特集

強風をもたらす様々な空間スケールの渦

塵旋風の発生・発達機構と強風

Formation, Intensification, and Gusty Winds of Dust Devils

伊藤純至*

Junshi ITO

1. はじめに

よく晴れた日中、地面付近の大気中には塵旋風(ダストデビル; Dust Devil)とよばれる、半径が数mから数10mのスケールの小さい鉛直渦が生じる。砂漠や運動場などの裸地においては、渦のもつ強い水平風速により、地面から砂塵が舞い上げられ、鉛直渦の旋回流が可視化される(表紙絵、図1)。竜巻と似た姿をしている鉛直渦ではあるが、塵旋風は好天時に生じる。この点が、上空に積乱雲を伴う竜巻と決定的に異なる。砂漠の見渡しのよい地点においては、視野内のいずれかの方向に塵旋風が生じている様子がみられるほど、竜巻と比べ出現頻度は高い。

広大な砂漠がない日本国内では、塵旋風を目にする機会は限られるものの、気象庁の「竜巻等突風データベース」¹⁾によれば、年数回程度、塵旋風が原因とされる突風被害が報告されている。推定される渦の強さはもっぱらF0クラスである。裸地が少ない国内の都市部においては、砂塵によって可視化こそされないものの、塵旋風に相当する鉛直渦の存在が、ドップラーライダーやサーモカメラによるリモートセンシング観測によって確かめられている^{2,3)}。

塵旋風のもたらす強風はせいぜい20m/s程度であり、甚大な被害をもたらすわけではないが、屋外活動や航空機の運航の妨げになりうる。国内では、運動場で

図1 ポリビアの砂漠で撮影された塵旋風(藤原忠誠博士提供)

運動会の開催時にテントが飛ばされ、怪我人が出るといった被害が多いようである。まさに運動会を行っている状況なので、参加者のビデオカメラで塵旋風の挙動が克

* 気象庁 気象研究所 研究官
Researcher, Meteorological Research Institute, Japan Meteorological Agency

明に撮影される機会も多い。YouTube 等インターネット上の動画共有サイトに、塵旋風の見応えのある動画が多数アップロードされているので、本稿と合わせ塵旋風の動態をご覧いただきたい。

明らかに上空の積乱雲と関連している竜巻と異なり、塵旋風は渦を作り出すような明確な「仕掛け」は、大気中に一見存在しないように思われる。著者はこの点に興味をもち、塵旋風の数値シミュレーションにより、発生・発達機構に関する研究を主に行ってきた。2章に発生・発達機構に関する著者の研究の紹介と、関連する既往研究を挙げた。塵旋風がもたらしうる強風の強さを、数値シミュレーションにより見積もった結果を3章に示す。4章に、本稿のまとめと、最近の塵旋風に関する研究の動向を記した。

2. 塵旋風の発生・発達機構

2. 1 塵旋風の数値シミュレーション

塵旋風の数値シミュレーションは、大気境界層の乾燥対流のみを考慮すればよい。そのため、不確実性が高い、湿潤プロセスに関わり、かつ広い計算領域の確保が必要な竜巻の数値シミュレーションと比較して容易に実現できる。

塵旋風の再現は通常ラージ・エディ・シミュレーション (LES) によって行われる。LES は空間スケールの大きな乱流構造を計算グリッド上で陽に計算する一方、サブグリッドスケールの乱流プロセスに対し、空間平均によるパ

ラメタリゼーションを行う⁴⁾。数値気象モデルのための乱流パラメタリゼーションで前提となる、時空間平均を伴わないため、塵旋風のように時間変動が著しい非定常現象も再現できる。

図2は、著者らが行った塵旋風のLES結果のうち、特に高解像度の計算を行った例である(解像度は水平・鉛直とも5mである)⁵⁾。モデル下端において大気へ上向き熱フラックスを強制している。そのため、大気下層には対流セルを伴う対流混合層が発達し、上昇流が特に強いセルの頂点において、塵旋風に対応する強い鉛直渦が自発的に出現する。鉛直渦には時計回りと反時計回りが共存する。

