

大気中の飛来塩分量の評価手法と
構造物への付着量推定に関する研究

坪 倉 佑 太

論文目次

第1章 序論

1.1	はじめに	1
1.2	飛来塩分による構造物の腐食	3
1.2.1	飛来塩分の生成から腐食までの過程	
1.2.2	飛来塩分量の評価手法	
1.2.3	飛来塩分量に基づく各種規定	
1.2.4	凍結防止剤の散布に基づく橋梁設置基準	
1.3	飛来塩分の評価と飛来塩分の構造物への付着に関する研究	8
1.3.1	大気中の飛来塩分量評価	
1.3.2	飛来塩分の構造物への付着	
1.3.3	凍結防止剤の飛散および構造物への付着	
1.4	本研究の目的と構成.....	12
1.4.1	研究課題と研究目的	
1.4.2	本論文の構成および各章の内容	
	参考文献	16

第2章 ドライガーゼ法捕集装置周囲の飛来塩分粒子挙動

2.1	概説	21
2.2	多孔質体モデルの概要	23
2.3	風洞実験手法	26
2.3.1	ガーゼ法捕集装置周囲の流れの可視化実験	
2.3.2	ガーゼ法捕集装置近傍の風速測定	
2.3.3	ガーゼ法捕集装置の空力係数の測定	
2.3.4	ガーゼの圧力損失係数の測定	
2.4	流れ場解析手法	32
2.4.1	流れ場解析の支配方程式と計算アルゴリズム	
2.4.2	解析領域および計算格子サイズの決定	
2.4.3	ガーゼ法捕集装置周りの流れ場解析の概要	
2.5	風洞実験および流れ場解析結果.....	38
2.5.1	ガーゼ法捕集装置周囲の流れの可視化実験	
2.5.2	ガーゼの圧力損失係数の測定	
2.5.3	ガーゼの接線方向の抵抗を考慮しない場合のガーゼ法捕集装置周りの流れ場解析	

論文目次

2.5.4	ガーゼの接線方向の抵抗を考慮した場合のガーゼ法捕集装置周りの流れ場解析	
2.6	ガーゼ法捕集装置周囲での粒子飛散解析	49
2.6.1	粒子飛散解析手法	
2.6.2	ガーゼ法捕集装置周囲での粒子飛散解析結果	
2.7	本章のまとめ	58
	参考文献	61

第3章 ガーゼ繊維による塩分粒子の捕捉性能

3.1	概説	65
3.2	単一繊維捕集理論と粒子の捕集機構	65
3.2.1	単一繊維捕集理論	
3.2.2	粒子の捕集機構	
3.2.3	慣性捕集効率	
3.2.4	拡散捕集効率	
3.3	並列に配置されたガーゼ繊維の塩分粒子捕集効率の推定	71
3.3.1	円柱周りの流れ場計算領域と境界条件	
3.3.2	流れ場および粒子飛散解析の精度検証	
3.3.3	並列に配置された円柱の粒子捕集効率の算出結果	
3.4	十字状に配置されたガーゼ繊維の塩分粒子捕集効率の推定	
3.4.1	十字状円柱周りの流れ場計算領域と境界条件	
3.4.2	十字状円柱周りの流れ場解析結果	
3.4.3	十字状に配置された円柱の粒子捕集効率の算出結果	
3.5	接近風の風向が円柱の捕集効率に与える影響の検討	78
3.6	実測値との比較によるガーゼ法捕集効率の妥当性の検証	86
3.6.1	飛来塩分量計測の概要	
3.6.2	気象データの観測	
3.6.3	円筒型飛来塩分捕集器による大気中塩分濃度の観測	
3.6.4	飛来塩分量の観測値と計算値の比較	
3.7	本章のまとめ	92
	参考文献	94

論文目次

第4章 構造物壁面への塩分粒子の輸送・付着過程および圧力モデルによる付着量評価

4.1 概説	95
4.2 流れ場解析および粒子飛散解析手法	96
4.2.1 LESによる非定常流れ場解析手法	
4.2.2 非定常流れ場中での粒子飛散解析	
4.3 矩形断面周囲の流れ場	100
4.3.1 矩形断面周囲の流れ場	
4.3.2 矩形断面における粒子飛散解析	
4.4 壁面圧力モデルによる付着量推定	110
4.4.1 壁面圧力分布と粒子付着分布の対応関係	
4.4.2 平均圧力係数の面方向勾配に基づく矩形断面の付着量評価	
4.5 本章のまとめ	116
参考文献	118

第5章 路面上から飛散した凍結防止剤の橋梁主桁への付着特性の解明

5.1 概説	121
5.2 単独橋および並列橋周囲の流れの可視化実験概要	122
5.2.1 橋梁模型および可視化実験のセッティング	
5.2.2 撮影条件およびPIV解析条件	
5.3 CFDによる流れ場解析および粒子追跡の概要	124
5.3.1 対象橋梁モデル	
5.3.2 橋梁周りの非定常流れ場計算	
5.3.3 粒子の飛散解析	
5.4 単独橋の粒子飛散特性と付加部材による変化	134
5.4.1 基本断面における粒子挙動と主桁への付着特性	
5.4.2 付加部材を設けた橋梁断面における粒子挙動と主桁への付着特性	
5.5 並列橋の粒子飛散特性と付加部材による変化	147
5.5.1 並列橋の位置関係に関する取り決め	
5.5.2 並列橋周囲の流れ場特性	
5.5.3 上流側橋梁に配置された粒子の飛散特性	
5.5.4 下流側橋梁に配置された粒子の飛散特性	

5.5.5 付加部材による粒子飛散特性の変化	
5.5.6 可視化実験結果に基づく並列橋周囲の凍結防止剤の飛散予測	
5.6 本章のまとめ	166
参考文献	168

第6章 結論および今後の課題

6.1 本研究の結論	169
6.2 今後の課題	173
付録 A 並列橋周囲の流れの可視化実験結果	175

第 1 章 序論

- Fig. 1.1.1 海塩粒子の生成過程
- Fig. 1.1.2 海岸近傍に設置された鋼材の表面に付着した海塩粒子の様子
- Fig. 1.2.1 ウェットキャンドル法
- Fig. 1.2.2 ドライガーゼ法
- Fig. 1.2.3 土研式タンク法
- Fig. 1.2.4 耐候性鋼材の板厚減少量と飛来塩分量の関係
- Fig. 1.2.5 鋼材を無塗装で使用する場合の適用地域
- Fig. 1.2.6 凍結防止剤の飛来量と板厚減少量
- Fig. 1.2.7 凍結防止剤の影響を受ける桁の配置
- Fig. 1.4.1 本論文の構成

第 2 章 ドライガーゼ法捕集装置周囲の飛来塩分粒子挙動

- Fig. 2.1.1 ガーゼ法捕集装置
- Fig. 2.1.2 ガーゼ法の捕集効率を決定する 2 つの効果
- Fig. 2.2.1 接線方向の抵抗の大小と流れの挙動
- Fig. 2.3.1 吹き出し式エッフェル型室内回流式風洞の詳細
- Fig. 2.3.2 可視化実験の概要
- Fig. 2.3.3 ガーゼ法捕集装置近傍の風速測定
- Fig. 2.3.4 空気力係数測定の様子
- Fig. 2.3.5 実験によって得られた平板の抗力係数 C_d と揚力係数 C_l の既往の研究との比較
- Fig. 2.3.6 ガーゼの圧力損失測定実験の様子
- Fig. 2.4.1 平板周りの流れ場解析領域
- Fig. 2.4.2 本解析で得られた平板の空力係数の既往の研究との比較
- Fig. 2.4.3 ガーゼ法捕集装置周りの流れ場解析領域
- Fig. 2.4.4 捕集装置が迎角を有する場合の計算格子
- Fig. 2.5.1 PIV 解析によって得られたガーゼ法捕集装置周囲の時間平均流線
- Fig. 2.5.2 ガーゼの圧力損失測定結果
- Fig. 2.5.3 CFD によって得られた時間平均風速コンターと圧力コンター (風向 0° , 風速 3 m/s)
- Fig. 2.5.4 CFD によって得られた時間平均風速コンターと圧力コンター (風向 22.5° , 風速 3 m/s)

- Fig. 2.5.5 CFD によって得られた時間平均風速コンターと圧力コンター (風向 45°, 風速 3 m/s)
- Fig. 2.5.6 CFD によって得られた時間平均風速コンターと圧力コンター (風向 67.5°, 風速 3 m/s)
- Fig. 2.5.7 風向 0°, $Re = 3.0 \times 10^4$ でのガーゼ中心軸上の圧力分布と主流方向の風速分布
- Fig. 2.5.8 ガーゼの接線抵抗を考慮していない CFD と風洞実験によって得られたガーゼ近傍の風速値の比較
- Fig. 2.5.9 ガーゼの接線抵抗を考慮していない CFD と風洞実験によって得られた空気力係数の比較
- Fig. 2.5.10 ガーゼの接線抵抗を考慮した CFD と風洞実験によって得られたガーゼ近傍の風速値の比較
- Fig. 2.5.11 ガーゼの接線抵抗を考慮した CFD と風洞実験によって得られた空気力係数の比較
- Fig. 2.5.12 ガーゼの接線方向の抵抗を考慮した CFD によって得られた時間平均主流方向風速分布の PIV 結果との比較
- Fig. 2.5.13 ガーゼの接線方向の抵抗を考慮した CFD によって得られたレイノルズ応力の PIV 結果との比較
- Fig. 2.6.1 飛散解析における粒子の初期位置
- Fig. 2.6.2 鉛直方向風速の PSD
- Fig. 2.6.3 風速抽出位置の鉛直風速コンター図
- Fig. 2.6.4 風向 0°, 風速 3 m/s のケースにおける粒子飛散解析の様子
- Fig. 2.6.5 解析によって得られた粒子のガーゼ部への到達率 α
- Fig. 2.6.6 風向 90°, $Re = 3.0 \times 10^4$ の無次元時間 $Ut/D = 200 \sim 400$ の時間平均風速コンター
- Fig. 2.6.7 風向 90°, $Re = 3.0 \times 10^5$ における粒子飛散解析の様子
- Fig. 2.6.8 木枠厚 5 mm の場合の流れ場解析格子
- Fig. 2.6.9 粒子径, 風向別の木枠厚 5 mm と 18 mm の場合の粒子のガーゼ部への到達割合の比較

第 3 章 ガーゼ繊維による塩分粒子の捕捉性能

- Fig. 3.2.1 粒子付着の模式図
- Fig. 3.2.2 繊維層内の物質収支
- Fig. 3.2.3 各捕集機構と粒径, 繊維径の関係
- Fig. 3.2.4 ペクレ数 Pe と拡散捕集効率の関係

図 一 覧

-
- Fig. 3.3.1 円柱径と円柱間距離の定義
 - Fig. 3.3.2 円柱周囲の流れ場解析領域
 - Fig. 3.3.3 対称境界条件の概要
 - Fig. 3.3.4 対称境界条件を用いた円柱周囲の風速コンター
 - Fig. 3.3.5 並列 4 円柱周囲の風速コンター ($Ut/D = 400$)
 - Fig. 3.3.6 単独円柱と 4 円柱の場合の抗力係数 C_d の時系列波形
 - Fig. 3.3.7 $Re = 100$ における, 無次元円柱間距離 h/D と抗力係数 C_d の関係
 - Fig. 3.3.8 $Re = 50$ における Stk と捕集効率 η の関係
 - Fig. 3.3.9 並列に配置された円柱の粒子捕集効率の算出結果
 - Fig. 3.3.10 円柱近傍の風速コンター
 - Fig. 3.3.11 円柱間距離 $4.5D_f$, $Re = 100$ における付着分布
 - Fig. 3.4.1 ガーゼの繊維構造
 - Fig. 3.4.2 十字状に配置された円柱周囲の流れ場解析領域
 - Fig. 3.4.3 円柱近傍の格子
 - Fig. 3.4.4 十字円柱周囲の渦度コンター
 - Fig. 3.4.5 円柱間距離 $4.5D_f$ の場合の抗力係数の時系列波形
 - Fig. 3.4.6 十字状に配置された円柱の粒子捕集効率の算出結果
 - Fig. 3.4.7 円柱近傍の主流方向風速コンター
 - Fig. 3.4.8 十字状に結合した 2 円柱
 - Fig. 3.4.9 十字状に結合した 2 円柱の捕集効率の算出結果
 - Fig. 3.5.1 接近風に対して 45° 傾斜した円柱周囲の流れ場解析領域 (並列配置)
 - Fig. 3.5.2 接近風に対して 45° 傾斜した円柱の捕集効率 (並列配置)
 - Fig. 3.5.3 並列に配置された傾斜円柱周囲の流れのベクトル図
 - Fig. 3.6.1 天鳥橋の外観
 - Fig. 3.6.2 天鳥橋の位置
 - Fig. 3.6.3 ガーゼ法捕集装置の設置状況
 - Fig. 3.6.4 気象装置の設置位置
 - Fig. 3.6.5 天鳥橋地点の 2016 年の風況
 - Fig. 3.6.6 円筒型飛来塩分捕集器
 - Fig. 3.6.7 円筒型飛来塩分捕集器の詳細図
 - Fig. 3.6.8 ガーゼ法による飛来塩分量の観測値と計算値の比較

第 4 章 構造物壁面への塩分粒子の輸送・付着過程および圧力モデルによる付着量評価

- Fig. 4.2.1 解析領域の一例
- Fig. 4.2.2 解析領域と境界条件の模式図
- Fig. 4.2.3 粒子投入位置の模式図
- Fig. 4.3.1 無次元時間 $tU/D = 150-750$ の間の時間平均風速コンターと流線
- Fig. 4.3.2 本解析で得られた St と既往の研究結果の比較
- Fig. 4.3.3 矩形断面周囲を飛来する粒子の様子 $B/D = 1, Stk = 0.0205$
- Fig. 4.3.4 矩形断面周囲を飛来する粒子の様子 $B/D = 1, Stk = 0.512$
- Fig. 4.3.5 矩形断面周囲を飛来する粒子の様子 $B/D = 6, Stk = 0.0205$
- Fig. 4.3.6 粒子の壁面への輸送経路
- Fig. 4.3.7 粒子の付着分布 $B/D = 1, Stk = 0.0205, d_p = 20 \mu\text{m}$
- Fig. 4.3.8 前縁部の流れ場構造
- Fig. 4.3.9 粒子の付着分布 $B/D = 1, Stk = 0.00512, d_p = 10 \mu\text{m}$
- Fig. 4.3.10 粒子の付着分布 $B/D = 1, Stk = 0.512, d_p = 100 \mu\text{m}$
- Fig. 4.3.11 粒子の付着分布 $B/D = 6, Stk = 0.0205, d_p = 20 \mu\text{m}$
- Fig. 4.4.1 断面辺長比 $B/D = 6$ の側面における壁面直交方向風速成分 V_n の分布
- Fig. 4.4.2 圧力測定点の模式図 ($B/D = 1$)
- Fig. 4.4.3 矩形断面の壁面に作用する平均圧力係数 C_p
- Fig. 4.4.4 粒子飛散解析と圧力モデルに基づく部位別付着塩分量の比較

第 5 章 路面上から飛散した凍結防止剤の橋梁主桁への付着特性の解明

- Fig. 5.2.1 可視化実験の対象橋梁
- Fig. 5.2.2 可視化実験における橋梁モデルのセッティング例
- Fig. 5.2.3 並列橋における可視化ケース
- Fig. 5.3.1 対象橋梁モデル断面図
- Fig. 5.3.2 橋梁周りの流れ場計算領域
- Fig. 5.3.3 橋梁周りの流れ場計算領域
- Fig. 5.3.4 橋梁周辺の計算格子
- Fig. 5.3.5 粒子の初期位置
- Fig. 5.3.6 粒子飛散解析領域
- Fig. 5.3.7 粒子位置と風速抽出点

-
- Fig. 5.3.8 風速抽出点間隔を決定する各領域
- Fig. 5.3.9 主桁周辺領域
- Fig. 5.3.10 風速抽出点で構成される格子を分割するケース
- Fig. 5.4.1 CFDによる時間平均主流方向風速コンター・流線
- Fig. 5.4.2 PIV解析によって得られた単独橋周囲の時間平均流線
- Fig. 5.4.3 高欄を超えた粒子を定義する境界
- Fig. 5.4.4 初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の割合
- Fig. 5.4.5 床板上の各範囲における，初期に配置した粒子数に対して下流側高欄を超えた粒子数の割合
- Fig. 5.4.6 接近風速 10 m/sにおける粒子の軌跡
- Fig. 5.4.7 桁下に到達した粒子を定義する境界
- Fig. 5.4.8 下流側高欄を超えた粒子数に対して桁下に到達した粒子数の割合
- Fig. 5.4.9 初期に配置した粒子数に対して桁下に到達した粒子数の割合
- Fig. 5.4.10 初期に配置した粒子数に対して全主桁に付着した粒子数の割合
- Fig. 5.4.11 付加部材を設けた橋梁断面
- Fig. 5.4.12 付加部材を設けた断面における時間平均主流方向風速コンター・流線
- Fig. 5.4.13 初期粒子数に対する下流側高欄を越えた粒子数の基本断面からの変化の割合
- Fig. 5.4.14 各断面における時間平均風速絶対値コンター・風速ベクトル
- Fig. 5.4.15 接近風速 10 m/sにおける粒子半径 600 μm の粒子の軌跡
- Fig. 5.4.16 初期粒子数に対する下流側高欄を越えた粒子数の基本断面からの変化の割合
- Fig. 5.4.17 初期粒子数に対する主桁に付着した粒子数の基本断面からの変化の割合
- Fig. 5.5.1 既往のさび状態調査結果
- Fig. 5.5.2 2橋梁の位置関係の定義
- Fig. 5.5.3 CFDによる時間平均主流方向風速コンター・流線
- Fig. 5.5.4 PIV解析によって得られた並列橋周囲の時間平均流線
- Fig. 5.5.5 初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の割合
- Fig. 5.5.6 上床版上の各範囲における，初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の割合
- Fig. 5.5.7 上流側橋梁から飛散する粒子の軌跡図
- Fig. 5.5.8 初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の単独橋からの変化割合
- Fig. 5.5.9 各断面における時間平均風速絶対値コンター・風速ベクトル
- Fig. 5.5.10 高欄を超えた粒子数に対して上流側橋梁桁に到達した粒子数の割合
- Fig. 5.5.11 初期に配置した粒子数に対して上流側橋梁主桁に付着した粒子数の割合
- Fig. 5.5.12 初期に配置した粒子数に対して下流側橋梁主桁に付着した粒子数の割合

図 一 覧

-
- Fig. 5.5.13 初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の割合
- Fig. 5.5.14 床板上の各範囲における初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の割合
- Fig. 5.5.15 下流側橋梁から飛散する粒子の軌跡図
- Fig. 5.5.16 高欄を超えた粒子数に対して下流側橋梁桁下に到達した粒子数の割合
- Fig. 5.5.17 初期に配置した粒子数に対して下流側橋梁主桁に付着した粒子数の割合
- Fig. 5.5.18 下流側橋梁の下流側高欄付近の平均風速ベクトル拡大図
- Fig. 5.5.19 上流側橋梁の上流側高欄を延長した断面
- Fig. 5.5.20 上流側橋梁から飛散する粒子の軌跡図
- Fig. 5.5.21 初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の元の断面からの変化割合
- Fig. 5.5.22 各断面における時間平均風速絶対値コンター・風速ベクトル
- Fig. 5.5.23 高欄を超えた粒子数に対して上流側橋梁桁下に到達した粒子数の元の断面からの変化割合
- Fig. 5.5.24 初期に配置した粒子数に対して上流側橋梁主桁に付着した粒子数の元の断面からの変化割合
- Fig. 5.5.25 初期に配置した粒子数に対して下流側橋梁主桁に付着した粒子数の元の断面からの変化割合
- Fig. 5.5.26 並列橋の位置関係と流れ場構造の対応
- Fig. 5.5.27 PIVによって得られた $(d/D, f/D) = (4, 0)$ における時間平均流線

付録 A 並列橋周囲の流れの可視化実験結果

- Fig. A.1 PIV解析によって得られた並列橋周囲の時間平均流線

表 一 覧

第 2 章 ドライガーゼ法捕集装置周囲の飛来塩分粒子挙動

Table 2.4.1 壁面第一格子サイズごとの抗力係数の算出結果 (風向 0°)

Table 2.4.2 ガーゼ法捕集装置周囲の流れ場解析における境界条件

第 3 章 ガーゼ繊維による塩分粒子の捕捉性能

Table 3.3.1 円柱周囲の流れ場解析における境界条件

第 4 章 構造物壁面への塩分粒子の輸送・付着過程および圧力モデルによる付着量評価

Table 4.2.1 境界条件

Table 4.2.2 飛散解析に用いる粒子の粒径と対応する S_{ik}

第 5 章 路面上から飛散した凍結防止剤の橋梁主桁への付着特性の解明

Table 5.5.1 橋梁の抗力係数の平均値

第1章 序論

1.1 はじめに

我が国は、その地理的、および気候的特徴から、地震、台風、豪雪など多種多様な自然災害のリスクと常に隣り合わせである。特に近年、地球温暖化の影響により、台風やそれに伴う水害が激甚化・頻発化しているほか、南海トラフ地震をはじめとする複数の巨大地震の数十年以内の発生も予測されている [1.1][1.2]。道路や橋梁といった土木構造物は、人々の生活の基盤であるが、このような自然災害に面して、ひとたび機能不全に陥れば、物流は遮断され人々の生活に重大な影響を及ぼすことは過去の事例からも明らかである [1.3]。日本国内における土木構造物は、その多くが 1960 年代の高度経済成長期に建設されたものであり、現在これらは建設から 50 年が経過し、老朽化の問題に直面している [1.4]。このような背景のもと、国土交通省 [1.5][1.6] が 2013 年を「社会資本メンテナンス元年」と位置付け、2014 年に「インフラ長寿命化計画（行動計画）」において維持管理の長期的な取り組みを示すなど、社会基盤構造物の維持管理の重要性が「大災害時代」もあいまって急速に高まっているのが現状である。

土木構造物は一般的な工業製品とは異なり、その多くが数十年単位で、なおかつ野晒しの屋外環境下で供用される。このため、適切な頻度で、適切な処置が施されなければ、構造物は急速に劣化し、破壊的な損傷に至る恐れがある。国内における土木構造物の崩壊事例としては、2009 年に沖縄県の辺野喜川にかかる橋梁が、腐食劣化の進行によって落橋に至っている [1.7]。この橋梁は、離岸距離 50 m という厳しい腐食環境下にあり、耐候性鋼の無塗装使用の適用範囲を大きく超える飛来塩分が供給されるにもかかわらず、無塗装の耐候性鋼が使用されていた [1.8]。また、2012 年に発生した中央自動車道の笹子トンネル天井板崩落事故は、多数の死者を出し、社会にインフラの老朽化問題を突きつけるとともに維持管理の重要性を再認識させる契機となった [1.9]。国外に目を向けても、2018 年にミャンマーの Myaungmya 橋がメインケーブルの維持管理不足のために腐食・破断し、橋梁全体が崩落するなど [1.10]、維持管理の不足による劣化は致命的な損傷にまでおよぶこともある。また、土木構造物の損壊は、損壊そのものによる被害にとどまらず、継続的な被害をもたらすことも忘れてはならない。2021 年、和歌山市の川にかかる水道橋の一部が吊り材の腐食によって崩落し、近隣地域で数日間の断水が続く事態に陥った [1.11]。これらのような事故が起こるたびに、土木構造物がいかに我々の生活と密接に関わっているのかということを感じるとともに、土木技術者に求められるものの大きさを痛感する次第である。

老朽化の問題に直面している日本国内の土木構造物のうち、特に道路橋に着目すると、全国の橋梁数は約 70 万橋で、うち建設後 50 年を超える橋梁 (2 m 以上) の割合は、2020 年時点では 25%であるが、10 年後の 2030 年には 53%へと増加する [1.12]。したがって、計画的な維持管理や長寿命化措置がさらに重要となってくる。日本における橋梁の種別数 (15 m 以上) に目を向けると、鋼橋、PC 橋、RC 橋の順となっており、これらが全体の 90% 以上を占めている [1.13]。我が国において、初めて鉄を用いた橋梁が建設されたのは 1868

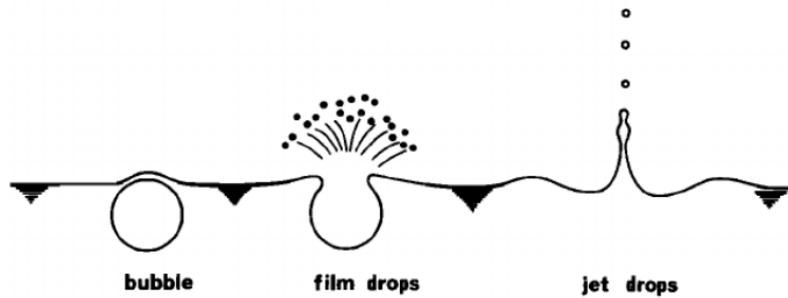


Fig. 1.1.1 海塩粒子の生成過程 [1.20]

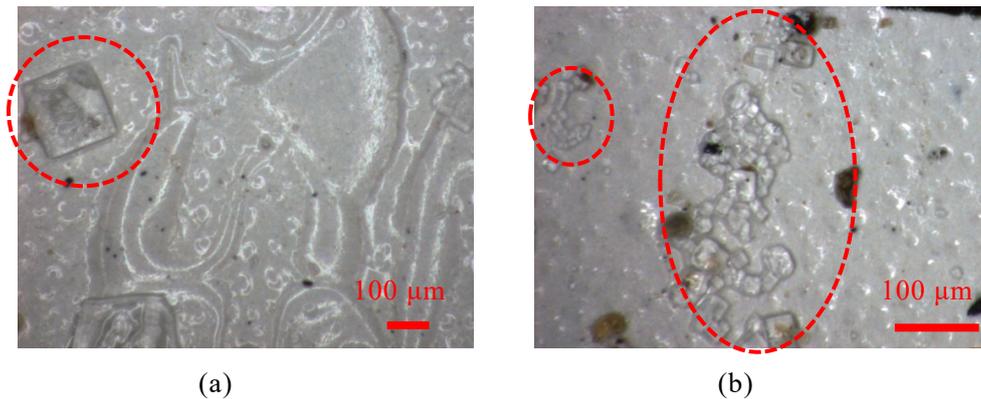


Fig. 1.1.2 海岸近傍に設置された鋼材の表面に付着した海塩粒子の様子，
(a) と (b) は別日に観察された粒子

年のくろがね橋（長崎市）に遡る [1.14]. 当初，鉄やコンクリートを用いた橋梁は「永久橋」とよばれ，その維持管理の必要性は十分に認識されていなかった [1.15]. しかし，鋼橋やコンクリート橋においても，腐食や疲労による損傷が生じることから，適切な維持管理の必要性は明らかである．国土交通省によって纏められた橋梁の架替え理由の調査結果 [1.16]によれば，上部構造の損傷が原因とされた橋梁のうち，半数の橋梁では鋼部材の腐食が架替えの原因であるとされており，腐食は鋼橋の機能を低下させる大きな要因である．腐食は酸素と水に基づく電気化学反応であるが，この2つに加えて塩分が腐食の3大因子とされる．塩分は潮解性を有し，塩分が付着した構造部位は湿った状態になりやすく，また水に溶けることで水の電気伝導度を大きくし，腐食反応を促進する．鋼道路橋において塩分の供給源は，海上で発生する海塩粒子と，冬季に路面に散布される凍結防止剤が挙げられ，特に海岸部では海塩粒子による腐食が深刻である [1.17]. 山間部でも，1991年のスパイクタイヤの禁止以降凍結防止剤の散布量が増大し，これによる鋼橋の腐食が問題となっている [1.18]. したがって，適切な維持管理のためには，橋梁に飛来する塩分量と橋梁表面に付着する塩分量の精度良い評価が求められる．

現在日本における橋梁のうち，約7割が市町村の管轄である．しかし，高齢化社会に伴う財政力・人員不足によって橋梁の維持管理・長寿命化施策が進んでおらず，計画的かつ戦略的な橋梁の維持管理の実現が喫緊の課題である．

1.2 飛来塩分による構造物の腐食

日本は四方を海に囲まれており、かつ国土の約7割を山地が占めるという地理的特性のために、数多くの橋梁が沿海部に集中している。したがって、海上で発生する海塩粒子の付着による鋼材の腐食劣化は重大な懸念事項である。また、山間部で冬季に散布される凍結防止剤に起因する鋼桁の腐食も報告されており、海塩粒子と同様に注意を払わなければならない。以下では、飛来塩分の生成から腐食に至るまでの過程、大気中の飛来塩分量の評価手法、および飛来塩分量に基づいて決定された橋梁の塗装等の各種規定に関して概説する。

