

平成 27 年度原子力施設等防災対策等委託費
(実用発電用原子炉施設への竜巻外乱の影響に
関する研究調査) 事業

委託業務成果報告書

平成 28 年 3 月

東京工芸大学

平成27年度原子力施設等防災対策等委託費（実用発電用原子炉施設への竜巻外乱の影響に関する研究調査）事業 委託業務成果報告書

目次

	頁
はじめに	1
1. 竜巻規模の設定方法	2
1.1 新観測資料や審査資料等に基づく竜巻検討地域及び竜巻規模の評価手法	2
1.2 突風関連指数を用いた竜巻発生地域及び強度分布予測への適用性検討	8
2. 竜巻解析モデルの構築	22
2.1 各種竜巻評価モデルの文献整理と各モデルの比較	22
2.2 竜巻通過経路周辺の観測値を用いた気圧降下の推定例	37
2.3 地上稠密気象観測データを用いた竜巻モデルの検討	39
2.4 LES 解析による竜巻状流れの場の検討	54
2.5 水平シアによる実大竜巻状流れのLESによる生成	82
3. 竜巻による飛来物に関する検討	93
3.1 飛来物の類型化分析	93
3.2 非定常気流中における飛来物の飛翔性状に関する検討	103
4. 竜巻等の突風による被害シナリオと影響評価	113
4.1 竜巻被害リスク検討に必要な情報の整理	113
4.2 気圧降下による建物差圧力の実験的検討	120
4.3 瞬発的噴流が建築物にもたらす非定常風力に関する実験	129
4.4 飛来物による開口部の破壊が建物の風荷重に与える影響	143
4.5 外装材等に飛来物が及ぼす影響評価のための実験的手法の適用性等	160
5. まとめ	163
著者	169

はじめに

本報告書は、平成27年度原子力施設等防災対策等委託費による「実用発電用原子炉施設への竜巻外乱の影響に関する研究調査」についてまとめたものである。

小規模ではあるが激甚被害をもたらす竜巻等に対する個人や行政レベルの対応、あるいは構造物の耐風性や設計上の考え方については、米国等に比較してわが国の状況は極めて不十分である。日本で発生する竜巻は、海上で発生するいわゆる *waterspout* が中心で、米国で見られるようなスーパーセルによる大型のトルネードの発生は稀であると見られていた。しかしながら、近年、甚大な被害を及ぼす竜巻による被害が頻発し、調査研究の結果、これらの幾つかはスーパーセルと同様な大気状態の下に発生した竜巻であることが示唆され始めている。また、竜巻による被害も、多くは飛散物に起因するなど、台風等の強風被害と異なる様相を示すことが報告されている。

以上のように、原子力施設等の重要構造物に対して、日本における竜巻の特徴を分析した上で、米国で行われているような対策の必要性の有無の判断が求められ、平成21年～22年に原子力安全基盤調査研究「竜巻による原子力施設への影響に関する調査研究」（独立行政法人原子力安全基盤機構）が実施された。その後、原子力発電所の再稼働申請に際して、平成25年に原子力規制委員会から提出された「原子力発電所の竜巻影響評価ガイド」に基づき日本国内の原子力発電所では竜巻に対する影響評価が進められている。

本調査研究では、最近の竜巻に対する調査研究の動向を踏まえ、

- (1) 竜巻規模の設定方法
- (2) 竜巻モデルの構築
- (3) 飛来物に関する検討
- (4) 被害のシナリオと影響評価

の4つの項目で、原子力発電施設に対する竜巻の影響評価について検討した。

竜巻は自然現象であり、局所的で突発的な現象なので、竜巻自体の詳細な観測や被害発生の詳細観察がきわめて困難である。原子力発電所のような高いレベルの安全性が要求される施設に対して、現象を正確にとらえて、設計や評価を実施する際の水準を明らかにすることは重要である。以上を踏まえ、本研究では、原子炉施設の竜巻荷重（風圧力、気圧差による圧力、飛来物の衝突荷重）を合理的に設定するための上記4項目について検討を行い、竜巻外乱に対する知見を整備することを目的とした。

1. 竜巻規模の設定方法

1.1 新観測資料や審査資料等に基づく竜巻検討地域及び竜巻規模の評価手法

1.1.1 検討項目

平成 25 年度以降に公表された審査資料では、日本を竜巻検討地域として対象にする一方、気候区分等を考慮して、対象地域の竜巻の特徴をより反映した分析が進められている。以下では、比較的新しい資料に基づいて作成された審査資料に基づき、竜巻検討地域をどのように決定するかについて検討する。また、基準竜巻の最大風速決定には竜巻検討地域に含まれる竜巻規模が重要な意味を持つので、竜巻検討地域の設定がどのように影響するかを検討する。

竜巻影響評価ガイド[1.1.1]では、IAEA の基準[1.1.2]に倣って 10 万 km^2 ($=100 \times 10^3 \text{km}^2$)を検討面積とすることとしている。IAEA 基準には、その部分は以下のように記されている。"The annual frequency of exceedance at which a particular plant site will experience tornado wind speeds in excess of a specified value should be derived from a study of the tornado inventory. A homogeneous region centred at the site should be considered for developing the tornado inventory. Generally, an area of about 100 000 km^2 is appropriate."

つまり、対象地点を中心とする均質な領域として 10 万 km^2 を目安としている。日本においては、すでに竜巻影響評価ガイドに指摘されているとおり、海岸線からの距離に応じて竜巻の発生確認数が大きく変化しているので、単に対象地点を中心とする 10 万 km^2 の円を対象とするのでは不適切である。竜巻の発生条件について同等とみなせる領域の面積ととらえるべきであろう。また、この面積の根拠は明確ではないが、竜巻の発生頻度と関連付けると理解できる。竜巻影響評価ガイドに記されているように、海岸線から 5km 以内においては、竜巻の発生頻度は $1 \sim 6 \times 10^{-4}$ 個/ km^2 /年程度である。これに 10 万 km^2 を乗じると、10 ～ 60 個/年となる。竜巻の発生確率等を議論するために統計的に十分な個数の竜巻の記録が含まれることを考慮して、総面積に配慮することが望ましい。

1.1.2 原子力発電所毎の竜巻検討地域の設定と竜巻規模

図 1.1.1 に対象とした原子力発電所の位置を示す。日本全国にわたっており、竜巻検討地域に与える気候区分等の影響評価の違いを比較できる。また、竜巻影響評価ガイドに示される竜巻集中地域を図 1.1.2 に示す。これらの地域が設定されているのは、竜巻データベースがすべての竜巻を網羅していない不完全性を有していることを補う目的であり、逆の趣旨で用いられないよう注意したい。

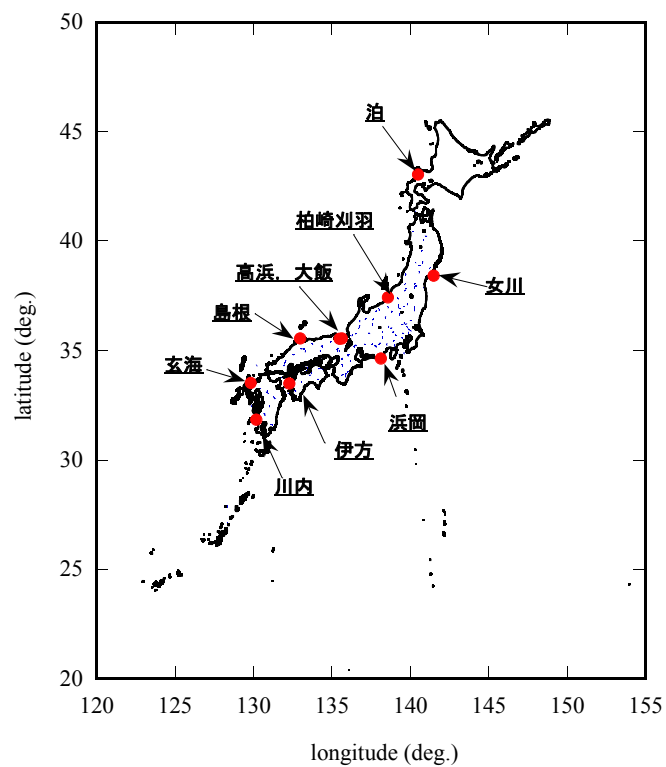


図 1.1.1 対象とした原子力発電所の位置



図 1.1.2 竜巻の発生確認数が集中する地域（竜巻影響評価ガイド[1.1.1]）
対象地点が集中地域に含まれていない場合に観測記録の不完全性に対する警鐘を鳴らす目的であり，逆の趣旨で用いられないよう注意したい。

(1) 川内原子力発電所の竜巻検討地域 [1.1.3]

竜巻検討地域の設定にあたっては、気象条件の類似性と局所的な地域性の観点から検討を行っている。川内原子力発電所は、竜巻影響評価ガイドに記載の集中地域⑨に含まれている。竜巻の発生要因を、低気圧起因、停滞前線起因、台風起因で分類して検討し、低気圧起因には地域性が見られないこと、停滞前線起因には北海道を除く地域、台風起因は九州から太平洋側の地域で発生していることを指摘している。以上の観点から、最終的に、九州（沖縄を含む）、山口県、高知県、徳島県、和歌山県、三重県、愛知県、静岡県、神奈川県、東京都、千葉県、茨城県の太平洋側海岸線から 5km の範囲（海陸両方）を対象とした。総面積は、 $85.4 \times 10^3 \text{km}^2$ とした。検討時点でその領域に含まれる竜巻は 336 個であった。F スケールの比較的大きな竜巻の個数は、F3 が 1 個、F2～F3 が 5 個、F2 が 26 個、F1～F2 が 20 個である。

(2) 玄海原子力発電所の竜巻検討地域 [1.1.4]

竜巻検討地域の設定にあたっては、気象条件の類似性と局所的な地域性の観点から検討を行っている。玄海原子力発電所は、竜巻影響評価ガイドに記載の集中地域⑧に接近している。竜巻の発生要因を、低気圧起因、停滞前線起因、台風起因で分類して検討し、低気圧起因には地域性が見られないこと、停滞前線起因には北海道を除く地域、台風起因は九州から太平洋側の地域で発生していることを指摘している。以上の観点から、最終的に、九州（沖縄を含む）、山口県、高知県、徳島県、和歌山県、三重県、愛知県、静岡県、神奈川県、東京都、千葉県、茨城県の太平洋側海岸線から 5km の範囲（海陸両方）を対象とした。総面積は、 $85.4 \times 10^3 \text{km}^2$ とした。検討時点でその領域に含まれる竜巻は 336 個であった。F スケールの比較的大きな竜巻の個数は、F3 が 1 個、F2～F3 が 5 個、F2 が 26 個、F1～F2 が 20 個である。また、集中地域⑧においては、F3 が 0 個、F2～F3 が 0 個、F2 が 1 個、F1～F2 が 1 個である。これは、その地域の面積が $3.2 \times 10^3 \text{km}^2$ と、検討地域の 27 分の一であることを考慮すると自然なことであると考えられる。

(3) 伊方原子力発電所の竜巻検討地域 [1.1.5]

伊方原子力発電所では、対象地点を中心とする面積 10 万 km^2 の円を設定し、その領域に含まれる海岸線から 5km 以内の範囲(海陸両側)を竜巻検討地域とした。面積は $26.6 \times 10^3 \text{km}^2$ である。その範囲に含まれる過去の竜巻個数は 53 であり、F3 が 1 個、F2 が 12 個、F1 が 25 個、F0 が 15 個としている。基準竜巻の評価では、これらが海岸線から 1km 以内の範囲で発生すると仮定して安全側になるように評価している。

(4) 島根原子力発電所の竜巻検討地域 [1.1.6]

島根原子力発電所では、竜巻検討地域を設定するに際して、台風起因、温帯低気圧起因、季節風（冬）に竜巻の発生状況を確認した。最終的に北海道から本州の日本海側沿岸海岸

線から海陸それぞれ 5km の範囲、面積 $33.4 \times 10^3 \text{km}^2$ を竜巻検討地域に設定した。対象地域の近傍には、竜巻影響評価ガイドが指定する竜巻集中地域⑥と⑦が位置する。またその地域の範囲で発生した過去最大の竜巻は F2 であるとしている。

(5) 大飯原子力発電所、高浜原子力発電所の竜巻検討地域 [1.1.7], [1.1.8]

大飯原子力発電所、高浜原子力発電所では、竜巻検討地域として、立地する地域（地形条件）の類似性、気象条件の類似性から、北海道から本州の日本海側および北海道の襟裳岬以西の海岸に沿った海陸 5km の地域（面積 $38.9 \times 10^3 \text{km}^2$ ）を設定した。竜巻影響評価ガイドが指定する竜巻集中地域には該当しないとしている。気象条件としては、台風、低気圧、寒冷前線の総観場を対象に竜巻の発生位置を確認し、台風起因の竜巻が発生していないことを確認している。過去最大の竜巻については、竜巻の記録の信頼性を考慮して、竜巻検討地域を日本全体に広げて F3 を設定している。

(6) 浜岡原子力発電所の竜巻検討地域 [1.1.9]

浜岡原子力発電所では、竜巻検討地域を設定する際に、台風、温帯低気圧、季節風（夏）、季節風（冬）、停滞前線、局地性、その他の 7 つに分類して、これらの総観場から、検討地域を沖縄県から茨城県の太平洋沿岸の海岸線から 5km の範囲（ $81.1 \times 10^3 \text{km}^2$ ）とした。また竜巻影響評価ガイドが指定する竜巻集中地域⑮に含まれているためにこの地域を局所的な類似性に基づく検討地域としている。

(7) 柏崎刈羽原子力発電所の竜巻検討地域 [1.1.10]

柏崎刈羽原子力発電所では、竜巻検討地域を設定する際に、台風、温帯低気圧、季節風（夏）、季節風（冬）、停滞前線、局地性、その他の 7 つに分類して、これらの総観場から、検討地域を北海道から山陰地方にかけての海岸線から 5km の範囲（ $33.4 \times 10^3 \text{km}^2$ ）とした。また竜巻影響評価ガイドが指定する竜巻集中地域④に含まれているためにこの地域を局所的な類似性に基づく検討地域としている。

(8) 女川原子力発電所の竜巻検討地域 [1.1.11]

女川原子力発電所では、対象地点を中心とする 10 万 km^2 の円を設定し、その範囲に含まれる海岸線から陸側および海側 5km の範囲（面積 $5.86 \times 10^3 \text{km}^2$ ）を竜巻検討地域として設定した。さらに竜巻検討地域設定の妥当性の確認として、気候区分、突風関連指数の分析を行い、日本海側、茨城県以南を除外できるとしている。また、設定した竜巻検討地域で発生した過去最大の竜巻は F1 であるとした。

(9) 泊原子力発電所の竜巻検討地域 [1.1.12]

泊原子力発電所では、竜巻検討地域として、北海道から本州の日本海側と北海道襟裳岬

以西の海陸 5km の範囲を竜巻検討地域として設定した。対象となる地域の面積は、 $38.9 \times 10^3 \text{km}^2$ である。その範囲での過去最大の竜巻は F2 としている。ただし、総観場の類似性から寒冷前線で F3 の竜巻が発生しうる、としている。

1.1.3 まとめ

日本国内での 10 地点の原子力発電所について、竜巻検討地域の設定を比較したが、竜巻検討地域面積は、 $6 \sim 85 \times 10^3 \text{km}^2$ とさまざまである。また、設定された面積に応じて、竜巻の記録が変化し、面積が小さい場合には、頻度の低い竜巻の発生個数が 0 になってしまうなどの傾向も見られた。これは、基準竜巻を設定する際に、過去最大竜巻の風速を一つの拠り所としていることに影響を及ぼす。また、竜巻の記録は基本的に Web 公開されている気象庁のデータベースに基づいているが、統計の方針が歴史的に変更されてきていることは考慮されていたが、記録の不完全性に対応したものはなかった。これは、竜巻の局所性、非定常性を考えると捕捉に限界があり、何らかの形で補っていく必要がある。竜巻影響評価ガイドの竜巻集中地域は、このデータベース不完全性を補う一つの工夫であり、安全性確保に役立っている。

参考文献

- 1.1.1 独立行政法人原子力安全基盤機構：「原子力発電所の竜巻影響評価ガイド（案）及び解説」、平成 25 年 10 月
- 1.1.2 IAEA, IAEA Safety Standards, Meteorological and Hydrological Hazards in Site Evaluation for Nuclear Installations, Series No. SSG-18, 2011
- 1.1.3 川内原子力発電所 1 号炉及び 2 号炉 竜巻影響評価について、平成 25 年 11 月 26 日、九州電力株式会社
- 1.1.4 玄海原子力発電所 3 号炉及び 4 号炉 竜巻影響評価について、平成 25 年 12 月 19 日、九州電力株式会社
- 1.1.5 伊方発電所 3 号炉 竜巻影響評価説明資料、平成 25 年 12 月 27 日、四国電力株式会社
- 1.1.6 島根原子力発電所 2 号炉、竜巻影響評価について、平成 27 年 3 月 31 日、中国電力株式会社
- 1.1.7 大飯 3 号炉及び 4 号炉 竜巻影響評価について、平成 26 年 2 月 18 日、関西電力株式会社
- 1.1.8 高浜 3 号炉および 4 号炉 竜巻影響評価について、平成 26 年 2 月 27 日、関西電力株式会社
- 1.1.9 浜岡原子力発電所 4 号炉外部からの衝撃による損傷の防止（竜巻）、平成 27 年 3 月 31 日、中部電力株式会社
- 1.1.10 柏崎刈羽原子力発電所 6 号及び 7 号炉 竜巻影響評価について（基準竜巻・設計竜

巻の設定), 平成 27 年 2 月, 東京電力株式会社

1.1.11 女川原子力発電所 2 号炉, 竜巻影響評価について, 平成 27 年 3 月 31 日, 東北電力株式会社

1.1.12 泊発電所 3 号機 竜巻影響評価結果, 平成 25 年 11 月 19 日, 北海道電力株式会社

1.2 突風関連指数を用いた竜巻発生地域及び強度分布予測への適用性検討

1.2.1 はじめに

竜巻の水平スケールは、直径数 10 m から数 100 m と大気現象ではマイクロスケールであるため、竜巻を観測したり予測することは極めて難しい。一方、竜巻の親雲である直径数 10 km を有する「スーパーセル」を把握することは、観測技術あるいは予報技術の向上に伴い可能になりつつある。竜巻の親雲（スーパーセル）発生可能性を予測するポテンシャル予報は、現在気象庁が行っている、「竜巻注意情報」の環境場把握でも用いられている。竜巻注意情報は、数値予報モデルによる突風発生危険度と全国に展開されたドップラーレーダーを用いた観測から、竜巻等の突風が発生しやすい気象状況になったと判断された時に、各地の気象台から発表される。スーパーセル発生のパテンシャルについては、数値モデルで、大気の安定度（“対流有効位置エネルギー”（Convective Available Potential Energy; CAPE））と風の鉛直シア（“ストームに相対的なヘリシティ”（Storm Relative Environmental Helicity ; SReH））を計算して、この 2 つのパラメータを組み合わせた指数（Energy Helicity Index (EHI)）により、竜巻の発生しやすい地域を量的に計算している。この指数が高くなった地域で、ドップラーレーダーによりメソサイクロンが検出されると、竜巻注意情報の発表につながる。

突風関連指数は、1 日 2 回、数 100 km 間隔で実施されている高層気象観測（ラジオゾンデ）の結果を実データとしてモデルに組み込まれるため、総観スケール（1000 km）の環境場を議論するものである。米国の事例解析では、スーパーセルの発達と CAPE や SReH との関係が議論されているが[1.2.1]、突風関連指数を基にした竜巻発生の有無、発生場所や竜巻強度の予測は難しい。そのため、実際の短時間予測では、ドップラーレーダーを用いた親渦（メソサイクロン）の検出やトルネードスポッターによる目視情報が竜巻渦が地面にタッチダウンするかの決め手となっている。ただ、四季を通じて様々な原因で竜巻が発生し、海に囲まれたわが国における竜巻の実態を把握することは難しい。そのため、竜巻発生の環境場を気候学的に理解することは極めて重要といえる。

1.2.2 突風関連指数を用いた竜巻発生環境場

ここでは、電力中央研究所が実施した、突風関連指数を用いた竜巻発生環境場の解析について述べる[1.2.2]。この解析は、総観スケールの気象場（総観場）～メソスケール（中小規模）の気象場を竜巻発生の観点から分析し、竜巻検討地域の設定のあり方について議論したものである。先行研究において、突風関連指数は気象力学・熱力学的に根拠のある指標として、解析、予報、温暖化影響検討等に利用されており[1.2.3]、同様の手法を用いて竜巻発生の環境場について地域特性を示したものである。

竜巻事例と総観場については、気象庁の「竜巻等突風データベース」における「竜巻」および「総観場」のデータを使用している。メソスケールの場合については、長期間・高解像度の再解析データを使用して、スーパーセル発生に適した環境場に着目し、遭遇確率の

地域性や、確率論的ハザード評価方法を加味して解析している。具体的には、ECMWF 再解析データ (ERA40, ERA-Interim) をもとに WRF モデルによる力学的ダウンスケーリング計算を行って作成された、日本域 (沖縄除く)、水平解像度 5 km, 鉛直総数 35 層 (上端 50 hPa) のプロダクトとしてデータベース化し、1 時間毎の出力データを、1961~2010 年まで使用している。WRF モデルでは、海氷 (SSM/I 密接度の利用) や湖面温度推定等の地表面データの改善、地表面変数 (土壌温度、土壌水分量、積雪深等) のスピニアップ等の工夫も行い、地上 AMeDAS データとの比較により効果を確かめている。

1961~2010 年までの 50 年間の高解像度・長期再解析データ (5 km メッシュ・1 時間毎) をもとに、SReH と CAPE のメッシュデータを算出している。なお、SReH として、「3kmSReH: 地上から上空 3 km の範囲を対象とした値」、CAPE として、「muCAPE: most unstable CAPE, 地上から 500m 上空までの空気塊に対する最大の CAPE」を採用し、降水等の擾乱で不安定性が解消される効果を考慮して、領域内最大 CAPE 値を使用している。解析では、SReH と CAPE に対して次の閾値を設定し、閾値を超過する頻度の傾向を調べている。

- ・ SReH の閾値: $250 \text{ m}^2/\text{s}^2$
- ・ CAPE の閾値: 1600 J/kg (暖候期 5~10 月), 600 J/kg (寒候期 11~4 月)
- ・ 降水量の閾値: 2 mm/hr

図 1.2.1 は 1961 年から 2012 年までの気象庁「突風データベース」に基づく「竜巻」の発生位置を暖候期 (5 月~10 月) と寒候期 (11 月~4 月) に分けて表したものである。この図から、以下の特徴が認められる。

- ・ 茨城県以西の太平洋側および九州の沿岸平野部において頻度が高い。
- ・ 総観場分析における台風起因の発生県・平野部に概ね対応する。
- ・ 高頻度域では F3 竜巻が発生している。
- ・ 茨城県以西の太平洋側および九州の沿岸平野部において頻度が高い。
- ・ 発生実績同様、高頻度域は暖候期に比べて内陸深くに位置していない。
- ・ オホーツク地方は頻度が小さい。

図 1.2.2 は、総観場の特徴別 (温帯低気圧、台風、停滞前線、寒気移流、暖気移流) 割合と移動方向の傾向を日本海側と太平洋側で表したものである。日本海側では、寒気の移流および温帯低気圧で占められ、移動方向は東よりである。一方、太平洋側では、さまざまな総観場に起因しており、移動方向は北より (北西から北東) となった。図 1.2.3 は、台風に伴う竜巻と寒冷前線・気圧の谷に起因する竜巻の発生場所を示したものであり、台風時は太平洋側の特定の地域 (宮崎平野、濃尾平野、関東平野) に集中しているのに対して、温帯低気圧に伴う竜巻は広く全国で発生していることがわかる。

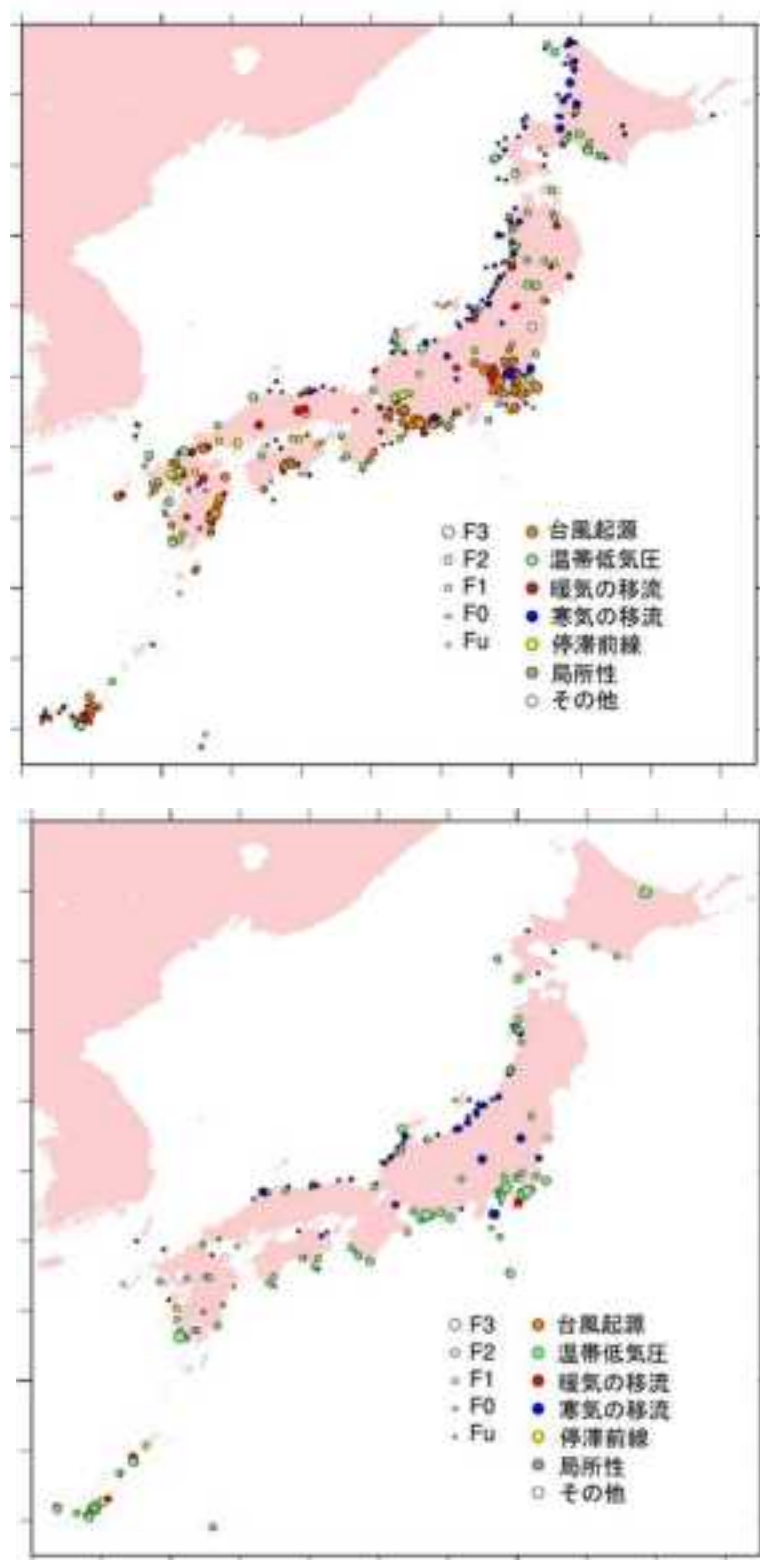


図 1.2.1 竜巻の発生分布 (1961～2012). 上図：暖候期 (5 月～10 月), 下図：寒候期 (11 月～4 月). (電力中央研究所提供)

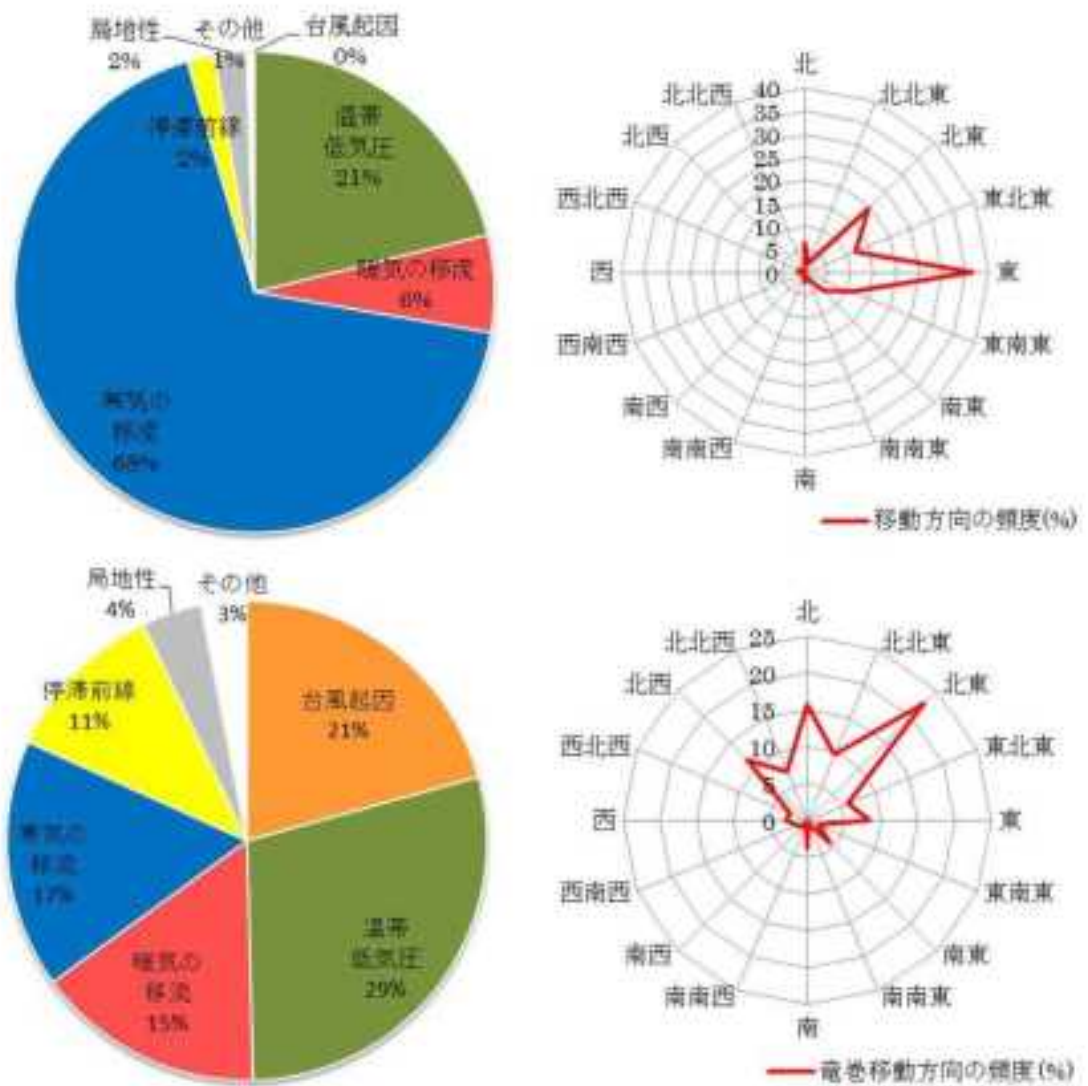


図 1.2.2 総観場の特徴. 上図：日本海側における総観場比率と移動方向の傾向，下図：太平洋側における総観場比率と移動方向の傾向．（電力中央研究所提供）

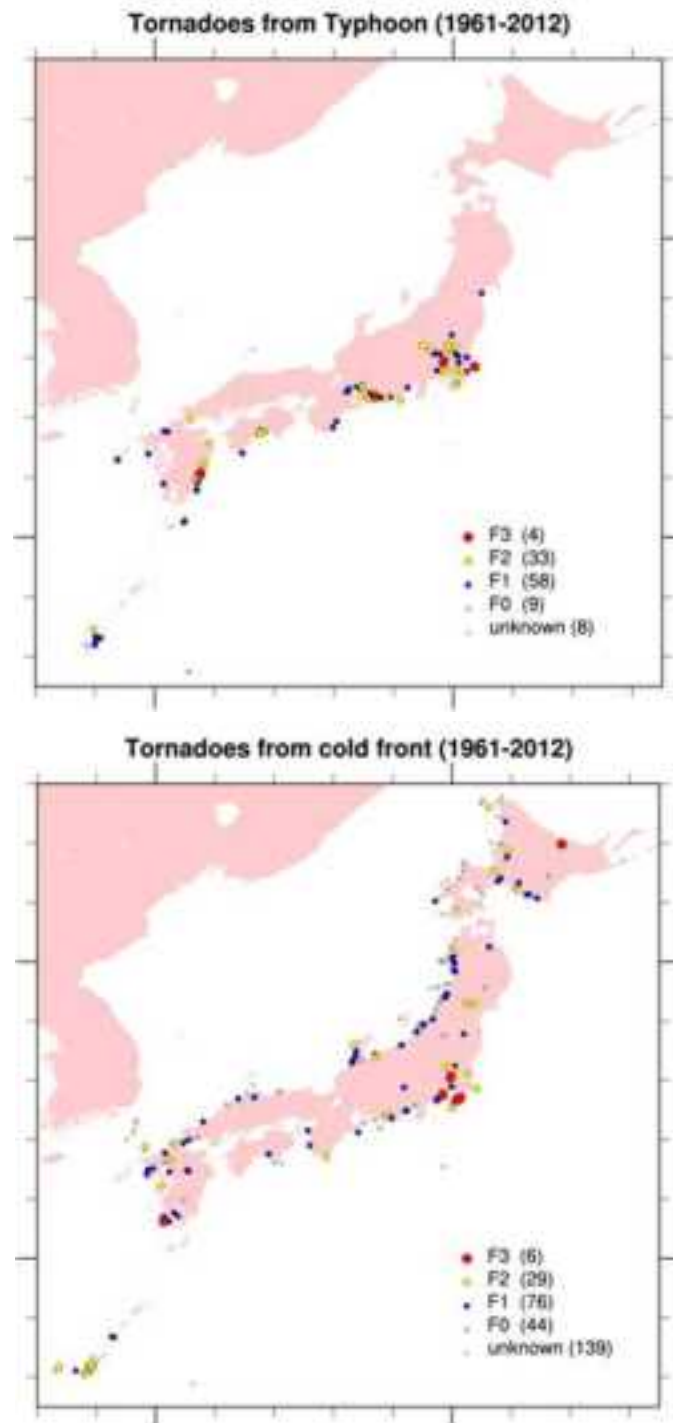


図 1.2.3 気象庁「竜巻等の突風データベース」にもとづく竜巻発生場所．上図：台風に伴う竜巻，下図：寒冷前線に伴う竜巻．（電力中央研究所提供）

図 1.2.4 は、CAPE の月別の超過頻度分布（CAPE 閾値：250 J/kg）を示しており、季節・緯度の依存性が高いことがわかる。この結果は先行研究（加藤 2008）とほぼ一致しており、CAPE は夏場あるいは緯度が低い方が相対的に高い傾向にある。また、暖流域で相対的に高い値が確認できる。つまり、日本周辺においては気候学的に南に行くほど対流が活発であることを意味している。次に、暖候期と寒候期における突風関連指数を超過頻度分布（単位：%，SReH 閾値：250 m^2/s^2 ，最大 CAPE 閾値：1600 J/kg（暖候期），600 J/kg（寒候期））で示す（図 1.2.5，図 1.2.6）。暖候期は、九州から太平洋側で高い超過頻度領域が確認され、北海道で相対的に値が低くなっている。寒候期は太平洋沿岸で高く関東沖にピークが存在している一方で、東北から北海道で低い傾向が確認できる。ただし、実際に発生した竜巻（F2～F3）は、暖候期、寒候期を問わず、低超過頻度域でも確認されている。

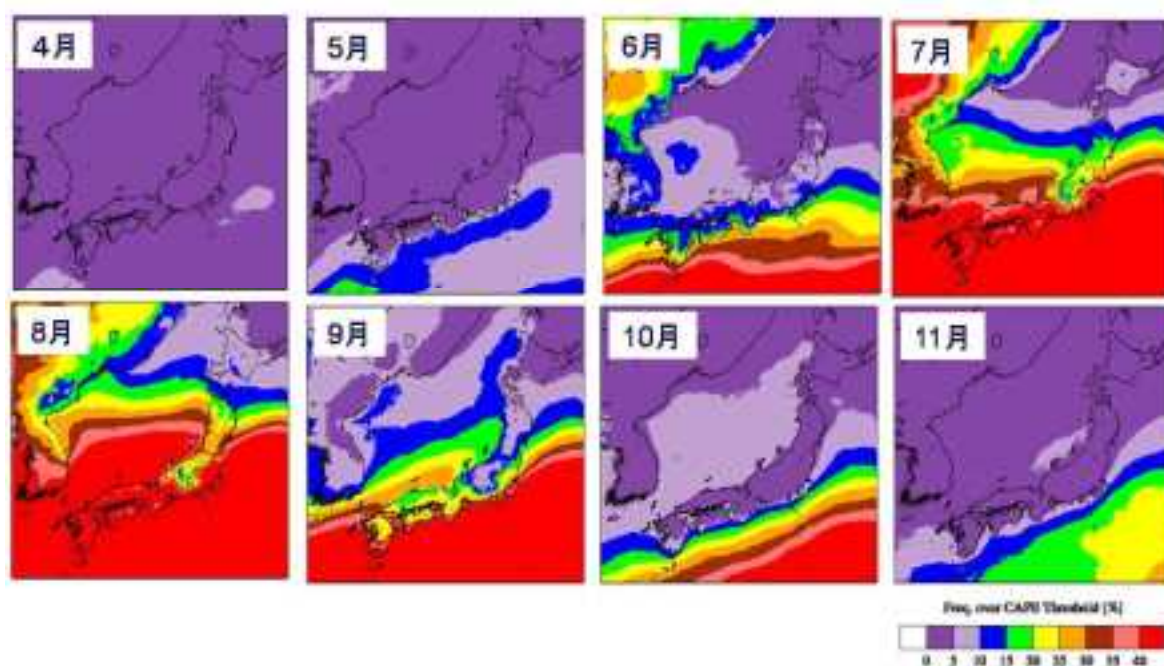


図 1.2.4 CAPE の季節・緯度依存性各月における超過頻度分布 [%] (CAPE 閾値：250 J/kg)
(電力中央研究所提供)

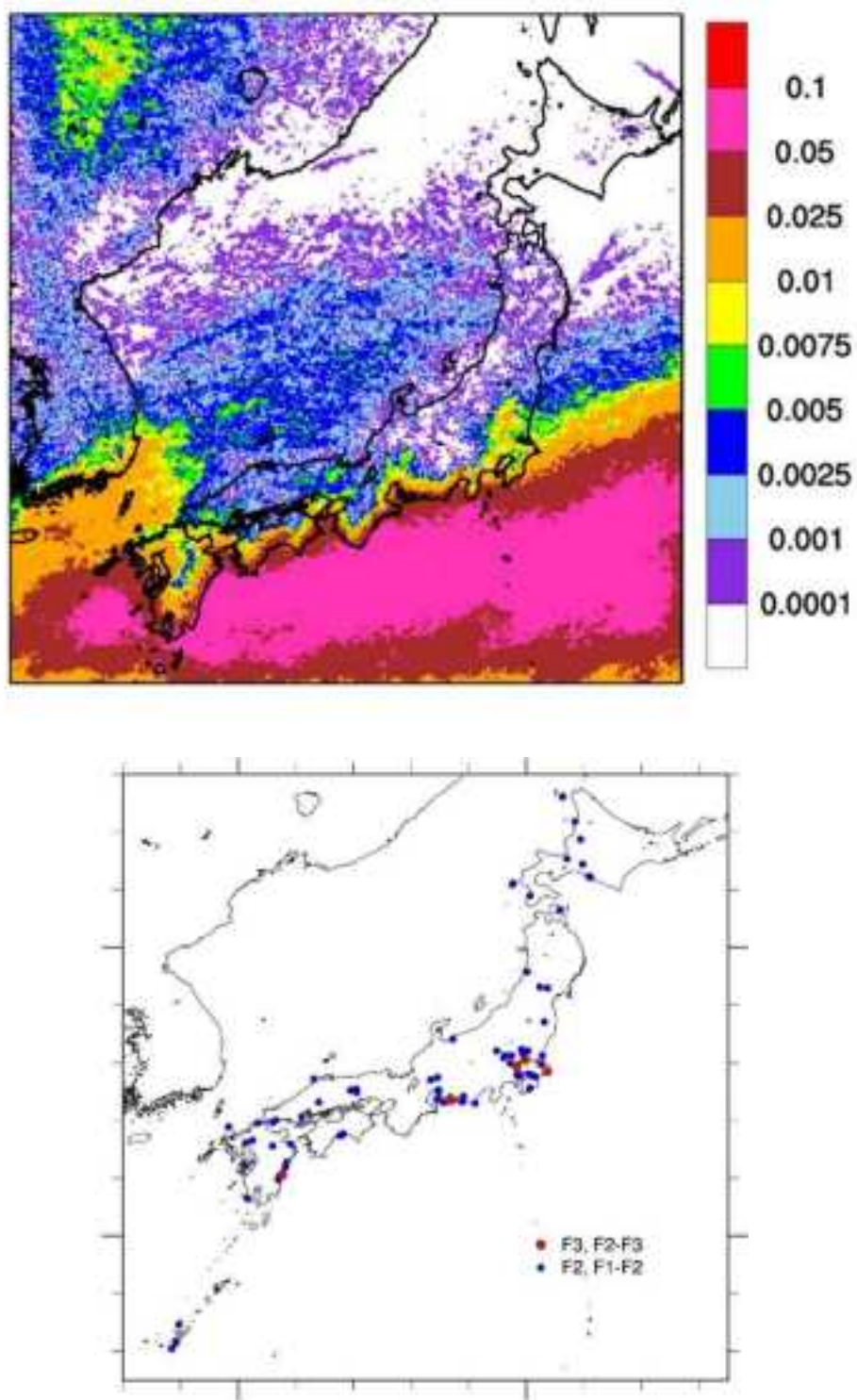


図 1.2.5 突風関連指数の地域特性（暖候期）．上図：同時超過頻度分布（単位：％，SReH 閾値：250 m²/s²，最大 CAPE 閾値：1600 J/kg），下図：F2 以上の竜巻発生位置．（電力中央研究所提供）

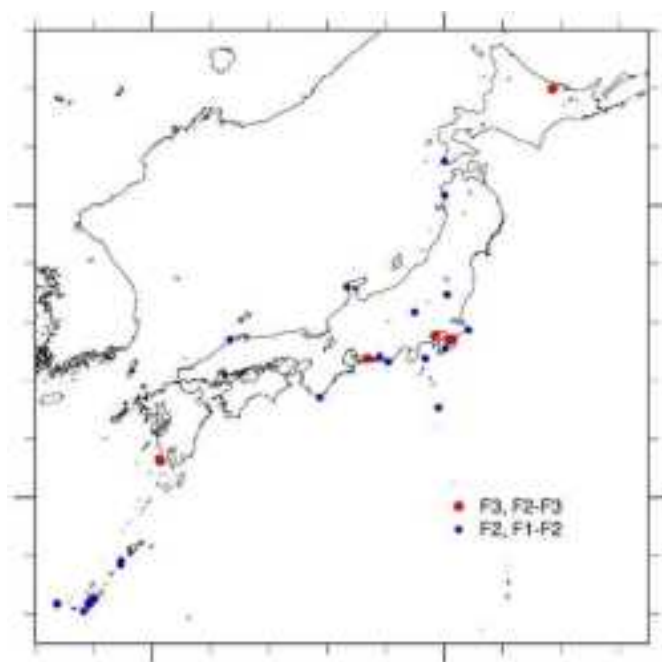
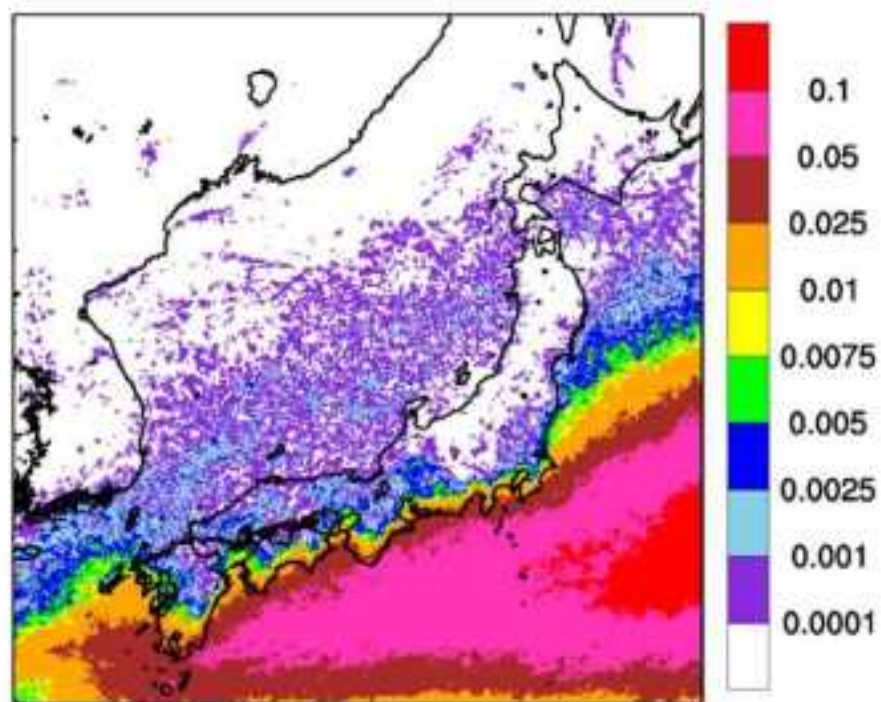


図 1.2.6 突風関連指数の地域特性（寒候期）．上図：同時超過頻度分布（単位：％，SReH 閾値：250 m^2/s^2 ，最大 CAPE 閾値：600 J/kg），下図：F2 以上の竜巻発生位置．（電力中央研究所提供）

図 1.2.7 は、F2～F3 竜巻（1988 年以降）が発生した時の SReH-CAPE の関係を示したものである。F3 竜巻（5 事例）発生時は、SReH、CAPE とともに大きな値をとる傾向にあることがわかる。CAPE の絶対値には季節依存性があり暖候期と寒候期で大きく異なるものの、暖候期には相対的に高 CAPE、低 SReH、寒候期には相対的に低 CAPE、高 SReH で F3 竜巻が発生したことがわかる。この図から、EHI（ $EHI = CAPE \times SReH / 160000$ ）を用いた場合、F2 竜巻と F3 竜巻を識別する値として、 $EHI = 3.3$ が求められた。この結果は、EHI を用いれば、通年で F3 竜巻発生の可能性を議論できることを示している。図 1.2.8 は、EHI（ $EHI = 3.3$ ）を用いた場合の、超過頻度分布を表したものであり、CAPE-SReH を用いた暖候期と寒候期に対する分布（図 1.2.5 と図 1.2.6）の中間的な分布となっており、地域特性の分布は CAPE-SReH と同様である。

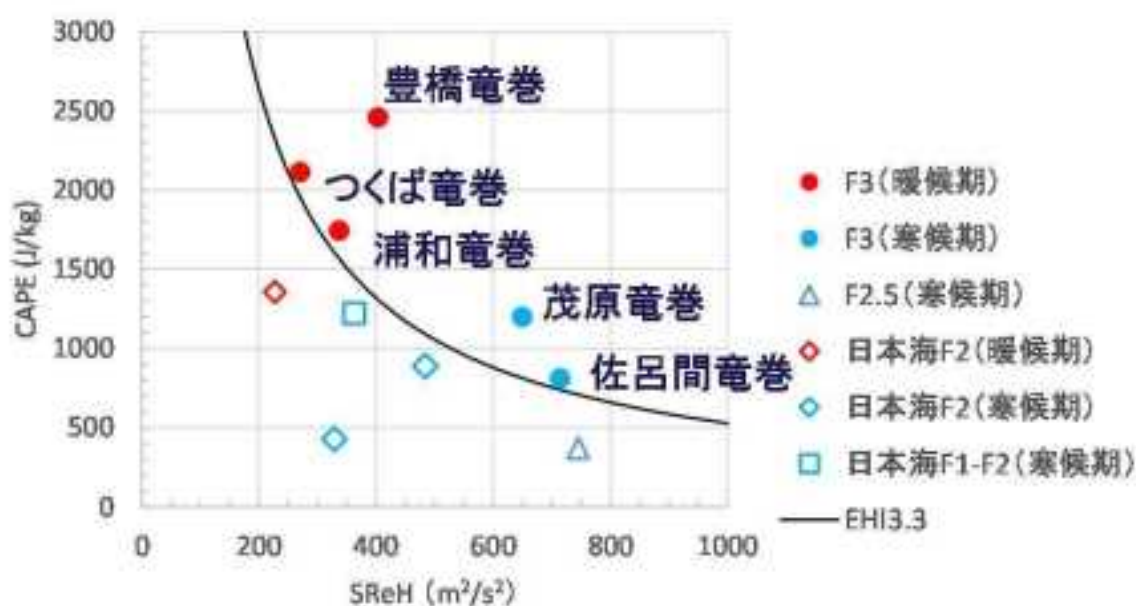


図 1.2.7 F3 竜巻，F2-F3 竜巻（1988 年以降），および日本海側 F2 竜巻（1988 年以降）が発生した当時の SReH-CAPE 関係．（電力中央研究所提供）

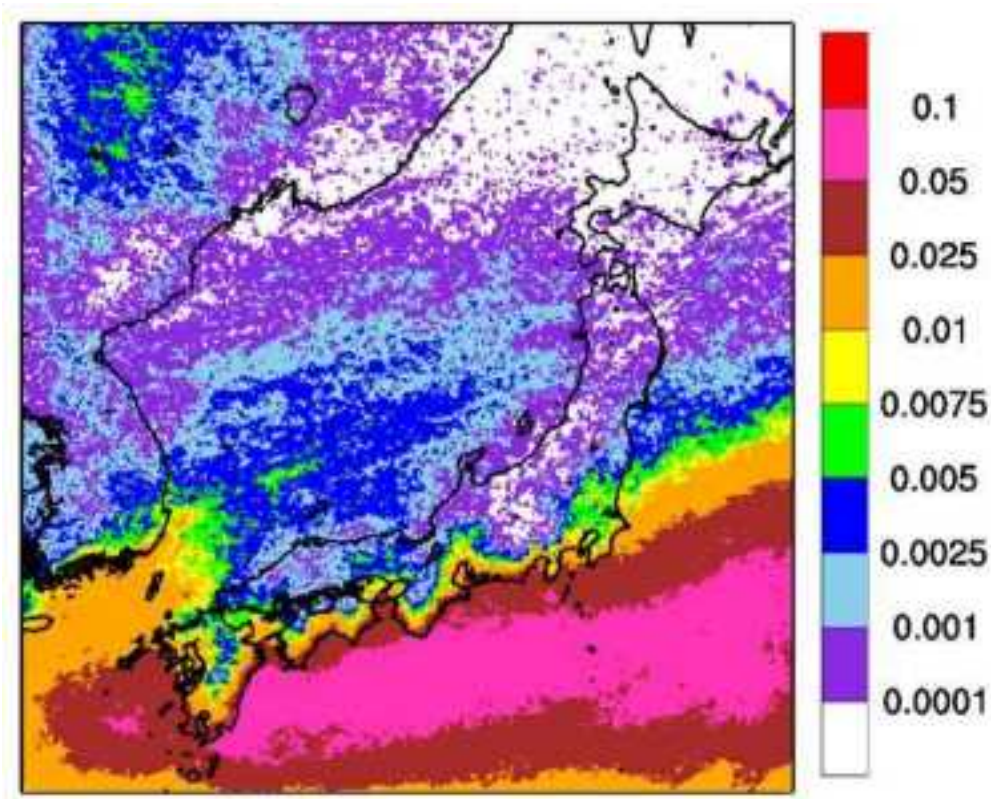


図 1.2.8 EHI による分析結果 (EHI=3.3) (電力中央研究所提供)

以上の議論をまとめると次のようになる。

- メソスケール領域における突風関連指数の分析は、スーパーセル型竜巻 (F3) 発生の地域性を議論するのに有効である。
- 季節によらず、茨城県以西の太平洋側および九州の沿岸域で頻度が顕著に高い。
- F2 規模以下の非スーパーセル型竜巻は適用の範囲外である。
- 過去事例の再現結果をもとに対象とする F スケール竜巻に対する閾値を設定し、SReH と CAPE に対する両閾値、または EHI に対する閾値を超える頻度を (暖候期と寒候期に分けて) 解析することにより地域性を把握しうる。
- 各グリッドの CAPE 値ではなく、設定した影響領域内の CAPE 値の最大を採用する方が妥当な結果が得られる。
- 基準 (設計) 竜巻の設定にあたっては、評価全体の保守性を考慮に入れるべきである。ただし、個々の項目を保守的にすると最終的な評価結果が非現実的な値になりうる。その際、確率論的なハザード・リスク評価が求められる。

1.2.3 考察

大気環境場の条件（大気安定度（CAPE）と鉛直シア（SReH）を用いた突風関連指数）を調べることで竜巻の親雲（スーパーセル）の発生し易さを議論する研究手法は、長期間の再解析データや気候モデルを用いた将来予測でも広く用いられている。電力中央研究所の実施した解析結果は、突風関連指数を用いて日本周辺における気候学的な竜巻発生環境場に特徴的な地域差（地域特性）が存在することを明らかにした。つまり、日本列島の気候区分に対応して、竜巻発生環境場にも違いが存在することが示唆された。さらに、F2 竜巻と F3 竜巻を識別する値として、対流有効位置エネルギー（CAPE）と風の鉛直シア（ヘリシティ；SReH）を組み合わせた指数（Energy Helicity Index）を用いて、 $EH I=3.3$ という閾値が求められた。暖候期の F3 竜巻は、高い CAPE 値（相対的に低い SReH）で発生し、寒候期の F3 竜巻は、低い CAPE でありながら高い SReH 値で発生しているという、双方の環境場を包括する値である。このように、日本周辺における竜巻発生環境場の地域特性を明らかにし、突風関連指数の内容を分析し閾値を示したことは、日本における竜巻発生場を理解する上で意義深い。

これまで日本で発生した F3 竜巻は、茂原竜巻（12 月）、佐呂間竜巻（11 月）、つくば竜巻（5 月）が発達した低気圧、豊橋竜巻（9 月）が台風に伴い発生したように、大部分が大規模な大気擾乱によってもたらされている。また、佐呂間竜巻はわが国で最も発生確率頻度の低い北海道東部で寒候期に発生している。つまり、大規模な擾乱内で親雲であるスーパーセルが発生する環境（ $EH I=3.3$ ）が整えば、気候学的な環境場の値の大小にかかわらず F3 竜巻は発生しうることを意味している。この点は、気候学的な竜巻発生環境場から発生竜巻の強度を直接関連付けることの難しさを示唆している。

本節の論点は、①竜巻発生環境場から竜巻の発生頻度、竜巻の強さの推定可能性および、②気候変動に伴う竜巻発生環境場の変化、の 2 点に集約される。①に関して、巨大竜巻を生むようなスーパーセルの発生頻度は、図 1.2.5 や図 1.2.6 で示したような超過頻度分布で議論することができる。しかし、竜巻の強さに関しては、気候学的な竜巻発生環境場のみから一義的に議論することは現段階では難しい。さらに、わが国では竜巻発生実態そのものに不確かさが存在し、竜巻の構造も米国で報告されている現象・スケールと必ずしも一致するものではない。広大な大陸の中央部で竜巻発生ピークが存在する米国と異なり、わが国のピークは海岸線に集中している。また、米国で議論されている F4～F5 の強い竜巻のデータは、わが国では報告例がないために環境場の議論も検証が難しい。竜巻自体の実態が十分に把握されていない現段階では、実竜巻データを用いた統計的解析、あるいは気候学的環境場の解析、いずれも不確かさが存在すると言わざるを得ない。

②竜巻の将来予測に関しては、さまざまな議論が行われているが、共通の認識には至っていない。これは、温暖化に伴い、大気が不安定になり対流活動が活発になることは、ほぼ一致した見解であるが、鉛直シアの変化については未だ統一的な結果が見出されていないためである[1.2.4]。ただし、全球 20 km 水平格子の高解像度大気循環モデルを用いた気

候実験によると、日本周辺において強い竜巻（F2 以上）の発生に適する環境場の出現頻度は、春は全国的、夏は日本海側を中心に現在比で 2 倍程度に増加する可能性が指摘されている[1.2.5]。竜巻発生に必要な環境条件のうち、鉛直シアの出現頻度は将来も変化しないかやや減少するものの、下層の水蒸気量増加と昇温による不安定度の増大が寄与するためである。科学的な結論は先になるが、気候変動によって対流活動が活発になり、竜巻発生に適した環境が増加する可能性がある以上、このような竜巻の将来予測を踏まえた議論も早い時期に始める必要がある。佐呂間竜巻やつくば竜巻の発生時をみてわかるように、“季節外れの気温”、“この時期としては珍しい水蒸気量”などといった、数年に一度の環境場において、数年に一回の顕著な大気擾乱が発生することで、竜巻が発生している。温暖化に伴う大気擾乱の活発化（例えば、台風や爆弾低気圧（bomb））の評価も今後の議論では考慮する必要がある。

わが国における竜巻観測の課題は、竜巻の「構造」と「実態」を解明することが最優先である[1.2.6]。大規模な大気擾乱と竜巻の関係についても不明な点は残されている。例えば、台風に伴う竜巻（typhoon induced tornado）が発生することは知られおり、しばしば台風のレインバンド通過時に竜巻の発生が報告されている。しかし、台風中心の壁雲付近で竜巻が発生するかどうかはよくわかっていない。冬季日本海上の降雪雲から発生する竜巻（winter tornado）の実態も未だ理解されていない。渦状エコーに伴うもの、寒冷前線やシアライン上で発生するもの、一様な季節風下で発生するものなど、竜巻の多様性がみられ、ポーラーロウ（polar low）と竜巻の関係など不明な点は多い。また、竜巻発生実態の把握に関しては、海上竜巻の実態解明が重要である。海上で発生する竜巻の報告数は、2007 年に降急増し、2007 年から 2013 年までに報告された竜巻の内、海上で発生した竜巻は約 2/3 にも達している。海岸線から漏斗雲（竜巻渦）を確認できるのは 10 km 程度であることを考えると、“海上”竜巻といっても、海岸線のごく近傍で発生したものしか見ていないことになる。目視やレーダーが届かない大洋上における竜巻発生の実態はほとんど理解されていない。日本の沿岸で発生した海上竜巻に焦点を当てて、最近の海上竜巻を考慮に入れた場合の竜巻発生頻度を評価すると、海上竜巻の報告数が増加した 2007 年から 2013 年までのデータ（気象庁突風リスト）を用いると、7 県で海上竜巻の発生頻度は 1 年当たり 5 個/10000 km² を超えた[1.2.7]。本州における竜巻リスクが最も高いのは鳥取県となったように、これまでの統計結果と異なる地域特性が認められた。また、海上竜巻はすべてが非スーパーセル的な弱い竜巻だけでなく、延岡竜巻のように上陸してしばしば甚大な被害につながる。その意味でも、海上における竜巻発生の実態解明は極めて重要な課題といえる。

近年、わが国でもドップラーレーダーによる竜巻の親雲（メソサイクロン）の観測事例が蓄積されつつある。このデータを用いれば、竜巻渦の定量化は難しいが、親雲（メソサイクロン）の定量化、すなわち竜巻の強さを定量的に評価できる可能性がある。竜巻やダウンバーストの発生環境は、米国とわが国では大きく異なり、日本周辺で発生するさまざまな竜巻のメカニズムをドップラーレーダー観測等により明らかにした上で、平均的な竜