ここで用いたLESは、もともと防衛大学校の中西准教授により開発されたものであり⁴⁾、3次元、ブシネス近似のもと基礎方程式を解き、サブグリッドモデルにはSmagorinsky-Lillyモデルを用いたシンプルなものである。LESの詳細については原著論文⁵⁾または気象研究ノート⁶⁾の和文解説⁶⁾を参照していただきたい。ただし図2のLESは、引用文献⁶⁾のものとは異なり、解像度を20mから5mに向上させ、地表面を摩擦なし、初期に与える一般風を無風に変更している。図3は再現した塵旋風の周囲の流線を描いている。

ちなみに、塵旋風の再現を意図したLESに関する既往論文のタイトルは、「dust devil (塵旋風)」ではなく、「dust devil-like vortices (塵旋風のような渦)」等としているもの

図2 LESで再現した対流混合層と、塵旋風に対応する強い鉛直渦度。赤緑2色の等値面は、それぞれ正と負の 0.25 s^{-1} 以上の鉛直渦度。シェードは最下層の鉛直速度(単位は m s^{-1})。1.8 km×1.8 km×1.6 kmの計算領域のうち下層400 mについて表示。

が少なくない（著者らによるものを含め⁵⁾）。解像度 5m の LES は塵旋風を生じる対流混合層（深さ約 1km 程度）のダイナミクスを的確に捉えているとみられるが、LES で現れた鉛直渦と、実際に砂漠で砂塵をまとった姿としての塵旋風との対応付けは未解決の課題である。1 章に述べたように、強風をもたらす鉛直渦は、必ずしも砂塵をまとっているとは限らない。

図 3 再現された塵旋風の周囲の流線と、鉛直渦度が一定以上となっている領域を等値面で示している。原著論文の図を改変⁷⁾。

2. 2 発生・発達機構

塵旋風の発生・発達機構に関しては、近年の LES の実現により、理解が大幅に進んでいる。オクラホマ大学の Kanak 博士らの先駆的な研究⁸⁾では、側面 2 重周期、水平解像度 35 m の LES を行い、初期条件・計算条件がまったく水平一様な条件下で、塵旋風に対応する鉛直渦の出現を確かめた。地形や建物等に起因する環境場の水平シアは、塵旋風の生成にとって必要条件ではないことを示す結果である。当該研究⁸⁾の論文では、強い鉛直渦の生成機構について、対流セルの上昇流と下降流の間で生じた水平渦が、地表面付近の上昇流により立ち上げられ、鉛直渦となり、さらに地表面付近の上昇流の加速による引き伸ばし

図 5 再現された塵旋風を横切るように(a)物質面を配置。(b-e)物質面の変形を、時間を遡りながら 100 秒間追跡した。シェードは高度（単位は m）。

で鉛直渦が強化されると述べている。

図4 再現された塵旋風内には初期配置した後方流跡線

一方、Kanak博士は自身の2000年の論文に続き、格子間隔を2mに高めたLESを行った結果と議論を2005年に論文発表している⁹⁾。多角形状の対流セルの上昇流域の頂点だけでなく、辺上でも鉛直渦が出現することを確かめた。鉛直渦の水平スケールの比較から、辺上で生じたものが塵旋風に対応し、頂点で生じたものは塵旋風の親渦であるとした。辺上で生じる鉛直渦は、地表面付近で上昇流へ収束する水平風の、対流セル間での非対称による水平シアが、上昇流域で引き伸ばされるためと説明している。

その後も、LESによって、塵旋風の発生機構の議論が続いた。独ハノーバー大学のグループの論文では対流セルの上昇・下降流間の水平渦度ではなく、地表面摩擦に起因する水平渦度の立ち上げが鉛直渦度の源になると主張している¹⁰⁾。

著者の研究では下面を摩擦なしとしたLESを行い（図2）、強い鉛直渦度の生成を確かめた。したがって地表面摩擦は塵旋風の発生の必要条件ではない。また、鉛直渦の発生・発達機構に関して、はじめて定量的な解析を行った。LESデータの計算における後方流跡線解析（図4）に基づき、以下のように循環に着目した解析を行った。