なお、単に「飛来塩分」というと、海塩粒子由来の大気中塩分を指すこともあるが、凍結防止剤においても車両の巻き上げ等によって地域中に飛散・浮遊するため、その意味では「飛来塩分」といえる。したがって、本論では、海塩粒子由来、および凍結防止剤由来の大気中の塩分粒子をととも「飛来塩分」と呼ぶ。なお、特に海塩粒子由来の飛来塩分を指すときには、「飛来海塩粒子」と呼ぶ。なお、本論文では大気中を浮遊する飛来塩分について、単位時間に単位面積を通過する粒子量を飛来塩分量 [mg/dm²/day]として定義し、単位体積当たりに含まれる塩分量を大気中塩分濃度 [mg/m³]と定義する。

1.2.1 飛来塩分の生成から腐食までの過程

陸上で観測される飛来海塩粒子は、海水中に含まれる塩分が風波によって大気中にエアロゾルとして放出され、風による移流や拡散によって輸送されたものである。海塩粒子の生成過程は、砕波によるしぶきと風波によって生成された気泡の破裂によるものの2つの形態に分類することが出来るが、砕波によって海面からちぎれたしぶき (spume と呼ばれる) は、液滴の径が非常に大きいため、重力によって落下し、内陸部まで輸送されることは基本的にない [1.19]。風波によって海水中に取り込まれた気泡の膜がちぎれ、大気中に放出される液滴を film drops, 気泡の破裂に伴って生じる水のジェットが分裂してできる液滴を jet drops と呼び (Fig. 1.1.1) [1.20], これらが陸上まで輸送され、鋼材の腐食に関与することとなる。

Fig. 1.1.2 は、著者らが光学顕微鏡によって観察した、鋼材の表面に付着した海塩粒子の様子である。この鋼材は、海岸線から約10 mほどの地点に位置する橋梁の桁下に設置しており、多くの海塩粒子が飛来する環境下といえる。Fig. 1.1.2 (a)では、100 μmを超えるサイズの高塩粒子が、(b)では10 μm程度の海塩粒子が結晶 (固体) の状態で表面に付着している。海塩粒子は潮解性 (空気中水分を吸収し、水溶液になる) を有しているため、湿度が一定以上であれば、液体の状態で存在するが、低湿度下では Fig. 1.1.2 のような、乾いた塩粒子の状態が存在することが知られている [1.21]。海塩粒子の粒径については様々な報告があり、JIS Z 2381 大気暴露試験方法通則 [1.22] では、約0.01–20 μmとされている。また、質量濃度基準で1–10 μmほどのものが支配的であるという報告 [1.23] もあり、Fig. 1.1.2 (a)で観察されたような大粒径の粒子は基本的には海上または海岸線近傍で重力により落下するため、内陸部へ輸送されることはないと考えてよく、海岸線近傍に設置された鋼材特有の付着粒子形態であると考えられる。また、凍結防止剤について触れておくと、

凍結防止剤は冬季に路面の凍結を防ぐ目的で人工的に散布されるもので、凍結防止剤の種類としては塩化ナトリウムが最も広く使用されている。凍結防止剤の粒径については平均粒径 0.5–7.0 mm 程度といわれているが [1.24]、路面上に散布された粒の形状変化も考えられるため、実際には詳細は不明なところが多いといえる。また以降で詳説するが、路面上に散布された凍結防止剤は、雨水等によって排水管から流出し主桁部へ至ることや外的要因によって大気中に飛散し、橋梁周辺の風の流れによって鋼桁に付着することで腐食に寄与する。

海塩由来、凍結防止剤由来ともに飛来塩分は鋼材表面に付着することで、鋼材表面の湿潤状態が長く保たれ、かつ水の電気伝導度が大きくなることで、腐食反応を促進する。また、気温や湿度、濡れ時間などの要因も腐食速度に影響を及ぼす。また実際の橋梁では、降雨や結露による付着塩分の洗浄効果 [1.25] によって、雨掛かりのある外桁外面では腐食の程度が小さく、内部の内桁で腐食が促進するケースが多々観察される [1.26]。

1.2.2 飛来塩分量の評価手法

先に述べたように、飛来塩分は鋼材の腐食を促進する最重要因子の1つであり、鋼橋の塗膜の種類や厚さも架橋地点の飛来塩分量から決定されるため、あらかじめ架橋地点の飛来塩分量を正確に把握しておく必要がある。飛来塩分量の観測方法は、捕集機構が「能動的」であるか「受動的」であるかの2種類に大別できる。「能動的」な捕集法としては、大気を強制的に吸引し、塩分粒子をフィルターで捕集するフィルターパック法 [1.27] などがある。しかし、この方法は安定した捕集性能を有する一方で、コストがかかるうえに、電源を必要とするため、架橋地点によっては使用できない場合も多い。一方で、「受動的」な捕集法としては、ドライガーゼ法（以下、ガーゼ法） [1.28] や土研式タンク法（以下、土研法） [1.29][1.30]、ウェットキャンドル法 [1.31][1.32] が挙げられる。国際的には ISO 9225 で規定されたウェットキャンドル法が一般的に使用されている。ウェットキャンドル法は、Fig. 1.2.1 に示すように、グリセリン溶液の入った瓶にガーゼを巻き付けた心棒を差し込み、湿潤状態に保たれたガーゼによって塩分を捕集する方法で、全方位からの捕集が可能である。一方、日本国内ではガーゼ法、および土研法が飛来塩分量計測に広く用いられている。Fig. 1.2.2 に示したガーゼ法は JIS Z 2382 に規定された観測法で、外径 150 mm 四方の木枠の内部に 100 mm 四方のガーゼを二重にはめ込んだ装置を用いるもので、塩分粒子を含んだ空気がガーゼを通過する際にガーゼに捕捉された塩分量から、当該地点の飛来塩分量を評価する。ガーゼ法の場合、降雨の影響を排除するため、基本的には天板のついた簡易架台の内部に捕集装置を設置するが、橋梁桁下や桁内部に設置し、局所的な腐食環境を評価することも行われている [1.33]。土研法は、Fig. 1.2.3 に示した 100 mm 四方の開口部を持つ土研式飛来塩分捕集器を所定期間設置し、開口部に設置したステンレス板に付着した塩分をイオン交換水でポリタンク内に洗い流し、飛来塩分量を計測する方法である。これらの手法はともに観測実績の多い方法で、特にガーゼ法は捕集装置が小型であり、最も簡便な観測法といえる。なお、ここで示した観測法のうち、フィルターパック法のみ大気中の塩分量を単位体積当たりの塩分量（例えば、 mg/m^3 ）、すなわち濃度として評価するのに対し、その他の受動的な観測法は、単位面積当たりの塩分量（例えば、 mg/m^2 ）とし

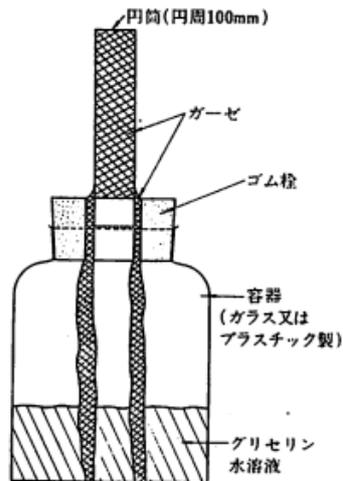


Fig. 1.2.1 ウェットキャンドル法 [1.32]

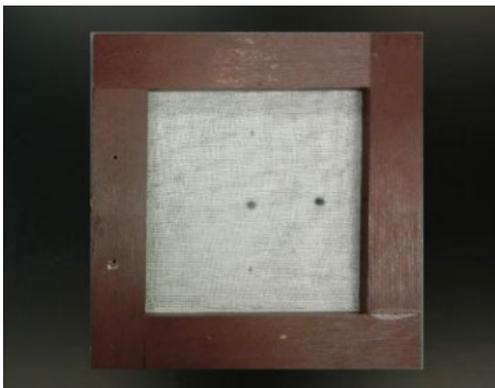


Fig. 1.2.2 ドライガーゼ法

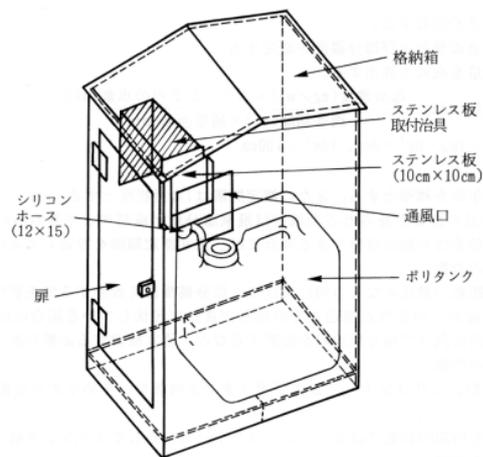


Fig. 1.2.3 土研式タンク法 [1.29]

て評価することとなる。これは、フィルターパック法のみが捕集部を通過する流量が既知であることに起因する。

ここで紹介したガーゼ法および土研法は、日本国内において一般的に用いられる方法である。しかし以降で紹介するように、ガーゼ法と土研法で得られる飛来塩分量は必ずしも一致しないことが知られている。すなわち、ある架橋地点においてどの観測法で飛来塩分量を計測するのか、またその観測結果をどのように解釈するのかは技術者次第となっているのが現状である。

1.2.3 飛来塩分量に基づく各種規定

これまでに述べたように、塩分は鋼材の腐食を促進する重要因子であるから、飛来塩分量と鋼材の腐食量の関係については多くの報告がなされており、それらの結果に基づいて

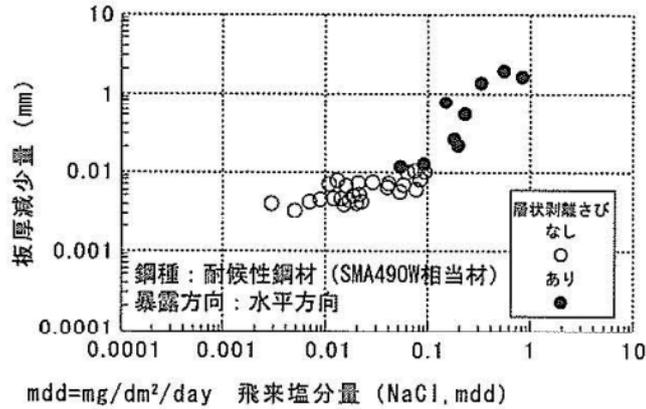


Fig. 1.2.4 耐候性鋼材の板厚減少量と飛来塩分量の関係 [1.34]

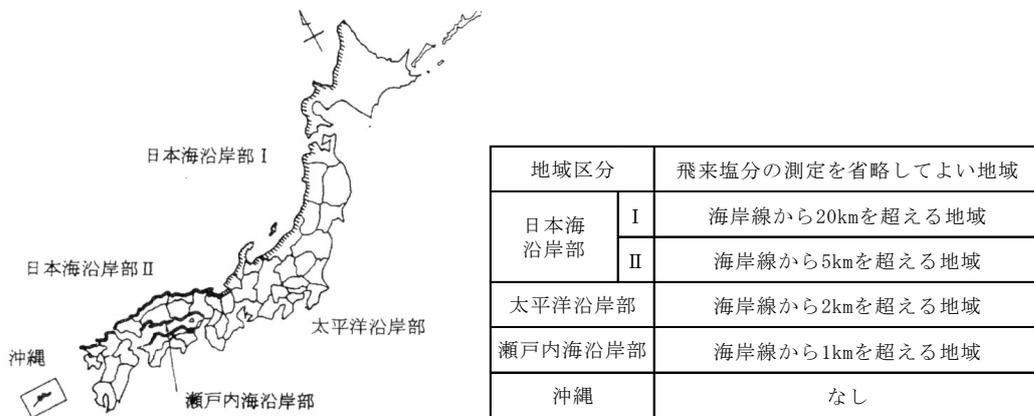


Fig. 1.2.5 鋼材を無塗装で使用する場合の適用地域 [1.36]

塗装や橋梁の設置基準が定められている。ガーゼ法によって得られる飛来塩分量と鋼材の板厚減少量の関係については、建設省土木研究所・(社) 鋼材倶楽部・(社) 日本橋梁建設協会の共同研究 [1.34] によってその関係が示されている。Fig. 1.2.4 が、三者共同研究による、全国暴露試験で得られた暴露 9 年目の耐候性鋼材の板厚減少量と飛来塩分量の関係を示した図であり、飛来塩分量と鋼材の板厚減少量には明確な正の相関がみられる。耐候性鋼材は、普通鋼材に適量の銅やクロム、ニッケルなどの合金元素を添加し、表面に緻密な保護性さびを形成することで、腐食の促進を抑制する鋼材である。耐候性鋼材は、適切な環境下では無塗装で使うことが出来るため、定期的な塗り替えの必要がなく、ライフサイクルコスト (LCC) を大幅に削減することが可能である。しかし、塩分が過剰に供給されるような環境下では、保護性さびが破壊され、腐食が進行する事例も確認されている [1.35]。具体的には、先述した三者共同研究の調査により、年平均飛来塩分量 0.05 mdd (= mg/dm²/day) 以下の地域では正常な保護性さびが形成されるため、道路橋示方書 [1.36] において無塗装での使用が可能であると規定されている。つまり、架橋地点の飛来塩分量をあらかじめ把握しておき、その飛来塩分量に基づいて橋梁の塗装の有無が決定されている。また、Fig. 1.2.5 に示す様に、全国を 4 つの地域に分類し、海岸線からの距離が一定以

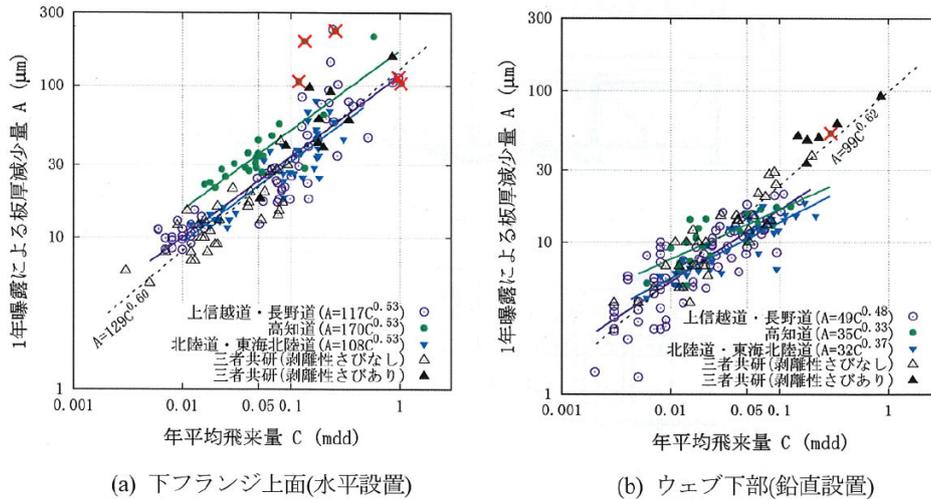


Fig. 1.2.6 凍結防止剤の飛来量と板厚減少量 [1.40]

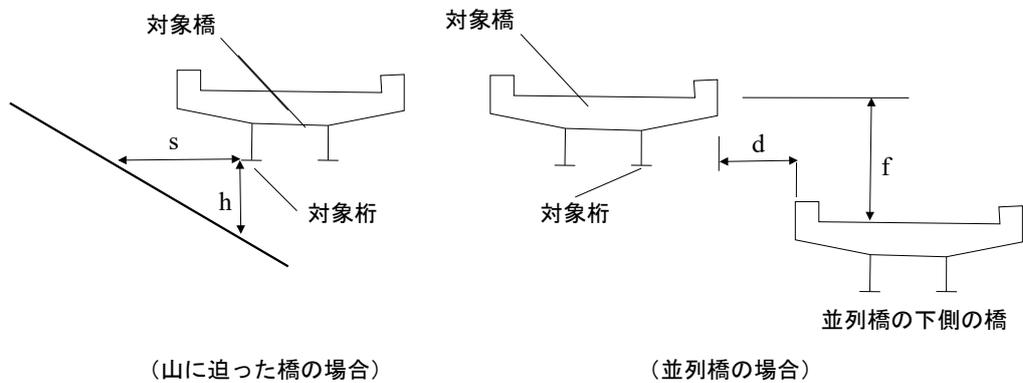


Fig. 1.2.7 凍結防止剤の影響を受ける桁の配置 ([1.42]をもとに作成)

上ある場合にも、飛来塩分の測定をせず、無塗装で使用することが出来ると規定している。なお、コンクリート構造物についても、道路橋示方書 [1.37] において、地域と海岸線からの距離ごとに必要な最小かぶりが規定されている。しかし一方で、既往の飛来塩分量の観測結果 [1.38] によれば、必ずしも離岸距離と対応していない場合もある。これは、粒子の内陸部への輸送プロセスを考慮すれば、風速場が周辺地形の影響を大きく受けるためであると推察され、一概に離岸距離だけでは腐食環境を判断できない可能性に留意せねばならない。

1.2.4 凍結防止剤の散布に基づく橋梁設置基準

スパイクタイヤが禁止された 1991 年以降、凍結防止剤の散布量が増大しており、これによる鋼橋主桁の腐食が懸念されている [1.39]。Fig. 1.2.6 は、上信越道・長野道、高知道と北陸道・東海北陸道の高速道路上の橋梁を対象とした凍結防止剤の飛来量と板厚減少量の調査結果 [1.40] であり、凍結防止剤飛来量と板厚減少量の関係は、三者共同研究 [1.34] による海からの飛来塩分量と板厚減少量の関係とほぼ等しいことが明らかとなっている。路

面上に散布された凍結防止剤が主桁部へ付着する要因について考えると、雨水等によって排水管から流出し主桁部へ至るケースと通過車両や風によって巻き上げられ、大気中に飛散し、主桁部へ付着するケースが挙げられる。実際、高知自動車道で行われた現地観測により、並列橋や山に迫った橋の場合では、路面から飛散した凍結防止剤の橋梁主桁への付着に起因する腐食が認められている [1.41]。この結果に基づき、凍結防止剤散布地域における取り決めとして、Fig. 1.2.7 に示す様に、山に迫った橋梁では地山からある程度の距離を取ることや (図中： $s \leq 5 \text{ m}$ かつ $h \leq 2 \text{ m}$ となる位置関係を避ける)、並列橋ではそれぞれの路面上から飛散した凍結防止剤が互いの橋桁に付着しないような橋梁の位置関係 (図中： $d \leq 3 \text{ m}$ かつ $f = 2\text{--}10 \text{ m}$ となる位置関係を避ける) とするように鋼道路橋防食便覧において定められている [1.42]。一方、周辺地形の影響がない単独橋については、記載がなく、大気中に飛散した凍結防止剤の主桁への付着に関しては十分に検討されているとは言えない。また、並列橋においても、限られた調査結果に基づいたものであり、並列橋の位置関係と凍結防止剤の付着状況の関係については更なる検討が望まれる。

1.3 飛来塩分の評価と飛来塩分の構造物への付着に関する既往の研究

これまでに述べたように、飛来塩分は鋼材の腐食を促進する重要因子であるため、鋼橋やコンクリート構造物の設計や維持管理においては、大気中塩分量または付着する塩分量の定量的な評価が求められる。また、これ以外の分野でも、例えば飛来塩分による農作物の塩害 [1.43] や送電線の腐食 [1.44] などにも飛来塩分は密接にかかわっており、様々な分野で大気中量や付着量の予測などに関する研究がなされている。海塩粒子の生成過程については先述したとおりであるが、飛来塩分の生成から鋼材の腐食に至るまでの過程を段階別書き下すと、(i) 海上での生成 (路上への散布)、(ii) 架橋地点への輸送 (通過車両による大気中への飛散)、(iii) 構造物表面への付着、(iv) 降雨や結露などの外的要因による構造表面からの離脱、(v) 構造部位の劣化と分けられる。以降では、大気中の飛来塩分量の評価や、構造物への付着などに関する既往の研究を次の通りに分類し、各々で例を挙げつつ概説する。

- 大気中の飛来塩分量評価
- 飛来塩分の構造物への付着
- 凍結防止剤の飛散および構造物への付着

1.3.1 大気中の飛来塩分量評価

飛来塩分の評価手法に関する研究としては、ガーゼ法や土研法といった観測手法に着目し、それらの捕集性能の違いや、捕集装置の指向性、捕集効率を解明しようとするものなどの研究が多くなされている。以下にこれらの研究を概説する。

岩崎ら [1.45] は、ガーゼ法や土研法は、捕集装置の捕集面が塩分の飛来する方向に一致していない場合、飛来塩分を過小評価する可能性があると考え、飛来塩分量と捕集装置の設置方向の関係を観測によって検討した。観測の結果、ガーゼ法はガーゼ面を風が通り抜けるために、土研法に比べて設置方向の影響を受けにくいことを明らかにしている。土研

法が捕集装置の設置方向の影響を強く受けることについては、武邊ら [1.33] も指摘している。また武邊らは、ガーゼ法と土研法で得られる飛来塩分量を比較し、土研法の方がガーゼ法に比べて塩分捕集量が多いことを示した。中村ら [1.46] による観測でも、基本的には土研法の方がガーゼ法に比べて多くの塩分を捕集するものの、ガーゼ法の方が土研法よりも捕集量が多い場合があることも示している。これについては、土研法は捕集部が板のため風が透過出来ないのに対し、ガーゼ法はガーゼそのものが風を通すため、風の条件によってはガーゼ法の方が土研法に比べて多くの塩分を捕集することができるためと推察している。小畑ら [1.47] は、ガーゼ法で得られる飛来塩分量とエアサンプラによる大気中の浮遊塩分量の観測結果から、ガーゼ法の塩分捕集効率の具体的な値を観測的に解明することを試みた。その結果、ガーゼ法の捕集効率は観測期間によって変動し、ガーゼ法の捕集効率と風速、大気中の浮遊塩分濃度の間には一定の傾向は見られなかったとしている。また、ガーゼ法とウェットキャンドル法の捕集特性を比較した岡 [1.48] の研究では、ガーゼ法の方がウェットキャンドル法に比べて捕集量が大きいという結果を得ている。また、新たな捕集装置の提案も行われている。野口ら [1.49] は、降雨の影響を除去し、さらに塩分の捕集率を上げるため、直径 100 mm 円筒の内部にガーゼを 10 層張った、円筒型飛来塩分捕集器を提案している。

以上の様に、ガーゼ法、土研法およびウェットキャンドル法に関しては、これらの手法で得られる塩分量の大小関係について焦点を当てたものがほとんどであり、具体的な捕集効率に関しては、十分に明らかになっていない。先述したように、ガーゼ法の捕集塩分量は鋼材の腐食減耗量と関連付けがなされるなど、腐食環境を表す重要な指標ではあるが、これらの観測手法によって得られる塩分量と実際の大気中の塩分量との対応関係は不明というのが現状である。

また、ガーゼ法などの観測手法の捕集性能に関する研究が行われている一方で、近年の計算機性能の向上に伴って、大気中の塩分量を数値解析によって予測しようとする研究が盛んになっており、特に領域気象モデル WRF (Weather Research and Forecasting Model) を用いた、広域的な塩分量予測が多く研究者によってなされている [1.50]–[1.54]。WRF による予測では任意地点の長期的な塩分量や気象要素を評価でき、人的・経済的な面から橋梁の維持管理において非常に有用であると考えられる。一方で、WRF の解析スケールは数 km 程度であるのに対して、構造物のスケールは数 m と両者には大きな空間スケールのギャップが存在する。先述したように、飛来塩分は地形の影響を大きく受けるため、構造物の腐食環境を適切に把握するためには、構造物スケールでの解析が求められ、このスケールギャップを繋ぐ必要がある。また、鋼橋の塗装規定など飛来塩分に基づく各種規定はガーゼ法等による観測結果によって定められているが、WRF による推定値とガーゼ法等による観測値との関係性等についても十分に明らかになっておらず、更なる研究が求められる。

1.3.2 飛来塩分の構造物への付着

これまでに述べたように、飛来塩分は鋼材の腐食を促進する因子であるが、実際に腐食に寄与するのは、大気中の飛来塩分ではなく、構造物表面に付着した塩分である。また、橋梁に付着する塩分量は橋梁の部位に応じて変化することが知られており、これは局所的

な風の流れの影響や、付着した粒子が重力等による移動し、特定の場所にとどまりやすいことなどが原因と考えられる。この様な背景のもと、橋梁に付着する塩分量評価を目的として、実橋梁における塩分量計測や、風洞実験を用いた粒子の付着評価、数値解析による風の流れと粒子の挙動評価などが行われてきている。以下に、これらの研究を概説する。

名取ら [1.55] は、過去の鋼道路橋の腐食事例を整理し、鋼部材の腐食の特徴を分析している。調査の結果、海塩粒子が飛来する環境下に位置する橋梁の腐食状況は、橋梁の部位ごとに異なり、特に付着塩分が雨によって洗い流されにくい、主桁・主構の内側ウェブ面、下フランジ下面、床版下の床組部材、部材の格点部などで腐食の発生が著しいと報告している。このような、雨掛かりの無い部位で腐食が特に進行することは、多くの既往の研究によっても示されている [1.26][1.56]。裏を返せば、降雨等による付着塩分の洗浄効果は極めて大きいと言え、橋梁を強制的に洗浄し、付着塩分を洗い流す強制洗浄についても研究がなされている。黒川ら [1.57] は、橋桁に付着した塩分に対して、スチーム、流水式超音波、水洗いの3種類の洗浄方法を用いてその洗浄効果を検討し、いずれの方法でも付着塩分を除去できることを確認している。梶村・宮本 [1.58] は、橋梁の洗浄装置を開発し、その効果を確認している。なお、名取ら [1.55] は雨掛かりの無い部位においても腐食の度合いには差があることを示しており、これは局所的な流れの影響や粒子に作用する重力の影響で粒子がある一定の部位に留まることが原因と推察される。武邊ら [1.59] も付着量には部位による差異があり、下フランジ部での付着量が多いことを観測によって明らかにしている。

大気中の塩分量と橋梁に付着する塩分量の関係や付着量分布を明らかにしようとする研究も進められている。広瀬ら [1.60] は、橋梁建設地点での大気中のCl⁻濃度、付着塩分量、および気象要素の観測から、大気中のCl⁻濃度と鋼材の付着塩分量の関係を定量的に明らかにすることを試みた。観測の結果、大気中のCl⁻濃度と付着塩分量には正の相関があること、そして付着塩分量の観測値と大気中のCl⁻濃度および平均風速から求めた付着塩分量との比で定義される付着割合は、卓越風向の平均風速の標準偏差に影響を受けることを示した。中村ら [1.61] は、構造物周りの気流状態によって、構造物の腐食状態は部位ごとに異なることに言及し、飛来する塩分量の予測解析と、構造物へ付着する塩分量の解析の2段階に分けて解析を行う手法を提示している。長谷部ら [1.62][1.63]は、二主桁橋モデルを風洞内に設置し、塩分粒子を含むミストを風洞内に噴出させることで、部位ごとの付着塩分量の評価を行った。付着塩分量は、気流が常に衝突する主桁風上面で最も多いが、剥離した流れが下流側主桁の後方で巻き込むことから、下流側主桁の風下面で次いで多くなることを示した。中西ら [1.64] も橋梁模型を設置した風洞内で粒子を飛散させ、塩分粒子の付着分布には地面の影響が大きいことを示した。チェンデラら [1.65] は橋梁周囲の風の流れを風洞を用いた可視化実験によって評価し、塩分が付着しやすい部位を考察した。さらに、固気二層流解析によって粒子挙動をラグランジュ的に追跡し、実験結果と概ね一致することを確認した。

野口ら [1.49] は、橋梁の部位別付着塩分量を、橋梁周囲の定常的な流れ場計算から得られる風速値を用いて推定する手法を提案している。このとき、次の式に示すように、構造物表面に付着する塩分量を慣性による壁面への衝突と拡散による壁面への沈着に分けて考えている。

$$Q = C(V_n + V_s \cos \theta)\Delta t + C \int_0^{\Delta t} \sqrt{\frac{D}{\pi t}} dt \quad (1.3.1)$$

ここで、 Q ：部位別付着量， C ：大気中塩分濃度， V_s ：沈降速度， θ ：壁面傾斜角， D ：拡散係数である。

右辺第1項が慣性による壁面への付着を表しており， V_n は橋梁断面周囲の定常的な流れ場より得られる壁面直交方向風速成分である．当然ながら壁面では風速は0であるため，壁面近傍の適当な位置の風速値を用いる．風速の評価点は，流れに対して垂直に設置された平板まわりでの粒子飛散解析に基づいて，壁面より35 mm離れた位置と一意的に定められたが [1.66]，平板まわりのみによる検討であり，必ずしもあらゆる断面形状，あらゆる方向の壁面に対して適用可能であるかは十分に検討されていない．