巻やダウンバーストの構造を提示し、概念モデルを構築する必要がある。また、地表面付近における竜巻渦の構造や挙動の解明、例えば竜巻渦コア付近の気圧分布、上昇流、風速の立ち上がり時間などに関して、観測、室内実験、数値実験の結果を理学、工学の両面から議論することが望まれる。

過去の研究では、発電所敷地内で発生した自然災害の記録は決して少ない数ではなかった（例えば、1 発電所内で 4 年間に 22 件が報告）[1.2.8]。竜巻など突風被害は局所的であるために、被害の大小にかかわらず丁寧な被害記録を残すことが有益な情報となる。いずれにしても、「竜巻等突風データベース（気象庁）」は“報告された竜巻”であり、“発生した竜巻”でないことを踏まえたうえで、関係者が積極的に実態把握を行うことが望まれる。

参考文献

- 1.2.1 Bunkers, M. J., B. A. Klimowski, J. W. Zeitler, R. L. Thompson, and M. L. Weisman, Predicting supercell motion using a new hodograph technique. *Wea. Forecasting*, 15, 61-79, 2000
- 1.2.2 杉本聡一郎, 野原大輔, 平口博丸, 突風関連指数の長期解析をもととした竜巻検討地域の設定, 電力中央研究所報告, 2016 (印刷中)
- 1.2.3 加藤輝之, 竜巻発生環境に関する研究ー竜巻をもたらす発生環境に関する統計的研究ー, 平成 19 年度科学技術振興調整費重要政策課題への機動的対応の推進研究成果報告書, 6-12, 2008
- 1.2.4 Brooks, H. E., “Severe thunderstorms and climate change”, *Atmospheric Research*, 123, 129-138, 2013
- 1.2.5 Muramatsu, T., T. Kato, M. Nakazato, H. Endo, and A. Kitoh, Future change of tornadogenesis-favorable environmental conditions in Japan estimated by a 20-km-mesh atmospheric general circulation model, *J. Meteor. Soc. Japan*, 94A, 105-120, 2016
- 1.2.6 小林文明, 竜巻観測の現状と課題, 日本気象学会 2016 年度春季大会シンポジウム講演集, 2016 (印刷中)
- 1.2.7 小林文明, 野呂瀬敬子, 木村孝承, 日本沿岸の海上で発生した竜巻の特徴とその評価, 第 23 回風工学シンポジウム論文集, 169-174, 2014
- 1.2.8 東京工芸大学, 「平成 21~22 年度原子力安全基盤調査研究 (平成 22 年度) 竜巻による原子力施設への影響に関する調査研究」, 独立行政法人原子力安全基盤機構委託研究成果報告書, 424pp, 2011

2. 竜巻解析モデルの構築

2.1 各種竜巻評価モデルの文献整理と各モデルの比較

本節では竜巻評価モデルとしてよく引用されている以下のモデルについて比較検討を行う。同じ竜巻評価モデルであっても研究者により呼び方が違うが、本節では渦(Vortex)という表現を使わずに各モデルをまとめた。

各種竜巻評価モデルの気圧分布に関してはもとの文献で明確に言及していないか定式化されていない場合が多く、また、次節で各種竜巻評価モデルによる気圧分布と観測データとの比較よりその特性を詳しく検討しているため、本節では気圧分布の式のみを示す。

記号

A_m, B_m : (Fujita モデル)定数

H_i : (Fujita モデル)流入層の高さ [m]

K, K_1 : (Burgers-Rott モデル)定数

K_2, K_3 : (Sullivan モデル)定数

P : 気圧 [Pa]

P_o : (Wen モデル)境界層外の気圧 [Pa]

P_i : (Wen モデル)境界層内の気圧 [Pa]

P_0 : 竜巻中心気圧 [Pa]

P_∞ : 無限遠方での気圧 [Pa]

R : 竜巻中心からの距離 [m]

R_C : 最大接線風速半径 [m]

R_{Co} : (Wen モデル) 境界層外の最大接線風速半径 [m]

R_n : (Fujita モデル)内部コア半径 [m]

R_o : (Fujita モデル)外部コア半径 [m]

V_R : 半径風速 [m/s]

V_{Ri} : (Wen モデル)境界層内の半径風速 [m/s]

V_{Ro} : (Wen モデル)境界層外の半径風速 [m/s]

V_T : 接線風速 [m/s]

V_{Ti} : (Wen モデル)境界層内の接線風速 [m/s]

V_{To} : (Wen モデル)境界層外の接線風速 [m/s]

$V_{T,max}$: 最大接線風速 [m/s]

$V_{To,max}$: (Wen モデル)境界層外の最大接線風速 [m/s]

V_Z : 鉛直風速 [m/s]

V_{Zi} : (Wen モデル)境界層内の鉛直風速 [m/s]

V_{Zo} : (Wen モデル)境界層外の鉛直風速 [m/s]

Z : 地面からの高さ [m]

a : 速度勾配 [1/s]

b : (Wen モデル)風速の変化を表す関数

i : (Fujita モデル)外部コア半径と流入層高さの比

k, k_0 : (Fujita モデル)定数

n : (Fujita モデル)外部コア半径と内部コア半径の比

ΔP : (Bjerknes モデル)無限遠方での気圧と竜巻中心から距離 R での気圧の差 [Pa]

ΔP_0 : (Bjerknes モデル)無限遠方での気圧と竜巻中心気圧の差 [Pa]

Γ_∞ : 無限遠方での鉛直軸を中心とする循環 [m^2/s]

α : (修正 Rankine モデル)最大接線風速半径より外側の風速の減少の程度を表す係数

δ : (Wen モデル)境界層の高さ [m]

δ_∞ : (Wen モデル)無限遠方での境界層高さ [m]

η : (Wen モデル)境界層高さと地面からの高さの比

ν : 渦粘性 [m^2/s]

ρ : 空気密度 [kg/m^3]

2.1.1 Rankine モデル及び修正 Rankine モデル

竜巻や台風などの接線方向の風速を表す場合、Rankine モデルがよく用いられている [2.1.1]。Rankine モデルは接線風速成分のみを持つ最も簡単な 2 次元モデルであり、最大接線風速半径 R_C を境目として接線風速は竜巻の中心から R_C までは距離 R に比例して増加し、 R_C より外側では距離に反比例して減少する。

修正 Rankine モデルは最大接線風速半径 R_C より外側の接線風速が緩やかに減少するように修正したモデルであり、修正 Rankine モデルの $\alpha=1$ は Rankine モデルに相当する。竜巻の中心から最大接線風速半径 R_C までの接線風速は Rankine モデルと同じである。修正 Rankine モデルを(2.1.1)式に示す。

$$V_T = \begin{cases} V_{T,\max} \frac{R}{R_C} & (R < R_C) \\ V_{T,\max} \left(\frac{R_C}{R} \right)^\alpha & (R \geq R_C) \end{cases} \quad (2.1.1)$$

ここで、

V_T : 竜巻中心から距離 R での接線風速 (m/s)

$V_{T,\max}$: 最大接線風速 (m/s)

α : 最大接線風速半径 R_C より外側の風速の減少の程度を表す係数($\alpha=1$ は Rankine モデルに相当)

(修正)Rankine モデルの場合, 半径速度 V_R と鉛直速度 V_z は考慮していなく, 接線速度 V_T は高さに依存しないと仮定している。 $R < R_C$ のコア領域では角速度 ($V_{T,\max}/R_C$) と渦度 ($2V_{T,\max}/R_C$) が一定の剛体回転運動をし, $R > R_C$ の外部領域は渦度がゼロであるポテンシャル流である。

距離 R での気圧を P とし竜巻中心気圧を P_0 とする場合, 気圧は(2.1.2)式のようにになる。

$$P = \begin{cases} P_0 + \frac{\rho V_{T,\max}^2}{2} \left(\frac{R}{R_C} \right)^2 & (R < R_C) \\ P_0 + \frac{\rho V_{T,\max}^2}{2} + \frac{\rho V_{T,\max}^2}{2\alpha} \left\{ 1 - \left(\frac{R_C}{R} \right)^{2\alpha} \right\} & (R \geq R_C) \end{cases} \quad (2.1.2)$$

竜巻中心気圧 P_0 と無限遠方での気圧 P_∞ との差圧は

$$P_\infty - P_0 = \frac{\rho V_{T,\max}^2}{2} \left(1 + \frac{1}{\alpha} \right) \quad (2.1.3)$$

である。

修正 Rankine モデルによる接線風速分布を図 2.1.1 に示す。

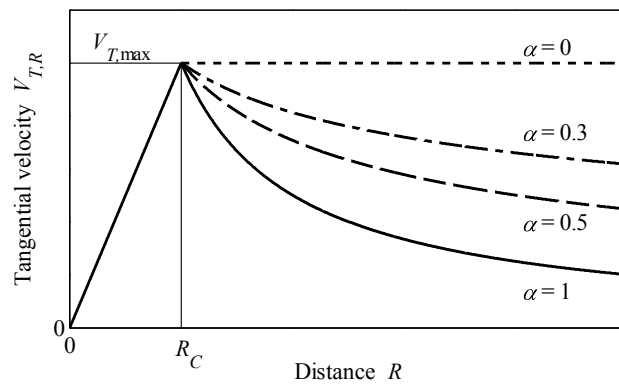


図 2.1.1 修正 Rankine モデルの接線速度分布

2.1.2 Bjerknes モデル

Bjerknes は最大接線風速半径 R_C 付近で接線風速が滑らかに変化するモデルを提案した。日本では石崎ら[2.1.2]と林ら[2.1.3]が潮岬竜巻や茂原竜巻の気圧と接線風速を Bjerknes モデ

ルで推定した。石崎ら[2.1.2]と林ら[2.1.3]による Bjerknes モデルの気圧を(2.1.4)式に示す。

$$\Delta P = \frac{\Delta P_0}{\left\{ 1 + \left(\frac{R}{R_c} \right)^2 \right\}} \quad (2.1.4)$$

ここで、

ΔP : 無限遠方での気圧と竜巻中心から距離 R での気圧との差 ($= P_\infty - P$, Pa)

ΔP_0 : 無限遠方での気圧と竜巻中心気圧との差 ($= P_\infty - P_0$, Pa)

竜巻程度の渦ではコリオリ力は遠心力に比べて無視できるので、気圧傾度力と遠心力が釣り合う旋衡風として近似することができ、(2.1.5)式が成り立つ。

$$\frac{\partial P}{\partial R} = \rho \frac{V_T^2}{R} \quad (2.1.5)$$

気圧式を距離 R で微分して旋衡風近似式に代入すると(2.1.6)式のような接線風速が得られる。

$$V_T = \sqrt{\frac{2\Delta P_0}{\rho} \frac{\left(\frac{R}{R_c} \right)}{1 + \left(\frac{R}{R_c} \right)^2}} \quad (2.1.6)$$

Bjerknes モデルの場合、観測された気圧データから求めた ΔP と竜巻中心から観測地点までの距離 R が既知であれば、竜巻中心気圧 P_0 を推定することができ、それをもとに竜巻の最大接線風速を推定することができる。

Bjerknes モデルによる接線風速分布を図 2.1.2 に示す。

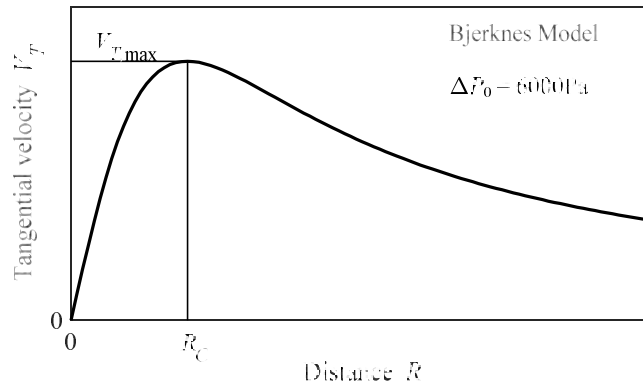


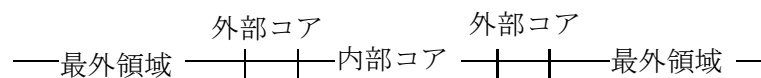
図 2.1.2 Bjerknes モデルの接線速度分布

2.1.3 Fujita モデル

Fujita モデルはアメリカ合衆国原子力規制委員会(NRC)の要請により藤田哲也シカゴ大学名誉教授が 1978 年考案した 3 つの風速成分を持つモデルである[2.1.4]。Fujita モデルは竜巻動画の写真図化分析および竜巻の地上痕跡や被害調査に基づいて考案されたものであり、Fujita モデルによって表現された風速場は竜巻の映像を分析して得られた風速ベクトルをよく模擬しているといわれている。

Fujita モデルは地上付近で竜巻中心に向かう強い流れがあることに特徴があり、この領域を流入層(Inflow layer)と呼んでいる。地表付近の流れを模擬することにより地上からの飛散物の浮き上がりを解析するのに適しているモデルである。Fujita モデルは図 2.1.3 に示すように、竜巻を半径方向に以下の領域に分割して風速場をモデル化している。

- i) 内部コア領域(Inner Core): 上昇流はなく剛体回転運動をする領域
- ii) 外部コア領域(Outer Core): 強い上昇流が存在し剛体回転運動をする領域
- iii) 最外領域: 接線風速は半径に反比例する領域



$V_{T,max}$

$V_{T,max}$

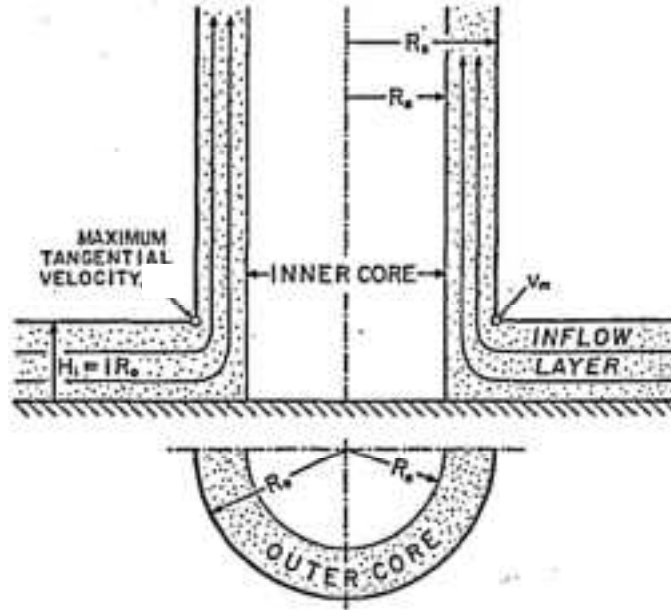


図 2.1.3 Fujita モデルの概要[2.1.4]

外部コアの半径 R_o は内部コアの半径 R_i と以下の関係があり,

$$R_i = n \cdot R_o \quad (2.1.7a)$$

$$n = 0.9 - 0.7 \exp(-0.005 R_o) \quad (2.1.7b)$$

また, 流入層の高さ H_i とは以下の関係がある。

$$H_i = i \cdot R_o \quad (2.1.8a)$$

$$i = 0.55(1 - n^2) \quad (2.1.8b)$$

1) 接線風速 V_T

接線風速 V_T は半径 R と地面からの高さ Z の関数である。

$$V_T = F(R)F(Z)V_{T,\max} \quad (2.1.9)$$

ここで,

$$F(R) = \begin{cases} \frac{R}{R_o} & (R < R_o) \\ \frac{R_o}{R} & (R_o \leq R) \end{cases} \quad (2.1.10)$$

$$F(Z) = \begin{cases} \left(\frac{Z}{H_i}\right)^{k_0} & (Z < H_i) \\ e^{-k\left\{\left(\frac{Z}{H_i}\right)^{-1}\right\}} & (H_i \leq Z) \end{cases} \quad (2.1.11)$$

$$k_0 = 1/6, k = 0.03 \quad (2.1.12)$$

2) 半径風速 V_R

半径速度 V_R は接線風速 V_T に比例すると仮定し、比例係数は距離 R に依存する関数と定義されている。

$$V_R = V_T \cdot \tan \alpha \quad (2.1.13)$$

ここで,

$$\tan \alpha = \begin{cases} 0 & (R < R_n) \\ \frac{\tan \alpha_0}{1-n^2} \left\{ 1 - \left(\frac{R_o}{R}\right)^2 n^2 \right\} & (R_n \leq R < R_o) \\ \tan \alpha_0 & (R_o \leq R) \end{cases} \quad (2.1.14)$$

$$\tan \alpha_0 = \begin{cases} -A_m \left\{ 1 - \left(\frac{Z}{H_i}\right)^{1.5} \right\} & (Z < H_i) \\ B_m \left[1 - e^{-k\left\{\left(\frac{Z}{H_i}\right)^{-1}\right\}} \right] & (H_i \leq Z) \end{cases} \quad (2.1.15)$$

$$A_m = 0.75, B_m = 0.0217 \quad (2.1.16)$$

3) 鉛直風速 V_Z

鉛直風速 V_Z は内部コア領域と最外領域ではゼロで、外部コア領域のみに存在すると仮定する。また、半径には依存せず外部コア領域内では一定値であると仮定し、外部コア領域での質量収支より鉛直風速 V_Z は以下のように定義されている。

$$V_Z = \begin{cases} 0 & (R < R_o) \\ V_{T,\max} w_o & (R_n \leq R < R_o) \\ 0 & (R_o \leq R) \end{cases} \quad (2.1.17)$$

ここで,

$$w_o = \begin{cases} \frac{3}{28} \frac{i}{1-n^2} A_m \left\{ 16 \left(\frac{Z}{H_i} \right)^{\frac{7}{6}} - 7 \left(\frac{Z}{H_i} \right)^{\frac{8}{3}} \right\} & (Z < H_i) \\ \frac{i}{1-n^2} \frac{B_m}{k} \left(2e^{-k \left\{ \left(\frac{Z}{H_i} \right) - 1 \right\}} - e^{-2k \left\{ \left(\frac{Z}{H_i} \right) - 1 \right\}} \right) & (H_i \leq Z) \end{cases} \quad (2.1.18)$$

旋衡風近似により気圧を求めると以下ようになる。

$$P = \begin{cases} P_0 + \frac{\rho F(Z)^2 V_{T,\max}^2}{2} \left(\frac{R}{R_o} \right)^2 & (R < R_o) \\ P_0 + \rho F(Z)^2 V_{T,\max}^2 - \frac{\rho F(Z)^2 V_{T,\max}^2}{2} \left(\frac{R_o}{R} \right)^2 & (R \geq R_o) \end{cases} \quad (2.1.19)$$

Fujita モデルによる接線風速分布を図 2.1.4 に示す。

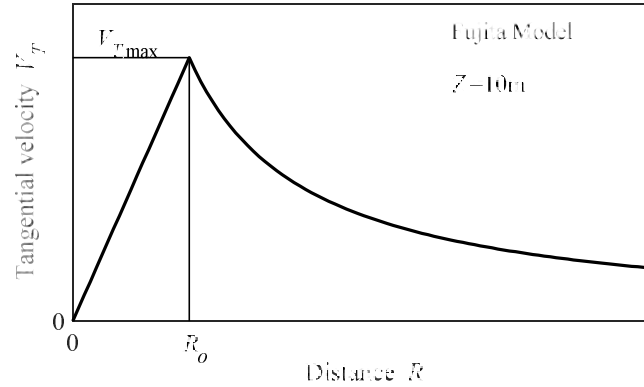


図 2.1.4 Fujita モデルの接線速度分布

2.1.4 Burgers-Rott モデル

Navier-Stokes 方程式の Exact solution の一つであり、単一渦型の下層収束や上昇流、粘性を考慮に入れたモデルであり、断面と平面の流線を図 2.1.5 に示す。半径風速 V_R 、接線風速 V_T および鉛直風速 V_Z と気圧 P は(2.1.20)～(2.1.23)式で表される[2.1.5, 2.1.6]。

$$V_T = \frac{\Gamma_\infty}{2\pi R} \left\{ 1 - e^{\left(-\frac{aR^2}{2\nu} \right)} \right\} \quad (2.1.20)$$

$$V_R = -aR \quad (2.1.21)$$

$$V_Z = 2aZ \quad (2.1.22)$$

$$P = P_0 + \rho \int_0^R \frac{V_T^2}{R} dR - \frac{\rho a^2}{2} (R^2 + 4Z^2) \quad (2.1.23)$$

ここで,

Γ_∞ : 無限遠方での鉛直軸を中心とする循環(m²/s)

a : 速度勾配(1/s)

ν : 渦粘性(m²/s)

鉛直風速 V_z は高さ Z のみの関数であるため, 無限に大きくなり, 竜巻中心からの距離 R に依存しない。さらに, 鉛直方向の気圧勾配は $\partial P / \partial Z = -4\rho a^2 Z$ で, 無限に大きくなる矛盾がある。

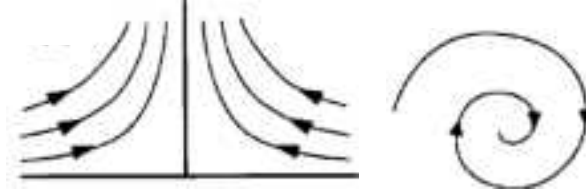


図 2.1.5 Burger-Rott モデルの断面と平面の流線

接線風速 V_T について考えてみる。竜巻の中心から接線風速が最大となる距離 R を最大接線風速半径 R_C と定義し, 最大接線風速半径 R_C と最大接線風速 $V_{T,\max}$ は接線風速 V_T を距離 R で微分して求めることができる。

$$\frac{\partial V_T}{\partial R} = \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\Gamma_\infty}{2\pi R} \left\{ 1 - e^{\left(-\frac{aR^2}{2\nu} \right)} \right\} \right) = 0 \quad (2.1.24)$$

上式を解くと

$$\frac{aR^2}{2\nu} \cong 1.26 \quad (2.1.25)$$

のような関係が得られ(2.1.25)式を満足する半径 R が最大接線風速半径 R_C である。これを接線風速 V_T に代入することで最大接線風速 $V_{T,\max}$ が求まる。すなわち, R_C と $V_{T,\max}$ は

$$R = \sqrt{\frac{2\nu K}{a}} = R_C \quad (2.1.26)$$

$$V_{T,\max} = \frac{K_1 \Gamma_\infty}{2\pi R_C} \quad (2.1.27)$$

ここで,

$$K=1.26, K_1=0.2$$

最大接線風速 $V_{T,\max}$ とその半径 R_C を用いると接線風速 V_T は(2.1.28)式のように簡単にあらわすことができ、速度勾配 a と渦粘性 ν に関する情報がなくとも用いることができる。

$$V_T = V_{T,\max} \frac{1}{K_1} \frac{R_C}{R} \left\{ 1 - e^{\left(-K \frac{R^2}{R_C^2} \right)} \right\} \quad (2.1.28)$$

Burger-Rott モデルによる接線風速分布を図 2.1.6 に示す。

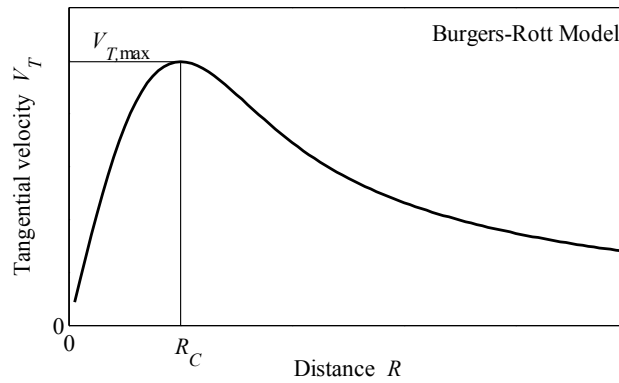


図 2.1.6 Burgers-Rott モデルの接線速度

2.1.5 Sullivan モデル

Sullivan モデルは Burgers-Rott モデルと同じく Navier-Stokes 方程式の exact solution の一つであり、Burgers-Rott モデルと似ている。しかし、Sullivan モデルには竜巻中心から一定の半径まで内部コアが定義されており、外部領域とは異なる流れ場が形成されていると仮定している。竜巻中心部で発生する下降気流は内部コアと外部領域との境目で外部領域に存在する竜巻中心を向かう流れと上昇気流を形成する(図 2.1.7)。Sullivan モデルは下降気流と上昇気流がともに存在する最も簡単なモデルで、実際の竜巻の流れ場の特徴をよく捕まえているといわれている。Sullivan モデルの半径風速 v_r 、接線風速 v_t および鉛直風速 v_z と気圧 P は(2.1.29)～(2.1.32)式で表される[2.1.7]。

$$V_T = \frac{\Gamma_\infty}{2\pi R} \frac{H\left(\frac{aR^2}{2\nu}\right)}{H(\infty)} \quad (2.1.29)$$

$$V_R = -aR + \frac{6\nu}{R} \left(1 - e^{-\frac{aR^2}{2\nu}}\right) \quad (2.1.30)$$

$$V_Z = 2aZ \left(1 - 3e^{-\frac{aR^2}{2\nu}}\right) \quad (2.1.31)$$

$$P = P_0 + \rho \int_0^R \frac{V_T^2}{R} dR - \frac{\rho a^2}{2} (R^2 + 4Z^2) - \frac{18\rho\nu^2}{R^2} \left(1 - \exp\left(-\frac{aR^2}{2\nu}\right)\right)^2 \quad (2.1.32)$$

ここで,

$$H(\xi) = \int_0^\xi e^{\left\{-t+3\int_0^t (1-e^{-s}) \frac{1}{s} ds\right\}} dt \quad (2.1.33)$$

Burgers-Rott モデルの鉛直速度 V_Z は高さ Z のみの関数であるが, Sullivan モデルは高さ Z と距離 R の関数となっている。鉛直方向の気圧勾配に関しては Burgers-Rott モデルと同じく高さのみの関数であるため $(\partial P / \partial Z = -4\rho a^2 Z)$, 無限に大きくなる矛盾が生じる。

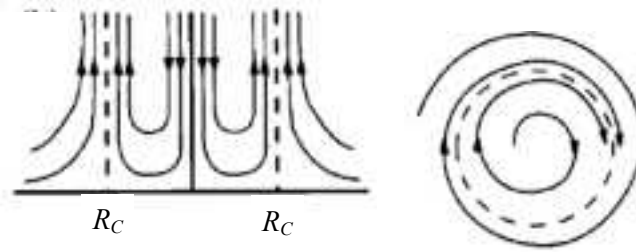


図 2.1.7 Sullivan モデルの断面と平面の流線

接線風速 V_T について考えてみる。Burger-Rott モデルと同じく最大接線風速半径 R_C と最大接線風速 $V_{T,\max}$ は接線風速 V_T を距離 R で微分して求めることができる。

まず, $\xi = \frac{aR^2}{2\nu}$ とおくと微分方程式は以下ようになる。

$$\frac{\partial V_T}{\partial R} = \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\Gamma_\infty}{2\pi R} \frac{H(\xi)}{H(\infty)} \right) = 0 \Leftrightarrow 2\xi \frac{\partial H(\xi)}{\partial R} - H(\xi) = 0 \quad (2.1.34)$$

上式で ξ を求めると,

$$\xi = \frac{aR^2}{2\nu} \cong 6.24 \quad (2.1.35)$$

であり, 上式より最大接線風速半径 R_C と最大接線風速 $V_{T,\max}$ を求めると

$$R_C = \sqrt{\frac{2\nu K_2}{a}} \quad (2.1.36)$$

$$V_{T,\max} = \frac{K_3 \Gamma_\infty}{2\pi R_C} \quad (2.1.37)$$

ここで,

$$K_2=6.24, K_3=0.88, H(\infty) \cong 37.9$$

最大接線風速 $V_{T,\max}$ とその半径 R_C を用いると接線風速 V_T は以下のようにあらわすことができ, Burgers-Rott モデルと同じく速度勾配 a と渦粘性 ν に関する情報がなくとも用いることができる。

$$V_T = V_{T,\max} \frac{1}{K_3} \frac{R_C}{R} \frac{H\left(K_2 \left(\frac{R}{R_C}\right)^2\right)}{H(\infty)} \quad (2.1.38)$$

Sullivan モデルによる接線風速分布を図 2.1.8 に示す。

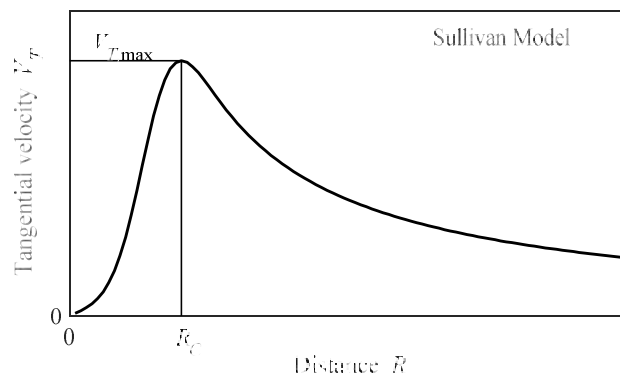


図 2.1.8. Sullivan モデルの接線速度分布

2.1.6 Wen モデル

Wenは竜巻の風速分布は境界層の内外で異なり、境界層高さ δ を新たな変数として定義し、接線風速、半径風速と鉛直風速を境界層内外でそれぞれ定義した[2.1.8]。

境界層の厚さ δ は(2.1.39)式で定義される。

$$\delta = \delta_{\infty} \left\{ 1 - e^{-0.5 \left(\frac{R}{R_{Co}} \right)^2} \right\} \quad (2.1.39)$$

ここで、

δ_{∞} : 無限遠方での境界層高さ

境界層外での接線風速 V_{To} 、半径速度 V_{Ro} と鉛直速度 V_{Zo} は(2.1.40) ~ (2.1.42)式のように定義されており、境界層の外側での半径速度 V_{Ro} はゼロとしている。文献[2.1.8]では気圧に関する記述はないが、旋衡風近似を用いる場合、気圧 P_o は(2.1.43)式のようにになる。

$$V_{To} = 1.4 \left(\frac{V_{To, \max}}{R/R_{Co}} \right) \left\{ 1 - e^{-1.256 \left(\frac{R}{R_{Co}} \right)^2} \right\} \quad (2.1.40)$$

$$V_{Ro} = 0 \quad (2.1.41)$$

$$V_{Zo} = 93 V_{To, \max} \left(\frac{R}{R_{Co}} \right)^3 e^{-5 \left(\frac{R}{R_{Co}} \right)^2} \quad (2.1.42)$$

$$P_o = P_0 + \rho \int_0^R \frac{V_{To}^2}{R} dR \quad (2.1.43)$$

また、境界層内での接線風速 V_{Ti} 、半径速度 V_{Ri} と鉛直速度 V_{Zi} 、気圧 P_i は(2.1.44) ~ (2.1.47)式のように定義されている。

$$V_{Ti} = V_{To} \left\{ 1 - e^{-\pi\eta} \cos(2b\pi\eta) \right\} \quad (2.1.44)$$

$$V_{Ri} = V_{To} \left[0.672 e^{-\pi\eta} \sin\{(b+1)\pi\eta\} \right] \quad (2.1.45)$$

$$V_{Zi} = V_{Zo} \left\{ 1 - e^{-\pi\eta} \cos(2b\pi\eta) \right\} \quad (2.1.46)$$

$$P_i = P_0 + \rho \int_0^R \frac{V_{Ti}^2}{R} dR \quad (2.1.47)$$

ここで、

$$\eta = \frac{Z}{\delta} \quad (2.1.48)$$

$$b = 1.2e^{-0.8\left(\frac{R}{R_{Co}}\right)^4} \quad (2.1.49)$$

地上 10m(境界層の中)と境界層の外の Wen モデルによる接線風速分布を図 2.1.9 に示す。
高さが高くなるにつれて境界層の中の接線風速分布は境界層の外の接線風速分布に近づく。

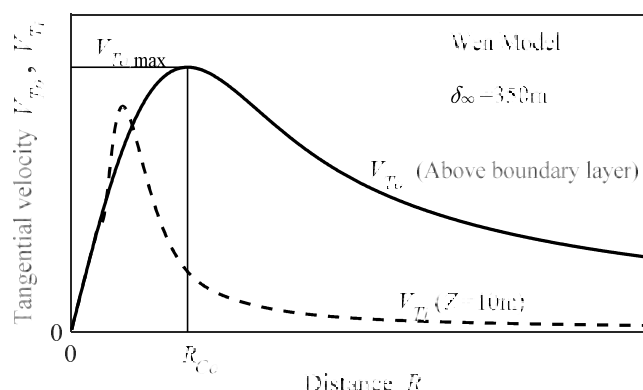


図 2.1.9. Wen モデルの接線速度分布

上述した竜巻評価モデルを比較すると表 2.1.1 のようになる。

表 2.1.1 竜巻評価モデルを比較

	風速成分	経験式/理論式	風速場の変数	備考
Rankine モデル	1 (V_T のみ)	経験式	2 ($R_C, V_{T,max}$)	
修正 Rankine モデル	1 (V_T のみ)	経験式	3 ($R_C, V_{T,max}, \alpha$)	
Bjerknes モデル	1 (V_T のみ)	経験式	2 ($R_C, \Delta P_0$)	
Fujita モデル	3	経験式	2 ($R_o, V_{T,max}$)	
Burgers-Rott モデル	3	理論式	2 ($R_C, V_{T,max}$)	
Sullivan モデル	3	理論式	2 ($R_C, V_{T,max}$)	
Wen モデル	3	経験式	3 ($R_{Co}, V_{To,max}, \delta_\infty$)	

参考文献

2.1.1 Rankine, W. J. M., A Manual of Applied Physics (10th Ed.), Charles Griff and Co., 1882.

2.1.2 石崎潑男, 光田寧, 林泰一, 1978 年 9 月 16 日に潮岬を襲った竜巻について, 京都大学防災研究所年報 22(B-1), 371 - 384, 1979.

2.1.3 林泰一, 光田寧, 岩谷祥美, 1990 年 12 月 11 日房総半島で発生した竜巻について, 日

本風工学会誌 51, 1 - 14, 1992.

- 2.1.4 Fujita, T. T., Workbook of tornadoes and high winds for engineering applications, Univ. Chicago, 1978.
- 2.1.5 Burgers, J. M., A mathematical model illustrating the theory of turbulence, Advances in Applied Mechanics 1, 171 - 199, 1948.
- 2.1.6 Rott, N., On the viscous core of a line vortex, Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Physik 9(5-6), 543 - 553, 1958.
- 2.1.7 Sullivan, R. D., A two-cell vortex solution of the Navier-Stokes equations, Journal of the Aerospace Sciences 26(11), 767 - 768, 1959.
- 2.1.8 Wen, Y-K, Dynamic tornadic wind loads on tall buildings, Journal of Structural Division 101(ST1), 1975, 169 - 185.

2.2 竜巻通過経路周辺の観測値を用いた気圧降下の推定例

竜巻被害では、藤田スケールに代表されるように、その突風風速の大きさに注目が集まる[2.2.1]が、竜巻通過時には、その周囲で急激な気圧降下が発生する。建物内の家具などの屋外への飛び出しや窓や壁が建物外側に膨らむあるいは飛び出すなどの事象例は竜巻被害に多く見られる[2.2.2]。2012 年の竜巻による益子町での舗装道路アスファルトの剥離・飛散[2.2.2]なども “突然の気圧降下による吸上げ力” に関係していると考えられる。竜巻通過時の急激な気圧変化を観測できた例はほとんど見られないが、図 2.2.1 はアメリカで観測された竜巻通過時の急激な気圧降下の例[2.2.3]である。

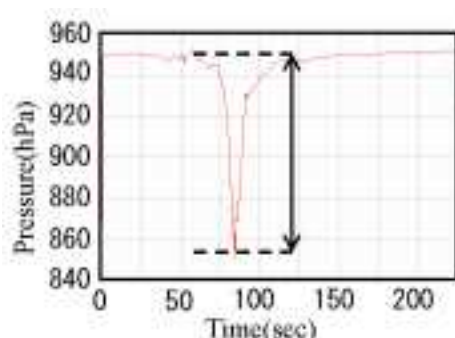


図 2.2.1 アメリカで観測された竜巻通過時の気圧変化[2.2.3]

わが国で竜巻内部を地上観測できた例は知られていないが、竜巻の通過経路の近傍で観測された気象記録から中心気圧の降下量を推定した報告[2.2.4]がある。1990 年 12 月 11 日千葉県茂原市を襲った竜巻はその経路付近の学校などで、風向風速、気圧、気温、相対湿度、雨量などが自記記録で得られている。詳細は文献[2.2.5]を参照頂きたいが、以下にその要点を引用する。

大気中の渦の気圧分布を次式の Bjerknes の渦で仮定して、周辺気圧からの竜巻中心での気圧低下を ΔP_c 、最大風速半径を r_m とすると、中心から r での気圧の低下 ΔP は次式で表される。

$$\Delta P = \Delta P_c / (1+x^2) \quad (2.2.1)$$

ここで、

$$x = r / r_m \quad (2.2.2)$$

茂原竜巻(1990)[2.2.4]では、竜巻経路周辺で観測された 2 カ所の気圧値($r_1=400\text{m}$ で $\Delta P_1 = 8.8\text{hPa}$, $r_2=980\text{m}$ で $\Delta P_1 = 1.5\text{hPa}$)を式(2.1.1)に代入すると、このときの竜巻中心での気圧低下 ΔP_c は 226hPa で最大風速半径 r_m は 80m となり、地表での気圧分布を次式で推定されるとしている。

$$\Delta P = 226 / (1+x^2) \quad (2.2.3)$$

また、竜巻の風速分布を旋衡風で近似できるとすると、風速分布 $v(x)$ を次式で表せる。

$$v = 193x / (1+x^2) \quad (2.2.4)$$

したがって、 v が最大になるのは $x=1$ ($r=r_m=80\text{m}$) で、このとき $v_m=97\text{m/s}$ となる。

実際に 200hPa の気圧降下が生じたかの検証の方法はないが、上述のように、竜巻経路周辺の気象観測、とくに気圧値が記録されていれば、竜巻中心の気圧降下量のある程度推定できる。ただ、その精度は観測記録の精度に強く影響されることに注意が必要である。

石崎ら[2.2.6]は外気圧の変化に対する室内圧の方程式を作り、簡単な実験から求めた建物の気密に関する係数を用いて、竜巻通過時に建物に作用する気圧差による力を評価している。この結果を実際の被害例に適用して、建物の被害が気圧差力によって発生する可能性を示した。建物上屋の飛散状況は土台や基礎との緊結状態に強く影響されるが、検討した被害建物では、60mb(hPa)程度の気圧降下で上屋が引き離されると試算している。

上記のいずれも、竜巻通過時の気圧に関する情報が必要であるが、局所的な現象である竜巻の地上での気象情報を詳細に収集することは容易ではない。文献[2.2.7]は小型の気圧観測センサーを高密度に配置して、ダウンバースト発生時の気圧変化を捉えた例であるが、このような情報が蓄積されることが必要である。

参考文献

- 2.2.1 A Recommendation for an ENHANCED FUJITA SCALE(EF-Scale), Submitted to The National Weather Service and Other Interested Users, Rev.2, Texas Tech University, October 10, 2006.
- 2.2.2 平成 24 年 5 月 6 日に北関東で発生した竜巻の発生メカニズムと被害実態の総合調査, 平成 24 年度文部科学省科学研究費補助金 (特別研究促進費, 課題番号: 24900001) 研究成果報告書 (研究代表者: 前田潤滋), 2013.2.
- 2.2.3 Julian J. Lee, Timothy M. Samaras, Carl R. Young: PRESSURE MEASUREMENTS AT THE GROUND IN AN F-4 TORNADO, 15.3, 22nd Conference on Severe Local Storms, American Meteorological Society, October 2004.
- 2.2.4 1990 年 12 月 11 日千葉県に発生した竜巻による暴風災害の調査研究, 文部省科学研究費(No.02306029), 突発災害調査研究成果, 「自然災害」総合研究班(研究代表者: 桂順治), 平成 3 年 3 月.
- 2.2.5 文献 2.2.4 の第 1 章 3 節 茂原市の竜巻付近の気象要素, 平成 3 年 3 月.
- 2.2.6 石崎潑雄, 林泰一, 谷池義人, 急激な気圧変化に対する室内圧の応答, 防災研年報第 26 号 B-1, pp.323-329, 昭和 58 年 4 月.
- 2.2.7 Norose, K., F. Kobayashi, H. Kure, T. Yada, and H. Iwasaki, Observation of downburst event in Gunma prefecture on August 11, 2013 using a surface dense observation network, J. Atmos. Electr., 35, 31-41, 2016.

2.3 地上稠密気象観測データを用いた竜巻モデルの検討

2.3.1 はじめに

竜巻の中心や周囲の気圧分布を明らかにすることは、竜巻研究の最も困難な課題の一つとして未だに残っている。米国では、トルネードチェイサーが命がけで竜巻の中心気圧を観測したり[2.3.1]、大規模な竜巻追跡観測実験（VORTEX 計画[2.3.2]）時に地上気象観測装置で竜巻周辺の気圧を観測した記録が残されている[2.3.3]。国内でも、1990 年千葉県茂原市で発生した竜巻時に被害域周辺の高等学校（竜巻経路から約 400 m 離れた地点で 8.8 hPa の気圧降下量）で観測された例や、1978 年潮岬における竜巻事例で、被害周辺の潮岬灯台、京大風力実験所、潮岬測候所での観測（測候所が竜巻経路から最も近い距離にあり、75 m 離れた地点で気圧降下量 2.2 hPa を観測）事例などがある。竜巻近傍の地上観測データは貴重であるが、トルネードチェイサーが観測した事例は、いずれも 1 地点、あるいは数地点である。竜巻の発生から消滅までの全ライフサイクルを包含するような地上観測網で気圧データを観測した事例は未だ存在しない。このような現状が、未だ竜巻モデルの優劣を議論することができない大きな理由となっている。

2013 年に群馬県伊勢崎市を中心とした高密度な地上気象観測網が展開され、本地上稠密気象観測システムは POTEKA（Point TEnki KAnsoku；ポテカ）と呼ばれている。2013 年 8 月から試験運用が始まった。POTEKA は、2013 年夏季から群馬県を中心に展開され、2014 年までに約 50 か所、2015 年までに約 150 か所の学校、コンビニなどに設置し、地元自治体、大学との社会貢献プロジェクトとして実運用を始め、研究、教育、防災、環境などの面で実際に活用されている。観測要素は、POTEKA-I では、気圧、気温、相対湿度、感雨、日照、POTEKA-II では、これに風向風速、雨量が加わり、1 分間隔での観測を継続している[2.3.4]。POTEKA の運用後、2013 年 8 月にはダウンバーストを観測することに成功している[2.3.5]。2013 年 9 月 16 日未明に地上稠密観測網内の群馬県みどり市から桐生市にかけて突風被害が生じた。夜間に突風被害が生じたため目撃者はほとんどいなかったが、気象庁の調査により飛散物の状況等から竜巻（フジタスケール F1）と推定された。この竜巻による被害域は、POTEKA の観測域内であり、竜巻被害発生から終わりまでの一連の移動を包含する観測網で捉えた事例といえる。そこで、POTEKA 観測網内（54 箇所）の気圧データと被害情報を用いて、竜巻周辺の気圧分布を表現するための最適な力学モデルの検討を行った[2.3.6]。

2.3.2 竜巻の力学モデル

竜巻渦を大きく分けると、1 つの渦のみで構成される「単一渦竜巻」と 2 つ以上の渦から構成される「多重渦竜巻」に分けられる。米国ではしばしばスーパーセルに伴う巨大竜巻が多重渦として発生することがあるが、国内の大部分の竜巻は単一渦である。また、今回の竜巻も単一渦型と考えられる。そこで、本研究では、単一渦竜巻を表現する 4 つの力学渦モデル、すなわち、ランキン渦モデル、ビヤクネス渦モデル、フジタモデル、バーガス

ロットモデルを取り上げる。一般的に竜巻や台風などの同心円状の渦現象の風速分布を表現する場合、「ランキン (Rankine) 渦モデル」が広く用いられている。ランキン渦は、風速分布が高さに依存しない最もシンプルな解として風速分布を得ることが出来る。ランキン渦モデルでは竜巻の中心から最大風速半径 R_0 まで比例的に速度が増加し、 R_0 より外側では反比例的に減少する。ランキン渦の風速分布において、最大風速半径 R_0 より外側の領域における風速減少の割合を緩やかになるように修正したモデルが「修正ランキン渦モデル」である。修正ランキン渦は、渦の中心から最大風速半径 R_0 までの内側領域における風速分布はランキン渦と同じである。ランキン渦および修正ランキン渦の風速分布を表す式を次に示す。

$$V = \begin{cases} V_{max} \frac{r}{R_0} & (r < R_0) \\ V_{max} \left(\frac{R_0}{r} \right)^\alpha & (r \geq R_0) \end{cases} \quad (2.3.1)$$

α は修正ランキン渦の係数であり、 α が 1 の場合がランキン渦となり、 R_0 より外側の速度の減少の度合いが異なる修正ランキン渦は、 $0 < \alpha < 1$ として定義される。

ビヤクネス (Bjerknes) は、ランキン渦の内域と外域の風速分布が異なる式で記述される不便さを指摘し、ランキン渦の風速分布を滑らかにさせたモデルを提唱した。潮岬竜巻や茂原竜巻事例では、ビヤクネス渦を用いて竜巻の中心気圧と風速分布が推定された[2.3.7, 2.3.8]。ビヤクネスの渦の気圧式を次に示す。

$$\Delta P = \frac{\Delta P_c}{(1+x^2)} \quad (2.3.2)$$

ここで、 $x = r/R_0$ とする。最大風速半径 R_0 において、最大風速 V_{max} となり、 ΔP と ΔP_c は、それぞれ周辺気圧から竜巻の中心から距離 r 離れた地点の気圧差、周辺気圧から竜巻中心までの気圧差を表す。

$$\frac{dP}{dr} = \frac{\rho V^2}{r} \quad (2.3.3)$$

竜巻渦は旋衡風バランスが成り立つと仮定し、式 (2.3.3) から導かれた速度関係式を式 (2.3.4) に示す。

$$V = \sqrt{\frac{2\Delta P_c}{\rho} \frac{x}{1+x^2}} \quad (2.3.4)$$

「ビヤクネス渦モデル」は、観測された気圧データと竜巻から観測地点までの距離が既

知であるときに竜巻の中心気圧を推定することが可能であり，それをもとに，竜巻の最大風速を推定することが出来る（(2.3.4) 式の $x=1$ の時）。

「フジタ（Fujita）モデル」は，アメリカ合衆国原子力規制委員会（NRC）がより現実に近い竜巻速度場をモデル化したいという要望から，藤田博士が 1978 年に実際の竜巻の観測記録を基に考案した工学モデルである。このモデルでは，竜巻を半径方向に 3 つの領域（内部コア・外部コア・最外領域）に分割して速度場をモデル化している。内部コアでは，中心回りに剛体回転運動するのみであり，上昇流はない。その外側の外部コア R_0 では剛体回転運動のほかに強い上昇流が存在する。図 2.3.1 に示すように，Fujita は風速分布式を次のように表した[2.3.9]。

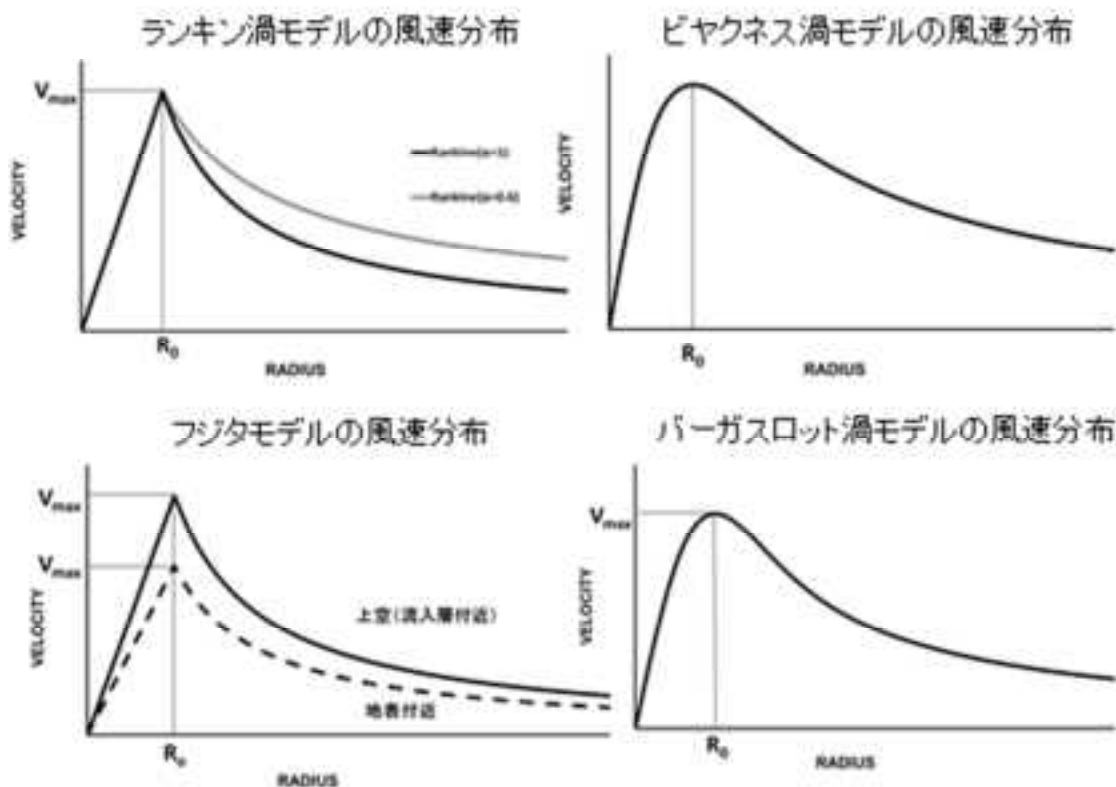


図 2.3.1 各竜巻力学モデルの風速分布

流入層 H_i と R_0 は比例関係であり，流入指数 i (inflow index) は経験的に次のように考えられている。

$$R_0 = iH_i \quad (2.3.5)$$

$$i = 0.55(1 - n^2) \quad (2.3.6)$$

ここで， n は経験的に次のように考えられている。

$$n = 0.9 - 0.7 \exp(-R_0) \quad (2.3.7)$$

そこで、接線風速 V は次のように定義される。

$$V = F(r)F(h)V_{max} \quad (2.3.8)$$

$$F(r) = \begin{cases} \frac{r}{R_0} & (r < R_0) \\ \frac{R_0}{r} & (R_0 \leq r) \end{cases} \quad (2.3.9)$$

$$F(h) = \begin{cases} \left(\frac{z}{H_i}\right)^{k_0} & (z < H_i) \\ \exp\left(-k\left(\frac{z}{H_i} - 1\right)\right) & (H_i \leq z) \end{cases} \quad (2.3.10)$$

ここで、定数 k_0 と k はそれぞれ $k_0 = 1/6$, $k = 0.03$ が推奨されている。これから流入層 H_i は、経験式から 24 (m) となる。高さが増すに伴い V_{max} の値も大きくなりランキン渦モデルの V_{max} に近づく。最も V_{max} が大きい高度は流入層付近である。

「バーガスロット (Burgers-Rott) モデル」は、単一渦型の渦の下層収束や上昇流、粘性を考慮に入れたモデルである。接線速度成分は次に示す。

$$V = V_{max} \left(\frac{R_0}{r}\right) \left[1 - \exp\left(-K\left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right)\right] \quad (2.3.11)$$

経験的に定数 K は 1.2564 が用いられる。風速分布での V の頂点は、フジタモデル ($Z=3$) とほぼ同じ値であり、粘性を考慮した場合は V_{max} と R_0 が同じ値を用いた時、ランキン渦モデルに比べ風速分布は小さくなる。バーガスロットモデルの風速分布を図 2.3.1 に示す。但し、粘性と動径風を考慮する必要があるため、単純に旋衡風を仮定することができないため、ここでは言及しない。

2.3.3 2013 年 9 月 16 日に群馬県みどり市で発生した竜巻

2013 年 9 月 16 日未明、台風 18 号が日本の南海上を発達しながら北上していた。大型で強い台風 18 号は、潮岬の南海上を通過して 16 日午前 8 時に愛知県豊橋市付近に上陸した。その後台風は速度を速めながら北東に進み、21 時には北海道付近に達した。台風 18 号の接近・通過に伴い、四国から北海道にかけて大雨となり、中国地方から北海道の広い範囲で最大風速 20 m/s を超える強風が観測された。15 日から 16 日にかけて、各地で発達した積乱雲に伴い、10 件の竜巻と 2 件の突風被害が生じた。竜巻の発生時刻は、15 日 14 時 30 分頃 (和歌山県 F1)、17 時 10 分頃 (和歌山県 F1)、18 時 05 分頃 (和歌山県 F1)、21 時 10 分頃 (三重県 F0)、22 時 30 分頃 (栃木県 F0)、16 日 01 時 30 分頃 (埼玉県 F1)、02 時 00 分頃 (埼玉県 F1)、02 時 20 分頃 (群馬県 F1)、02 時 30 分頃 (埼玉県 F1)、02 時 40 分頃 (埼玉

県 F0) であった (図 2.3.2)。なお、1 つの台風に伴う竜巻発生数は、気象庁が組織的な突風調査の統計を取り始めてから最多であった。



図 2.3.2 2013 年 9 月 15 日から 16 日にかけて発生した 10 件の竜巻発生地点

関東地方は台風の暖かく湿った空気が南から流入し、大気は不安定な状態であり、16 日 01 時のひまわり画像でも、関東には台風外側の雲がバンド状に進入していたことがわかる (図 2.3.3)。15 日 21 時における館野の高層気象観測データから積乱雲を発生させる不安定度の強さを示す CAPE (Convective Available Potential Energy: 対流有効位置エネルギー) は 1018 J/kg (1000 J/kg を超えると大気が中程度の不安定)、積乱雲がメソサイクロンを持つスーパーセルへと組織化する可能性を示す、鉛直シアアの指標である SReH (Storm Relative Environmental Helicity: ストームに相対的なヘリシティ) は $173 \text{ m}^2/\text{s}^2$ (150~299: 弱い竜巻 (F0~F1) の発生する可能性あり)、CAPE と SReH を用いた竜巻の発生しやすさを示す EHI (エネルギーヘリシティインデックス) は 1.04 (1.0~: スーパーセルへの発達の可能性あり) であった。



図 2.3.3 2013 年 9 月 16 日 01 時のひまわり赤外面像（気象庁）

関東では 15 日夜から、台風外側のレインバンドに伴う積乱雲が次々と通過した。東京レーダー（気象庁）の 10 分ごとの画像を見ると、竜巻発生時には発達した積乱雲に対応する強エコーが南から北へと北上していた。みどり市で突風被害が発生する前（02 時 10 分）のレーダーエコーは 80 mm/h を越える高い降水強度を伴っていた（図 2.3.4）。加えて、この積乱雲は竜巻の親渦に相当するマイソサイクロンがドップラー速度場のパターン（極大値と極小値）から、02 時 05 分、02 時 11 分、02 時 15 分において検出された。マイソサイクロンの直径は約 2 km、移動速度は北向きに 15 m/s であった。

2013 年 9 月 16 日 02 時 20 分頃、群馬県みどり市と桐生市で突風被害が発生した。夜間に発生したため目撃者はほとんどいなかったが、被害や痕跡が帯状に分布し、被害発生時刻に被害地付近を活発な積乱雲が通過中であつたことや、被害や痕跡から推定した風向に収束性や回転性を示す部分があることから気象庁は竜巻と推定した。各々の被害は、住家の屋根瓦の飛散やビニールハウスの倒壊であり、被害範囲は、長さが約 5 km、幅は約 200 m、被害の強さはフジタスケールで F1 (33~49 m/s: 約 10 秒間の平均風速) と推定された[2.3.10]。

みどり市によれば、みどり市の笠懸町阿佐美や大間々を中心に建物損壊 104 棟、倒木 14 件、ビニールハウスの損壊 32 件、その他 33 件（車の破損、電柱の傾き、電線切れ）の被害があり 2 名の軽傷者が確認された。住家の被害のほとんどは屋根瓦の損壊であつた。東京電力太田支社によると、みどり市内で 02 時 20 分に停電が確認された。被害周辺から約 5 km 離れた桐生アメダスの観測データでは、16 日 00 時~03 時の最大瞬間風速は 10.8 m/s (02 時 50 分) であった。

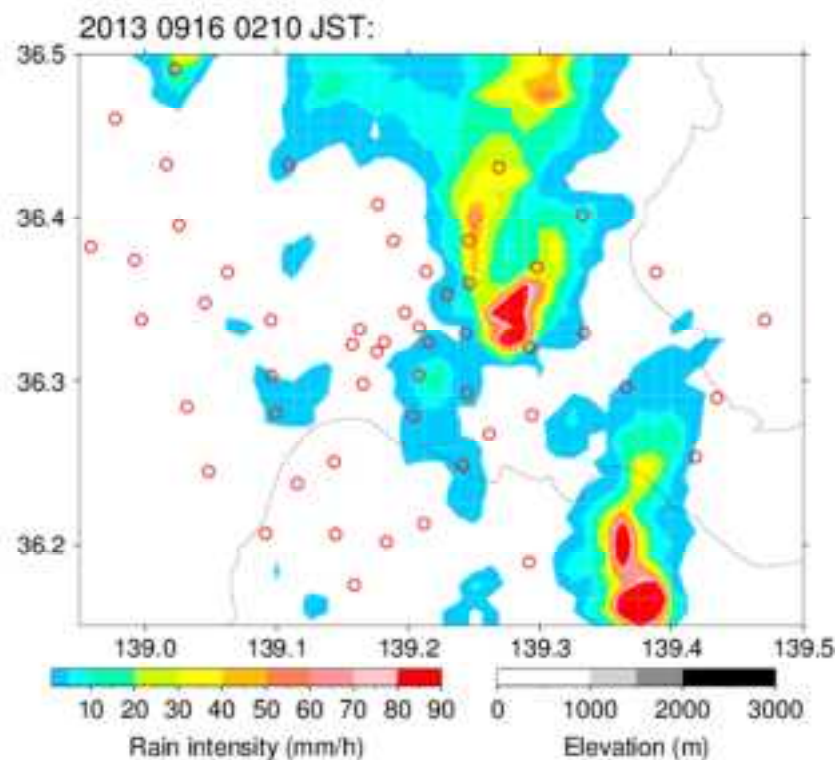


図 2.3.4 2013 年 9 月 16 日 02 時 10 分気象庁レーダーの降水強度と POTEKA 地点（○印）

2.3.4 稠密地上気象観測網

POTEKA（ポテカ）とは、伊勢崎市と明星電気が 2013 年夏季から共同で始めた地上稠密気象観測網プロジェクトである。小型簡易気象計、伊勢崎市を中心とした小中学校（11 箇所）とコンビニエンスストアや公園（43 箇所）の計 54 箇所に配置し、熱中症予防対策や突風や短時間降雨対策を目的として気象要素（気温、相対湿度、気圧、感雨、日照）の観測を行い、インターネットを用いてリアルタイムでデータを公開する“その場の気象情報”の活用の実証実験である[2.3.4]。POTEKA は小中学校の校庭や屋上の地上 1.5 m の高度、あるいはコンビニエンスストアの屋上に設置し、1.5 ～4 km 間隔の空間分解能を有している。データ収集は 1 分間隔でクラウド環境（POTEKA ラボ）へ伝送される。これにより、リアルタイムの情報をメール配信や WEB 閲覧を通して取得可能となった。POTEKA の観測開始後（2013 年 7 月）からすでに 8 件の竜巻、ガストフロント、ダウンバーストなどの突風事例を捉えることに成功している[2.3.11]。2014 年度からは、新型 POTEKA により上記の気象要素に加えて風向風速と雨量の観測が可能となり、さらに観測点が 145 箇所へと拡大された（図 2.3.5）。ちなみに、気象庁の地域気象観測システム、アメダス（AMeDAS）は、全国に約 1300 箇所あるが、約 17～21 km 間隔である。さらに、アメダスは気圧計を有しておらず、気圧を測定している気象官署の観測網は平均すると数 10 km 間隔である。



