論文

竜巻状流れ場における飛散物の挙動 Behavior of Flying Debris in Tornado-like Flow

野田 稔^{*1} 政井一仁^{*2} 二宮めぐみ^{*3} 長尾文明^{*4}
Minoru NODA, Kazuhito MASAI, Megumi NINOMIYA, Fumiaki NAGAO

SUMMARY

Tornado visualized by funnel cloud and flying debris, is sometimes recorded as photographs and movies. Some researchers have tried to estimate the wind speed of tornado. In order to estimate the wind speed from the motion of flying debris, the characteristics of flying debris in tornado must be clarified. In this paper, the trajectories of flying debris in tornado-like flow with some different parameters, such as scale, swirl ratio and strength, are investigated by 6 DOF motion simulation of 3D flying debris. As results of this study, it is found that debris cloud is inevitably formed in tornado-like flow and this phenomenon can be explained by the equilibrium of aerodynamic forces, centrifugal force and gravity in radius-height plane. Moreover, it was clarified that the motion of flying debris in tornado is controlled by the Tachikawa number, Fluid number and Swirl ratio.

key words: Wind borne debris, LES, 6DOF motion simulation, Debris cloud

1. はじめに

2012年5月6日正午過ぎに北関東を襲った3つの竜巻は、死者1名を含む55名の人的被害と、住家・非住家を合せて全半壊671棟を含む2,427棟の建物被害をもたらした¹⁾。気象庁では被害状況から3つの竜巻の藤田スケール²⁾をそれぞれF1, F1~F2, F3であったと判断した³⁻⁵⁾。3つの竜巻のうち、茨城県常総市からつくば市までの約17kmを進行した竜巻では、2階建て木造住宅の1棟がコンクリート基礎ごと転倒するという、これまでに例のない破壊形態を示し、住宅の転倒条件から検討された

推定風速は条件によっては90m/s近くに及ぶとの検討結果も示されており、F3クラスの中でも強い竜巻であったことが示唆されている⁶⁾。

この竜巻のもう一つの特徴とも言える点が、休日の昼間に発生したこともあり、多くの市民が所有する携帯電話などを使ってこの竜巻の写真や動画を残していることである。ここで我々が視覚を通じて竜巻と認識するものは基本的に漏斗雲か地上から巻き上げられた土埃や飛散物によるものである。漏斗雲は竜巻中心付近の猛烈な旋回流によって発生する気圧低下によって

*1 徳島大学大学院ソシオテクノサイエンス研究部 准教授

Associate Professor, Institute of Technology and Science, The University of Tokushima

*2 大鉄工業株式会社 (研究当時: 徳島大学大学院先端技術科学教育部 大学院生)

DAITETSU KOGYO CO.LTD. (At the time of a study: Graduate Student, Graduate School of Advanced Technology and Science, The University of Tokushima)

*3 高田機工株式会社 (研究当時: 徳島大学大学院先端技術科学教育部 大学院生)

TAKADA KIKO CO.LTD. (At the time of a study: Graduate Student, Graduate School of Advanced Technology and Science, The University of Tokushima)

*4 徳島大学大学院ソシオテクノサイエンス研究部 教授

Professor, Institute of Technology and Science, The University of Tokushima

(原稿受理年月日: 2013年2月26日, 採用決定: 2013年5月29日)

露点が上昇し雲となったものであり、水蒸気量や大気圧、流れの構造によってその姿が決定づけられていると考えることができる。一方、竜巻内を飛散する土埃や飛散物が竜巻の中心付近で飛行することは当たり前のように見えて、しかし、竜巻という旋回上昇流の中心付近における飛散物の挙動がどういったものかということ詳しく検討した例は皆無である。過去には記録された映像や写真から竜巻のスケールや飛散物の飛行速度を求めた例はいくつかあるものの、飛行速度から風速に変換するには至っていない^{7,8)}。この理由は竜巻内における飛散物の飛行性状がはっきりしておらず飛散物の飛行速度と竜巻の風速との関係が明らかになっていないからである。

竜巻状流れ場を対象とした飛散物の運動を検討した例としては、Maruyamaの研究⁹⁾が挙げられるが、飛散物形状を球と仮定した抗力のみ空気力で解析されたものであり、飛散速度の発現分布について示している。一方で、形状を変化させた飛散物の飛行性状の検討例としては、基本的に一樣流場または一樣乱流場での二次元運動を扱ったものが多く、Holmes¹⁰⁾による球の飛行性状の検討、Lee, Lin, Holmesによる平板状物体の飛行性状の検討^{11, 12, 13)}が挙げられ、乱流境界層を対象に近藤らが球状飛散物の飛散について検討している¹⁴⁾。さらに飛散物の運動特性を支配するパラメータとしてTachikawaが示した無次元量¹⁵⁾は、立川数として広く知られている¹⁶⁾。しかし、竜巻状流れ場の平板状飛散物の飛行性状そのものについて詳細に検討された例は存在しない。

著者らは過去に一樣流中における平板状飛散物の六自由度飛行シミュレーションを実施し、準定常的な空気力を風洞実験より計測して与えることで、一樣流中における平板状飛散物の飛行軌道を求められるようにし¹⁷⁾、さらに平均的な飛行軌道が立川数で決定され、平均軌道に対しては飛散物の回転によるマグナス効果は無視できることを示した¹⁸⁾。また、一方で、著者らは適当な平均流れ場の情報を用いることで任意の流れ場を対象に三次元飛散物の六自由度飛行シミュレーションも行えるようにし、数値流体解析によって生成された平均竜巻状流れ場における飛散物の飛行軌道を求めることもできるようにしてきた¹⁹⁾。