また，構造物への塩分粒子の付着に関しては，構造物表面に衝突した粒子が付着する割合（付着率）も検討すべき課題となる．壁面に衝突した粒子は，そのまま壁面に付着するものもあれば，衝突後跳ね返り，再度大気中に飛散するものもあると推察される．坪倉ら [1.67] は，屋外に設置された鋼板に付着した塩分量と鋼板設置位置の塩分フラックスの比較から，塩分粒子の付着率を評価した．しかし，鋼板が接近風を乱す可能性や，接近粒子が鋼板を迂回するように流下する効果を排除できておらず，純粋な付着率の評価には至っていない．このように付着率に関しては未解明なところが多く，上述した野口らによる解析 [1.49] においても付着率に関しては1として取り扱われている．

ここまでは，構造物に付着する塩分量評価に関する研究を例示したが，空気力学的対策によって構造物に付着する塩分量を低減し，腐食環境の改善を図る取り組みも行われているので概説する．加藤・武田 [1.68] は，桁の形状を工夫することによって，降雨による洗浄が期待出来ない桁内部への塩分の侵入が抑制できることを数値計算から明らかにした．また，繁田ら [1.69] は，橋梁に付加部材を設置することで橋梁周囲の流れ場を強制的に変化させ，主桁への付着量の低減が可能であることを数値計算によって示している．また，飛来する塩分量そのものを減らすことを目的として，防潮林による塩分量の低減度合いを調査した研究例 [1.70] や，海岸に設置した透過性構造物の塩分低減性能を実験および解析から検討した例 [1.71]もある．

1.3.3 凍結防止剤の飛散および構造物への付着

凍結防止剤は，スパイクタイヤの使用が禁止された1991年の冬から，路面凍結を防止するために散布量が増えている．こうした背景の下，近年，凍結防止剤による鋼材の腐食についても十分な検討が求められている．海塩粒子，凍結防止剤ともに，大気中に飛来してしまえば同じ「飛来塩分」であり，腐食へ寄与するという観点では大きな違いはない．しかし，両者が大気中に飛散する過程には大きな隔たりがある他，凍結防止剤は基本的には海塩粒子に比べて粒径が大きく，大気中に飛散した後の構造物周囲での粒子挙動も異なることが予想される．以下では，路面上に散布された凍結防止剤の飛散挙動や，凍結防止剤の付着による構造物の腐食に関する研究を例示する．

木村ら [1.72] は、凍結防止剤の散布実態および飛散について物質収支把握、土壌塩分調査、地下水調査、沿道植物調査等を行い、凍結防止剤による沿道環境への影響について検討した。その結果、凍結防止剤の沿道への飛散は路肩端から 1–5 m の範囲で見られ、飛散量は散布量の数%以下であるとしている。また、沿道土壌調査では冬期に凍結防止剤の成分物質濃度が道路近傍で上昇する傾向が見られたものの、一時的な増加であり、植物（農作物）の成長を阻害するレベルに達することはほとんどないとした。山口ら [1.73] は、凍結防止剤が耐候性鋼橋梁に及ぼす影響を調査した。その結果、凍結防止剤散布量が 1000 g/m² 以上の橋においては地山の接近や構造上の不備による局所的な影響が見られ、散布量がさらに多くなると構造全体のさび評価にも影響が見られることを明らかにした。青山ら [1.74] は、凍結防止剤によるコンクリート構造物への塩分浸透状況を分析し、浸透は路面水の飛散による付着、路面水の漏水、融雪水の付着による局所的なものであるとした。また、凍結防止剤による塩分浸透性は海岸部の飛来塩分による浸透特性と基本的に変わらないことが示唆された。小尾ら [1.75] は、内陸部のコンクリート橋を対象に凍害、塩害の評価に準じた外観調査を実施し、劣化度の把握を行うことによって、凍結防止剤による塩分の供給によってコンクリートの凍害が促進されることを示した。また、塩害については多くの構造物が潜伏期にあり、今後内部の鋼材の腐食が始まる懸念があることがわかった。武邊ら [1.76] は、海水に由来する飛来塩分と凍結防止剤に由来する飛来塩分を区別するために、Cl⁻に加えて、海水には豊富に含まれる一方で凍結防止剤には乏しい Mg²⁺も分析し、内陸部に位置する橋梁において凍結防止剤が飛来塩分の供給源であることを確かめた。岩崎ら [1.77] は、凍結防止剤が多量に散布される複数の橋梁を対象に、凍結防止剤の散布量と鋼桁部への飛来量、鋼材の腐食量の関係を定量的に調べた。その結果、対象橋梁では耐候性鋼材を無対策で使用するのは厳しいが、外桁下フランジ上面などの凍結防止剤の飛来が多い部位に塗装を施すことや、飛来量を低減するような断面諸元の検討を行うことによって、散布量の多い地域での耐候性鋼材の適用も可能であるとした。

秦ら [1.78] は、走行車両周りの非定常流れ場を数値流体解析によって計算し、その流れ場を用いて凍結防止剤を模した粒子の飛散解析を行った。その結果、車両通過によって凍結防止剤は車両横方向や上方にも巻き上げられることが明らかになり、車両走行による凍結防止剤の飛散を考慮した構造設計や維持管理が必要であるとしている。

1.4 本研究の目的と構成

これまでに述べたように飛来塩分は鋼材の腐食と密接に関わっているため、適切な構造物の維持管理のためには、飛来する塩分量の定量的な評価と、それに基づく構造物部位レベルの付着塩分量評価手法の実現が望まれる。以降では、現状の課題を挙げるとともに、本研究の研究目的について述べる。

1.4.1 研究課題と研究目的

飛来塩分の捕集においてはガーゼ法や土研法による観測実績が豊富ではあるが、これらの装置の塩分粒子の捕集効率は具体的に明らかになっておらず、得られる飛来塩分量と真

の飛来塩分量の関係は不明である。また、近年の計算機性能の向上に伴って、橋梁周囲での流れ場および粒子飛散解析に基づく付着量評価が可能になりつつある。ガーゼ法は装置の作製や観測の実施が比較的簡単であり、観測結果も豊富にあるため、ガーゼ法による塩分量の観測結果を数値計算の入力値として用いることが望ましい。このためには、ガーゼ法の塩分粒子の捕集効率を定量的に評価する必要がある。

鋼橋における鋼材の効果的な防食や、鉄筋コンクリート (RC) 橋・プレストレストコンクリート (PC) 橋における塩害の予防の観点から、海塩粒子の飛来に伴う橋梁部位別の付着塩分量の定量的な評価と将来予測は非常に重要である。橋梁の付着塩分量は部位ごとに異なることが経験的に知られているが、現状ではガーゼ法などで得られる架橋地点の飛来塩分量から橋梁全体の維持管理の度合いを決定している。しかし、経済面および維持管理の人的コストの面から、付着する塩分量に応じた部位ごとの塗膜量や維持管理の度合いの決定がなされるべきである。これまで、橋梁に付着する塩分量の調査方法としては、現地観測による調査が主流であった。しかし、現地観測にかかる時間的、金銭的負担は大きく、より小さな負担で部位別付着塩分量を評価しようという試みが行われてきた。現地調査の代替手法として、近年の計算機の性能の発展を受けて、数値流体解析 (Computational Fluid Dynamics; CFD) を用いた手法の研究がすすめられており、橋梁断面における定量的な海塩粒子の付着分布の評価が行われている。一方で、橋梁に付着する塩分量は、架橋地点の風環境や橋梁の形式・形状に強く依存するため、個別に検討する必要がある。国内で使用される膨大な橋梁数を念頭に置くと、依然としてこれらの手法は時間的、金銭的なコストが課題に残るほか、具体的な適用や手法の妥当性についての検討をこれから続けて取り組む必要がある。このような現状を受けて、より簡便かつ安価で精度の高い海塩粒子の付着分布を得る手法の考案が求められている。また、既往の多くの研究では、橋梁に付着した塩分量の多寡に主眼が置かれており、塩分粒子が橋梁のある部位に付着するまでの輸送プロセスについては十分に検討されているとはいえない。橋梁の部位ごとに付着する塩分量の推定方法を構築する上で、どのような過程で付着するのかを把握しておくことは極めて重要であるといえる。

現在、凍結防止剤散布地域においては、耐候性橋梁に関する取り決めとして、山に迫った橋では地山からある程度の距離を取ることや、並列橋ではそれぞれの路面上から飛散した凍結防止剤が互いの橋桁に付着しないような橋梁の位置関係とするように定められている。一方、周辺環境の影響がない単独橋については、そのような取り決めはなされていない。しかし、単独橋において、路面上の凍結防止剤が接近風により飛散し、橋梁後方に生じる渦に巻き込まれて主桁に付着することが過去の研究で指摘されている [1.79]。また、並列橋においても、凍結防止剤の詳細な飛散特性についてはあまり解明されておらず、防食便覧 [1.42] における橋梁の位置関係に関する規定も限られた調査結果に基づいて決定されたものである。また、付着の程度によっては、耐候性鋼の無塗装使用や維持管理の度合いの決定を念頭に、付着量を低減させられることが望ましい。

このような背景のもと、本研究では、高精度な大気中の飛来塩分量の評価手法の確立と、構造物へ付着する塩分量の定量的な推定手法を提案することを目的とし、以下に大別される内容について検討を行った。

- ガーゼ法の捕集効率の解明と、それに基づく真の飛来塩分量評価の実現.
- 構造物壁面への粒子の輸送・付着プロセスの評価と、簡便な付着塩分量の評価手法の提案.
- 凍結防止剤の橋梁主桁への付着特性の解明と付着量の低減手法の検証.

1.4.2 本論文の構成および各章の内容

本論文は先述の目的達成を目指し、序論である本章と以降の2章から5章、およびまとめの6章から成る。全体構成を Fig. 1.4.1 に示し、各章の内容を以下に概説する。

2, 3章では、飛来塩分量の観測法の1つであるドライガーゼ法に着目し、ドライガーゼ法の大気中塩分粒子の捕集効率を数値流体解析 (CFD) によって検討する。ガーゼ法の捕集効率を明らかにするためには、捕集装置周囲のマクロ的な視点とガーゼ繊維周囲のミクロ的な視点、それぞれで風の流れと粒子の挙動を評価する必要があると考えられる。このうち2章では、捕集装置周囲の風の流れと塩分粒子の挙動を接近風速、風向、粒子径別に評価する。ここでは、CFDにおけるガーゼのモデル化手法として、多孔質体モデルを取り上げ、気流がガーゼを通過する際に生じる圧力損失量を風洞実験によって計測し、CFDの境界条件として組み込むことで、気流がガーゼを通過する様子を再現する。また、CFDによる流れ場解析の妥当性の検証を目的として、ガーゼ法捕集装置周りの流れの可視化実験を行い、CFDによる結果と比較する。最後に、CFDによって得られた流れ場中で粒子追跡を行い、捕集装置周囲での塩分粒子の挙動を接近風速・風向・粒子径別に算出する。

3章では、ガーゼ法におけるガーゼの塩分粒子の捕捉性能について記す。ここでは、ガーゼ繊維が塩分粒子を捕捉する割合を、ガーゼ繊維を模擬した円柱群周りの流れ場解析および粒子飛散解析に基づいて算出する。以上、2章および3章の検討内容を踏まえて、ガーゼ法の捕集効率を定量的に評価し、ガーゼ法による捕集塩分量から真の大気中塩分量を算出することを可能とする。また、現地観測におけるガーゼ法の飛来塩分量の計測結果と、本研究で導出したガーゼ法の捕集効率を基に算出した飛来塩分量とを比較することで、捕集効率式の妥当性の検証を行う。

4章では、橋梁各部位に付着する塩分量の推定モデルの確立を見据え、大気中を飛来する塩分粒子の構造物表面への輸送および付着過程について検討する。ここでは、断面辺長比の異なる5種類の矩形断面を対象として流れ場解析および粒子飛散解析を実施し、構造物周囲に形成される風の流れ場が粒子の輸送・付着プロセスに与える影響を解明する。また、大気中を飛来する塩分量と構造物に付着する塩分量の関係について、構造物の壁面圧力値を用いた予測手法を提案し、その精度検証を行う。

5章では、橋梁路面上から飛散した凍結防止剤の主桁への付着特性の検討を行う。単独橋および並列橋を対象として、車両通過に伴って大気中へ飛散した凍結防止剤が橋梁の主桁へ付着する過程をCFDによって明らかにする。さらに、橋梁断面に付加部材を設けることで流れ場を強制的に変化させ、凍結防止剤の主桁へ付着量の低減を試みる。

最後に6章にて本論文をまとめるとともに、今後の展開について述べる。

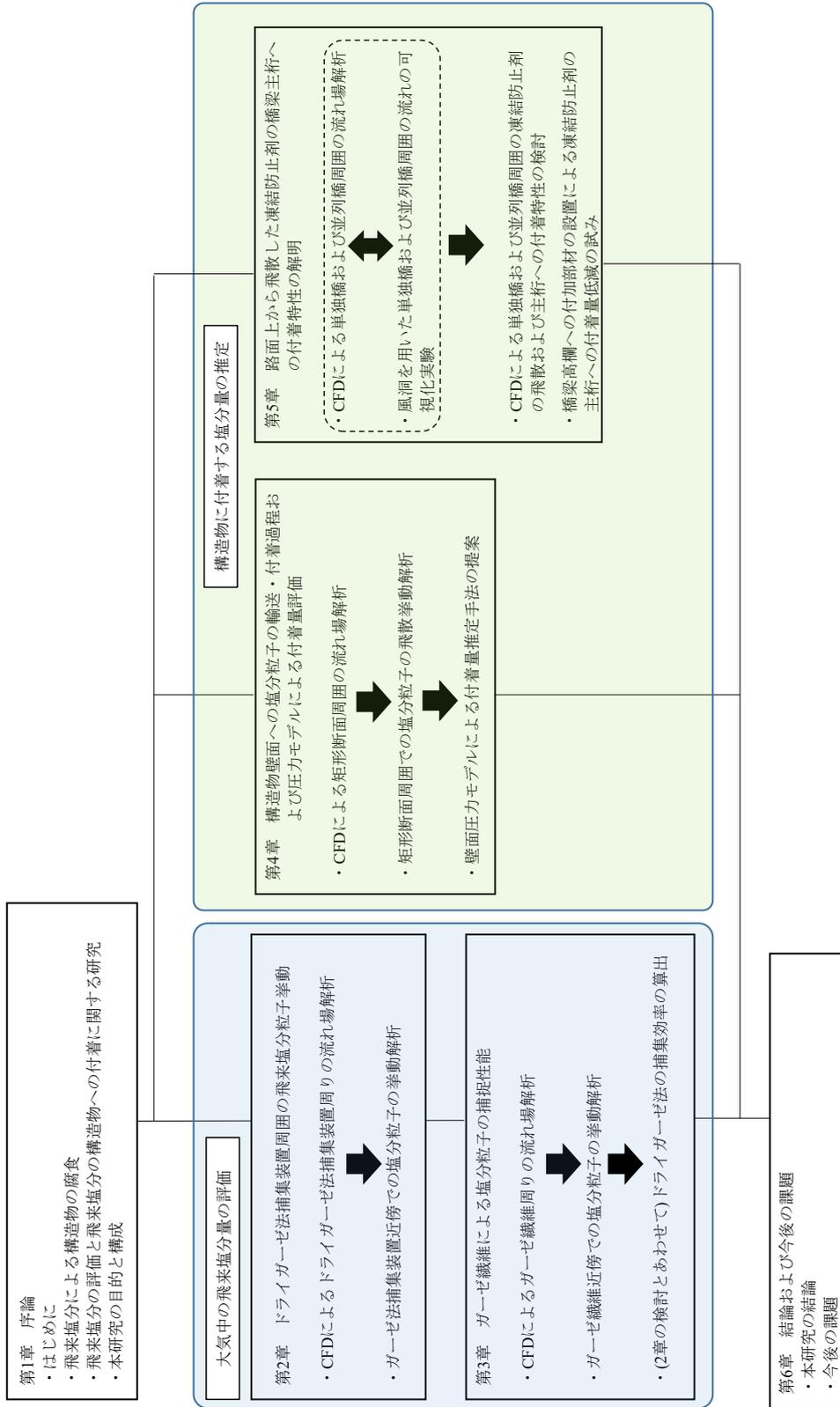


Fig. 1.4.1 本論文の構成

参考文献

- [1.1] 国土交通省：令和3年版国土交通白書，第2章2節，
<https://www.mlit.go.jp/hakusyo/mlit/r02/hakusho/r03/pdf/np102200.pdf>，2021.
- [1.2] 地震調査研究推進本部地震調査委員会：長期評価による地震発生確率値の更新について，
https://www.static.jishin.go.jp/resource/evaluation/long_term_evaluation/updates/prob2021.pdf，2021.
- [1.3] 地震工学委員会：橋梁等の対津波・対洪水設計に関する研究小委員会報告書，
https://committees.jsce.or.jp/eec216/system/files/%E5%A0%B1%E5%91%8A%E6%9B%B8_%E5%AF%BE%E6%B4%A5%E6%B3%A2%E6%B4%AA%E6%B0%B4.pdf，2020.
- [1.4] 国土交通省：第8回基本政策部会・更新時代に対応した道路政策の考え方，
<https://www.mlit.go.jp/road/ir/kihon/sir85.pdf>，2002.
- [1.5] 国土交通省：社会資本の維持管理・更新に関し当面講ずべき措置，
<https://www.mlit.go.jp/common/000991905.pdf>，2013年.
- [1.6] 国土交通省：インフラ長寿命化計画（行動計画），
<https://www.mlit.go.jp/common/001040664.pdf>，2014年.
- [1.7] 田井政行，下里哲弘，玉城善章，有住康則，矢吹哲哉：腐食により崩落に至った鋼プレートガーダー橋の崩落メカニズムと桁端部の損傷回復評価に関する解析的検討，Vol.61A，416–428，2015.
- [1.8] 下里哲弘：腐食により落橋に至った鋼橋の変状モニタリングと崩落過程について，第2回 CAESAR 講演会，2009.
- [1.9] トンネル天井板の落下事故に関する調査・検討委員会：トンネル天井板の落下事故に関する調査・検討委員会報告書，
http://www.mlit.go.jp/road/ir/ir-council/tunnel/pdf/130618_houkoku.pdf，2013.
- [1.10] 東京大学生産技術研究所：ミャンマー連邦共和国マウンミヤ橋崩落の現地調査と類似橋梁の安全確認調査の報告，<https://www.iis.u-tokyo.ac.jp/ja/news/2920/>，2021.10 確認.
- [1.11] 和歌山市 HP：六十谷水管橋破損に関する情報，
<http://www.city.wakayama.wakayama.jp/suido/1040668/index.html>，2021.10 確認.
- [1.12] 国土交通省道路局：道路メンテナンス年報，2020.
- [1.13] 土木学会鋼構造委員会鋼橋床版の調査研究小委員会：道路橋床版の新技術と性能照査型設計，2000年.
- [1.14] 日野伸一：現存する日本最古の道路用鋼桁橋～明治橋(大分)～建設の謎と損傷度調査，九州技報，No.36，9–16，2005.
- [1.15] 国土交通省社会資本整備審議会：道路の老朽化対策の本格実施に関する提言，
<http://www.mlit.go.jp/common/001036009.pdf>，2014.
- [1.16] 国土交通省国土技術政策総合研究所：橋梁の架替に関する調査結果(IV)，国総研資料，第444号，2008.

- [1.17] 松崎靖彦, 大屋誠, 安食正太, 武邊勝道, 麻生稔彦: 島根県における既設耐候性鋼橋梁の腐食実態, 構造工学論文集, Vol.53A, 805–816, 2007.
- [1.18] 岩崎英治, 中嶋龍一朗, 多和田寛, 石井一騎: 凍結防止剤散布地域での耐候性鋼橋の適用性評価に関する検討, 土木学会論文集 A1, Vol.74, 440–457, 2018.
- [1.19] 角脇怜: 大気中の海塩粒子, 地球環境とエアロゾル, 19–26, 1991.
- [1.20] Resch, F. J., Darrozes, J. S., Afeti, G. M.: Marine liquid aerosol production from bursting of air bubbles. *Journal of Geophysical Research*, 91, 1019, 1986.
- [1.21] 鳥羽良明, 田中正昭: 塩害に関する基礎的研究(第一報)海塩粒子の生成と陸上への輸送モデル, 京大防災研究所年報, 第 10 号 B, 331–342, 1967.
- [1.22] 日本規格協会: 大気暴露試験方法通則, JIS Z 2381, 2017.
- [1.23] Athanasopoulou, E., Tombrou, M., Pandis, S. N., and Russell, A. G.: The role of sea-salt emissions and heterogeneous chemistry in the air quality of polluted coastal areas,” *Atmos. Chem. Phys.*, 8, 5755–5769, 2008.
- [1.24] 国土技術政策総合研究所: 凍結防止剤散布と沿道環境, 国総研資料・第 412 号, 2007.
- [1.25] 野口恭平, 白土博通, 井伊悠, 秦聡一朗, 八木知己: 結露水の流下による洗浄を踏まえた鋼橋主桁への付着塩分量評価, 構造工学論文集 Vol.63A, 464–475, 2017
- [1.26] 新道路技術会議: 鋼橋の腐食劣化メカニズムの解明と耐久性診断に関する研究, 道路政策の質の向上に資する技術研究開発 成果報告レポート No. 21-5
- [1.27] Tørseth, K., Hanssen, J.E., and Semb, A.: Temporal and Spatial Variations of Airborne Mg, Cl, Na, Ca and K in Rural Areas of Norway, *Sci. Total Environ.* 234, pp. 75–85. 1999.
- [1.28] Japanese Industrial Standards (JIS): Determination of Pollution for Evaluation of Corrosivity of Atmospheres, Japanese Industrial Standards Committee, Tokyo, 1998.
- [1.29] Public Works Research Institute (PWRI): Nation-Wide Investigation on Air-borne Chloride (4) Relationship Between Geographical Distribution of Air-borne Chloride and Wind, Technical Memoranda of PWRI 3175, Tsukuba, Japan, 1993.
- [1.30] 社団法人日本道路協会: 鋼道路橋塗装・防食便覧, I-10-I-11, 2005.
- [1.31] ISO 9225: Corrosion of Metals and Alloy-Corrosivity of Atmospheres-Measurement of Pollution, International Organization for Standardization, 2012.
- [1.32] 外川靖人: 大気中の腐食性を分類するための国際共同暴露試験 (その 2) , 9–18, 1991.
- [1.33] 武邊勝道, 大屋誠, 広瀬望, 落部圭史, 麻生稔彦: 飛来および付着塩分組成に基づく凍結防止剤の橋梁桁下への飛来量の検討, 土木学会論文集 A1 (構造・地震工学), Vol.68, No.2, 314–324, 2012.
- [1.34] 建設省土木研究所, 社団法人鋼材倶楽部, 社団法人日本橋梁建設協会: 耐候性鋼材の橋梁への適用に関する共同研究報告 (XX) —無塗装耐候性鋼橋梁の設計・試行要領 (改定案), 共同研究報告書, 第 88 号, 1993.
- [1.35] 国土技術政策総合研究所: 耐候性鋼橋の適用環境評価方法の概要と課題,
<http://www.nilim.go.jp/lab/bcg/siryou/tnn/tnn0777pdf/ks077705.pdf>
- [1.36] 社団法人日本道路協会: 道路橋示方書・同解説, I 共通編・II 鋼橋編, 丸善, 2012.
- [1.37] 社団法人日本道路協会: 道路橋示方書・同解説, I 共通編・III コンクリート橋編, 丸善, 2012.

- [1.38] 広瀬望：GISを用いた現地計測と領域気候モデルの飛来塩分予測の統合化による耐候性鋼橋梁の腐食環境評価マップの作成，第2009-07号，2009.
- [1.39] 国土技術政策総合研究所：凍結防止剤散布と沿道環境，国総研資料，No.412，2007.
- [1.40] 日本鋼構造協会：鋼橋の腐食耐久性・維持管理技術の高度化，JSSCテクニカルレポート，No.121，2020.
- [1.41] 日本橋梁建設協会：虹橋，63号，20-47，2000.
- [1.42] 日本道路協会：鋼道路橋防食便覧，pp.III-18-III-19，2014.
- [1.43] 山本晴彦：農作物における塩害「塩風害」の特徴，日本海水学会誌，第61巻，第2号，110-117，2007.
- [1.44] 架空送電設備の鋼材腐食・摩耗現象調査専門委員会：架空送電設備の鋼材腐食・摩耗現象，電気学会技術報告，第1163号，2009.
- [1.45] 岩崎英治，小島靖弘，高津惣太，長井正嗣：塩分捕集器具の設置方向と飛来塩分の関係，構造工学論文集 Vol. 56A，616-629，2010.
- [1.46] 中村秀治，藤井堅，緒方琴未，田口義隆：地形影響を考慮した飛来塩分量の推定と構造物への塩分付着に関する検討，鋼構造論文集，第14巻，第54号，43-54，2007.
- [1.47] 小畑誠，村上太郎：腐食環境評価のための浮遊塩分量調査とその数値予測について，構造工学論文集 Vol. 60A，596-604，2014.
- [1.48] 岡憲司：JIS法およびISO法による海塩粒子評価法の検討，環境科学会誌，8(4)，409-418，1995.
- [1.49] 野口恭平，金城佑紀，秦聡一朗，白土博通，八木知己，中西克佳：任意地点橋梁における部位別の飛来塩分量予測，土木学会論文集 A1 (構造・地震工学)，Vol.73，No.2，364-375，2017.
- [1.50] 木原直人，平口博丸，高橋章，藤田慎一：時間変化する気象条件を考慮できる大気中の海塩粒子濃度予測手法の開発，電力中央研究所報告，N08021，2009.
- [1.51] 当真嗣竜，東條良太，山田義智，湯浅昇：海岸における風況と飛来塩分量の相関に関する研究，コンクリート工学年次論文集，Vol. 33，No.1，863-868，2011.
- [1.52] 小畑誠，村上太郎：腐食環境評価のための浮遊塩分量調査とその数値予測について，構造工学論文集，Vol. 60A，596-604，2014.
- [1.53] 広瀬望，坪倉佑太，武邊勝道，大屋誠，高見航右，土江彩季：異なる空間スケールに着目した海塩粒子輸送予測システム開発のための基礎的検討，土木学会第71回年次学術講演会講演概要集，95-96，2016.
- [1.54] 野口恭平，白土博通，秦聡一朗，金城佑紀，八木知己：領域気象モデルによる風況及び飛来塩分の推定，土木学会第70回年次学術講演会講演概要集，1181-1182，2015.
- [1.55] 名取暢，西川和廣，村越潤，大野崇：鋼橋の腐食事例調査とその分析，土木学会論文集，No. 668，I-54，299-311，2001.
- [1.56] 後藤悟史，麻生稔彦，宮本文穂：既存耐候性橋梁の付着塩分量とさび厚に関する相関分析，鋼構造年次論文報告集，13，333-338，2005.
- [1.57] 黒川國夫，磯光夫，勝俣盛：橋梁洗浄技術の開発，開発土木研究所月報，No.567，2000.