図2の矢印で示した、LESにより再現された鉛直渦を水平に横切る、高度7.5mの20m×20mの物質面を仮定する。LESの各ステップの計算結果（図2のLESの場合、時間ステップは0.2s）を保存しておき、3本の後方流跡線を頂点とする非常に小さい（初期は1辺20cm）多数の三角形パッチによって分割した物質面を数分間追跡した（図5）。追跡する物質面は時間とともに大きく広がっていく。三角形パッチの面積も時間を遡るにつれ、大きくなっていくが、三角形パッチの面積が大きくなりすぎた場合は、追跡した物質面の曲面状への変形がうまく捉えられなくなってしまうため、ある程度以上の面積となった三角形パッチは、各辺の2等分点を結んだ4つの三角形のパッチ

に分割する。追跡の開始時の三角形パッチは数万個だが、数分間の追跡で数100万個に増加した。

物質面 S 上では、渦度の面積分である「循環」

$$\Gamma \equiv \oint \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{n} dS \quad (1)$$

がほぼ保存されていた（図6）。ここで $\boldsymbol{\omega}$ は鉛直渦度、 $\mathbf{n}$ は法線ベクトルである。通常、循環の計算は線積分による場合が多いが¹¹⁾、本研究では面積分を用いたのが特徴である。線積分より計算量は多くなるが、渦度の引き伸ばしと立ち上げが明確に区別できる。上式の積分は、実際には多数のパッチにわたる和

$$\Gamma \sim \sum S_p \bar{\boldsymbol{\omega}}_p \cdot \bar{\mathbf{n}}_p \quad (2)$$

として近似して計算する。ここで S_p はパッチの面積、 $\bar{\boldsymbol{\omega}}_p$

と $\bar{\mathbf{n}}_p$ はそれぞれパッチ重心での渦度ベクトルと法線ベク

トルである。図6で Γ に加えて、 x, y 軸に直交する鉛直面と、 z 軸に直交する水平面へ射影した場合の和をそれぞれ $\Gamma_x, \Gamma_y, \Gamma_z$ として表示している。もし、水平渦の立ち上げが鉛直渦の発生につながるとすれば、 Γ_x が Γ_y が減って、その分 Γ_z が大きくなるべきである。しかし、図6では、むしろ Γ_x が増加し、 Γ_z が減っているの、既往研究⁷⁾が指摘したような、渦の立ち上げは鉛直渦の発生にとって重要でないことを示している。

結局、図5eのような地表面付近の数100mの広範囲にわたる水平面に分布した、ごく弱い回転からなる循環の収束により、強い鉛直渦が生じていた。地表面付近に分布した循環の起源は、中層での、塵旋風のスケールよりはるかに大きい、対流セルのスケールの鉛直渦度の立ち上げで

図6 物質面上の循環 Γ と、 Γ のうち水平渦度からなる Γ_x 、 Γ_y と鉛直渦度からなる Γ_z の時系列。物質面の追跡は横軸右から左に向かって行った。

あることが示唆される。

上述の発生機構は著者らの別の研究¹²⁾の結果によっても支持される。前章で、塵旋風を再現したLESにはコリオリ効果が導入されていない。それに対し、様々な大きさの

図7 コリオリ力 ($f \sim 10^{-3} \text{s}^{-1}$) を課した場合、正と負の鉛直渦度に 10^{-1}s^{-1} 程度の差が生じる。LESの解像度は 50 m、高さ 25 m での正と負の鉛直渦度の絶対値の最大値について、前後 5 分間の最大(実線)と最小(点線)の時系列。

コリオリ効果を課した(中緯度の程度のコリオリパラメータから、その100倍の大きさまで変えた)。コリオリ効果がまったくない場合(例えば図2)、正負の鉛直渦度の

生成はほぼ等価である。中緯度の10倍の強さとなるコリオリ効果(コリオリパラメータは $f \sim 10^{-3} \text{s}^{-1}$ 程度)のコリオリ力を加えたLESでは、塵旋風の強さを特徴づける正負の鉛直渦度の計算領域内の最大値に 10^{-1}s^{-1} 程度の差ができる(図7)。これは環境場に与えたコリオリパラメータの大きさより100倍程度大きい。図5で示した物質面と同様に、塵旋風に吹き込む空気が水平・広範囲からの収束し、絶対渦度(=惑星渦度+相対渦度)が引き伸ばされたためである。数値実験のみならず、札幌市におけるドップラーライダー観測においても、メソスケールの循環があった場合に、塵旋風に相当する鉛直渦の出現頻度が高いことがみられている¹³⁾。