図 2.3.5 地上稠密気象観測網（POTEKA）の配置図（明星電気）

図 2.3.6 は 01 時 55 分から 02 時 10 分までの気圧偏差の時間変化を示したものである。観測された気圧データを海面気圧に変換し 5 分間の気圧偏差等値線を描くと、01 時 55 分ー02 時 00 分において、被害発生場所の南側で -0.5 hPa 以上の低圧部が、02 時 00 分ー02 時 05 分では -0.7 hPa 以上、02 時 05 分ー02 時 10 分では -0.9 hPa 以上の負の気圧偏差域が大きくなりながら北上したことがわかる。また、図中の赤線で囲った東西 15 km 程度の範囲は被害周辺における有意な気圧降下（0.3 hPa 以上の変化）があった観測地点の領域である。

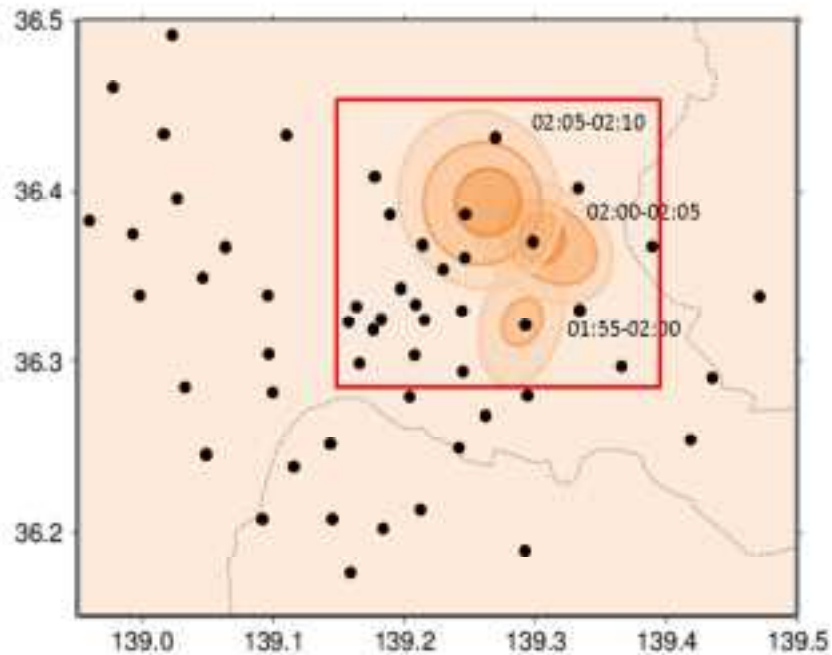


図 2.3.6 2013 年 9 月 16 日 01 時 55 分から 02 時 10 分までの 5 分間の気圧偏差分布

POTEKA54 地点のうち有意な気圧降下があった 19 地点の最大気圧降下量 (ΔP) と気圧降下開始時刻および最大気圧降下した時刻を南から北の順に以下に示す。 ΔP (気圧降下開始時刻～最大気圧降下時) は、それぞれ、0.4 hPa (01 時 58 分～02 時 00 分), 1.0 hPa (01 時 45 分～01 時 54 分), 0.5 hPa (02 時 00 分～02 時 04 分), 1.1 hPa (01 時 55 分～02 時 02 分), 1.7 hPa (01 時 48 分～02 時 05 分), 0.6 hPa (01 時 58 分～02 時 06 分), 0.5 hPa (01 時 59 分～02 時 06 分), 0.5 hPa (02 時 03 分～02 時 06 分), 0.5 hPa (02 時 04 分～02 時 07 分), 0.5 hPa (02 時 00 分～02 時 08 分), 0.9 hPa (02 時 01 分～02 時 08 分), 0.4 hPa (02 時 03 分～02 時 09 分), 0.5 hPa (02 時 05 分～02 時 09 分), 3 hPa (01 時 52 分～02 時 11 分), 0.7 hPa (02 時 01 分～02 時 11 分), 1.3 hPa (02 時 03 分～02 時 11 分), 1.1 hPa (02 時 02 分～02 時 11 分), 0.3 hPa (02 時 02 分～02 時 07 分), 1.4 hPa (02 時 03 分～02 時 11 分) である (図 2.3.7)。

被害周辺における気圧変化のうち被害開始点 (気象庁) から最も近い POTEKA 地点 (A 地点) の海面気圧の時系列変化を図 2.3.8 に示す。地点 A の気圧の時系列は全体的に台風の影響で降下している中、複数の積乱雲通過に伴う 0.5 hPa 未満の気圧変動が確認される。他地点の気圧データでも同様の変化が見られた。その中で、特徴的な気圧変化が地点 A のみに見られた。すなわち、01 時 52 分～02 時 11 分の間で 3 hPa の気圧降下が観測された中で、01 時 52 分～02 時 07 分間で 1.5 hPa の気圧降下と 02 時 07 分～02 時 11 分間で 1.5 hPa という、緩やかな気圧降下 (前半) と急な気圧降下 (後半) の 2 段階の気圧降下がみられた。

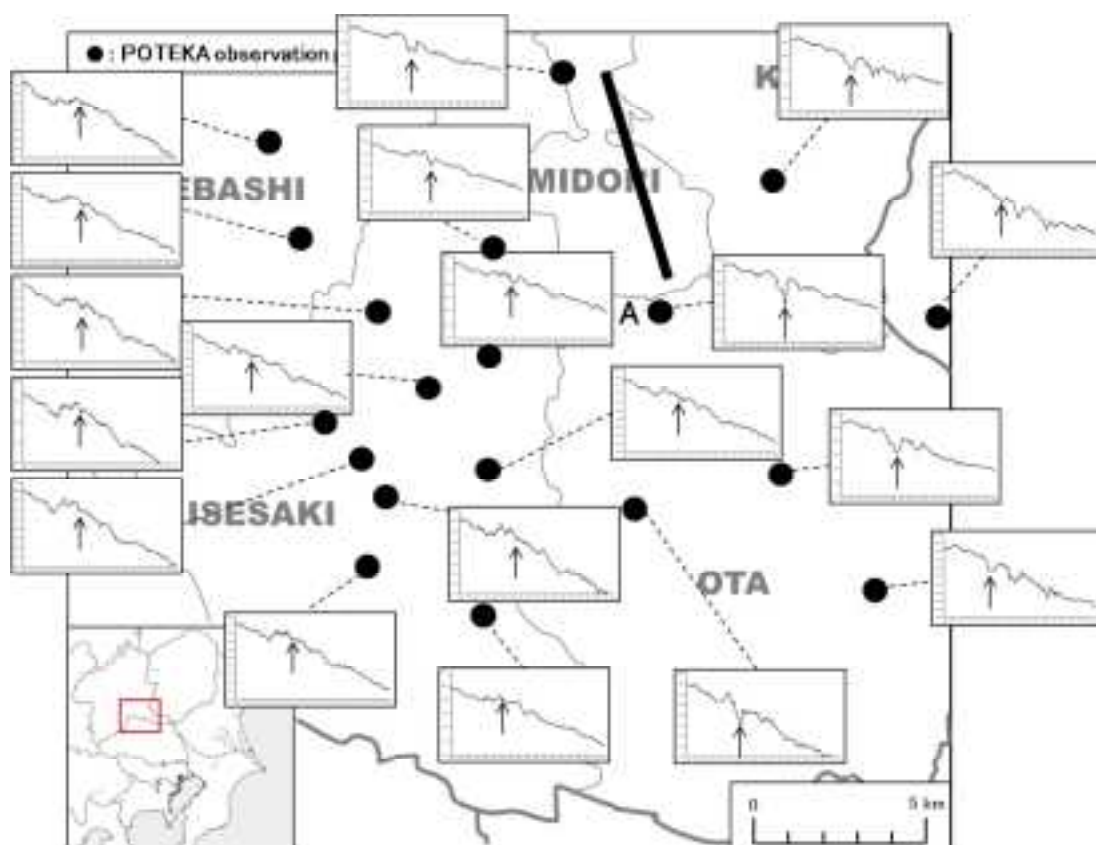


図 2.3.7 被害周辺の 19 地点の海面気圧時系列データ（矢印は最大気圧降下した時刻）

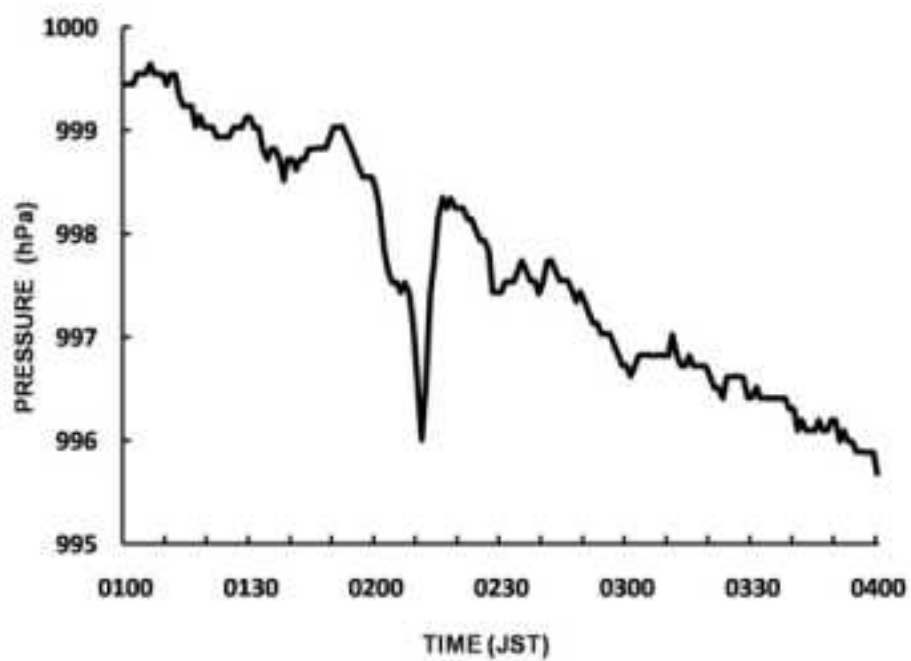


図 2.3.8 地点 A における海面気圧の時系列

2.3.5 地上気圧データを用いた渦モデルの検討

観測された 19 地点の気圧データをもとに、本節では渦モデルへの適用について論じる。まず、本解析では次の 4 点を仮定した。すなわち、①2 段階の気圧降下が観測された地点 A は、竜巻渦とマイソサイクロン両方の影響を受けたとし、他の地点はマイソサイクロンのみの影響を受けたとする。また、地点 A の 2 段階の気圧降下のうち、②前半の緩やかな気圧降下 (1.5 hPa) をマイソサイクロン、後半 (1.5 hPa) を竜巻渦の影響であるとする。渦モデルを適用するにあたり、最大風速 ($V_{\max}$) と最大風速半径 (R_0) を被害状況から次のように推定した。気象庁によれば、被害範囲の最大幅は 200 m、長さは 5 km で、フジタスケールで F1 であったため、最大被害幅の 200 m に部分では、少なくとも被害が生じているので F0 の下限値 (約 20 m/s) の風速であったと仮定した。また、F1 の風速を中間値である 40 m/s とし、③F0 の下限値 (20 m/s) が最大被害幅 (200 m) の半分である 100 m ($R=100$) 地点で、F1 の風速、 $V_{\max}$ (40 m/s) は $R=100$ の半分である 50 m ($R_0=50$) で生じたものとした。マイソサイクロンに関しては、④ $V_{\max}$ は、被害が生じていないという点から、フジタスケールの F0 の下限値 (20 m/s) とし、 R はドップラー速度場から検出されたマイソサイクロンの直径である 1 km とした。

被害開始地点を原点とし、各 POTEKA 地点 (19 地点) までの距離と気圧降下開始の気圧から気圧降下後のピークまで差 (最大降下量) をプロットした。なお、空気密度 (ρ) は、02 時 00 分から 02 時 20 分までの間の平均海面気圧 (997.4 hPa) と平均気温 (25.4 °C) から求めた $\rho=1.2 \text{ kg/m}^3$ を用いた。

ランキン渦モデル (修正ランキン渦) の風速 (2.3.1) 式から旋衡風を仮定し圧力式に変換した式を次に示す[2.3.12]。

$$\Delta P = \begin{cases} -\frac{1}{2}\rho V_{\max}^2 \left[\frac{1}{\alpha} + 1 - \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right] & (r < R_0) \\ -\frac{1}{2\alpha}\rho V_{\max}^2 \left(\frac{R_0}{r} \right)^{2\alpha} & (R_0 \leq r) \end{cases} \quad (2.3.12)$$

$V_{\max}$ (40 m/s), R_0 (50 m) を用いてランキン渦モデル ($\alpha=1$) の曲線を求めたところ、曲線の傾きが大きく (急な傾き)、気圧分布から大きく離れた結果となった。なお、この時の推定中心気圧降下量は、-19 hPa であった (図 2.3.9)。

修正ランキン渦曲線は α の値によって曲線の傾きの度合いを調整することができるため、気圧式 (2.3.12) を用いて修正ランキン渦モデル ($0<\alpha<1$) の曲線を求めた。 $V_{\max}$ (40 m/s), R_0 (50 m) を仮定して、最小二乗法により求めた近似曲線は $\alpha=0.35$ となり、推定中心気圧降下量は -36 hPa であった (図 2.3.9)。なお、気圧分布を対数分布として直線近似した結果、近似曲線は $\alpha=0.46$ となり、いずれの場合も $\alpha=0.5$ 以下の値であった。

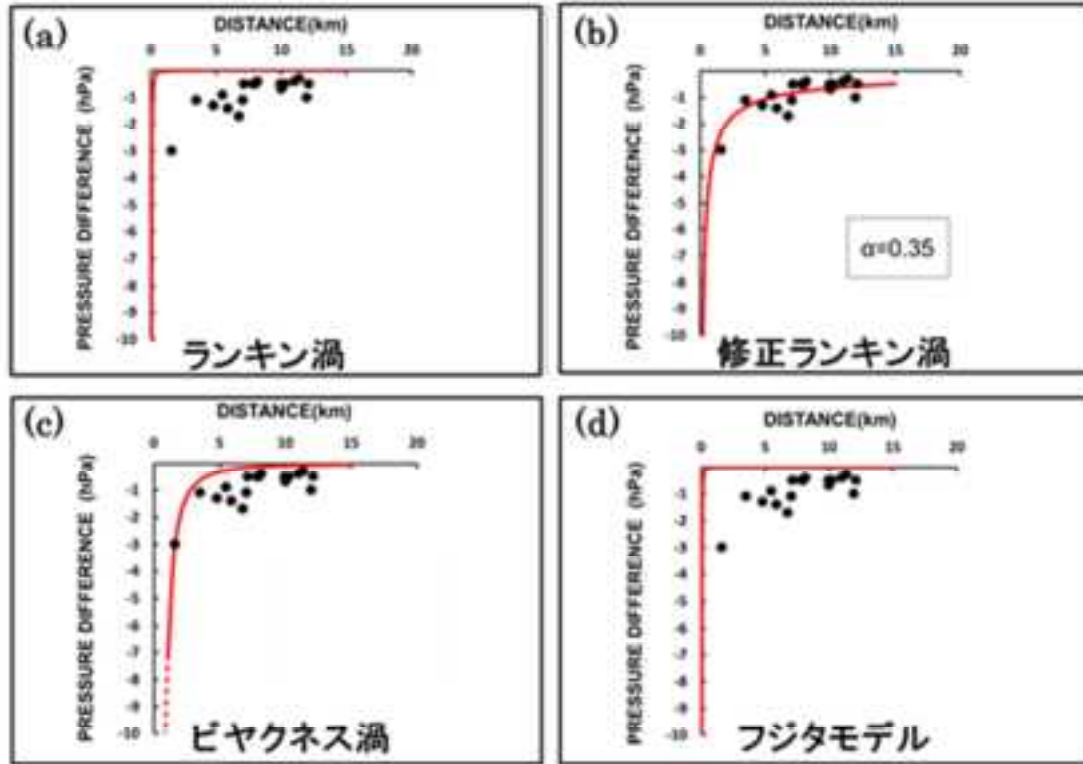


図 2.3.9 各竜巻モデルで気圧観測データと $V_{max}=40 \text{ m/s}$, $R_0=50 \text{ m}$ を適用した気圧曲線

ビヤクネス渦モデルの気圧式は、(2.3.2) を用いて気圧曲線を求めた茂原竜巻や潮岬竜巻の事例と同様に、実際に観測された地点 A のデータ（被害域から地点 A の距離（1.6 km）、地点 A の最大気圧降下量 ΔP （3 hPa）、 R_0 （50 m））を用いると、推定中心気圧降下量は約 -3100 hPa となった。潮岬事例のように数 10 m の観測データを用いた場合とは異なり、ビヤクネス渦では、1 km 程度の距離にある観測データでは、実際に観測された気圧データと観測地点の距離を用いた場合、本事例においては実在しない竜巻の中心気圧となることが分かった。

フジタモデルの気圧式は、風速式を変換した気圧式 (2.3.13) を用いて曲線求めた。

$$\Delta P = \begin{cases} -\rho V_{max}^2 \left[\frac{1}{2} \left(\left(\frac{z}{H_i} \right)^{K_0} \right)^2 + \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right] & (r < R_0) \\ -\frac{1}{2} \rho V_{max}^2 \left[\left(\left(\frac{z}{H_i} \right)^{K_0} \right)^2 \left(\frac{R_0}{r} \right)^2 \right] & (R_0 \leq r) \end{cases} \quad (2.3.13)$$

V_{max} （40 m/s）、 R_0 （50 m）、ビニールハウスの高さである z （3 m）を用いて曲線を求めたところ曲線の湾曲が大きく、実気圧分布から大きく離れた結果となった。なお、この時の

推定中心気圧降下量は -14 hPa であった (図 2.3.9)。

以上のように、実観測データを用いて竜巻周辺の気圧分布を表す渦モデルは、既存の竜巻力学モデルを検討した結果、「修正ランキン渦モデル」が最適であることがわかった。さらに本事例では、少なくとも被害域から 2 km 以上離れた地点では、直接竜巻渦の影響は受けておらず、気圧降下は上空の親渦 (マイソサイクロン) の影響を受けたものと考えられた [2.3.13]。マイソサイクロンの最大風速半径 $R=1$ km, $V_{\max}=20$ m/s を仮定して、観測された気圧分布を包含する α を求めると、 $0.35\sim 0.75$ の範囲であった (図 2.3.10)。

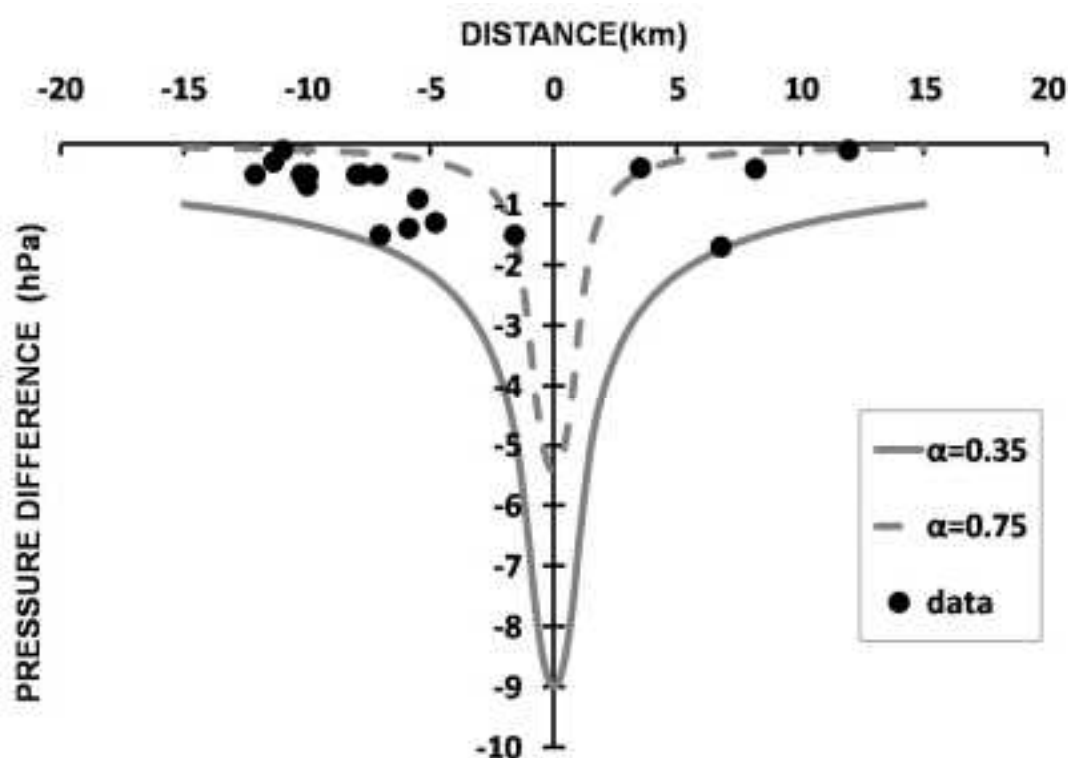


図 2.3.10 修正ランキン渦でマイソサイクロン ($R=1$ km, $V_{\max}=20$ m/s) を仮定した場合の気圧分布曲線

2.3.6 まとめと今後の課題

実際に被害をもたらした竜巻について、超高密度地上観測網で捉えた地上気圧データを用いて、竜巻の気圧分布を表現する渦モデルを検討した。実際の被害分布から、最大風速半径と最大風速を仮定 ($R_0=50$ m, $V_{\max}=40$ m/s) して、ランキン渦、修正ランキン渦、ビヤクネス渦、フジタモデルを比較した結果、係数 α を変化できる修正ランキン渦が最適であった。近似曲線から求めた修正ランキン渦の係数は $\alpha=0.5$ 以下となり、先行研究の報告例 ($\alpha=0.6\sim 0.7$) と比較すると小さい値となった。本事例では、竜巻の被害域から 10 km 離れ

た観測点でも 0.3 hPa 以上の気圧降下が観測され、上空の親渦（マイソサイクロン）の影響が地上の気圧データに現れたものと考えられた。マイソサイクロン（最大風速半径 $R=1$ km, $V_{\max}=20$ m/s）を仮定して、観測された気圧分布を包含する修正ランキン渦の α は、 $\alpha=0.35 \sim 0.75$ の範囲で、最適の曲線は $\alpha=0.51$ であった。このような、竜巻渦とマイソサイクロンの係数の違いが何を表しているかは興味深い。今回の結果は、竜巻の工学モデルを構築する際、竜巻渦と同時にメソサイクロンあるいはマイソサイクロンを考慮したモデルを考える必要があることを示唆している。仮に、竜巻渦と親渦（マイソサイクロン）が同じ修正ランキン渦モデルで表現でき、同じ係数の値で表すことができれば、シンプルなモデルで竜巻全体を表すことができる可能性を意味している。

今後、さまざまな竜巻事例に関して、地上観測値から α を検討する必要がある。さらに、時間変化の著しい竜巻や親渦（メソサイクロン／マイソサイクロン）の移動や発達などの変化も考慮した研究も行う必要がある。高密度の地上気象観測網はまだ試験的な段階であるが、例えば今回データを用いた POTEKA は海外を含めて展開地域の広がりを見せており、これまで観測が困難と考えられてきた竜巻やダウンバーストを既に捉えている。検討対象地域が定まっている場合、対象領域に高密度地上気象観測網を展開することは具体的に可能な段階に来ており、ドップラーレーダーによる上空の観測と併せて地上観測データの蓄積が望まれる。

参考文献

- 2.3.1 Lee, J. J., T. M. Samaras, and C. R. Young, Pressure measurements at the ground in an F-4 tornado, Amer. Meteor. Soc., 2004 [Available online at http://ams.confex.com/ams/11aram22sls/techprogram/paper_81700.htm.]
- 2.3.2 Wurman, J., D. Dowell, Y. Richardson, P. Markowski, E. Rasmussen, D. Burgess, L. Wicker and H. B. Bluestein, The second verification of the origins of rotation in tornadoes experiment: VORTEX2, Bull. Amer. Meteor. Soc., 93, 1147-1170, 2012
- 2.3.3 Karstens, C. D., T. M. Samaras, B. D. Lee, W. A. Gallus Jr. and C. A. Finley, Near-ground pressure and wind measurements in tornadoes, Mon. Wea. Rev., 138, 2570-2588, 2010
- 2.3.4 前田亮太, 鈴木真枝, 呉宏堯, 森田敏明, 岩崎博之, 群馬県を中心とした地上稠密観測実証実験 POTEKA プロジェクトの概要と結果, 日本大気電気学会誌, 84, 45, 2014
- 2.3.5 Norose, K., F. Kobayashi, H. Kure, T. Yada, and H. Iwasaki, Observation of downburst event in Gunma prefecture on August 11, 2013 using a surface dense observation network, J. Atmos. Electr., 35, 31-41, 2016
- 2.3.6 小林文明, 野呂瀬敬子, 呉宏堯, 森田敏明, 地上稠密観測 POTEKA による竜巻・ダウンバーストの観測, 日本気象学会春季大会講演予稿集, (105), B155, 2014

- 2.3.7 石崎潑男, 光田寧, 林泰一, 1978 年 9 月 16 日に潮岬を襲った竜巻について, 京都大学防災研究所年報, 22(B-1), 371-384, 1979
- 2.3.8 林泰一, 光田寧, 岩谷祥美, 1990 年 12 月 11 日房総半島で発生した竜巻について, 日本風工学会誌, 51, 1-14, 1992
- 2.3.9 Fujita, T. T., Workbook of tornadoes and high winds for engineering applications, Univ. Chicago, 1978
- 2.3.10 前橋地上気象台, 平成 25 年 9 月 16 日に群馬県みどり市と桐生市で発生した突風について, 2013, http://www.jma-net.go.jp/maebashi/oshirase/siryou/jmamot_20130917.pdf
- 2.3.11 佐藤香枝, 矢田拓也, 呉宏堯, 小林文明, 地上稠密観測 POTEKA による 2014 年度夏季の突風現象の観測結果, 日本大気電気学会誌, 86, 37-38, 2015
- 2.3.12 Inoue, H. Y., K. Kusunoki, W. Kato, H. Suzuki, T. Imai, T. Takemi, K. Bessho, M. Nakazato, S. Hoshino, W. Mashiko, S. Hayashi, T. Fukuhara, T. Shibata, H. Yamauchi and O. Suzuki, Finescale Doppler radar observation of a tornado and low-level mesocyclones within a winter storm in the Japan Sea coastal region, Mon. Wea. Rev., 139, 351-369, 2011
- 2.3.13 小林文明, 木村孝承, 呉宏堯, 2013 年 9 月 16 日群馬県で発生した竜巻の地上稠密観測データを用いた解析, 日本風工学会誌, 143, 135-136, 2015

2.4 LES 解析による竜巻状流れの場の検討

2.4.1 はじめに

自然界で発生する竜巻の形態は様々である。水滴や塵、飛散物により可視化された渦の形態だけををとっても、図 2.4.1 のように漏斗上のもの、管状のもの、真直ぐなもの、曲がったもの、複数の渦からなるものなどが挙げられる。これらの渦の気流性状については、観測や実験等によって、少なからず解明が進んではいるが、未知な部分も多く残されている。特に、竜巻状の渦をモデル化するには、ランキン渦のような単純で、簡単な関数で近似されたモデルが用いられるが、上記のような様々な形態をもった竜巻中の気流性状との差異を明らかにしておくことは意義のあるところである。

本節では、従来実験室で様々な竜巻状の渦を生成する（図 2.4.2）ために用いられた方法に倣い、非定常乱流場を数値計算で作り出すことができるラージエディシミュレーション（LES）を用いて、いくつかの代表的な形態を持った渦を発生させて、その気流性状を明らかにする。



図 2.4.1 様々な形態をもった竜巻



図 2.4.2 実験室で生成された様々な形態をもつ竜巻状の渦
（文字信貴ら：京都大学防災研究所年報, 1983, 1985 より）

2.4.2 解析方法

解析は乱流モデルに LES を用い、有限差分法をもちいて運動方程式を離散化した計算コード（リアムコンパクト社製）を用いて行った。計算領域は竜巻内の気流性状が十分解像でき、地面境界および周囲の環境場の気流性状を適切に与えることのできる範囲とした。具体的には、図 2.4.3 に示すような竜巻シミュレーターに準じた形状をもち、図 2.4.4 に示すような直交格子系の解析領域内に対流域と収束域を持っている。

上部の対流域は半径 R_{cvt} 、高さ H_c の円筒形で、上面中央部には半径 R_{top} の円形の吸出口に一樣流出（上向き一定）速度 W_{top} を与えて上昇流を発生させている。対流域では上部の流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。対流域の円筒に外接する計算格子（図 2.4.4 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 $2D$ 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 R_{ud} の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には **no-slip** 条件を用いる。収束域の側面は図 2.4.5 に示すように、**slip** 条件、自由流出条件および風速（ディレクレ条件）を適宜与えて、収束域に流入する気流性状を制御している。なお、計算の詳細は文献 1）を参照。

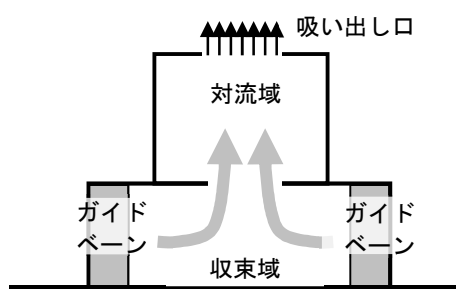


図 2.4.3 竜巻シミュレーターの概要

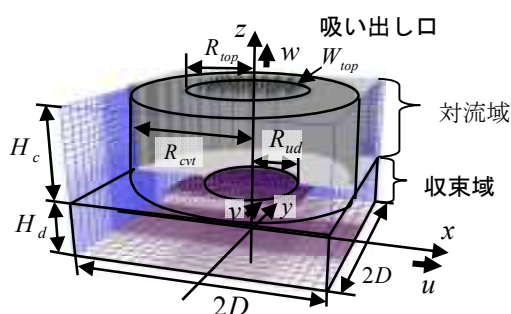
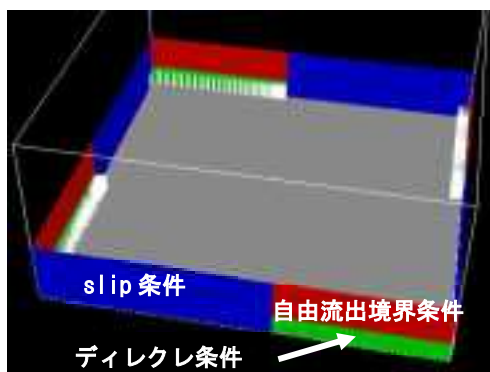
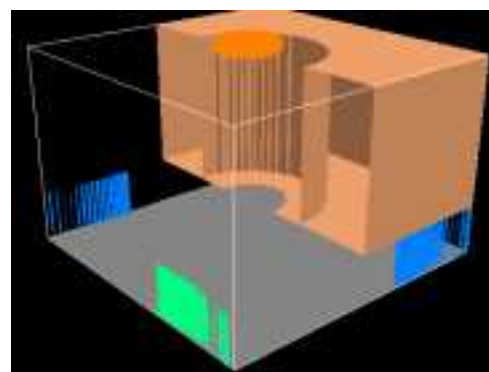


図 2.4.4 計算領域の座標系および計算格子



収束域における風速境界条件



収束域の形状と流入・流出状況

図 2.4.5 境界面における風速分布の与え方

2.4.3 発生させた渦の概要

上記解析領域内に竜巻状の渦を発生させ、非定常流れ場の気流性状を計算格子点における風速および圧力のデータとして求めた。渦の形状は図 2.4.6 に示すように、5 つのタイプを発生させた。すなわち、乱れが比較的小さく、低圧部の等圧面が筒状の形状を持つもの（タイプ 1）。地面付近で乱れが大きく、渦中心部分に下降流がみられるもの（タイプ 2）。複数の渦が集まって 1 つの渦を形成しているもの（タイプ 3）。渦中心の低圧部の等圧面が螺旋状の形状を持つもの（タイプ 4）。および、渦中心の低圧部の等圧面が紡錘状の形状を

持つもの（タイプ5）。さらに、タイプ2については、収束域と対流域の間の仕切り板がある場合とない場合について計算を行い、また、タイプ2の仕切り板がない場合、および、タイプ3とタイプ4については、地面上に粗度がある場合とない場合について計算を行い、地表面粗度の影響を調べた。各ケースのデータ等のファイル名と計算条件を表 2.4.1 にまとめる。

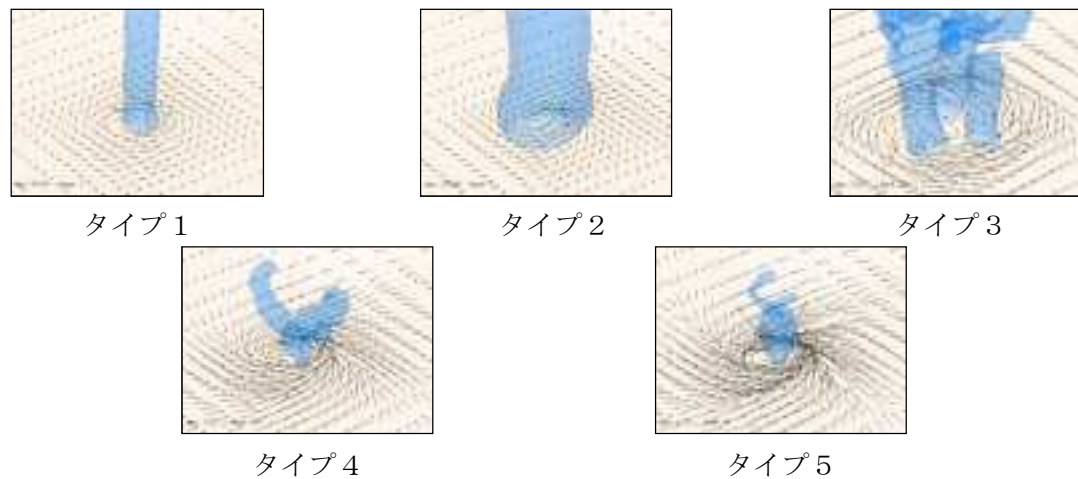


図 2.4.6 地面付近における風速ベクトルおよび低圧領域の空間分布形状（瞬間値）

表 2.4.1

渦タイプ	仕切板	地面粗度	呼び名（ファイル名）
1	あり	なし	タイプ 1 A（Atnd2030）
2	あり	なし	タイプ 2 A（Ntnd1021）
2	なし	なし	タイプ 2 N（Ntnd002）
2	なし	あり	タイプ 2 NR（Ntnd002R）
3	あり	なし	タイプ 3 A（Atnd1337）
3	あり	あり	タイプ 3 AR（Atnd1337R）
4	あり	なし	タイプ 4 A（Atnd23574）
4	あり	あり	タイプ 4 AR（Atnd23574R）
5	あり	なし	タイプ 5 A（Atnd33574）

2.4.4 解析手順

非定常乱流場の計算を行う LES によって生成された渦は時間と共に変動する（図 2.4.7）ので、渦の中心位置も時間とともに変化する。各タイプの渦の計算は解析領域内の風速を 0 とした初期条件から開始し、時間平均風速がほぼ一定になるまで計算を進めた後、解析領域上方の吸出風速と吸出し口の直径を基準とした無次元時間で 50（タイプ 4）、75（タイプ 5）、100（タイプ 1, 2, 3）の間の時系列データを出力し、解析用に保存した。以下、渦の性状を明らかにするにあたって、下記の手順で解析を行った。

1. 各計算点における時間平均値を求める（図 2.4.8）。
2. 収束域内の基準高さ（ここでは、粗度がある場合に 1 つ 1 つの粗度の影響がほぼなくなる、粗度高さの 3 倍の高さ）において、水平面内における時間平均値圧力が最も低い位置（x 軸および y 軸の格子番号（ i, j ））を求める（図 2.4.7）。
3. 2 で求めた時間平均値圧力が最も低い位置を渦の時間平均中心位置とし、この位置を中心として、風速（ u, v, w 成分）および圧力の時間かつ円周方向に積分して求めた統計値（最小値、最大値、平均値、分散）を求める。具体的には、高さ z 、上記渦の中心から同じ距離 r の円周上において、風速および圧力の時刻歴の最小値、最大値、平均値、分散を求め、高さ z 、半径 r における値として求めた。

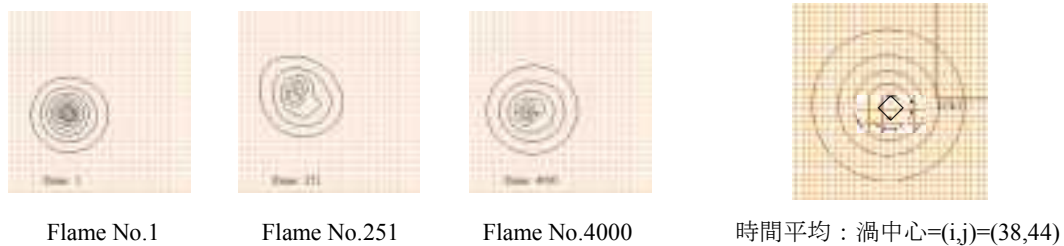


図 2.4.7 地面付近における低圧部の時間変化
水平断面等値線，高さ 9 格子目（粗度高さの 3 倍），瞬間値

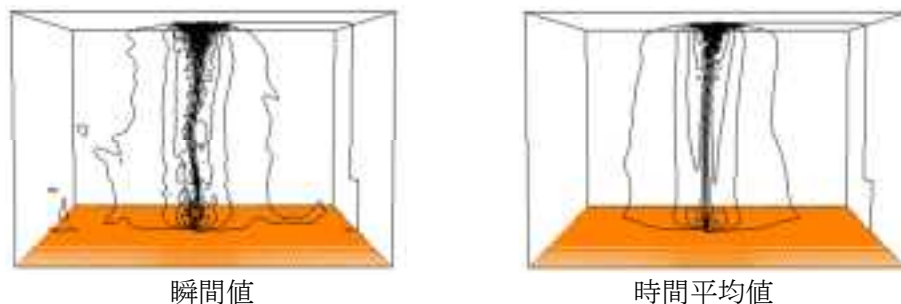


図 2.4.8 鉛直中央断面における鉛直断面に直交する水平風速成分の等値線

以上のような操作を行って求めた渦内の風速に関しては図 2.4.9 のように、座標系および風速を定義する。

x, y, z 座標：空間に固定された直角座標系

X, Y, Z 座標：渦の中心を原点とする直角座標系

V_t ：接線風速：接線方向時間平均水平風速

V_r ：径風速：半径方向時間平均水平風速

W ：鉛直風速：鉛直方向時間平均風速

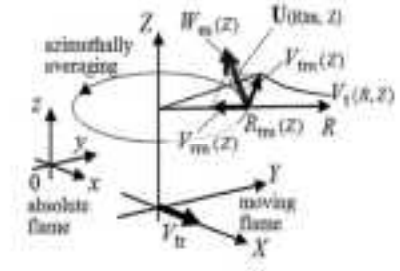


図 2.4.9 座標系および風速の定義

2.4.5 渦のタイプによる気流性状の違い

(1) タイプ 1A

タイプ 1A の渦は対流域の半径が最も小さく、かつ、対流域の半径と仕切り板の半径が同じ大きさであるような形状の解析領域を用いて渦を生成した。この渦は今回発生させた渦の中で最も乱れが少なく、渦全体の時間的な移動も小さく、解析領域の中央で鉛直方向にほぼまっすぐな渦となった（図 2.4.10）。各高さにおける接線方向の時間平均水平風速 V_t （以降、接線風速と呼ぶ）の最大値 V_{tm} （以降、最大接線風速と呼ぶ）をとる半径 R_{tm} （以降、最大接線風速半径と呼ぶ）は図 2.4.11a に示すように高さによって変化する。半径 R_{tm} の位置における最大接線風速 V_{tm} 、半径方向時間平均水平風速 V_{rm} 、鉛直方向時間平均風速 W_m 、および、

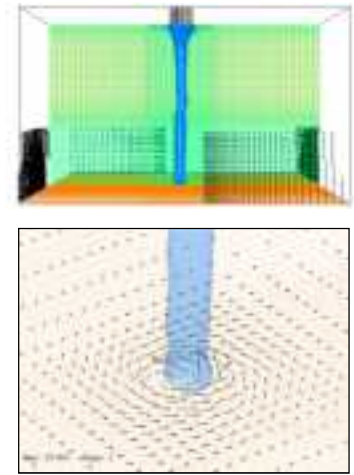


図 2.4.10 渦の生成の様子
低圧部を青色の等値面で示す

$$S = \frac{\pi R_{tmax}^2 V_{tmax}}{\pi R_{top}^2 W_{top}} \quad (1)$$

で定義するスワール比 S の高さ方向の変化を求めると図 2.4.12 のようになる。ここで R_{top} は解析領域上面の吸出し口の半径、 W_{top} は吸出し口における吸出し速度、 V_{tmax} は最大接線風速の最大値、 R_{tmax} は最大接線風速が最大値 V_{tmax} をとる際の半径 R_{tm} である。

V_{tm} も高さ方向に変化し、 V_{tm} が最大値 V_{tmax} をとる高さは $z = 0.5R_{tmax}$ 付近となる。半径方向時間平均水平風速 V_r （以降、径風速と呼ぶ）は地面付近、 V_t が最大値 V_{tmax} をとる領域の下方で最小値をとり、渦中心方向に向かう風速は最も強くなる。鉛直方向時間平均風速 W （以降、鉛直風速と呼ぶ）は V_t が最大値 V_{tmax} をとる領域の少し内側、渦中心寄りで最大値をとり、ほぼ同じ領域で径風速 V_r も最大値をとる。したがって、流れは平均的に地面付近で渦中心に吹き込んだ後、接線風速が最大になる領域のすぐ内側で上昇し外側に向かう。径風速 V_r は $-0.5V_{tmax}$ から $0.2V_{tmax}$ の範囲、鉛直風速 W は最大 $0.5V_{tmax}$ 程度の値をとる。接線

方向水平風速の瞬間値は $-1.2V_{\text{tmax}}$ から $1.7V_{\text{tmax}}$ の範囲，半径方向風速の瞬間値は $-1.5V_{\text{tmax}}$ から $1.4V_{\text{tmax}}$ の範囲，鉛直方向風速の瞬間値は $-0.6V_{\text{tmax}}$ から $1.2V_{\text{tmax}}$ の範囲に達する。

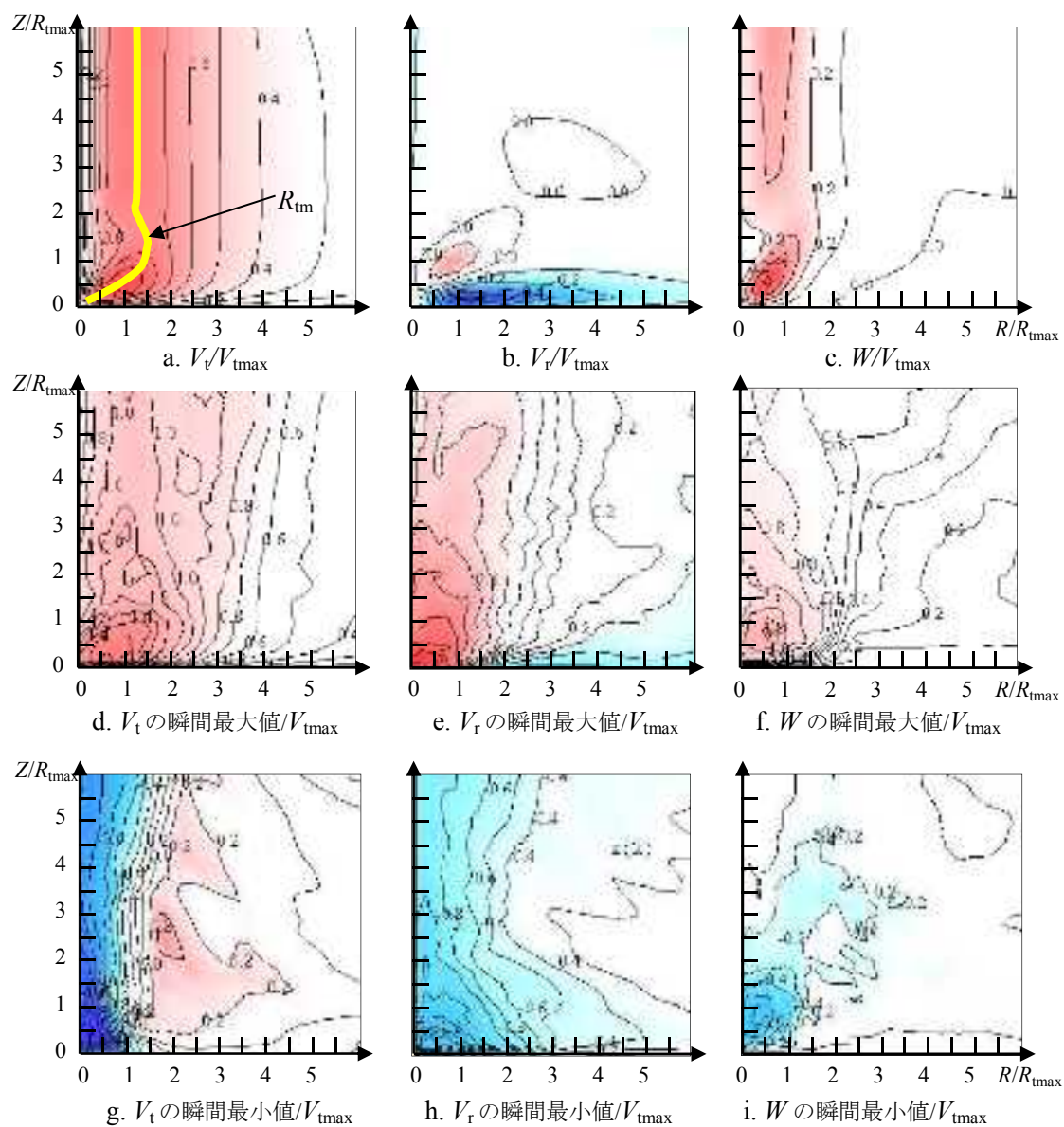


図 2.4.11 各風速成分の平均，瞬間最大値，最小値の分布

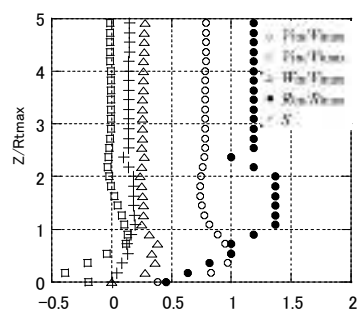


図 2.4.12 最大接線風速、径風速、鉛直風速、最大接線風速半径、スワール比の最大接線風速半径の位置におけるプロファイル

(2) タイプ2A

タイプ2Aの渦では、タイプ1Aの場合よりも対流域の半径を大きくした。一方、対流域と収束域の仕切り板の半径はタイプ1Aと同じ大きさであるような形状の解析領域を用いて渦を生成した。この渦は平均的には解析領域の中央で鉛直方向にほぼまっすぐな渦となった（図 2.4.13）が、時間的には中心は移動している。各風速成分の分布形状は図 2.4.14 に示すように、地面付近でタイプ1Aと基本的には変わらないが、全体的に縦方向に縮めたような分布を示す。

各高さで、接線風速 V_t が最大値 V_{tm} をとる半径 R_{tm} における径風速 V_{rm} 、鉛直風速 W_m 、および、スワール比 S の高さ方向の変化は図 2.4.15 のようになる。傾向としては、タイプ1Aを地面付近で縦方向に縮めたような分布を示し、 V_{tmax} の発現高さは $z = 0.3R_{tmax}$ 付近、接線風速が最大値 V_{tm} をとる半径 R_{tm} 、および、スワール比の値がタイプ1Aよりも大きくなっている。流れは平均的に地面付近で渦中心に吹き込んだ後、接線風速が最大になる領域のすぐ内側で上昇し外側に向かう。径風速 V_r は $-0.5V_{tmax}$ から $0.2V_{tmax}$ の範囲。鉛直風速 W はタイプ1Aよりも小さく、最大 $0.3V_{tmax}$ 程度の値をとる。さらに、中心付近で W は負の値をとり、平均的に弱い下降流の領域が存在する。接線方向水平風速の瞬間値は $-0.7V_{tmax}$ から $1.5V_{tmax}$ の範囲、半径方向風速の瞬間値は $-1.2V_{tmax}$ から $1.1V_{tmax}$ の範囲、鉛直方向風速の瞬間値は $-0.6V_{tmax}$ から $0.8V_{tmax}$ の範囲となった。

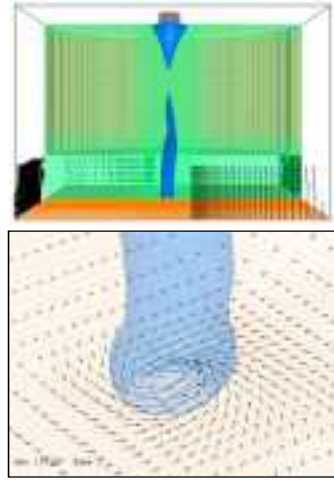


図 2.4.13 渦の生成の様子
低圧部を青色の等値面で示す

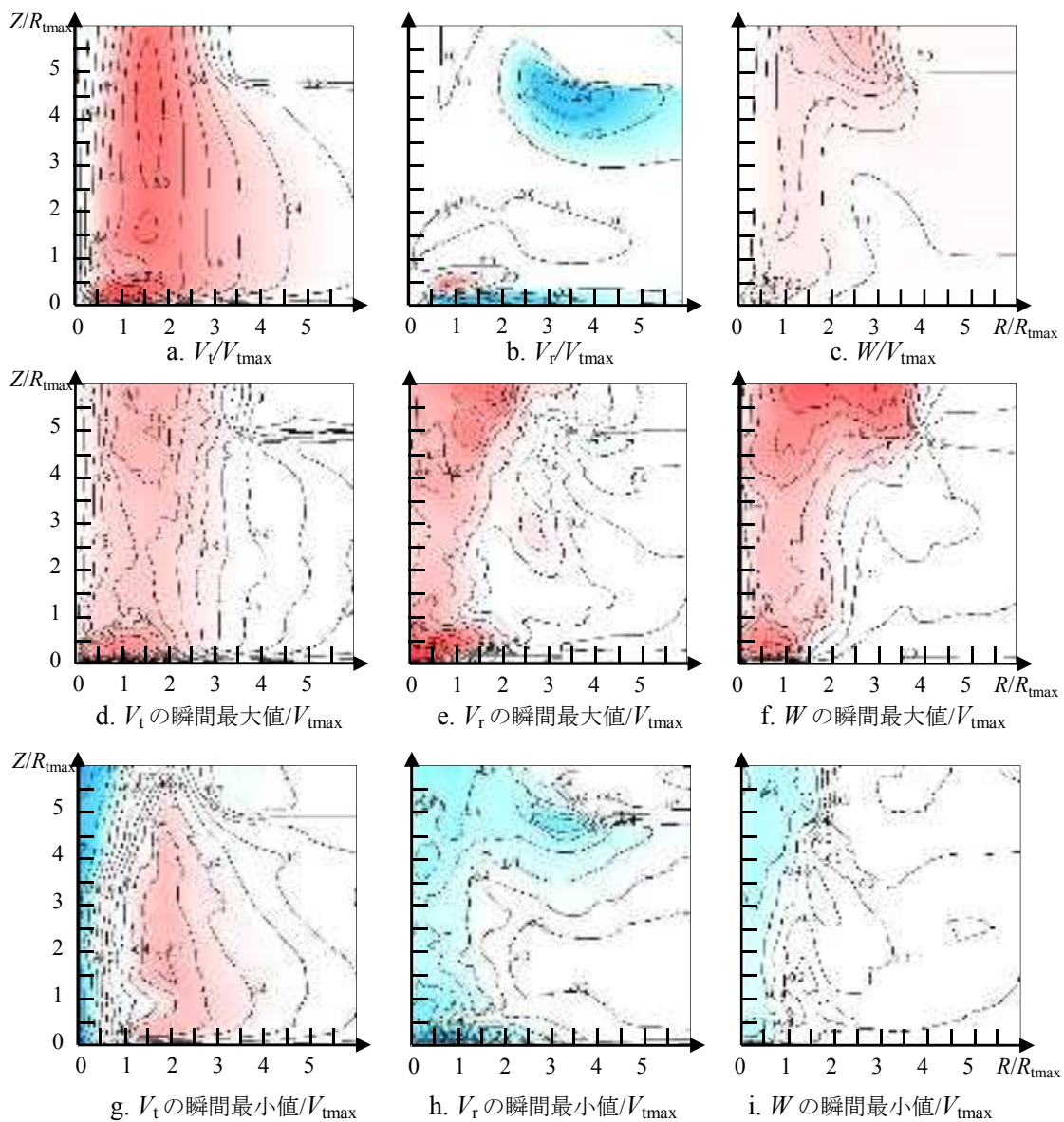


図 2.4.14 各風速成分の平均，瞬間最大値，最小値の分布

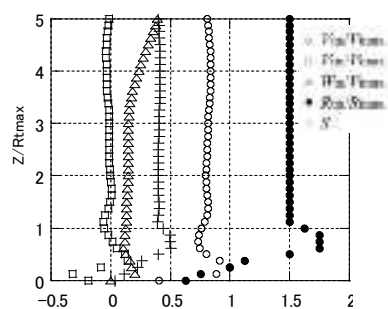


図 2.4.15 最大接線風速、径風速、鉛直風速、最大接線風速半径、スワール比の最大接線風速半径の位置におけるプロファイル

(3) タイプ3A

図 2.4.16 に示すように、複数の渦が集まって1つの渦を作っているタイプ3では、時間平均値でみると、接線風速 V_t が高い領域が高さ方向に広く分布する(図2.4.17)。この、接線風速が高い領域は、仕切り板の半径近くに分布し、仕切り板よりも上方まで及んでいる。渦の瞬間的な流れを見ると、中心付近にある複数の渦は仕切り板高さ(図 2.4.17 において、 $z/R_{\text{tmax}}=1$ 付近)以下の領域に存在している。以下では、仕切り板の影響がある仕切り板周りの流れ場を除き、複数の渦が存在している地面付近の気流性状について述べる。接線風速、および、径風速の分布は、時間平均値はタイプ1Aと同様な分布形状を示すが、鉛直風速は弱く、仕切り板近くで大きな値をとる。また、渦中心では、鉛直風速の時間平均値は負の値をとり、下降流となっている。図 2.4.18 に示すように、このタイプの渦は今回作り出した渦の中で、最も大きなスワール比を持つ。

径風速 V_r は $-0.4V_{\text{tmax}}$ から $0.1V_{\text{tmax}}$ の範囲。鉛直風速 W は地面・渦中心付近では、 $-0.2V_{\text{tmax}}$ から $0.2V_{\text{tmax}}$ の範囲。接線方向水平風速の瞬間値は $-0.7V_{\text{tmax}}$ から $1.6V_{\text{tmax}}$ の範囲。半径方向風速の瞬間値は $-1.1V_{\text{tmax}}$ から $1.1V_{\text{tmax}}$ の範囲。鉛直方向風速の瞬間値は $-0.6V_{\text{tmax}}$ から $0.9V_{\text{tmax}}$ の範囲となった。なお、今回用いた格子形状は、複数の渦の内部の流れを詳細に検討できるほど、細かい分割を行っていない。

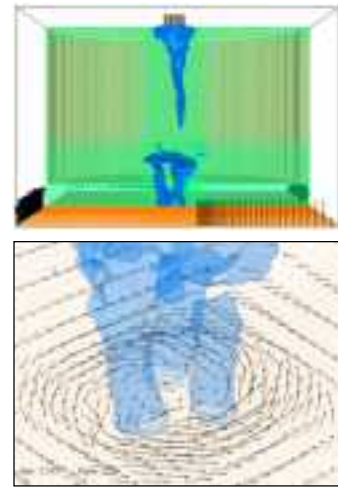


図 2.4.16 渦の生成の様子
低圧部を青色の等値面で示す

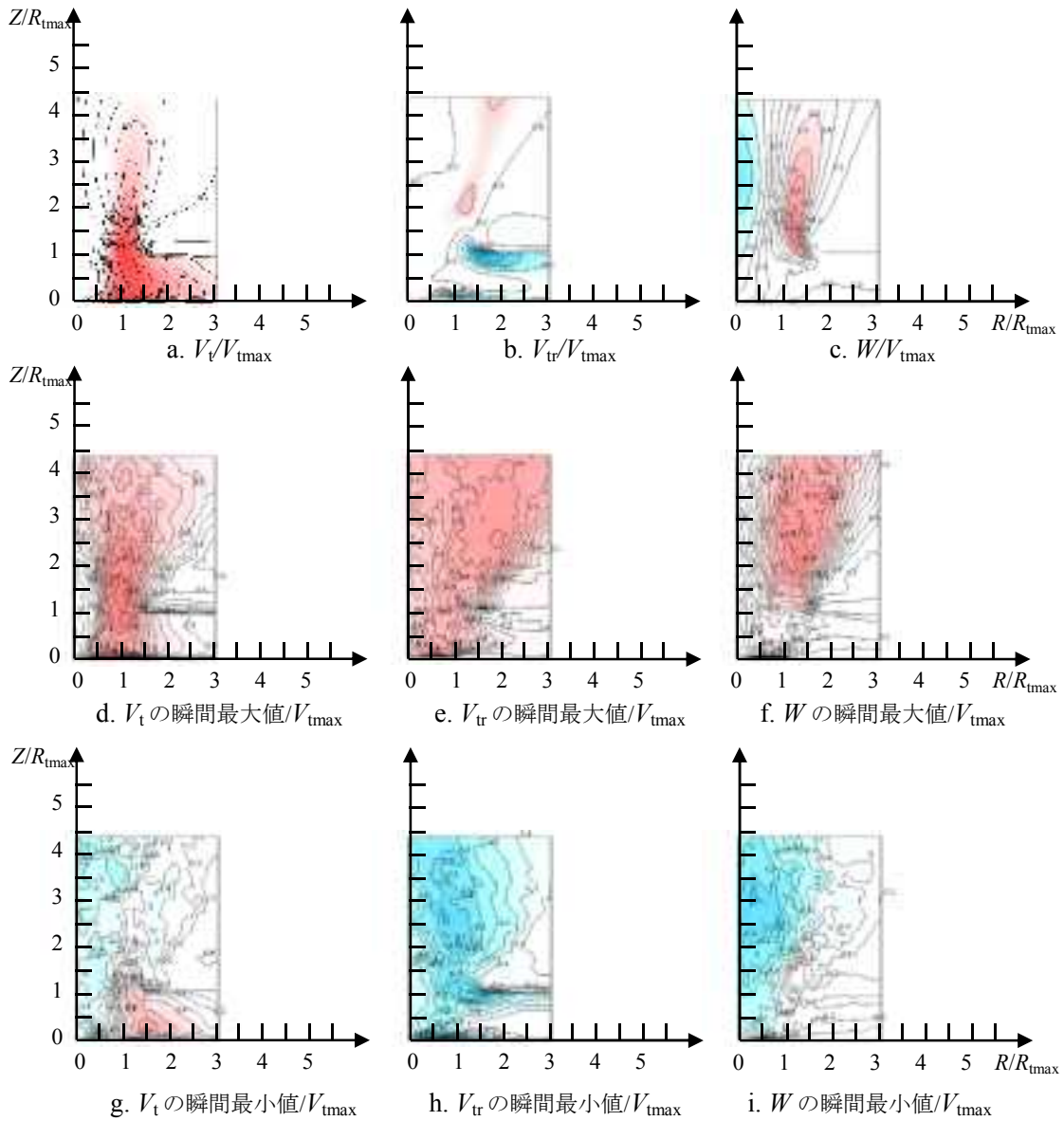


図 2.4.17 各風速成分の平均，瞬間最大値，最小値の分布

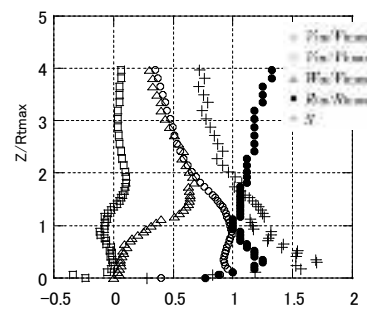


図 2.4.18 最大接線風速、径風速、鉛直風速、最大接線風速半径、スワール比の最大接線風速半径の位置におけるプロファイル

(4) タイプ4A

タイプ4Aの渦はタイプ3Aと同じ形状をもつ解析領域を用い、吸出し口の風速をタイプ3Aの2倍としたものである。この場合、多重渦ではなくなり、1つの渦となった。低圧域の等値面の形状で観察すると、図2.4.19に示すように、地面付近で1つの低圧部は上空に行くにしたがって2つに分かれ、らせん状にねじれながら回転している様子が観察される。図2.4.20に示すように、接線風速、および、径風速が強い領域はタイプ2Aの2セルタイプの渦に比べて鉛直方向に広がり、仕切り板のないタイプ2Nに近い。しかし、径風速 V_r は最小 $-0.7V_{tmax}$ 、最大 $0.4V_{tmax}$ となって強い値を持つようになる。また、鉛直風速 W は最小 $-0.4V_{tmax}$ 、最大 $0.9V_{tmax}$ となり渦中心部分に明瞭な下降流域が生じている。