- [1.58] 梶村周平, 宮本重信: 消雪用水を利用した橋梁洗浄の研究, 平成 24 年度近畿地方整備局研究発表会論文集, 施工・安全管理・対策部門, No. 13, 2014.
- [1.59] 武邊勝道, 松崎靖彦, 大屋誠, 安食正太, 古川貴士, 麻生稔彦: 耐候性鋼橋梁の表面状態と付着塩類量の関係, 土木学会論文集 F, Vol. 63, No. 2, 172-180, 2007.
- [1.60] 広瀬望, 武邊勝道, 大屋誠, 佐藤誠: 腐食環境評価の高度化に向けた鋼材への付着塩分量の推定のための基礎的検討, 構造工学論文集 Vol.60A, 605-612, 2014.
- [1.61] 中村秀治, 藤井堅, 緒方琴未, 田口義隆: 地形影響を考慮した飛来塩分量の推定と構造物への塩分付着に関する検討, 鋼構造論文集, 第 14 巻, 第 54 号, 43-54, 2007.
- [1.62] 長谷部寛, 小杉翼, 畑本詩音, 河合泰斗, 中山駿也, 野村卓史: 橋梁周りの飛来塩分挙動推定のための流れの可視化画像の画像処理法, 第 22 回風工学シンポジウム論文集, 353-358, 2012.
- [1.63] Hasebe, H., Sakakibara, Y., Yamaya, K., Sone, R., Haruki, Y., Nomura, T.: Wind tunnel experiment to estimate the amount of airborne sea salt adhering to the surface of a bridge, Proc. 14th International Conf. on Wind Eng., ID_2336, USB flash drive, Porto Alegre, Brazil, 22-26 June, 2015.
- [1.64] 中西克佳, 加藤真志, 岩崎英治: 風洞実験による橋梁断面の部位別付着塩分分布評価手法に関する基礎的研究, 土木学会論文集 A1, Vol. 67, No. 2, 326-335, 2011.
- [1.65] チェンデラ ロナルド, 勝地弘, 山田均, 佐々木栄一: 橋桁周りの飛来塩分挙動推定に関する研究, 構造工学論文集, Vol. 58A, 528-541, 2012.
- [1.66] 金城佑紀, 野口恭平, 秦聡一朗, 姜詠, 白土博通, 八木知己, 服部洋: 数値解析による構造物表面への飛来塩分付着量の予測, 第 23 回 風工学シンポジウム論文集, 511-516, 2014.
- [1.67] 坪倉佑太, 広瀬望, 武邊勝道, 大屋誠: 山陰地方における大気中の塩分濃度計測に基づく鋼材への塩分付着率の推定, 構造工学論文集, Vol. 62A, 549-558, 2016.
- [1.68] 加藤真志, 武田勝昭: 飛来塩分の数値解析的評価技術の橋梁への適用～耐候性鋼材適用地域拡大への試み～, 鋼構造論文集, 第 7 巻, 第 28 号, 45-54, 2000.
- [1.69] 繁田匡寿, 八木知己, 野口恭平, ビンイ・マイケル・キナマ, 杉井謙一, 白土博通: 空気力学的対策による橋梁各部位への飛来海塩粒子付着量の低減, 構造工学論文集, Vol. 63A.
- [1.70] 山田文則, 細山田得三: 海岸構造物への飛来塩分の付着過程に関する研究, 海岸工学論文集, 第 51 巻, 1126-1130, 2004.
- [1.71] 山田文則, 細山田得三, 下村匠, 佐藤賢介: 構造物周辺における飛来塩分の輸送過程に関する数値解析と現地観測, コンクリート工学年次論文集, Vol. 28, No. 1, 1001-1006, 2006.
- [1.72] 木村恵子, 曾根真理, 並河良治, 桑原正明, 角湯克典: 凍結防止剤散布と沿道環境, 国土技術政策総合研究所資料, 2007.
- [1.73] 山口栄輝, 三好崇士, 坂口哲也, 加納勇, 藤井康盛: 凍結防止剤の耐候性鋼橋梁への影響, 土木学会第60回年次学術講演会, 2005.
- [1.74] 青山實伸, 松田哲夫: 凍結防止剤によるコンクリート構造物への塩分浸透性状, コンクリート工学年次論文集, Vol.26, No.1, 2004.

- [1.75] 小尾稔, 田口史雄, 嶋田久俊: 路面凍結防止剤がコンクリート橋の塩害, 凍害に及ぼす影響, 寒地土木研究所月報, No.635, 2006.
- [1.76] 武邊勝道, 大屋誠, 広瀬望, 落部圭史, 麻生稔彦: 飛来および付着塩分組成に基づく凍結防止剤の橋梁桁下への飛来量の検討, 土木学会論文集 A1 (構造・地震工学), Vol.68, No.2, 314-324, 2012.
- [1.77] 岩崎英治, 中嶋龍一郎, 多和田寛, 石井一騎: 凍結防止剤散布地域での耐候性鋼橋の適用性評価に関する検討, 土木学会論文集 A1 (構造・地震工学), Vol.74, No.3, 440-457, 2018.
- [1.78] 秦聡一郎, 白土博通, 野口恭平, 八木知己: 車両走行による凍結防止剤の飛散特性, 土木学会論文集 A1 (構造・地震工学), Vol.73, No.1, 195-205, 2017.
- [1.79] 岩崎英治, 永藤壽宮, 湯浅昭, 西剛広: 凍結防止剤の飛散と鋼橋の腐食, 構造工学論文集, Vol.58A, 655-667, 2012.

第2章 ドライガーゼ法捕集装置周囲の飛来塩分粒子挙動

2.1 概説

飛来塩分は鋼材の腐食を促進する最重要因子の1つであり、鋼橋の塗膜の種類や厚さも架橋地点の飛来塩分量から決定されるため、あらかじめ架橋地点の飛来塩分量を正確に把握しておく必要がある。ドライガーゼ法(以下、ガーゼ法: Fig. 2.1.1)は、飛来塩分量観測手法の1つであり、塩分粒子を含んだ空気が木枠にはめ込まれた二重のガーゼを通過する際にガーゼに捕捉された塩分量から、当該地点の飛来塩分量を評価する。ガーゼ法による捕集塩分量は鋼材の腐食減耗量と関連付けがなされるなど、腐食環境を表す重要な指標となる。しかし、ガーゼ法による飛来塩分粒子の捕集効率は一明らかになっておらず、ガーゼ法の捕集塩分量と大気中の真の塩分量との対応関係は不明というのが現状である。これは、架橋地点の腐食環境が適切に評価できていないという実務的な問題に直結する。また、近年の計算性能の向上に伴って、橋梁周囲の流れの数値解析に基づく付着量評価も実現しつつあるが、そのためには、橋梁周囲の塩分量の正確な値が入力値として必要となる。ガーゼ法の観測結果は豊富であるため、ガーゼ法による塩分量の観測結果を数値計算の入力値として用いることが望ましいが、このためには捕集効率を定量的に評価する必要がある。

小畑・村上 [2.1] は、屋外観測によってガーゼ法の捕集効率を評価し、ガーゼ法の捕集効率は観測期間によって変動することを報告しているが、ガーゼ法の捕集効率と風速、大気中の浮遊塩分濃度の間に関連は見られなかったとしている。ここで、ガーゼ法で得られる飛来塩分量 Q [$\text{mg}/\text{dm}^2/\text{day}$] と大気中の塩分濃度 C [mg/m^3]、およびガーゼ法の捕集効率 γ の関係は以下の式 (2.1.1) のように書ける。

$$Q = \frac{1}{T} \int_T \gamma C u A dt \quad (2.1.1)$$

ここで、 T : 観測日数、 A : 主流方向のガーゼ投影面積 [m^2]、 u : 接近風速 [m/s]である。

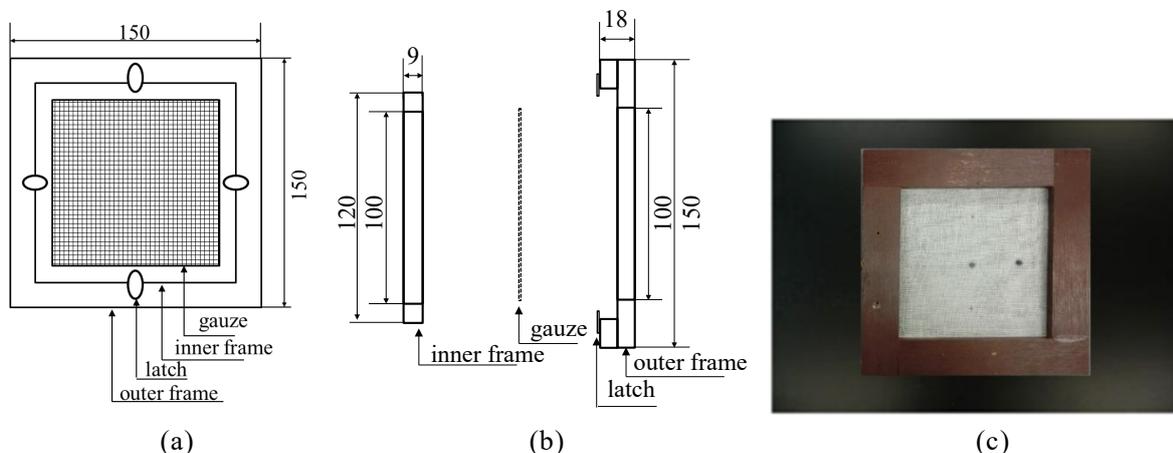


Fig. 2.1.1 ガーゼ法捕集装置 (a) 前面図 (単位: mm), (b) 側面図 (単位: mm), (c) 実物

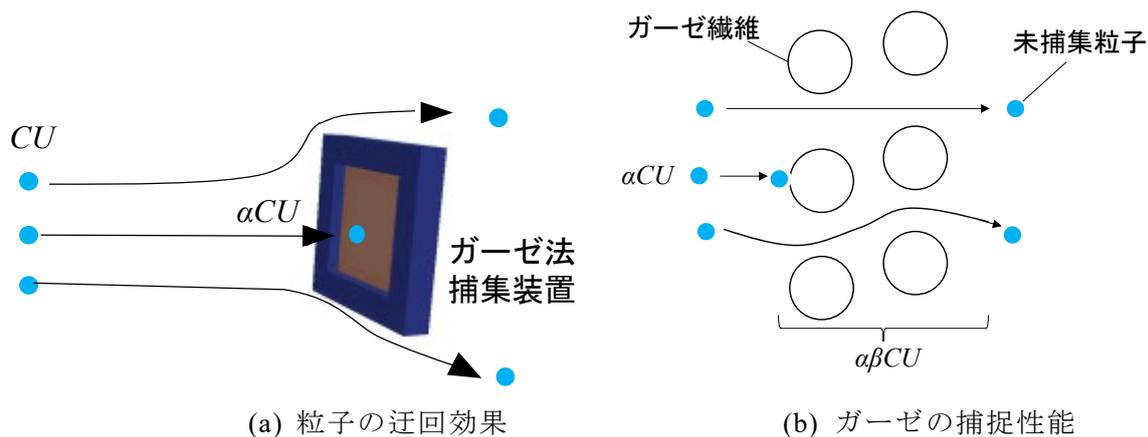


Fig. 2.1.2 ガーゼ法の捕集効率を決定する2つの効果

式 (2.1.1) は、塩分粒子の質量フラックスにガーゼ法の捕集効率 γ を乗じた値が、ガーゼによって捕捉される飛来塩分量 Q [mg/dm²/day] であることを示している。

ガーゼ法の捕集機構に着目すると、ガーゼ法の捕集効率 γ に影響を及ぼす効果としては、Fig. 2.1.2 に示す様に、「捕集装置が接近風に対して抵抗となり、塩分粒子を含んだ風が捕集装置を迂回するように流下する効果」と、「ガーゼによる粒子の捕捉性能」の2つの因子が考えられる。つまり、捕集効率 γ は、粒子が捕集装置を迂回する流れを振り切ってガーゼ部へ到達する割合 α と、ガーゼ繊維による捕捉率 β の積として以下の様に定式化できる。

$$\gamma = \alpha\beta \quad (2.1.2)$$

本研究では、到達率 α を、ガーゼ投影面積内を上流より飛来する粒子数に対するガーゼ部に到達した粒子数の割合と定義する。また、捕捉率 β は、ガーゼ部に流入した粒子数に対するガーゼ繊維に捕捉された粒子数の割合と定義する。ガーゼ法の捕集効率に関する既往の研究では、この2つの要素を区別しておらず、包括的な議論が困難であった。さらに、ガーゼと木枠の組み合わせによって生じる捕集装置周囲の複雑な流れ場も捕集効率の解明を困難なものとする一因と考えられる。本研究では、数値流体解析 (CFD) によって、ガーゼ法捕集装置周囲のマクロな流れ場とガーゼ繊維周囲のミクロな流れ場を算出し、それぞれの流れ場中で粒子飛散解析を実施することで、ガーゼ法の捕集効率を決定する上述の2つの効果を評価する。本章ではこのうち、「粒子の迂回効果」すなわち粒子のガーゼ部への到達率 α について検討する。なお、捕捉率 β については、次章で検討する。

研究の流れは次の様である。まず、風洞を用いた可視化実験によってガーゼ法捕集装置周囲の流れ場を評価する。続いて、CFD を用いて捕集装置周辺の流れ場を計算し、可視化実験の結果と比較することで、その妥当性を検証する。さらに、ガーゼ法捕集装置近傍の風速と捕集装置に作用する空気力を風洞実験によって計測し、CFD による解析結果を定量的に検証する。最後に、得られた流れ場中で粒子の飛散解析を行うことで、到達率 α を風速、風向、塩分粒子径に関して定量的に評価する。しかし、ここで問題となるのが CFD に

おけるガーゼの取り扱いである。ガーゼは、細かな繊維が縦横に無数に編み込まれた複雑な構造を有しており、CFDにおいてこれを忠実に再現するには、膨大な計算格子が必要となり、計算負荷の面から現実的ではない。そこで本研究では、解析対象物の詳細な形状を再現するのではなく、流体速度と圧力損失の関係を運動方程式に組み、対象物体を流体に対する抵抗として表現する手法をとる。この方法は一般に多孔質媒体モデルと呼ばれ、多孔質構造物を通る流れの解析にしばしば適用される [2.2]–[2.5]。多孔質体の構造と圧力損失の関係についても、多くの研究が報告されている [2.6]–[2.8]。多孔質体モデルについては次節にて、詳しく述べることとする。

以下に、本章の構成を示す。

2.2 節では、多孔質体モデルの概要について記すとともに、本研究で対象となるガーゼへの適用可能性について述べる。2.3 節では、各種風洞実験の概要について説明する。2.4 節では、CFDによるガーゼ法捕集装置の流れ場解析の手法について述べる。2.5 節では、風洞実験の結果とCFDによる流れ場解析結果を示し、CFDの妥当性を検証する。2.6 節では、CFDによって得られた流れ場中で粒子飛散解析を実施し、粒子のガーゼ部への到達率 α を算出する。最後に2.7 節において、本章のまとめを記す。

2.2 多孔質体モデルの概要

本研究では、ガーゼ法捕集装置周りの流れ場解析を行うため、ガーゼを気流が通過する様子を再現する必要がある。ガーゼの様に解析対象が複雑且つ緻密な構造である場合、多孔質体モデルと呼ばれるモデル化手法が有用である。多孔質体モデルとは、対象物体の細かな形状を再現するのではなく、解析領域内の対象物体を多孔質領域として設定し、多孔質領域に流入する流体に対して流入速度に応じた流体抵抗を与える方法である [2.2]。流体抵抗の与え方としては、多孔質体に流入する流体の速度とそれによって生じる圧力損失の関係式を運動方程式に組み込むことで、多孔質体による抵抗を表現する。この多孔質体モデルによるモデル化手法は、CFD解析において一般的に使用されており、例えば防風ネットを多孔質体モデルによってモデル化した研究 [2.6] や、熱交換器のファンを対象としたもの [2.7]、漁業ネットを対象としたもの [2.8]–[2.10] など多岐にわたる。

CFDにおける多孔質体モデルの実装は、具体的には、以下の式 (2.2.1) のように流体の基礎方程式である Navier-Stokes 方程式に多孔質体による抵抗 S_i のソース項を追加することによって、多孔質体による流体への影響を表現する [2.11]。

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + S_i \quad (2.2.1)$$

ここで、 ρ は流体密度 [kg/m^3]、 μ は流体の粘性係数 [$\text{Pa}\cdot\text{s}$] である。また、多孔質体の抵抗を表すソース項 S_i は、多孔質体外部の領域では $S_i = 0$ であり、多孔質体内部では Darcy-Forchheimer 則 [2.12] によって、以下のように表される。

$$S_i = \frac{\partial p}{\partial x_i} = - \left(\sum_{j=1}^3 \mu D_{ij} + \sum_{j=1}^3 \frac{1}{2} \rho |u| F_{ij} \right) u_j \quad (2.2.2)$$

この抵抗 S_i は、多孔質体内の圧力勾配に寄与し、流入する流体速度に応じた圧力降下を生じさせる。ここで、式 (2.2.2) 中の抵抗係数 D_{ij} 、および F_{ij} は、次の様なマトリックスで表される。

$$D_{ij} = \begin{pmatrix} D_n & 0 & 0 \\ 0 & D_t & 0 \\ 0 & 0 & D_t \end{pmatrix} \quad (2.2.3)$$

$$F_{ij} = \begin{pmatrix} F_n & 0 & 0 \\ 0 & F_t & 0 \\ 0 & 0 & F_t \end{pmatrix} \quad (2.2.4)$$

ここで、 D_n ：法線粘性抵抗係数、 D_t ：接線粘性抵抗係数、 F_n ：法線慣性抵抗係数、 F_t ：接線慣性抵抗係数である。

式 (2.2.2) の右辺第 1 項は粘性抵抗を、第 2 項は慣性抵抗 (形状抵抗) を表している。式 (2.2.2) の右辺第 2 項を省略したものは一般的に Darcy 則と呼ばれ、構造体が密で、流速が比較的小さい場合の、粘性抵抗が慣性抵抗に比べて支配的な流れ場で成立する。しかし、多孔質体後方で剥離渦が生じる高レイノルズ数場では、多孔質体の形状抵抗が影響を及ぼし、多孔質体周りの慣性抵抗が無視出来なくなる。そこで Forchheimer はこの慣性効果を表現すべく、Darcy 則を修正し、速度の 2 乗項を付加した (Forchheimer, 1901) [2.13][2.14]。これが、一般に Darcy-Forchheimer 則と呼ばれる法則である (修正 Darcy 則, Forchheimer 則などと呼ばれることもある)。例えば、岩石中の流れの場合、層流には Darcy 則を適用し、visco-inertial 流には Darcy-Forchheimer 則を適用するのが一般的なようである [2.15]。本研究で対象とするガーゼ法周りの流れ場は、レイノルズ数が数万の乱流状態であることから、Darcy-Forchheimer 則を適用するのが適切であると思われる。

また、式 (2.2.2) で表される Darcy-Forchheimer 則は、多孔質体が等方均質物体の場合、流体の流れの方向によらず一定の抵抗が発生するため、スカラー値 D 、および F を用いて、次のように書き換えられる。

$$S_i = \frac{\Delta p}{\Delta x} = - \left(\mu D + \frac{1}{2} \rho |u| F \right) u_i \quad (2.2.5)$$

ここで、 Δp ：多孔質体を通過することによって生じる圧力損失量[Pa]、 Δx ：流体の流れ方向の多孔質体長さ[m]である。係数 D および F は、当然であるが対象となる多孔質物体によって異なり、これまでに各種金網 [2.16]-[2.20]や透過性パネル [2.21]、ナイロンガーゼ [2.22] に対して数多くの研究報告がなされている。しかし、本研究で使用するガーゼの抵抗係数は未知であるため、多孔質体モデルをガーゼへ適用するためには、ガーゼの抵抗係

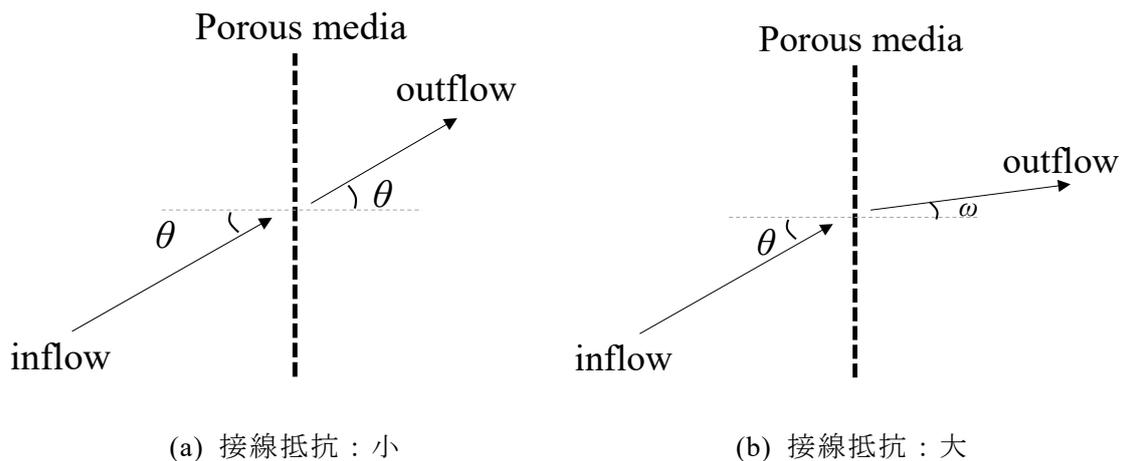
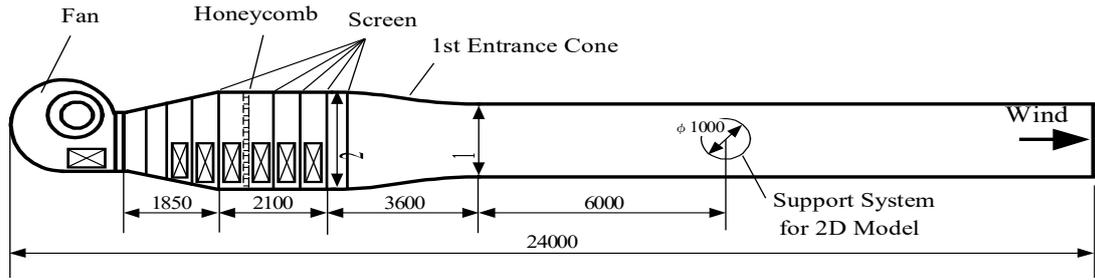
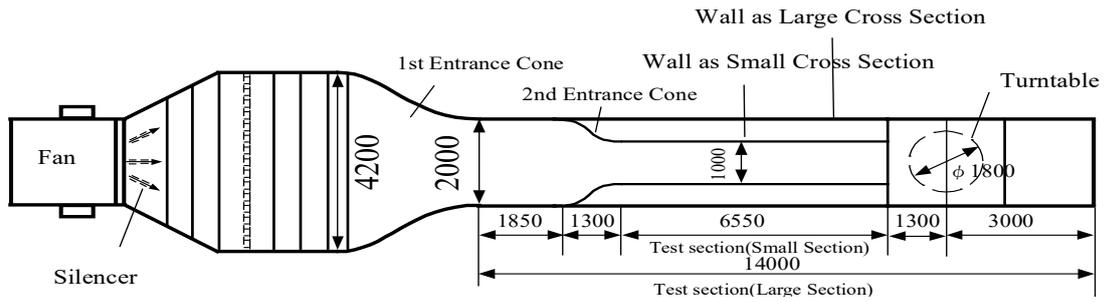


Fig. 2.2.1 接線方向の抵抗の大小と流れの挙動

数を風洞実験によって計測せねばならない。また、多孔質体モデルのガーゼへの適用性について考えると、ガーゼの厚みの取り扱いも検討事項の一つとなる。ガーゼは厚さ方向に極めて薄く、巨視的に見れば2次元物体と見なせる。厚みの薄い物体へ多孔質体モデルを適用した例としては、例えば、Kuroyanagi [2.23] はビニールハウスに対して2次元的な多孔質体モデルを適用して周囲の流れ場を計算し、定量的に妥当な結果を得ている。ここで2次元的な多孔質体モデルとは、物体の接線方向の抵抗を無視したモデルのことである。流れが多孔質体 (Porous media) 内に流入した時、物体接線方向 (面方向) の抵抗が無視できるほど小さければ、Fig. 2.2.1 (a)のように流れの流入角と流出角は一致する。一方で、接線方向の抵抗が大きい場合、Fig. 2.2.1 (b)のように流れが曲げられ、流れの流入角と流出角は一致しない。野田ら [2.24] も、接線抵抗を考慮しない多孔質媒体モデルを用いて、様々な空隙率の防風ネット周りの流れ場を計算している。しかし、比較的大きな空隙を持つネット周辺の風速分布は実験結果と比較してよく再現されたものの、比較的小さな空隙を持つネットでは、数値解析と実験値に差異がみられた。空隙率が小さい場合には、物体接線方向の抵抗は大きくなることが予想され、先述した Kuroyanagi の研究において対象とされたビニールハウスは、比較的空隙率が大きく、接線方向の抵抗が小さいために、2次元的な多孔質体モデルによって妥当な結果が得られた可能性がある。今回の研究で対象とするガーゼが仮に Fig. 2.2.1 (b) の接線抵抗が大きい物体に相当すれば、3次元的な多孔質体モデルによるモデリングが必須となるが、接線方向の抵抗係数を評価することは容易ではない。そこで本研究では、まず接線抵抗を無視した2次元的な多孔質体モデルによってガーゼのモデリングを試みる。続いて可視化実験によって得られた捕集装置周囲の流れ場とCFDによる流れ場を比較することで、モデリングの妥当性について検証する。なお、ガーゼ法線方向の抵抗係数については、風洞を用いたガーゼによる圧力損失測定によって評価する。この実験の概要については、次節の風洞実験手法の中で述べる。



(a) 側面図 (単位：mm)



(b) 上面図 (単位：mm)



(c) 外観

Fig. 2.3.1 吹き出し式エッフェル型室内回流式風洞の詳細

2.3 風洞実験手法

風洞実験および以降で記す流れ場解析ではともに、JIS Z 2382 規格に従い、外径 150 mm の木枠を有するガーゼ法捕集装置を使用した。木枠の厚さやガーゼの空隙率に関しては JIS で規定されておらず、本研究では、厚さが 18 mm の木枠と、空隙率が 0.605 (繊維径 0.2mm, 開口部 0.7mm) の医療用ガーゼ (白十字, Absorbent Gauze) を採用した。3次元平板の空力特性に関する先行研究 [2.25][2.26] によれば、厚さが外径よりも十分に小さい場合、空力係数はアスペクト比によって殆ど変化しないことが報告されている。したがって、捕集装置周囲の流れ場に対する木枠厚の影響については検討の余地はあるものの、ガーゼ法捕集

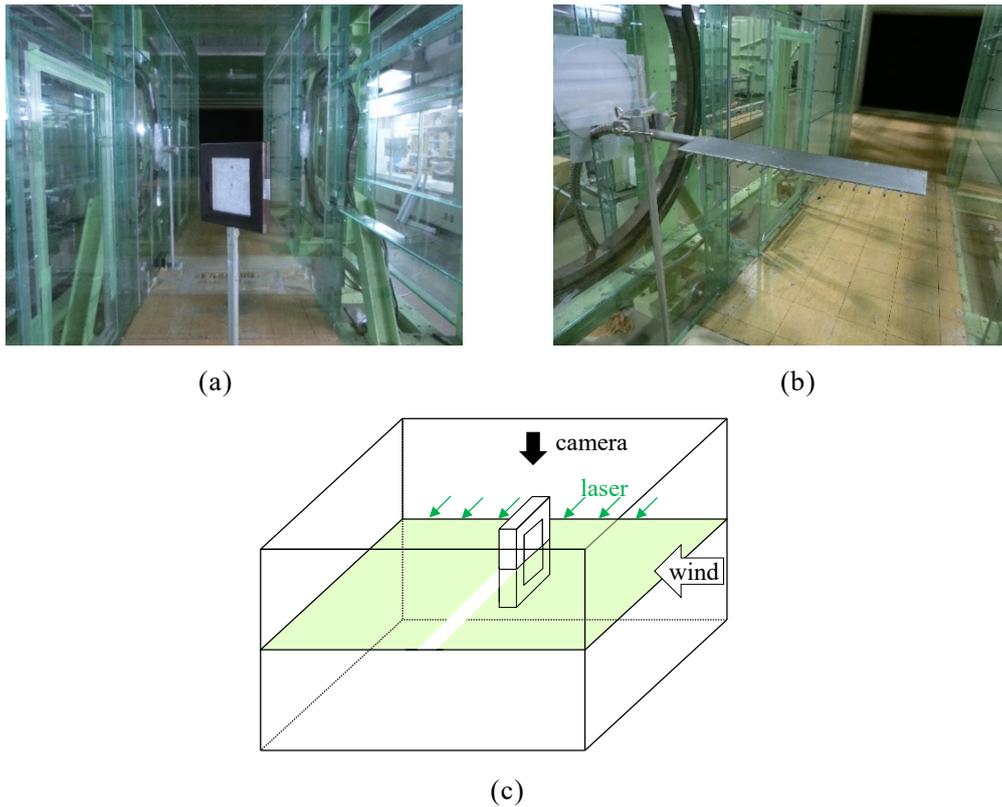


Fig. 2.3.2 可視化実験の概要 (a) 捕集装置, (b) 翼型煙拡散器, (c) 撮影の模式図

装置の木枠厚さは外径に比べて十分小さいため、流れ場への影響は小さいと考えられる。また、ガーゼの空隙率に関しては、ネット構造体の空力特性は空隙率によって変化することが報告されている [2.27]。しかし、本研究の目的は、風の状態による捕集効率の変化を観察することであるため、1種類のガーゼのみを使用した。なお、ガーゼ繊維による粒子状物質の捕集について検討した、芳住による研究 [2.28] では、1 cm 間あたり 12 本の縦糸および横糸を有するガーゼが使用されており、これは本研究で使用したガーゼと同程度である。これは一例に過ぎないが、一般的に使用されている医療用ガーゼにおいては、繊維間隔や空隙率に大きな違いがないことも推察される。