本論文では、鉛直渦の回転軸に対して、点対称な平均流れ場を有する竜巻状旋回上昇流をLESを用いた数値流体解析によって求め、その流れ場の中で平板状飛散物が見せる飛行性状を検討する。また、竜巻内での

飛散物について、その力のつり合い状態を考えることで飛散物によって可視化される竜巻の形が基本的にどのように決定されているのかについて考察を加える。

2. 数値流体解析による竜巻状流れ場の再現

2. 1 解析概要

筆者らは、竜巻状流れ場の検討手段としてマルチファン・マルチベーン式トルネードシミュレータ²⁰⁾を開発しており、実際に竜巻状流れ場を生成することも可能であるが、飛散物の運動を計算する際には空間的に均質な流れ場を必要とするため、ここではこの実験装置の内部流れを検討するために実施したLESによる数値流体解析の結果を流れ場に用いることとした。図1に再現した竜巻シミュレータの基本構造を示す。円筒状の収束層と対流層が上昇流孔で区切られており、収束層外周部分の上部から流入させ、収束層の外縁近くに配置したベーンにより流れに回転を与え、対流層上部より流出させて竜巻状流れを生成する。図2には解析に用いた計算メッシュの例を示す。

実際の解析は、有限体積法に基づくOpenFOAM²¹⁾で行い、PISO法を用いたソルバーであるpisoFoamを用いた。LESにはk-equation eddy-viscosityモデルを用い、NS方程式の離散化については移流項、拡散項、勾配項の離散化には2次精度中心差分を適用し、時間発展については2次精度陰解法を用いた。

表1に解析におけるトルネードシミュレータの幾何学的条件を示す。ベーンの角度 θ を 20° 、 30° 、 50° の三段階に変化させ、上昇流孔半径 R と収束層高さ h を使って次式で定義されるスワール比 Sw が $0.36 \sim 1.2$ 程度となるように流れ場を生成した。

$$Sw = \frac{R}{2h} \tan \theta \quad (1)$$

2. 2 生成された竜巻状流れ場

本解析で生成された竜巻状流れ場の一例として、ベーン角が 30° ($Sw=0.58$)の条件で求められた流れ場を地表面からの高さ z と渦中心からの距離 r のアンサンブル平均で処理し、最大接線風速 $U_{\max}$ によって無次元化された半径方向平均流速 U_r 、接線方向平均流速 U_θ 、高さ方向平均流速 U_z の分布を図3に示す。ここで、最大接線風速は、 $z=0 \sim 0.2\text{m}$ の範囲で現れた接線風速の最大値を用いており、図中の座標 (x^*, r^*) はそれぞれ最大接線風速半径 $R_{\max}$ で無次元化された無次元座標である。

図1 竜巻シミュレータの基本構造

Figure 1 Basic structure of Tornado Simulator

(a) x-y plane

(b) x-z plane

図2 本研究で用いた計算格子の例

Figure 2 Example of calculation grid for LES

表1 LES解析による竜巻状流れの解析条件

Table 1 Conditions for LES of tornado-like flow

①上昇流孔半径 $R(\text{m})$	0.4		
②収束層高さ $h(\text{m})$	0.2		
③収束層半径 (m)	1.0		
④対流域半径 (m)	0.5		
⑤排出口半径 (m)	0.15		
⑥流入口幅 (m)	0.1		
⑦ペーン列半径 (m)	0.75		
⑧ペーン角度 $\theta(\text{deg})$	20	30	50
スワール比 Sw	0.36	0.58	1.19

生成された流れについては、地表面付近で旋回しながら収束し、収束した流れは中心付近で上昇流へと転じる旋回上昇流となった。また、図4にペーン角度が

20° ($Sw=0.36$), 50° ($Sw=1.19$)の条件における3成分の風速分布を示すが、目標スワール比によって、風速分布の変化が認められる。表2に今回得られた竜巻状流れ場の最大接線風速発現高さを示すが、目標スワール比に対して明確な相関を確認することはできなかった。

図3 生成された竜巻状流れ場 ($Sw=0.58$)

Figure 3 Example of distributions of 3 components of wind speed of a tornado-like flow ($Sw=0.58$)

図4 生成された竜巻状流れ場の3成分の風速分布 ($Sw=0.36, 1.19$)

Figure 4 Distributions of 3 components of wind speed ($Sw=0.58, 1.19$)

表2 最大接線風速発現高さ, $h_{\text{tmax}}/R_{\text{tmax}}$

Table 2 Height of maximum tangential velocity, $h_{\text{tmax}}/R_{\text{tmax}}$

Sw	0.36	0.58	1.19
$h_{\text{tmax}}/R_{\text{tmax}}$	1.27	2.72	1.85

3. 飛散物の6自由度運動解析

3. 1 解析概要

飛散物の運動はニュートンの運動の第2法則に従って次式の運動方程式で表される。

$$\begin{aligned} m\ddot{\mathbf{x}} &= \frac{1}{2}\rho|\mathbf{U}-\dot{\mathbf{x}}|(\mathbf{U}-\dot{\mathbf{x}})\mathbf{C}_F(\phi, \psi)A + m\mathbf{G} \\ \mathbf{J}\ddot{\boldsymbol{\theta}} &= \frac{1}{2}\rho|\mathbf{U}-\dot{\mathbf{x}}|(\mathbf{U}-\dot{\mathbf{x}})\mathbf{C}_M(\phi, \psi)Al \end{aligned} \quad (2)$$

