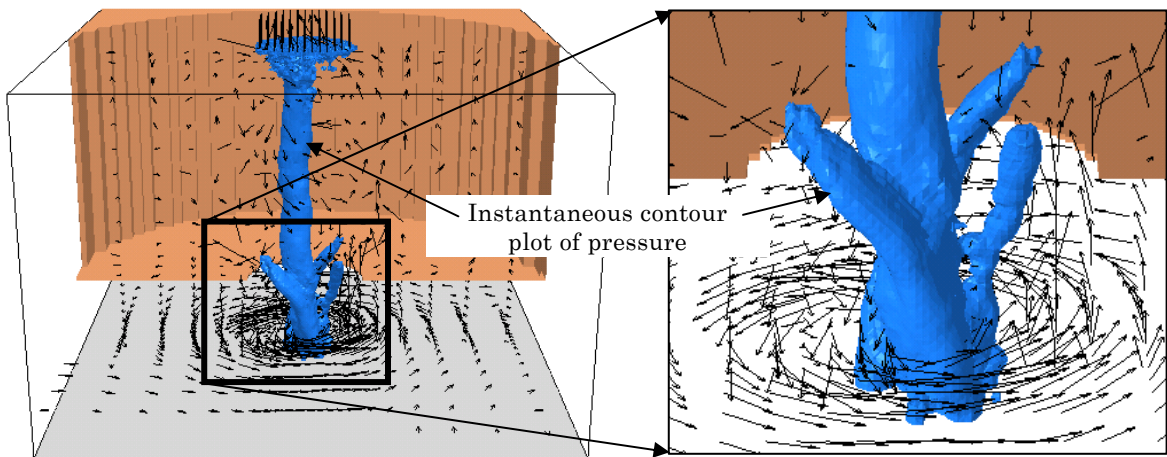


Fig. 10 Calculated result with large convection region, low convergence region and wide updraft opening
 Turbulence of convection region comes down into convergence region. Low pressure region is split.
 $U_o=1\text{m/s}$, $H_c=600\text{mm}$, $C=1200\text{mm}$, $D_u=300\text{mm}$, $H_d=200\text{mm}$.

行った。対流域が大きくなると側壁での摩擦による速度減衰が大きくなり、渦中心の圧力低下も下部の収束域に比べて小さくなる。このため、流れが収束域から対流域に入っていくと渦中心方向に向かう気圧傾度が小さくなるため、回転流は外に広がるように流れ、渦接線方向の風速も小さくなる。また、対

流域側壁周辺付近では下降流が生じるなど、3次元性の強い複雑な流れが生じ、渦中心の変動も大きくなって、揺らぎや曲がりが大きくなる。このような変動は、下部の収束域にも伝わり渦の減衰や、Fig.10に示すように低圧部の分裂も見られようになる。ただし、今回の計算範囲では風速分布が複数の渦を作

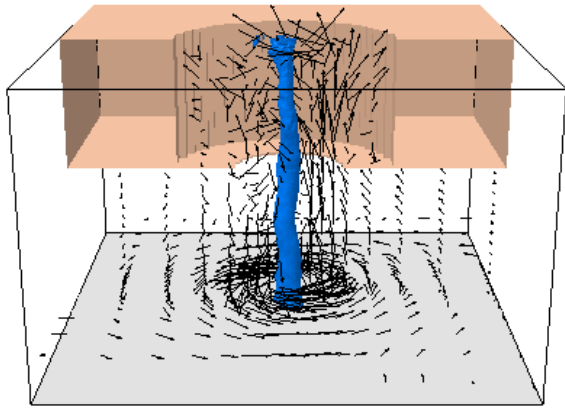


Fig. 11 Calculated result with high convergence region

$U_0=1\text{m/s}$, $H_c=350\text{mm}$, $C=600\text{mm}$, $D_u=300\text{mm}$, $H_d=400\text{mm}$. Turbulence of convection region comes down into convergence region and the vortex is twisting.