以下、各種風洞実験の概要について述べる。

2.3.1 ガーゼ法捕集装置周囲の流れの可視化実験

ガーゼ法捕集装置周囲の流れの可視化実験により、ガーゼ近傍の流れ場特性を調査した。具体的には、風洞内に設置したガーゼ法捕集装置の上流側からトレーサー粒子を発煙させ、可視化レーザー光を照射することでガーゼ法捕集装置中央断面の流れ場を撮影した。続いて、撮影で得られた画像データに対して PIV (=Particle Image Velocimetry) 解析を行うことで、ガーゼ法捕集装置周囲の詳細な流れ場の時系列データを得た。PIV 解析とは、流体と同じ速度で運動するトレーサー粒子によって可視化された流れ場の画像から、粒子の速度と方向を同時に解析する流体画像計測方法である。PIV を用いることで、流れ場の流速分

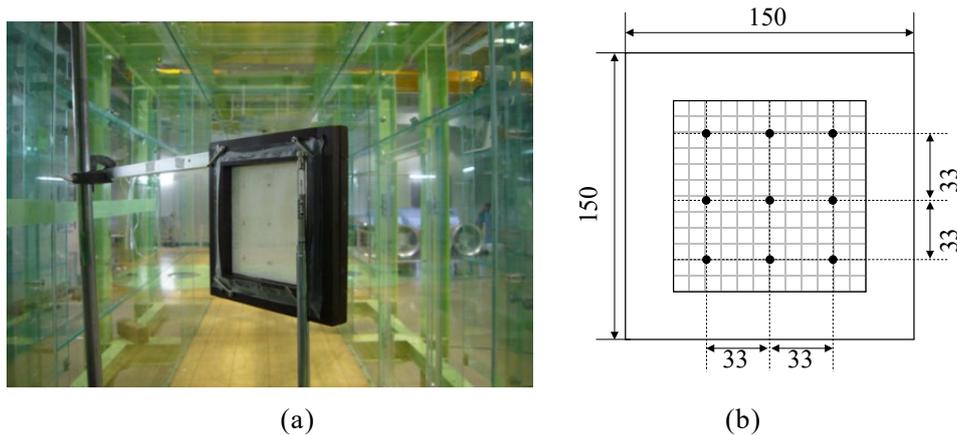


Fig. 2.3.3 ガーゼ法捕集装置近傍の風速測定 (a) 計測時の様子, (b) 計測点 (単位:mm, ●が計測点)

布を非接触かつ多点同時に計測することが可能となる。また、現在では技術が発達し、乱流場や三次元場への適用が試みられている。しかし、物体間を通過する複雑な流れ場に PIV 解析を適用した場合には、物体によってトレーサー粒子を照射する光が遮られるなど信頼性の低い測定値になりうるという欠点を有する [2.29]。

可視化実験に使用した風洞は、京都大学大学院工学研究科桂キャンパス C1 棟地下に設置された吹き出し式エッフェル型室内回流式風洞 (Fig. 2.3.1) である。測定部は高さ 1,800 mm、幅員 1,000 mm、測定部全長 6,550 mm であり、風速は 0~30 m/s にわたり連続的に変化可能な風洞である。また、模型設置位置ではほぼ一様な風速分布をとり、かつ風速 10 m/s 時の主流方向の乱れ強度は 0.3% となることが確認されている。なお本研究では、ガーゼの圧力損失係数測定実験を除くすべての実験を、この風洞を用いて一様流の条件下で行った。

Fig. 2.3.2 (a) に示すように、ガーゼ法捕集装置を直径 20 mm の丸棒で風洞床面より支持した。閉塞率 (捕集装置の断面積と風洞の断面積の比) は、捕集装置と接近風が直交しているときに最大値 1.25% に達する。接近風速は 1 m/s であり、これに対応するレイノルズ数 ($Re = UD/\nu$, D : 集塵装置の外径, ν : 動粘性係数) は 1.0×10^4 となる。また、ガーゼ法捕集装置に対して、接近風が直交する角度を 0° として、 0° , 22.5° , 45° , 67.5° と、ガーゼ法捕集装置を回転させ、風向ごとの流れ場を撮影した。

トレーサー粒子には粒径が $0.3\text{--}1\ \mu\text{m}$ となるグリコール水溶液を使用した。粒子は、煙発生装置 (KANOMAX 社製, Model 8304) から供給され、捕集装置から 3000 mm 上流に設置された翼型の煙拡散装置 (Fig. 2.3.2 (b)) によって風洞内に拡散された。Fig. 2.3.2 (c) に示す様に、Nd:YVO4 レーザー (KATO KOKEN, PIV Laser LB2000) を捕集装置中央断面に照射し、風洞上部に設置された CMOS カメラ (KATO KOKEN, k8-USB, resolution: 1024×1024 pixels) によって流れ場を撮影した。画像は 300fps で 10 秒間撮影され、合計 3000 フレームを用いて時間平均風速を算出した。PIV 解析では、連続する 2 枚の画像間の粒子の変位を計算して速度分布を求める画像相関法 [2.30] を用いた。探査領域サイズは 32×32 pixels で、隣り合う格子点間で 50% のオーバーラップとなるように設定している。過誤ベクトルは、統計処理 [2.31] に基づいて、周囲 8 点の速度ベクトルの平均値と比較して除去した。

2.3.2 ガーゼ法捕集装置近傍の風速測定

本実験で使用した風洞は、前述の可視化実験と同様に吹き出し式エッフェル型室内回流式風洞である。この風洞の内部に Fig. 2.3.3 (a) に示すように、ガーゼ法捕集装置を設置し、捕集装置近傍の風速を熱線式風速計 (KANOMAX 社製, Anemomaster Professional Standard, Model 6036) で測定した。この風速計は、先端のプロープで 0.01–30.0 m/s までの一方向の時間平均風速を測定することができ、精度は読み取り値の $\pm 3\%$ または 0.015 m/s である。風向きを考慮するために、接近風に対する捕集装置の設置角度を、接近流とガーゼ面が直交する場合を 0° として、装置を 0° , 22.5° , 45° , 67.5° 回転させた。また、接近風速は 1, 3, 5 m/s ($Re = 1.0 \times 10^4$, 3.0×10^4 , 5.0×10^4) とした。風速の測定点は、ガーゼの前面それぞれにおいて、Fig. 2.3.3 (b) に示すガーゼ上の 9 点で、主流方向の 1 分間平均風速を測定した。なお、木枠の影響で、実際の測定点はガーゼ面より数十 mm 離れており、例えば風向 0° のケースではガーゼ面から約 10 mm 離れている。また、風向 67.5° のケースにおいては一部の計測点が木枠と被るため計測を省略した。

2.3.3 ガーゼ法捕集装置の空力係数の測定

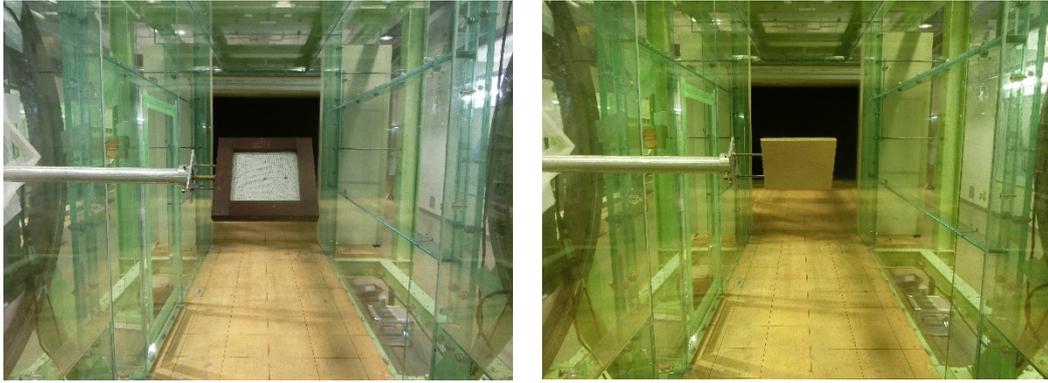
CFD におけるガーゼ法捕集装置周りの流れ場解析の妥当性を検証するため、風洞実験によってガーゼ法捕集装置に作用する空気力を計測した。Fig. 2.3.4 (a) のように丸棒を用いて風洞側方より支持した捕集装置に作用する抗力と揚力を、3 分力検出器 (NISSHO-ELECTRIC-WORKS, LMC-3501-5) を用いて測定した。このセンサーの容量は、抗力、揚力、ピッチングモーメントに対して、それぞれ 5 N, 5 N, 5 N·m であり、精度は容量の 0.03%–0.05% である。信号は 1,000Hz で 1 分間サンプリングし、シグナルコンディショナー (KYOWA 社製, MCF-8A) と A/D 変換器 (GRAPHTEC 社製, GL7000-UM-802) を介して処理システムに入力した。分解能は、抗力と揚力が 2.2×10^{-6} N, ピッチングモーメントが 1.2×10^{-7} N·m である。風速は 3 および 5 m/s ($Re = 3.0 \times 10^4$, 5.0×10^4) とした。支持棒に作用する空気力を無視できないことから、支持棒のみに作用する空気力を別途計測し、支持棒と捕集装置に作用する空気力から差し引くことで、捕集装置のみに作用する空気力を評価した。

空気力係数 (抗力係数 C_d , 揚力係数 C_l) は、以下の式を用いて算出した。

$$C_d = \frac{D_f}{0.5\rho U^2 A}, \quad C_l = \frac{L_f}{0.5\rho U^2 A} \quad (2.3.1)$$

ここで、 D_f は抗力 [N], L_f は揚力 [N], ρ は空気密度 [kg/m^3], U は接近風速 [m/s], A はガーゼと木枠の合計面積 ($(0.15 \text{ m})^2 = 0.0225 \text{ m}^2$) である。空気力の主流方向成分を抗力、主流直交鉛直成分を揚力と定義する。

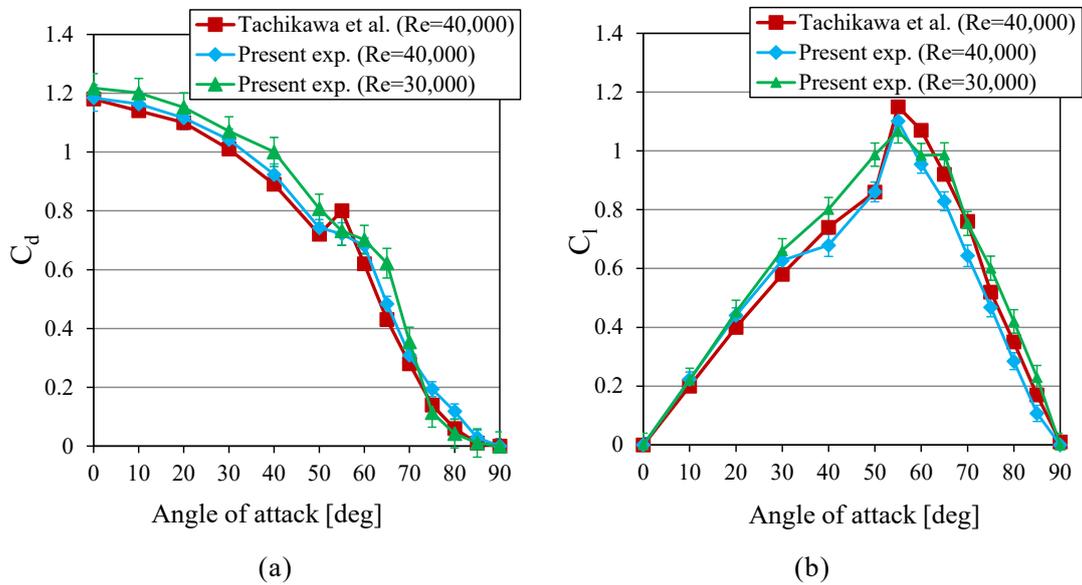
ガーゼ法捕集装置の空気力の計測に先立って、測定の精度を検証するために、Fig. 2.3.4 (b) に示すように、厚みと外径の比が 0.05 の平板 (100 mm×100 mm×5 mm) の空力係数を測定し、立川・福山 [2.25] の実験結果と比較した (Fig. 2.3.5)。なお、使用した平板は、立川らと同様に 100 mm 四方、厚さ 5 mm の平板である。ただし、立川らはアクリル製の平板を使用しているのに対して、本研究では木製の平板を用いていることを注記しておく。Fig. 2.3.5 より、抗力係数、揚力係数とも測定値が立川らの結果と概ね一致しており、本実



(a)

(b)

Fig. 2.3.4 空気力係数測定の様子 (a) ガーゼ法捕集装置, (b) 平板



(a)

(b)

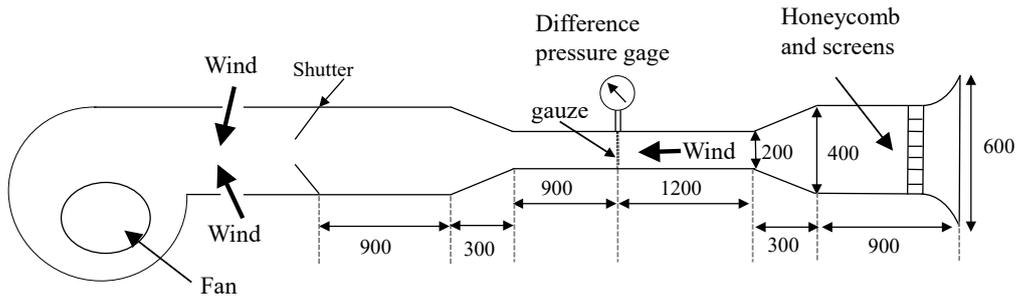
Fig. 2.3.5 実験によって得られた平板の抗力係数 C_d と揚力係数 C_l の 既往の研究 [2.25] との比較 (a) C_d , (b) C_l , 図中のエラーバーは空気力係数の標準偏差に対応している.

験は，立川らによる計測と同程度の精度を有しているものと判断できる．したがって，ガーゼ法捕集装置に作用する空気力測定も平板と同様の手続きで実施することとした．

2.3.4 ガーゼの圧力損失係数の測定

接線方向の抵抗を無視した 2 次元的な多孔質体モデルにおける圧力損失量と接近風速の関係は，以下の式 (2.3.2) の様に書ける [2.12][2.32].

$$\Delta p / \Delta x = -(\mu D_n U + 0.5 \rho F_n U^2) \quad (2.3.2)$$



(a) 吸い込み式風洞



(b) 風洞内に張られたガーゼ

Fig. 2.3.6 ガーゼの圧力損失測定実験の様子

ここで、 U は接近風速 [m/s]、 D_n は法線方向の粘性抵抗係数 [$1/m^2$]、 F_n は法線方向の慣性抵抗係数 [$1/m$]である。本研究では、まず式 (2.3.2) に基づき、ガーゼの接線方向の抵抗を考慮せずに多孔質媒体モデルを用いて捕集装置周りの流れ場を計算した。式 (2.3.2) 中の D_n と F_n は対象となる材料に依存するため、風洞実験によりガーゼのこれらの係数を評価した。以下に、この実験の概要について説明する。

流体が多孔質体を通過することにより生じる圧力損失量は、多孔質体を風洞内に設置して気流を通過させ、多孔質体前後の風洞壁面に作用する静圧を計測し、この静圧の差として求められる。多孔質体により生じる圧力損失の代表値として、風洞壁面に作用する静圧を求めるのは、その断面で流体が有するエネルギーを壁面圧力により代表できるとの考えからである [2.33]。本研究では、ガーゼの圧力損失測定に、京都大学大学院工学研究科の吸い込み式風洞 (Fig. 2.3.6 (a)) を使用した。この吸込み式風洞は、測定部高さ 200 mm、幅 200 mm、測定部全長 2,100 mm で、平均風速 3 m/s のとき主流方向の乱れ強度が 0.5% となることが確認されている。なお、ガーゼ法では、ガーゼを 2 重にして使用するため、本実験でも気流が 2 重にしたガーゼを通過することにより生じる圧力損失量を測定した。接近風速は 1, 2, 3, 4, 5, 6 m/s とした。Fig. 2.3.6 (b) に示すように風洞内にガーゼを張り、ガーゼから前後 30 mm の位置の風洞壁面にあけた圧力孔にビニールチューブ (サンバゴン株式会社, TYGON) を接続し、差圧計 (DMP302N12, 岡野製作所株式会社製) でガーゼ前

後の圧力差，すなわち圧力損失量を測定した．尚，風洞壁面の圧力孔のガーゼからの距離を 30 mm としているが，ガーゼから前後にそれぞれ 100 mm，および 300 mm 離れた位置にも圧力孔を設け，同様に圧力損失量を計測した．その結果，圧力孔の位置によって圧力損失量は殆ど変化せず，本研究ではガーゼに一番近い 30 mm の位置にある圧力孔で計測した結果を使用することとした．また，2 重になったガーゼの重なり具合が圧力損失量に与える影響を考慮して，ガーゼを設置し直して，各風速で 2 回ずつの計測を行った．また，風速の設定は，NPL 型ピトー管により風洞内の総圧および静圧を検出し，その差圧をデジタルマノメータにより読み取り，そこから風速を計算した．

2.4 流れ場解析手法

ここでは，CFD を用いた捕集装置周りの流れ場解析の手法について説明する．本研究では，オープンソースコードである OpenFOAM (ver. 4) を用いた Large Eddy Simulation (LES) により，捕集装置周りの非定常流れ場を計算した．LES の概要については以降で説明するが，本研究で LES を採用したのは，微細な渦が捕集装置付近の粒子の挙動に影響を与えることが予想されたからである．以下ではまず流れ場の支配方程式と計算アルゴリズムについて述べ，続いてガーゼ法捕集装置周囲の流れ場解析における具体的な計算条件を示す．

2.4.1 流れ場解析の支配方程式と計算アルゴリズム

計算格子幅に対応づけられた，フィルター幅に対応するスケールよりも大きなスケールの流れのみを解析対象とし，フィルター幅以下 (subgrid) のスケールの変動成分についてはモデルにより表現する手法を Large eddy simulation (LES) という．本研究では，LES を用いてガーゼ法捕集装置周りの流れ場解析を行う．

以下に LES の支配方程式や本研究で採用する計算アルゴリズムを概説する [2.34][2.35].

● LES の基礎方程式

LES の基礎方程式には，Navier-Stokes 方程式にフィルターをかけて粗視化したものが用いられる．メッシュサイズよりも大きいグリッドスケール (Grid scale, GS) の渦については直接計算を行い，それより小さいサブグリッドスケール (Subgrid scale, SGS) の渦をモデル化する．

非圧縮流れの連続式と運動方程式にフィルター操作を施すと，フィルタリングされた基礎方程式，すなわち GS の連続式 (2.4.1)，運動方程式 (2.4.2) が得られる．

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.4.1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\tau_{ij} + 2\nu \bar{D}_{ij}) + S_i \quad (2.4.2)$$

ここで上付きのバーは、フィルター操作をされた変数を表す。 \bar{D}_{ij} はグリッドスケールのひずみ速度テンソルで、以下のように表される。

$$\bar{D}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.4.3)$$

式 (2.4.2) 中の τ_{ij} は、SGS 応力と呼ばれる、フィルター操作によって新たに現れる未知数であり、次式で表される。

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (2.4.4)$$

この未知数を何らかの方法でモデル化する必要がある、その際に用いるモデルのことを SGS モデルと呼ぶ。

次項では、代表的な SGS モデルである Smagorinsky モデルの導出を行う。

● Smagorinsky モデルの導出

LES においては、Smagorinsky モデルと呼ばれる SGS モデルが最も基本的なモデルとして幅広く使用されてきた。Smagorinsky モデルでは、SGS の渦動粘性係数 ν_{SGS} を導入し、GS のひずみ速度テンソル \bar{D}_{ij} に比例するものとして、以下のように τ_{ij} のモデル化を行う。

$$\tau_{ij} = -2\nu_{SGS}\bar{D}_{ij} + \frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk} \quad (2.4.5)$$

Smagorinsky モデルにおける ν_{SGS} は、SGS の代表物理量として SGS の運動エネルギー k_{SGS} ($= (1/2) \cdot (\overline{u_i u_i} - \bar{u}_i \bar{u}_i)$) の散逸率 ε_v とグリッドスケール Δ を選ぶと、次元解析により次式で得られる。

$$\nu_{SGS} = \varepsilon_v^{1/3} (C_s \Delta)^{4/3} \quad (2.4.6)$$

ここで、 C_s は Smagorinsky 定数と呼ばれる、Smagorinsky モデルに現れる唯一の無次元定数である。またグリッドスケール Δ は、一般に格子体積の 3 乗根 $\Delta = (\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3)^{1/3}$ とすることが多い。 ε_v については、SGS の運動エネルギー k_{SGS} の輸送方程式に対して、散逸率とエネルギーの生成が釣り合う局所平衡を仮定し、次式で与えられる。

$$\varepsilon_v = -\tau_{ij} \bar{D}_{ij} \quad (2.4.7)$$

式 (2.4.7) を式 (2.4.6) に代入し, τ_{ij} を式 (2.4.5) で近似すると, ν_{SGS} は次式となる.

$$\nu_{SGS} = (C_s \Delta)^2 |\bar{D}| \quad (2.4.8)$$

これが Smagorinsky モデルと呼ばれるもので, LES における代表的な SGS モデルである. 式中の $|\bar{D}|$ は GS ひずみ速度テンソルの大きさで, 次式より得られる.

$$|\bar{D}| = \sqrt{2\bar{D}_{ij}\bar{D}_{ij}} \quad (2.4.9)$$

Smagorinsky 定数 C_s については, 理論値は 0.173 とされており, これは一様等方乱流では実験値によく一致するといわれている. しかし, せん断乱流に対しては 0.10–0.15 程度への修正が必要とされており, 本研究では 既往の研究 [2.36] を参考に, $C_s = 0.12$ とした.

また, GS 速度に滑り無し境界条件を与えると, 壁面では乱れの GS 成分も 0 となるはずであるが, 式 (2.4.8) で表される ν_{SGS} は速度勾配の大きい壁近傍でその値を過大評価し, 壁近傍での ν_{SGS} の減衰を表現できない. このため, Smagorinsky モデルにおいては通常, 次式のような減衰関数 f_s を Δ に乗じて, 補正を行う.

$$\nu_{SGS} = (C_s f_s \Delta)^2 |\bar{D}| \quad (2.4.10)$$

ここで, 減衰関数 f_s は van Driest の減衰関数と呼ばれ, 次式で表される.

$$f_s = 1 - \exp\left(\frac{-y^+}{A^+}\right) \quad (2.4.11)$$

A^+ は無次元定数で, 約 25 である. y^+ は, 壁面からの距離 y の無次元数で, 次式で与えられる.

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (2.4.11)$$

ここで, u_τ は摩擦速度 [m/s], ν は動粘性係数 [m²/s] である.

● 計算アルゴリズム

圧力–速度連成手法として, Pressure-Implicit with Splitting of Operators (PISO) 法を用いた反復計算を行った. PISO 法は, まず境界条件を読み込み, 離散化された運動量方程式から格子の中心速度場を計算する. 次にセル単位で質量フラックスを計算する. その後, 圧力方程式を解き, 得られた圧力から質量フラックスと速度場を修正して, 連続条件を満たす値に近づける. 再度離散化された運動量方程式を解くところまで戻り, 繰り返し計算を行うことでより正確な値に近づける. また, 本研究ではコロケート座標を用いた差分法に

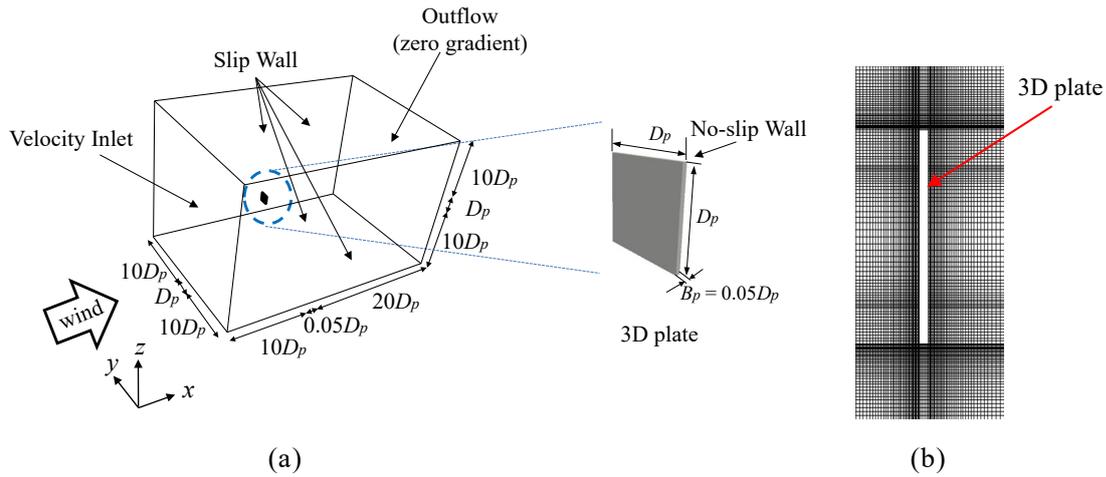


Fig. 2.4.1 平板周りの流れ場解析領域 (a) 解析領域全体 (b) 平板近傍の計算格子

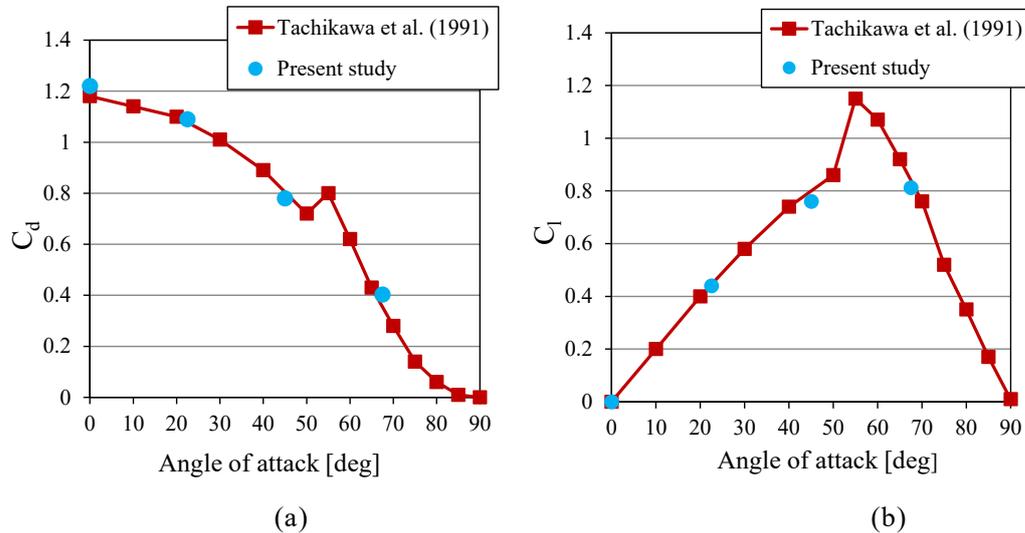


Fig. 2.4.2 本解析で得られた平板の空力係数の既往の研究 [2.25] との比較
(a) 抗力係数, (b) 揚力係数

より離散化を行った。空間差分は2次精度中心差分，時間項には1次精度の陰的オイラー法を用いた。代数方程式ソルバーには，圧力のソルバーに対角ベース不完全 Cholesky 分解を前処理とした共役勾配法，それ以外に対角ベース不完全 LU 分解を前処理とした双共役勾配法を用いた [2.37]。

2.4.2 解析領域および計算格子サイズの決定

捕集装置周りの流れ場を計算する前に，適切な解析領域サイズと計算格子サイズを決定するために，アスペクト比が $B_p/D_p = 0.05$ の平板 (幅 $B_p = 7.5 \text{ mm}$ ，外径 $D_p = 150 \text{ mm}$) 周りの流れ場を計算し，算出された空気力係数を実験値 [2.25] と比較した。Fig. 2.4.1 に平板

Table 2.4.1 壁面第一格子サイズごとの抗力係数の算出結果 (風向 0°)

Vertical size of the wall-adjacent grids	Cell number	Drag force coefficient
$D_p/200$	4,691,888	1.250
$D_p/400$	9,127,744	1.191
$D_p/500$	12,801,408	1.185
Tachikawa and Fukuyama [2.25]	-	1.18

周囲の流れ場解析領域を示す。解析領域のサイズは、平板から上流側に $10 D_p$ 、下流側に $20 D_p$ 、縦横に $10 D_p$ とした。この解析領域の大きさは、日本建築学会の指針に基づいて決定している [2.38]。壁面に隣接する格子の壁面直交方向のサイズは、複数の格子点が粘性底層内に位置するように $D_p/400$ とし、総格子数は約 1,000 万個である。境界条件は以下の通りである。流入境界では、一様流を流入させ、圧力勾配はゼロとした。流出境界は、勾配なしのノイマン条件、上下左右の遠方境界は摩擦なし条件 (Slip 条件) とし、平板表面は、滑りなし壁面とした。風向を考慮し、 0° 、 22.5° 、 45° 、 67.5° の 4 ケースの解析を行った。無次元時間刻み ($U\Delta t/D$) は 4.0×10^{-3} とし、すべてのケースで無次元時間 (Ut/D) = 400 まで計算を行った。計算アルゴリズム、離散化手法については 2.4.1 項で述べたとおりである。