ここまで環境場のシアや地表面摩擦を除いたLESであっても塵旋風に相当する強い鉛直渦が生じうることを示した。しかし、環境場のシアや地表面摩擦は鉛直渦度の生成には有利に働き得るため、現実の塵旋風では、それらの影響は否定できず、より現実事例に即した計算条件のLESでの検証は必要である。

京大防災研の大野氏(当時)・竹見准教授の研究¹⁴⁾では、数値気象モデルのひとつである、「WRF」をLESとして利用し、塵旋風を再現した。LES結果においていくつかの鉛

図8 渦度 0.25s^{-1} 以上の等値面と、渦度 0.1s^{-1} 以上の領域を除いて積分した半径 300 m の範囲の循環(地表面のシェード)の 6 分間の時系列。地表面の等値線は上昇流速 0.1m/s 以上の領域である。

直渦を追跡すると、塵旋風に相当する顕著な鉛直渦を生じる前に、いくつかの弱い鉛直渦が併合している様子がみられた。本稿で示した著者の循環の収束の結果として、このような鉛直渦の併合は起こりうる。

図9 (a) 様々な高度における、半径ごとの水平面内の循環の大きさの高度分布。(b) 渦度の立ち上げ項の半径ごとに水平面内の分布。循環の時間変化に対する寄与に相当する。

2. 3 塵旋風の周囲の循環とその起源

前節では塵旋風のもつ強い鉛直渦度の成因は、周囲の対流混合層のスケール程度に広い水平に広がった範囲から、塵旋風の10mスケールの領域へ、循環の収束によることを調べた。

計算領域全体を、ある程度の期間でみると(図8)、塵旋風の出現に5分から10分程度先立って、鉛直渦度と同符号の循環(塵旋風自体の循環はなるべく除いている)が大きくなっている様子がみられた。ただし個別の鉛直渦をみると、逆符号の循環が大きくなっている時間帯もある。このような周囲の循環は、数 $100 \text{ m}^2/\text{s}$ のオーダーで、半径数 100 m の範囲に分布している。これは循環が分布している範囲を取り囲む閉曲線上では風速が 0.1 m/s 程度となる、一見「仕掛け」のない、ゆっくりした回転である。

そのような広い範囲に存在する、水平面内の循環の大

さをいろいろな高度でみると、対流混合層の中層で最も大きくなっている(図9a)。そのため、もともとは対流の上昇流と下降流の間で、傾圧的に生じた水平渦度が立ち上げられたものが循環であると考えられる(図9b)。

3. 塵旋風のもたらす強風の見積もり

観測によれば、塵旋風は日中、午後早い時間帯に最も発生する傾向が示されている¹⁵⁾。著者らが行った日変化を与えたLESにおける、塵旋風の出現頻度にも同様の傾向がみられている。対流混合層はいくつかの代表的な物理量でスケールされる相似的な構造をもっている¹⁶⁾。そのうち特に塵旋風と関わりが大きいのは、一般風が弱い場合、対流混合層の高さ h と、 h と地表面熱フラックス Q を組み合わせた対流速度

$$w_* \equiv (agQh)^{1/3} \quad (3)$$

である(自由対流のスケール)。ここで、 a は体積膨張係数、 g は重力加速度を表す定数である。また、実際に鉛直熱フラックス $\langle w\theta \rangle$ 、上昇流 w や水平流 u の分散等は、観測やLESを通して普遍的な鉛直プロファイルをもつことが確かめられている¹⁷⁾。