ここで, $\mathbf{x}$, $\boldsymbol{\theta}$ は飛散物重心の座標(x , y , z)および姿勢角(θ_x , θ_y , θ_z), m , $\mathbf{J}$ は飛散物の質量と x , y , z 軸周りの極慣性モーメントマトリクス, ρ は空気密度, $\mathbf{U}$ は飛散物の位置における風速ベクトル(U_x , U_y , U_z), $\mathbf{C}_F$, $\mathbf{C}_M$ は相対方向角 ϕ および相対迎角 ψ の関数として与えられる空気力係数マトリクスおよび空力モーメント係数マトリクス, A , l は飛散物の代表面積および代表長さ, $\mathbf{G}$ は重力加速度ベクトル(0 , 0 , $-g$)である。本解析ではRunge-Kutta法を用いて式(2)に示した運動方程式の時間発展を求めた。なお, 本研究では, 地表面上の竜巻状流れの中心に原点を置き, 風速ベクトル $\mathbf{U}$ に関しては前節に述べたLES解析で得られた竜巻中心からの半径 $r(x, y)$ と地表面からの高さ z で求められるアンサンブル平均値(U_r , U_θ , U_z)を使って, 次式のように求めた。

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} U_x \\ U_y \\ U_z \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}} \begin{bmatrix} x & -y & 0 \\ y & x & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{x^2 + y^2} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} U_r \\ U_\theta \\ U_z \end{pmatrix} \quad (3)$$

また, 空気力係数マトリクスおよび空力モーメント係数マトリクスは一様流中の定常状態で風洞実験によって求めたもの¹⁶⁾を準定常状態と仮定して用いている。

なお, 運動に回転が伴うと本来はマグナス揚力が発生するが, 本解析では含めていない。これは一様流中を対象に過去に実施した解析の結果, 平均的な回転速度は0となる上に時々刻々と回転角が変化しているため決まった方向にマグナス揚力が継続的に作用することもないため, 無視し得るとの結論を得ているためである¹¹⁾。また, 竜巻状流れ場特有の懸念すべき点として流れの回転が生むモーメントがあるが, 竜巻状流れの流れ場の規模に対して飛散物の寸法は小さいことを前提としてここでは考慮していない。

図5に竜巻状流れ場中での平板状飛散物の飛行解析結果を示す。複雑な回転を伴いながら飛散物が螺旋状に移動していく様子が得られている。このことから本研究では飛行軌道にのみ着目し, 回転運動については特に議論対象とはしないことを予め断わっておく。

図5 竜巻状流れ場中での平板状飛散物の飛行解析結果の一例 (飛散物の寸法は座標値の20倍で表示)

Figure 5 Example of a trajectory of plate-like flying debris in a tornado-like flow (Dimension of debris is 20 times.)

3. 2 解析条件

竜巻状流れ場中の飛散物の飛行軌道を左右するパラメータとしては, 飛散開始位置, 飛散開始姿勢, 飛散開始速度などの初期条件, 飛散物の物性と形状, 竜巻状流れ場などが挙げられる。

このうち飛散開始位置は竜巻状流れ場の最大接線風速 U_{tmax} が発現する高さ h_{tmax} における半径 R_{tmax} を基準位置とし, 以後の座標は全てこの最大接線風速半径 R_{tmax} を代表長として無次元化する。また, 飛散開始姿勢については, 平板面が回転面に一致する状態を初期水平角および初期迎角が 0° の状態と定義し, いずれの条件においても共通して, それぞれの角度を $\pm 90^\circ$ の範囲で 10° ピッチに変化させ, 飛散開始時には静止状態として解析を行った。

また, 飛散物の物性として考えられるのは飛散物の質量であるが, ここでは次式に示す立川数 Ta の定義¹⁰⁾に基づいて目標とする立川数となるように飛散物の密度を与えられた代表風速 U_{tmax} に合せて変化させた。

$$Ta = \frac{\rho_a U^2 A}{2mg} = \frac{\rho_a U_{\text{tmax}}^2 BH}{2\rho_d BHtg} = \frac{\rho_a U_{\text{tmax}}^2}{2\rho_d tg} \quad (4)$$

ここで, B , H , t はそれぞれ飛散物の幅, 高さ, 厚さを表し, ρ_a , ρ_d はそれぞれ空気と飛散物の密度である。目標とした立川数は $Ta=2, 5, 10, 20, 40, 60, 80, 100$ である。また, 飛散物の形状は $B/H=0.1, 0.5, 1.0$ と変化させ, 基本となる寸法は $B=300\text{mm}$, $t=3\text{mm}$ に固定した。

飛散開始位置については半径方向と高さ方向への移動が考えられるため, 飛散開始半径については先に述

べた飛散開始半径 R_{tmax} を基準として $\pm 0.25R_{\text{tmax}}$, $\pm 0.5R_{\text{tmax}}$, $\pm 0.75R_{\text{tmax}}$, また飛散開始高さについては, 飛散開始高さ h_{tmax} を移動して $\pm 0.25R_{\text{tmax}}$, $\pm 0.5R_{\text{tmax}}$, $\pm 0.75R_{\text{tmax}}$, $-1.0 R_{\text{tmax}}$, $-2.0 R_{\text{tmax}}$ に移動させ, それぞれの影響を検討した。