Fig. 2.4.2 は、今回の解析で得られた空力係数を既往の研究結果 [2.25] と比較したものである。抗力係数と揚力係数はいずれもよく既往の研究結果と一致しており、例えば 0° の相対誤差は抗力で 0.5% であった。この結果から、本解析で採用した解析領域サイズをガーゼ法捕集装置周囲の流れ場解析においても適用することとした。さらに、抗力係数の観点から、計算結果に対する壁面隣接格子サイズの依存性を調べた。具体的には、接近風と平板が直交する風向 0° のケースにおいて、壁面第一格子の壁面直交方向サイズを $D_p/400$ に加えて、 $D_p/200$ と $D_p/500$ とした解析を実施した。その結果、Table 2.4.1 に示すように、 $D_p/400$ と $D_p/500$ の抗力係数の差は 1% 以下であり、かつ既往の実験によって得られた抗力係数とほぼ等しい。この結果から、以降のガーゼ法捕集装置周囲の流れ場解析においては、より計算負荷の小さい $D_p/400$ を壁面第一格子のサイズとして採用することとした。

2.4.3 ガーゼ法捕集装置周りの流れ場解析の概要

Fig. 2.4.3 にガーゼ法捕集装置周りの流れ場計算領域を、Fig. 2.4.4 にそのうちのガーゼ法捕集装置まわりを拡大した図を示す。本解析では、JIZ Z 2382 に規定されたとおり、ガーゼ法捕集装置の木枠の外径を 150 mm としている。尚、JIS ではガーゼ法捕集装置の木枠厚さについては特に規定されておらず、本解析では風洞実験と同じく 18 mm とした。ガーゼ法捕集装置の木枠外径を $D (=150 \text{ mm})$ とすると木枠厚は $0.12D (=18 \text{ mm})$ である。上述した平板での検討を基に、計算領域は捕集装置から上流側に $10D$ 、下流側に $20D$ 、上下左右の各方向に $10D$ を確保した。

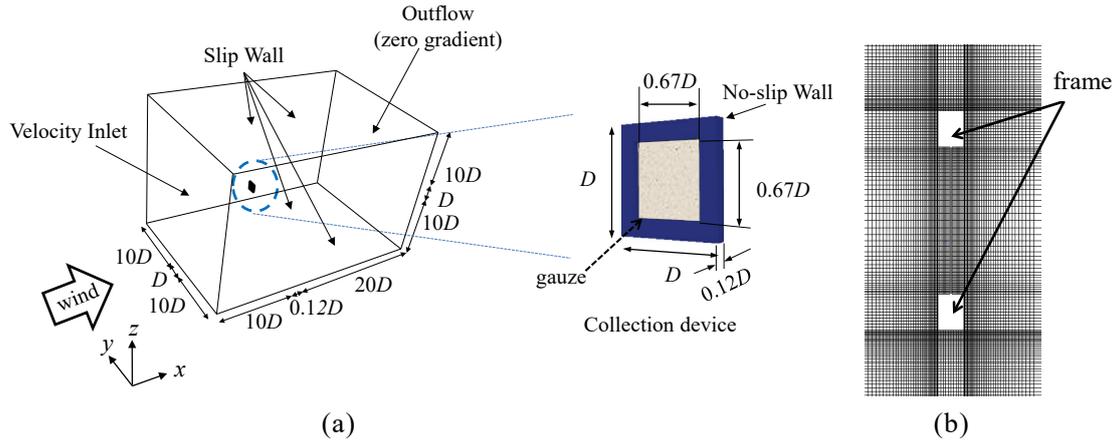


Fig. 2.4.3 ガーゼ法捕集装置周りの流れ場解析領域 (a) 解析領域全体 (b) 捕集装置近傍の計算格子

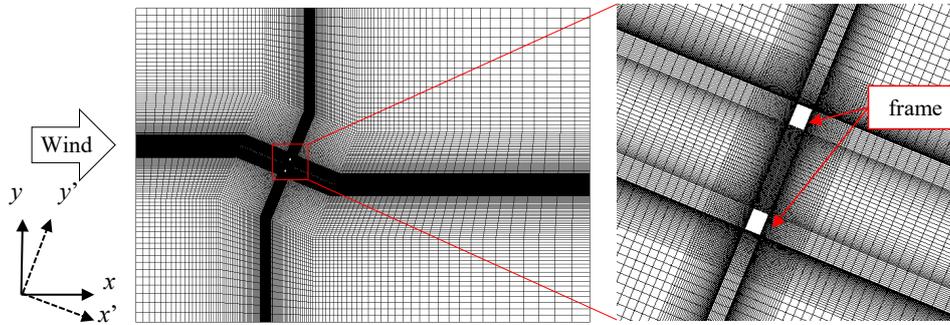


Fig. 2.4.4 捕集装置が迎角を有する場合の計算格子 (風向: 22.5°の場合)

Table 2.4.2 ガーゼ法捕集装置周囲の流れ場解析における境界条件 (表中, under/upper/front/back が遠方境界に対応している)

Param.	inlet	outlet	under	upper
U	$u_x = 0.5, 1, 3, 5$	$\partial u_x / \partial x = 0$	$\partial u_x / \partial x = 0$	$\partial u_x / \partial x = 0$
	$u_y = 0$	$\partial u_y / \partial y = 0$	$u_y = 0$	$u_y = 0$
	$u_z = 0$	$\partial u_z / \partial z = 0$	$\partial u_z / \partial z = 0$	$\partial u_z / \partial z = 0$
p	$\partial p / \partial n = 0$	0	$\partial p / \partial n = 0$	$\partial p / \partial n = 0$
v_{sgs}	$\partial v_{sgs} / \partial n = 0$			

Param.	front	back	frame	gauze
U	$\partial u_x / \partial x = 0$	$\partial u_x / \partial x = 0$	$u_x = 0$	
	$\partial u_y / \partial y = 0$	$\partial u_y / \partial y = 0$	$u_y = 0$	
	$u_z = 0$	$u_z = 0$	$u_z = 0$	Eq.(2.3.2)
p	$\partial p / \partial n = 0$	$\partial p / \partial n = 0$	$\partial p / \partial n = 0$	
v_{sgs}	$\partial v_{sgs} / \partial n = 0$	$\partial v_{sgs} / \partial n = 0$	$\partial v_{sgs} / \partial n = 0$	

本研究では、風向を考慮して、ガーゼに対して風が直交する場合を 0° として、 22.5° 、 45° 、 67.5° の風向について解析を行った。Fig. 2.4.4 には、捕集装置が接近風に対して迎角を有する場合の計算格子を示す。風向の変化については、ガーゼ法捕集装置の角度を変更することで再現した。このとき、できる限り捕集装置の近傍で格子が歪な構造とならないように、ガーゼ法捕集装置近傍のメッシュごと回転させた。これによりガーゼ法捕集装置の近傍で、面に平行な格子配置となる。Table 2.4.2 に流れ場解析の境界条件を示す。境界条件として、流出面は勾配なしのノイマン条件、上下左右の遠方境界は Slip 条件、捕集装置木枠部は滑りなし壁面とし、ガーゼ部には式 (2.3.2) で定義される圧力損失を与えた。流入風は一様流とし、 0.5 、 1 、 3 、 5 m/s の 4 ケースの解析を行った。尚、このときのガーゼ法木枠外径基準のレイノルズ数 Re は、 0.5×10^4 、 1.0×10^4 、 3.0×10^4 、 5.0×10^4 となる。また、無次元時間刻み ($U\Delta t/D$) は解析ケースに応じて、 3.3×10^{-4} – 1.0×10^{-3} とし、全ケース無次元時間 $Ut/D = 400$ の計算を行った。

2.5 風洞実験および流れ場解析結果

本章では、上述した各種風洞実験および CFD による流れ場解析結果について述べる。まず PIV 解析によって得られた捕集装置周囲の流れの可視化結果を示す。続いて、ガーゼの圧力損失係数の測定結果を示し、さらにこの結果に基づいて実施された CFD による捕集装置周囲の流れ場解析について風洞実験結果と比較しつつその妥当性を検証する。

2.5.1 ガーゼ法捕集装置周囲の流れの可視化実験

Fig. 2.5.1 は、PIV 解析で得られたガーゼ法捕集装置中央断面の時間平均流線を示したものである。流線は 4 次のルンゲクッタ法に基づいて描かれている [2.39]。まず、 0° の場合、捕集装置の後方に対称的な再循環領域が形成され、この対称的な再循環領域は集塵装置の迎角が大きくなるにつれて消失している。これらの現象は、三次元平板周囲の流れ場に関する先行研究 [2.40] と対応している。また、風向に関わらず、気流はガーゼの背面でガーゼに対して直交方向に流れている。これは、気流がガーゼ部を通過する際に、ガーゼの隙間が管路のような役割を果たし、気流がガーゼ直交軸方向に整流されたためと思われる。また、ガーゼ法捕集装置上流部では、風向が大きくなるにしたがって、気流がガーゼ法捕集装置に沿うように流れている様子が見て取れる。これは、接近風に対してガーゼ法捕集装置の迎角が大きくなると、接近風に対して相対的にガーゼの密度が高まり、ガーゼが壁面のように振る舞うためと推察される。

2.5.2 ガーゼの圧力損失係数の測定

Fig. 2.5.2 に圧力損失測定の結果を示す。Fig. 2.5.2 は 2 回の測定の平均値であり、最小二乗法により決定した近似曲線を併せて示している。気流がガーゼを通過する際に生じる圧力損失量 Δp は、接近風速の増大にしたがって二次関数的に上昇しており、圧力損失量が接近風速の二次関数として表される式 (2.3.2) と合致する。また、この近似関数より、式 (2.3.2) における圧力損失係数は、 $D_n = 4.65 \times 10^5$ および $F_n = 5.62$ と決定した。以降の CFD

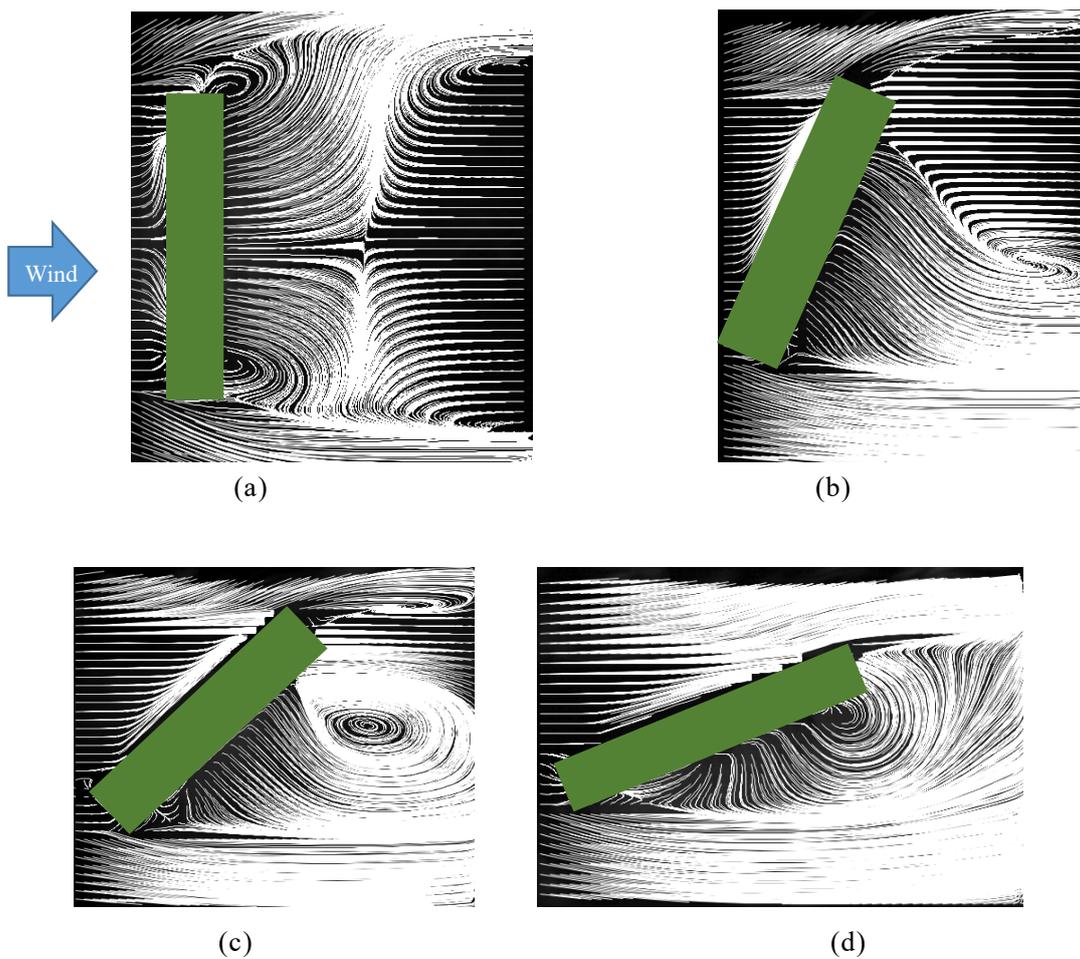


Fig. 2.5.1 PIV 解析によって得られたガーゼ法捕集装置周囲の時間平均流線
(a) 0°, (b) 22.5°, (c) 45°, (d) 67.5°

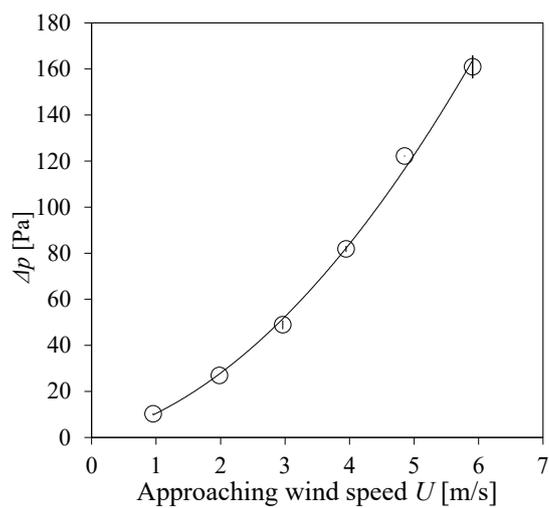


Fig. 2.5.2 ガーゼの圧力損失測定結果

によるガーゼ法捕集装置周りの流れ場解析では、ガーゼ部にこの圧力損失係数を境界条件として組み込み、流入する風速に応じた抵抗が生じるように設定する。

2.5.3 ガーゼの接線方向の抵抗を考慮しない場合のガーゼ法捕集装置周りの流れ場解析

Fig. 2.5.3–Fig. 2.5.6 に、CFD によって得られた、風速 3 m/s ($Re = 3.0 \times 10^4$) のケースの捕集装置周囲の時間平均風速コンターと圧力コンターを示す。ここで、時間平均は無次元時間 $Ut/D = 200\text{--}400$ の間で算出している。なお、Fig. 2.5.3–Fig. 2.5.6 (a) が、ガーゼの接線方向の抵抗を考慮していない場合の解析結果であり、Fig. 2.5.3–Fig. 2.5.6 (b) は、以降で説明する接線方向の抵抗を考慮した場合の解析結果である。ここでは、接線抵抗を考慮していない場合の解析結果 (Fig. 2.5.3–Fig. 2.5.6 (a)) について議論する。

圧力分布に着目すると、Fig. 2.5.3–Fig. 2.5.6 のいずれのケースにおいても、ガーゼ部の上流部で圧力が上昇し、下流部で圧力が低下している。この圧力差がガーゼの抵抗によって生じた圧力損失である。また、ガーゼ法捕集装置周りの風速コンター図より、ガーゼ法捕集装置近傍で徐々に風速が低下し、ガーゼ部を風が通過していることが分かる。捕集装置近傍では速度ベクトルが捕集装置を避けるように変化しており、上流から輸送される塩分粒子の一部はこの流れに乗ることで、ガーゼ部に流入することなく捕集装置を避けるように流下していくことが予想される。これが、まさに粒子の迂回効果である。

ここで、捕集装置周囲の風速と圧力の分布を具体的に見るため、Fig. 2.5.7 に、風向 0° 、風速 3 m/s ($Re = 3.0 \times 10^4$) のケースのガーゼ中心軸上の圧力分布と主流方向の風速分布を示す。風速はガーゼ前面近傍で低下し始め、ガーゼ後流域まで低下し、その後回復する挙動を示している。この風速分布は、風洞実験によって網まわりの風速分布を測定した既往の研究 [2.41] と定性的に一致する。このような分布を示す理由として、谷 [2.42][2.43] は、防風垣の風洞実験に関する研究において、垣が風から抵抗の形で運動量を吸収することで垣の背部で運動量の小さい、すなわち風速の小さい領域が生じ、発生した負運動量が垣背後の乱流によって拡散され、風速は次第に回復して行くものと考えることが出来る、と述べている。本研究で取り扱うガーゼにおいても、同様の現象が生じているものと理解することが出来る。

続いて、CFD によって得られた解析結果 (Fig. 2.5.3–Fig. 2.5.6 (a)) と PIV 解析の結果 (Fig. 2.5.1) を比較すると、特に捕集装置が迎角を有している場合において、ガーゼ背面の流れには明確な違いがある。PIV 解析では、ガーゼ背面で流れがガーゼ直交方向を向いているが、CFD 解析においてはガーゼ部への流れの流入角と流出角が等しく、背面で流れがガーゼ直交方向を向いていない。これは、本解析においてガーゼ接線方向の抵抗を考慮していないことによって生じた違いであると考えられる。すなわち、ガーゼの接線方向の抵抗は無視できるほど小さくなく、ガーゼの接線方向の抵抗を考慮しなければならない可能性が示唆される。

ここまでは、CFD による解析結果を PIV 解析によって得られた時間平均流線と比較することで、CFD の妥当性を定性的に検討した。以下では、風洞実験によって得られた、ガーゼ法捕集装置近傍の風速と捕集装置の空気力係数を CFD による結果と比較することで、定量的な観点から CFD の妥当性を検証する。

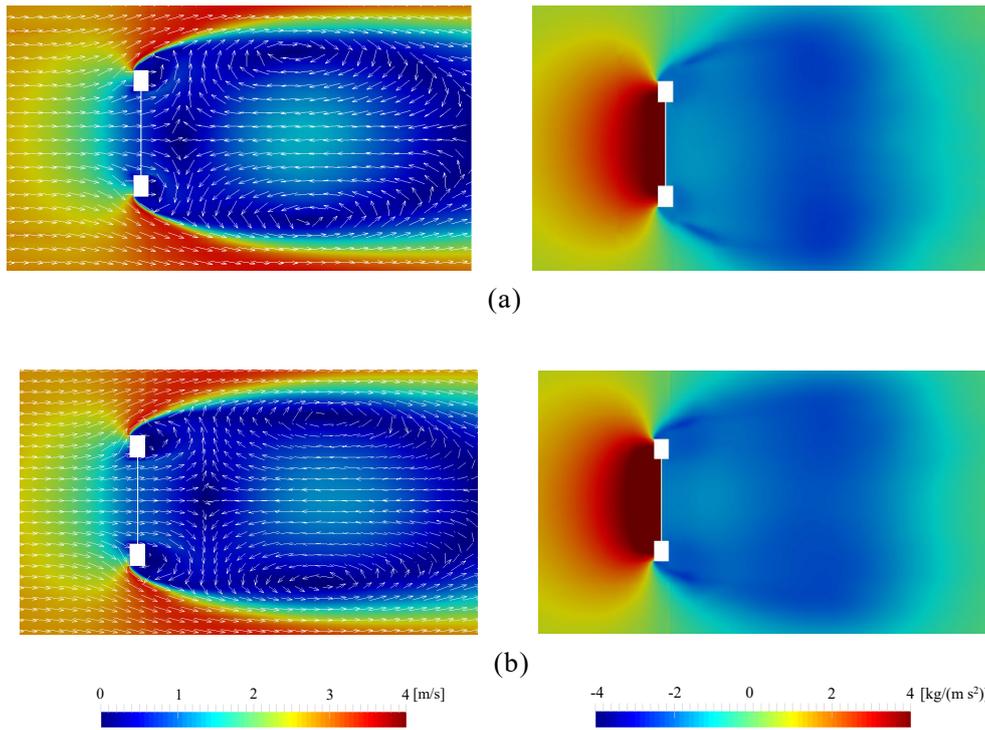


Fig. 2.5.3 CFDによって得られた (左) 時間平均風速コンターと (右) 圧力コンター (風向 0°, 風速 3 m/s), (a) 接線抵抗：無, (b) 接線抵抗：有

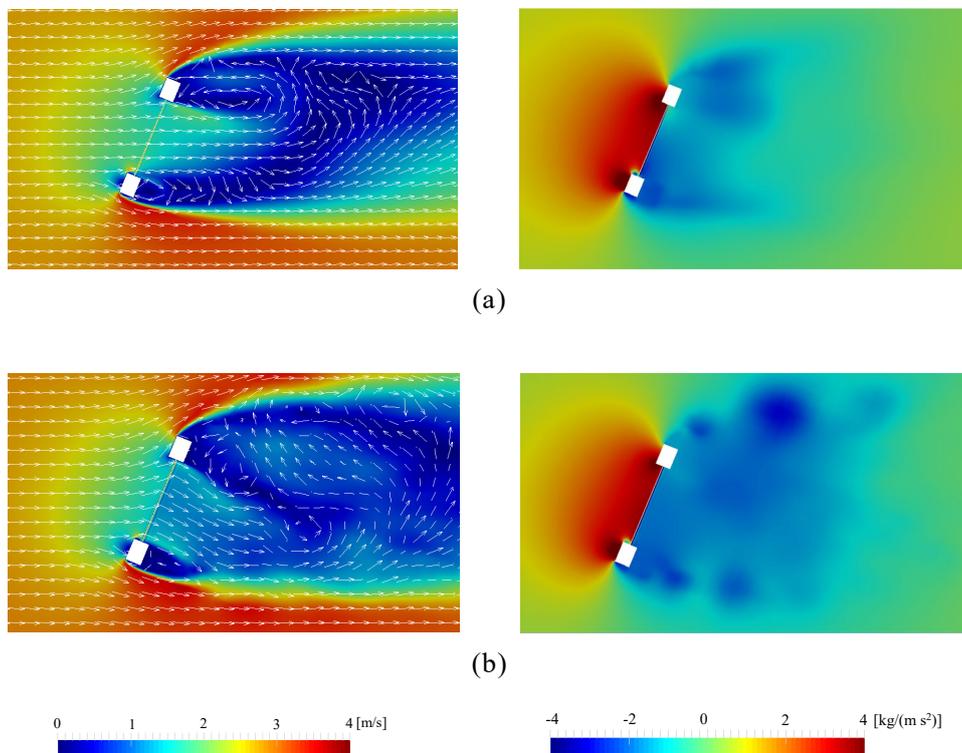


Fig. 2.5.4 CFDによって得られた (左) 時間平均風速コンターと (右) 圧力コンター (風向 22.5°, 風速 3 m/s), (a) 接線抵抗：無, (b) 接線抵抗：有

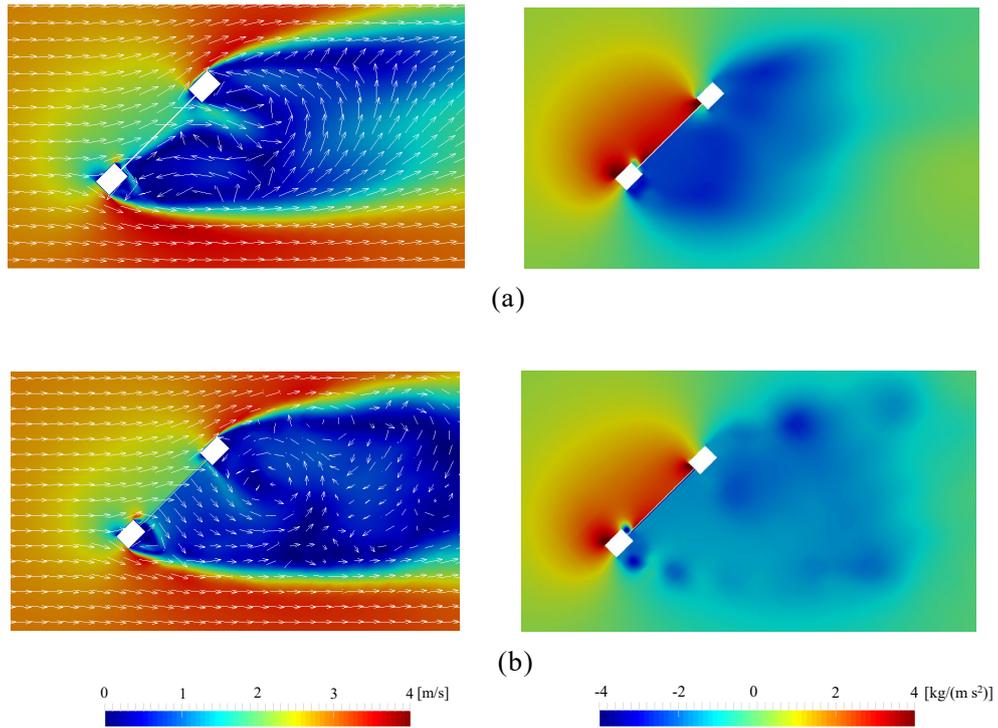


Fig. 2.5.5 CFD によって得られた (左) 時間平均風速コンターと (右) 圧力コンター (風向 45°, 風速 3 m/s), (a) 接線抵抗: 無, (b) 接線抵抗: 有

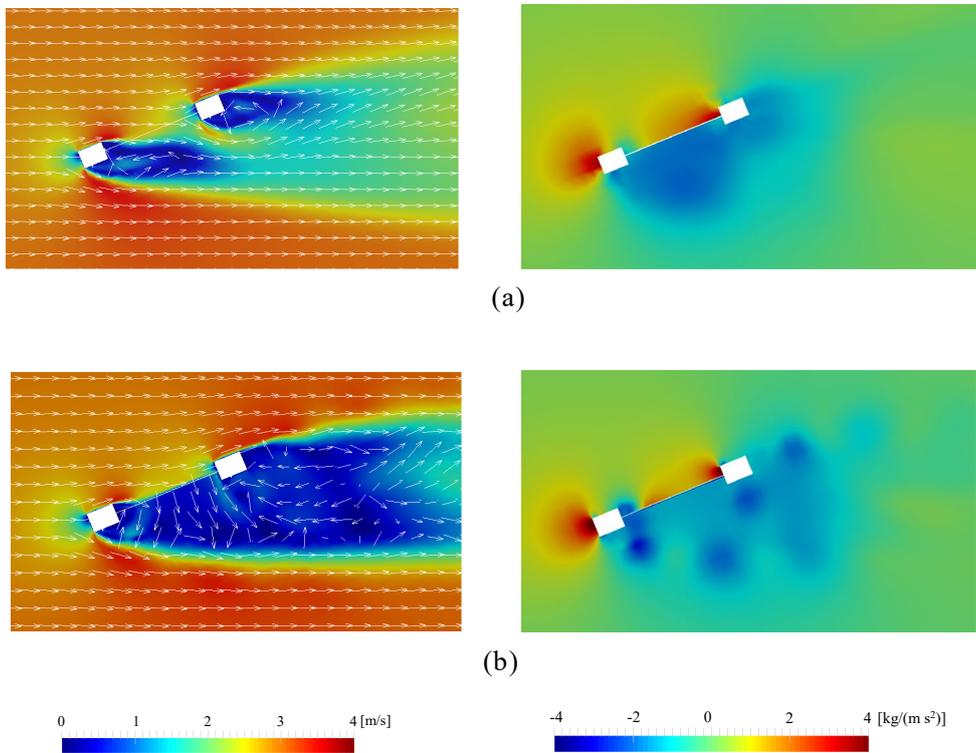


Fig. 2.5.6 CFD によって得られた (左) 時間平均風速コンターと (右) 圧力コンター (風向 67.5°, 風速 3 m/s), (a) 接線抵抗: 無, (b) 接線抵抗: 有