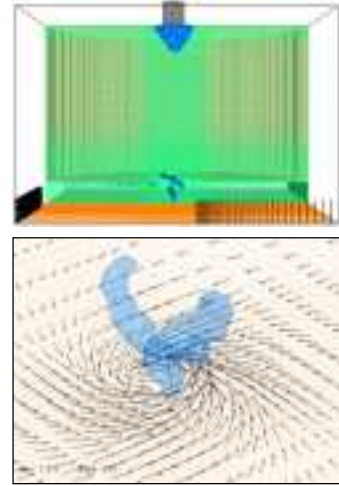


図 2.4.19 渦の生成の様子
低圧部を青色の等値面で示す

各高さで、接線風速 V_t が最大値 V_{tm} をとる半径 R_{tm} における径風速 V_{rm} 、鉛直風速 W_m 、および、スワール比 S の高さ方向の変化は図2.4.21のようになる。 V_{tmax} の発現高さは $z = R_{tmax}$ 付近、接線風速が最大値 V_{tm} をとる半径 R_{tm} は高さとともに大きくなり、スワール比もタイプ3Aに次いで大きなものとなっている。流れは平均的に地面付近で渦中心に吹き込んだ後、渦中心で上昇し外側に向かう。この時、接線風速が最大となる領域と、鉛直風が最大（上向き）となる領域はほぼ一致し、上空に向かって渦は広がっていき、中央部に下降域が生じている。接線風速、径風速、鉛直風速の瞬間最大値はほぼ同じ領域で発生し、いずれも上方に向かって広がる分布を示す。一方、接線風速、径風速、鉛直風速の瞬間最小値はいずれも渦中心付近で発生する。接線方向水平風速の瞬間値は $-1.1V_{tmax}$ から $1.5V_{tmax}$ の範囲、半径方向風速の瞬間値は $-1.1V_{tmax}$ から $1.5V_{tmax}$ の範囲、鉛直方向風速の瞬間値は $-1.0V_{tmax}$ から $1.6V_{tmax}$ の範囲となり、いずれも大きな値をとるようになった。

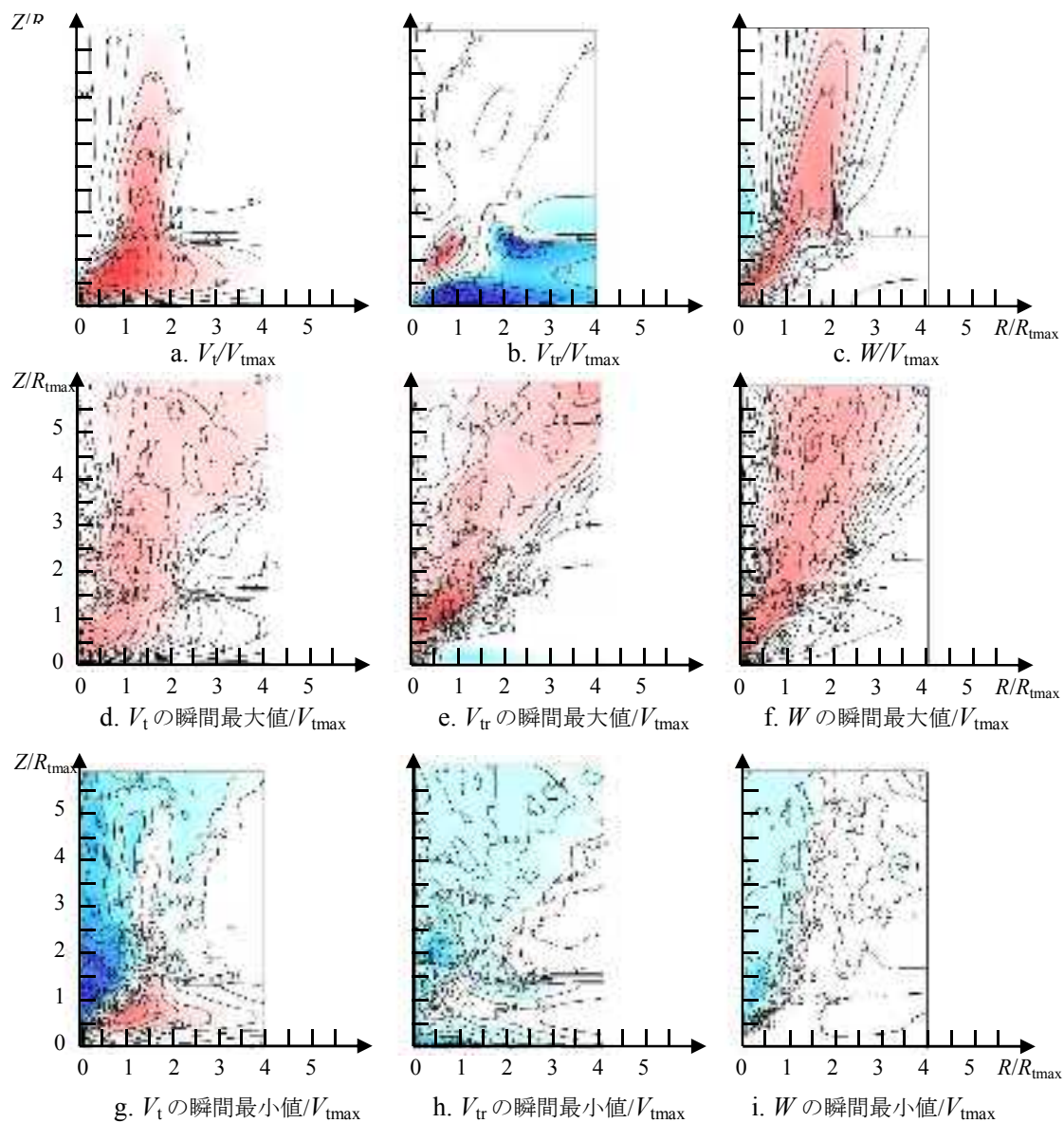


図 2.4.20 各風速成分の平均，瞬間最大値，最小値の分布

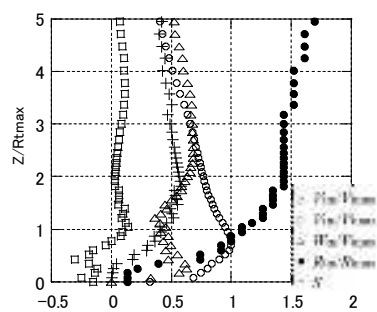


図 2.4.21 最大接線風速、径風速、鉛直風速、最大接線風速半径、スワール比の最大接線風速半径の位置におけるプロファイル

(5) タイプ5A

タイプ5Aの渦は、タイプ4Aの計算条件のうち仕切り板の半径を1.5倍にしたものである。低圧域の等値面の形状で観察すると、図2.4.22に示すように、地面付近で紡錘状の低圧部があり、その上部に、らせん状にねじれながら回転している低圧部が観察される。接線風速、径風速、鉛直風速は図2.4.23に示すように、タイプ4Aの分布を上向きに引き伸ばしたような分布形状を示し、タイプ4Aの地上付近、渦中心を拡大したような分布を示している。径風速 V_r は最小 $-0.6V_{tmax}$ 、最大 $0.4V_{tmax}$ となって強い値を持つようになる。また、鉛直風速 W は最小 $-0.1V_{tmax}$ 、最大 $1.5V_{tmax}$ となり、紡錘状の低圧部の上方、渦中心部分に下降流域が生じている。

各高さで、接線風速 V_t が最大値 V_{tm} をとる半径 R_{tm} における径風速 V_{rm} 、鉛直風速 W_m 、および、スワール比 S の高さ方向の変化は図2.4.24のようになる。 V_{tmax} の発現高さは $z = 2.5R_{tmax}$ 付近、接線風速が最大値 V_{tm} をとる半径 R_{tm} は高さとともに大きくなる。スワール比はタイプ4Aに比べた小さなものとなっている。流れは平均的に地面付近で渦中心に吹き込んだ後、渦中心で上昇し、紡錘状の低圧部の上方で外側に向かう。この時、接線風速が最大となる領域と、鉛直風が最大（上向き）となる領域はほぼ一致し、上空に向かって渦は広がっていき、紡錘状の低圧部の上方で中央部に下降域が生じている。接線風速、径風速、鉛直風速の瞬間最大値はほぼ同じ領域で発生し、いずれも上方に向かって広がる分布を示す。一方、接線風速、径風速、鉛直風速の瞬間最小値はいずれも渦中心付近で発生する。接線風速の瞬間値は $-1.1V_{tmax}$ から $1.5V_{tmax}$ の範囲、径風速の瞬間値は $-1.3V_{tmax}$ から $1.4V_{tmax}$ の範囲、鉛直風速の瞬間値は $-1.3V_{tmax}$ から $2.0V_{tmax}$ の範囲となり、鉛直風速がタイプ4Aに比べて大きな値をとるようになった。

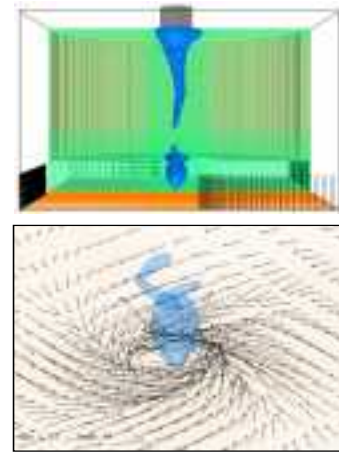


図 2.4.22 渦の生成の様子
低圧部を青色の等値面で示す

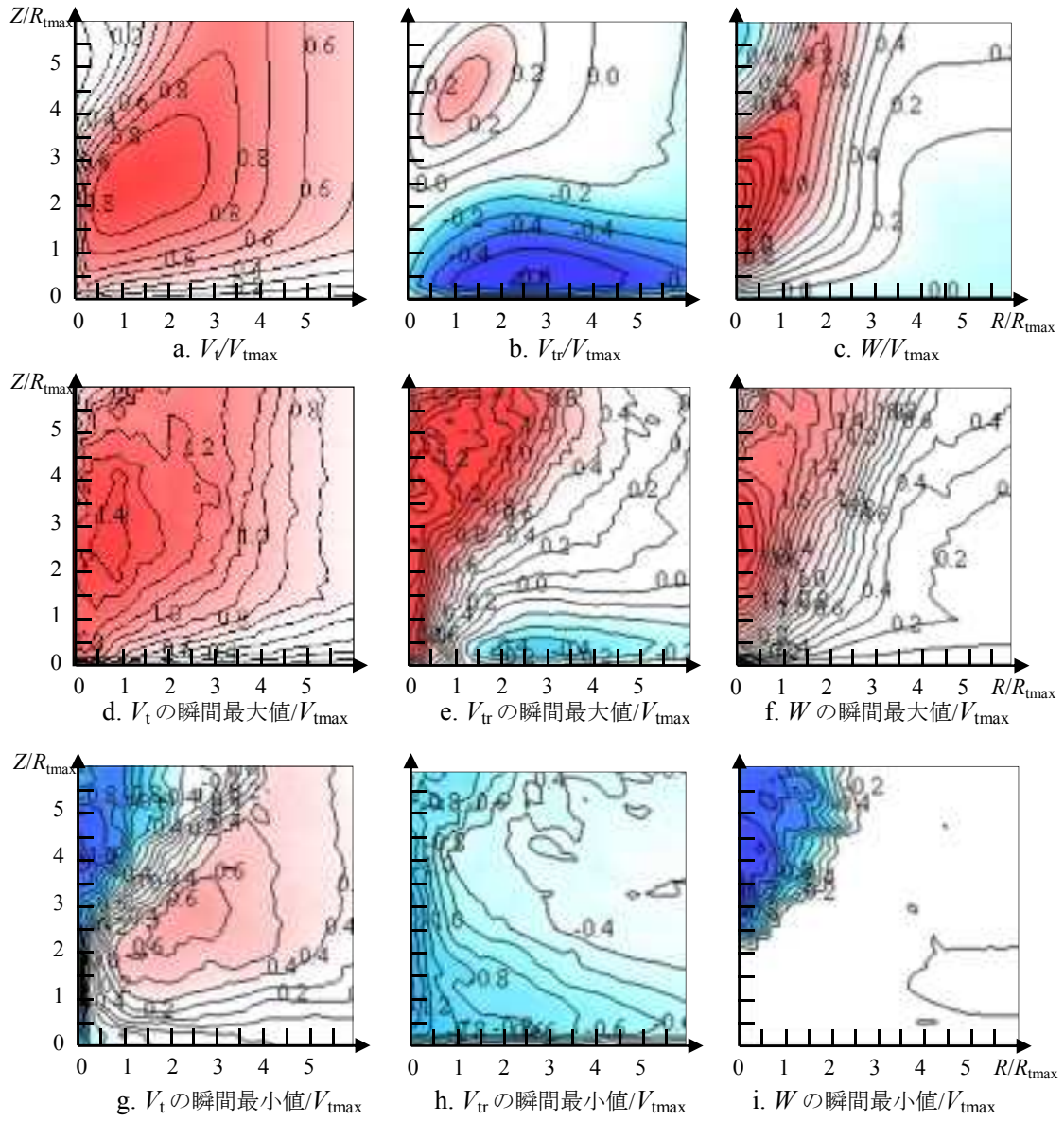


図 2.4.23 各風速成分の平均，瞬間最大値，最小値の分布

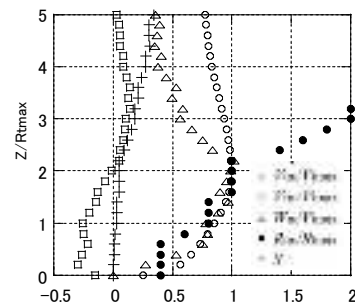


図 2.4.24 最大接線風速、径風速、鉛直風速、最大接線風速半径、スワール比の最大接線風速半径の位置におけるプロファイル

(6) まとめ

上記の結果から、渦のタイプの違いによる風速成分の違いを、最大接線風速の最大値 V_{tmax} に対する倍率として表 2.4.2 にまとめる。

表 2.4.2 渦のタイプによる最大・最小値の違い

平均値	タイプ 1		タイプ 2		タイプ 3		タイプ 4		タイプ 5	
	最小	最大	最小	最大	最小	最大	最小	最大	最小	最大
接線方向成分	0.0	1.0	0.0	1.0	0.0	1.0	0.0	1.0	0.0	1.0
半径方向成分	-0.5	0.2	-0.5	0.2	-0.4	0.1	-0.7	0.4	-0.6	0.4
鉛直方向成分	0.0	0.5	-0.1	0.3	-0.2	0.2	-0.4	0.9	-0.1	1.5
圧力	-2.6	0.0	-2.2	0.1	-2.3	0.0	-2.7	0.1	-4.1	0.0

瞬間値	タイプ 1		タイプ 2		タイプ 3		タイプ 4		タイプ 5	
	最小	最大	最小	最大	最小	最大	最小	最大	最小	最大
接線方向成分	-1.2	1.7	-0.7	1.5	-0.7	1.6	-1.1	1.5	-1.1	1.5
半径方向成分	-1.5	1.4	-1.2	1.1	-1.1	1.1	-1.1	1.5	-1.3	1.4
鉛直方向成分	-0.6	1.2	-0.6	0.8	-0.6	0.9	-1.0	1.6	-1.3	2.0

表中の値は、 V_{tmax} に対する倍率

2.4.6 仕切り板の有無による気流性状の違い

(1) タイプ2における仕切り板の有無による違い

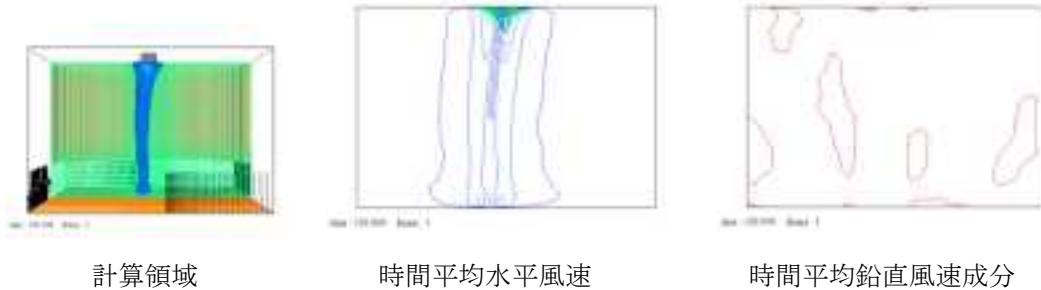


図 2.4.25 タイプ2N：仕切り板なし，中央鉛直断面

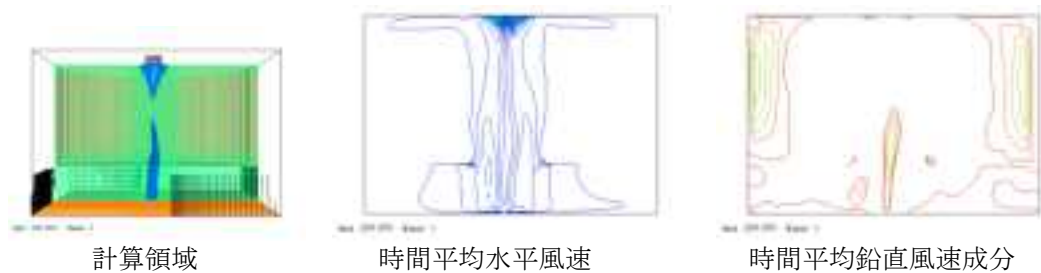


図 2.4.26 タイプ2A：仕切り板あり，中央鉛直断面

タイプ2Aの渦を作り出した解析領域においては，対流域と収束域の間に存在する仕切り板の影響が上方 $5Z/R_{tmax}$ あたりで出ている（図 2.4.14）。実際の竜巻が発生する自然界では，このような板は存在しないので，この影響を調べるためにタイプ2Aの計算において，仕切り板を取り除いた計算を行った（図 2.4.25）。仕切り板は渦の中心位置を中央部分に拘束する働きがあるので，仕切り板がある場合（図 2.4.26）に比べて地面付近における渦中心の解析領域の中心からの変移が大きい。そのため，図 2.4.25，2.4.27 にみられる通り，時間平均値で風速分布を見た場合，仕切り板のある場合よりも速度の空間分布が滑らかになっており，また，渦中心の解析領域中央からのずれが，仕切り板のないタイプ2Aよりも大きくなっている。接線風速 V_t および，径風速 V_r の地面付近の分布形状は，タイプ2Aに比べて高さ方向に引き伸ばされた形状を示し， V_{tmax} の発現高さは $z = 3R_{tmax}$ 付近，接線風速が最大値 V_m をとる半径 R_m ，および，スワール比の値がタイプ1Aよりも小さくなっているが，鉛直風速 W_m はタイプ1Aよりも大きくなっている（図 2.4.28）。流れは平均的に地面付近で渦中心に吹き込んだ後，接線風速が最大になる領域のすぐ内側で上昇し外側に向かう。径風速 V_r は $-0.6V_{tmax}$ から $0.2V_{tmax}$ の範囲。鉛直風速 W はタイプ2Aよりも大きく，最大 $1.1V_{tmax}$ 程度の値をとる。接線方向水平風速の瞬間値は $-1.4V_{tmax}$ から $1.6V_{tmax}$ の範囲，半径方向風速の瞬間値は $-1.5V_{tmax}$ から $1.5V_{tmax}$ の範囲，鉛直方向風速の瞬間値は $-1.2V_{tmax}$ から $2.1V_{tmax}$ の範囲となり，いずれも仕切り板のある場合のタイプ2Aよりも瞬間風速は強くなった。仕切り板の有無による風速成分の違いを最大接線風速の最大値 V_{tmax} に対する倍率として表 2.4.3 にまとめる。

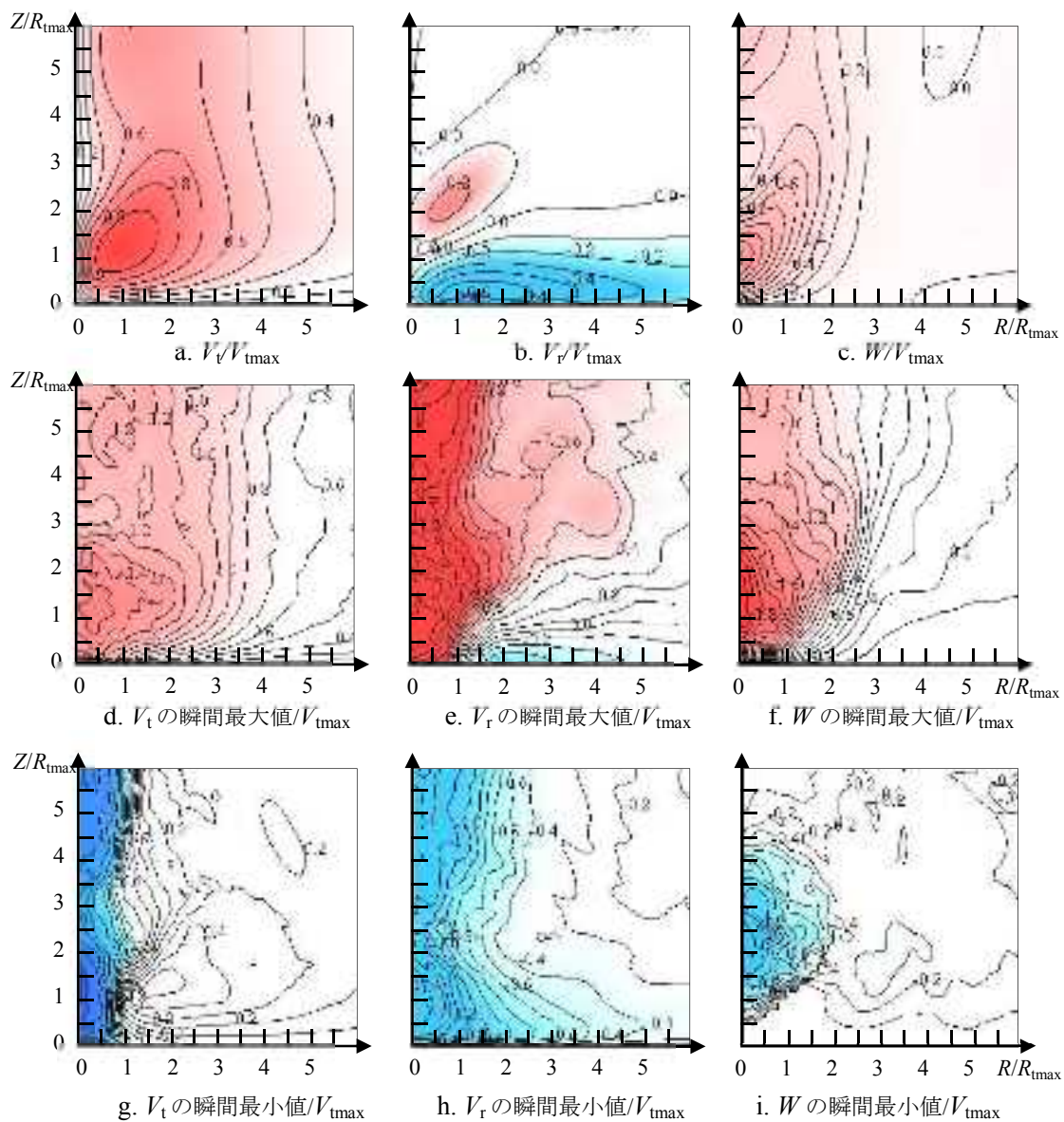


図 2.4.27 各風速成分の平均，瞬間最大値，最小値の分布

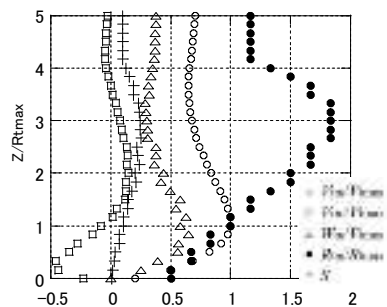


図 2.4.28 最大接線風速、径風速、鉛直風速、最大接線風速半径、スワール比の最大接線風速半径の位置におけるプロフィール

表 2.4.3 仕切り板の有無による違い

タイプ 2	仕切り板あり		仕切り板なし	
平均値	最小	最大	最小	最大
接線方向成分	0.0	1.0	0.0	1.0
半径方向成分	-0.5	0.2	-0.6	0.2
鉛直方向成分	-0.1	0.3	0.0	1.1
圧力	-2.2	0.0	-3.4	0.0

タイプ 2	仕切り板あり		仕切り板なし	
瞬間値	最小	最大	最小	最大
接線方向成分	-0.7	1.5	-1.4	1.6
半径方向成分	-1.2	1.1	-1.5	1.5
鉛直方向成分	-0.6	0.8	-1.2	2.1

表中の値は、 V_{tmax} に対する倍率

2.4.7 粗度による気流性状の違い

(1) タイプ2Nにおける地面粗度の有無による違い

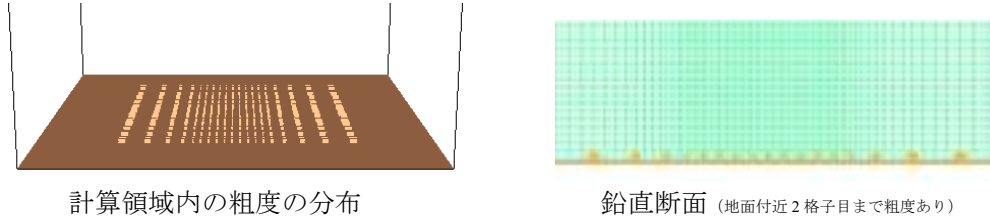


図 2.4.29 粗度形状

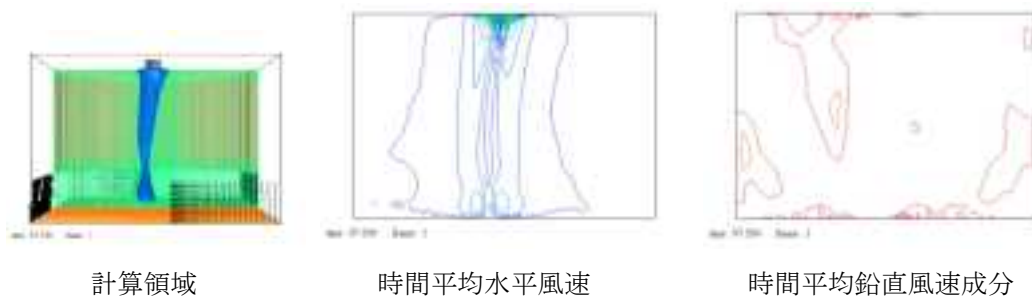


図 2.4.30 タイプ2：仕切り板なし，地面粗度あり，中央鉛直断面

仕切り板のないタイプ2Nの解析領域において，図2.4.29に示すように地面付近に（地面から2計算格子分，解析領域の中央部分で，密度1/16）粗度を与えた。その結果，粗度のないタイプ2Nに比べ，地面付近で平均風速の水平成分は弱くなる。一方，粗度上方では乱れが大きくなって，最大瞬間値は大きくなっている。また，平均鉛直風速も渦中心で大きくなった（図2.4.30，2.4.31）。流れは平均的に地面付近で渦中心に吹き込んだ後，接線風速が最大になる領域のすぐ内側で上昇し外側に向かうが，粗度のないタイプ2Nに比べて外向きに向かう速度は小さい。 V_{tmax} の発現高さは $z = 3R_{tmax}$ 付近で粗度のない場合とほぼ同じ，接線風速が最大値 V_{tm} をとる半径 R_{tm} 分布は地面付近で粗度のない場合と異なり，上方でも半径 R_{tm}/R_{tmax} の値は粗度のない場合よりも大きくなっている。

図2.4.31に示すように径風速 V_{tr} は $-0.6V_{tmax}$ から $0.1V_{tmax}$ の範囲。鉛直風速 W はタイプ2Nよりも大きく，最大 $1.4V_{tmax}$ 程度の値をとる。接線方向水平風速の瞬間値は $-1.3V_{tmax}$ から $2.0V_{tmax}$ の範囲，半径方向風速の瞬間値は $-1.3V_{tmax}$ から $1.6V_{tmax}$ の範囲，鉛直方向風速の瞬間値は $-0.9V_{tmax}$ から $2.2V_{tmax}$ の範囲となった。粗度の有無による風速成分の違いを最大接線風速の最大値 V_{tmax} に対する倍率として表2.4.4にまとめる。

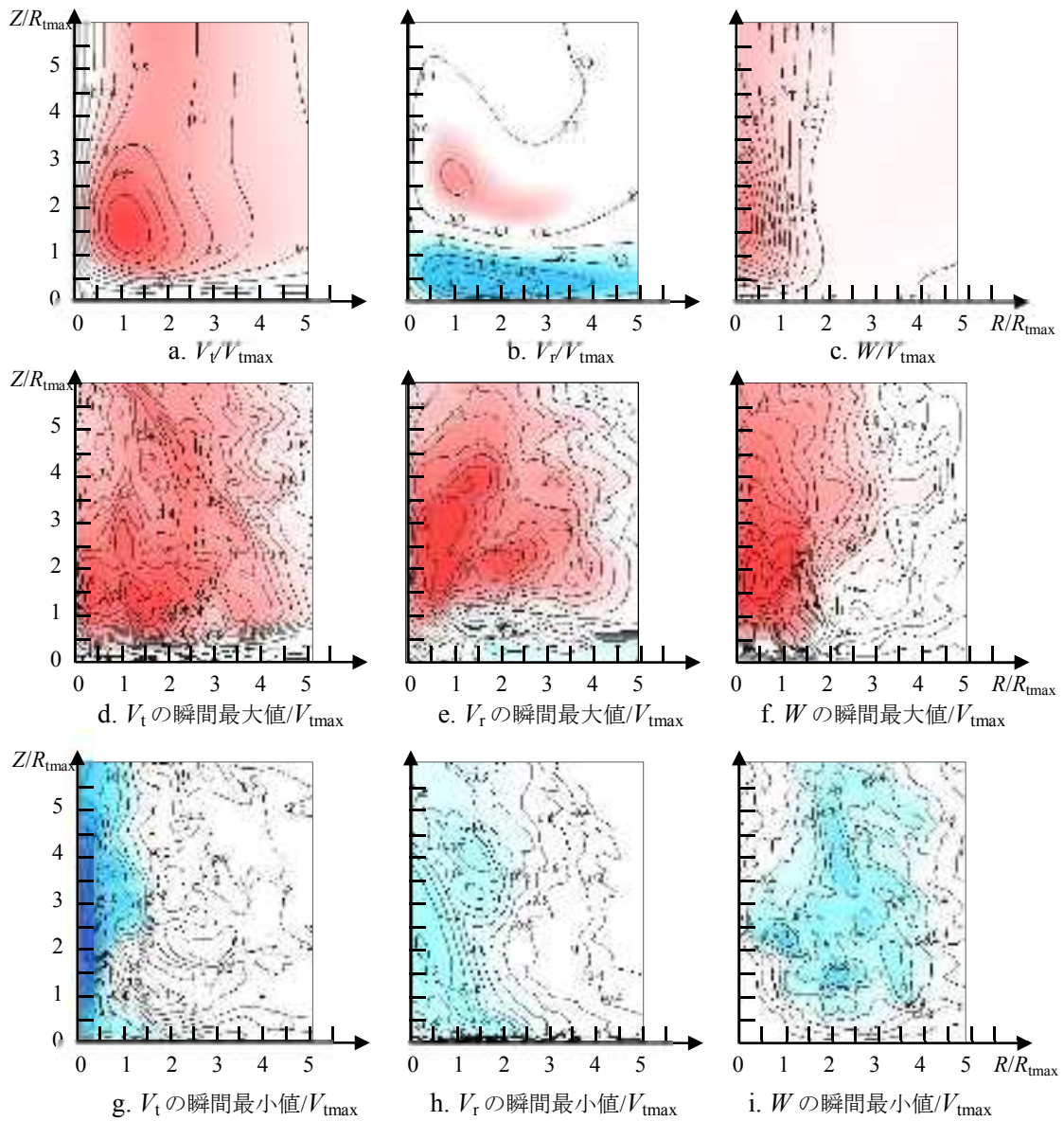


図 2.4.31 速成分の平均，瞬間最大値，最小値の分布

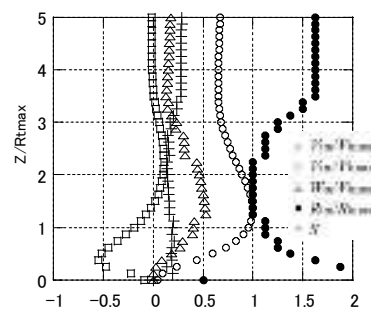
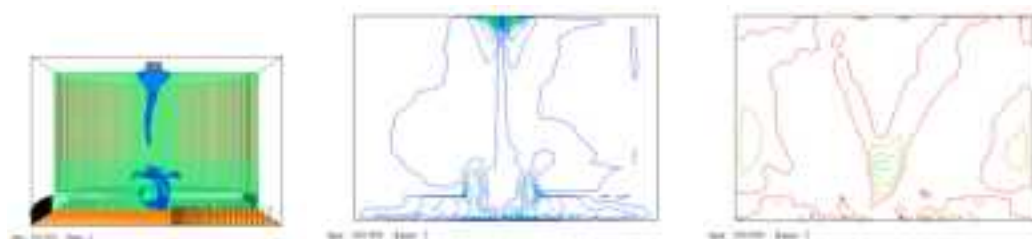


図 2.4.32 最大接線風速、径風速、鉛直風速、最大接線風速半径、スワール比の最大接線風速半径の位置におけるプロファイル

(2) タイプ3Aにおける地面粗度の有無による違い



計算領域

時間平均水平風速

時間平均鉛直風速成分

図 2.4.33 タイプ3AR：仕切り板あり，地面粗度あり，中央鉛直断面



計算領域

時間平均水平風速

時間平均鉛直風速成分

図 2.4.34 タイプ3A：仕切り板あり，地面粗度なし，中央鉛直断面

タイプ3Aと同じ解析領域の形状を持ち、地面に粗度がある場合の流れについて検討する。地面に与えた粗度は、タイプ2NRと同じで、地面から2計算格子分、解析領域の中央部分で、密度1/16である。図2.4.33に示すように、図2.4.34のタイプ3Aに比べて地面付近で風速が減少し、乱れが大きくなった。また、多重渦の1つ1つの渦の形状（低圧部分の等圧面の形状）も、各渦が判別できるような、きれいな形状を保つ時間が少なくなった。時間平均値の各風速成分の分布（図2.4.35）をみると、粗度のないタイプ3Aの分布が、粗度高さ分上方に押し上げられたような分布形状を示す。タイプ3Aで地面付近まで見られた渦中心の下降流域も上方に移動している。タイプ3ARではタイプ3Aと同様に今回作り出した渦の中で、最も大きなスワール比を持つ。（図2.4.36）

径風速 V_r は $-0.5V_{\text{tmax}}$ から $0.2V_{\text{tmax}}$ の範囲。鉛直風速 W は地面・渦中心付近で 0 から $0.5V_{\text{tmax}}$ の範囲。接線風速の瞬間値は $-0.7V_{\text{tmax}}$ から $1.6V_{\text{tmax}}$ の範囲。半径方向風速の瞬間値は $-1.5V_{\text{tmax}}$ から $0.9V_{\text{tmax}}$ の範囲。鉛直方向風速の瞬間値は $-0.7V_{\text{tmax}}$ から $1.2V_{\text{tmax}}$ の範囲となった。なお、今回用いた格子形状は、複数の渦の内部の流れを詳細に検討できるほど、細かい分割を行っていない。

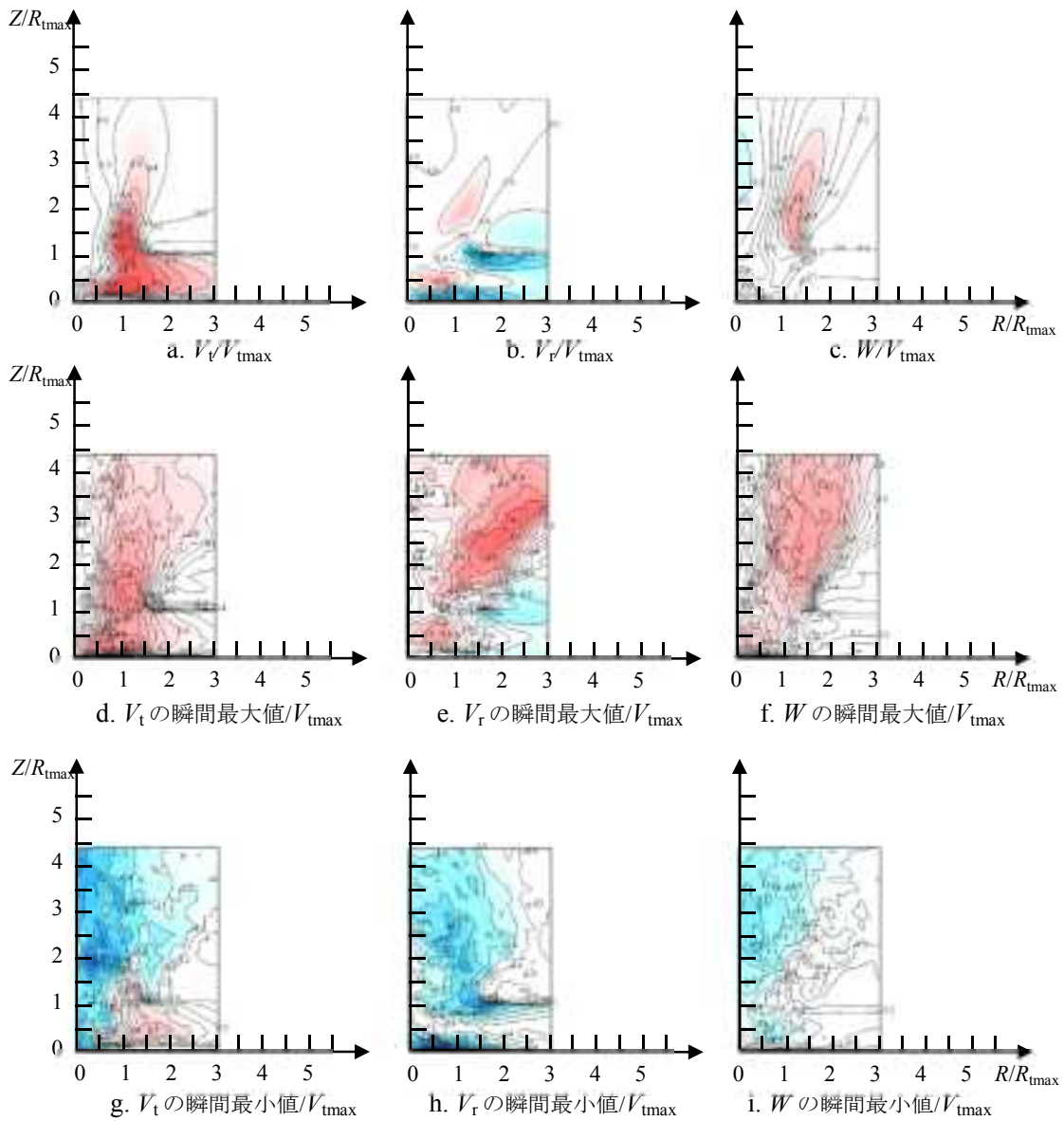


図 2.4.35 各風速成分の平均，瞬間最大値，最小値の分布

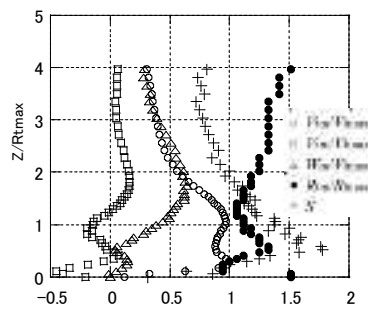


図 2.4.36 最大接線風速、径風速、鉛直風速、最大接線風速半径、スワール比の最大接線風速半径の位置におけるプロファイル

(3) タイプ4Aにおける地面粗度の有無による違い

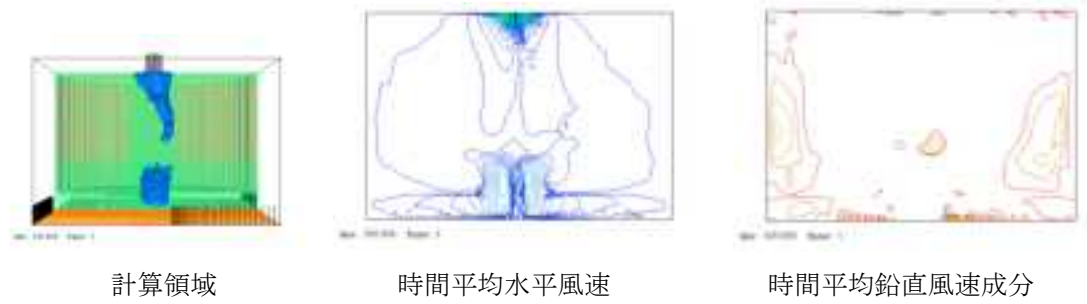


図 2.4.37 タイプ4：仕切り板あり，地面粗度あり，中央鉛直断面

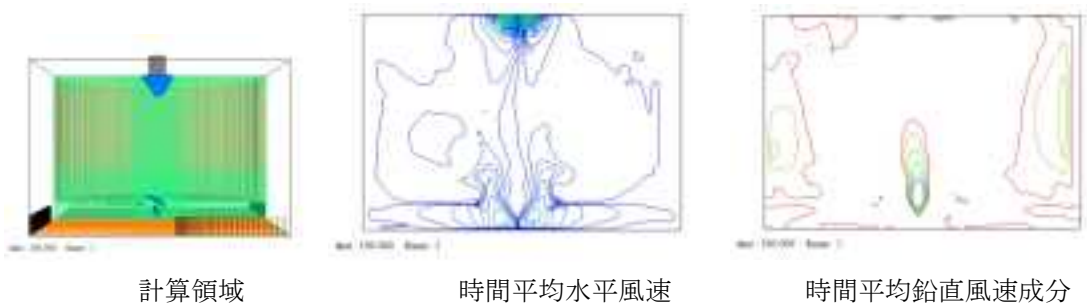


図 2.4.38 タイプ4：仕切り板あり，地面粗度なし，中央鉛直断面

タイプ4Aと同じ解析領域の形状を持ち，地面に粗度がある場合の流れについて検討する。地面に与えた粗度は，タイプ2NRと同じで，地面から2計算格子分，解析領域の中央部分で，密度1/16である。図2.4.37に示すように，図2.4.38のタイプ4Aに比べて地面付近で風速が減少し，乱れが大きくなった。また，タイプ4Aで見られた渦中央部分の下降流域が見られなくなり，上昇流が強くなった。径風速 V_r は最小 $-0.5V_{\text{tmax}}$ ，最大 $0.2V_{\text{tmax}}$ となってタイプ4Aより弱くなる。鉛直風速 W は最小0，最大 $1.5V_{\text{tmax}}$ となり渦中心部に上昇流域が形成されている。(図2.4.39)

各高さで，接線風速 V_t が最大値 V_{tm} をとる半径 R_{tm} における径風速 V_{rm} ，鉛直風速 W_{m} ，および，スワール比 S の高さ方向の変化は図2.4.40のようになる。 V_{tmax} の発現高さは $z = 2.5R_{\text{tmax}}$ 付近，接線風速が最大値 V_{tm} をとる半径 R_{tm} は高さとともにいったん小さくなり， $2.5R_{\text{tmax}}$ 付近で最小値をとった後，上方に行くほど大きくなる。流れは平均的に地面付近で渦中心に吹き込んだ後，渦中心で上昇し外側に向かうことなく渦中心を上昇する。接線風速の瞬間値は $-0.8V_{\text{tmax}}$ から $1.4V_{\text{tmax}}$ の範囲。径風速の瞬間値は $-0.9V_{\text{tmax}}$ から $0.9V_{\text{tmax}}$ の範囲で，地面付近では，正の値（渦中心から外側に向かう風速）が瞬間的にも生じていない。鉛直方向風速の瞬間値は $-0.2V_{\text{tmax}}$ から $1.9V_{\text{tmax}}$ の範囲となり，粗度がない場合よりも大きく（下向きに向かう風速の発生が小さく）なった。

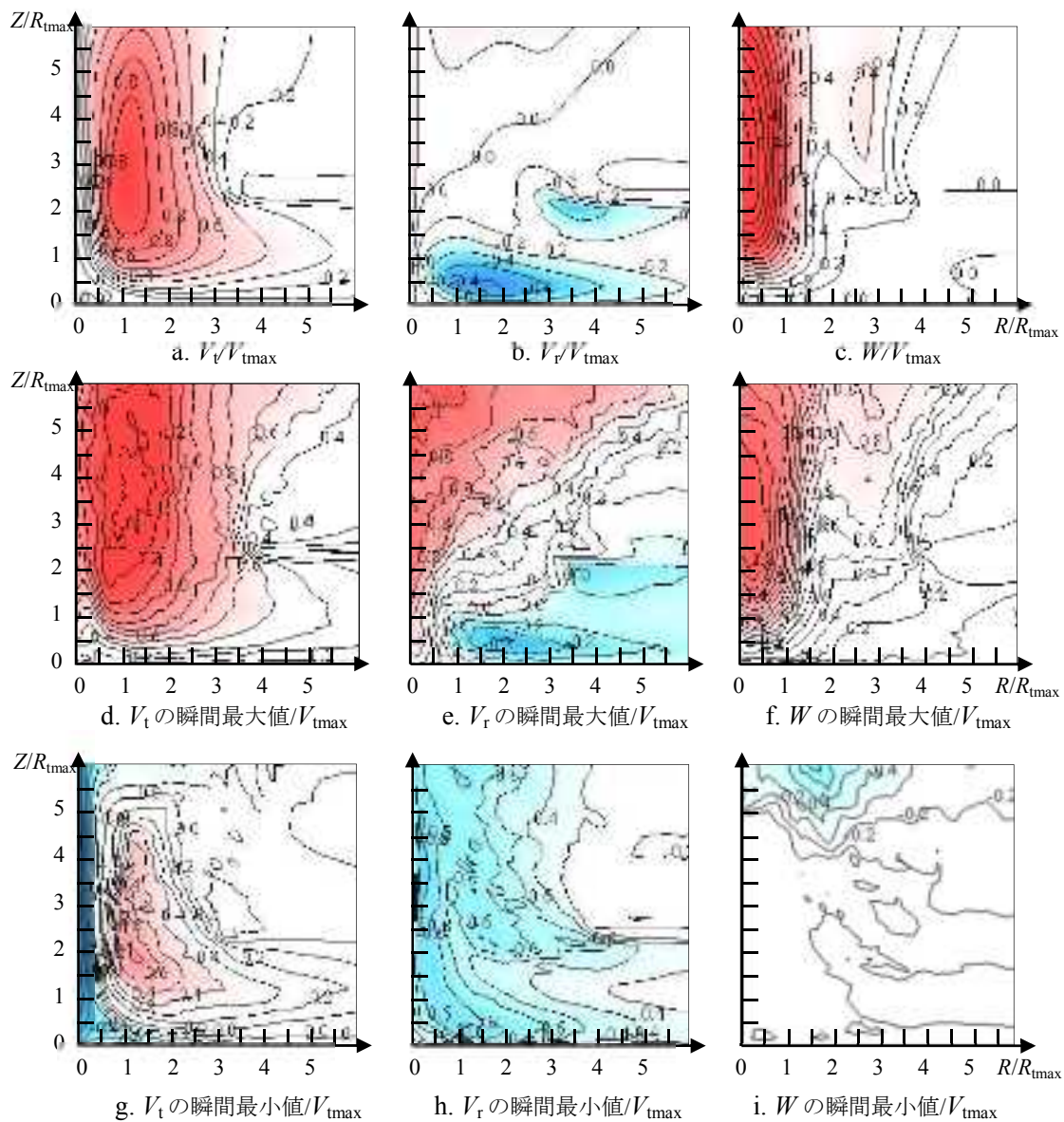


図 2.4.39 各風速成分の平均，瞬間最大値，最小値の分布

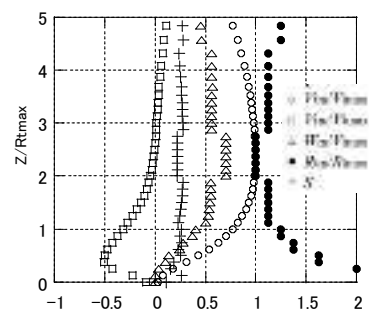


図 2.4.40 最大接線風速、径風速、鉛直風速、最大接線風速半径、スワール比の最大接線風速半径の位置におけるプロファイル

(4) まとめ

上記の結果から、粗度の有無による風速成分の違いをタイプ2,3,4について、最大接線風速の最大値 V_{tmax} に対する倍率として表 2.4.4 にまとめる。

表 2.4.4 粗度の有無による違い

平均値	タイプ 2				タイプ 3				タイプ 4			
	粗度なし		粗度あり		粗度なし		粗度あり		粗度なし		粗度あり	
	最小	最大	最小	最大	最小	最大	最小	最大	最小	最大	最小	最大
接線方向成分	0.0	1.0	-0.1	1.0	0.0	1.0	0.0	1.0	0.0	1.0	0.0	1.0
半径方向成分	-0.6	0.2	-0.6	0.1	-0.4	0.1	-0.6	0.2	-0.7	0.4	-0.5	0.2
鉛直方向成分	0.0	1.1	0.0	1.4	-0.2	0.2	0.0	-0.5	-0.4	0.9	0.0	1.6
圧力	-3.4	0.0	-3.0	-0.1	-2.3	0.0	-2.3	-0.1	-2.7	0.1	-3.0	0.0

瞬間値	タイプ 2				タイプ 3				タイプ 4			
	粗度なし		粗度あり		粗度なし		粗度あり		粗度なし		粗度あり	
	最小	最大	最小	最大	最小	最大	最小	最大	最小	最大	最小	最大
接線方向成分	-1.4	1.5	-1.3	2.0	-0.7	1.6	-0.7	1.6	-1.1	1.5	-0.8	1.4
半径方向成分	-1.5	1.5	-1.3	1.6	-1.1	1.1	-1.5	0.9	-1.1	1.5	-0.9	0.9
鉛直方向成分	-1.2	2.1	-0.9	2.2	-0.6	0.9	-0.7	1.2	-1.0	1.6	-0.2	1.9

表中の値は、 V_{tmax} に対する倍率

2.4.8 まとめ

この節では、竜巻による飛来物の計算を行う上で、計算結果に影響を及ぼす竜巻の気流性状について検討した。LES による非定常乱流場の計算を行って、境界条件を変化させることにより、種々の性状を持った竜巻状の渦を発生させ、それぞれが持つ特徴を明らかにした。発生させた渦の解析を行う際に、解析領域で時空間平均操作を行って統計量を求め、それらの値によって気流性状を評価した。発生させた渦は、低圧領域の圧力等値面の形状により、1セルタイプ、2セルタイプ、多重渦タイプ、らせん状の渦、紡錘状の渦の5つのタイプの渦に分類した。また、2セルタイプの渦に関しては、解析領域内の仕切り板がある場合とない場合。2セルタイプで仕切り板がない場合と多重渦タイプ、らせん状の渦に関しては、地面に粗度がある場合とない場合の合計 9 ケースの計算を行い、それぞれの渦の特徴を明らかにした。

今回の解析では、風速の時空間平均量をもとに渦の特徴を評価しているが、発生させた渦は時間とともに中心が変動したので、今回求めた統計量の渦中心は時間平均値であり、その中心を原点として気流性状を評価していることになる。したがって、各時刻における渦中心からの気流性状の平均値ではないことに注意されたい。各時刻における渦中心からの気流性状の評価に関しては、次年度の解析で行いたいと考えている。また、多重渦に関しては、用いた計算格子は多重渦を構成する小渦内の気流性状を解像できるだけ細かな間隔を持っていない。より細かな解像度を持った計算格子による解析も、今後の課題である。

2.1 節で示された既往の渦モデルは、自然界に存在する種々の性状を持った渦のうちの特別な場合、例えば、“地面に対して渦中心が垂直に立ち上がり、渦中心が移動しない2セルタイプの渦”を表しているにすぎない。したがって、たとえ渦モデル自体が対応する渦の特徴を正確に表していたとしても、それ以外の特徴を持った渦に対する評価は行うことができないのが現状である。一方、本節の結果で示されたように、境界条件を変化させることにより性状の異なる渦を生成することができるということは、自然界においても渦の周囲の条件により、種々の性状を持った渦が発生する可能性があることを示唆しており、実際、漏斗雲をとってみても種々の形状を持ったものが観測されている。したがって、竜巻による飛来物の解析を行う場合、本来ならば自然界で発生する可能性のあるあらゆる性状を持った渦に対して解析を行うべきであるが、次節の結果にも示されているように、それらすべてを考慮することは実際上不可能である。しかしながら、実務上飛来物の解析を行わねばならない以上、何らかの方向性を示すべきであり、それらに対して本節の結果が貢献できる項目を以下にまとめる。

1. 本節で生成した種々の性状を持った渦を用いて、飛来物の解析を行い、渦の性状と対応づけて飛散性状を明らかにする。
2. 飛来物による被害を考えた場合、最も衝撃力の大きくなる場合、すなわち、飛来物の衝突時の速度が最も早くなる場合が重要となる。したがって、渦により飛ばされる飛来物の最大速度を調べ、対応する渦の性状を明らかにする。

3. 上記で明らかになった渦が、自然界で発生する条件、頻度などを考慮して、実用上の飛来物解析に際して用いることのできる渦モデルを、既往の渦モデルとの比較を行いながら検討する。

平成 28 年度は、上に指摘した内容を中心に引き続き LES で発生させた渦を用いた飛来物の解析を行う。それらの結果により、実務上の飛来物解析において既存の渦モデルを用いるのが適当であるのか。また、渦モデルを用いるのではなく、LES などによるシミュレーション結果を用いた方がよいのかなど、解析を行う際の風速場の与え方についての検討を行う予定である。

参考文献

- 2.4.1 Maruyama T.: Simulation of flying debris using a numerically generated tornado-like vortex. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. 99(4), 2011.4, pp.249-256.