一方で, 竜巻状流れ場の条件としては, 前節で述べたLES解析で設定されたスワール比 $Sw=0.16, 0.58, 1.19$ に対して得られた3種類の流れ場を基本として, 座標および風速値を適当な縮尺で拡大することで任意の流れ場を設定した。ここで竜巻状流れ場の基本パラメータとして設定したのは最大接線風速半径 R_{tmax} と最大接線風速 U_{tmax} であり, 最大接線風速半径 R_{tmax} については23.5m, 最大接線風速 U_{tmax} は38.5m/sを仮定し, これを基準の流れ場とした。竜巻状流れ場のパラメータの影響を検討する際には, 最大接線風速半径または最大接線風速を基準の0.5倍または1.5倍に変化させてそれぞれの影響を検討した。

3.3 竜巻状流れ場における平板状飛散物の飛行軌道と平均軌道

図6に飛散軌道の一例として $Sw=0.58$, $R_{\text{tmax}}=23.5\text{m}$, $U_{\text{tmax}}=38.5\text{m/s}$, $Ta=10$ で最大接線風速位置より初期姿勢角を変化させながら飛散開始して求められた飛行軌道を示す。図中の x^*, y^*, z^* は竜巻状流れの最大接線風速半径で無次元化した座標であり, 軌道は以後同様に表す

図6 初期姿勢角を変化させて得られる飛散軌道と平均軌道の例 ($Sw=0.58$, $U_{\text{tmax}}=38.5\text{m/s}$, $R_{\text{tmax}}=23.5\text{m}$, $Ta=10$)

Figure 6 Examples of trajectories of flying debris changing the initial angles and mean trajectory

こととする。この結果からも明らかのように, 初期姿勢角が変化することによって飛行軌道は変動するが, その変動は平均的な軌道を中心としたものである。そこで, 本論文では飛散開始から同一経過時間における座標値をアンサンブル平均し, 図6の右側に示すように平均軌道の変化について検討することとする。

3.4 平均軌道に対する飛散物の物性の影響

本節では飛散物そのものの条件である立川数および辺長比が飛行軌道に及ぼす影響について検討する。

(1) 立川数の影響

はじめに, 飛散物の立川数が変化した場合の平均軌道の変化について検討する。図7に $Sw=0.58$, $U_{\text{tmax}}=38.5\text{m/s}$, $R_{\text{tmax}}=23.5\text{m}$ の竜巻状流れ場において最大接線風速発現位置より辺長比 $B/H=1.0$ の平板を, 立川数を2~100に変化させながら飛散させて得られた平均飛散軌道の軌道半径 r^* と高さ z^* の関係および飛散物の接線方向飛行速度 V_t を同じ場所の接線方向風速 $U_t(r^*, z^*)$ で除した無次元飛行速度の時刻歴変化を示す。図中の時間 t^* は接線最大風速 U_{tmax} と接線最大風速半径 R_{tmax} で無次元された無次元時間($t^*=tU_{\text{tmax}}/R_{\text{tmax}}$)である。一方で, 接線飛行速度の変化についても立川数が大きいものはすぐに接線風速に収束しており, 立川数の小さなものはゆっくりと加速している。これらの飛散物の挙動は, 重量の増加によって飛散物が落下しやすくなり, また質量の増加によって加速しにくくなるためと考えられ, 一様流中の挙動¹⁸⁾とも同様の結果である。

図7 立川数の変化による飛散物の飛行性状の変化
Figure 7 Effects of Tachikawa number on debris motion

(2) 飛散物の形状 (辺長比) の影響

ここでは, 辺長比の変化による飛散物の軌道変化について検討する。前節と同じ $Sw=0.58$, $U_{\text{tmax}}=38.5\text{m/s}$, $R_{\text{tmax}}=23.5\text{m}$ の竜巻状流れ場において, $Ta=60$ の条件で辺長比 H/B を0.1, 0.5, 1.0に変化させながら最大接線風速発現位置より飛散させた場合の平均軌道および接線

飛散速度比の変化の様子を図8に示す。

この結果より、辺長比が変化しても飛行軌道、飛行速度共にほとんど変化が見られない。従って、辺長比 H/B が飛散物の軌道に及ぼす影響はほとんどないと言える。これは一様流中で得られた結果¹⁸⁾とも合致する。

図8 辺長 H/B の変化による飛散物の飛行性状の変化

Figure 8 Effects of B/H on debris motion

3. 5 平均軌道に対する飛散開始位置の影響

本節では、飛散物、流れ場の条件を一定に保った状態で飛散開始位置の変化が飛散物の平均軌道に及ぼす影響について検討する。

(1) 飛散開始半径の影響

はじめに飛散開始半径を変化させた場合の飛行軌道の変化について検討する。前節と同じ竜巻状流れ場を使い、辺長比 $B/H=1.0$ の飛散物を $Ta=10$ の条件において飛散開始半径を最大接線発現位置を基準位置として半径方向に外向きまたは内向きに移動させた場合の平均軌道と平均軌道半径の時刻歴を図9に示す。

この結果より、飛散開始から上昇運動を始め、ある程度の高さで下降運動に転じる場合には、飛散開始半径が小さく竜巻状流れの中心に近い場所から飛散を始めた飛散物の方が到達する最高高度が高くなる。この理由としては、図3に示した通り、竜巻状流れの鉛直風速は中心に近づくほど高くなっており、飛散開始半径が小さい飛散物ほど飛散開始直後から強い揚力が働くためと考えられる。また、平均軌道半径の時刻歴を見ると、 $t^*=20$ 付近以降は軌道半径の変化はほぼ収束し、 $r^*=5\sim 5.5$ 程度で一定となっている。この状態では、飛散物は下降に転じた状態であり、下降に転じた全ての飛散物が無次元半径 $r^*=5\sim 5.5$ 程度の円筒面に沿ってゆっくりと下降してきている点特徴的な挙動といえる。