るまでには至っていない。

一方、収束域の高さが対流域に対して相対的に高い場合には、低い場合に比べて対流域の乱れが収束域に降りてきても減衰や分裂は起こりにくい。しかし、渦は鉛直方向にまっすぐ通らず、Fig.11に示すようにゆらぎが生じやすくなる。また、収束域と対流域をつなぐ開口部の大きさ D_u が大きくなることによっても上部対流域からの乱れが降りてきてゆらぎが生じやすくなる。

4. まとめ

上部に吸い出し口をもつ円筒形の対流域、下部に正方形水平断面をもつ直方体の収束域をもつ竜巻発生装置を模擬した解析領域を設定し、ラージェディシミュレーション (LES) を用いた数値計算により竜巻状の渦を生成させ、種々の条件による渦の性状を調べた。得られた見地を以下にまとめる。

- [1] 下部収束域の壁面境界に自由流入境界条件を与え、上部の吸い出し口からの吸い出しによる上昇流だけでは渦は発生しなかった。
- [2] 下部収束域の壁面境界に鉛直シアを与えるように風速の空間分布を与えると、定常的な渦が生成できた。
- [3] 下部収束域壁面境界における風速分布の与え方により、渦内の風速分布が変化する。壁面境界の風速分布に鉛直方向の変化があるときには、鉛直方向の変化がないときに比べて、収束域内の渦内および周囲の風速分布の鉛直方向の変化が大きい。
- [4] 上部対流域、および、下部収束域の形状は生成さ

れる渦の気流性状に影響を及ぼす。

- [5] 上部対流域の容積が大きい場合には対流域内の気流の3次元性が強く、乱れが大きくなって対流域内の渦中心の変動も大きくなり、揺らぎや曲がりが大きくなる。このような変動は下部の収束域にも伝わり、渦の減衰や低圧部の分裂が見られようになる。
- [6] 下部収束域の容積が大きい場合には、対流域の乱れが収束域に降りてきても減衰や分裂は起こりにくい。渦は鉛直方向にまっすぐ通らず、ゆらぎが生じやすくなる。

以上、数値計算による竜巻状の渦の生成法と、生成された渦の性状を紹介した。この方法を使えば、境界条件を変えることにより、上昇流が存在する領域の下層における竜巻状の渦の生成およびその気流性状に関して、風速のプロファイルが及ぼす影響や、地表面粗度、地形、上空の対地移動速度の影響を変えた状況を作り出すことが可能であり、それらの影響および渦内の気流性状を検討することが今後の課題である。

参考文献

- 内田孝紀・杉谷賢一郎・大屋裕二 (2004) : 一樣流中に置かれた急峻な単純地形まわりの気流性状の評価, 日本風工学会論文集, No.100, pp.35-43
- 佐々浩司 竹村早紀 山下賢介 (2006) : ,日本流体力学学会年会, 講演アブストラクト集, pp.134
- 坪木和久 (2007) : 竜巻シンポジウムわが国の竜巻研究の今後の課題と方向性一, 「積乱雲と竜巻のシミュレーション実験」, HP資料.
- 新野 宏 (2007) : 竜巻, 天気, 日本気象学会, Vol.54, No.11, pp.43-49
- 報道発表資料 (2006) : 佐呂間町で発生した竜巻をもたらした積乱雲の再現実験においてスーパーセルを確認, 気象庁気象研究所
- 文字信貴 (1982) : 竜巻渦の室内実験, 京都大学防災研究所年報, vol.25 A, pp.27-45.
- 文字信貴・光田寧 (1983) : 竜巻実験装置を用いた1セル及び2セル渦の研究, 京都大学防災研究所年報, vol.26 B-1, pp.393-401.
- Church.C.R., J.T.Snow, G.L.Baker and E.M.Agee (1979) : Characteristics of tornado-like vortices as a function of swirl ratio, J. Atmos. Sci., Vol.36, pp.1755-1776.

A Trial of Generating a Tornado-like Vortex by Large Eddy Simulation

Takashi MARUYAMA

Synopsis

A tornado-like vortex was generated numerically by Large Eddy Simulation. The calculation region was designed to reproduce the wind flow in a tornado simulator. The tornado simulator consists of a convection region and a convergence region. An unsteady flow field of vortex was generated and examined the flow characteristics with varying the inflow conditions and the configuration of calculating region.

Keywords: Large Eddy Simulation, tornado, numerical simulation, vortex