2.5 水平シアによる実大竜巻状流れのLESによる生成

2.5.1 概説

竜巻の流れ場は強い非定常性を持った三次元流れであることが知られており、対竜巻設計に用いるための適切な流れ場のモデルを構築するためには、より現実に近い流れ場を生成し、非定常性を考慮した評価が不可欠である。また、従来の数値流体解析による竜巻状流れ場の生成においては竜巻状流れ場を実験的に再現する竜巻風洞を模擬したものが多く、計算スケールについても実験室スケールのものがほとんどである[2.5.1, 2.5.2, 2.5.3]。ここでは、実験装置の模擬ではなく、実大スケールの流れ場を生成することを目指し、竜巻が気団の境目の水平シア面で発生していることを考慮して、自然現象に近いと考えられる水平シアの場には上昇流を加える条件の下でLES解析を実施し、流れ場の特性について検討する。

2.5.2 解析概要

本節における解析は、有限体積法ベースのOpenFOAM[2.5.4]を用いて実施した。解析領域を図2.5.1に示すが、幅 $W \times W$ 、高さ H の直方体領域である。この領域の x 軸直交面を x 軸を境に二分し、inletとoutlet1境界とする。なお、本節で示す解析では、inletおよびoutlet1境界の高さ h は H と同じなため、 $h/H=1$ である。inlet面には領域内向きに u_0 m/sの一樣な流入条件、outlet1面には領域外向きに u_1 m/sの一樣な流出条件を与え、 $u_0 > u_1$ とすることで、両境界面の流出入量を不均衡とさせる。この流入流出面は、面に沿った流速成分に対しては0勾配条件を与えた。一方で、解析領域の天井中央に $d \times d$ の自由流出境界outlet2を設け、inlet面とoutlet1面の差分を流出させることで上昇流を生成した。この領域では、 u_0 の大きさを水平シアの強さを、 u_0 と u_1 の差で上昇流の強さをコントロールすることが可能である。なお、outlet2以外の天井面、 y 軸直交面はslip条件、地表面はno slip条件を適用した。圧力に関する境界条件は、outlet2に $p=0$ の一樣な固定境界条件、それ以外の面は全て0勾配条件を与えた。本節で報告する解析で用いた解析領域に与えた諸量を表2.5.1に示す。本節では50,000秒分の解析を行った。

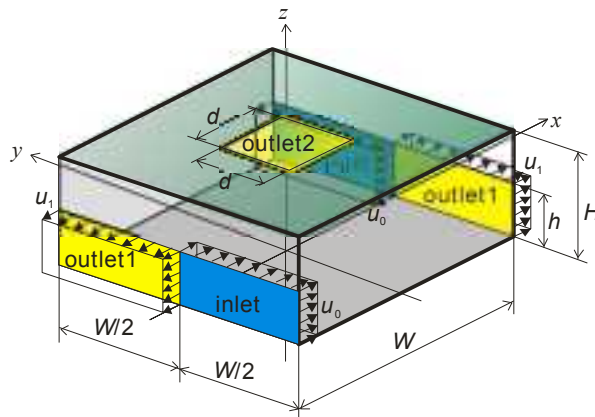


図 2.5.1 LES 解析に用いる解析領域の概要

表 2.5.1 解析に用いた諸パラメータ

解析領域幅 W	12,000m
解析領域高さ H	3,000m
inlet 面流入流速 u_0	13.4m/s
outlet1 流出流速 u_1	11.1m/s
流入流出境界高さ h	3,000m ($h/H=1$)
上昇流孔幅 d	1,200m

2.5.3 LES 解析結果と Burgers vortex 近似による流れ場の評価

図 2.5.2 に本解析で生成した竜巻状流れの圧力が最低値を示した圧力中心付近の $z=40, 80, 160, 240, 320\text{m}$ の水平面の風速面内成分のベクトルおよび鉛直風速のカラーマップを示す。本図に示した流れ場は $t=47,790\text{s}$ の瞬間の流れ場であるが、既往の研究にみられるような鉛直軸に対して軸対称な分布を描くような流れ場ではなく、非対称性、非定常性を有する複雑な流れ場である。

次に、図 2.5.3 に図 2.5.2 と同じ瞬間の流れ場における圧力中心を含む y 軸直交面内の風速面内成分のベクトルおよび面直交成分のカラーマップを示す。カラーマップから、地表面付近では z 軸より少し x 軸方向で負側に 120m ほどを境に鉛直渦を形成していることが分かるが、ほぼ回転中心の鉛直面で見ても左右は対象にはなっていない。また、渦の軸は鉛直軸に沿ってはいるものの、直線ではない。またベクトル図より、地表面付近で渦中心に向かう収束流が認められ、中心付近で上昇流に転じていることが分かる。図 2.5.4 に同じ鉛直面における圧力分布を示す。この瞬間においては、渦軸に沿って圧力の低い領域が認められるが、圧力値は高さによって異なっており、 $z=450\text{m}$ 付近を中心に最も圧力の低い領域が存在する。

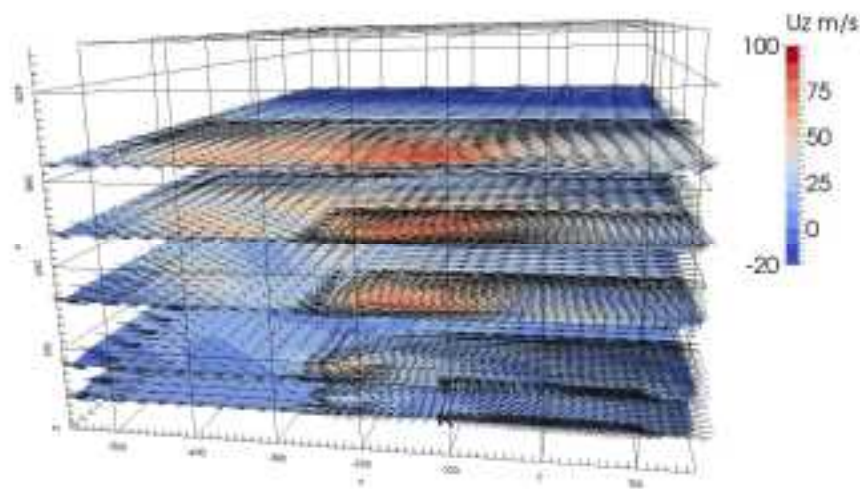


図 2.5.2 圧力中心付近の風速水平ベクトルと鉛直風速の分布($t=47,790\text{s}$)

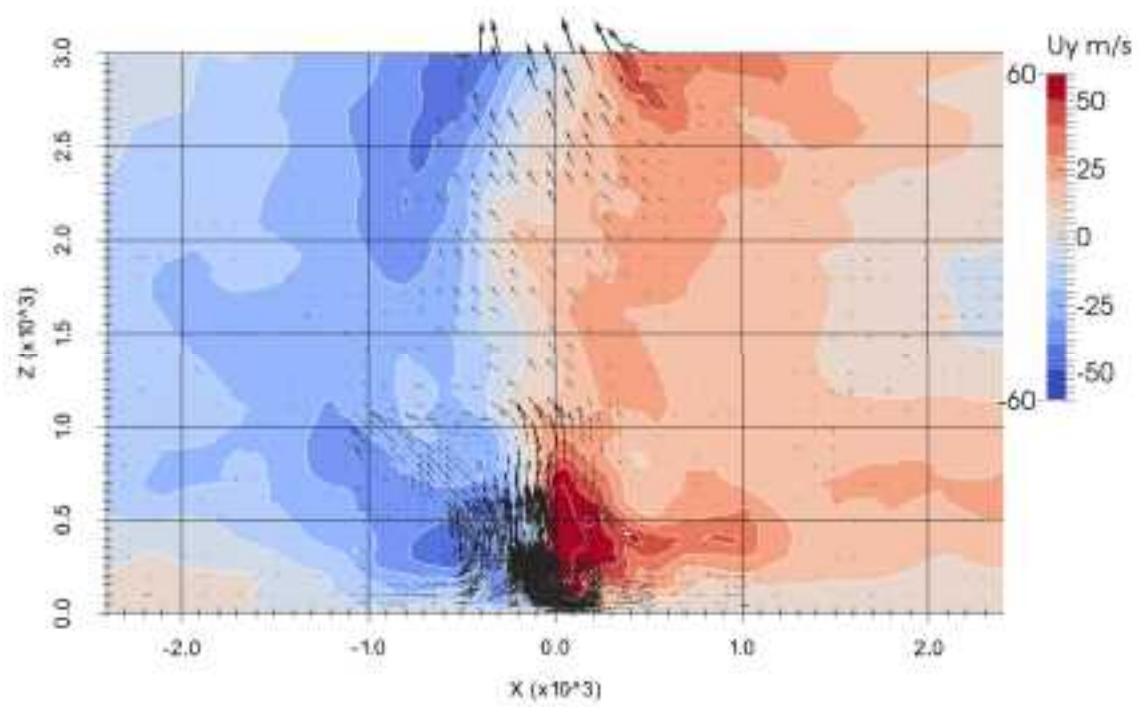


図 2.5.3 地表面圧力中心を含む x - z 面内における面内風速ベクトルと面直交成分風速(U_y)の分布($t=47,790s$)

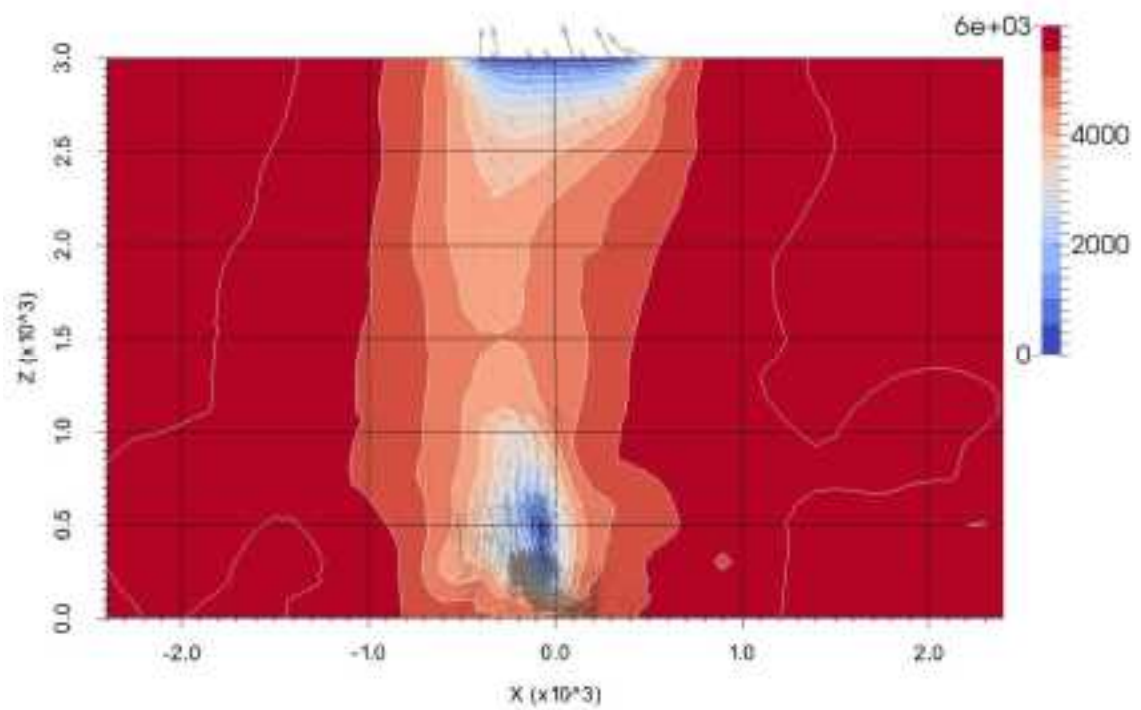


図 2.5.4 地表面圧力中心を含む x - z 面内における圧力分布の分布($t=47,790s$)

以上に述べたように、本節に示す LES 解析で得られた流れ場は非対称性、非定常性の強い流れ場であるため、流れ場の定量評価をするためには、工夫が必要である。ここでは、各高さにおける水平面内で最低圧力を示す点をその高さの渦中心とし、これを原点と水平面内の r - θ 極座標系について、接線成分風速 U_t 、半径成分風速 U_r 、鉛直成分風速 U_z の三成分に分解し、特に渦の強さと渦の規模を評価するために、次式で定義される Burgers vortex[2.5.5]の接線成分風速 U_t 分布に対して最小二乗法を適用して近似する。

$$U_t(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{r^2}{\varepsilon^2}\right) \right\} \quad (2.5.1)$$

ここで、 Γ は循環であり、 ε はコア半径であり、渦の強さと規模を評価することができる。図 2.5.5 に時刻 $t=47,790$ s の瞬間流れ場における $z=10$ m の水平面内において圧力中心からの距離 r と接線風速 U_t の分布状況を示す。この図から、接線風速は中心で 0 で中心から 200m 程度までの範囲では半径の増加に対して接線風速は増加し、それより外側では逆に半径の増加に対して減少に転じ 0 へと収束する傾向をもった分布である。渦中心を基準とした平均場を求めるため、各半径毎にアンサンブル平均を行い、平均値と標準偏差を求めた結果が図中の Avg と Avg $\pm 1\sigma$ の線である。ここでは渦中心に対する非対称性が存在するため、接線風速は大きなばらつきを有しているが、近似した曲線は、細部までは一致しないものの、コア半径 ε と循環 Γ という 2 つのパラメータで概ねの分布を表現できているため、以降では、竜巻状渦の強さと規模を Burgers vortex 近似で評価することとする。

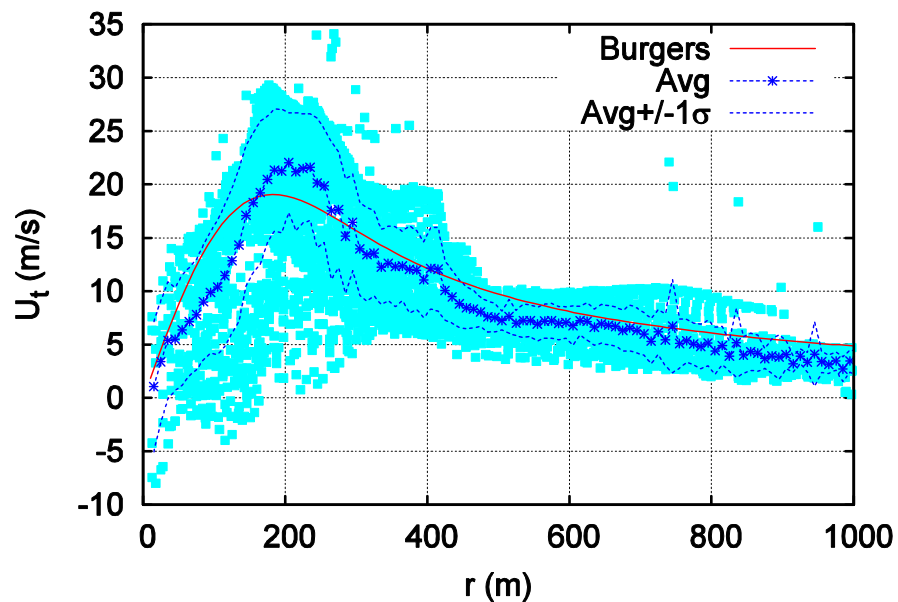


図 2.5.5 接線風速のアンサンブル平均と Burgers vortex の近似 ($z=10$ m, $t=47,790$ s)

2.5.4 流れ場の非定常性に関する検討

図 2.5.6 に、本解析で得られた 50,000 秒間の各瞬間流れ場について、高さ $z=10, 20, 40, 100\text{m}$ の水平面において圧力の最小を中心として接線成分風速を求め、(2.5.1)式を近似して求めたコア半径 ε と循環 Γ および Burgers vortex 分布の最大接線風速 U_{tmax} を示す。この図からも明らかなように、明確な渦構造が形成されていない状態では Burgers vortex による近似がうまくいかず異常に大きなコア半径や循環が示されている。従って、竜巻状流れ場を適切に評価するためには、コア半径と循環が安定している時刻を選んで評価する必要がある。ここでは $t=47,000\sim 48,000\text{s}$ の時間について評価することとする。

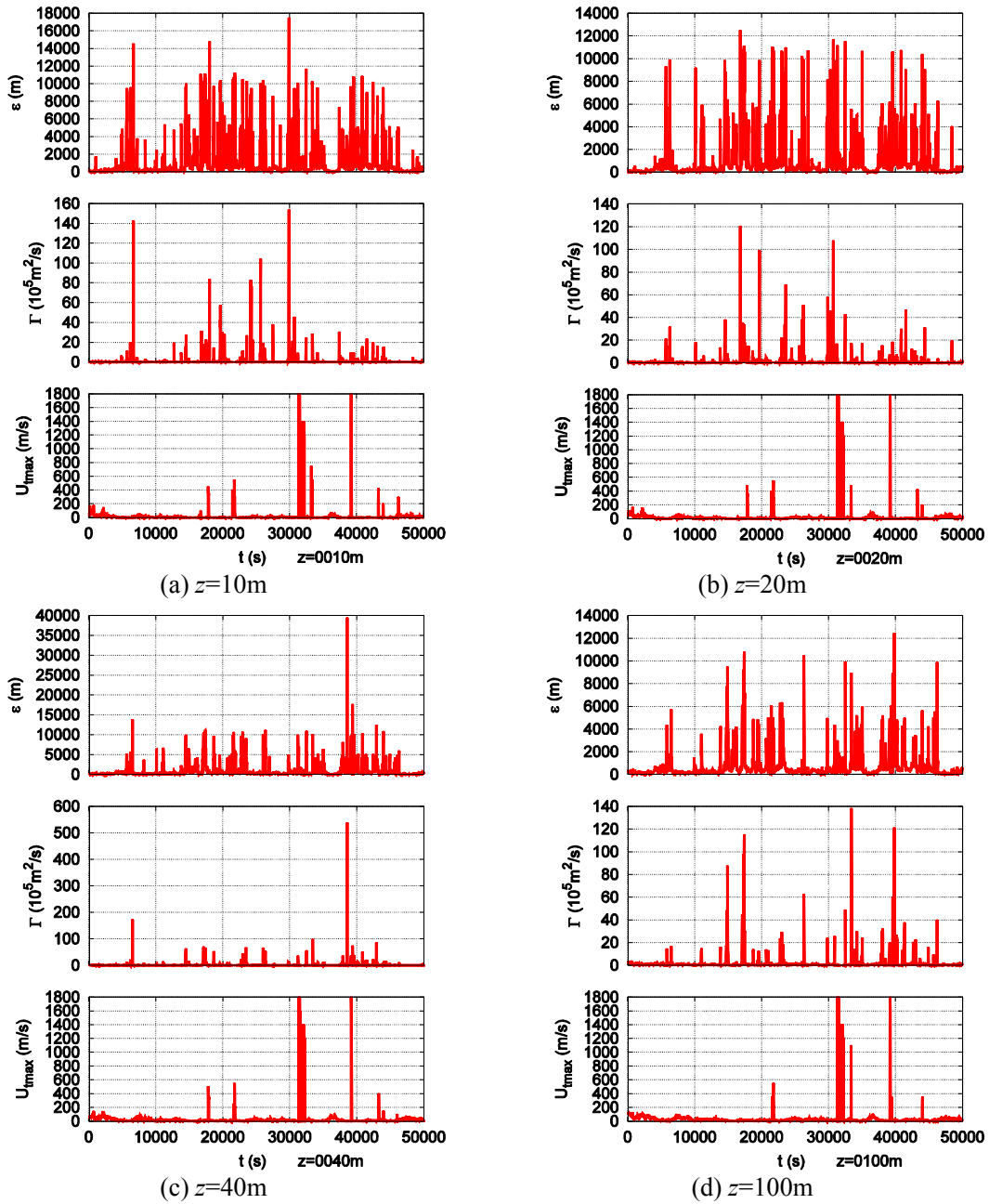


図 2.5.6 Burgers vortex 近似パラメータ(ε , Γ , U_{tmax})の時刻歴変化($z=10, 20, 40, 100\text{m}$)

2.5.5 比較的安定した状態に対する接線風速の評価

本項では、前項で述べた判断に基づき $t=47,000\sim 48,000\text{s}$ の 1,000 秒間について流れ場を評価する。ここで、この時間に発生している流れ場のイメージを可視化するため、 $t=47790\text{s}$ の瞬間場について、断熱変化を前提として水蒸気飽和面を漏斗雲面とする方法[2.5.6]によって最大接線風速が 105m/s 相当に圧力場を補正して描いた漏斗雲の様子を図 2.5.7 に示す。ここで生成されている竜巻状流れ場が、自然に発生している竜巻の起こす漏斗雲とよく似た形状を示しており、竜巻流れの一形態に対応していると判断できる。

図 2.5.8, 2.5.9 に、 $t=47,000\sim 48,000\text{s}$ の 1,000 秒間について、高さ $z=10\text{m}$ および 100m の水平面における圧力中心の軌跡(a)と接線風速分布から求めたコア半径と循環および Burgers vortex 近似の最大接線風速の時刻歴変化(b)を示す。(a)に示した図中の下半分で右向き、上半分で左向きに水平シアが形成されており、圧力中心の動きはそれぞれの流れに押し流されているような挙動を示していることが分かる。次に(b)より、この 1,000 秒間の間でもコア半径は $z=10$ で $30\sim 200\text{m}$ 程度、 $z=100\text{m}$ で $50\sim 200\text{m}$ 程度の変動を示しており、時々刻々と渦の規模が変化していることが分かる。同時に循環も時々刻々変化しているが、最大接線風速の変動は、コア半径と循環の値の変化が打ち消しあって、それぞれの値ほどには変動していない。この結果のみで結論付けることは早急と考えられるが、同じ最大接線風速においても、竜巻規模と渦の強さは様々な組み合わせを有しており、単純に扱うことが難しいことを示していると考えられる。

図 2.5.10 には、さらに $z=0\sim 1,000\text{m}$ の範囲について Burgers vortex 近似のコア半径、循環、最大接線風速の高さ方向の分布の時刻歴変化を示す。この図から、コア半径と循環については、地表面の粗度によって地表面付近の値が低くなる傾向を持ちながら値が変動している一方で、最大接線風速については、逆に地表面近くまで高い値を維持しており、結果的に地表面付近が最も最大接線風速が高くなっている傾向が分かる。



図 2.5.7 漏斗雲として可視化した瞬間流れ場
($t=47790\text{s}$, $RH=30\%$, $U_{\text{tmax}}=105\text{m/s}$ 相当に圧力場を補正)

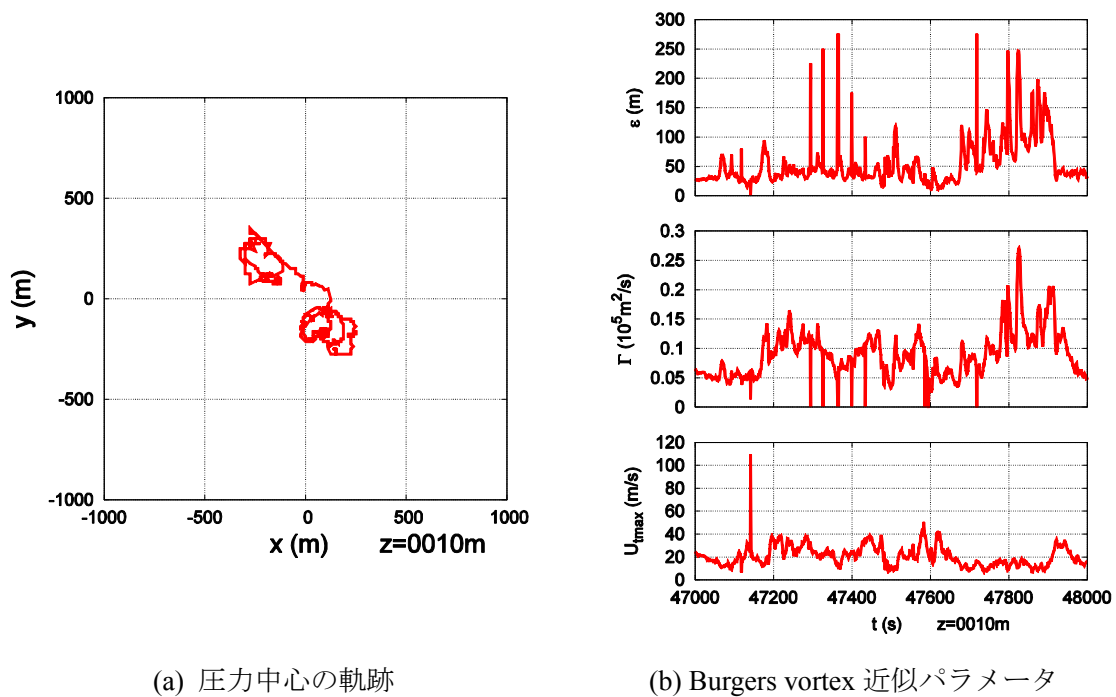


図 2.5.8 $z=10\text{m}$ における渦中心および Burgers vortex の時刻歴変化 ($t=47,000\sim 48,000\text{s}$)

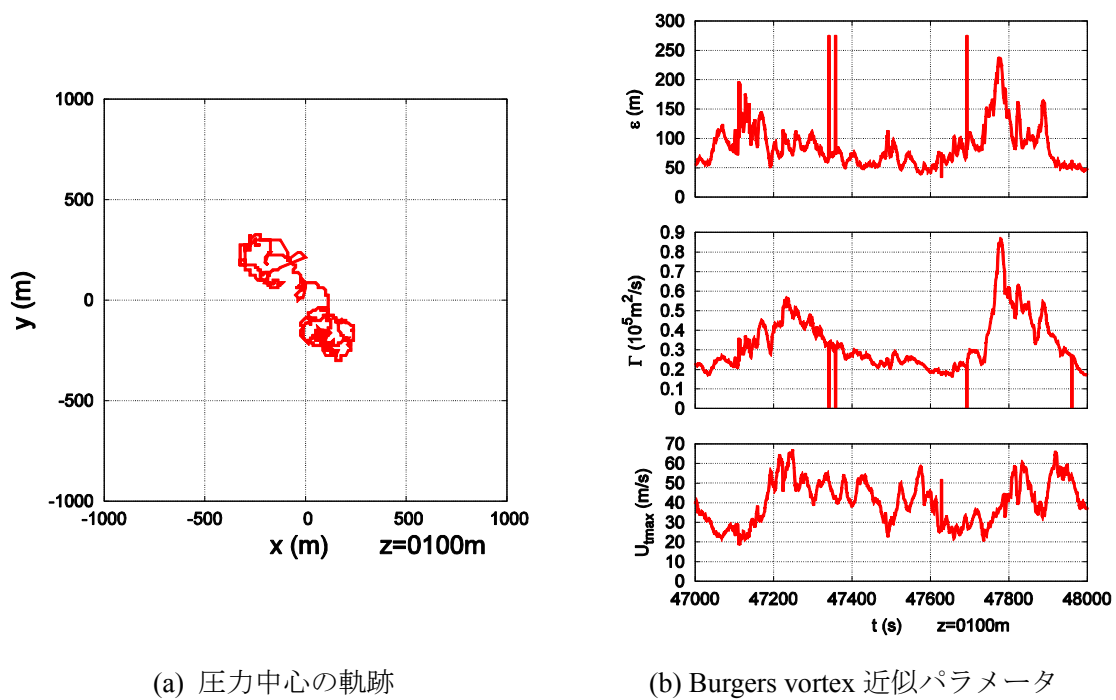


図 2.5.9 $z=100\text{m}$ における渦中心および Burgers vortex の時刻歴変化 ($t=47,000\sim 48,000\text{s}$)

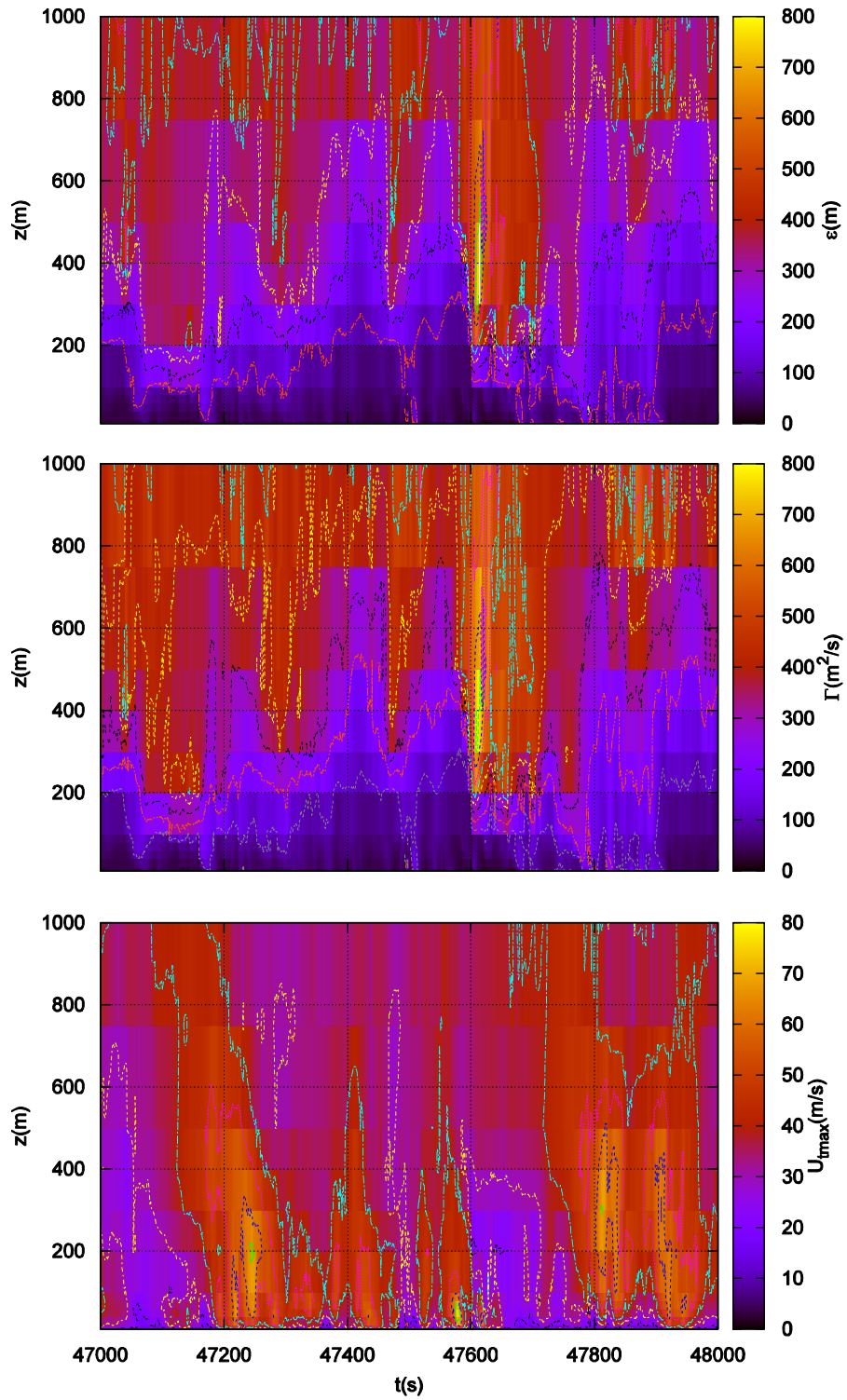


図 2.5.10 Burgers vortex 近似によるコア半径，循環，最大接線風速の時刻歴変化
($z=10\sim1,000\text{m}$, $t=47,000\sim48,000\text{s}$)

2.5.6 Burgers vortex 近似パラメータおよび流れ場の鉛直構造

図 2.5.10 に示した Burgers vortex 近似パラメータを各高さで時間平均した結果を図 2.5.11 に示す。平均値で見ても、循環 Γ とコア半径 ϵ および最大接線半径 R_{tmax} は地表面近くで低下し、最大接線風速の平均値はむしろ地表面付近で最も値が高くなっていることが分かる。Burgers vortex は同じ循環に対しては、コア半径が小さくなればなるほど最大接線風速は高くなる性質を有していることから、図 2.5.11 の傾向から、循環とコア半径の地表面付近での減少量は、コア半径の方がより大きく、結果的に最大接線風速が高まる結果となっているものと考えられる。次にそれぞれのパラメータの変動量に注目すると、循環、コア半径、最大接線風速半径の3つについては、地表面付近において絶対的な変動幅が減少する傾向を有しているが、最大接線風速の絶対的な変動幅は地表面に近づくほど大きくなっていく。循環とコア半径の両者の関係に依るため単純な評価はできないが、地表面近傍においてはコア半径の変動幅の方が循環よりも相対的に大きく、最大接線風速の変動幅の増加はコア半径の変動が主因であると考えられる。

一方で、各高さにおけるコア半径と最大接線風速によって、半径と風速または圧力を無次元化した r - z 平面内の接線成分風速 U_θ 、半径成分風速 U_r 、鉛直成分風速 U_z および圧力 p の分布をカラーマップで示した結果を図 2.5.12 に示す。この結果から無次元化した鉛直成分風速と圧力に関しては、鉛直方向にほぼ一様な分布が認められる一方で、接線成分風速と半径成分風速については、鉛直方向に複雑な分布形を有していることから、流れ場のモ

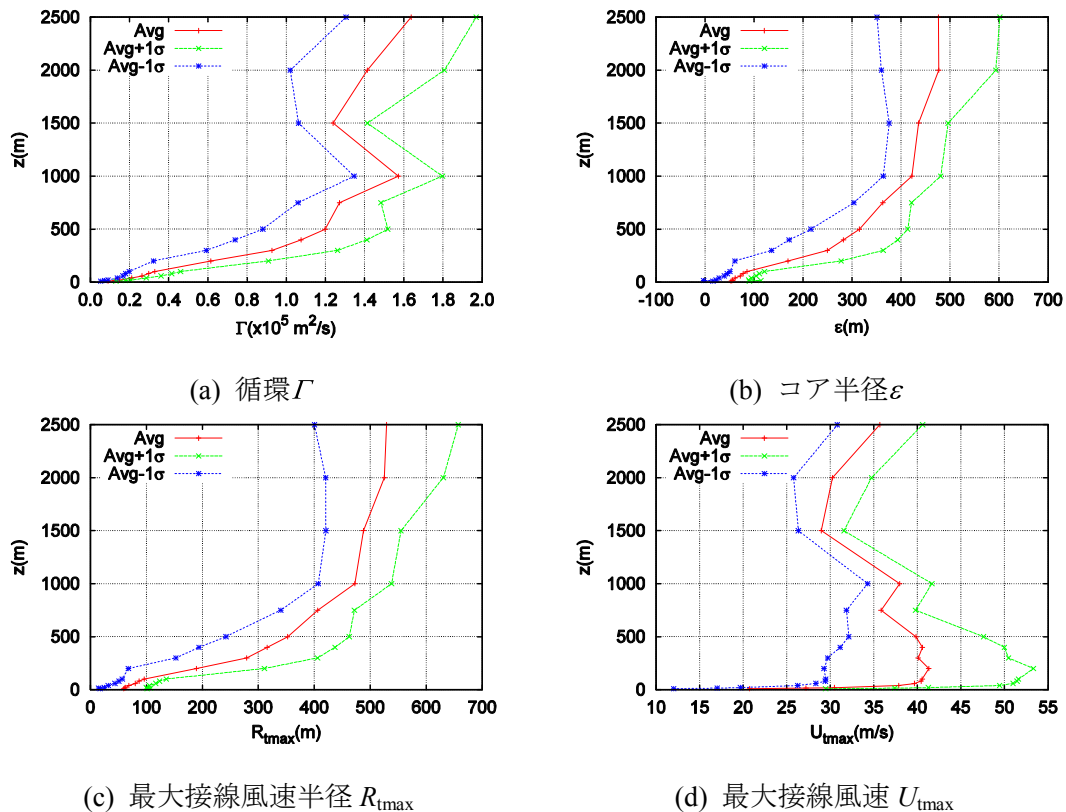


図 2.5.11 Burgers vortex 近似パラメータの平均値と変動幅の鉛直分布 ($t=47,000 \sim 48,000$ s)

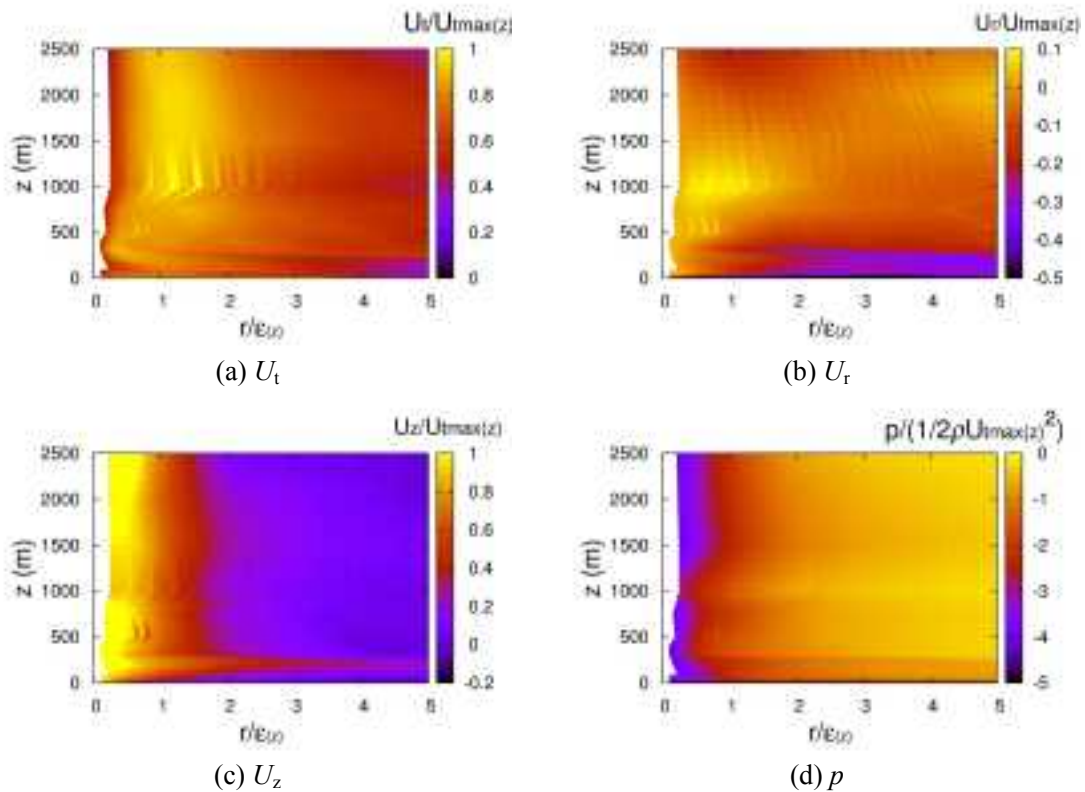


図 2.5.12 r - z 面内における接線，法線，鉛直方向平均風速および平均圧力の分布

デル化においては，許容される誤差を考慮しつつ鉛直方向の流速分布を評価することが必要であると考えることができる。

2.5.7 まとめ

本節では，水平シアによって生成した竜巻状流れの流れ場について，その非定常性を考慮しつつ，比較的時間的に安定した 1,000 秒間の瞬間流れ場について検討を行った。その結果，各高さにおける圧力中心を基準にして半径毎のアンサンブル平均を施すことで，Burgers vortex で比較的良好な近似が可能な接線風速分布を確認することができた一方で，圧力中心に対する非対称性および非定常性のため，圧力中心を基準にしても各半径における平均値に対するばらつきは大きく，許容誤差を考慮しつつ平均値と変動幅の形で整理することが必要になるものと考えられる。また，Burgers vortex の近似パラメータにしても非定常性を有しており，さらに地表面粗度の影響によって高さ方向にも分布を持つ複雑な性質を有していることが明らかとなった。対竜巻設計用の流れ場を規定するためには，流れの三次元性，非対称性，非定常性をどのように評価するのかを考えつつ，より多くのケースについて検討を進めることが必要である。また，ここに示した竜巻状流れは基本的に渦中心付近が上昇流となる 1 cell タイプのものであることから，そのほかのタイプの流れ場についても同様の評価を進めていく必要がある。

参考文献

- 2.5.1 T. Ishihara, S. Oh, Y. Tokuyama, “Numerical study on flow fields of tornado-like vortices using the LES turbulence model”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.99, pp.239-248, 2011.
- 2.5.2 T. Maruyama, “Simulation of flying debris using a numerically generated tornado-like vortex, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.99, pp.249-256, 2011.
- 2.5.3 野田稔, 政井一仁, 二宮めぐみ, 長尾文明, 「竜巻状流れ場における飛散物の挙動」, 日本風工学会論文集, Vol.38, No.3, pp.63-73, 2013.
- 2.5.4 OpenCFD Ltd (ESI Group), “OpenFOAM”, <http://www.openfoam.com>, 2016/3.
- 2.5.5 J. M. Burgers, “A Mathematical Model Illustrating the Theory of Turbulence”, Advances in Applied Mechanics, Vol. I, pp.171-199, 1948.
- 2.5.6 野田稔, 岡本力也, 山中大輔, 細谷顕史, 長尾文明, 「漏斗雲と飛散物による竜巻の可視化に関する研究」, 第23回風工学シンポジウム, pp.385-390, 2014.

3. 竜巻による飛来物に関する検討

3.1 飛来物の類型化分析

3.1.1 飛来物の類型化について

原子力発電施設の事業所および周辺において飛来物となりうる物体について、過去の文献や竜巻被害調査報告、報道資料等から検討を行った。また、近年の審査資料から、これらの飛来物候補に対する対応状況等について調査した。

参照した資料は、以下の通りである。

- 1) 報道、気象庁他による竜巻被害現地調査資料
- 2) 国土技術政策総合研究所総合技術開発プロジェクト「災害拠点建築物の機能継続技術の開発」(平成 25 年度～28 年度)における竜巻防災評価法(平成 25 年度)での検討結果
- 3) 平成 22 年度の現地調査資料(福島第 2 原子力発電所)
- 4) 審査資料(平成 25 年度以降)

3.1.2 報道資料、気象庁資料などに基づく飛来物の例

報道等で報告される竜巻等の突風による飛来物の事例について調査実施例[3.1.1]を紹介する。

この調査では、2009 年から 2012 年に生じた突風等による飛散物について、表 3.1.1 に示すような一次資料に基づき、表 3.1.2 の様に発生日時、発生場所、被害の状況等の項目に分類し、飛散物による被害事例を整理した。資料の整理に当たっては、複数の資料に基づいているが、日時、場所、内容等から重複が無いように努めた。最終的に、2009 年から 2012 年の 4 年間に発生した飛散物について集計したものが、表 3.1.3 である。

表 3.1.3 を見ると、竜巻に限らないが、飛散物として件数が多いのが瓦等の屋根ふき材、あるいは屋根構成部材である。また、竜巻時の特徴的な飛散物として、プレハブ小屋、自動車があげられる。

表 3.1.1 被害調査に用いた資料(一次資料)[3.1.1]

自治体・政府によるもの	消防庁資料、内閣府発表資料
報道によるもの	Web サイト (NHK ニュース, 日テレニュースなど), 読売新聞, 朝日新聞など
現地調査によるもの	気象庁発表資料, 学術調査資料(学会誌, その他調査報告書等)

表 3.1.1 2012 年 主な風被害による飛散物調査（整理表）【例】 [3.1.1]

月日	時刻	気象現象	地名	飛散元	飛散物 (被害にあったもの)	サイズ	重さ	飛散距離 (被害状況)	衝突先	与えた被害	最寄の 気象官署	藤田 スケール	風速 (m/s)	最大 瞬間 風速 (m/s)	出典	備考
2/1	03:00頃		島根県出雲市大社町	ビニールハウス	ビニール			(飛散, 全壊)	樹木	ビニールハウスが 10 棟中 5 棟全壊	松江地方気象台			25.4	c, d	
	04:15頃	竜巻	島根県出雲市西園町	松の木	幹			(折れる)							d	
			島根県出雲市西園町	ビニールハウス	ビニールハウス			(全半壊)		ビニールハウス 8 棟が全半壊					d	
			島根県出雲市西園町	ビニールハウス	ビニール			(捲れる)							d	
			島根県出雲市荒芽町	倉庫	スレート屋根			50m 以上(飛散)							d	
			島根県出雲市白枝町	倉庫	スレート葺			20m(飛散, 破損)	自動車	動車販売会社駐車場の車が 8 台損傷					d	
			島根県出雲市白枝町	住家	瓦			20m(飛散, 破損)							d	
			島根県出雲市白枝町	事務所	トタン屋根			50m (飛散, 割れる)	集合住宅, 車	集合住宅の窓ガラスや車両に被害					d	
			島根県出雲市塩冶町	集合住宅	トタン屋根			(飛散, 捲れる)							d	
			島根県 出雲市立第二中学校		角材	約 30cm × 横約 20cm × 長さ約 1m		(飛散, 貫通)	体育館の屋根						c	
			島根県 出雲市立第二中学校		木質系部材			(飛散)							c	
			島根県 出雲市立第二中学校		瓦棒ぶき用吊子			(飛散)							c	
			島根県 出雲市立第二中学校		粘土瓦の破片			(飛散)							c	
			島根県 出雲市立第二中学校	体育館	ガラス			(割れる)							c	
			島根県 出雲市立高松小学校	倉庫	折板屋根	約 10 平方 m		(捲れる)							b, c, d	
			島根県 出雲市立高松小学校	住家	瓦			(捲れる)							d	
			島根県 出雲市立高松小学校	プール	屋根シート			(捲れる)							d	
2/7	07:10頃		山梨県富士吉田市城山	ビニールハウス	ビニールハウス			(破損)		ビニールハウス 9 棟破損					d	
			山梨県富士吉田市城山	ビニールハウス	ビニールハウス			(全壊)		1 棟全壊					d	
2/18	06:25頃	突風	秋田県能代市坂形	作業小屋	外壁のトタン	長さ約 2m 幅約 1m		(飛散, 破損)			秋田地方気象台				d	
			秋田県能代市坂形	住家	トタン屋根			25m(飛散, 破損)	電線	電線に引っ掛かっていた					d	
			秋田県能代市坂形	梅の木	枝			15m(飛散, 折れる)							d	
	05:30頃		秋田県山本郡八峰町峰浜沼田	プレハブ小屋	プレハブ小屋			(飛散, 半壊)							d	
2/19	13:20頃	塵旋風(つむじ風を含む)	茨城県常陸太田市瑞龍町	住家	住家			(一部破損)							d	
2/28	17:40頃	竜巻	沖縄県うるま市与那城桃原		ベニヤ			(飛散)		船のアンカーロープ切断	沖縄気象台				d	
			沖縄県うるま市与那城桃原	コンテナ	コンテナ			(倒れる)							d	
			沖縄県うるま市与那城桃原	船	エンジンカバー			(破損)							d	
以下省略																

表 3.1.3 報道・被害調査資料等による強風種類毎の飛散物種類と件数 [3.1.1]

(2009 年～2012 年，集計結果)

強風の 種類	竜巻				台風			ダウンバースト		その他 (強風，突風など)	
突風の 件数	76	19	2	1	5	2	1	22	2	208	2
フジタ スケール	F0	F1	F2	F3	-	-	-	F0	F1	-	-
最大瞬間 風速	17～ 32 m/s	33～ 49 m/s	50～ 69 m/s	70～ 92 m/s	17～ 32 m/s	33～ 49 m/s	50～ 69 m/s	17～ 32 m/s	33～ 49 m/s	17～ 32 m/s	33～ 49 m/s
トタン 屋根	34	9	1	0	11	5	0	6	0	33	0
スレー ト屋根	6	2	0	0	0	1	0	0	0	2	0
屋根瓦	28	14	3	1	1	5	0	6	0	20	1
屋根(そ の他)	19	13	3	4	9	4	1	11	1	30	2
窓ガラ ス	3	2	1	0	0	1	0	0	0	1	0
壁材	5	2	0	1	0	1	0	1	0	2	1
木材	6	1	0	0	1	0	0	0	0	0	0
建材	3	1	1	0	0	1	0	0	0	0	0
看板	5	0	0	0	3	0	0	1	0	6	0
ビニール	12	0	0	0	1	0	0	1	0	6	0
ビニールハウ ス	1	1	0	0	1	0	0	0	0	0	0
プレハ ブ小屋	2	4	1	2	1	0	0	1	0	4	0
テント	1	1	0	0	0	0	0	0	0	16	0
コンテ ナハウ ス	0	0	2	0	0	0	0	0	0	1	0
自転車	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
自動車	1	3	2	1	1	1	0	0	0	1	0
人間	1	0	0	0	3	0	0	0	0	1	0

3.1.3 国土技術政策総合研究所総合技術開発プロジェクト「災害拠点建築物の機能継続技術の開発」(平成 25 年度～28 年度)における竜巻防災評価法(平成 25 年度)での検討結果

国土交通省のプロジェクトの一つとして平成 25 年度から開始された「災害拠点建築物の機能継続技術の開発」において、竜巻防災評価法の検討がなされ、(1) 災害拠点建築物の外装材に要求される耐衝撃性能の検討、(2) 想定される飛来物の調査と耐衝撃性能試験用加撃体の選定、(3) 加撃体に対する外装材の耐衝撃性能の確認、等の検討が行われた。

ここでは、(2)の検討結果の一部を文献[3.1.2, 3.1.3, 3.1.4]に基づいて整理し、紹介する。

この研究では、比較的詳細な調査資料が得られているフジタスケール F0～F3 の 26 個の竜巻と 10 個の台風について飛来物の調査を行った。フジタスケールごとの竜巻個数(括弧内)の内訳は F0(2), F0-F1(1), F1(8), F1-F2(2), F2(8), F2-F3(1), F3(4)である。表 3.1.4 に竜巻や台風等による飛来物の分類を示す。これらの飛来物の中から、飛来物の解析を行い抽出した飛来物とその飛来速度を表 3.1.5 に示す。これらの飛来物や、飛来物に対する衝撃荷重の基準の一つである ASTM E1996-04, ISO16932 の試験法等を参照して、最終的に試験体として、2×4 の角材を選択し、F3 の竜巻に対しては、質量 6.8kg, 速度 22m/s, 運動エネルギー約 2,000J, F3 を超える竜巻に対しては、質量 6.8kg, 速度 35m/s, 運動エネルギー約 5,000J と設定した。

表 3.1.4 竜巻等の突風や台風による飛来物の分類 ([3.1.3]に基づき編集)

グループ 1	飛来物として破壊等によりそれ以上細分化されない物体または頻度の高いもの	屋根ふき材，瓦，瓦片，柱・角材，板材，合板，土や小石，鋼管，鋼製フレーム
グループ 2	建築物・工作物関連で飛来物として大型のもの	木造 2 階建て住宅，2 階部分，2 階建工場，プレハブ事務所，1 階建建物，倉庫，屋根，小屋組，外壁，ガレージ，コンテナ，ユニットハウス，仮設事務所，弓道場，防球ネット，バッティングケージ，ビニルハウス，テント，畜舎屋根・外壁，窓枠（温室），木造階段の一部，足場，仮囲い，防雪柵
グループ 3	グループ 2 の飛来物が破壊等を繰り返し細分化される余地のあるもの	金属屋根ふき材，トタン屋根，庇，プラスチック製外壁波板，壁面トタン，金属製サイディング，プラスチック板，ガラス，看板類，雨戸
グループ 4	自動車	軽自動車，軽トラック，自動車，2t 車，4 トントラック
グループ 5	通常単独では屋外に存在しないもの	電気温水器，家具，教卓，タンス，鉄アレイ 7kg，黒板消し，家電製品
その他		貯水槽鋼製蓋，側溝のコンクリート製蓋，マンホール蓋，アスファルト舗装，鉄板，風車関係，墓石，樹木，植木鉢，屋外テーブル，物干し台

表 3.1.5 竜巻時の代表的な飛来物速度 ([3.1.4]に基づき編集)

(F3: 移動速度 15m/s, 最大接線速度 80.2m/s)

飛来物	質量，サイズ	飛来速度 (m/s)	$C_D A/m$ (m^2/kg)
石	3kg	41.1	0.007
鋼材	8.4kg, 2m	39.9	0.006
角材	1.8kg, 1m	55.4	0.030
木片	0.18kg	59.7	0.042
瓦	2.7kg	47.8	0.015
小石	3g	66.4	0.067

3.1.4 現地調査による飛来可能性物体と最近の審査資料における対策状況

平成 22 年度に福島第 2 発電所敷地内を調査し、飛来物になる可能性のある物体を調査した[3.1.5]。また、最近（平成 25 年以降）の審査資料[3.1.6]に基づき、どのような対策がなされているかを整理した。

表 3.1.6 から表 3.1.8 に両者を比較して示した。

平成 22 年当時は、事業所敷地内は比較的整理されており、建設資材等も整理整頓されたうえで敷地に置かれている状況であった。質量は大きいが容積に対する密度は比較的小さな車両やコンテナ等は重力で設置しているだけの状況で、空力的に飛散可能性の高い板状の物体（鋼製、コンクリート製）が散見された。

一方、最近の審査資料によると、車両等はタイヤの固縛、建設資材はコンテナに収納の上、コンテナを固縛、あるいはコンテナ同士を緊結し空力係数を小さくする対策・工夫がなされていることが明らかとなった。

敷地内および周辺に植栽されている樹木等、舗装用の砂利等の処理は現時点では不明である。

表 3.1.6 原子力発電所敷地内の飛来可能性物体と近年の対策状況（その 1）

平成 22 年現地調査（福島第 2 発電所）			平成 25 年以降の審査資料
名称 写真	形状(幅×奥行×高) 質量(本体、積載)	状態	形状，質量 対策等
軽トラック，乗用車  トラック 	乗用車 約 3.1m ×約 1.6m ×約 1.3m 約 1.43t トラック 約 5.0m ×約 1.9m ×約 3.0m 約 4.75t	一般の使用 状態	ミニローリー（重油用）側面積 5.415m×2.265m タイヤにワイヤを掛け，ターン バックルでアンカーに緊結。 風荷重は地震荷重より大きく， 105.1kN とした。
鋼材  鋼製パイプ  ドラム缶 	断面 20cm×30cm， 長さ 4.2m 約 135kg (板厚 5mm，鉄の比重 7.8t/m ³ として換 算) 直径 5cm，長さ 1m もしくは 2m，パイ プの板厚 2.4mm 約 4.2kg	固定されて いない 数十本ごと に針金で束 ねて地面に 平置き 束ねずに平 置き	 資機材の保管箱(コンテナ)への収納 伊方発電所

表 3.1.7 原子力発電所敷地内の飛来可能性物体と近年の対策状況（その2）

平成 22 年現地調査（福島第 2 発電所）			平成 25 年以降の審査資料
名称 写真	形状(幅×奥行×高) 質量(本体, 積載)	名称 写真	形状, 質量 対策等
2 階建て仮設事務所  平屋建て仮設事務所 	約 18.6m×約 5.7m ×約 5.4m 約 10m×約 3m ×約 4m 本体:約 5700kg 建築基準法に基づく積載質量:約 2400kg 床の積載耐力質量:500kg/m²	布基礎に固定 基礎に固定はされていない。	 プレハブ小屋の固縛 伊方発電所
コンテナ 	約 2.4m×約 2.6m ×約 6.0m 空のコンテナは約 2.3t	北側と南側がチェーンでコンクリート基礎につながれている。	 コンテナの連結 伊方発電所 緊急時対応資機材コンテナ B×D×H=6.1m×5.4m×2.6m 転倒および滑動防止を目的としてウエイト(3,374kg)を装着しており, 2 つのコンテナが連結されているため, 空力パラメータ(CDA/m)が小さく(0.0028 以下)浮上しないものと判断 コンテナ B×D×H=1.5m×1.2m×1.0m 本体にワイヤを掛け, ウエイトにターンバックルで緊結。 風荷重は 13.2kN としている。

表 3.1.8 原子力発電所敷地内の飛来可能性物体と近年の対策状況（その 3）

平成 22 年現地調査（福島第 2 発電所）			平成 25 年以降の審査資料
名称 写真	形状(幅×奥行×高) 質量(本体，積載)	名称 写真	形状，質量 対策等
マンホール蓋 	直径 60cm 約 78kg	固定されて いない。	 マンホールふたの固定 伊方発電所
コンクリート製の蓋 	1.5m×1m×0.15m 540kg	地面に平置 き，飛散対策 無し	 グレーチングの固定 伊方発電所
鋼製の蓋 	50cm×70cm × 2 ～ 3mm 約 6.8kg		 チェッカープレートの固定 伊方発電所
植栽，樹高 2～3m  	長さ約 60cm×直径 5cm 約 0.5kg (針葉樹) および約 0.85kg	地面に植え られている	
敷き砂利 	直径 1～5cm 約 17g (直径 2.5cm の球形 砂 岩 ， 比 重 2.56t/m ³)		

参考文献

- 3.1.1 金子宝世, 山口真司, 調査資料や報道に基づく強風時の飛散物, 人的被害の特徴, 東京工芸大学工学部建築学科平成 25 年度卒業論文, 2014
- 3.1.2 河井宏允, 奥田泰雄, 中村修, 外装材の飛来物耐衝撃試験に関する研究: その 1 研究の背景と目的, 2014 年度日本建築学会大会(近畿)学術講演会・建築デザイン発表会, 学術講演梗概集 DVD.構造 I, 249-250, 2014
- 3.1.3 益山由佳, 中村修, 佐々木亮治, 河井宏允, 奥田泰雄, 外装材の飛来物耐衝撃試験に関する研究: その 2 竜巻と台風で発生する飛来物, 2014 年度日本建築学会大会(近畿)学術講演会・建築デザイン発表会, 学術講演梗概集 DVD.構造 I, 251-252, 2014
- 3.1.4 中村修, 佐々木亮治, 丸山敬, 河井宏允, 奥田泰雄, 外装材の飛来物耐衝撃試験に関する研究: その 4 耐衝撃試験における加撃体の設定, 2014 年度日本建築学会大会(近畿)学術講演会・建築デザイン発表会, 学術講演梗概集 DVD.構造 I, 253-254, 2014
- 3.1.5 東京工芸大学:「平成 21～22 年度原子力安全基盤調査研究(平成 22 年度)竜巻による原子力施設への影響に関する調査研究」, 独立行政法人原子力安全基盤機構委託研究成果報告書, 平成 23 年 2 月
- 3.1.6 伊方発電所 3 号炉 竜巻影響評価 説明資料[審査会合における指摘事項の回答], 四国電力株式会社, 平成 25 年 12 月 27 日

3.2 非定常気流中における飛来物の飛翔性状に関する検討

3.2.1 飛来物の飛翔を計算する流れ場について

飛来物の飛翔運動を計算で再現する際に与える流れ場，すなわち，用いる竜巻状の渦の気流性状によって計算結果は左右される。これまで用いられている流れ場としては，ランキン渦モデルが代表的なものであるが，その他にもフジタモデル，数値的に発生させた風速場などが挙げられる。ランキンモデルは剛体回転するコアとその外周部で表され，コア内では接線方向水平風速（回転方向を正）は渦中心からの距離に比例し，外周部では渦中心からの距離に反比例するという比較的簡単な代数式で表される風速分布を持つ。半径方向風速（中心から外に向かう方向を正）と鉛直方向風速（上向きを正）は接線方向水平風速に比例するように与えられ，渦内の風速は式(3.2.1)のように表される。

$$\begin{aligned} \text{接線方向水平風速： } V_t(R) &= \frac{R}{R_{tm}} V_{tm} \quad (0 \leq R \leq R_{tm}), \quad V_t(R) = \frac{R_{tm}}{R} V_{tm} \quad (R_{tm} < R) \\ \text{半径方向風速： } V_R(R) &= C_R V_t(R), \quad \text{鉛直方向風速： } W(R) = C_W V_t(R) \end{aligned} \quad \text{式 (3.2.1)}$$

ここで， R は渦中心からの距離， V_{tm} は最大接線風速， R_{tm} は最大接線風速半径。

ランキン渦はもともと接線風速の値のみを与えるモデルであるが，飛来物の計算には風速 3 成分の値が必要となるので，半径方向風速と鉛直方向風速を加えている。その大きさは観測値や実験値を参考に式(3.2.1)に示すように接線方向水平風速 V_t に比例すると仮定する。その際，比例定数は例えば $C_R = -1/2$ ， $C_W = 2/3$ と与える。また，風速分布は高さに依存しないとする。

フジタモデルは Fujita 博士によって提案された工学モデルで，風速場は代数式によって与えられる。風速場は半径方向に 3 つの領域（内部コア，外部コア，最外領域）に分けてモデル化される。上昇流は外部コアのみに存在する。地面付近で渦中心に向かう流れを与える。接線方向水平風速はランキンモデルと同様であるが，高さに依存して与えられことなどが特徴である。定義を式(3.2.2)に示す。

$$\begin{aligned} \bullet \text{ 接線方向水平風速： } V_t(R, Z) &= F_R(R) F_H(Z) V_{tm} \\ F_R(R) &= R/R_t \quad (0 \leq R \leq R_t), \quad = R_t/R \quad (R_t < R) \\ F_H(Z) &= (Z/H_i)^\alpha \quad (Z < H_i), \quad = \exp(-k(Z/H_i - 1)) \quad (H_i \leq Z) \end{aligned}$$

$$\bullet \text{ 半径方向風速： } V_R(R)$$

$$V_R(R)=0 \quad (R \leq \nu R_t), \quad = \frac{V_t \tan \beta}{1-\nu^2} \left(1 - \frac{\nu^2}{(R/R_t)^2} \right) \quad (\nu R_t < R < R_t), \quad = V_t \tan \beta \quad (R_t \leq R)$$

$$\tan \beta = -A(1-(Z/H_i)^{1.5}) \quad (Z < H_i), \quad = B\{1-\exp(-k(Z/H_i-1))\} \quad (H_i \leq Z)$$

・鉛直方向風速： $W(Z)$ ， $\nu R_t < R < R_t$ の範囲のみ

$$\begin{aligned} W(Z) &= \frac{3}{28} \frac{\eta V_{tm}}{1-\nu^2} A(16(Z/H_i)^{7/6} - 7(Z/H_i)^{8/3}) \quad (Z < H_i), \\ &= \frac{\eta V_{tm} B \exp(-k(Z/H_i-1))}{k(1-\nu^2)} \{2 - \exp(-k(Z/H_i-1))\} \quad (H_i \leq Z) \end{aligned} \quad \text{式 (3.2.2)}$$

ここで、 $\alpha, k, \nu, \eta, A, B$ は定数。 R_t は外部コアの半径， νR_t は内部コアの半径， H_i は最外領域の流入高さで，竜巻の性状に応じて値を設定する。

数値的に発生させる風速場としては，レーダーなどにより観測された風速を補完して3次元空間の風速場を与えるもの。流れの運動方程式を数値的に解いて，流れ場を発生させるものに大別できる。流れ場を数値的に発生させる方法には，レイノルズ平均乱流モデルを用いるものと，空間平均操作により導かれた乱流モデルを用いるものがある。前者では例えば $k-\varepsilon$ モデルを用いて定常流れ場（時間平均値）を与える方法，後者では例えばラージエディシミュレーション（LES）を用いて，非定常な乱流場（3次元流れ場の時系列データ）を与える方法がある。