(2) 飛散開始高さの影響

次に、飛散開始高さを変化させた場合の飛散物の飛

行軌道の変化について検討する。竜巻状流れは前項と同じものであり、 $Ta=10$ または $Ta=60$ の $H/B=1.0$ の飛散物について、飛散開始高さを最大接線風速発現高さより上下させて飛散させた場合の飛散軌道を図10に示す。上昇から落下に転じる $Ta=10$ の場合には、飛散開始高さが上のものほど上昇から下降へと転じる最大高度が高くなり、落下する際には $r^*=5\sim 5.5$ 程度の円筒面に沿って落下してきている。このような傾向は高い位置程鉛直方向の風速が強いことが飛散物をより高い位置に運ぶことで起きているものと考えられる。 $Ta=60$ の結果については、落下に転じることなく計算可能範囲の上限に達してしましたが、上昇中の軌道半径の順番は飛行開始高さの高いものほど内側を上昇しており、これは $Ta=10$ の上昇時と同様の結果である。

図9 飛散開始半径が変化した場合の飛散物の平均軌道

Figure 9 Effects of release point radius on debris motion

図10 飛散物の平均軌道に対する飛散開始高さの影響

Figure 10 Effects of release point height on debris motion

3. 6 飛散物の平均軌道への竜巻状流れの性状の影響

本節では、立川数や飛散開始位置を一定に保った状態で、竜巻状流れの性状が変化した場合の平均軌道の変化について検討する。

(1) 最大接線風速半径の影響

はじめに、 $Sw=0.58$ の竜巻状流れ場を使って、最大接線風速半径を変化させる。これは流れ場の速度分布が相似な状態を保ちつつ、幾何学的スケールのみが拡大

縮小される状態である。

基本状態を前節までと同様に $R_{\text{max}}=23.5\text{m}$ として、2倍または0.5倍のスケールの竜巻状流れの中で、最大接線風速発現位置より $Ta=10$ の飛散物を飛散させた場合の平均飛行軌道および平均軌道半径の時刻歴を図11に示す。この結果より最大接線風速半径が小さい方がより高く上昇して中心から最も離れた円筒面を下降しており、最大接線風速半径の増加と共に上昇から下降に転じるタイミングが早まる結果となった。この傾向は、空間スケールの小さな条件ほど飛散物の軌道半径が小さくなり遠心力が増加することから、スケールの小さな条件ほど法線方向への移動が強まったと考えられる。また、図11(b)より分かるように、飛散開始直後の平均軌道半径の時刻歴変化は R_{max} の違いによらずほぼ一定の変化を示しており、収束する値のみが R_{max} の増加に併せて小さくなっていることが分かる。

(2) 代表風速（最大接線風速）の影響

次に空間的な流速分布を相似に保ったまま、最大接線風速を変化させた場合の $Ta=10$ の飛散物の平均軌道と接線飛散速度比を図12に示す。この結果より、流速分布が相似の状態で最大接線風速を増加させると飛散物が上昇から下降に転じるタイミングが遅れていき、落下する軌道半径が増加する傾向を示している。また、

図11 飛散物の平均軌道に対する R_{max} の影響

Figure 11 Effects of R_{max} on debris motion

図12 飛散物の平均軌道に対する U_{max} の影響

Figure 12 Effects of U_{max} on debris motion

接線風速に対する接線方向の飛散速度の比は、最大接線風速が低いケース程早く上昇して一定値へと収束する傾向を示している。これは、静止状態から飛散開始しているため、場の風速へと収束するために要する時間は場の風速が高いほど増加することからも説明でき、収束する飛散速度が高まることから遠心力が増加して、より軌道半径が広がっているものと考えられる。

(3) スワール比の影響

本項では、 $Sw=0.36$ 、1.19の流体解析結果も使って、スワール比が変化した場合の飛散物の挙動について検討する。ここでは最大接線半径と最大接線風速を揃えた条件で $Ta=10$ および $Ta=60$ の飛散物について平均軌道を求め、図13に示す結果を得た。

この図を見ると、スワール比の最も小さな $Sw=0.36$ の平均軌道では最高点は $z^*=3.5$ 程度で下降時の軌道半径は $r^*=3.5$ 程度となっているのに対して、 $Sw=0.58$ までスワール比が増加すると最高点が $z^*=5.5$ 程度、落下時の軌道半径も $r^*=5.2$ 程度へと高まっている。しかし、スワール比がさらに増加して $Sw=1.19$ となると、最高点の高さは $z^*=3.5$ 程度に下がる一方で、落下時の軌道半径は $r^*=5.5$ 程度を維持する結果となっている。また、 $Ta=60$ においては $Sw=0.36$ 、0.58の平均軌道が比較的似ており、 $Sw=1.19$ の軌道半径が大きくなる結果となった。

スワール比が変化する場合には流れ場そのものが変化しており、飛散開始位置が最大接線風速の発現位置としていることで飛散開始位置もスワール比ごとに異なる結果となっているため、単純に比較することは難しい。特に $Sw=1.19$ の飛散開始高さは他の2つに較べて30%程度低い位置にあり、先に述べた飛散開始高さの影響も大きく受けていると考えられ、同程度の高さから飛散するとすれば最高点が上がり、下降時の軌道半径も大きくなることが期待されるが、スワール比の影響を議論するためにはより詳しい検討が必要である。