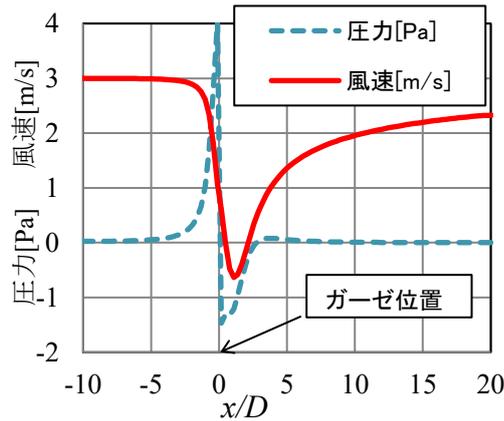


Fig. 2.5.7 風向 0° , $Re = 3.0 \times 10^4$ でのガーゼ中心軸上の圧力分布と主流方向の風速分布

Fig. 2.5.8 は、捕集装置近傍の風速の実験結果と CFD の結果を比較したものである。ここで、風速の実験値は 2.3.2 項において示した、ガーゼ前後 9 点の平均値である。なお、CFD においても、実験と同様の位置の風速を算出し、Fig. 2.5.8 において比較している。まず、風速の実験値は、風向が大きくなるにつれて、ガーゼの風上側で上昇し、風下側で低下する傾向がある。これは、可視化実験で明らかになったように、接近風に対してガーゼ法捕集装置が迎角を有している場合、ガーゼ前面では気流が捕集装置に沿うように、ガーゼ後面では気流がガーゼ軸方向を向くことが原因である。すなわち、風向の増大に伴って、ガーゼ前面では気流の流下方向が接近流の主流方向に近づき、ガーゼ後面では気流の向きが、接近流の主流方向から離れるためである。また、全風向に関して、接近風速とガーゼ近傍の風速は非線形の関係にあり、このことからガーゼ法の捕集効率も、風速、風向ごとに考える必要があるといえる。実験値と解析値を比較すると、特に風下側の 45° と 67.5° のケースで、実験値と解析値の間に乖離があるが、これは CFD においてガーゼ部で気流が整流されなかったためと思われる。

Fig. 2.5.9 は、空力係数の実験結果と数値解析結果を比較したものである。空力係数のレイノルズ数依存性は、実験結果、解析結果ともに小さく、3次元平板の先行研究 [2.25] と同様であった。接近風が装置に直交する 0° の場合、 $Re = 50,000$ において、抗力係数の解析結果と実験値はほぼ一致し、相対誤差は 0.2% であった。しかし、接近風に対して捕集装置が迎角を有する 22.5° および 45° の場合には、抗力係数および揚力係数の解析結果が実験値よりも小さい。一方、 67.5° の場合には、 $Re = 50,000$ において、抗力係数と揚力係数の解析結果と実験値はほぼ一致し、相対誤差は 7% 以下であった。この原因について考えると、 67.5° の場合、ガーゼに作用する空気力が捕集装置全体に作用する空気力に比べて極めて小さく、捕集装置の木枠に作用する空気力が支配的であるためと考えられる。つまり、これらの結果は、接近風が捕集装置に対して直交していない場合に、ガーゼに作用する空気力が適切に評価されていないことを示唆している。上述の解析では、ガーゼの面に垂直な方向の圧力損失のみを測定し、ガーゼの接線方向の抵抗を考慮しなかった。しかし、特に捕集装置と接近風が直交していない場合には、実験値を正確に再現することができず、ガーゼ接線方向の抵抗を考慮する必要性が示唆された。そこで、次項では、ガーゼの接線方向と法線方向の抵抗を考慮した解析を行い、風洞実験の結果と比較する。

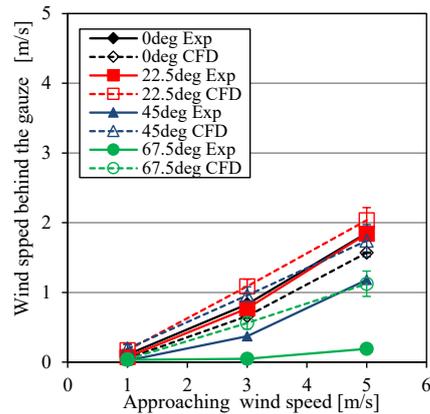
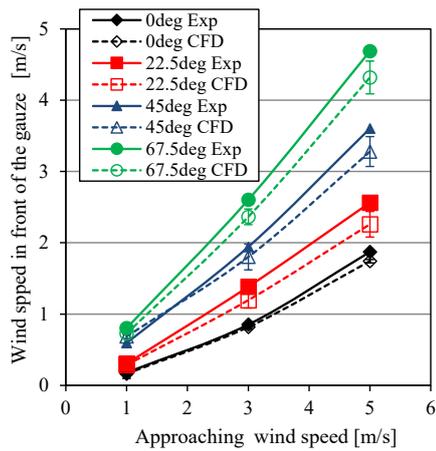


Fig. 2.5.8 ガーゼの接線抵抗を考慮していない CFD と風洞実験によって得られたガーゼ近傍の風速値の比較 (a) ガーゼ前面, (b) ガーゼ背面

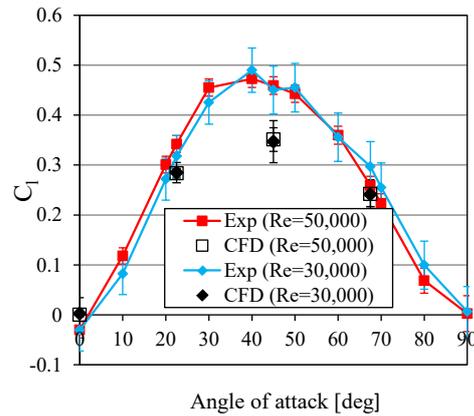
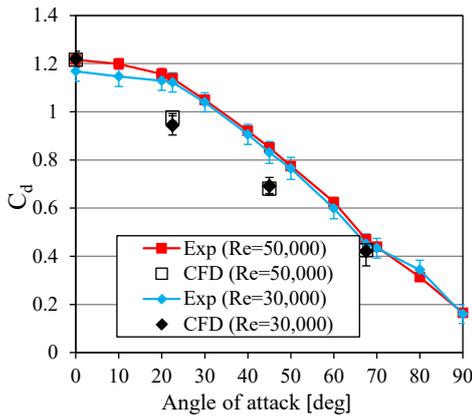


Fig. 2.5.9 ガーゼの接線抵抗を考慮していない CFD と風洞実験によって得られた空気力係数の比較 (a) 抗力係数, (b) 揚力係数

2.5.4 ガーゼの接線方向の抵抗を考慮した場合のガーゼ法捕集装置周りの流れ場解析

ガーゼの接線方向の抵抗を考えるため、風速と圧力損失の関係を3次元に拡張した多孔質体モデルを適用する。3次元多孔質体モデルにおけるモデル式は、2.2節の式(2.2.2)–(2.2.4)で表される。ここで、 D_n 、 F_n については前述のガーゼの圧力損失測定より決定した値である。一方で、 D_t 、 F_t はガーゼ接線方向の抵抗を与える要素であり、これらの値を適切に定める必要がある。

ガーゼ法線方向の抵抗を表す D_n 、 F_n は、2.5.2項で示したように、ガーゼに気流が直角に流入した場合に生じる圧力損失量の測定から定めることが出来た。一方で、 D_t 、 F_t につ

いては、直接計測ができない。例えば、ガーゼの圧力損失実験の要領で、風洞の内部に接近風に対してガーゼを迎角をもたせて設置し、それにより生じる圧力損失値から、 D_t , F_t を評価できるとも考えられるが、これは困難である。ガーゼを風洞内に斜めに設置した場合、ガーゼ上流側で気流がガーゼに沿うように流れ、風洞壁面に衝突し、流れがせき止められる。このようなガーゼ以外による影響が考えられる状況下で計測された圧力損失値から、ガーゼそのものの抵抗を適切に評価することは不可能である。

Bi et al. [2.44] は、漁業ネットに対して、水流中での抗力係数、揚力係数の測定から、ネットの抵抗係数 D_{ij} および F_{ij} を評価した。流体中の多孔質体に作用する i 方向の力 F_i は、式 (2.2.2) の S_i を用いて、以下の様に表せる。

$$F_i = S_i \Delta x A \quad (2.5.1)$$

ここで、 Δx は多孔質体の厚さ [m]、 A は多孔質体の面積 [m²] である。

式 (2.2.2) を式 (2.5.1) に代入すると、流れの方向に平行な力、すなわち抗力 F_d と、流れに対して垂直方向の力、すなわち揚力 F_l に分けられる。

$$F_d = \left(D_n \mu u + F_n \frac{1}{2} \rho |u| u \right) \Delta x A \quad (2.5.2)$$

$$F_l = \left(D_t \mu u + F_t \frac{1}{2} \rho |u| u \right) \Delta x A \quad (2.5.3)$$

式 (2.5.2) , および式 (2.5.3) より、多孔質体の抵抗係数 D_n , F_n , D_t , F_t は、多孔質体に作用する抗力 F_d , 揚力 F_l を計測することにより、評価できる。本研究で対象とするガーゼに対しても、ガーゼに作用する抗力、揚力を計測することでガーゼの抵抗係数 D_n , F_n , D_t , F_t を評価できるように思えるが、これは困難である。大型風洞内にガーゼを設置して抗力、揚力を計測する場合、ガーゼは構造が密であることから、流れが剥離し、ガーゼに作用する力から評価したガーゼの抵抗係数には、ガーゼそのものを通過したことによる抵抗に、流れが剥離したことによる効果が含まれてしまう。また、流れの剥離を生じさせないように風洞流路全体にわたってガーゼを設置した場合、先に述べたように流れがガーゼ上流部に沿って、風洞壁面に衝突し、これもまた適切な抵抗係数を評価できるとは言い難い。一方で、Bi et al. が対象とした漁業ネットは、繊維間距離が大きく、非常に密度の小さい物体である。この場合、流れの剥離は生じないか、ほぼ無視できるものと思われる。そこで本研究では、ガーゼの抵抗係数を直接計測するのではなく、ガーゼ法捕集装置周りの流れの可視化実験の結果より、ガーゼ接線方向の抵抗係数 D_t , F_t を定めることとしたここで、ガーゼ接線方向の抵抗係数 D_t , F_t の働きについて考えると、これらの係数はガーゼ内部を通過する気流に対して、ガーゼ接線方向の抵抗を与える。つまり、 D_t , F_t をある程度大きく設定することで、流れがガーゼ法線方向に曲げられ、PIV 解析で得られたような流れ場となることが予想される。丸山 [2.45] は、防風ネット (windbreak) の接線抵抗係数が法線抵抗係数と同じであると仮定して流れ場解析を行い、実験結果と比較して妥当な結果を得ている。そこで、この結果に基づいて、本研究においても、ガーゼの抵抗係数 D_{ij} , F_{ij} の値には方向性はないものとして、ガーゼ接線方向の抵抗係数 D_t , F_t をガーゼ法線方向の抵抗係数と同様に、 $D_t = D_n = 4.65 \times 10^5$, $F_t = F_n = 5.62$ と設定した。この仮定の妥当性については後述する。

Fig. 2.5.3–Fig. 2.5.6 (b) が、接線方向の抵抗を考慮した場合のガーゼ法捕集装置周囲の流れ場解析結果である。いずれの風向においても、風下側で気流がガーゼ直交方向に整流されていることがわかる。これらの結果は、PIV 解析で得られた結果と定性的に一致している。なお、感度分析として、ガーゼの接線方向の抵抗係数を法線方向の抵抗係数の 10 倍 ($D_t = 4.65 \times 10^6$, $F_t = 56.2$) に設定した解析を実施したところ、流れ場は PIV 解析の結果と定性的に一致した。一方、接線抵抗係数を法線抵抗係数よりも 1/10 に小さく設定した場合 ($D_t = 4.65 \times 10^4$, $F_t = 0.562$)、接線抵抗を考慮しない解析と同様に、ガーゼの直交方向に気流が整流されないことを確認している。したがって、PIV 結果を再現できるガーゼの接線抵抗係数の閾値については更なる検討を要するが、十分に大きな接線抵抗係数を設定することで、ガーゼによる気流の整流効果を表現することができる。

Fig. 2.5.10 に、ガーゼの接線方向の抵抗を考慮した CFD によって得られた捕集装置近傍の風速と実験値を比較する。装置近傍の風速の解析値と実験値は、ガーゼの前面のいずれにおいても、全ての風向でほぼ一致している。ガーゼの前面では、接近風速が 5 m/s のとき、解析値と実験値の相対誤差は 0° で 7.0%、 22.5° で 2.5%、 45° で 5.1%、 67.5° で 6.6% であった。一方、後面側では、 0° で 5.6%、 22.5° で 5.1%、 45° で 6.8%、 67.5° で 9.6% の相対誤差が生じた。このように、ガーゼの接線方向の抵抗を考慮することで、捕集装置近傍の風況を正確に再現することができた。

Fig. 2.5.11 は、ガーゼの接線方向の抵抗を考慮した CFD によって得られた空気力係数と実験値を比較した図である。空気力係数の解析値と実験値は全ての風向で良い一致がみられる。最大の相対誤差は、 $Re = 50,000$ のときに抗力係数で 7.7%、揚力係数で 8.9% であった。この結果から、ガーゼの接線抵抗係数を適切に設定することで、ガーゼに作用する空気力を適切に評価することができるといえる。

Fig. 2.5.12 は、PIV と CFD で得られた捕集装置中央断面における主流方向の時間平均風速分布を比較した図である。ここでは、風向 0° と 45° の結果を示している。なお、CFD、PIV とともに風速データのサンプリング周波数は 300 Hz とした。まず、 0° の場合、風速分布は $y/D = 0$ に対して対称であり、妥当な結果となった。また、PIV、CFD とともに、 0° では $x/D \geq 0.4$ 、 45° では $x/D \geq 0.2$ で逆流が生じており、この点からも CFD が妥当な流れ場となっていることが分かる。Fig. 5.2.13 は、CFD と PIV で得られたレイノルズ応力 ($-\overline{u'v'}/U^2$) の分布を比較したものである。 0° 、 45° とともに木柵からの剥離流れが生じる領域で大きな乱れが発生している。これは、ネット構造物において、ネット端部付近で乱流強度が最大になるという既往の研究結果に対応している [2.26]。また、 45° の場合には、木柵後方の再循環領域で非常に大きなレイノルズ応力が発生しており、CFD はこの現象を正確に捉えている。このように、CFD の結果は、時間平均成分と変動成分の両方で妥当性が確認された。

以上より、ガーゼの法線抵抗に加えて接線抵抗を適切に考慮することで、風洞実験と比較して妥当な捕集装置周囲の流れ場を算出できることが明らかになった。この結果は、多孔質体モデルにおいて、対象物がガーゼのように厚みの小さい物体であっても、空隙率が小さい場合には接線抵抗を考慮する必要があることを示している。

以降では、CFD によって算出した流れ場を用いて粒子飛散解析を行い、捕集装置近傍での粒子の挙動を評価し、ガーゼ部への粒子の到達率を算出した。

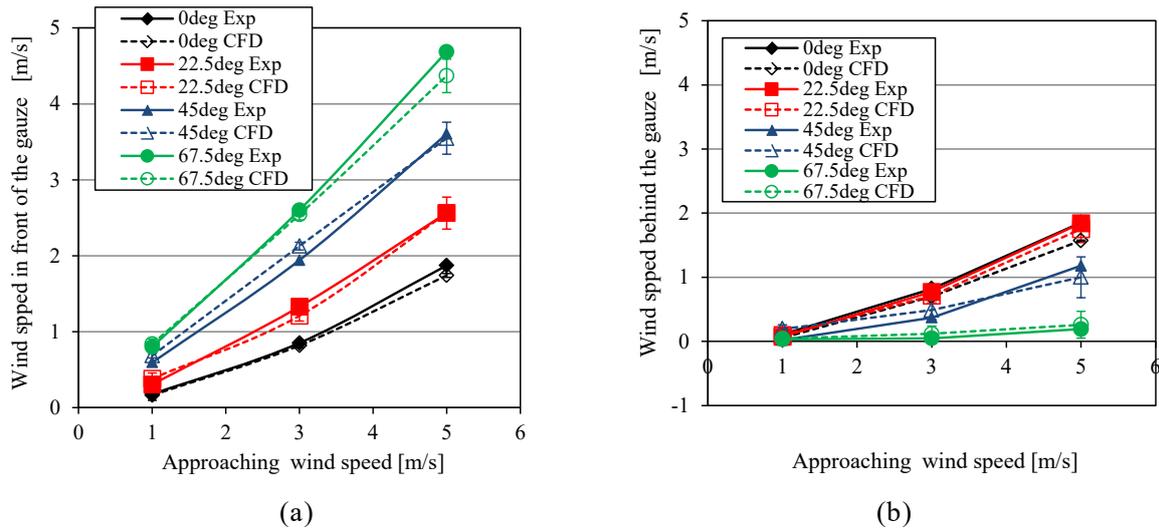


Fig. 2.5.10 ガーゼの接線抵抗を考慮した CFD と風洞実験によって得られたガーゼ近傍の風速値の比較 (a) ガーゼ前面, (b) ガーゼ背面

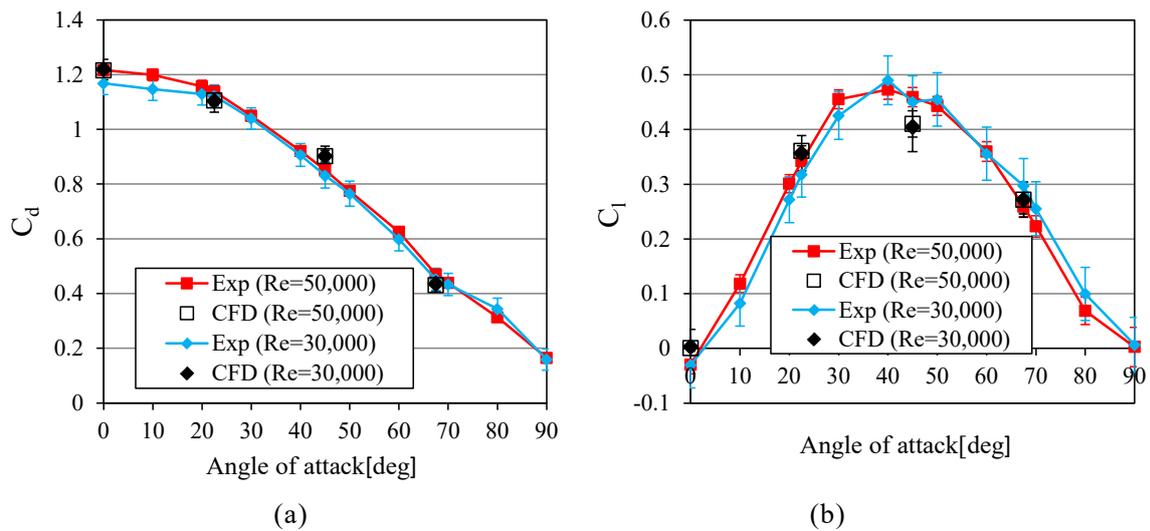


Fig. 2.5.11 ガーゼの接線抵抗を考慮した CFD と風洞実験によって得られた空気力係数の比較 (a) 抗力係数, (b) 揚力係数

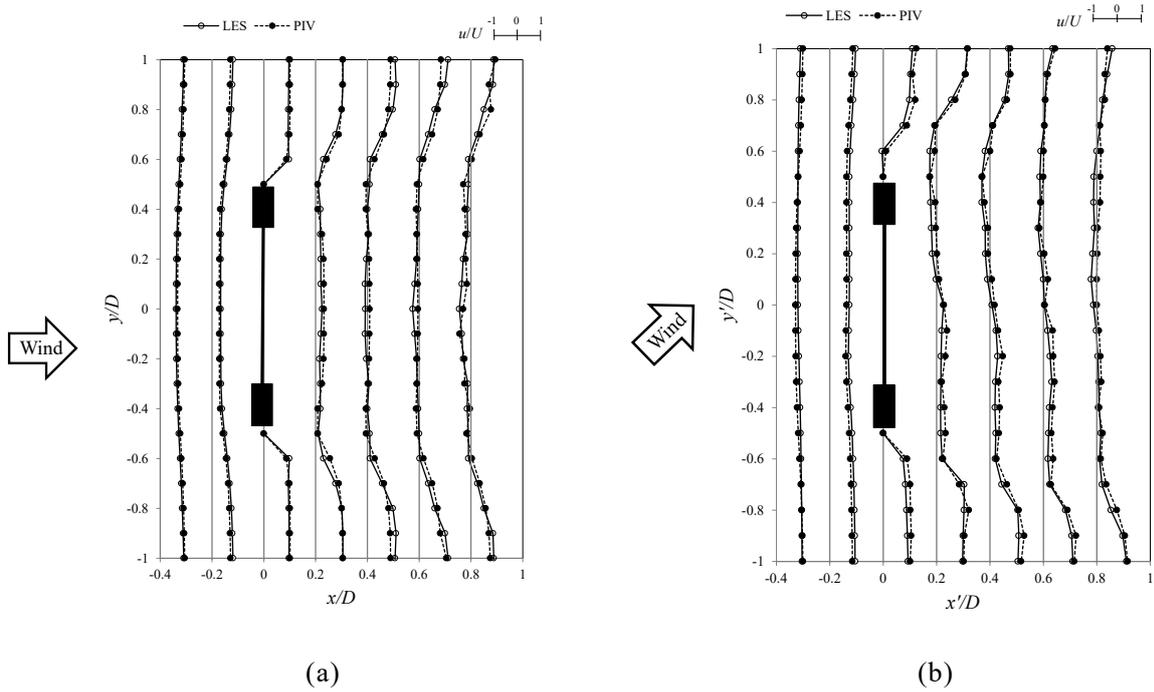


Fig. 2.5.12 ガーゼの接線方向の抵抗を考慮した CFD によって得られた時間平均主流方向風速分布の PIV 結果との比較 (a) 0° , (b) 45°

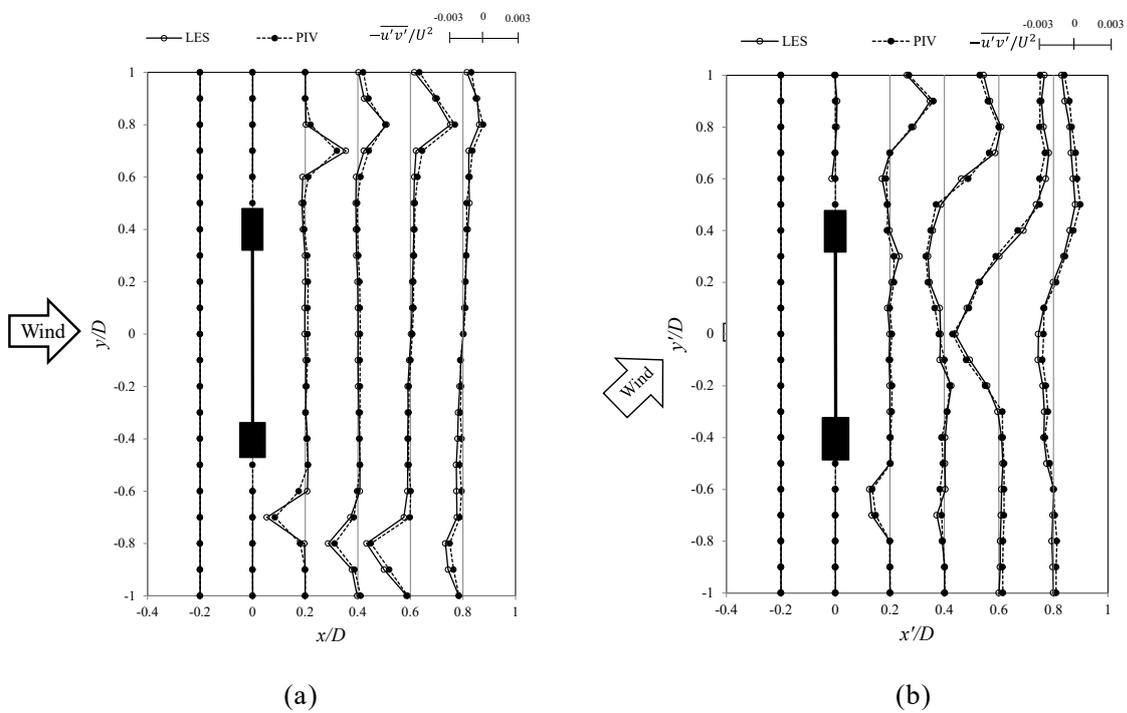


Fig. 2.5.13 ガーゼの接線方向の抵抗を考慮した CFD によって得られたレイノルズ応力の PIV 結果との比較 (a) 0° , (b) 45°

2.6 ガーゼ法捕集装置周囲での粒子飛散解析

前章では CFD を用いてガーゼ法捕集装置周りの非定常流れ場を風速、風向を変えつつ解析し、風洞実験の結果と比較することでその妥当性を検証した。流れ場解析結果より、捕集装置近傍では、気流が捕集装置を避けるように変化することが確認されており、このような流れの影響によって粒子がガーゼ部へ到達することなく、捕集装置を迂回するように流下する可能性がある。本章では、これまでに得られた捕集装置周りの非定常流れ場中に粒子を投入し、流体中での粒子の運動方程式を解くことで、捕集装置を粒子が迂回する効果について検討を行う。

2.6.1 粒子飛散解析手法

流体中での粒子追跡法は、流体計算の中で粒子の運動方程式を解く固気二相流解析と、流体計算をした後に、抽出した風速データを用いて粒子の運動方程式を解く、流体計算と粒子追跡を分離して計算する 2 つの手法がある。流体計算と粒子追跡を分離する方法に比べて、流体計算の中で粒子追跡をする手法は、解析の負荷が大きいほか、解析結果に数値振動が現れることがあるなどの問題点もあるが [2.46]、流体解析中の細かなメッシュをもとに粒子位置の風速が補間されるため、計算精度の面では優位である。

そこで本研究では、粒子追跡の手法として流体計算の中で粒子の運動方程式を解く固気二相流解析を採用し、連続相である流体を Euler 的に解析し、固体粒子を Lagrange 的に追跡した。また、粒子をパッシブな粒子として取り扱い、流体は粒子に影響を与えるが、粒子は流体に影響を与えないとする one way coupling を採用した。

● 粒子の運動方程式

流体中での粒子は、流体からの抵抗力、重力、浮力、および付加質量力などの力を受けながら移動する。一般的に、粒子の密度 ρ_p と流体の密度 ρ_f の比が $\rho_p/\rho_f > 10^3$ のとき、抗力と重力以外の粒子に働く力は無視できる [2.47][2.48]。本研究で取り扱う海塩粒子の密度は、文献 [2.49] によると $\rho_p=1.11 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ とされており、粒子に働く力として、抗力と重力のみを考えればよいことが分かる。更に、本研究では粒子への流れの影響のみを考えるために重力を無視し、抗力のみを考えて計算を行った。このとき、粒子の運動方程式は式 (2.6.1) で表される。

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = C_d \frac{\pi d_p^2}{8} \rho_f (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p) |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p| \quad (2.6.1)$$

ここに、 m_p : 粒子質量 [kg]、 \mathbf{u}_p : 粒子の速度ベクトル [m/s]、 \mathbf{u}_f : 流体の速度ベクトル [m/s]、 C_d : 抗力係数、 d_p : 粒子直径 [m]、 ρ_f : 流体の密度 [kg/m³]であり、抗力係数 C_d は既往の研究 [2.50] を参考に次式を与えた。

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} \left(1 + \frac{1}{6} Re_p^{\frac{2}{3}} \right) & Re_p \leq 1000 \\ 0.424 & Re_p > 1000 \end{cases} \quad (2.6.2)$$

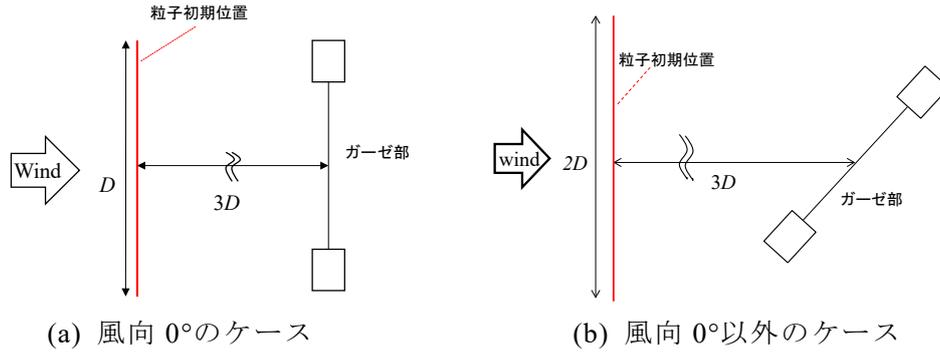


Fig. 2.6.1 飛散解析における粒子の初期位置

ここで、 Re_p は粒子レイノルズ数であり、以下で与えられる。

$$Re_p = \frac{|\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p| d_p}{\nu} \quad (2.6.3)$$

また、個々の粒子の位置ベクトル \mathbf{x}_p は、次式を時間積分することによって得られる。

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (2.6.4)$$

式 (2.6.1) で与えられる粒子の運動方程式を解くためには、粒子位置の流体速度 \mathbf{u}_f を求める必要があるが、これについては、流れ場計算における格子点での風速値から粒子位置の風速を内挿することによって計算される。本研究では、格子点中央、および格子節点の風速値から粒子位置の風速を内挿した。また、粒子の運動方程式の時間積分には Euler 陰解法を適用した。