上記いずれの流れ場を用いるにしても，竜巻の強さ，大きさ，移動速度など竜巻の特性を設定しなければならない。これらの値は最大接線風速や最大接線風速半径などのパラメータによって規定されるが，これら竜巻の特性を与えるパラメータの値は2.4節で示したように，竜巻の形態によって変化するものである。前述のフジタモデルに関しては，観測や実験により得られた竜巻中の代表的な風速場をモデル化したものであり，1本の渦が地面に対して垂直に立ち上がっている竜巻を想定していると考えられる。竜巻の形態は，スワール比が小さく，周囲の流れの偏向や乱れが大きい場合には，乱れが少なく，地面からまっすぐ立ち上がる渦が生じ，渦の中心部では平均的に上昇流が存在する1セル型と呼ばれる形態をとる。スワール比が大きくなるにしたがって，渦内の乱れが大きくなり，渦の中心部では平均的に下降流が存在する2セル型と呼ばれる形態をとるようになる。フジタモデルでは渦中心で上下方向の流れはないとしているので，1セル型と2セル型の中間の状況をモデル化していると考えられる。さらにスワール比が大きくなると渦は不安定になって，傾いたり，ねじれたりするようになり，複数の渦が現れて1つの竜巻を構成することもある。通常，解析に用いる流れ場では，このような渦の傾き，ねじれ，地面粗度や複数の渦の影響は無視して単純化することが多いが，実際にはそれらの影響があることに

注意しなければならない。

3.2.2 非定常流れ場と定常流れ場の解析結果の違い

以下では文献 3.2.1 を参考に、定常な流れ場を与えるランキンモデル流れと、LES によって生成された渦状の非定常な流れ場を用いて飛来物の運動を計算した結果を比べる。

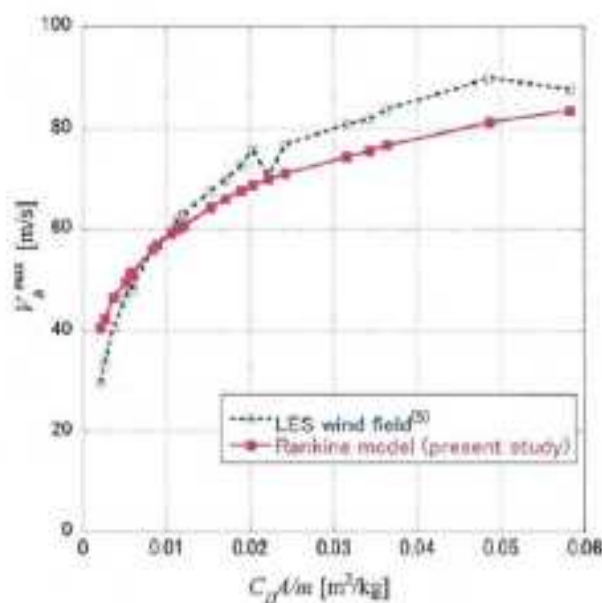


図 3.2.1 ランキンモデルと LES による非定常 3 次元流れ場を使った計算の比較(文献 3.2.1 より)

ランキンモデル流れと、LES によって生成された渦状の非定常な流れ場を用いた計算において、種々の飛散特性をもった飛来物を同じ高さから放出し、地面に到達するまでの最大速度を求めた結果を図 3.2.1 に示す。計算に用いた風速分布について、LES によって生成された渦は 3.2.3 節のものと同一である。ランキンモデルによる流れ場については、LES による流れ場を時間平均した接線方向水平風速の最大値、最大接線風速半径、渦の移動速度が同じ値になるようにランキンモデル流れの風速分布を与えている（接線方向水平風速の最大値 84m/s、最大接線風速半径 30m、渦の移動速度 16m/s）。実際の竜巻において飛散物は種々の形態で飛び始めるが、その状況は複雑で多岐にわたっているため、詳細に評価することは現在のところ困難である。したがって、ここではランキンモデル流れ、および、LES による流れの解析はともに文献 3.2.3 にならって、高さ 40m から地面に対する相対速度を 0 として飛散し始めたとして計算している。飛散物の初期投入位置は一定高度 40m で、図 3.2.2 に示すように最大接線風速半径の 3 倍（90m）以内の範囲で、最大接線風速半径の 1/4 間隔（7.5m）で一様な分布となるように与え、各物体が地面に落下するまで追跡し、その間の飛散性状を記録し、最大速度（後述の対地最大実効速度）を求めている。

図は飛来物の空力特性を表すパラメータである $C_D A/m$ の値を横軸に、縦軸に最大飛散速度が示されている。空力パラメータ $C_D A/m$ は飛びやすさの程度を示し、値が大きいほど飛散しやすい物体であることを示している。 $C_D A/m$ が小さい場合にランキンモデル流れの場合のほうが、飛散速度が大きくなり、 $C_D A/m$ が大きい場合には LES による非定常の 3 次元流れ場を使ったときのほうが飛散速度が大きくなる結果となっている。

ランキンモデル流れの風速は水平方向に分布を持つが時間変化しない。かつ、高さ方向にも風速は変化しないとしているので、飛散開始位置が同じであれば飛散の経路および速度は一定となる。一方、3 次元的な風速分布を持つ LES の計算では、放出位置が同じでも、放出時刻が異なると違った結果が得られる。したがって、LES の計算では、同一地点から多数の飛来物を放出してモンテカルロシミュレーションを行い、それらの最大値として飛散速度を求めている。両者の結果の違いについては、以下のように解釈できる。まず、 $C_D A/m$ が大きく飛びやすい物体は滞空時間が長くなるため、LES による非定常乱流場を飛散するほうが、高風速の空気塊中を通過する確率が高くなり、また、滞空時間も長くなって、最大飛散速度が大きくなると考えられる。反対に、 $C_D A/m$ が小さく飛びにくい物体は、滞空時間が短くなり、高風速の空気中を通過する確率が低くなる。また、放出位置から下方に向かって落下し、飛散範囲も狭くなるので、放出位置の風速に飛散速度は大きく依存する。ランキンモデルでは高さ方向の風速は変化しないので、高風速位置で放出された飛来物には大きな風力が加わり飛散速度も大きくなる。一方、LES の風速場では落下するにつれて風速が高さ方向に変化するため、高風速を常に受け続けることはないため、風力も変化して（弱くなり）飛散速度はランキンモデルの場合に比べて小さくなると考えられる。

3.2.3 飛散条件の違いによる飛散速度の変化について

前節では解析に用いる風速場の定常・非定常性、および、風速分布の影響について検討したが、飛来物のシミュレーションにおいては、その他の条件によっても解析結果は変化すると考えられる。以下では、LES による非定常乱流場を用いた解析において、竜巻の強さ、大きさ、移動速度、および、飛来物の飛びやすさ、放出位置によって、飛散性状がどのように変化するかを文献 3.2.2 の結果をもとに考察する。

用いた風速場は、2.4 節で紹介したものと同一方法で発生させ、タイプ 2A とほぼ同じ性状をもつ。計算に際しては、風速場中の時間平均接線方向水平風速の最大値を最大接線風速とし、最大接線風速が発現する位置の中心からの距離を最大接線風速半径とし、最大接線風速および最大接線風速半径を日本で発生すると考えられる竜巻がもつ値の範囲内で変化させた。飛来物は放出高さを変化させ、同じ放出位置から多数の飛来物を放出しモンテカルロシミュレーションを行って、飛散の軌跡と速度を計算し、飛散中の各位置での最大速度を求めて記録した。計算に用いる各種条件は以下のように考え、設定した。

飛来物の速度は物体の形状、重さ、物体の飛散開始位置（地面からの高さ、渦に対する相対的な位置）、初期速度、さらには渦の移動速度や渦内の気流性状の違いによって様々に

変化する．実際の竜巻による飛来物の飛散開始状況を考えると，物体は必ずしも地面から飛び出すわけではなく，屋根の上から飛び出したり，壊れた建物の部材が飛び始める場合もある．また，飛び始める際の周囲の風速も，物体を移動させるに十分な空気力が加わるほど大きな場合だけでなく，風速が小さくても他の飛来物の衝突による衝撃力により飛び出す，飛散している物体が分解する，など，様々な条件が考えられる．このように，飛散開始条件を評価することは複雑で多岐にわたっているため，ここでは，渦の中央付近のある範囲内において時空間的に一様に物体を放出し，十分多くの飛翔経路を計算することによって，統計的に偏りのない飛散特性を求めることを考えた．物体を投入する高さは，物体がどのくらいの高さまで到達するか，を考慮して決めることになると思われるが，ここでは物体の投入高さを U. S. Nuclear Regulatory Commission 2007（文献 3.2.3）に準じて最大 40m までとし，それ以下の幾つかの高度から放出した．また，放出時の速度も種々考えられるが，ここでは地面に対する相対速度が 0 として飛散し始めるとする．

上述の考察により物体の投入位置は，ある高度で，図 3.2.2 に示すように最大接線風速半径の 3 倍×3 倍の範囲で，最大接線風速半径の 1/4 間隔で一様な分布となるように投入し，各物体が地面に落下するまで追跡し，その間の飛翔性状を記録した．具体的には，プログラムの中で一度に計算する飛来物の数は 625 個とし，各飛来物が地面に落下する，あるいは水平方向に最大接線風速半径の約 13 倍，鉛直方向に最大接線風速半径の約 18 倍の大きさを持つ解析領域から外に出るごとに新しい飛来物を投入し，同じ投入位置では異なる時刻に次の物体を放出することになる．各投入位置から放出する物体の個数について事前に幾つかの条件で放出数を変化させて調べたところ，最大速度に関しては放出数 500 個と 2000 個では 2000 個の場合の方が 1%程度大きくなっただけで，ほとんど違いがなかったため，ここでは 500 個放出した結果を示す．各飛来物が地面に落下する，あるいは解析領域から外に出るまでの速度，位置等を記録した．

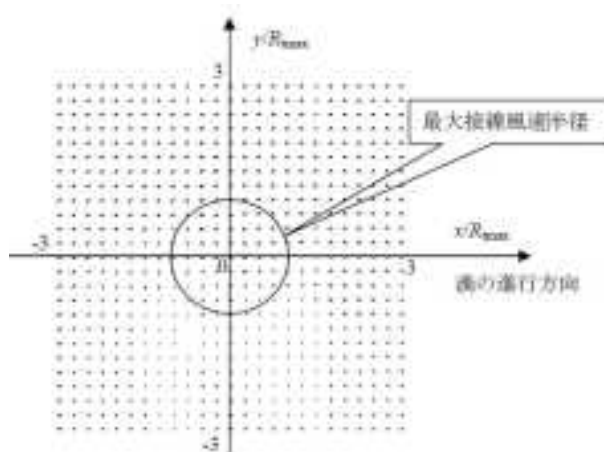


図 3.2.2 飛来物の水平面内の放出位置

文献 3.2.2 では，衝突により風下の建物を破壊して被害を及ぼす可能性の高い，比較的遠

くまで飛ぶ物体（小石や木片）の飛翔性状を調べることとし、前項で示した空力パラメータ $C_D A/m$ の値で 0.007 から 0.07 までの範囲（ $C_D A/m = 0.007, 0.04, 0.07$ ）の計算を行った。計算に際して、投入高さを 5,10,20,30,40m，最大接線風速を 50,80m/s，最大接線風速半径を 20,25,30m，渦の移動速度を 15,25,35m/s と、それぞれ変化させて影響を調べた。計算に用いた渦の気流性状は渦が移動しない場合の竜巻シミュレーターによる計算結果を用いており、渦の移動は、渦の計算を行った座標系を渦の移動速度で動かしているだけである。すなわち、物体の運動を計算する座標系では投入時の物体の速度は渦の移動速度（反対方向）とし、飛来物の対地速度は物体の計算結果と渦の移動速度の和として求めた。なお、計算の詳細は文献 3.2.2 を参照されたい。

3.2.4 飛散条件による飛散速度の変化

図 3.2.3 に物体の飛散例を示す。渦は上から見て反時計回りに回転し、 x 軸方向に移動している。物体はおおむね渦の回転に沿って飛翔する。物体は放出位置において、物体を持ち上げるのに十分な鉛直上方の風速成分が存在すると、いったん上昇した後、下降する。

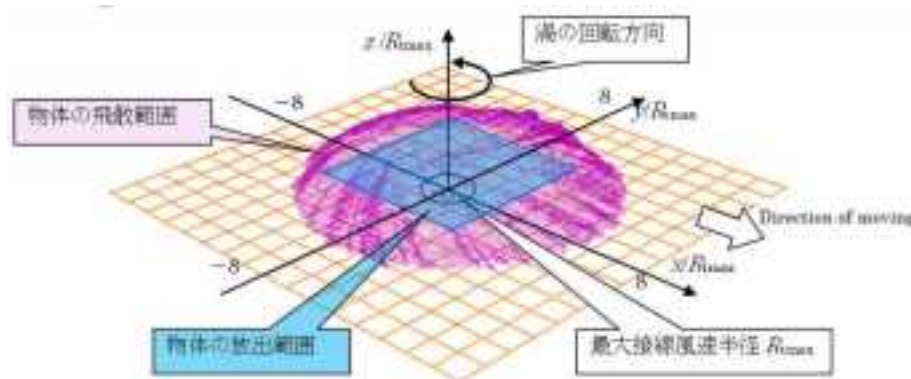


図 3.2.3 渦中に放出された物体の飛散範囲

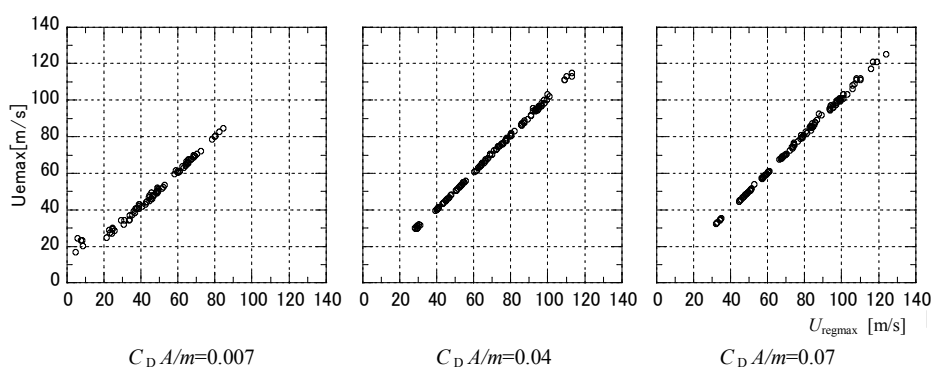


図 3.2.4 対地最大実効速度 U_{emax} と対地最大水平速度 U_{rgmax} の関係

建物に被害を及ぼす効果を評価するという観点からみると、飛来物のもつ最大速度を評

価する必要がある。このとき、壁面に飛散物が衝突して被害を起こすことを考えると、水平速度成分の最大値である対地最大水平速度 $U_{rgmax} = \sqrt{(u + V_{tr})^2 + v^2}$ を評価する必要がある。一方、飛散物の持つ運動量や運動エネルギーで評価する場合には、飛散物の実行速度である対地最大実効速度 $U_{emax} = \sqrt{(u + V_{tr})^2 + v^2 + w^2}$ が問題となる。ここで、 V_{tr} は渦の移動速度、 u, v, w は渦とともに移動する座標系から見た x, y, z 軸方向の風速である。そこで、まず初めに飛散物の対地最大水平速度 U_{rgmax} と対地最大実効速度 U_{emax} を全計算例について比較する。図 3.2.4 に示すように両者の差はほとんどなく、これは、対地最大実効速度が発生する状態における水平速度は鉛直速度に比べて十分大きいことを示している。

上記の結果からわかるように、対地最大実効速度 U_{emax} で評価しても結果はほとんど変わらないので、以下では飛来物のもつ最大速度を水平速度成分の最大値である対地最大水平速度 $U_{rgmax} = \sqrt{(u + V_{tr})^2 + v^2}$ として評価する。図 3.2.3 に示すように物体の飛散は 3 次元的に分布するが、以下では、解析範囲内の全ての x における対地最大水平速度を、渦の進行方向前方から渦の方を見た $y-z$ 鉛直面に投影した図で検討を行う。

(1) 放出高さの影響

図 3.2.5 に一例を示すように、対地最大水平速度は渦の中心の左側、渦の回転と移動速度が加わり風速の大きくなる領域で大きくなる。物体の存在する範囲は放出高さに伴って高くなる。また、飛来物の最高速度の発現位置も渦の左側、最大接線風速半径の 3 倍以内に見られ、放出高さと共に上空に広がる。ただし、対地最大水平速度は放出高さ 40m よりも低い方が大きくなったが、5 から 20m ではほとんど変わらなかった。

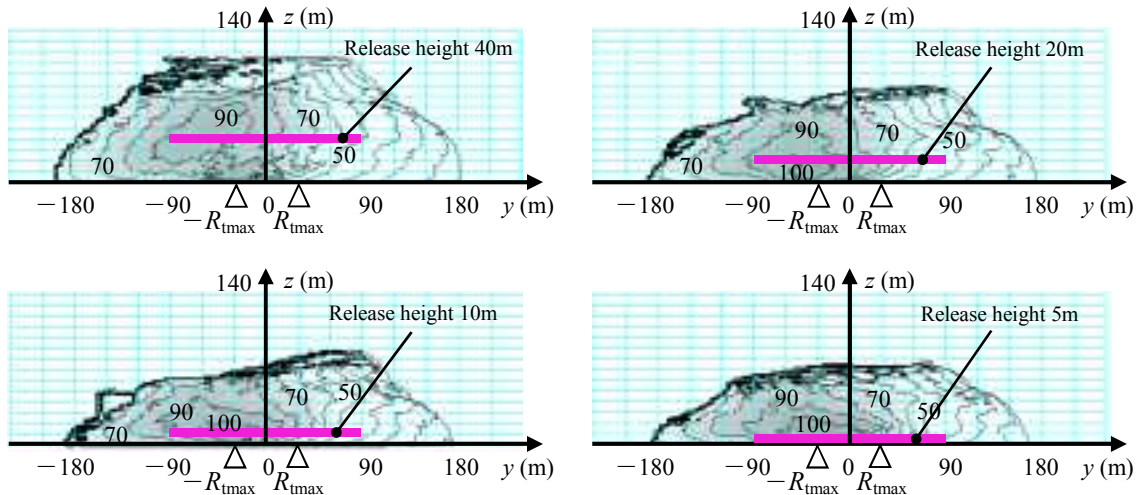


図3.2.5 放出高さの違いによる対地最大水平速度 U_{rgmax} の分布の変化

図中の数字の単位はm/s。空力パラメータ $CDA/m = 0.07m^2/kg$ ，最大接線風速 $V_{tmax} = 80m/s$ ，最大接線風速半径 $R_{tmax} = 30m$ ，渦の移動速度 $V_{tr} = 35m/s$ として，物体を異なる高さ5,10,20,40mで放出して飛散性状を計算し，飛来物の対地最大水平速度を yz 平面に投影したもの。

(2) 空力パラメータ $C_D A/m$ の影響

空力パラメータ $C_D A/m$ の値は物体の飛び易さを示すので、図 3.2.6 に一例を示すように $C_D A/m$ の値が大きくなるほど最大水平対地速度は大きくなり、計算を行った、最大接線風速 80m/s、最大接線風速半径 30m、放出高 5, 40m、渦の移動速度 35m/s の範囲では、対地最大水平速度は 67~109m/s となり、いずれも最大値は $C_D A/m=0.07$ の場合に生じた。

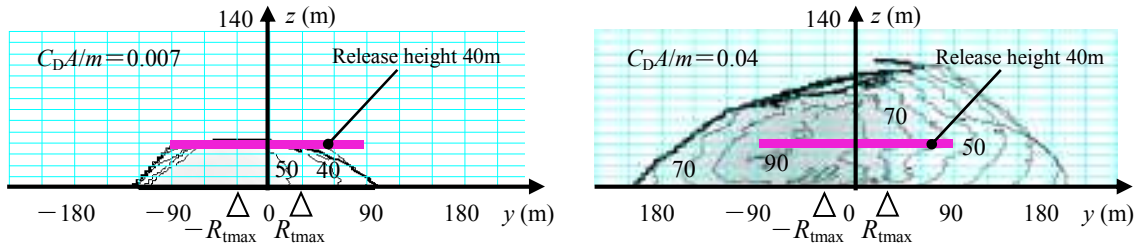


図3.2.6 空力パラメータ $C_D A/m$ の違いによる対地最大水平速度 U_{rgmax} の分布の変化

図中の数字の単位はm/s. 放出高さを40mと一定にし、最大接線風速 $V_{tmax}=80$ m/s、最大接線風速半径 $R_{tmax}=30$ m、渦の移動速度 $V_{tr}=35$ m/sとして、空力パラメータ $C_D A/m$ を0.007と0.04と変化させて飛散性状を計算し、飛来物の対地最大水平速度をyz平面に投影したもの。

(3) 最大接線風速 V_{tmax} の影響

物体が受ける空気力は風速の2乗に比例して大きくなるので、図 3.2.7 に一例を示すように最大接線風速が大きくなるほど最大水平対地速度は大きくなった。計算を行った、 $C_D A/m=0.07$ 、最大接線風速 50, 80m/s、最大接線風速半径 30m、放出高さ 5, 10, 40m、渦の移動速度 35m/s の範囲では、対地最大水平速度は 80~109m/s となり、いずれも最大値は最大接線風速 80m/s の場合に生じた。

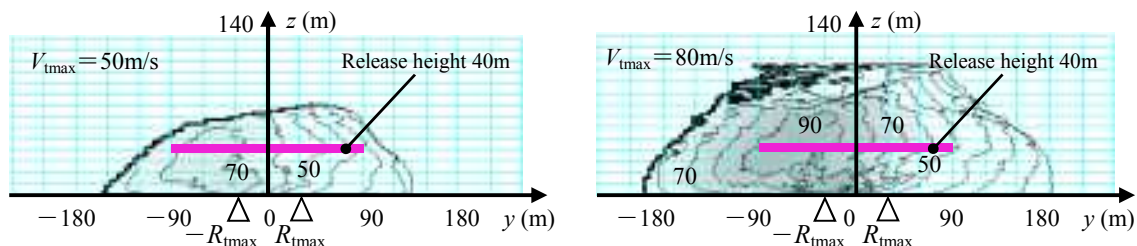


図3.2.7 最大接線風速 V_{tmax} の違いによる対地最大水平速度 U_{rgmax} の分布の変化

図中の数字の単位はm/s. 空力パラメータ $C_D A/m=0.07$ m²/kg、放出高さを40mと一定にし、最大接線風速半径 $R_{tmax}=30$ m、渦の移動速度 $V_{tr}=35$ m/sとして、最大接線風速 V_{tmax} を 50, 80 m/sと変化させて飛散性状を計算し、飛来物の対地最大水平速度をyz平面に投影したもの。

(4) 渦の移動速度 V_{tr} の影響

図 3.2.8 に一例を示すように、渦の移動速度が大きくなるほど最大水平対地速度は大きくなった。計算を行った、 $C_D A/m=0.07$ 、最大接線風速 80m/s、最大接線風速半径 30m、放出高さ 5, 10, 40m、渦の移動速度 15, 25, 35m/s の範囲では、対地最大水平速度は 86~109m/s、対地最大実効速度 88~112m/s となり、いずれも最大値は渦の移動速度 35m/s の場合に生じた。

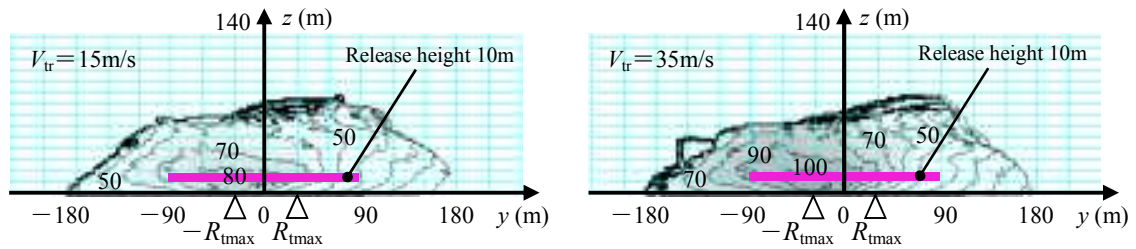


図3.2.8 渦の移動速度 V_{tr} の違いによる対地最大水平速度 U_{rgmax} の分布の変化

図中の数字の単位はm/s. 空力パラメータ $C_D A/m=0.07m^2/kg$ 、放出高さを10mと一定にし、最大接線風速半径 $R_{tmax}=30m$ 、最大接線風速 $V_{tmax}=80m/s$ 、渦の移動速度 V_{tr} を 15, 35 m/sと変化させて飛散性状を計算し、飛来物の対地最大水平速度をyz平面に投影したもの。

(5) 最大接線風速半径 R_{tmax} の影響

計算を行った、 $C_D A/m=0.07$ 、最大接線風速 80m/s、最大接線風速半径 20, 25, 30m、放出高さ 5, 10, 40m、渦の移動速度 35m/s の範囲では、図 3.2.9 に一例を示すように、放出高さ 5m では最大接線風速半径が大きくなるほど最大水平対地速度は大きくなった。図には示していないが、放出高さ 40m では放出高さ 5m よりも最大値はわずかに小さくなった。最大水平対地速度は 98~109m/s、対地最大実効速度 99~112m/s となり、いずれも最大値は最大接線風速半径 30m の場合に生じた。

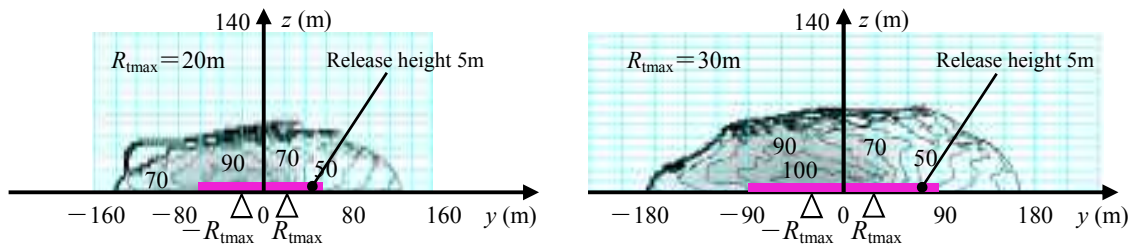


図3.2.9 最大接線風速半径 R_{tmax} の違いによる対地最大水平速度 U_{rgmax} の分布の変化

図中の数字の単位はm/s. 空力パラメータ $C_D A/m=0.07m^2/kg$ 、放出高さを5mと一定にし、最大接線風速 $V_{tmax}=80m/s$ 、渦の移動速度 $V_{tr}=35m/s$ 、最大接線風速半径 R_{tmax} を 20, 30 mと変化させて飛散性状を計算し、飛来物の対地最大水平速度をyz平面に投影したもの。

3.2.5 まとめと考察

本節では、飛来物の飛翔性状について検討する際に仮定する流れ場の性状について、代表的な渦モデルとして、ランキンモデル、フジタモデル、数値的に発生させた風速場を取り上げて、それぞれの特徴を概観した。また、定常流れ場としてランキンモデル、非定常流れ場として LES により発生した竜巻状の乱流場を用いた飛翔計算例を引用し、それぞれの流れ場による飛散性状の違いを比較した。それによると、飛びやすい物体は LES による非定常流れ場を飛散するほうが最大飛散速度が大きくなり、飛びにくい物体では、ランキンモデルのほうが最大飛散速度が大きくなる結果となった。

次に、LES により生成された 2 セル型の非定常流れ場を用いて、飛散条件を変化させた計算例を引用し、物体の飛び易さを示す空力パラメータや、最大接線風速、最大接線風速半径、渦の移動速度の違いによる飛散性状を比較した。それによると、飛び易い物体ほど、最大接線風速や最大接線風速半径、さらには渦の移動速度が大きいほど飛散中の対地最大速度は大きくなる。また、飛来物の対地最大速度は渦の回転と移動速度が加わり風速が大きくなる領域で大きくなり、対地最大速度の発現位置は最大接線風速半径の 3 倍以内に見られ、放出高さに伴って上方に広がる結果となることが分かった。

参考文献

- 3.2.1 江口ら，移動ランキン渦モデルによる竜巻飛来物速度の評価，日本流体力学会年会 2013
- 3.2.2 丸山敬：2012 年 5 月 6 日につくばで発生した竜巻中の飛散物の速度推定，京都大学防災研究所年報，2013.6, pp.349-359, 第 56 号 B.
- 3.2.3 U. S. Nuclear Regulatory Commission Revision 1 (2007) : DESIGN-BASIS TORNADO AND TORNADO MISSILES FOR NUCLEAR POWER PLANT, OFFICE OF NUCLEAR REGULATORY RESEARCH REGULATORY GUIDE 1.76 (Draft was issued as DG-1143, dated January 2006)

4. 竜巻による被害シナリオとその他の突風の影響評価等

4.1 竜巻被害リスク検討に必要な情報の整理

竜巻による原子力発電所に発生する被害のシナリオを検討する際、基本的に検討の対象となるものは、外気に曝される施設、構造物と考えられる。原子力発電所の竜巻影響評価ガイド[4.1.1]（以下「竜巻影響評価ガイド」）では設計対象を「竜巻防護施設」と呼び、「基準地震動及び耐震設計方針に係る審査ガイド」の重要度分類における耐震 S クラスの設計を要求される設備（系統・機器）、建屋・構造物等と決められている。ただし、このうち外殻となる施設等（竜巻防護施設を内包する建屋・構造物等）による防護機能により、設計竜巻による影響を受けないことが確認された施設については、設計対象から除外できると定められている。さらに当該施設の破損等により竜巻防護施設に波及的影響を及ぼして安全機能を喪失させる可能性が否定できない施設、またはその施設の特定の区画を「竜巻防護施設に波及的影響を及ぼし得る施設」とし、竜巻防護施設と共に設計の対象として掲げられている。「竜巻防護施設」イコール耐震 S クラスの設計を要求される設備、構造物とする考え方は、原子力発電所の安全確保の基本を放射性物質の潜在的危険性の制御・管理とすることに基づく。竜巻防護施設が具体的にどの構造物、設備を示すのかについては、個々の原子力発電所固有に定められるものと考えられるが、たとえば表 4.1.1, 4.1.2 に示す設計対象施設が参考となる。

竜巻防護施設およびこれに波及的影響を及ぼし得る施設の設計とは、竜巻影響評価ガイドによれば、基準竜巻、設計竜巻および設計竜巻荷重（風圧力、気圧差による圧力、飛来物の衝撃荷重）を適切に定め、設計竜巻荷重に対して、設計対象施設の安全機能が維持される方針であることを確認すること、と定められている。また、燃料タンクや貯蔵所の倒壊による火災、使用済燃料プール等の水の流出、屋外給水タンク等の倒壊による水の流出等の溢水、雷・雹等、あるいはダウンバースト等により送電網に関する施設が損傷する外部電源喪失等の竜巻随伴事象については、その発生の可能性について検討を行い、必要に応じてそれら事象が発生した場合においても安全機能が維持される方針であることを確認するとしている。これらの記述は、設計対象および設計上要求される事項を定めたものであり、設計の範囲とその具体的内容を指すものと捉えることができる。

一方、原子力安全確保は「深層防護（Defense in Depth）」すなわち多段の安全対策を用意する考え方に立脚している。IAEA では防護レベルを下記の 5 段階に分類し、各レベルで想定される事象が発生した場合の対策をまとめている。（図 4.1.1 参照）

レベル 1	通常運転	異常の発生を防止する (余裕ある設計)
レベル 2	予期される運転時の事象 (過渡変化)	異常の拡大を防止する (止める・冷やす)
レベル 3	設計基準及び複雑な運転状態 (事故)	異常が拡大しても過酷事故 に至らせない (冷やす・閉じ込める)
レベル 4	設計基準を超えるシビアアクシデント	過酷事故の進展を防止する (冷やす・閉じ込める)
レベル 5	シビアアクシデント後の状況 (防災)	放射性物質の影響から人と 環境を守る (防災・復興)

上記および図 4.1.1 によれば、設計はレベル 3 までを想定することと等価であると理解され、燃料破損もしくは重大な燃料損傷までが含まれている。設置許可基準規則第 3 章「重大事故等対処施設」第 37 条（重大事故等の拡大の防止）においては、たとえば「炉心の著しい損傷の防止」を確認するために、炉心が著しく損傷する事故に至るシーケンスを検討し、安全性を評価するとしている。具体的には、実用発電用原子炉に係る炉心損傷防止対策及び格納容器破損防止対策の有効性評価に関する審査ガイド[4.1.2]（以下「審査ガイド」）において、必ず想定する事故シーケンスグループが表 4.1.3 のように定められている。

竜巻由来で発生するレベル 3 を超える重大事故（シビアアクシデント）は、竜巻の移動を考慮すれば地震のように複数の安全施設が同時に影響を受ける可能性のみならず、移動にしたがって順次複数の安全施設が影響を受ける可能性も考慮すべきと考えられる。さらに、個々の発電所の建屋・施設の配置や形状に大きく依存するため、想定されるイベントとその後の事故シーケンスは発電所ごとに様々なものになる。表 4.1.4 には竜巻起因事象と設計（評価）内容の一例を示す。

ここではレベル 3 を超えるシビアアクシデントを中心に、竜巻通過時に想定される起因事象をいくつか挙げる。

- A. 塔状構造物（排気塔，送電鉄塔など）の倒壊→竜巻防護施設を内包する外殻施設の損傷→防護機能喪失
- B. 塔状構造物の倒壊あるいは飛散物による送配電設備の重大な損傷→電源喪失
- C. 燃料タンク，貯蔵タンク，構内駐車車両（電源車，タンクローリー）等設計で想定されない重量物の飛散→竜巻防護施設を内包する外殻施設の損傷→防護機能喪失
- D. 急激な大気圧変化による空調系，ダクト・給排気系，タンク・ポンプ・配管系統の損傷→原子炉運転への影響
- E. 発電機，海水ポンプ，復水タンクなど竜巻防護施設の外殻施設外に設置された設備の損傷→原子炉運転への影響
- F. 同一防護施設に対する複数の飛散物衝突
- G. 複数の竜巻の来襲
- H. 火災竜巻
- I. その他

また，以下の各項目についても検討を要するものと考えられる。

- ア) 屋外作業員の安全確保（緊急避難場所の確保）
- イ) 設計竜巻を超える強度の竜巻襲来（設計上の余裕度）
- ウ) 屋外配管群など近接配置による風荷重の増加
- エ) 特殊形状を有する構造物の風力係数
- オ) その他

今後，風工学と原子力発電施設の専門家が合同で，竜巻通過時に想定される可能な起因事象を挙げ，各事象が原子力発電所の安全性維持に重大な影響を及ぼすに至る可能なシナリオについて網羅的に検討する必要がある。この検討を経て竜巻由来のシビアアクシデントとして想定されるシナリオと，シナリオを構成する竜巻事故シーケンスを検討・整備し，重大事故に対する脆弱性の評価の基とすることが必要であろう。また，最終的には竜巻事故シーケンスに対する確率論的リスク分析（PRA）を行い，原子力発電事業の実施者のみならず，社会的に受容される「残余のリスク」に対する定量的評価が必要と考えられる。

参考文献

- 4.1.1 原子力規制庁，原子力発電所の竜巻影響評価ガイド，平成 25 年 6 月
- 4.1.2 原子力規制委員会，実用発電用原子炉に係る炉心損傷防止対策及び格納容器破損防止対策の有効性評価に関する審査ガイド，平成 25 年 6 月

表 4.1.1 強度評価対象施設の一覧と検討例（川内 1 号炉，2 号炉）

分類	施設	評価
①竜巻より防護すべき施設を内包する施設（外殻構造は RC 造）	建屋（原子炉建屋，原子炉補助建屋，等） (検討例) 原子炉建屋，原子炉補助建屋，燃料取扱建屋，ディーゼル建屋，主蒸気管室建屋，ディーゼル発電機燃料油貯油そう基礎，ディーゼル発電機燃料油貯蔵タンク基礎	衝突評価，構造強度評価
②屋外の防護対象施設（基本的には防護対策施設「鋼鉄製の防護壁或いは防護ネット」を新設）	海水ポンプ，海水ストレーナ，補助給水タンク，重油タンク，等 (検討例) 海水ポンプ，海水ストレーナ，補助給水タンク，重油タンク，復水タンク（配管含む），燃料取り換え用水タンク（配管含む），津波監視カメラ，取水ピット水位計	衝突評価，構造強度評価
	排気塔，配管・弁（海水ポンプまわり等）	構造強度評価
③外気と繋がっている屋内の防護対象施設	ダンパ（換気空調施設），ファン（換気空調施設），等 (検討例) アニュラス空気浄化系，中央制御室空調系，安全補機室排気系，格納容器排気塔	構造強度評価
④建屋等による飛来物の防護が期待できない屋内の防護対策施設	使用済燃料ピット，使用済燃料ラック，燃料集合体 (検討例) 格納容器排気筒（建屋外），ディーゼル発電機燃料油貯油そう使用済燃料ピット，同ラック，ディーゼル発電機，主蒸気配管	衝突評価，構造強度評価
⑤防護対象施設に波及的影響を及ぼす可能性がある施設	タービン建屋，等 (検討例) タービン建屋，廃棄物処理建屋，タンクローリー，ディーゼル発電機消音器，タービン動補助給水ポンプ蒸気大気放出管，主蒸気逃がし弁消音管，主蒸気安全弁排気管，ディーゼル発電機燃料油そうベント管，ディーゼル発電機燃料油貯蔵タンクベント管，蓄電池室給・排気系，ディーゼル発電機室給・排気系，制御用空気圧縮機室給・排気系，補助給水ポンプ室給・排気系，安全補機開閉器室空調系，安全補機室給気系，格納容器排気系	構造強度評価

* 衝突評価

RC 構造：貫通評価，裏面剥離効果

鋼構造：貫通評価，ひずみ評価

ネット構造：破断評価

** 構造強度評価

建屋系：風圧＋気圧差＋衝撃荷重による応答変形評価

機器系：風圧＋気圧差＋衝撃荷重で生じるクリチカル断面（部材，ボルト等）の応力評価

表 4.1.2 強度評価対象施設の一覧と検討例（高浜 3 号炉，4 号炉）

竜巻防護施設		外部遮蔽建屋，原子炉外周建屋，中間建屋，補助一般建屋，燃料取扱建屋，燃料取替用水タンク建屋，ディーゼル発電機建屋 防潮ゲート道路部，放水口側防潮堤 海水ポンプ（配管含む），海水ストレーナ，格納容器排気筒（建屋外） ディーゼル発電機燃料油貯油そう 復水タンク（配管含む） 海水ポンプ室浸水防止蓋 津波監視カメラ 潮位計 使用済燃料ピット
波及的影響を及ぼしうる施設	物理的影響	タービン建屋 海水ポンプ用クレーン 送電鉄塔 ディーゼル発電機室水密扉 ブローアウトパネル 主蒸気管室扉
	機能的影響	換気空調設備 ・アニュラス空気浄化系 ・安全補機室冷却系 ・中央建屋他空調系 ・安全補機開閉器室空調系 ・中央制御室他空調系 主蒸気安全弁排気管 主蒸気逃がし弁消音器 タービン動補助給水ポンプ蒸気大気放出管 ディーゼル発電機吸気・排気消音器 ディーゼル発電機燃料油貯油そうベント管

表 4.1.3 必ず想定する事故シーケンスグループ [4.1.2]

BWR（沸騰水型原子炉）	PWR（加圧水型原子炉）
・ 高圧・低圧注水機能喪失 ・ 高圧注水・減圧機能喪失 ・ 全交流動力電源喪失 ・ 崩壊熱除去機能喪失 ・ 原子炉停止機能喪失 ・ LOCA*時注水機能喪失 ・ 格納容器バイパス（インターフェイスシステム LOCA）	・ 2次冷却系からの除熱機能喪失 ・ 全交流動力電源喪失 ・ 原子炉補機冷却機能喪失 ・ 原子炉格納容器の除熱機能喪失 ・ 原子炉停止機能喪失 ・ ECCS**注水機能喪失 ・ ECCS 再循環機能喪失 ・ 格納容器バイパス（インターフェイスシステム LOCA，蒸気発生器伝熱管破損）

* LOCA：冷却材喪失事故（Loss of Coolant Accident）

** ECCS：非常用炉心冷却装置（Emergency Core Cooling System）

表 4.1.4 竜巻起因事象と設計（評価）内容の例

BWR		PWR	
竜巻起因事象	設計（評価）内容	竜巻起因事象	設計（評価）内容
補機冷却系の喪失	配置設計によっては、補機冷却系の損傷による事象影響を評価する。	補機冷却系の喪失	海水冷却系のうち、海水ポンプの構造および機能健全性を、最大荷重で評価する。
SFP の損傷	竜巻等による建屋の鉛直向の風荷重や飛来物の衝突について、原子炉建屋天井の構造強度を最大荷重で確認する。	SFP の損傷	建屋天井の構造強度を最大荷重で確認する。
屋外施設の損傷	屋外に設置されている S クラスの設備について、構造及び機能の健全性について、最大荷重で確認する。排気筒について、最大荷重で健全性を確認する。検討の結果、破損が想定される場合は、その他設備に波及的影響がないことを確認する。	屋外施設の損傷	S クラス設備について、構造および機能の健全性について、最大荷重で確認する。

深層防護のレベル1～5 (IAEA)

戦略	事故の発生防止			事故の影響緩和	
運転状態	通常運転	予測される運転時の事象(過渡変化)	設計基準及び複雑な運転状態(事故)	設計基準を超えるシビアアクシデント	シビアアクシデント後の状況(防災)
防護レベル*	レベル1	レベル2	レベル3	レベル4	レベル5
目的	異常運転及び故障の防止	異常運転の制御及び故障の検出	設計基準で想定されているレベル以下への事故の制御	事故進展の防止を含む可能なプラント状態の制御と格納機能の防護を含むシビアアクシデントの影響緩和	放射性物質の重大な放出による放射線影響の緩和
必須手段	保守的設計、並びに建設及び運転における品質	制御、制限及び防護系、並びにその他のサーベランス特性	工学的安全施設及び事故時手順	格納機能の防護を含めた補完的手段及びアクシデントマネジメント	サイト外の緊急時対応
制御	通常の運転		設計基準内への事故の制御	アクシデントマネジメント	
障壁の状態	燃料の許容設計限界の範囲 燃料損傷 重大な燃料損傷 燃料損傷 制御できない燃料損傷 格納機能の喪失				
	Normal		Postulated Accidents		Emergency

(参考) "Basic Safety Principles for Nuclear Power Plants," PS-INSAG-3, Rev.1, INSAG-12, IAEA (1999).
 (*1) 防護レベルを、"層"(「深層」)と呼ぶ場合もあるが、ここでは上記出典に記載されている"Level(レベル)"をそのまま用いた。

12

図 4.1.1 深層防護レベル

4.2 気圧降下による建物差圧力の実験的検討

2.2節で紹介したように、密閉度の高い建物ほど、外部の急激な圧力降下に建物内の気圧変化は追従できず、建物内外に大きな圧力差が発生すると考えられる[4.2.1]。台風時などの準定常状態での定常風下での外気圧と建物内との気圧差を検討したもの[4.2.2など]が知られている。また竜巻状渦発生装置による建物模型の風圧係数の測定値を用いて被害竜巻の風速を検討した例[4.2.3]があるが、急激な気圧降下に着目して被害風速を検討した検討例[4.2.4]も報告されている。非定常な気圧の急変に関する実験研究が進められていない背景には、急激な圧力降下を実験的に発生させることの困難さが挙げられる。

九州大学の大学院人間環境学研究院のエッフェル型吸込式風洞装置（図4.2.1）はステップ関数型の突風(図4.2.2)を生成できるが、この際に生じる風洞内の瞬間的な静圧降下(図4.2.2中の風洞内静圧)を利用して、無風下で急激な気圧降下のみを模型に作用させる実験システムを構築している[4.2.5, 4.2.6]。

以下ではこの突風風洞装置を用いて、無風環境を構築することによって急激な気圧降下のみを作用させた場合の建物模型の内部に伝達する気圧変化と模型内外の気圧差力を検討した結果を報告する。とくに建物模型の容積及び模型の隙間の大きさを集約した「開口率」の影響に注目する。また、実スケール建物内圧の挙動の検証への応用を目的に、風洞実験と同様の条件下を想定して、石崎ら[4.2.1]とHolmesら[4.2.7]の2つの数値計算式によって模型内圧を算出し、実験値との比較によってその精度を検証する。

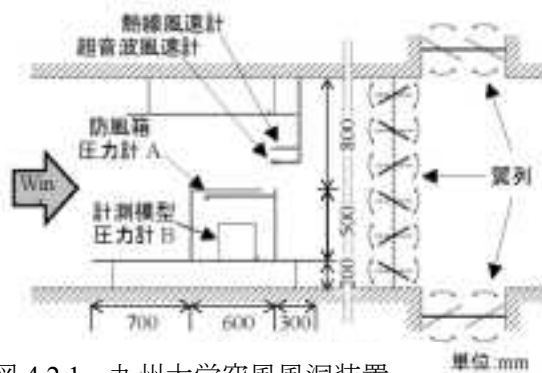


図 4.2.1 九州大学突風風洞装置

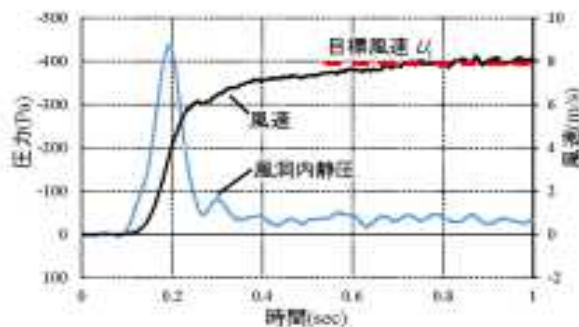


図 4.2.2 突風生成と風洞内静圧の瞬間的な降下例

上述の図 4.2.1 には風洞断面内での各計測機器の配置状況を含めている。風洞内の計測部断面寸法は 1.5m×1.5m、計測部全長は 3m である。本風洞は、脈動流生成装置の翼列駆動を利用してステップ関数的な突風を生成するもので、脈動流生成装置の翼列を閉じること
で風洞内を無風状態にし、翼列を瞬時に開放することで最短 0.2 秒の立ち上がりを持つ突風を生成することが可能である。また本風洞は吸い込み式であるので、翼列を閉鎖した状態での吸引部の圧力低下の影響を回避するために吸引部の天井と床面に翼列を配置して、突風制御の翼列開閉と反転同期させている。

本実験システムでは建物模型周りを無風下の状況にするため、建物模型に風が直接作用しないように建物模型を被う防風箱を設けた(図 4.2.1, 図 4.2.3)。そのため防風箱の上面後部に開口を設けて風洞内の圧力を防風箱内に伝達するようにしているが、内部へ風が流入しないような構造に留意した。このことは、最終的に防風箱内で圧力勾配が生じないことや内部に設置した糸の動揺が無いことから確認した。

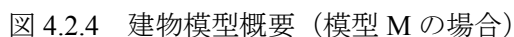
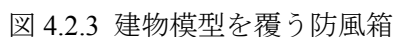


表 4.2.1 建物模型寸法と開口部直径

* 模型 L には開口直径 6mm(開口率 1.2)を別途追加

	各辺の内寸(mm)			模型容積($\times 10^{-3} \text{ m}^3$)	卓越開口直径(mm)		
	長辺	短辺	高さ				
模型L	320	320	240	24.6	4	8	12
模型M	240	240	240	13.8	3	6	9
模型S	160	160	240	6.1	2	4	6
開口率(開口面積[mm ²]/模型容積[$\times 10^{-3} \text{ m}^3$])					0.51	2.05	4.60

本実験では容積の異なる 3 種類の建物模型を用意した。模型名称を容積が大きいものから順に模型 L, 模型 M, 模型 S とし, 模型容積はそれぞれ 24.6, 13.8, 6.14($\times 10^{-3} \text{ m}^3$)である。模型はいずれも陸屋根模型で, 厚さ 10mm の透明アクリル板で作成した。模型は十分な剛性を備えているもので, 防風箱と同様に, 外気圧変化による建物模型の容積変化は無いものとした。模型の一例として模型 M の概要図を図 4.2.4 に示す。建物模型には円形アクリル板中央に円形の卓越開口を設けており, 円形アクリル板を取り替えることで模型の開口直径を調整することができる。なお, この開口部以外には隙間が無いことを, 水中での空気漏れがないことや外気圧の変化に対して建物模型の内圧変化が生じないことなどで確認した。この開口面積を模型全体の隙間の大きさとし, 開口率を(開口面積[mm²]/模型容積[$\times 10^{-3} \text{ m}^3$])で定義した。すなわち開口率が大きいほど, 建物模型の容積に対して隙間が大きいことを意味する。模型上部の開口は直径 36mm の円形のアクリル板を付け替えられるようにした。また各模型寸法等を表 4.2.1 に示す。同表に示すように, 模型容積が異なっても開口率が等しくなるように卓越開口直径を定め, 開口率がそれぞれ 0.51, 2.05, 4.60 の 3 通りとなるように開口部の直径を調整した。

以下では, 実験変数を上述の開口直径と模型容積に, および目標風速(図 4.2.2)を U_t として 4~10m/s で 1m/s 刻みの 7 通りとした。また, 竜巻通過時の急激な気圧降下の再現のために翼列開放時間 t_r を 0.2 秒とし[4.2.5], 各条件で測定した 3 回の結果を採用した。ただし目標風速 U_t は突風が立ち上がった後の定常状態での平均風速を意味する。なお, 今回の測定パラメータでは, 模型外圧の最大降下量は 250~560Pa 程度の範囲となったが, その降下量は目標風速 U_t により調整できる。

4.2.2 数値計算方法の概要

実験結果を以下の手法で追跡した。

前述の石崎ら[4.2.1]は単位時間当たりの空気の流出入量 $Q(\text{m}^3/\text{s})$ に着目し、ボイルの法則と $Q = vS$ (ここで $v(\text{m/s})$ は開口部での空気の流速, $S(\text{m}^2)$ は開口面積)から、外気圧変化に対する室内圧応答方程式を次式で表している。

$$\frac{dP_i}{dt} = -\frac{aS}{\mu V} P_i (P_i - P_e) \quad (4.2.1)$$

ここで P_i は建物内圧(Pa), P_e は建物外気圧(Pa), a は空気の流出入に関する係数(m), μ は空気の粘性係数(Pa・s), V は建物容積(m^3)である。石崎ら[4.2.1]は開口部での流れ場をポアズイユ流と仮定し、次式を用いて流速を算出している。

$$v = \frac{a}{\mu} (P_i - P_e) \quad (4.2.2)$$

ポアズイユ流は管径が一定の円管を流れる粘性流体の定常層流解であり、管径に対し管長が十分に長い場合に適用できる。実験で用いた模型の開口はこの条件を満たしているとは言えず、また流出入に関する係数 a についても十分な検証がなされていないことから、本論ではベルヌーイの定理から流速を求めることとした。建物外気圧を P_e , 空気密度を $\rho(=1.2\text{kg}/\text{m}^3)$ とすると、開口部の空気の流速 v は以下のように表現できる。

$$v = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} = \sqrt{\frac{2}{\rho}} \times |P_i - P_e|^{0.5} \times \text{sign}(P_i - P_e) \quad (4.2.3)$$

流速の算出に(4.2.3)式を用いた場合、外圧変化を受ける建物内圧応答式(4.2.1)は以下の式に改められる。

$$\frac{dP_i}{dt} = -\sqrt{\frac{2S}{\rho}} \frac{P_i}{V} \times |P_i - P_e|^{0.5} \times \text{sign}(P_i - P_e) \quad (4.2.4)$$

一方で、開口以外の小さな隙間の影響を無視できる場合には、Helmholtz の共振現象に基づいて、外圧変動と内圧変動の関係は開口部の空気塊の運動方程式として、次式(4.2.5)によって表される[4.2.7, 4.2.8 など]。

$$\rho S L_e \ddot{x} + \frac{\rho S}{2K^2} |\dot{x}| \dot{x} + \frac{nS^2 P_0}{V} x = (P_e - P_0) S \quad (4.2.5)$$

ここで、 L_e は空気塊の有効長さ(m), K はオリフィス係数(=0.9), n は断熱空気の polytropic 指数(=1.4), P_0 は大気静圧($=1.013 \times 10^5 \text{Pa}$)である。 x は開口部の空気塊の変位(m)であり、左辺第3項を S で除した値($nSP_0 x/V$)が内圧 P_i (Pa)を表す。各係数の値は、風洞実験条件と既往の研究を参考にして括弧内の値とした。空気塊の有効長さ L_e は以下の Vickery の近似式 [4.2.8]によって開口面積ごとにそれぞれ求めた。

$$L_e = L + 0.89\sqrt{S} \quad (4.2.6)$$

ここで L は開口部の奥行き(m)で、建物模型の屋根面厚 ($= 1.0 \times 10^{-2} \text{m}$) を用いた。

風洞実験で計測した圧力は風洞外を基準圧とした差圧力であるので、 $(P_e - P_0) = P_e'$ として、 P_e' に風洞実験で得られた模型外圧の時刻歴データを用い、 $(P_i - P_0) = P_i'$ として模型内圧 P_i' を算出することができる。開口面積 S と容積 V に実験条件の値を与え、式(4.2.4)を時間刻み 1/1000 sec でオイラー法で解き、また式(4.2.5)から模型内圧 P_i' をルンゲ・クッタ・ギル法で算出した。

4.2.3 実験及び数値計算結果

再現の一例として、模型外圧の最大降下量が 480Pa 程度(目標風速 8m/s)で、開口面積を 28mm^2 (表 4.2.1 の卓越開口直径 6mm の場合)での各容積の模型内圧と外圧の時刻歴波形を図 4.2.5 に示す。実験値に着目すると、模型外圧の降下に伴う模型内圧の降下量は開口率が高いほど、すなわち隙間が大きいほど模型外圧の降下量に近づくことがわかる。模型外圧が急激な降下から定常状態へと移行すると、模型内圧もそれに伴って定常状態になり、模型外圧とほぼ同値を示す。開口の大きさが急激な変動の伝達には影響を与えるが、定常時の微細な変動には影響を与えないことは定常風での報告[4.2.2]と同じである。これらの傾向はいずれの実験パラメータの組み合わせでも見られた。また、図 4.2.6 は建物模型の開口率を 2.0 に固定して模型容積と開口直径を変化させたものであるが、建物模型の内圧の推移はほぼ同様の値を取っており、外圧の急変に伴う建物内圧への伝達特性は開口率が支配的であることを意味する。このことは開口率によって建物模型内圧の最大降下量を定量的に把握できることを示唆するものである。

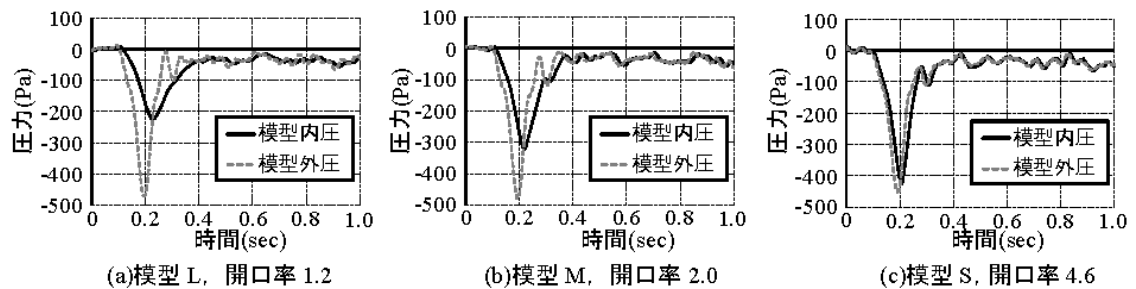


図 4.2.5 開口面積を 28mm^2 (開口直径 6mm) で固定して建物模型容積を変化させたときの建物模型内外圧の時刻歴波形の比較 ($U_i = 8 \text{m/s}$, $t_r = 0.2 \text{s}$)

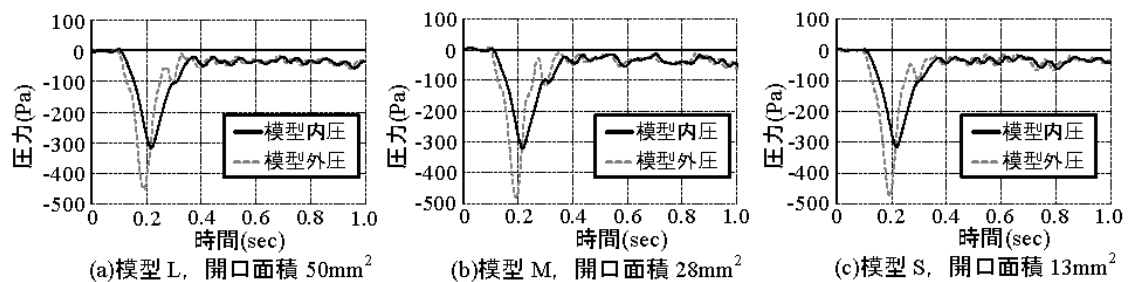


図 4.2.6 開口率 2.0 で固定して建物模型容積を変化させたときの建物模型内外圧の時刻歴変化の比較 ($U_i = 8 \text{m/s}$, $t_r = 0.2 \text{s}$)

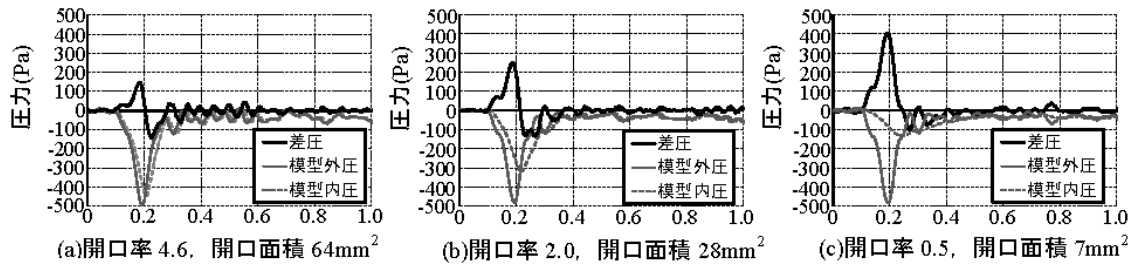


図 4.2.7 建物模型 M で開口率を変化させたときの
建物模型内外の差圧力の時刻歴変化の比較($U_t = 8\text{m/s}$, $t_r = 0.2\text{s}$)

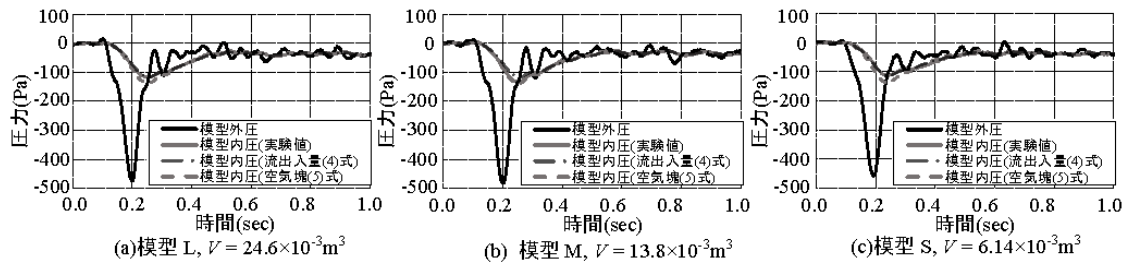


図 4.2.8 外圧降下量約 480Pa での開口率 0.51 の各建物サイズ模型内圧
(実験値と計算値) と外圧の時刻歴波形の比較 ($U_t = 8\text{m/s}$, $t_r = 0.2\text{s}$)

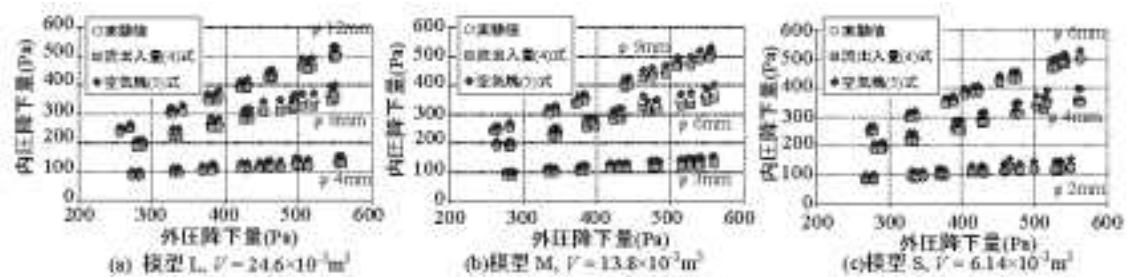


図 4.2.9 建物模型の容積別に見た建物内外圧の最大降下量の関係

図 4.2.7 は建物模型のサイズ M で開口率を変えたときの模型外圧と模型内圧から算定される差圧力の時刻歴波形である。模型内圧から模型外圧を差し引いたものを模型壁面に作用する差圧力としているが、壁面外向きを正としており、この値に壁面面積を乗じたものが実際に模型壁面に作用する力(気圧差力)となる。図中、太実線の差圧力は建物模型の開口率が小さいほど大きな最大差圧力を発現することがわかる。この傾向は他の建物模型サイズでも同様であった。

図 4.2.8 は建物模型 L, M, S (それぞれ模型容積は 24.6×10^{-3} , 13.8×10^{-3} , $6.1 \times 10^{-3} \text{m}^3$) の開口率が 0.51 のとき(表 4.2.1)の建物模型内圧の時刻歴を実験値と計算値((4.2.4) 式と (4.2.5) 式)で比較したものである。ただし、図中には(4.2.4) 式と (4.2.5) 式をそれぞれ(4) 式と (5) 式と表記している。計算値は模型外圧の短時間での急激な変動の実験値に良く追随し、定常状態への移行過程でもよく対応している。いずれの条件でも計算値は実験値を精度良く再現しており、空気の流出入量による内圧応答方程式と空気塊の運動方程式の両方

で、急激な外気圧降下を受ける建物模型の内圧変動の再現が可能であることがわかる。ただし、条件によっては、実験値と計算値のピーク値に若干の差が見られた。全てのパラメータを系統立てて整理するため、各容積での模型外圧と模型内圧の降下量をまとめたものが図 4.2.9 である。同図より、各建物模型の容積や開口面積の組み合わせに対して、実験値および (4.2.4) 式と (4.2.5) 式 (図中それぞれ (4) 式と (5) 式) での計算値の内圧降下量が外圧降下量と線形関係にあることがわかる。また、開口面積と容積が異なっても開口率が等しければ、同じ外圧降下量に対してほぼ同程度の内圧降下量を取ることを確認できる。

数値計算結果はいずれのパラメータでも精度よく実験値を再現しているが、空気塊による計算値は概ね実験値よりも模型内圧を若干大きく評価した。この要因として、開口部での圧力損失に関するオリフィス係数に与えた値が適していなかったことが考えられる。オリフィス係数は開口形状やレイノルズ数の影響を受けるため幾つかの実験式が考えられており、実スケールでの適用には今後も検討が必要である。

図 4.2.10 に建物模型の外圧最大降下量 480Pa 程度(目標風速 8m/s), 模型 L で各開口率での差圧力波形の実験値を示す。同図より、急激な壁面外向きの力が作用した直後に壁面内向きの力が生じ、その後急速に定常状態へと落ち着くことがわかる。開口率が大きくなるに伴い、壁面外向きの力は小さくなって壁面内向きの力が大きくなる。開口率 4.6 の場合では、壁面内向きの力の方が卓越する例も見られた。壁面内向きの力が生じる理由としては、模型外圧がピーク値を取るのと、それが伝達して模型内圧がピーク値を取るのに時間差が生じることが挙げられる。

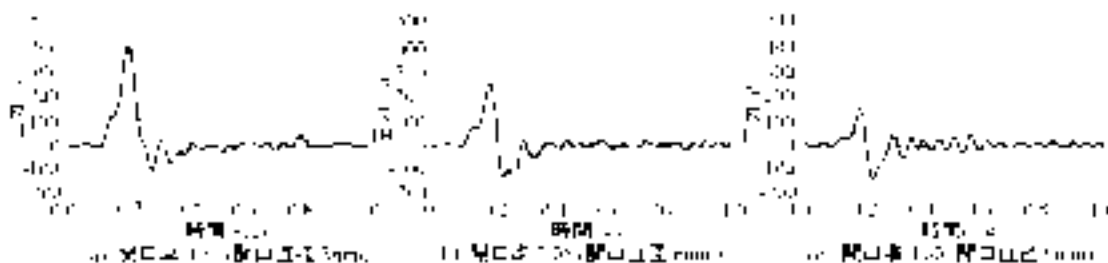


図 4.2.10 建物模型 L, $V=24.6 \times 10^{-3} \text{m}^3$, 模型外圧降下量約 480Pa での
建物模型内外の差圧力の時刻歴波形

4.2.4 まとめ

竜巻通過時の急激な気圧降下に建物内圧がどのように追従するかを突風風洞実験で検討した。そこでは無風環境下で建物模型に急激な気圧降下のみを作用させる工夫を行い、模型の密閉度(気密性)を代表的な開口面積で代用し、模型の容積に対する開口面積の比率を変えながら、模型内圧の圧力伝達特性を検討したところ、以下の所見を得た。

- i) 模型内圧波形は模型外圧の急激な気圧降下に伴って降下し、外圧の最大降下時から遅れて内圧は最大降下量を取り、その後定常状態へと移行する。

- ii) 模型内圧の降下量は模型の開口率に大きく影響を受け、開口面積や容積が異なっても開口率が等しければ、同様の内圧変動が観測される。開口率が大きくなる程、模型内圧の最大降下量は外圧の最大降下量に近づく。
- iii) 模型内圧から模型外圧を差し引いた差圧力波形は、急激な壁面外向きの力が発生した後では、一旦壁面内向きの力が生じ、定常状態へと落ち着く。開口率が小さくなるほど壁面外向きの力がより卓越する。また、開口率が大きくなると壁面外向きの力は減少し、壁面内向きの力が大きくなる。

また、風洞実験と同様の条件を想定し、風洞実験で得られた模型外圧波形を用いて、2種類の数値計算によって模型内圧を算出した。実験値と比較を行うことで、以下の所見を得た。

- iv) ポアズイユ流の仮定を用いず、空気の流出入量に着目した内圧応答式にベルヌーイの定理を用いた新たな応答式を導出した。その結果、同式を用いて得られた模型内圧波形は、模型外圧の急激な降下から定常状態へ移行する変動するまでの実験値を良く追従し、非常に精度の高い結果が得られた。
- v) 空気塊の運動方程式から得られた模型内圧波形も模型外圧の急激な降下から定常状態へ移行する変動に追従するが、実験条件によっては実験値よりも内圧降下量を大きく評価しているものが見られた。

謝辞

本報告内容は、泉知宏氏の 2015 年度九州大学工学部建築学科卒業論文と高橋駿介氏の 2015 年度九州大学大学院人間環境学府修士論文を基にまとめたものである。記してお礼申し上げます。

参考文献

- 4.2.1 石崎潑雄，林泰一，谷池義人，急激な気圧変化に対する室内圧の応答，防災研年報第 26 号 B-1，pp.323-329，昭和 58 年 4 月。
- 4.2.2 茅野紀子，岡田恒：耐風設計における建築物の室内圧に関する研究 その 1 平均室内圧係数，日本風工学会誌第 56 号，pp.11-21，1993.7.
- 4.2.3 奥田泰雄，深井敦夫，槌本敬大，壁谷澤寿一，喜々津仁密，石井儀光，中井貴文，荒木康弘，永井渉：基礎ごと転倒した 2 階建て木造建築物の転倒開始風速に関する考察，平成 24 年 5 月 6 日に北関東で発生した竜巻の発生メカニズムと被害実態の総合調査，平成 24 年度文部科学省科学研究費補助金（特別研究促進費，課題番号：24900001）研究成果報告書（研究代表者：前田潤滋），pp.180-185，2013.2.
- 4.2.4 高瀬賢佑，前田潤滋，大坪和広：被害風速に及ぼす移動速度が速い竜巻通過時の急激な気圧降下の影響，第 23 回風工学シンポジウム論文集，pp.157-162，2014.12
- 4.2.5 美並浩成，高橋駿介，大坪和広，鶴則生，前田潤滋，竜巻通過時の急激な気圧降下による建物作用外力 その 1 急激な気圧降下実験システムの構築，日本建築学会，

2015 年度大会（関東）学術講演梗概, pp.139-140, 2015.09.