図13 スワール比 Sw の影響

Figure 13 Effects of Sw on debris motion

4. 竜巻状流れ場における飛散物の飛行性状

4. 1 竜巻状流れ場における飛散性状の基本的傾向

図7(b), 図8(b)および図12(b)に示してきたように, 接線方向の飛散速度は, 時間の経過とともに飛散位置の接線風速 $U(r^*, z^*)$ に収束する性質を持っている。また, 図9(a)や図10(a)に示した通り, 落下に転じる条件では適当な半径を有する円筒面上を飛散するという傾向を有している。これらの飛散運動を大きく分ければ, 鉛直方向には上昇するか下降するか, 半径方向には外側に向かうのか内側に向かうのかということになる。そして, その傾向は力の釣り合い状態によって決定されていると考えられる。

本節では, 竜巻状流れ場の中を飛行する飛散物に作用する力について検討し, その釣り合い状態から導かれる飛散物の飛散性状について考察する。

4. 2 竜巻状流れ場における飛散物の運動方程式

竜巻状流れの中で軌道半径 r , 高さ z の位置を速度 $\mathbf{V}=(V_r, V_r, V_z)$ で飛行している質量 m の飛散物に作用する力は図14のような状態となる。この時, この飛散物についての運動方程式は次式のように表される。

$$\begin{aligned} m \frac{dV_t}{dt} &= \frac{1}{2} \rho |\mathbf{U} - \mathbf{V}| (U_t - V_t) C_D A \\ m \frac{dV_r}{dt} &= \frac{1}{2} \rho |\mathbf{U} - \mathbf{V}| (U_r - V_r) C_D A + m \frac{V_t^2}{r} \\ m \frac{dV_z}{dt} &= \frac{1}{2} \rho |\mathbf{U} - \mathbf{V}| (U_z - V_z) C_D A - mg \end{aligned} \quad (5)$$

ここで,

$$|\mathbf{U} - \mathbf{V}| = \sqrt{(U_t - V_t)^2 + (U_r - V_r)^2 + (U_z - V_z)^2} \quad (6)$$

である。

ここでは, ある程度時間が経過した状態を想定し, 飛散物の接線方向の飛行速度が前節で述べたようにほぼ一定となり, 飛散物の軌道半径が収束した状態について, 力の釣り合い状態を検討する。この状態で飛散物に作用する平均的な力は図15のような状態となっているはずである。ここで, 半径方向と鉛直方向の力の釣り合い式は以下のように示すことができる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \rho \sqrt{U_r^2 + (U_z - V_z)^2} |U_r| C_D A &= m \frac{V_t^2}{r} \\ \frac{1}{2} \rho \sqrt{U_r^2 + (U_z - V_z)^2} |U_z - V_z| C_D A &= mg \end{aligned} \quad (7)$$

代表流速を最大接線風速 $U_{\max}$, 代表長を最大接線風速半径 $R_{\max}$ として, この力の釣り合い式を無次元化すると次式のように変形される。

$$\begin{aligned} C_D \frac{\rho U_{\max}^2 A}{2mg} \frac{g R_{\max}}{U_{\max}^2} \sqrt{\tilde{U}_r^2 + (\tilde{U}_z - \tilde{V}_z)^2} |\tilde{U}_r| &= \frac{\tilde{V}_t^2}{r^*} \\ C_D \frac{\rho U_{\max}^2 A}{2mg} \sqrt{\tilde{U}_r^2 + (\tilde{U}_z - \tilde{V}_z)^2} |\tilde{U}_z - \tilde{V}_z| &= 1 \end{aligned} \quad (8)$$

さらに立川数 Ta と $U_{\max}$, $R_{\max}$ を代表流速, 代表寸法として定義されるフルード数 $Fr (= U_{\max} / \sqrt{g R_{\max}})$ を導入することで, 最終的に竜巻状流れの中でほぼ定常状態になった飛散物の力の釣り合い式は次式となる。

$$C_D Ta \cdot \frac{1}{Fr^2} \sqrt{\tilde{U}_r^2 + (\tilde{U}_z - \tilde{V}_z)^2} |\tilde{U}_r| = \frac{\tilde{V}_t^2}{r^*} \quad (9)$$

$$C_D Ta \sqrt{\tilde{U}_r^2 + (\tilde{U}_z - \tilde{V}_z)^2} |\tilde{U}_z - \tilde{V}_z| = 1 \quad (10)$$

ここで, 式(9)は半径方向の力の釣り合い状態を示したものとなり, 左辺が竜巻中心方向への無次元空気力, 右辺が無次元遠心力を表しているため, 左辺が右辺を上回れば飛散物は竜巻中心側に移動しようとし, 左辺が右辺より小さくなれば竜巻の外側に向かうことになる。また式(10)は鉛直方向の力の釣り合い状態を示したものであり, 左辺は無次元浮力を表すことになり, 左辺が1より大きければ飛散物が上昇し, 小さければ下

図14 竜巻状流れ場中の飛散物に作用する力

Figure 14 Forces on debris in tornado-like flow

図15 竜巻状流れ場中の飛散物に作用する定常力

Figure 15 Steady forces on debris in tornado-like flow

降することを表す。

4. 3 竜巻状流れ場におけるデブリクラウドの形成

スワール比が0.58の流れ場について、 $Ta=10$ と $Ta=60$ を仮定し、一様流中で平均軌道より求めた平均抗力係数を与え、前節で述べた飛散物に作用する力をベクトル図で表現したものを図16に示す。図中の実線は半径方向の力、破線は鉛直方向の力がそれぞれ釣り合う境界線を表している。この図から、飛散物は半径方向には実線に向かって運動し、鉛直方向には破線から遠ざかるように運動することが分かる。