塵旋風は対流混合層の構造の一部なので、他の統計量同様に何らかの形で、スケール可能と考えられる。解像度が 50 m で、 Q を固定値、一般風なしと単純化したLESを行い、対流速度 w_* と再現された塵旋風の強さの関係を調べた。 Q を変えながらみた、 w_* と塵旋風に対応する、各時間での高さ 75 m の水平面内の鉛直渦度の最大値 ζ_{max} の関係を図10に示す。一様の安定性層かつ Q 一定の場合、時間 t に対し熱収支により $h \propto t^{1/2}$ 、(3)式から $w_* \propto t^{1/6}$ で大きくなる。ただし、 w_* によるスケーリングがその他の統計量に対し

図10 様々な t と Q での w_* と ζ_{max} の関係。 Q の単位は K m s^{-1} 。

ても成立しない、対流混合層の発達初期のデータは除いた。

$\zeta_{\max}$ はおおよそ w_* に対して、 Q に関わらず線形の関係にあるので、平均的な水平風速同様に、 w_* が塵旋風の風速を決定づける。 Q を現実的に日変化させた場合($Q=0.24\sin(t-7)/11 \text{ K m s}^{-1}$ で与える)、 w_* は図11のように変化するので、午後早い時間帯に塵旋風がもっとも出現しやすいことを説明できる。また、大気密度の薄い火星大気は、 α が大きいため、 w_* が地球より大きくなる。実際に火星では地球よりも巨大な塵旋風が生じ、火星の気候にとって重要な、全球にわたるダスト分布にも影響を与えている。

図 11 日変化を導入した LES における w_*

4. まとめ

塵旋風を LES により再現し、発生・発達機構を調べた。地表面付近の数 100m スケールの水平面より循環が収束し、塵旋風のもつ強い回転が生じていた。また塵旋風に伴う強風が、対流速度でスケールされることがわかった。

以下、塵旋風に関する研究の潮流について述べる。国際的には、塵旋風に関する研究はむしろ惑星大気科学の研究者が主導的に行っている。前述のように塵旋風は地火星にも生じ、塵旋風の規模・強度ともに地球より強くなる。火星表面の衛星画像では塵旋風の通過した跡がはっきりみえるほどである。火星の探査機による系統的な地上観測にも成功している。地球で行われた観測研究の一部は、火星での観測のための予備研究となっている。最新の火星探査機(キュリオシティ)は塵旋風の発生があまり期待されない地点へ着陸したため、あまり塵旋風が取りあげられていないが、将来の火星探査のミッションとして、大気電場と塵旋風の同時観測というような計画もある。「京」コンピュータを利用し、火星大気の LES を行い塵旋風を再現している¹⁸⁾。

2015 年 2 月に、惑星大気科学の研究者が中心となり、スイスの国際宇宙科学研究所(ISSI)で塵旋風に関する国際ワークショップが行われた(日本からは、京大防災研の竹見哲也准教授と著者が参加した)。どちらかという塵旋風のもたらす突風というよりも、ダストの舞い上げに関する側面が重点的に議論されていた。舞い上がったダストは、大気中にエアロゾルとして滞留し、地球・火星ともに気候へも影響しうる。野心的なものとしては、塵旋風のもたらす強風による、風力発電への応用の試みもあった。

会議後、これまでの塵旋風に関する研究について、テーマごとに別々に 11 本のレビュー論文にまとめ、最終的には各レビュー論文を章とする書籍を刊行する取り組みが進行中である¹⁹⁾。

テーマは以下の通りである。

1. 塵旋風の研究の歴史
2. 地球と火星、それぞれの塵旋風の地上観測
3. 人工衛星による観測
4. 塵旋風が通過した痕跡
5. 発生環境
6. 熱力学的モデル
7. 数値シミュレーション
8. 分布の統計則
9. 大気電場への影響
10. 地表面に分布するダストの舞い上げ過程
11. エアロゾルの分布への影響

執筆には、同会議の参加者だけでなく、多くの研究者が加わっている。著者も 5 章と 7 章の執筆に参加している。現在、ピアレビュー後、受理された章が、Space Science Review 誌の online first に順次掲載されている。本稿では到底カバーできなかった、塵旋風に関する研究をほぼ網羅するレビューとなるので、より詳細についてはそちらも参照されたい。