- 4.2.6 高橋駿介, 美並造成, 大坪和広, 鶴則生, 前田潤滋, 竜巻通過時の急激な気圧降下による建物作用外力 その 2 数値計算による実験内圧変動の検討, 日本建築学会, 2015 年度大会（関東）学術講演梗概, pp.141-142, 2015.09.
- 4.2.7 J.D. Holmes : Mean and fluctuating internal pressures induced by wind, Proceedings of 5th International Conference on Wind Engineering, pp.435-450, 1979.7.
- 4.2.8 B.J. Vickery : Gust-Factors for Internal-Pressures in Low Rise Buildings, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 23, pp.259-271, 1986.

4.3 瞬発的噴流が建築物にもたらす非定常風力に関する実験

4.3.1 研究の背景と目的

近年，日本国内においてダウンバーストや竜巻などの突風による被害や観測事例が増加している。2015 年 6 月には，群馬県伊勢崎市においてダウンバーストが発生し，**図 4.3.1**に示すような，住宅の屋根などの外装材やソーラーパネルの飛散，倉庫の転倒など大きな被害をもたらした[4.3.1]。気象学分野では，突風の発生予測に関する研究が進んでいる一方で，突風内部の風の性状や建築物へ及ぼす影響に関する研究はほとんど行われておらず，実態がよく分っていない。加えて，これらの突風は発生が局所的で，設計対象としての建築物がそれらによって被害を受ける確率が極めて低いいため，現行の耐風設計における風荷重評価には考慮されていない。しかし，**図 4.3.1**に示したように，これらの突風によって大きな物的，人的被害が発生しているのは事実である。そのような被害を低減するためには，突風内部における風の挙動および建築物に作用する風荷重への影響を詳細に把握し，耐風設計を行うことが重要である。

これまで竜巻に関する研究は行われているが(例えば喜々津ら[4.3.2])，ダウンバーストに関する研究は少なく，不明な点が多い。そこで，本研究においてはこれらの突風のうちダウンバーストに着目し，その特性やダウンバースト内の建築物に作用する風力の特性を明らかにすることを目的に，ダウンバーストのような瞬発的噴流を再現できる装置を作製し，流れ場や建物に作用する風圧・風力の測定を行う。また，あわせて境界層乱流中での実験も行い，両者を比較することによって，瞬発的噴流がもつ非定常性が建築物の風圧・風力特性に及ぼす影響を明らかにする。



図 4.3.1 ダウンバーストによる被害 (2015 年 6 月群馬県伊勢崎市[4.3.1])

ダウンバーストとは、上空の冷たい空気の落下によって起こる円筒状の吹き降ろしが地表面に衝突し、放射状に広がることで発生する突風である。1975 年 6 月 24 日にニューヨークのケネディ空港で発生した航空機墜落について、シカゴ大学の Fujita ら[4.3.3]によってこの事故の原因が積乱雲からの強い下降気流であることが発見され、これによってダウンバーストが広く注目されるようになった。

ダウンバーストは、瞬間的な吹き降ろしであること、風速のピークが地表面付近で発生すること、積乱雲の移動に伴ってダウンバーストも移動することなど、台風などスケールの大きい大気境界層流とは大きく異なる非定常的な性質を持っている。そのため、建築物に作用する風荷重についても、現行の設計で想定されているものとは大きく異なると考えられる。そこで、本研究ではダウンバーストの特徴のひとつである瞬間的な吹き降ろしに着目し、その非定常性を再現した実験を行う。実験によってダウンバースト状の瞬発的な噴流内部の風の性状と、突風によって建築物にもたらされる風荷重の特性を把握する。さらに、境界層乱流を用いた一般的な風洞実験もあわせて行い、両者を比較することによって、瞬発的噴流がもつ非定常性が建築物に作用する風荷重に及ぼす影響を把握する。それによって、ダウンバーストのような瞬発的噴流に対する風荷重評価手法について検討する。

4.3.2 瞬発的噴流における風速変動

4.3.2.1 瞬発的噴流発生装置の概要

本研究で行う実験には、瞬間的に噴出するダウンバースト現象(以下、噴流ダウンバーストと呼ぶ)を再現するための装置が必要である。そこで、その特徴を再現できる瞬発的噴流発生装置を独自に製作した。

本研究で用いる瞬発的噴流発生装置の概要を図 4.3.2 に示す。天地を逆とし、送風機からの吹き上げが装置上部に設置した天井板に衝突することで、ダウンバーストの特徴である「地表面に衝突する下降流」を再現している。天井板は $2.5\text{m} \times 2.5\text{m}$ および $2.5\text{m} \times 1.25\text{m}$ の集成材を用いて製作した。本装置を用いた既往の研究[4.3.4]から、天井板の高さ(吹き出し口と地表面までの距離)は地表面付近における風速の鉛直プロファイルに大きな影響を及ぼさないことが示されているので、本実験では天井板の高さを 1000mm とした。噴流を発生させる送風機は、ファンの回転数を 0Hz から 60Hz まで 0.1Hz 刻みで設定することができ、装置内部のハニカムとメッシュによって整流されている。瞬発的噴流発生装置の直径は $D = 600\text{mm}$ であり、本論文ではこれを代表長さとして無次元化に用いる。図 4.3.3 に天井板の模式図を示す。天井板の中心(送風機の吹き出し口の中心と一致)を原点とし、図 4.3.3 に示すように座標軸を設定している。なお、 z 軸は下向き(実際には地面から上向き)を正としている。



図 4.3.2 瞬発的噴流発生装置

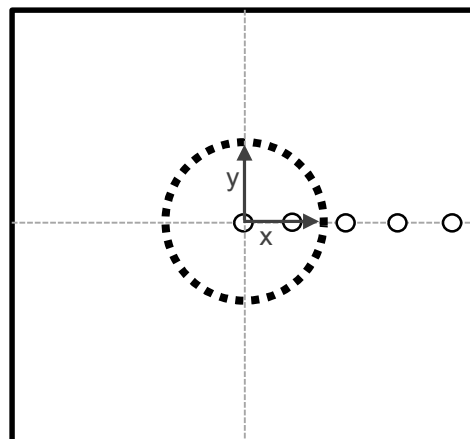


図 4.3.3 天井板模式図

ダウンバーストの特徴である瞬発的噴流を再現するため、本装置ではシャッター型の開口を送風機上部に取り付け、シャッターを瞬間的に開くことによって下降流の瞬間的な噴出を再現する。図 4.3.4 にシャッター部分の写真を示す。これはカメラのシャッターの原理を応用したものであり、シャッターが閉まった状態から開いた状態になるまでの時間(以下、シャッター速度とする)は最速約 0.2 秒である。シャッターに使用しているモーターのパワーを調整することにより他のシャッター速度も設定可能である。



図 4.3.4 瞬発的噴流を再現するためのシャッター(左:閉まった状態, 右:開いた状態)

4.3.2.2 瞬発的噴流発生装置による流れ場の性状

(1) 風速の鉛直プロファイル

噴流ダウンバースト実験において、地表面付近の風速鉛直プロファイルを把握するため風速の測定を行った。測定には熱線風速計(I型プローブ)を用いた。サンプリング周波数は500Hzとし、40秒間計測した。ファンの回転数は40Hz、シャッタースピードは0.2秒、測定箇所はダウンバースト装置の中心を原点として $x/D = 0, 0.33, 0.67, 1, 1.33$ の5ヶ所とした(図4.3.3参照)。鉛直方向には5mmピッチ(5mm~60mm)および10mmピッチ(70mm~200mm)で上下に移動させ、それぞれの高さ、および条件で10回ずつ測定を行った。

図4.3.5に噴流ダウンバースト実験での風速の鉛直プロファイルを示す。図に示した値は、測定した10回の風速時刻歴のうち、それぞれの最大ピーク風速を抽出し、10回の測定結果をアンサンブル平均したものである。噴流ダウンバースト実験の鉛直プロファイルでは、 $x/D = 0.67$ 、高さ $z = 10\text{mm}$ において最大風速8.34m/s、次いで $x/D = 1.0$ 、高さ $z = 20\text{mm}$ において最大風速8.25m/sが発生していることが分る。さらに、鉛直プロファイルの形状に着目すると、 $x/D = 0$ を除く4つの測定点において地表面付近の風速が最も大きく、高さ方向に徐々に風速が小さくなっている。

図4.3.6に、ダウンバーストに関する既往の研究および実測による地表面付近の風速の鉛直プロファイル(既往のデータは文献⁴⁾より引用)と本研究での噴流ダウンバースト実験との比較を示す。横軸は風速 V を最大風速 V_{max} によって、縦軸は高さ Z を最大風速の半分の風速が発生する高さ $Z_{max/2}$ によって無次元化されている。図より、本研究による鉛直プロファイルは既往の研究および実測結果とよく一致しており、本装置によってダウンバーストを再現可能であるといえる。

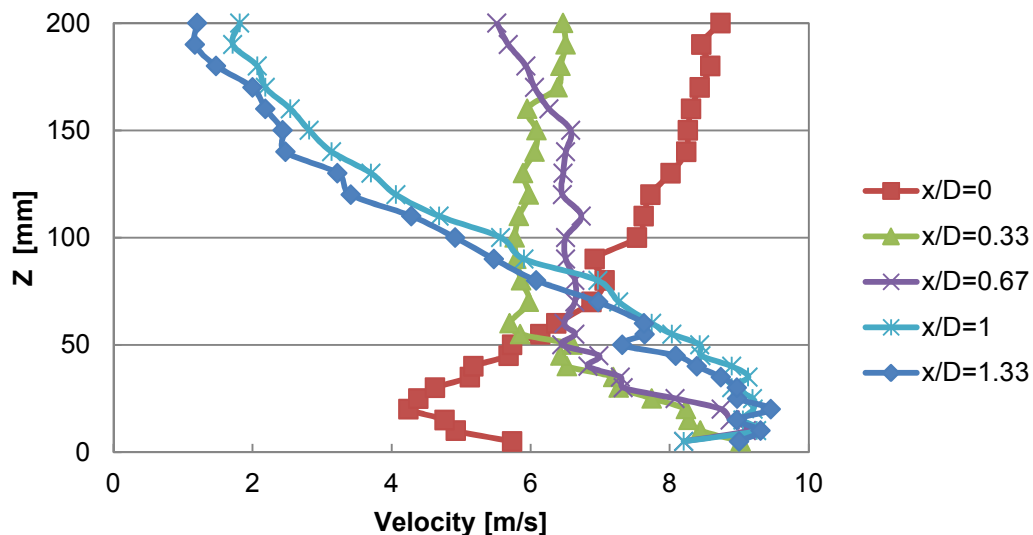


図 4.3.5 風速の鉛直プロファイル

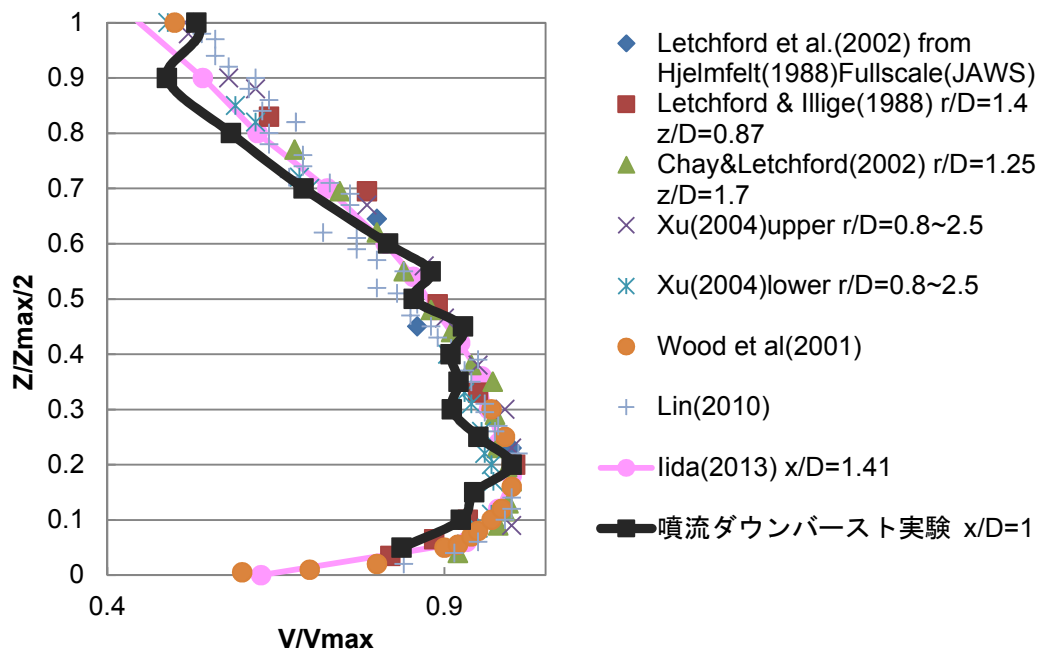
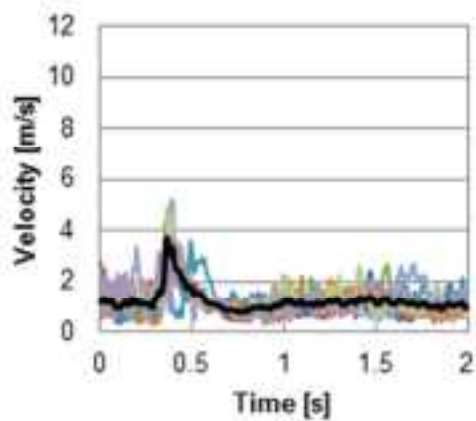


図 4.3.6 実測および既往の研究との比較

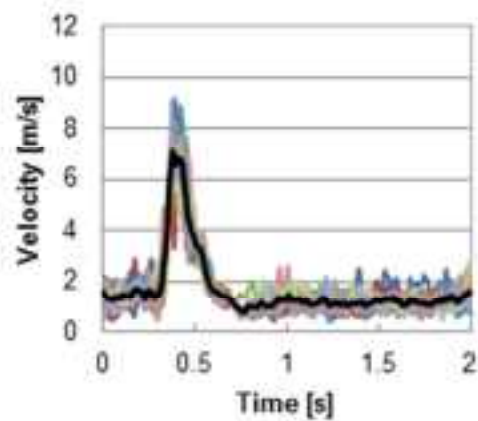
(2) 風速時刻歴

本節では、瞬発的噴流発生装置を用いてダウンバーストを再現した際の風速時刻歴の性質について述べる。瞬発的噴流発生装置上部に設置した天井板から 20mm の位置に熱線風速計を設置し、風速時刻歴を測定した。測定箇所および実験条件等は(1)と同様である。実験結果は、図 4.3.7 において 10 回の測定結果を細線で、その平均値を太線で示している。

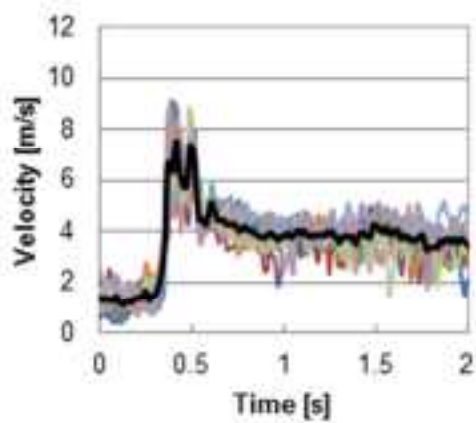
図 4.3.7 より、噴流ダウンバースト実験の風速時刻歴は、シャッターが開いた直後にピーク風速が発生した後、定常状態となることが分る。この傾向は全ての測定箇所で見られる。さらに、 $x/D = 1.0$ および $x/D = 1.33$ における風速時刻歴に着目すると、2 つのピークが現れている。この傾向が $x/D = 0, 0.33, 0.67$ に見られないことから、この 2 つのピークはダウンバーストによって発生する外出流が地表面を進むことによって起こる渦の影響であると考えられる。噴流ダウンバースト実験では、シャッターが開いた直後に下降流が発生し、地表面と仮定した天井板に衝突することで放射状に空気が拡散する。既往の研究[4.3.4]により、下降気流の中心から離れることで渦が発生し、局所的に風速が大きくなることが示唆されている。本実験の結果より、ダウンバースト発生後の地表面付近で渦による風速の増加があると推測できる。



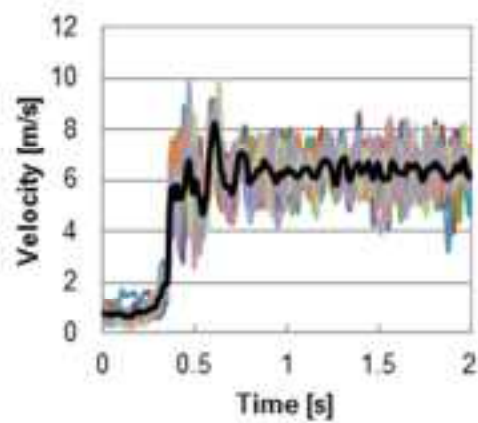
(a) $x/D = 0$



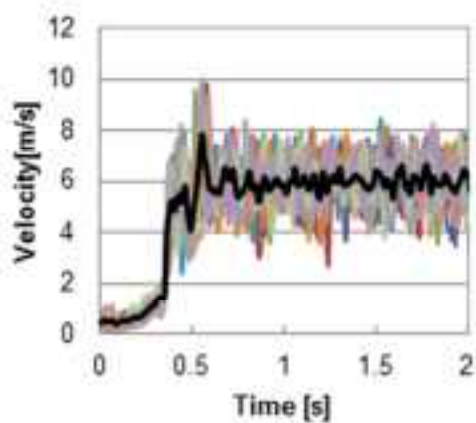
(b) $x/D = 0.33$



(c) $x/D = 0.67$



(d) $x/D = 1.0$



(e) $x/D = 1.33$

図 4.3.7 噴流ダウンバースト実験による風速時刻歴

4.3.3 瞬発的噴流により建築物に作用する風圧・風力の測定

4.3.3.1 実験概要

本項では、瞬発的噴流発生装置を用いて発生させた噴流ダウンバースト内に置かれた低層建築物(アスペクト比が 1 以下の建築物)の模型に作用する非定常な風圧・風力を測定した。実験に用いた建築物モデルは図 4.3.8 に示す陸屋根を模した flat モデルと屋根勾配 20° および 40°の切妻屋根を模した gable20 モデル、gable40 モデルの 3 種類である。モデルの寸法は 40mm(幅)×40mm(奥行)×20mm(軒高)である。軒高を一定としているため、棟高さ(最高高さ)は屋根勾配によって異なっている。幾何学的縮尺率は、噴流発生装置の直径や実際のダウンバーストのサイズを考慮し、 $\lambda_L = 1/2000$ と仮定した。風圧測定点数は flat モデルで 73、gable モデルで 77 である。モデルの設置位置は、図 4.3.3 に示した天井板上の $x/D = 0 \sim 1.33$ の 5 ヶ所であり、設置角度 θ は flat モデルの一壁面および gable モデルの妻面を 0° とし、 $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ とした。

風圧係数の基準化には、 $x/D = 1.0$ におけるモデル軒高の平均風速に基づく速度圧を基準速度圧、風による影響のない点での大気圧を基準静圧として用いた。



図 4.3.8 3 種類の実験模型

4.3.3.2 実験結果

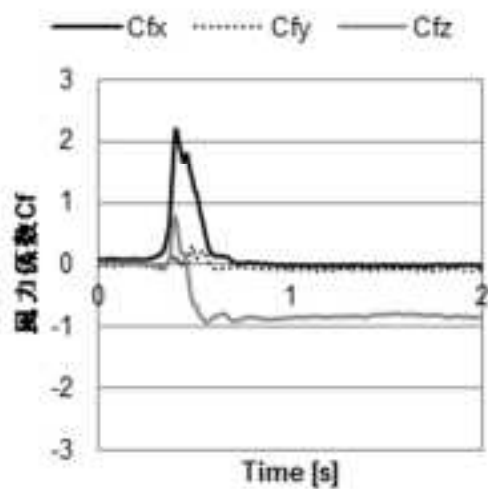
図 4.3.9 に、3 種類の模型について、 $\theta = 0^\circ$ の場合の $x/D = 0.33, 1.0$ における風力係数の時刻歴を示す。示した時刻歴は 10 回の測定の平均値である。 C_{fx} 、 C_{fy} 、 C_{fz} はそれぞれ x 、 y 、 z 軸方向の風力係数を表している。

図より、 C_{fy} は全ての x でピーク後 0 に漸近する。これは風向が力の方向と直交しているためであると推測でき、風が吹き続ける定常状態では y 方向の風力はほとんど作用しないと考えられる。 C_{fx} についても、 $x/D = 0.33$ においてはピーク後に 0 に漸近している。 $x/D = 1.0$ においては、ピーク値は $x/D = 0.33$ と比較して小さいものの、定常状態でも風力係数が 0 には漸近せず、振動状態となっている。このことから吹き降ろした空気は地表面に衝突し放射状に拡散するうちに渦を発生させ、それによって模型に周期的な力が働いていると考えられる。 C_{fz} に着目すると、 $x/D = 0.33$ では正の風力係数のピーク値が発生した後、負の風

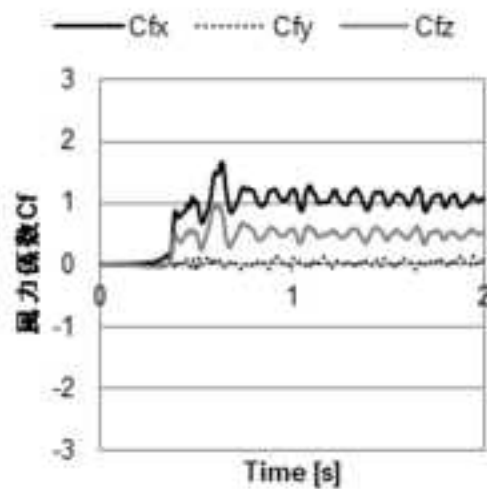
力係数での定常状態となる。瞬発的噴流発生直後には地表面に衝突した空気がせりあがってくることによって正の風力係数が発生するが、その後の定常状態ではモデル上部から空気が吹き付けていることが推測できる。 $x/D = 1.0$ では、正の風力係数のピーク値発生後振動状態となり、瞬発的噴流の中心から離れた位置では負の風力係数はほぼ発生しない。このことより、 $x/D = 1.0$ では地表面に衝突して放射状に拡散した空気がモデル下部からせりあがってくることで正の風力係数が発生するが、モデル上部から空気が吹き付けてくる状態にはならないということが分る。

gable モデルの場合にも、風力係数の正負の移り変わりは **flat** モデルと同じ傾向であることが分る。しかし、**gable20** モデルにおける $x/D = 1.0$ では C_{fx} と C_{fz} がほぼ同じ値で推移している。

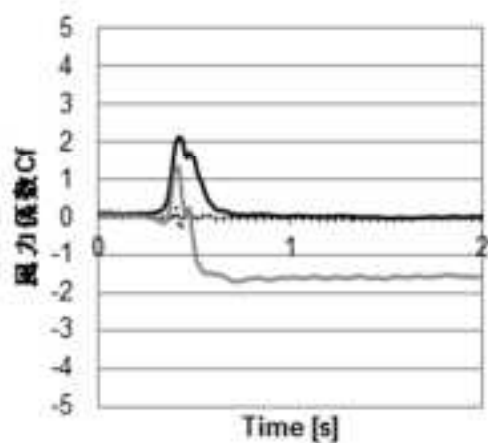
時刻歴から、風力係数はピーク発生後に定常状態に移行することがわかった。また C_{fz} については $x/D = 0.33$ おいて風力係数の正負が変わる、すなわち屋根面を引き上げる力がその後急激に押さえつける力に変化していることが確認された。



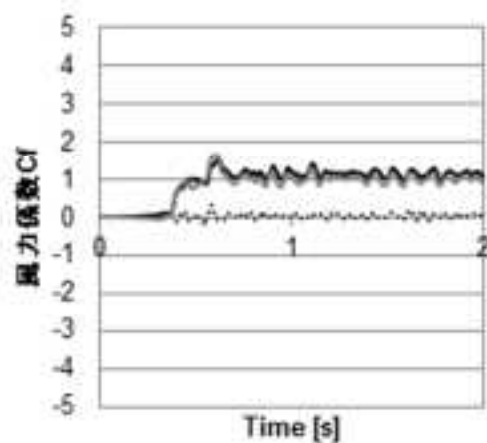
flat モデル $x/D=0.33$



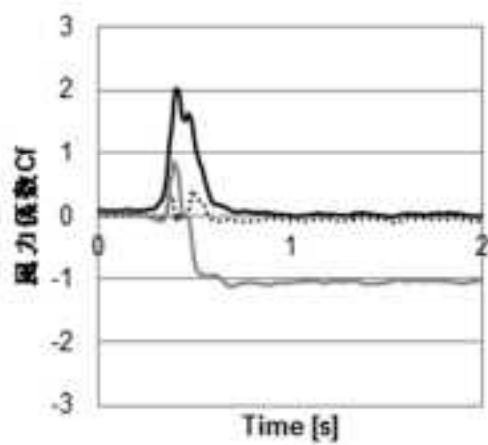
flat モデル $x/D=1$



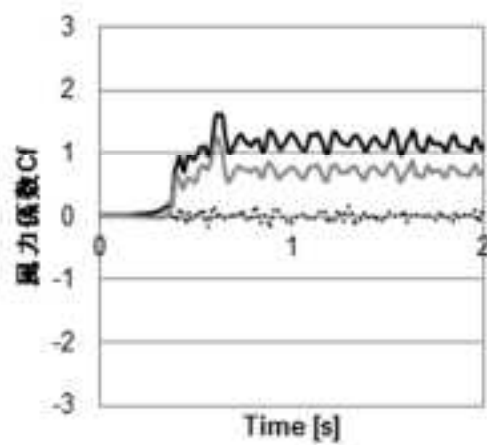
gable20 モデル $x/D=0.33$



gable20 モデル $x/D=1$



gable40 モデル $x/D=0.33$



gable40 モデル $x/D=1$

図 4.3.9 flat モデル : $\theta = 0^\circ$ のときの風力係数時刻歴

4.3.3.3 境界層乱流による風荷重との比較

建築物の耐風設計において、一般には台風などスケールの大きな Synoptic wind を対象としており、境界層乱流中で測定された風圧係数や風力係数が用いられる。前述したように、発生する風速は非常に高くなるとはいえ、建築物が供用期間中に遭遇する確率が極めて低いという理由より、一般の建築物では竜巻やダウンバーストなどの局所的な突風は設計の対象にはなっていない。しかし、原子力発電関連施設のように、極めて重要な(事故が発生した場合、社会的影響が極めて大きい)構造物の場合には、そのような突風も考慮される。ところが、竜巻やダウンバーストなどの突風によって発生する風圧や風力の特性はよく分っていないため、便宜的に境界層乱流中で測定された値が用いられることが多い。すなわち、突風による最大瞬間風速に基づく速度圧に境界層乱流中で求められた風圧係数や風力係数を用いて設計荷重を設定する。しかし、前節で述べたように、ダウンバースト内の風速分布や乱流特性は一般的な境界層乱流とは異なるので、風圧係数や風力係数の特性も異なるものと考えられる。そこで、本項では前項で用いた 3 種類の建物模型を用いて境界層乱流中で風圧分布を測定し、瞬発的噴流による結果と比較する。

境界層乱流実験は、東北大学工学研究科都市・建築学専攻所有のエッフェル型境界層風洞で行った。実験気流のプロファイルを図 4.3.10 に示す。平均風速のプロファイルを表す「べき指数」は $\alpha = 0.21$ であり、日本建築学会「建築物荷重指針・同解説(2015) [4.3.5]」が定める地表面粗度区分Ⅲの値に近いが、模型頂部高さ(20mm)での乱れの強さはやや小さく、地表面粗度区分Ⅱに対する値に近い。平均流方向の乱れのスケール L_{ux} は、高さ $z = 20\text{mm}$ (模型の軒高)で約 0.12m、 $z = 40\text{mm}$ で約 0.18m であった。風洞実験での幾何学的縮尺率 λ_L を 1/2000 とすると、乱れのスケールは $z = 40\text{m}$ および 80m で、それぞれ約 240m および 360m となる。建築物荷重指針によれば、 $L_{ux} = 100(z/30)^{0.5}(\text{m})$ で与えられている。これより、 $z = 40\text{m}$ および 80m での値を計算すると、 $L_{ux} = 115\text{m}$ および 163m と計算される。風洞気流の値は指針値に比べて約 2 倍程度になっている。しかし、この程度の乱れのスケールの不一致は、構造骨組用風力係数には大きな影響を及ぼさないと考えられる[4.3.6]。

境界層乱流を用いた風洞実験では、一般に風圧係数の定義に屋根平均高さの平均速度圧と模型位置における風洞内静圧を一般に用いる。しかし、本研究で対象とする非定常な瞬発的噴流の結果と直接比較するためには、軒高での瞬間速度圧を用いる必要がある。そこで、本研究では風洞実験によって得た風圧係数を瞬間値に換算するため、Durst Curve[4.3.7]を用いて補正を行った。

図 4.3.11 に 3 種類のモデル $\theta = 0^\circ$ の場合の境界層乱流による最大ピーク風力係数(図中 ABL)と噴流ダウンバーストによる最大ピーク風力係数を示す。比較より、flat モデルの場合、 $x/D = 0.67 \sim 1.33$ では境界層乱流による風力係数と瞬発的噴流による風力係数の傾向が一致しているが、 $x/D = 0$ および $x/D = 0.33$ では異なっている。特に着目すべきは C_F であり、境界層乱流中では正の値であるが瞬発的噴流においては大きな負の値となっている。 $x/D = 0.67 \sim 1.33$ の範囲では傾向は一致しているものの、その値は 1.5~2 倍程度大きくなっている。

る。 C_{fx} については、 $x/D = 0.33$ において最大であり、境界層乱流中の値の2倍となる。

gable20 モデルの場合、 C_{fy} が負となっているものの、 $x/D = 0.33 \sim 1.33$ では境界層乱流と傾向がほぼ一致している。しかし、値は2倍程度大きくなっており、特に $x/D = 0.33$ における C_{fx} と $x/D = 1.33$ における C_{fy} が大きい値となる。 $x/D = 0$ においてはflatモデルと同様大きな負の C_{fy} が現れており、これは境界層乱流中では見られない特徴である。gable40 モデルの場合、傾向は gable20 モデルとほぼ同様である。境界層乱流と比較して値は2倍程度であり、 $x/D = 0$ においては負の大きな風力係数が見られる。

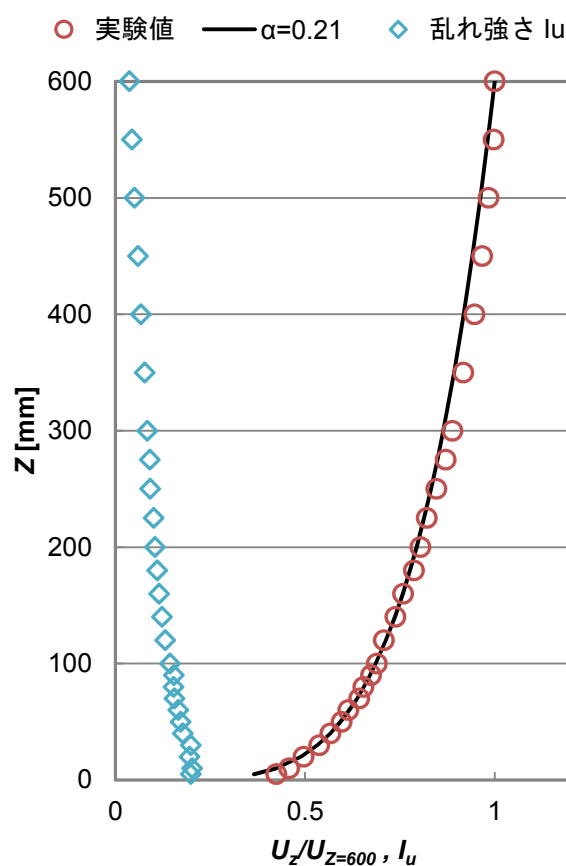
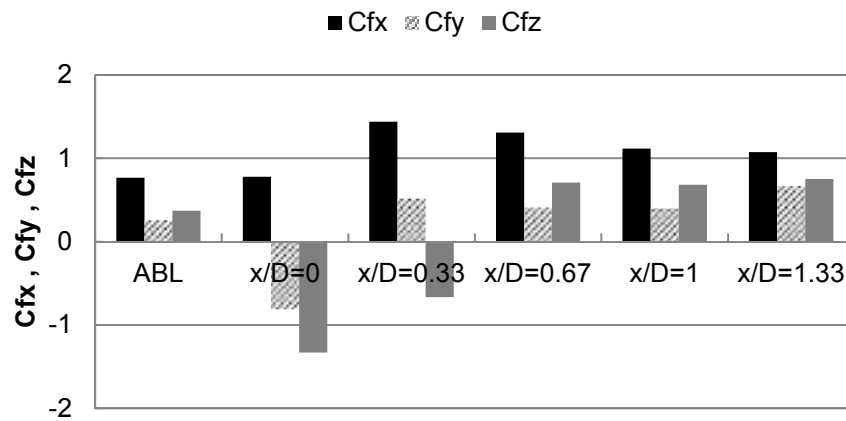
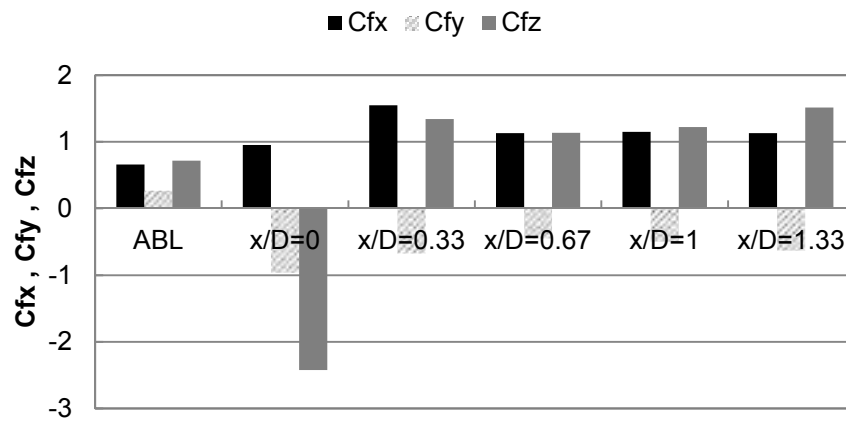


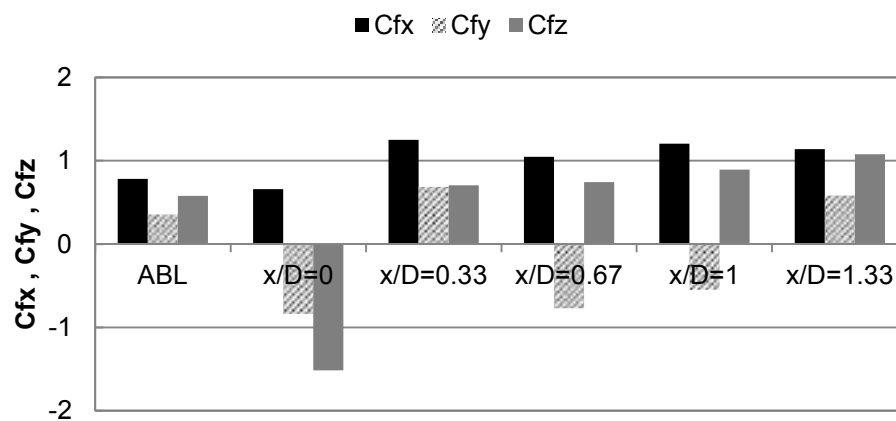
図 4.3.10 実験に用いた境界層乱流のプロファイル



(a) flat モデル



(b) gable20 モデル



(c) gable40 モデル

図 4.3.11 最大ピーク風力係数の比較

4.3.4 風荷重評価手法の検討

4.3.3 項において、境界層乱流中の建築物に働く風力係数と、瞬発的噴流による風力係数を比較し、全てのモデル設置位置においてその値が約 1.5～2 倍となることを示した。つまり、ダウンバースト下での建築物には境界層乱流中よりも瞬間的に大きな力が働くため、現行の設計基準ではダウンバーストによる風荷重を適切に評価することはできないといえる。

図 4.3.12 に、3 種類のモデル、 $\theta=0^\circ$ の場合の $x/D=1.0$ において、噴流ダウンバースト実験での C_F が最大となる瞬間の風圧係数分布と境界層乱流中での平均風圧係数分布を示す。比較より、それぞれのモデルにおいて両者の風圧係数分布は異なっている。境界層乱流中に置かれた模型の屋根面における風圧係数はほぼ 0 であるのに対し、噴流ダウンバーストでは全体として大きな負圧が現れており、さらに gable20 モデルおよび gable40 モデルにおいては局所的な負圧も見られる。すなわち、耐風設計を行う場合には、現行の設計基準における領域分割で示される外圧係数に割増係数を乗ずるだけでは不十分であり、ダウンバースト下での分布に適した領域分割および風圧係数を設定することが重要であることが示唆された。

4.3.5 4.3 節のまとめ

本研究では、独自に製作した瞬発的噴流発生装置を用いて瞬間的に噴出する噴流ダウンバーストの再現を行い、建築物に作用する風荷重を把握した。さらに、風洞実験によって境界層乱流中の建築物に作用する風荷重との比較も行い、ダウンバースト下での風荷重の評価手法を検討した。本研究の結果より、ダウンバーストによる風荷重を適切に評価するためには現行の設計基準で示される領域分割および外圧係数を用いることは不適切であり、ダウンバースト下での風圧係数分布に適した領域分割および風圧係数を設定することが重要であることが示された。

参考文献

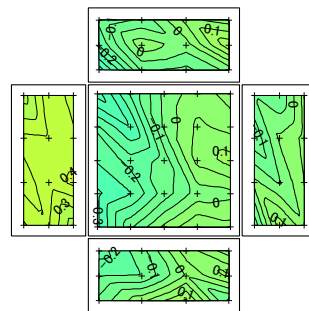
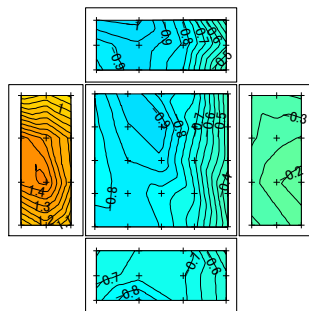
- 4.3.1 産経フォト：群馬・伊勢崎で突風被害 車横転，住宅の屋根飛ぶ，2015 年 6 月 (<http://www.sankei.com/photo/story/news/150615/sty1506150009-n1.html>)，アクセス日時：2016 年 2 月 1 日
- 4.3.2 喜々津仁密, P.P.Sarkar, F.L.Haan：竜巻状気流発生装置を活用した低層建築物に作用する風力特性に関する基礎的研究，第 21 回風工学シンポジウム論文集, pp149-154, 2010
- 4.3.3 Fujita, T.T., Downbursts: Meteorological features and wind field characteristics, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 36, 75-86, 1990.
- 4.3.4 飯田有未：ダウンバーストによる建築物の風荷重に関する研究，修士学位論文 東北大学, 2014 年
- 4.3.5 日本建築学会：建築物荷重指針・同解説(2015)，2015 年 2 月

4.3.6 T. Stathopoulos, D. Surry: Scale effects in wind tunnel testing of low buildings, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 13, 313-326, 1983

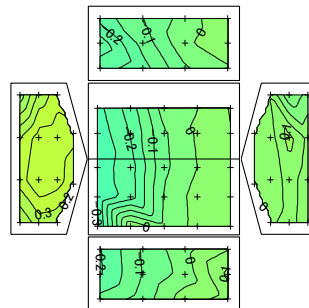
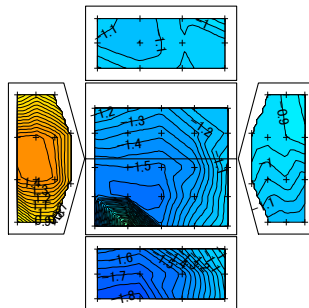
4.3.7 American Society of Civil Engineers: Minimum design loads for buildings and other structures, 7-10, third printing, 2013

瞬間風圧係数分布(DB)

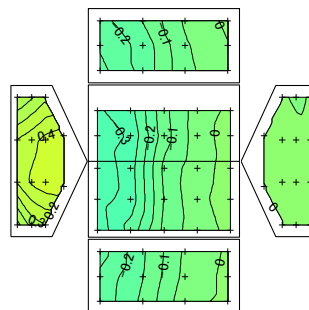
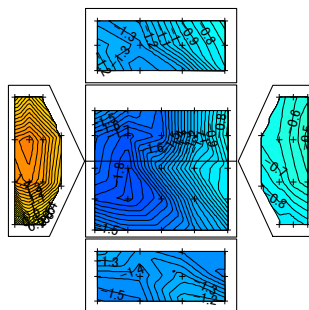
平均風圧係数分布(ABL)



(a) flat モデル



(b) gable20 モデル



(c) gable40 モデル

図 4.3.12 風圧係数分布の比較

4.4 飛散物による開口部の破壊が建物の風荷重に与える影響

4.4.1 目 的

台風や竜巻等の強風災害においては、窓ガラス・ドアといった開口部被害が多く見られる。強風時における開口部の破壊は、内部への風の吹込みによる室内圧上昇の原因となり、屋根葺き材など外装材の飛散や、構造骨組の損傷といった甚大な二次被害をもたらす恐れがある。

建物の開口部が瞬間的に開放された場合の室内圧変化の性状については、開口部分にある空気塊の運動による Helmholtz 共鳴によって内圧変動が説明できるとした Holmes (1978) の研究が最も有名である。近年では、松井ら (2005) や染川ら (2008) は、風洞実験や理論解析により、区切られた室内空間内の圧力の開口部破壊による変化や開口発生直後のオーバーシュート現象に関する検討を行っている。しかし、それらは限定的な寸法や風速を対象としたものであり、内圧のみの検討に留まっている。屋根や壁面に作用する風力は、外圧と内圧の差で与えられることより、内圧だけでなく外圧も併せて考慮する必要があるが、そのような検討はこれまで為されていない。そこで、本実験においては開口を瞬間的に発生させることのできる模型を用いた風洞実験により、内外圧の同時測定を行い、開口発生時の内圧変動に加え、開口が屋根面や壁面に作用する風力に及ぼす影響を検討する。

4.4.2 実験概要

4.4.2.1 実験模型

風洞実験模型は、外法で $100\text{mm}(B) \times 100\text{mm}(D) \times 50\text{mm}(H)$ の陸屋根模型であり、厚さ 2mm のアクリル板で作製されている。幾何学的縮尺は $1/100$ と仮定する。すなわち、実寸で $10\text{m} \times 10\text{m} \times 5\text{m}$ の陸屋根建物を想定している。開口部の大きさは $15\text{mm} \times 15\text{mm}$ とした(壁面に対する開口率 4.5%)。用いた風洞実験模型は、使用する風洞のサイズや性能を考慮して設定されたものであり、実スケールで考えると、原子力発電所関連建屋に比べてかなり小さい建物を想定していることになる。しかし、ここで注目しているのは、風上壁面に瞬間的に開口ができた場合の内圧の変化や内圧と外圧の相関である。重要となるパラメータは、壁面に対する開口部の面積比(開口率)であると考えられる。したがって、本研究で注目している現象、すなわち、飛来物によって開口部が破壊された後の内圧や内外圧の差で与えられる風力の変動については、このような規模の小さい建物の模型を用いても、基本的な性状を把握することは可能であると考えられる。

圧力測定点の配置を図 4.4.1 に示す。模型には全体風力を求める為の外圧測定孔と内圧性状を検討する為の内圧測定孔を設けており、計 94 点である。圧力測定孔の径は 0.5mm である。圧力測定孔に作用する風圧は、内径 1mm 、長さ 1m (途中 1 個所で銅パイプによって繋がれている) で風洞床下に置かれた圧力変換器のセンサーに導かれている。チュービングによる圧力変動の歪みは、計測システムの伝達関数を用いて周波数領域で補正する。

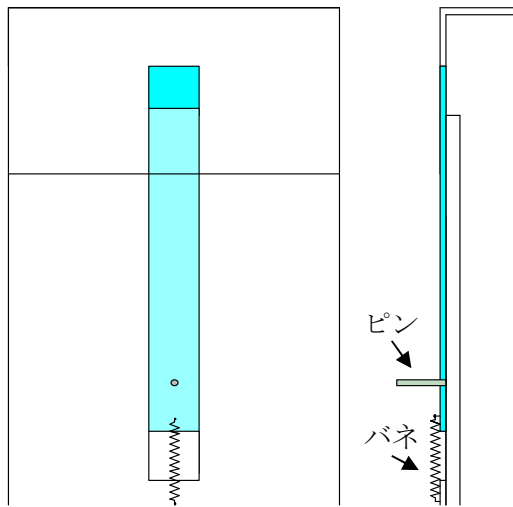


図 4.4.2 開放前の開口部の状態

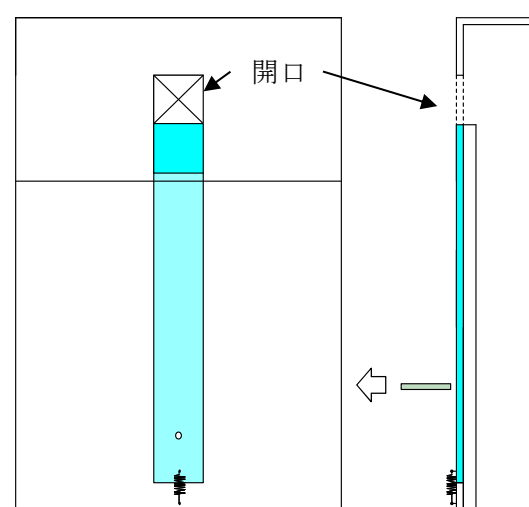


図 4.4.3 開放後の開口部の状態

Holmes (1978)によれば，風洞実験により内圧変動をシミュレートするためには内部空間の容積に対して相似則式(4.4.1)を満たす必要がある。そこで，本実験模型では，式(4.4.1)の関係を満たすような容積を持つ空気層模型を模型下部に設けている(図 4.4.4)。これらの模型を風洞に設置すると，図 4.4.5 のようにターンテーブル上には測定対象部分のみが現れる。

$$V_m = \frac{\lambda_L^3}{\lambda_V^2} V_f \quad (4.4.1)$$



図 4.4.4 風洞模型と空気層模型



図 4.4.5 風洞に設置後の模型写真

風洞実験は，「開口なし」「開口常時開放」，「開口瞬間開放」の 3 ケースについて行う。実験風向は，図 4.4.6 に示すように，室内圧変化に最も大きな影響を及ぼすと考えられる窓面に正対する方向($\theta = 0^\circ$)から 15° ピッチで 45° までの 4 種類である。

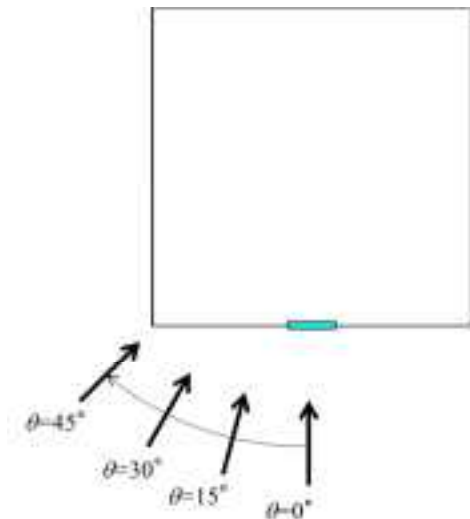


図 4.4.6 実験風向

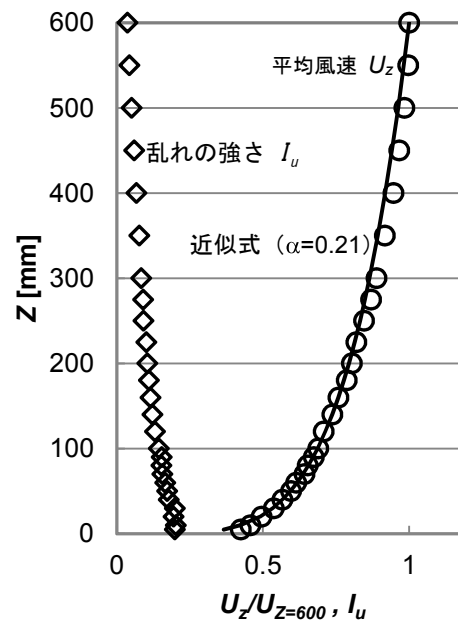


図 4.4. 平均風速および乱れ強さの鉛直分布

4.4.2.2 実験気流

実験に使用する風洞は、東北大学大学院工学研究科都市・建築学専攻所有のエッフェル型境界層風洞である。測定部の断面は幅 1.4m×高さ 1.0m×長さ 6.5m であり、ターンテーブルの直径は 1.2m である。測定洞の床面にスパイヤーやラフネスブロック等を適当に配置することにより、自然風をシミュレーションすることが可能である。

実験に用いた気流の平均風速 U_z および乱れ強さ I_u の鉛直プロファイルを図 4.4.7 に示す。ここに、平均風速 U_z は基準高さ $Z_{ref}(=600\text{mm})$ における値 $U_{Z=600}$ によって無次元化されている。平均風速の鉛直プロファイルを表す「べき指数」は、 $\alpha \approx 0.21$ である。これは荷重指針の定める地表面粗度区分のⅢに対するプロファイルに概ね相当する。

4.4.2.3 風圧測定方法

図 4.4.1 に示した風圧測定孔に作用する風圧 p は模型の軒高 $H(=50\text{mm})$ における速度圧 $q_H(=1/2\rho U_H^2 : \rho = \text{空気密度}, U_H = \text{高さ } H \text{ での平均風速})$ で基準化し、風圧係数(外圧係数, 内圧係数)として表す。 q_H はピトー管設置高さ (Z_{ref}) での速度圧 q_{ref} と図 4.4.7 に示した平均風速のプロファイルより計算した。

基本風速を $U_0 = 32(\text{m/sec})$ 、地表面粗度区分をⅢと仮定し、荷重指針に基づき U_H を計算すると、 $U_H = 25.4(\text{m/sec})$ となる。実験では、使用した風洞の性能より、 $U_H = 9\text{m/sec}$ と設定した。この場合、風速の縮尺率は $\lambda_V = 1/2.82$ となり、幾何学的縮尺率 $\lambda_L = 1/100$ より、時間の縮尺率は $\lambda_T = \lambda_L / \lambda_V \approx 1/35.5$ となる。

実験条件「開口なし」および「開口常時開放」の場合には、フルスケール換算で 10 分(模

型スケールでは約 17 秒)間の測定を 10 回行う。サンプリング周波数は 500Hz である。風圧係数の統計値はそれら 10 回の結果のアンサンブル平均で評価する。一方、実験条件「開口瞬間開放」の場合には、開放前 10 秒、開口を開放させた後に 30 秒、計 40 秒間測定を行い、40 秒間のデータを得る。サンプリング周波数は他の実験条件と同じ 500Hz である。したがって、20,000 個のデータが得られるが、そのうち 16,384 個のデータを用いてフルスケール換算でおよそ 20 分相当のデータを得る。「開口なし」、「開口常時開放」の実験においても、「開口瞬間開放」の実験データとの比較の為に 40 秒間の測定も併せて行う。