従って、竜巻状流れの中の飛散物は、半径方向に実線で示した竜巻中心方向の空気力と遠心力が釣り合う境界に集まる性質を有していることが明らかであり、竜巻が飛散物によって円筒状に可視化される理由と考えることができる。また、竜巻周辺を取り巻く飛散物が巻き上げられ、落下するという挙動についても図中の破線を境に上昇・下降が区切られる傾向から説明することができる。つまり、半径方向または鉛直方向の力の釣り合い状態を考えることで飛散物の上昇・下降という運動は説明できることが分かる。

この半径方向、鉛直方向の力のつり合い位置を $Sw=0.58$, $U_{max}=38.5\text{m/s}$, $R_{max}=23.5\text{m}$ の竜巻状流れの流れ場において立川数毎に求めた結果を図17に示す。ここで図中の数値は仮定した立川数を表している。図17(a)は半径方向の力が釣り合う境界を示しており、立川数の増加に伴って中心側に移動し、それぞれの境界を挟んで外側の領域では図中の矢印に示すように中心側に力が作用し、内側の領域では外側の力が作用する。また図17(b)は鉛直方向の力の釣り合い境界であり、立川数の増加に伴って境界位置は外側に移動する傾向を示している。またこの境界線よりも上側では上向きの力が作用し、下側では下向きの力が作用することになる。つまり、半径方向と鉛直方向の力の組み合わせが飛散物の運動を決定していると考えることができる。

まとめとして、図18にこれまでに示された $Ta=10$ および $Ta=60$ の飛散物について $Sw=0.58$, $R_{max}=23.5\text{m}$, $U_{max}=38.5\text{m/s}$ の条件で求めた全ての平均軌道と図16に示した力のベクトルを重ねて示す。この結果を見ると、飛散開始位置が異なる様々な飛散物の平均軌道が全て力のベクトルの方向に応じて曲がっている状態となっていることが明らかである。

従って、特に半径方向の力の釣り合いによって予想される力の釣り合い位置よりも内側の領域にある飛散物は外側に向かい、力の釣り合い位置よりも外側の領

図16 r - z 面内での力のベクトルの分布の例

Figure 16 Examples of distribution of force in r - z plane

図17 水平および鉛直方向の力の釣り合い境界

Figure 17 Boundary of radius and vertical force equilibrium

図18 r - z 面内での平均軌道と力のベクトルの分布

Figure 18 Mean trajectories and force vectors in r - z plane

域にある飛散物が内側に向かうという性質は、力の釣り合い位置付近に飛散物が集まってクラウド状になる現象の発生が必然であることを示しており、実際の竜巻において映像に記録される飛散物によって円筒状に可視化された状態が必然的に起きていることを説明できたと考えられる。

4. 4 竜巻状流れ場における飛散物の挙動と無次元パラメータとの関係についての考察

ここで、式(9), (10)に示した力の釣り合い式を使って、第3節で示した様々なパラメータの変化がもたらした

竜巻状流れの中の飛散物の飛散性状の変化を説明することを試みる。簡単のために鉛直方向の飛散速度を0として半径方向の力の釣り合い式を次式のように表す。

$$C_D Ta \cdot \frac{1}{Fr^2} \sqrt{\tilde{U}_r^2 + \tilde{U}_z^2} |\tilde{U}_r| = \frac{\tilde{V}_t^2}{r^*} \quad (11)$$

ここで、半径方向風速 U_r および鉛直方向風速 U_z は、上昇流の強さすなわち収束流の流量 Q に比例する量であり、接線速度 V_t はランキン渦を念頭に置けば回転の強さ、すなわち循環 Γ に比例し、半径 r^* に反比例する量である。従って、式(11)は、適当な定数 α, β を使って次のような関係式に変形できることになる。

$$C_D Ta \cdot \frac{1}{Fr^2} (\alpha Q)^2 = \frac{\left(\beta \frac{\Gamma}{r^*}\right)^2}{r^*} \quad (12)$$

ここで、竜巻のスワール比が流量 Q に対する循環 Γ の比で基本的に定義されていることを考慮すると、式(12)はさらに次のようにまとめられる。

$$r^{*3} = \Omega \frac{Fr^2 \cdot Sw^2}{C_D \cdot Ta} \quad (13)$$

式中の Ω は、上に出てきたいくつかの係数の積を一つにまとめた量である。竜巻状流れの中の飛散物がこの式を満たすように運動していると考えれば、 C_D または Ta の増加は r^* の減少をもたらす、 Fr の増加または Sw の増加は r^* の増加をもたらすことになる。一方で、鉛直方向の力の釣り合い式には C_D 、 Ta と収束流の強さのみの積が一定という関係のみが含まれており、鉛直方向の運動に対する影響パラメータは水平方向に比べて少ないことが分かる。

これまでに示してきた飛散物の平均軌道を顧みると、確かに立川数の増加は飛散軌道半径を減少させ、フルード数の増加、すなわち最大接線風速の増加または最大接線風速半径の減少が飛散軌道半径を増加させるという式(13)が示す飛行軌道を描いていた。スワール比の変化に対しては流れ場そのものの変形が加わって単純な比較はできないが、飛散開始高さの違いを加味すれば、スワール比の増加がもたらす飛行軌道半径の変化はやはり式(12)に沿ったものだったと考えられる。つまり、本研究で検討した竜巻状流れの中における飛散物の飛行性状は、基本的に式(9)、(10)で全て説明でき、式(13)に集約された関係によって、飛散物の物性である立川数、竜巻状流れ場の規模を表すフルード数、竜巻の回転強さを表すスワール比がそれぞれ飛散物の飛行性状の支配因子として働いているものと結論付けられる。