謝辞

本稿の研究成果の大部分は、東京大学大気海洋研究所の新野宏教授と防衛大学校の中西幹郎准教授との共同研究で得られた成果である。また研究の実施にあたり、日本学術振興会の科研費(課題番号 26800244, 21340134)等の支援を受けた。塵旋風の写真(図 1)を藤原忠誠博士に提供していただいた。

参考文献

- 1) 気象庁, 竜巻等突風データベース,

- <http://www.data.jma.go.jp/obd/stats/data/bosai/tornado/>
- 2) Fujiwara, C., Yamashita, K., Nakanishi, M., and Fujiyoshi, Y., “Dust devil-like vortices in an urban area detected by a 3D scanning Doppler lidar”, *J. Appl. Meteorol. Climat.*, Vol. 50, pp. 534-547, (2011)
 - 3) 稲垣厚至, 神田学, 久米村秀明, 「サーモカメラを用いた壁面近傍風速の計測手法の開発」, *ながれ*, Vol. 31, pp. 491-493, (2012)
 - 4) 中西幹郎, 「大気境界層内の気象現象の数値解析」, *日本風工学会誌*, Vol. 34, pp. 403-409, (2009)
 - 5) Ito, J., Niino, H., and Nakanishi, M., “Formation mechanism of dust devil-like vortices in idealized convective mixed layers”. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 70, pp. 1173-1186, (2013)
 - 6) 田中 亮, 新野 宏, 中西幹郎, 伊藤純至, 「塵旋風のラージ・エディ・シミュレーション」, *気象研究ノート*, Vol. 219, pp. 117-139, (2008)
 - 7) Ito, J., Tanaka, R., Niino, H., and Nakanishi, M., “Large eddy simulation of dust devils in a diurnally-evolving convective mixed layer”, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 88, pp. 64-77., (2010)
 - 8) Kanak, K. M., Lilly, D. K., and Snow, J. T., “The formation of vertical vortices in the convective boundary layer”, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, Vol. 126, pp. 2789-2810, (2000)
 - 9) Kanak, K. M., “Numerical simulation of dust devil - scale vortices”, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, Vol. 131, pp. 1271-1292, (2005)
 - 10) Raasch, S., and Franke, T., “Structure and formation of dust devil-like vortices in the atmospheric boundary layer: A high - resolution numerical study”, *J. Geophys. Res.*, Vol. 116, D16120, (2011)
 - 11) Mashiko, W., Niino, H., and Kato, T., “Numerical simulation of tornadogenesis in an outer-rainband minisupercell of Typhoon Shanshan on 17 September 2006”, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 137, pp. 4238-4260, (2009)
 - 12) Ito, J., Niino, H., and Nakanishi, M., “Effects of ambient rotation on dust devils”, *SOLA*, Vol. 7, pp. 165-168, (2011)
 - 13) Fujiwara, C., Yamashita, K., and Fujiyoshi, Y., “Observed effect of mesoscale vertical vorticity on rotation sense of dust devil-like vortices in an urban area”, *SOLA*, Vol. 8, pp. 25-28, (2012)
 - 14) Ohno, H., and Takemi, T., “Mechanisms for intensification and maintenance of numerically simulated dust devils”, *Atmos. Sci. Lett.*, Vol. 11, pp. 27-32, (2010)
 - 15) Sinclair, P. C., “General characteristics of dust devils”. *J. Appl. Meteorol.*, Vol. 8, pp. 32-45, (1969)
 - 16) Deardorff, J. W., “Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for Rayleigh convection”, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 27, pp. 1211-1213, (1970)
 - 17) Schmidt, H., and Schumann, U., “Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations”, *J. Fluid Mech.*, Vol. 200, pp. 511-562, (1989)
 - 18) Nishizawa, S., Odaka, M., Takahashi, Y. O., Sugiyama, K. I., Nakajima, K., Ishiwatari, M., et al., “Martian dust devil statistics from high - resolution large - eddy simulations”, *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 43, pp. 4180-4188, (2016)
 - 19) Reiss, D., Lorenz, R. D., Balme, M., Neakrase, L. D., Rossi, A. P., Spiga, A., and Zamecki, J., “Editorial: Topical Volume on Dust Devils”. *Space Science Reviews*, Vol. 203, pp. 1-4, (2016)