4.4.3 実験結果

実験結果を述べるにあたり、壁面の呼称(屋根面 A、壁面 B～E)、および内圧測定点の通し記号(a～i)を図 4.4.8 に示すように定める。

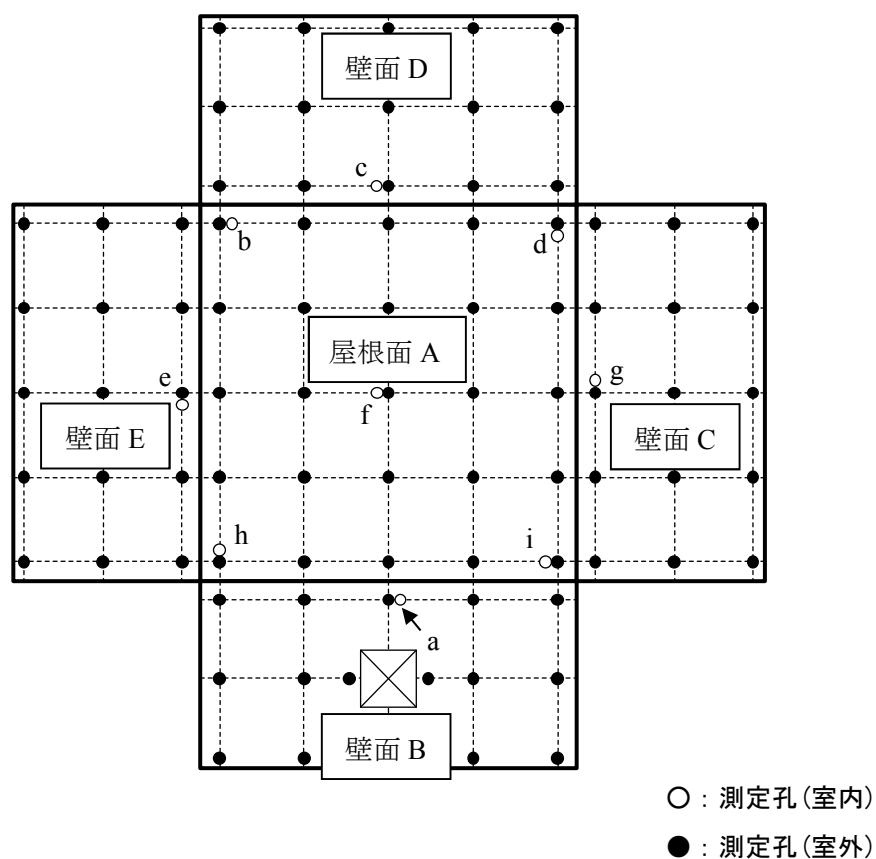


図 4.4.8 屋根面・壁面の呼称と内圧測定点の通し記号

4.4.3. 内圧変動

内圧の空間分布を検討する為、各内圧測定点で得られた風圧係数時刻歴を用いて相関係数を計算した。測定孔は、図 4.4.8 に示す内圧測定点のうち、a 点を基準として、残りの b ～i 点の 8 点における内圧変動の相関係数を計算した。図 4.4.9 に計算された相関係数を風向ごとに示す。斜め方向の風の場合、相関係数は 1 よりいくらか小さい値を示すものがあるが、大きな内圧が発生する正対風向($\theta=0^\circ$)では、相関係数がほぼ 1 に近い値を示しており、内圧は測定点位置に依存せず、ほぼ一体として変動しているといえる。

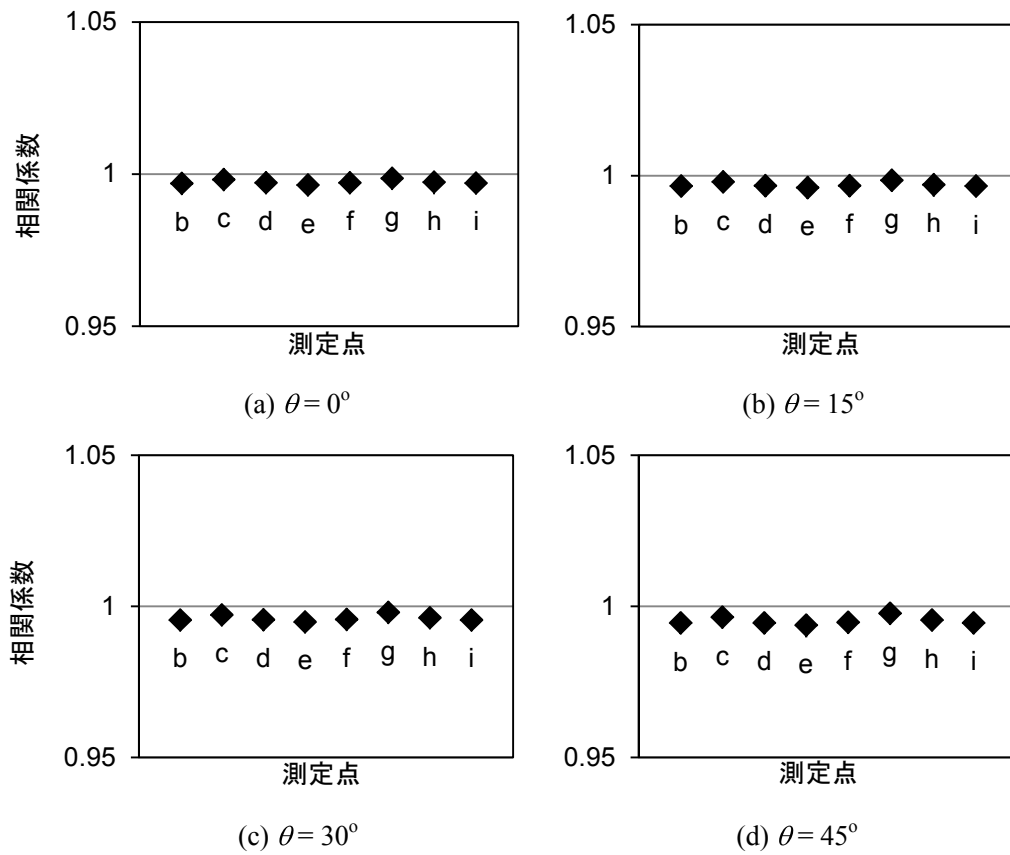


図 4.4.9 a 点と他の点における内圧変動の相関係数

4.4.3.2 最大ピーク内圧係数 C_{pi_max} の比較

図 4.4.10 に、実験条件「開口瞬間開放」と「開口常時開放」について、最大ピーク内圧係数 C_{pi_max} の風向角による変化を示す。なお、 C_{pi_max} は、9 点の内圧測定点での内圧係数時刻歴を用い、各測定点の荷重負担面積で重みを付けた面平均値の最大ピーク値である。

風向角が窓面に正対する $\theta=0^\circ$ において最大となり、風向角の増大と共に徐々に小さくなっている。「開口瞬間開放」と「開口常時開放」の間には、 C_{pi_max} の値に顕著な差は見られない。すなわち、本実験で対象とした開口においては Helmholtz 共鳴による内圧のオーバーシュート現象は見られない。

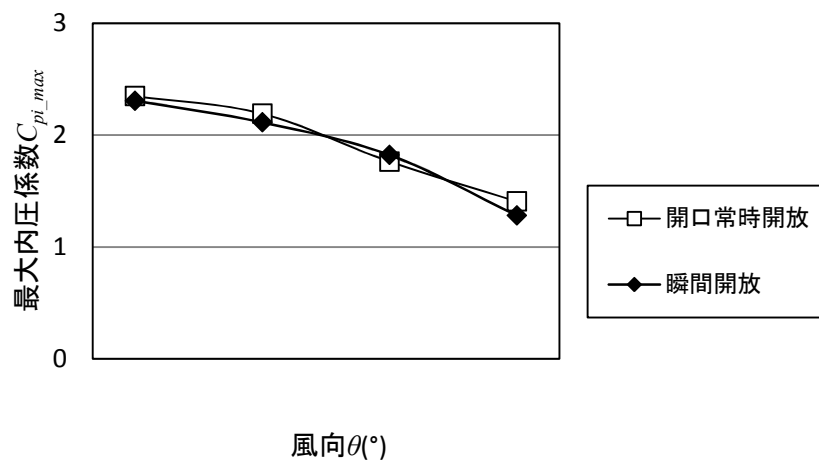


図 4.4.10 各風向角における最大ピーク内圧係数 C_{pi_max} の風向による変化

4.4.3.3 内外圧の相関

各部位にて測定された風圧係数時刻歴を用いて、内圧変動と外圧変動の相関関係を検討するため、相関係数の計算、リサーチの描画、時刻歴波形の比較を行った。用いた風圧係数時刻歴は、屋根面・壁面の内圧・外圧に関しては屋根面または壁面内の全測定点における風圧係数時刻歴を用い、荷重負担面積を考慮して空間平均した値である。窓面に作用する外圧は、開口部の両脇にある圧力を平均したものである。図 4.4.11～図 4.4.15 に、各部位の内外圧のリサーチ図および相関係数 R を示す。なお、実験条件「開口瞬間開放」の場合には、開口解放後の時刻歴を用いている

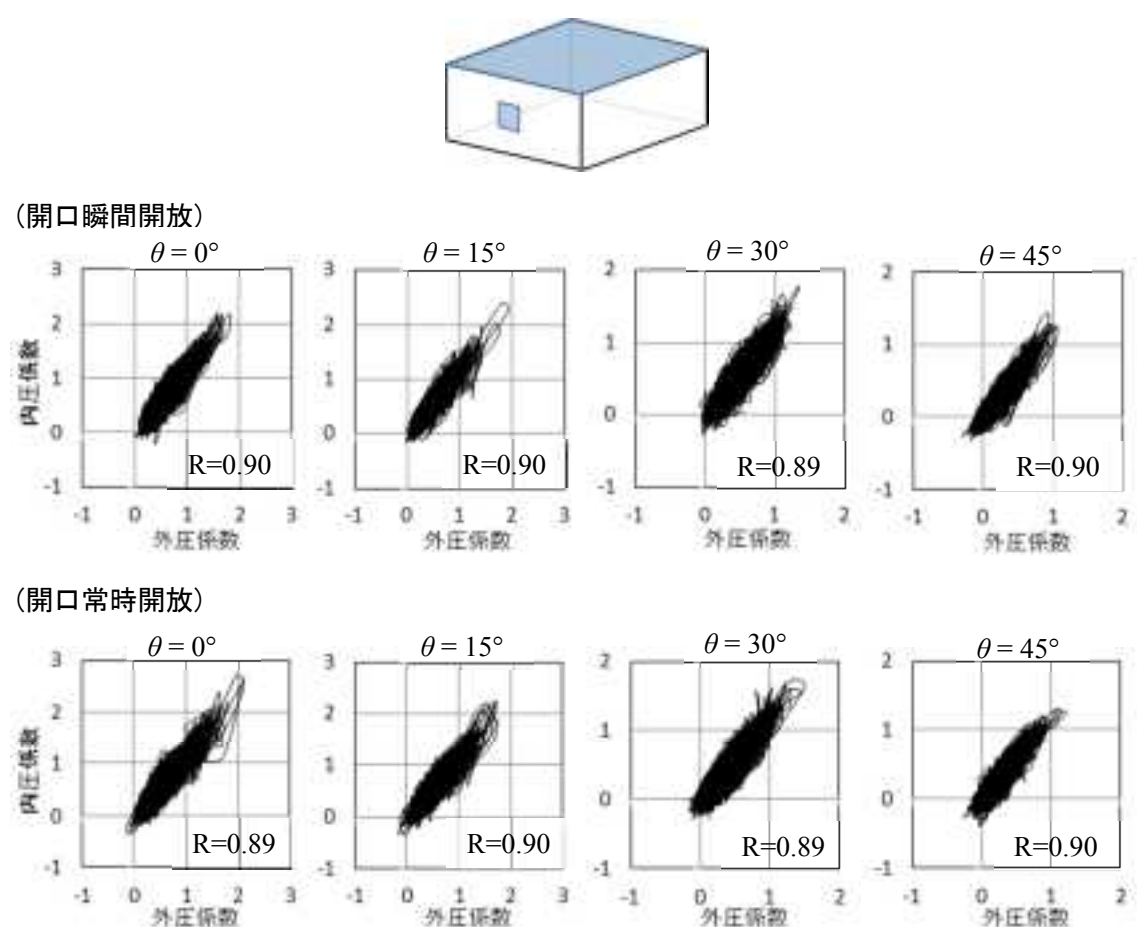
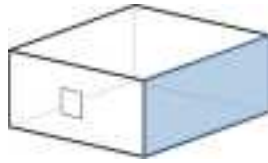
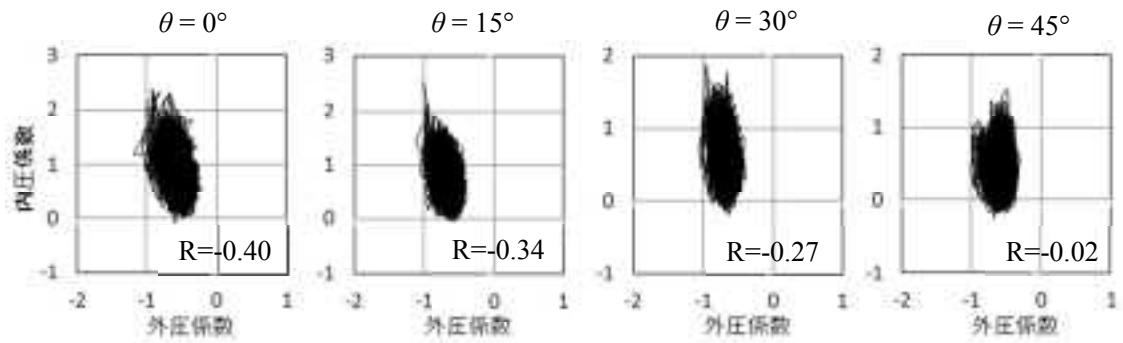


図 4.4.11 屋根面 A の内圧と窓面外圧のリサーチ図および相関係数



(開口瞬間開放)



(開口常時開放)

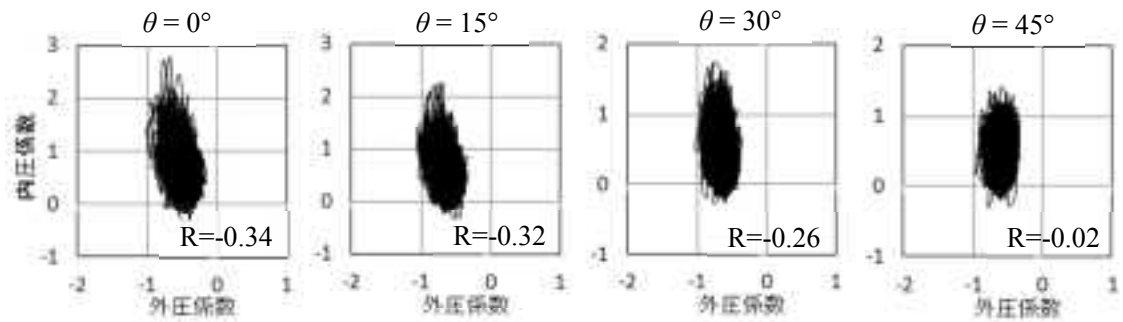
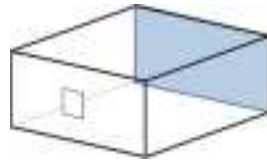
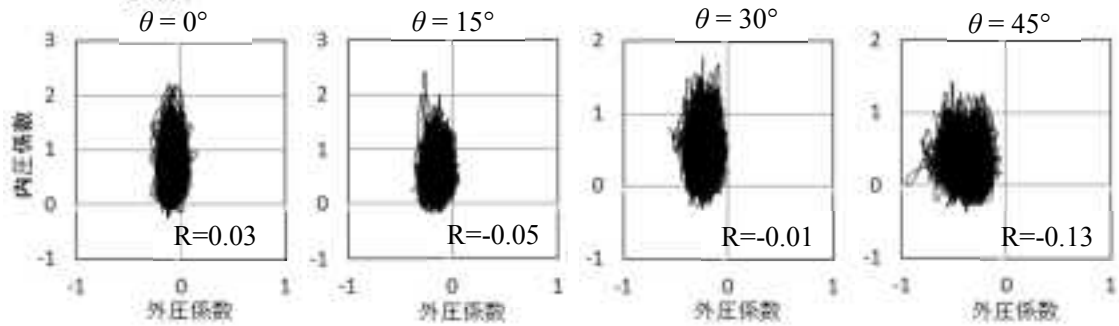


図 4.4.12 壁面 C に作用する内外圧に関するリサージュ図および相関係数



(開口瞬間開放)



(開口常時開放)

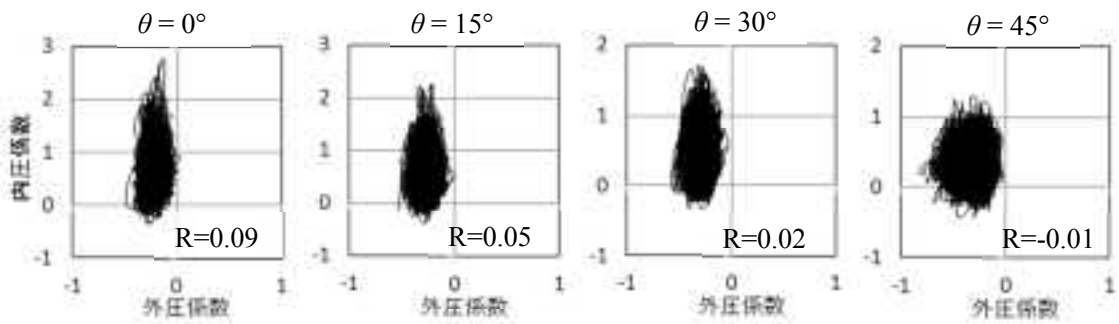
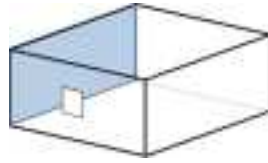
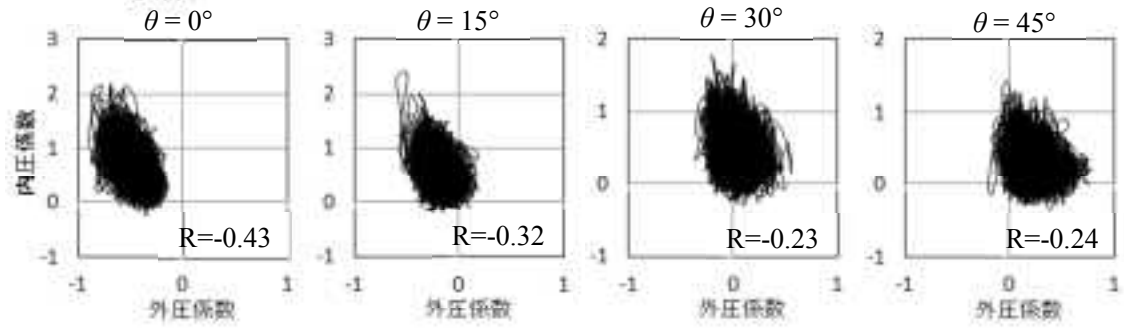


図 4.4.13 壁面 D に作用する内外圧に関するリサーチ図および相関係数



(開口瞬間開放)



(開口常時開放)

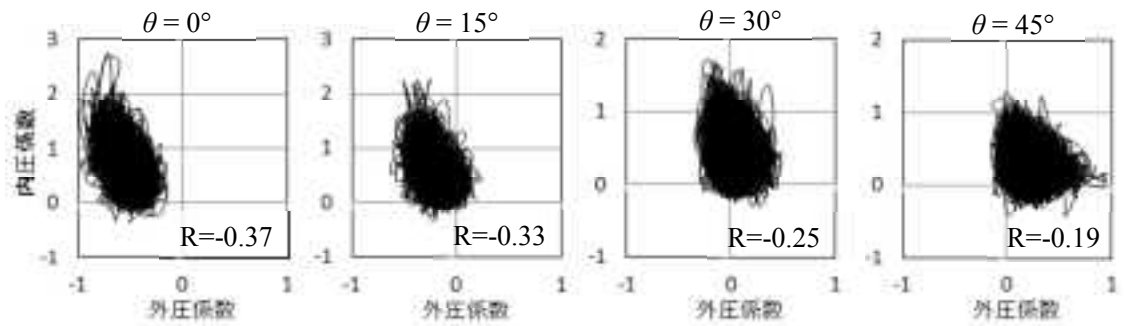


図 4.4.14 壁面 E に作用する内外圧に関するリサーチ図および相関係数

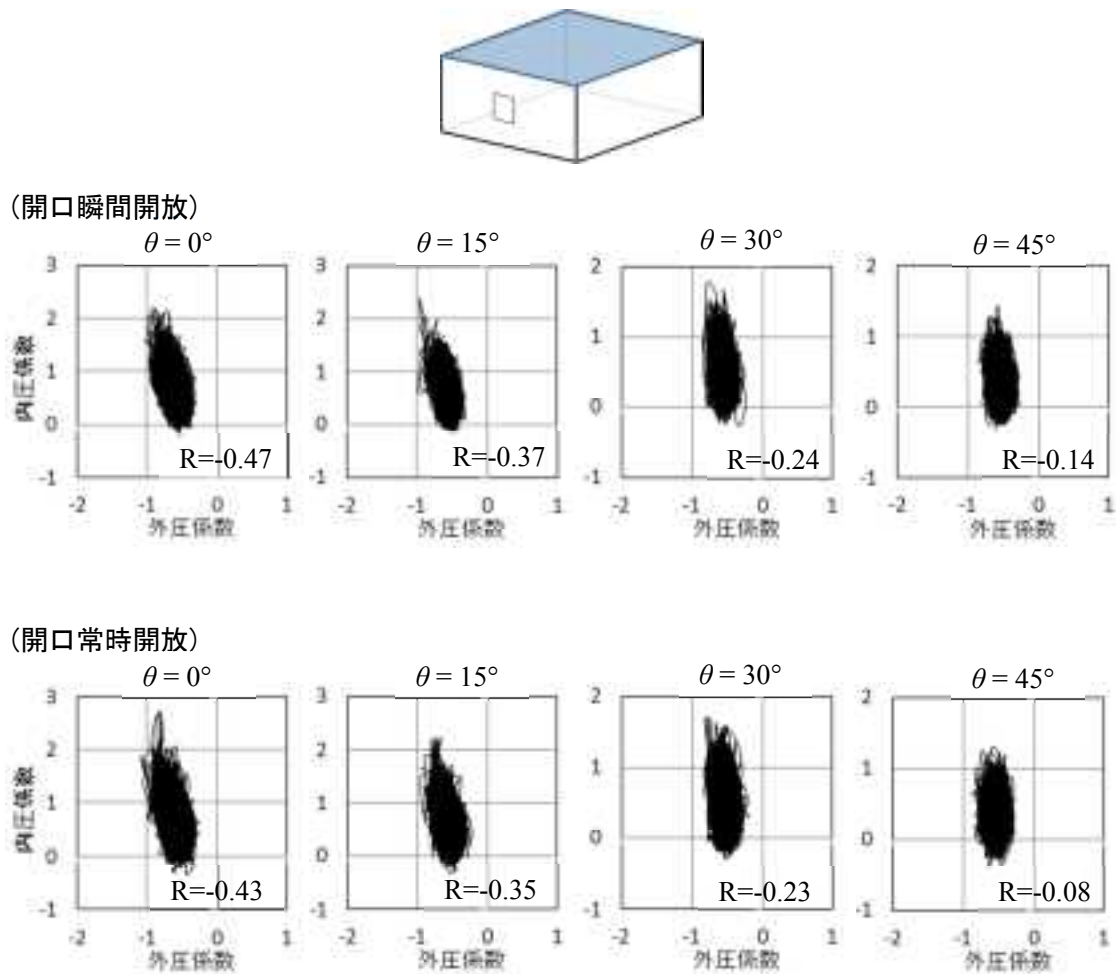


図 4.4.15 屋根面 A に作用する内外圧に関するリサージュ図および相関係数

図 4.4.11～図 4.4.15 に示された相関係数を図 4.4.16 にまとめて示す。これより、開口が存在する「開口瞬間開放」、「開口常時開放」においては、内圧変動と開口部付近(窓面)に作用する外圧変動には高い相関があることが分かる。これは既往の研究と同様の傾向を示している。

開口のない壁面(壁面 C～E)に作用する外圧と内圧の比較については、壁面 C、E および屋根面 A が同様の傾向を示している。風向 $\theta=0^\circ$ の時は相関係数-0.4 程度の負の相関関係が見られ、風向角が 15° 、 30° 、 45° と変化するにつれて相関係数の大きさが減少している。壁面 D においては、どの風向角においてもほとんど相関が見られない。これは、風上面に作用する風圧と背面に作用する風圧がほぼ無相関であることに対応している。

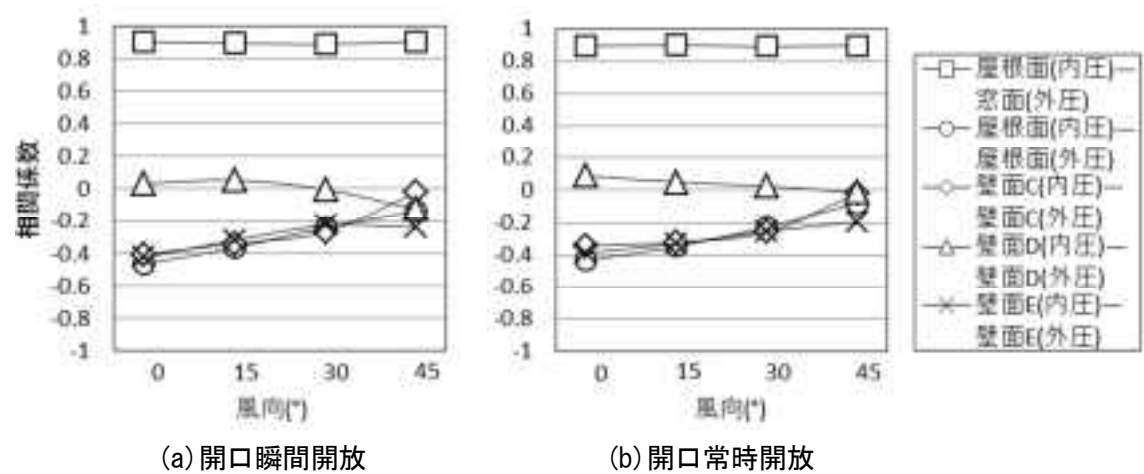


図 4.4.16 各部位における内外圧の相関係数

4.4.3.4 内外圧の時刻歴

開口部の瞬間的な開放が内圧変動に及ぼす影響を検証する為に、開口瞬間開放時の風圧係数時刻歴波形に着目する。図 4.4.17 に実験条件「開口瞬間開放」について、開口開放時の内圧係数と開口部付近の外圧係数の時刻歴を示す。対象とした風向は $\theta=0^\circ$ である。図中の矢印で示した時刻 10.2(sec) 付近において開口を開放しており、その瞬間に内圧係数が急激に上昇している。開放直後は開口付近の外圧係数と比較して過渡的な振動が発生しているように見受けられる。その後の内圧変動は、開口付近の外圧係数とほぼ同様の変動をしている。図 4.4.16 に示された内圧変動と開口部付近の外圧変動の高い相関関係は、このように時刻歴を比較することでも確認することができる。

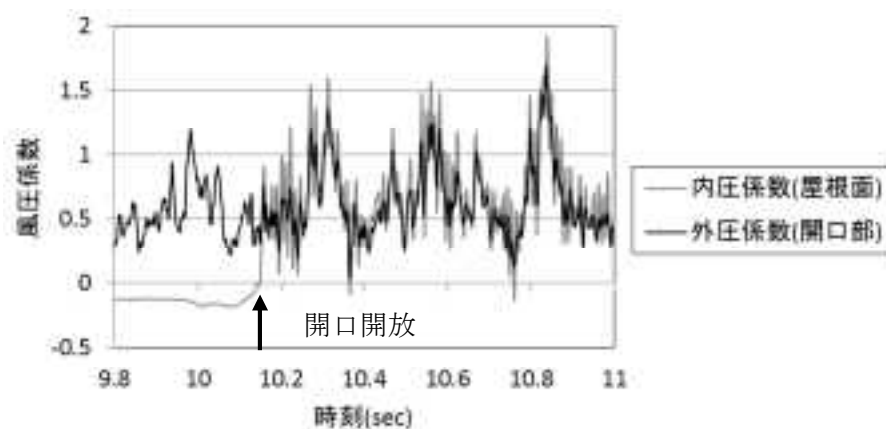


図 4.4.17 開口開放時の屋根面内圧・窓面外圧係数時刻歴

4.3.3.8 壁面内圧・外圧係数時刻歴の比較

開口のない壁面の内外圧の関係を検討する為に、壁面 C を例としての内圧・外圧係数時刻歴の比較を行った。図 4.4.18 に結果を示す。対象とした実験条件は「開口瞬間開放」、風向は $\theta=0^\circ$ である。内圧で正のピークが生じる点(灰色星印)とほぼ同時刻に外圧において負のピーク(黒色星印)が生じており、図 4.4.16 に見られたように、開口部のない壁面における内圧変動と外圧変動に負の相関があることに対応している。ここで、正の内圧は壁面を外側に押す方向、負の外圧は壁面を外側に引く方向であるので、壁面を外側に引く大きな風力が作用していることになる。このことから、開口が発生した建物においては、内圧のみに着目するのではなく、内圧変動と外圧変動の関係を明確にすることの必要性が示唆される。

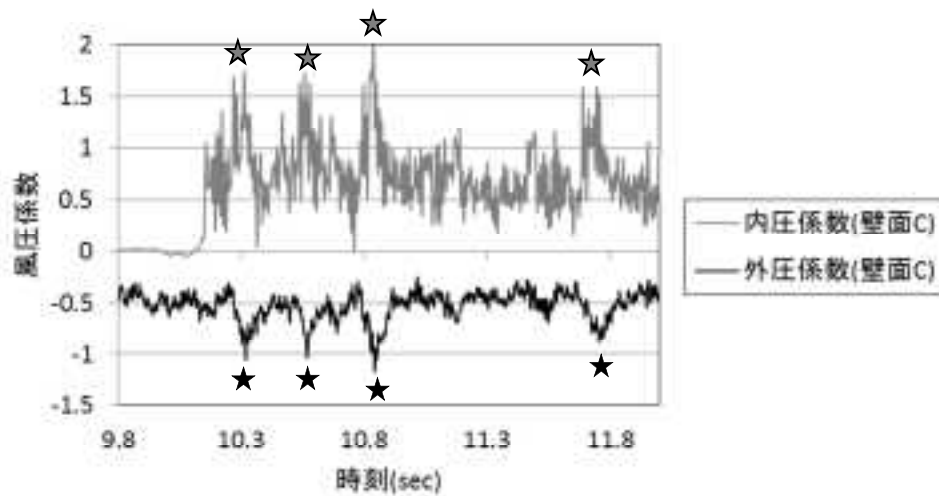


図 4.4.18 開口のない壁面における，開口開放時の内圧・外圧係数時刻歴

4.4.4 理論解析に基づく実験結果の考察

Holmes (1978)によれば，外圧変動と内圧変動の関係は，開口部にある空気塊が Helmholtz 振動を起こすものとして，式(4.4.2)の運動方程式で表される。

$$\frac{\rho l_e V_0}{n P_0 A_0} \ddot{C}_{pi} + \frac{\rho q}{2} \left(\frac{V_0}{k n A_0 P_0} \right)^2 |\dot{C}_{pi}| \dot{C}_{pi} + A_0 C_{pi} = A_0 C_{pe} \quad (4.4.2)$$

ここで， ρ は空気密度(=1.2kg/m³)， l_e は空気塊の有効長さ(m)， A_0 は開口面積(m²)， V_0 は室内容積(m³)， P_0 は大気静圧(Pa)， n は Politoropic 指数， k はオリフィス係数， q は速度圧， C_{pe} は開口付近の外圧係数， C_{pi} は内圧係数である。ここで，外圧係数として一定値 $C_{pe} = 1.0$ としたときの内圧変動について，今回実験対象とした建物を例に検討してみる。各パラメータの値は実験模型スケールと既往研究にならない表 4.4.1 に示す通りとし，風速と容積を変えた例も示す。

解析結果を図 4.4.19 に示す。どのケースにおいても，外圧係数の 1.5～2 倍程度のオーバーシュート現象を生じていることが分かる。今回対象とした建物容積や，想定した設計風速においても，理論式から求められる内圧変動の大きさは窓面に作用する外圧の 1.5 倍程度と無視し得ないものである。しかし，図 4.4.17 に示す実験結果の内圧係数時刻歴からはそのような現象は見受けられない。その原因に関連して，染川ら(2008)は開口時間や開口部の有効長さによってオーバーシュート率が低下することがあることを指摘している。今回，理論式から得られた 1.5 倍程度のオーバーシュートが見られなかった原因としても，同様の理由が考えられる。

表 4.4.1 理論解析におけるパラメータの値

空気密度 ρ	1.2 (kg/m ³)
空気塊の有効長さ $l_e = (0.86 \times A_0^{1/2})$ (Vickery(1986))	1.29 (m)
開口面積 A_0	2.25 (m ²)
室内容積 V_0	500 (m ³) (実験値), 50 (m ³),
大気静圧 P_0	1.013×10^5 (Pa)
Politoropic 指数 n	1.4
オリフィス係数 k	0.6
外圧係数 C_{pe}	1.0
風速 U	25.35 (m/sec) (実験値), 10 (m/sec)

本実験で対象としたモデルの開口時間や用いた開口部有効長さでは、Helmholtz 共鳴による過渡応答の影響は小さいものであったと言える。しかし、図 4.4.19 に示すように容積や想定する風速によって、無視し得ないオーバーシュート現象が発生する可能性がある。さらには、実際の住宅における開口部の有効長さや、飛散物衝突時の開口時間どのように設定するかといった課題もあり、より詳細な検討が必要である。

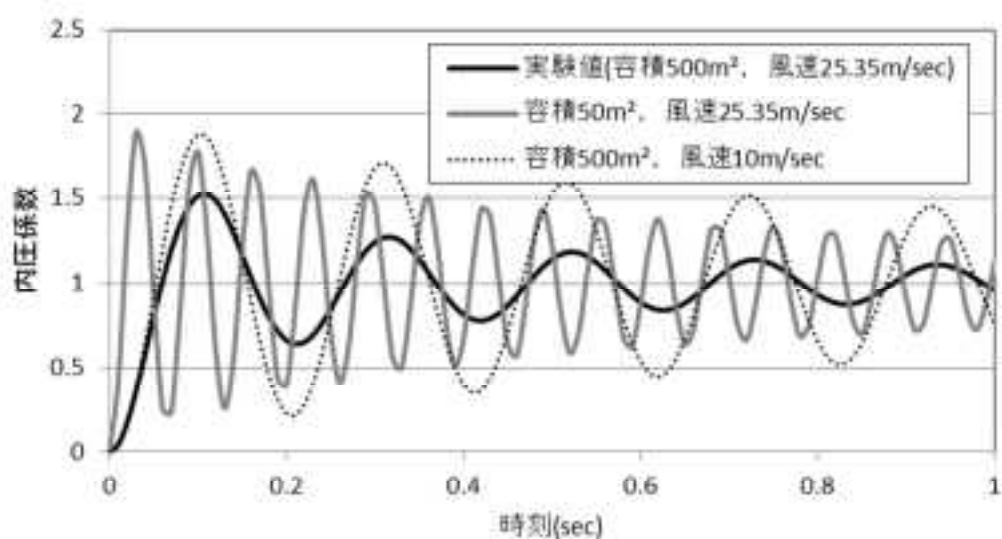


図 4.4.19 理論解析による内圧の振動現象に及ぼす容積，風速の影響

4.4.5 まとめ

開口の瞬間開放が可能な陸屋根建物模型を用い、風洞実験により内外圧同時測定を行った。風洞実験模型は、式(4.4.1)に示す相似則を満たすような空気層付の建物模型である。得られた主な知見を以下に纏める。

- (1) 開口に正対する風向 $\theta = 0^\circ$ のときに内圧係数が最大となり、風向角の増大に伴い内圧係数は減少する。また、今回実験を行った模型(開口率 4.5%)においては、開口が瞬間的に開放される場合と、元々開放されている場合とで、最大ピーク内圧係数にほとんど差は見られなかった。
- (2) 開口開放時およびその後の内圧変動と外圧変動の関係を検討した結果、内圧変動と開口付近の外圧変動はほとんど同様の変動をする。
- (3) 開口のない壁面における内圧変動と外圧変動については、相関係数 -0.4 程度の負の相関が見られ、内圧の正のピークと外圧の負のピークがほぼ同時に作用することで、壁面に大きな外向きの風力が作用する可能性が示唆された。
- (4) 実験結果と理論解析の比較においては、開口発生直後の内圧のオーバーシュートが実験においては発生しなかった。その原因としては開口時間や開口部有効長さの影響が大きいものと考えられる。

今後は、異なる屋根勾配や風速等に対する検討や、開口が生じやすい風向の検討により、開口発生による二次被害の発生のメカニズムについて系統的な整理・検討を行う予定である。

参考文献

- 4.4.1. Holmes, J. D. (1978). Mean and fluctuating internal pressures induced by wind (pp. 435-450). Department of Civil and Systems Engineering, James Cook University of North Queensland.
- 4.4.2. Vickery, B. J. (1986). Gust-factors for internal-pressures in low rise buildings. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 23, 259-271.
- 4.4.3. 染川大輔, 川口彰久, 谷口徹郎, 谷池義人. (2008). 内圧のオーバーシュートを考慮した外装材設計用風荷重. 日本建築学会構造系論文集, 73(628), 867-873.
- 4.4.4. 松井正宏, 田村幸雄, 吉田明仁. (2005). 強風時の建物内圧の非定常性に関する風洞実験. 理論応用力学講演会 講演論文集, 54(0), 199-199.
- 4.4.5. 日本建築学会.(2015) 建築物荷重指針・同解説

4.5 外装材等に飛来物が及ぼす影響評価，実験手法の適用性の検討

4.5.1 外装材に対する衝撃試験装置の構成

図 4.5.1 に外装材に対する飛来物の影響を評価するための衝撃試験装置の概要を示す。衝撃試験装置は圧力チャンバー，砲身，バタフライ弁から構成される。

空気圧力容器に蓄えられた圧力を弁で開放することにより，質量 m の加撃体が砲身に沿って移動する間に加速され，砲身から放出される。

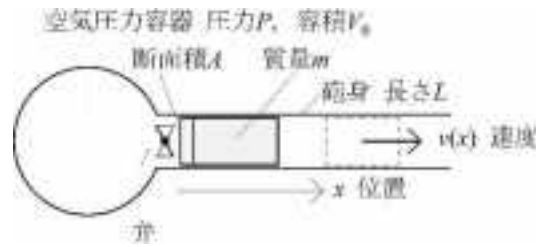


図 4.5.1 衝撃試験装置の構成

4.5.2 試験可能速度

図 4.5.1 に表される構成により射出される加撃体の放出速度を求める。

空気圧力容器の初期圧力 P_0 ，容積 V_0 とする。質量と砲身の摩擦力は

$$F_r = \mu mg \quad (4.5.1)$$

とする。

弁を開くと質量は圧力で押されて， x の正の方向へ移動を始める。質量が x の位置に移動している時の圧力のチャンバーの圧力を $P(x)$ とすると，

$$P_0 V_0^\gamma = P(x) (V_0 + Ax)^\gamma \quad (4.5.2)$$

が成り立つ。ただし断熱過程を仮定した。 γ は比熱比(=1.4)である。

一方質量 m は，砲身の断面面積 A ，圧力チャンバー～砲身の圧力 $P(x)$ であるから，次の運動方程式に従う。

$$m\ddot{x} = F_{(x)} = P_{(x)} \cdot A - \mu mg \quad (4.5.3)$$

ここで(4.5.2)式の $P(x)$ に(4.5.2)式を代入すると，

$$m\ddot{x} = \frac{P_0 V_0^\gamma A}{(V_0 + Ax)^\gamma} - \mu mg \quad (4.5.4)$$

が得られる。

両辺に $\dot{x}dt = dx$ を乗じて積分する。

$$\int_{t=0}^t m\ddot{x}\dot{x}dt = \int_{t=0}^t \frac{P_0 A}{\left(1 + \frac{A}{V_0} \cdot x\right)^\gamma} \dot{x}dt - \int_{t=0}^t \mu mg \cdot \dot{x}dt \quad (4.5.6)$$

積分を実施すると、

$$\left[\frac{1}{2} \dot{x}_{(t)}^2 \right]_{t=0}^t = \left[\frac{P_0 A}{1-\gamma} \left(1 + \frac{A}{V_0} x_{(t)} \right)^{1-\gamma} \right] - \mu mg [x_{(t)}]_0^t$$

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{P_0 V_0}{1-\gamma} \left(\left(1 + \frac{A}{V_0} x \right)^{1-\gamma} - 1 \right) - \mu mg x \quad (4.5.7)$$

ただし、初速度 $v_0=0$ を仮定した。

最終的に、打ち出し速度($x=L$ での v)は、

$$v = \sqrt{\frac{2P_0 V_0}{m \cdot (1-\gamma)} \left(\left(1 + \frac{A}{V_0} x \right)^{1-\gamma} - 1 \right) - 2\mu g x} \Bigg|_{x=L} \quad (4.5.8)$$

となる。

4.5.3 実験結果

加撃体に 2×4 の木材を選択し、加撃体の質量と空気圧力を変化させて最高速度 100m/s までの衝撃試験を実施した。

図 4.5.2 に射出時の速度の計測値と(4.5.8)式による予測値との比較を示す。射出速度が大きくなると計算速度は計測速度に近づく傾向がある。

実験に先立って実験条件を検討するために、放出速度をある程度予測しなければならない。そのために、図 4.5.2 の実験値を用いて計算値を補正する係数として換算した。計算値に対する実験値の比を図 4.5.3 に計算速度の比として示した。この結果を比較的単純な関数で近似した。

4.5.4 外装材に対する飛来物試験方法のまとめ

外装材に対する飛来物試験を実施するための衝撃試験装置を試作し、その性能を評価する理論式を導出した。実験結果との差は、放出速度が大きくなると小さくなる傾向が見られた。実際の実験での放出速度を予測する一案としての速度比に対する経験式を求めた。

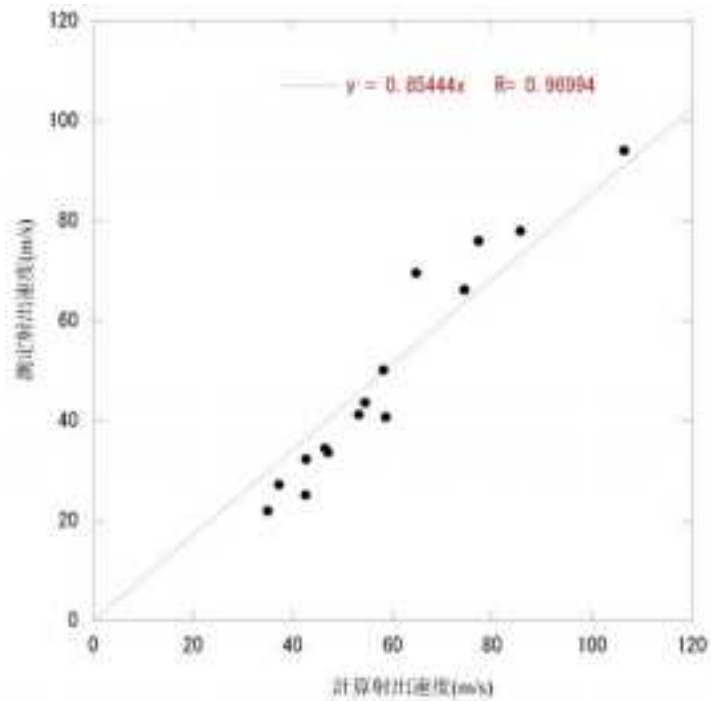


図 4.5.2 放出速度に関する実験値と理論式による予測値の比較

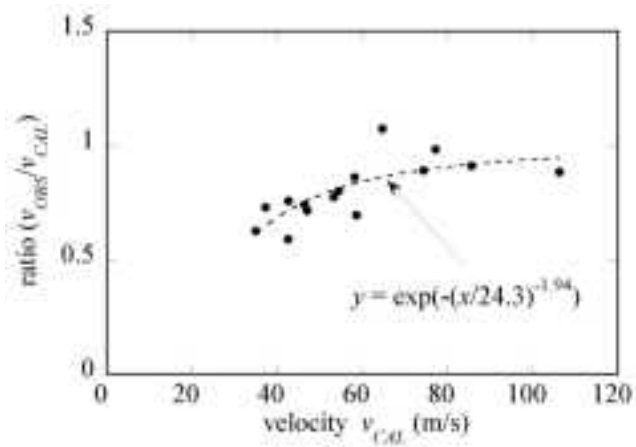


図 4.5.3 放出速度比(実験値／理論式による予測値)

5. まとめ

本研究で明らかになった事項をまとめる。

1. 竜巻規模の設定方法

1.1 新観測資料や審査資料等に基づく竜巻検討地域及び竜巻規模の評価手法

日本国内での 10 地点の原子力発電所について、竜巻検討地域の設定を比較した。竜巻検討地域の面積は、 $6\sim 85\times 10^3\text{km}^2$ とさまざまである。また、設定された面積に応じて、竜巻の記録が変化し、面積が小さい場合には、頻度の低い竜巻の発生個数が 0 になってしまうなどの傾向も見られた。これは、基準竜巻を設定する際に、過去最大竜巻の風速を一つの拠り所に行っていることに影響を及ぼす。また、竜巻の記録は基本的に Web 公開されている気象庁のデータベースに基づいているが、統計の方針が歴史的に変更されてきていることは考慮されていたが、記録の不完全性に対応したものはなかった。これは、竜巻の局所性、非定常性を考えると捕捉に限界があり、何らかの形で補っていく必要がある。竜巻影響評価ガイドの竜巻集中地域は、このデータベース不完全性を補う一つの工夫であり、安全性確保に役立っていることが明らかとなった。

1.2 突風関連指数を用いた竜巻発生地域及び強度分布予測への適用性検討

突風関連指数に関する最近の検討結果に基づき、竜巻発生地域、強度分布予測への適用性を考察した。その結果、以下のことが明らかとなった。

- 1) メソスケール領域における突風関連指数の分析は、スーパーセル型竜巻（F3）発生の地域性を議論するのに有効である。
- 2) 季節によらず、茨城県以西の太平洋側および九州の沿岸域で頻度が顕著に高い。
- 3) F2 規模以下の非スーパーセル型竜巻は適用の範囲外である。
- 4) 過去事例の再現結果をもとに対象とする F スケール竜巻に対する閾値を設定し、SReH と CAPE に対する両閾値、または EHI に対する閾値を超える頻度を（暖候期と寒候期に分けて）解析することにより地域性を把握しうる。
- 5) 各グリッドの CAPE 値ではなく、設定した影響領域内の CAPE 値の最大を採用する方が妥当な結果が得られる。
- 6) 基準（設計）竜巻の設定にあたっては、評価全体の保守性を考慮に入れるべきである。ただし、個々の項目を保守的にすると最終的な評価結果が非現実的な値になりうる。その際、確率論的なハザード・リスク評価が求められる。

2. 竜巻解析モデルの構築

2.1 各種竜巻評価モデルの文献整理と各モデルの比較

これまでに提案されている竜巻状の渦を表現できるモデルを比較した。その種類と取り扱い可能な風速の成分，理論式・経験式の区別等について，以下のようにまとめられる。

表 2.1.1 竜巻評価モデルの比較

	風速成分	経験式/理論式	風速場の変数	備考
Rankine モデル	1 (V_T のみ)	経験式	2 ($R_C, V_{T,max}$)	
修正 Rankine モデル	1 (V_T のみ)	経験式	3 ($R_C, V_{T,max}, \alpha$)	
Bjerknes モデル	1 (V_T のみ)	経験式	2 ($R_C, \Delta P_0$)	
Fujita モデル	3	経験式	2 ($R_o, V_{T,max}$)	
Burgers-Rott モデル	3	理論式	2 ($R_C, V_{T,max}$)	
Sullivan モデル	3	理論式	2 ($R_C, V_{T,max}$)	
Wen モデル	3	経験式	3 ($R_C, V_{T,max}, \delta_0$)	

2.2 竜巻通過経路周辺の観測値を用いた気圧降下の推定例

竜巻通過時の圧力低下について，実測結果を収集し，その大きさと特徴を検討した。日本，米国の事例では，数 10hPa～100hPa の圧力低下が確認されていることが明らかとなった。今後も，同様な事例を収集し，竜巻強さとの相関性等を検討する必要がある。

2.3 地上稠密気象観測データを用いた竜巻モデルの検討

実際に被害をもたらした竜巻について，超高密度地上観測網で捉えた地上気圧データを用いて，竜巻の気圧分布を表現する渦モデルを検討した。実際の被害分布から，最大風速半径と最大風速を仮定 ($R_0=50$ m, $V_{max}=40$ m/s) して，ランキン渦，修正ランキン渦，ビヤクネス渦，フジタモデルを比較した結果，係数 α を変化できる修正ランキン渦が最適であった。近似曲線から求めた修正ランキン渦の係数は $\alpha = 0.5$ 以下となり，先行研究の報告例 ($\alpha = 0.6 \sim 0.7$) と比較すると小さい値となった。本事例では，竜巻の被害域から 10 km 離れた観測点でも 0.3 hPa 以上の気圧降下が観測され，上空の親渦（マイソサイクロン）の影響が地上の気圧データに現れたものと考えられた。マイソサイクロン（最大風速半径 $R=1$ km, $V_{max}=20$ m/s）を仮定して，観測された気圧分布を包含する修正ランキン渦の α は， $\alpha = 0.35 \sim 0.75$ の範囲で，最適の曲線は $\alpha = 0.51$ であった。このような，竜巻渦とマイソサイクロンの係数の違いが何を表しているかは興味深い。今回の結果は，竜巻の工学モデルを構築する際，竜巻渦と同時にメソサイクロンあるいはマイソサイクロンを考慮したモデルを考える必要があることを示唆している。仮に，竜巻渦と親渦（マイソサイクロン）が同じ修正ランキン渦モデルで表現でき，同じ係数の値で表すことができれば，シンプルなモ

デルで竜巻全体を表すことができる可能性を意味している。

2.4 LES 解析による竜巻状流れの場の検討

竜巻による飛来物の計算を行う上で、計算結果に影響を及ぼす竜巻の気流性状について検討した。LES による非定常乱流場の計算を行って、境界条件を変化させることにより、種々の性状を持った竜巻状の渦を発生させ、それぞれが持つ特徴を明らかにした。発生させた渦の解析を行う際に、解析領域で時空間平均操作を行って統計量を求め、それらの値によって気流性状を評価した。発生させた渦は、低圧領域の圧力等値面の形状により、1 セルタイプ、2 セルタイプ、多重渦タイプ、らせん状の渦、紡錘状の渦の 5 つのタイプの渦に分類した。また、2 セルタイプの渦に関しては、解析領域内の仕切り板がある場合とない場合。2 セルタイプで仕切り板がない場合と多重渦タイプ、らせん状の渦に関しては、地面に粗度がある場合とない場合の合計 9 ケースの計算を行い、それぞれの渦の特徴を明らかにした。

2.5 水平シアによる実大竜巻状流れの LES による生成

水平シアによって生成した竜巻状流れの流れ場について、その非定常性を考慮しつつ、比較的時間的に安定した 1,000 秒間の瞬間流れ場について検討を行った。その結果、各高さにおける圧力中心を基準にして半径毎のアンサンブル平均を施すことで、Burgers vortex で比較的良好な近似が可能な接線風速分布を確認することができた。

一方、圧力中心に対する非対称性および非定常性のため、圧力中心を基準にしても各半径における平均値に対するばらつきが大きい特徴が明らかとなった。また、Burgers vortex の近似パラメータにしても非定常性を有しており、さらに地表面粗度の影響によって高さ方向にも分布を持つ複雑な性質を有している。

3. 竜巻による飛来物に関する検討

3.1 飛来物の類型化分析

学術文献、報道資料などから飛来物になりうる物体の調査を行った。

また、過去の原子力発電所の現地調査結果や最新の審査資料から、現在の原子力発電所の敷地内での状況を明らかにした。

3.2 非定常気流中における飛来物の飛翔性状に関する検討

飛来物の飛翔性状について検討する際に仮定する流れ場の性状について、代表的な渦モデルとして、ランキンモデル、フジタモデル、数値的に発生させた風速場を取り上げて、それぞれの特徴を概観した。また、定常流れ場としてランキンモデル、非定常流れ場として LES により発生した竜巻状の乱流場を用いた飛翔計算例を引用し、それぞれの流れ場による飛散性状の違いを比較した。それによると、飛びやすい物体は LES による非定常流れ

場を飛散するほうが最大飛散速度が大きくなり、飛びにくい物体では、ランキンモデルのほうが最大飛散速度が大きくなる結果となった。

次に、LES により生成された 2 セル型の非定常流れ場を用いて、飛散条件を変化させた計算例を引用し、物体の飛び易さを示す空力パラメータや、最大接線風速、最大接線風速半径、渦の移動速度の違いによる飛散性状を比較した。それによると、飛び易い物体ほど、最大接線風速や最大接線風速半径、さらには渦の移動速度が大きいほど飛散中の対地最大速度は大きくなる。また、飛来物の対地最大速度は渦の回転と移動速度が加わり風速が大きくなる領域で大きくなり、対地最大速度の発現位置は最大接線風速半径の 3 倍以内に見られ、放出高さに伴って上方に広がる。飛来物の対地最大速度は渦の回転と移動速度が加わり風速が大きくなる領域で大きくなり、対地最大速度の発現位置は最大接線風速半径の 3 倍以内に見られ、放出高さに伴って上方に広がる結果となることが分かった。

4. 竜巻等の突風による被害シナリオと影響評価

4.1 竜巻被害リスク検討に必要な情報の整理

竜巻による原子力発電所に発生する被害のシナリオを検討する際、基本的に検討の対象となるものについて検討した。対象は基本的には外気に曝される施設、構造物と考えられる。現行の基準として原子力発電所の竜巻影響評価ガイドでは設計対象を「竜巻防護施設」と呼び、「基準地震動及び耐震設計方針に係る審査ガイド」の重要度分類における耐震 S クラスの設計を要求される設備（系統・機器）、建屋・構造物等と決められている。この考えに基づき、竜巻防護施設が具体的にどの構造物、設備を示すのかについては、個々の原子力発電所固有に定められるものと考えられ、設計対象施設の例を提示した。今後、風工学と原子力発電施設の専門家が合同で、竜巻通過時に想定される可能な起因事象を挙げ、各事象が原子力発電所の安全性維持に重大な影響を及ぼすに至る可能なシナリオについて網羅的に検討する必要がある。この検討を経て竜巻由来のシビアアクシデントとして想定されるシナリオと、シナリオを構成する竜巻事故シーケンスを検討・整備し、重大事故に対する脆弱性の評価の基とすることが必要であろう。また、最終的には竜巻事故シーケンスに対する確率論的リスク分析（PRA）を行い、原子力発電事業の実施者のみならず、社会的に受容される「残余のリスク」に対する定量的評価が必要と考えられる。

4.2 気圧降下による建物差圧力の実験的検討

竜巻通過時の急激な気圧降下に建物内圧がどのように追随するかを突風風洞実験で検討した。特に、無風環境下で建物模型に急激な気圧降下のみを作用させる工夫を行い、模型の密閉度（気密性）を代表的な開口面積で代用し、模型の容積に対する開口面積の比率を変えながら、模型内圧の圧力伝達特性を検討した。その結果、以下の所見を得た。

- 1) 模型内圧波形は模型外圧の急激な気圧降下に伴って降下し、外圧の最大降下時から遅れて内圧は最大降下量を取り、その後定常状態へと移行する。

- 2) 模型内圧の降下量は模型の開口率に大きく影響を受け、開口面積や容積が異なっても開口率が等しければ、同様の内圧変動が観測される。開口率が大きくなる程、模型内圧の最大降下量は外圧の最大降下量に近づく。
- 3) 模型内圧から模型外圧を差し引いた差圧力波形は、急激な壁面外向きの力が発生した後では、一旦壁面内向きの力が生じ、定常状態へと落ち着く。開口率が小さくなるほど壁面外向きの力がより卓越する。また、開口率が大きくなると壁面外向きの力は減少し、壁面内向きの力が大きくなる。

また、風洞実験と同様の条件を想定し、風洞実験で得られた模型外圧波形を用いて、2種類の数値計算によって模型内圧を算出した。実験値と比較を行うことで、以下の所見を得た。

- 1) ポアズイユ流の仮定を用いず、空気の流出入量に着目した内圧応答式にベルヌーイの定理を用いた新たな応答式を導出した。その結果、同式を用いて得られた模型内圧波形は、模型外圧の急激な降下から定常状態へ移行する変動するまでの実験値を良く追従し、非常に精度の高い結果が得られた。
- 2) 空気塊の運動方程式から得られた模型内圧波形も模型外圧の急激な降下から定常状態へ移行する変動に追従するが、実験条件によっては実験値よりも内圧降下量を大きく評価しているものが見られた。

4.3 瞬発的噴流が建築物にもたらす非定常風力に関する実験

独自に製作した瞬発的噴流発生装置を用いて瞬間的に噴出する噴流ダウンバーストの再現を行い、建築物に作用する風荷重を把握した。さらに、風洞実験によって境界層乱流中の建築物に作用する風荷重との比較も行い、ダウンバースト下での風荷重の評価手法を検討した。本研究の結果より、ダウンバーストによる風荷重を適切に評価するためには現行の設計基準で示される領域分割および外圧係数を用いることは不適切であり、ダウンバースト下での風圧係数分布に適した領域分割および風圧係数を設定することが重要であることが示された。

4.4 飛来物による開口部の破壊が建物の風荷重に与える影響

開口の瞬間開放が可能な陸屋根建物模型を用い、風洞実験により内外圧同時測定を行った。風洞実験模型は相似則を満たすような空気層付の建物模型である。その結果、以下のことが得られた。

- 1) 開口に正対する風向 $\alpha = 0^\circ$ のときに内圧係数が最大となり、風向角の増大に伴い内圧係数は減少する。また、今回実験を行った模型(開口率 4.5%)においては、開口が瞬間的に開放される場合と、元々開放されている場合とで、最大ピーク内圧係数にほとんど差は見られなかった。
- 2) 開口開放時およびその後の内圧変動と外圧変動の関係を検討した結果、内圧変動と開口

付近の外圧変動はほとんど同様の変動をする。

- 3) 開口のない壁面における内圧変動と外圧変動については、相関係数 ≈ 0.4 程度の負の相関が見られ、内圧の正のピークと外圧の負のピークがほぼ同時に作用することで、壁面に大きな外向きの風力が作用する可能性が示唆された。
- 4) 実験結果と理論解析の比較においては、開口発生直後の内圧のオーバーシュートが実験においては発生しなかった。その原因としては開口時間や開口部有効長さの影響が大きいものと考えられる。

4.5 外装材等に飛来物が及ぼす影響評価のための実験的手法の適用性等

外装材に対する飛来物試験を実施するための衝撃試験装置を試作し、その性能を評価する理論式を導出した。実験結果との差は、放出速度が大きくなると小さくなる傾向が見られた。実際の実験での放出速度を予測する一案としての速度比に対する経験式を求めた。

著者

田村幸雄，松井正宏，吉田昭仁，金容徹（東京工芸大学）

前田順滋（九州大学大学院）

植松 康（東北大学大学院）

小林文明（防衛大学校）

白土博通（京都大学大学院）

丸山 敬（京都大学防災研究所）

西嶋一欽（京都大学防災研究所）

西村宏昭（京都大学防災研究所）

野田 稔（徳島大学大学院）