5. まとめ

これまでの一連の検討によって、移動しておらず、かつ流れ場が竜巻の中心軸に対して軸対称な状態を想定した条件における飛散物の運動について、その基本的な振舞いを明らかにすることができた。特に力の釣り合い状態を考えることによって、竜巻が飛散物によって円筒状に可視化されることが必然的なメカニズムの下で起きている現象であることが示された。

また、力の釣り合い状態を整理することで、竜巻状流れ場の性状と飛散物の飛行性状とは、立川数、フルード数、スワール比といった代表パラメータによって関係づけることが可能であると考えられる。

今後は、さらに詳しい検討が必要と考えられる飛散物の飛行状態に対するスワール比の影響や移動効果の加わった竜巻状流れ場における飛散物の挙動についても考察を加え、最終的には撮影された竜巻における飛散物の映像から竜巻の主要パラメータを抽出できることを目指して、引き続き検討を進めていく予定である。

謝辞

本研究はJSPS科研費(24560583)の助成を受けたものです。ここに記し感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 日本風工学会風災害研究会, 「特集: 2012年5月6日に北関東地方で発生した竜巻による広域強風災害について」, 日本風工学会誌, Vol.38, No.1, pp.3-51, (2013).
- 2) T. Theodore Fujita, "Proposed characterization of Tornadoes and Hurricanes by Area and Intensity", Satellite & Mesometeorology Research Project, The University of Chicago, (1971)
- 3) 水戸地方気象台, 東京管区気象台, 気象研究所, 現地災害調査速報「平成24年5月6日に茨城県常総市からつくば市にかけて発生した突風について」, 気象庁ホームページ, <http://www.jma.go.jp/>, (2012)
- 4) 宇都宮地方気象台, 水戸地方気象台, 東京管区気象台, 現地災害調査速報「平成24年5月6日に栃木県真岡市から茨城県常陸大宮市にかけて発生した突風について」, 気象庁ホームページ, <http://www.jma.go.jp>, (2012)
- 5) 水戸地方気象台, 東京管区気象台, 現地災害調査速報「平成24年5月6日に茨城県筑西市から桜川市にか

- けて発生した突風について」, 気象庁ホームページ, <http://www.jma.go.jp/>, (2012)
- 6) 日本風工学会風災害研究会, 「【速報】2012年5月6日に北関東で発生した広域突風災害について」, 日本風工学会誌, Vol.37, No.3, pp.210-222, (2012)
 - 7) 野田 稔, 長尾 文明, 「2007年8月に徳島市で発生した竜巻における風速推定」, 第20回風工学シンポジウム論文集, pp.169-174, (2008)
 - 8) 宮城弘守, 鈴木修, 「写真に記録されたデジタル情報を用いた海上竜巻の幾何学的分析」, 第20回風工学シンポジウム論文集, pp.163-168, (2008)
 - 9) T. Maruyama, “Simulation of flying debris using a numerically generated tornado-like vortex”, Proceedings of the 5th International Symposium on Computational Wind Engineering, (2010).
 - 10) J. D. Holmes, “Trajectories of spheres in strong winds with application to wind-borne debris”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.92, pp.9-22, (2004)
 - 11) A. J. H. Lee, “A general study of tornado-generated missiles”, Nuclear Engineering and Design, Vol.30, pp.418-433, (1974)
 - 12) N. Lin, C. W. Letchford, J. D. Holmes, “Investigation of plate-type windborne debris —Part I: Experiments in wind tunnel and full scale”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.94, pp.51-76, (2006)
 - 13) J. D. Holmes, C. W. Letchford, N. Lin, “Investigation of plate-type windborne debris — Part II: Computed trajectories”, Vol.94, pp.21-39, (2006)
 - 14) 近藤潤一, 前田潤滋, 竹内真弓, 森本康幸, 「強風下での球状物体の飛散状況に及ぼす地表面粗度の影響に関する数値実験」, 第21回風工学シンポジウム論文集, pp.173-178, (2010)
 - 15) M. Tachikawa, “Trajectories of flat plates in uniform flow with applications to wind-generated missiles”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.14, pp.443-453, (1983).
 - 16) J. D. Holmes, C. J. Baker, Y. Tamura, “The Tachikawa number: A proposal”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.94, pp.41-47, (2006)
 - 17) M. Noda, F. Nagao, “Simulation of 6DOF motion of 3D flying debris”, Proceedings of 5th International Symposium on Computational Wind Engineering, Chapel Hill, (2010)
 - 18) 野田稔, 長尾文明, 政井一仁, 「六自由度飛行軌道解析による平板状飛散物の飛行性状の検討」, 構造工学論文集, Vol.58A, pp.542-551, (2012)
 - 19) 野田稔, 政井一仁, 鹿島貴侑, 長尾文明, 「竜巻状流れ場における飛散物の飛行軌道」, 第22回風工学シンポジウム論文集, pp.41-42, (2012)
 - 20) 野田稔, 二宮めぐみ, 山下翔平, 長尾文明, 「マルチファン・マルチベーン式トルネードシミュレータによる竜巻状流れ場の制御に関する研究」, 第22回風工学シンポジウム論文集, pp.25-30, (2012)
 - 21) OpenCFD Ltd (ESI Group), “OpenFOAM”, <http://www.openfoam.com>, (2013)