● 粒子の飛散解析諸元

本研究では、ガーゼ法捕集装置周りの流れ場解析領域内に粒子を飛散させることで、捕集装置近傍での粒子の挙動を解析した。粒子の初期位置は、Fig. 2.6.1 に示すように、ガーゼ中心部より $3D$ 上流の位置とし、 $D/150$ 間隔で流入面に平行な平面状に配置した。例えば、風向 0° の場合 (Fig. 2.6.1 (a))、ガーゼ部より $3D$ 上流に、ガーゼ法捕集装置外径に対応する 150 mm 四方の範囲に $D/150 (=1 \text{ mm})$ 間隔で一様に配置した (総粒子数 $22,500$ 個)。このとき、 100 mm 四方のガーゼ投影面積内に位置する粒子数は $10,000$ 個である。尚、ガーゼ法捕集装置が接近流に対して迎角を有している場合、捕集装置上流部では気流が捕集装置に沿うように流下するため、上流のガーゼ部投影面積外からも粒子がガーゼ部へ到達する可能性がある。そのため、風向 0° 以外のケースにおいては、ガーゼ部より $3D$ 上流の位置に、 1 mm 間隔で $2D \times D$ の平面状に粒子を配置した (Fig. 2.6.1 (b))。尚、粒子の初期位置をガーゼ中心部より $3D$ 上流の位置としているが、これは粒子の初期位置を様々に変えて飛散解析を行うテストケースを実施した結果、ガーゼ中心より $3D$ 上流から飛散させることで粒子が十分に加速され、 $3D$ より上流の位置から飛散した場合と結果に差が生じなかったためである。

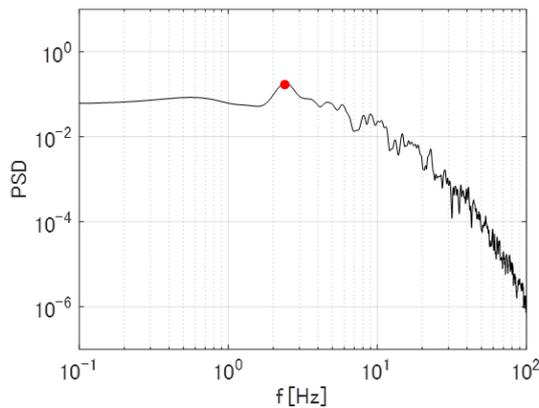


Fig. 2.6.2 鉛直方向風速の PSD

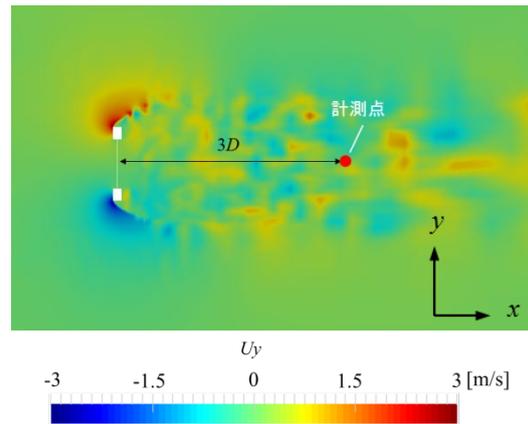


Fig. 2.6.3 風速抽出位置の鉛直風速コンター図

続いて、粒子の飛散間隔について説明する。ガーゼ法捕集装置周りの流れ場は非定常であるため、粒子の飛散開始時刻によって飛散特性は変化するものと考えられる。そこで、粒子の飛散開始時刻を変えて複数回粒子追跡を行うこととした。粒子の飛散開始時刻は、粒子の飛散特性に大きな影響を与える可能性のあるカルマン渦周期をもとに決定した。本解析では、カルマン渦周期を T とすると、 $T/4$ ごとに粒子を飛散させ、計 40 回、すなわち $10T$ の間粒子を断続的に飛散させた。このように粒子飛散開始時刻を $T/4$ ずつ遅らせることで、カルマン渦周期に起因する流れ場の非定常性による結果のばらつきも考慮に入れることが出来る。Fig. 2.6.2 に風向 0° 、 $Re=3.0 \times 10^4$ ($U = 3 \text{ m/s}$) のケースにおける、ガーゼ法捕集装置中心点より $3D$ 下流側の点 (Fig. 2.6.3) での鉛直方向の風速変動から得られたパワースペクトル密度 (PSD) を示す。なお、 $Ut/D = 200 \sim 400$ のデータに基づいて算出しており、サンプリング周波数は 1 kHz である。この PSD より、 $f = 2.44 \text{ Hz}$ 付近でカルマン渦に起因すると思われるピークが見られ、このときの卓越周期は $T = 0.41 \text{ s}$ ($UT/D = 8$) となった。このように解析における各ケースにおいてカルマン渦周期 T を特定し、その周期に基づいて粒子飛散間隔を決定した。粒子飛散開始時刻は、 $Ut/D = 400$ のとき最初の粒子を飛散させ、以降 $T/4$ ごとに $10T$ の間粒子を断続的に飛散させ、全粒子が流れ場解析領域における流出面に到達するまで解析を行った。尚、ガーゼ法捕集装置の木枠に衝突した粒子については、全て木枠表面に付着するものと仮定し、それ以降は追跡を行っていない。また、飛散解析における粒子の諸元は、既往の研究 [2.49] の塩分粒子の諸元を参考に、粒子の密度を $1.11 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 、粒子径を $20 \mu\text{m}$ とした。また、粒径の違いによる粒子挙動の変化を明らかにするため、粒径 $20 \mu\text{m}$ の他に $2 \mu\text{m}$ 、 $200 \mu\text{m}$ とした場合の解析も行った。

粒子の飛散解析を行う際の時間刻み Δt は、粒子の緩和時間 τ_p をもとに決定した。粒子の緩和時間 τ_p は粒子の移動度 B を式 (2.6.5) で定義すると、式 (2.6.6) で与えられる [2.51].

$$B = \frac{1}{3\pi\mu d_p} \quad (2.6.5)$$

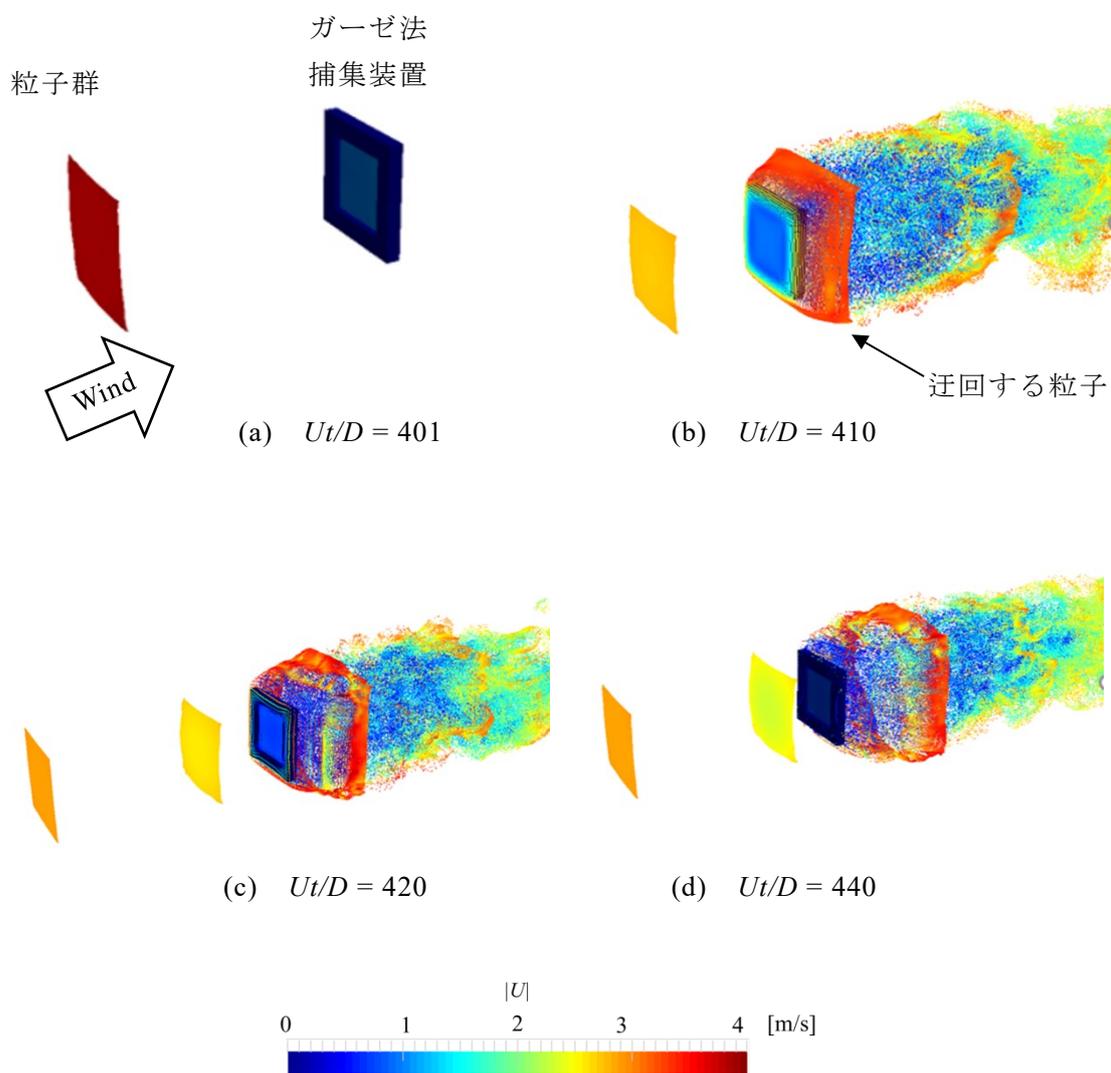


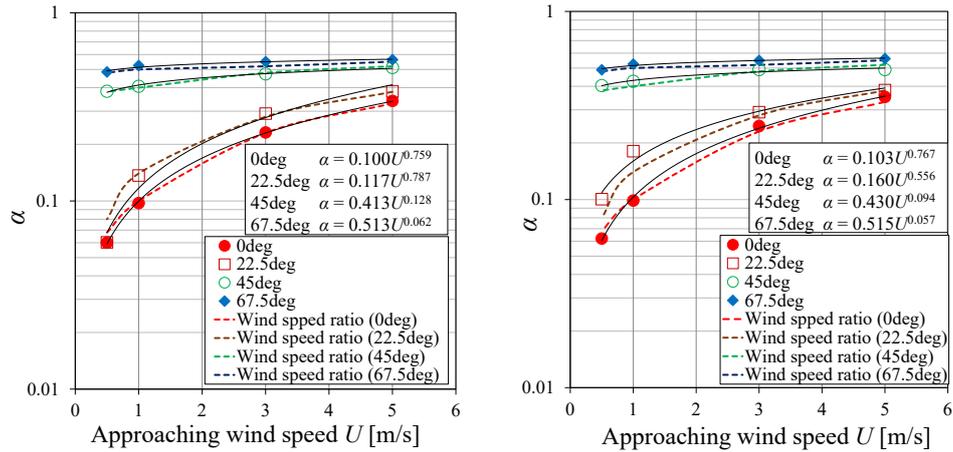
Fig. 2.6.4 風向 0° ，風速 3 m/s のケースにおける粒子飛散解析の様子

$$\tau_p = m_p B = \frac{m_p}{3\pi\mu d_p} \quad (2.6.6)$$

本研究で取り扱う粒径は， $2 \mu\text{m}$ ， $20 \mu\text{m}$ および $200 \mu\text{m}$ であり，それぞれのケースにおいて時間刻み Δt が，式 (2.6.6) で表される粒子の緩和時間 τ_p を超えないように調整した。

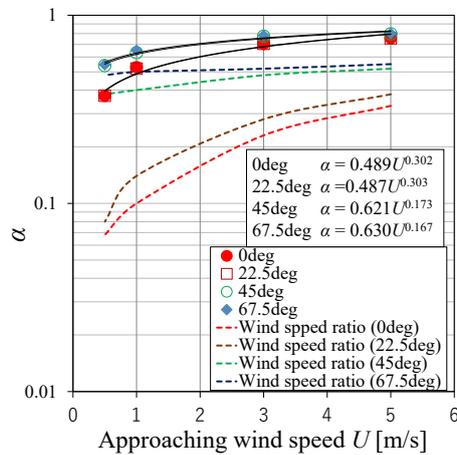
2.6.2 ガーゼ法捕集装置周囲での粒子飛散解析結果

Fig. 2.6.4 に風向 0° ， $Re = 3.0 \times 10^4$ ($U = 3 \text{ m/s}$) のケースの粒子飛散解析の様子を 3 次元的に示す。図中の平面状に見えるのが，粒子群である。上流より飛来する塩分粒子は，一部はガーゼ部へ到達するものの，多くの粒子が剥離流れに伴って捕集装置を避けるように流



(a)

(b)



(c)

Fig. 2.6.5 解析によって得られた粒子のガーゼ部への到達率 α (a) 2 μm , (b) 20 μm , (c) 200 μm

(図中の実線は到達率の近似曲線，点線は風速比の近似曲線である)

下していることが確認できる。

Fig. 2.6.5 に、ガーゼ部への粒子の到達率 α の解析結果を示す。ここで到達率が 1 の場合、上流から飛来したガーゼ投影面積内の全ての粒子がガーゼに到達したことを示す。Fig. 2.6.5 より、全ての風向において、到達率と接近風速、また到達率と粒径の関係から、接近風速や粒径が大きくなると到達率が増加することが判明した。これは、風速や粒径が大きいほど粒子に働く慣性力が大きくなり、剥離流れを振り切って、より多くの粒子がガーゼに到達するからである。風向 0° の場合、接近風速 5 m/s での到達率は、接近風速 0.5 m/s のものと比較して、2 μm では約 5.7 倍、20 μm では約 5.6 倍、200 μm では約 2 倍となった。このように、風速に対する到達率の差が大きいことを念頭に置くと、ガーゼ法で得られた塩分量は設置地点の風速を考慮したうえで解釈する必要があるといえる。さらに、各粒径

の到達率を比較すると、 $2\ \mu\text{m}$ と $20\ \mu\text{m}$ の到達率はいずれの風速・風向でもほぼ同じであるのに対し、 $200\ \mu\text{m}$ の到達率は風速・風向に応じて $2\ \mu\text{m}$ と $20\ \mu\text{m}$ の約 1.2–6.2 倍となった。このことから、大気中の海塩粒子の粒径分布は $10\ \mu\text{m}$ 付近にピークがあるが [2.52]、大粒径粒子の飛来が予想される海岸付近では、到達率に対する粒径の影響に注意を払う必要がある。

また、粒子の到達率は、風向が大きくなるにつれて増加する。これは、ガーゼ近傍の風速測定実験で明らかになったように、風向が大きくなるとガーゼ近傍の主流方向風速が上昇することと対応している。また、到達率は風速の上昇に対してある一定値に収束するような傾向を示している。これは、風速が大きくなっても、ガーゼの中心から離れたところ、つまり木枠に近いところを飛んでいる一定数の粒子は、剥離流れに伴って容易に捕集装置を避ける傾向があるためである。さらに、到達率は、風向 0° のときに風速の変化に最も敏感であり、風向が大きくなると鈍感になる。風向による到達率の違いは、特に風速が低いときに顕著であった。例えば、接近風速 $0.5\ \text{m/s}$ の場合、 67.5° での $2\ \mu\text{m}$ の到達率は、 0° の場合の約 8 倍、 $5\ \text{m/s}$ の場合は約 2 倍となった。したがって、橋桁内など風速が小さいと予想される場所でガーゼ法を使用する場合は、風向の影響に特に注意する必要がある。

続いて、捕集装置近傍の風速が粒子の到達率に大きく関係していることが予想されるため、到達率と風速比（接近風速とガーゼ面風速の比）の関係を調査した。ここでいうガーゼ面風速とは、 $100\ \text{mm} \times 100\ \text{mm}$ のガーゼ面の面平均風速（＝ガーゼ部へ流入する風速）のことである。Fig.2.6.5 中に、各風向における風速比を点線で示した。粒子の大きさが $2\ \mu\text{m}$ と $20\ \mu\text{m}$ の場合、粒子の到達率と風速比は良い一致を示している。これは、粒子に作用する慣性力が十分に小さく、流体への追従性が大きいためである。しかし、 $200\ \mu\text{m}$ の場合には、風速比よりも到達率の方が高くなった。これは、粒子に作用する慣性力が大きいため、粒子が流体の動きに追従できないためである。

これらの結果から、内陸部のように大きな粒子が輸送されない場合には、粒子の飛散解析を行わなくても、ガーゼ表面の風速を評価することで粒子の到達率を推定することができる。一方、大きな粒子が観測される海岸付近でガーゼ法を使用する場合は、粒子飛散解析に基づいて到達率を評価する必要があるといえる。

上述したように、風速、風向、粒径によって、ガーゼ部に到達する粒子の割合が変化する。つまり、ガーゼ法による大気中の塩分量の評価には、接近する風速だけでなく、風向も考慮する必要がある。2.1 節で述べたように、小畑・村上 [2.1] は屋外観測に基づいて、観測期間によってガーゼ法の捕集効率が異なることを報告している。また、捕集装置に垂直な方向の期間平均風速が同程度であっても、観測期間によって捕集効率が大きく異なることも示している。この結果は、本研究で明らかになったように、捕集効率は風速だけでなく風向にも依存することに由来すると考えられる。また、風速と風向に基づく捕集効率は時間とともに変化し、それが期間平均の捕集効率に影響を与えていると考えられる。

さらに、第 1 章で述べたように、ガーゼ法による捕集塩分量は腐食減耗量と関連付けられるなど、構造物の維持管理における重要な腐食環境の指標となる。しかし、本研究で明らかになったように、粒子の到達率が 100% ($\alpha = 1$) ではないため、ガーゼ法は設置場所の真の塩分環境を表しているとは言えない。次章で検討を行うが、ガーゼ繊維による捕捉率 β を明らかにすることで、ガーゼ法設置地点の風況を観測することで、真の大気中の塩

分量を算出することが可能となる．さらには，算出されたガーゼ法による塩分量を入力値として，構造物周辺の流れ場に基づく粒子飛散解析を行うことで，橋梁などの構造物の任意の箇所に付着した塩分量を定量的に評価することができ，構造物の効率的な維持管理につながる．

以下に，ガーゼ部への粒子の到達割合 α を接近風速 u の関数として $\alpha=mu^n$ の形式で風向，および粒径ごとに定式化した結果を示しておく．なお，以下では θ は風向を表し，接近風とガーゼ法捕集装置が直交する場合を 0° としている．

● 粒径 $2 \mu\text{m}$ のケース

$$\alpha = 0.100u^{0.759} \quad \theta = 0^\circ \quad (2.6.7)$$

$$\alpha = 0.117u^{0.787} \quad \theta = 22.5^\circ \quad (2.6.8)$$

$$\alpha = 0.413u^{0.128} \quad \theta = 45^\circ \quad (2.6.9)$$

$$\alpha = 0.513u^{0.062} \quad \theta = 67.5^\circ \quad (2.6.10)$$

● 粒径 $20 \mu\text{m}$ のケース

$$\alpha = 0.103u^{0.767} \quad \theta = 0^\circ \quad (2.6.11)$$

$$\alpha = 0.160u^{0.556} \quad \theta = 22.5^\circ \quad (2.6.12)$$

$$\alpha = 0.430u^{0.094} \quad \theta = 45^\circ \quad (2.6.13)$$

$$\alpha = 0.515u^{0.057} \quad \theta = 67.5^\circ \quad (2.6.14)$$

● 粒径 $200 \mu\text{m}$ のケース

$$\alpha = 0.489u^{0.302} \quad \theta = 0^\circ \quad (2.6.15)$$

$$\alpha = 0.487u^{0.303} \quad \theta = 22.5^\circ \quad (2.6.16)$$

$$\alpha = 0.621u^{0.173} \quad \theta = 45^\circ \quad (2.6.17)$$

$$\alpha = 0.630u^{0.167} \quad \theta = 67.5^\circ \quad (2.6.18)$$

以上の式を用いることで，風速，風向が与えられれば，ガーゼ法上流より飛来する粒子のガーゼ部への到達割合が算出できる．ただし，本研究では，接近風速 $0.5\text{--}5 \text{ m/s}$ の範囲でしか解析を行っていないため，以上の式がこの風速の範囲外まで適用できるのかは明らかになっておらず，さらなる解析を行う必要がある．

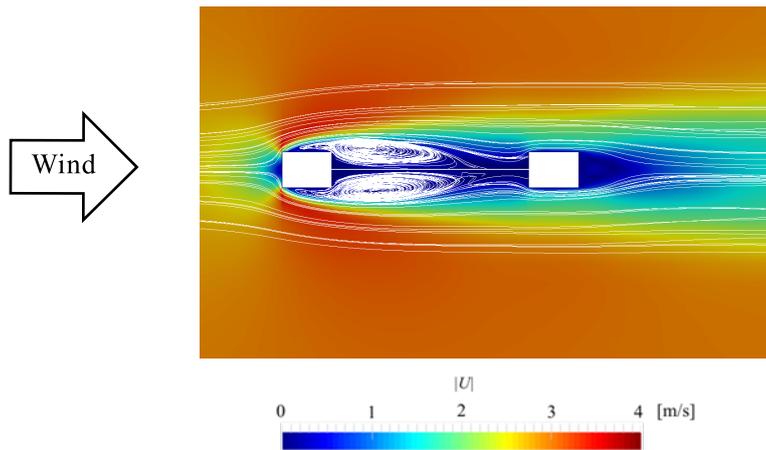


Fig. 2.6.6 風向 90° , $Re = 3.0 \times 10^4$ の無次元時間 $Ut/D = 200 \sim 400$ の時間平均風速コンター

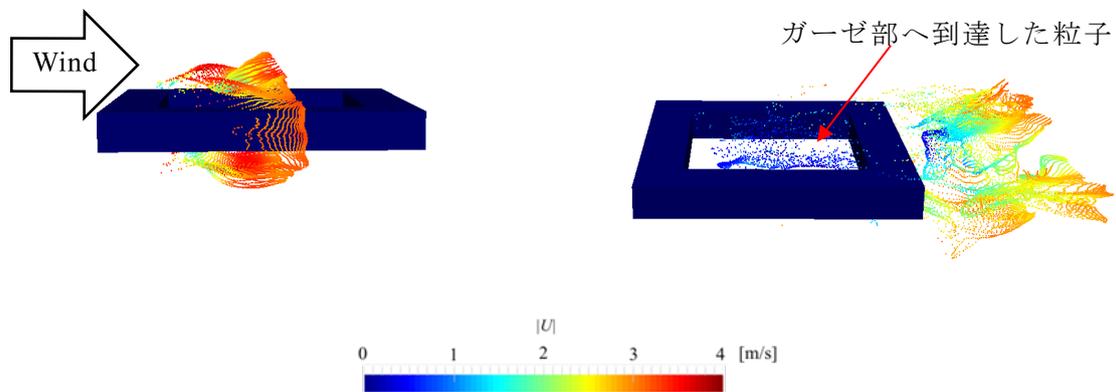


Fig. 2.6.7 風向 90° , $Re = 3.0 \times 10^5$ における粒子飛散解析の様子
(粒子は、木柵前縁での剥離流れに乗り (左図), その後流れの再付着によってガーゼ部へ供給される (右図))

● 風向 90° における粒子の到達率

ここまで、粒子のガーゼ部への到達率が風速、風向、粒子径に大きく依存することを明らかにした。このうち、風向に関しては 0° , 22.5° , 45° , 67.5° の 4 風向について解析を行ったが、風向 90° , すなわち接近風に対してガーゼ部が完全に木柵に隠れる場合の粒子の捕集についても簡単に触れておく。Fig. 2.6.6 に風向 90° , $Re = 3.0 \times 10^4$ の無次元時間 $Ut/D = 200 \sim 400$ の時間平均風速コンターを示す。図中には時間平均流線もあわせて示している。この図より、捕集装置木柵前縁で剥離した流れがガーゼ部で再付着していることが確認できる。Fig. 2.6.7 に同ケースの粒子飛散解析の様子を示す。ここでは粒径を $20 \mu\text{m}$ としている。この図をみると、これまでに検討した風向 0° , 22.5° , 45° , 67.5° に関しては、ガーゼ法捕集装置近傍で変化する気流に追随しないために、ガーゼ部へ粒子が到達するが、風向

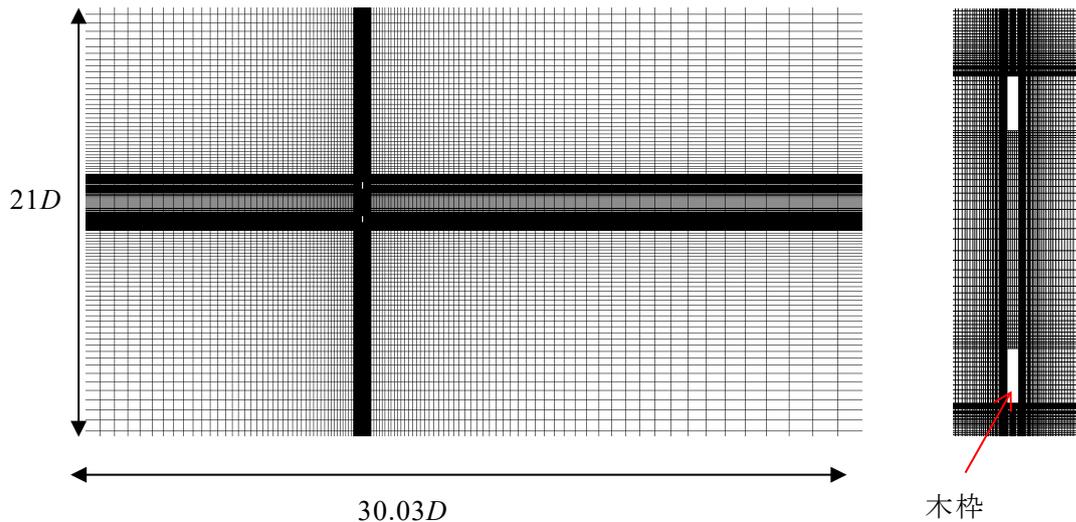


Fig. 2.6.8 木枠厚 5 mm の場合の流れ場解析格子
(左：解析領域全体，右：木枠近傍)

90°においては，捕集装置木枠前縁で剥離した流れに粒子が追従し，また流れがガーゼ部へ再付着することによってガーゼ部へ粒子が供給されている．このように，90°の場合は，他の風向とは全く異なった供給機構により，ガーゼ部へ粒子が到達することが明らかとなった．ただし，ガーゼ部への粒子の供給量という観点で見ると，例えば風向 0°， $Re = 3.0 \times 10^4$ のケースと比較すれば，風向 90°のケースは 1/10 以下であり，ガーゼ法全体の捕集量に対しては風向 90°における捕集量の影響は小さいものと思われる．

● 粒子の迂回効果と木枠厚に関する検討

JIS ではガーゼ法捕集装置について，木枠外径については規定されているものの，木枠厚については明記されておらず，観測によってまちまちである．しかし，捕集装置の木枠厚は，粒子の迂回効果に影響を及ぼす可能性があり，検討しなければならない項目の一つである．本研究では，ここまで木枠厚を 18 mm とし，粒子の迂回効果について検討を行ってきたが，木枠厚を 5 mm とした場合の解析を行うことで，粒子の迂回効果と木枠厚の関係について検討する．Fig. 2.6.8 に木枠厚を 5 mm とした場合の計算格子を示す．各境界面の境界条件，流れ場計算時間，粒子飛散解析の粒子投入間隔などの計算条件は木枠厚 18 mm の解析と同様である．なお，木枠厚 5 mm の解析は， $Re = 3.0 \times 10^4$ ($U = 3$ m/s) の 1 ケースのみとした．

Fig. 2.6.9 に木枠厚 5 mm と 18 mm の場合の $Re = 3.0 \times 10^4$ における粒子のガーゼ部への到達率を比較した図を粒径ごとに示す．両者の値を比較すると，粒径 200 μm において木枠厚 5 mm のケースが木枠厚 18 mm のケースに比べて全風向において到達率がわずかに上回ってはいるものの，明瞭な差とは言い難い．他の粒径においても，両者の値には明瞭な差は見られず，木枠厚 5 mm と木枠厚 18 mm の場合では，粒子の迂回効果の程度は変化しないことが明らかとなった．これは，木枠外径 D と木枠厚 B で規定される断面辺長比 B/D が，木枠厚 18 mm，5 mm のケースでともに極めて小さく (18 mm : $B/D = 0.12$ ，5 mm : B/D

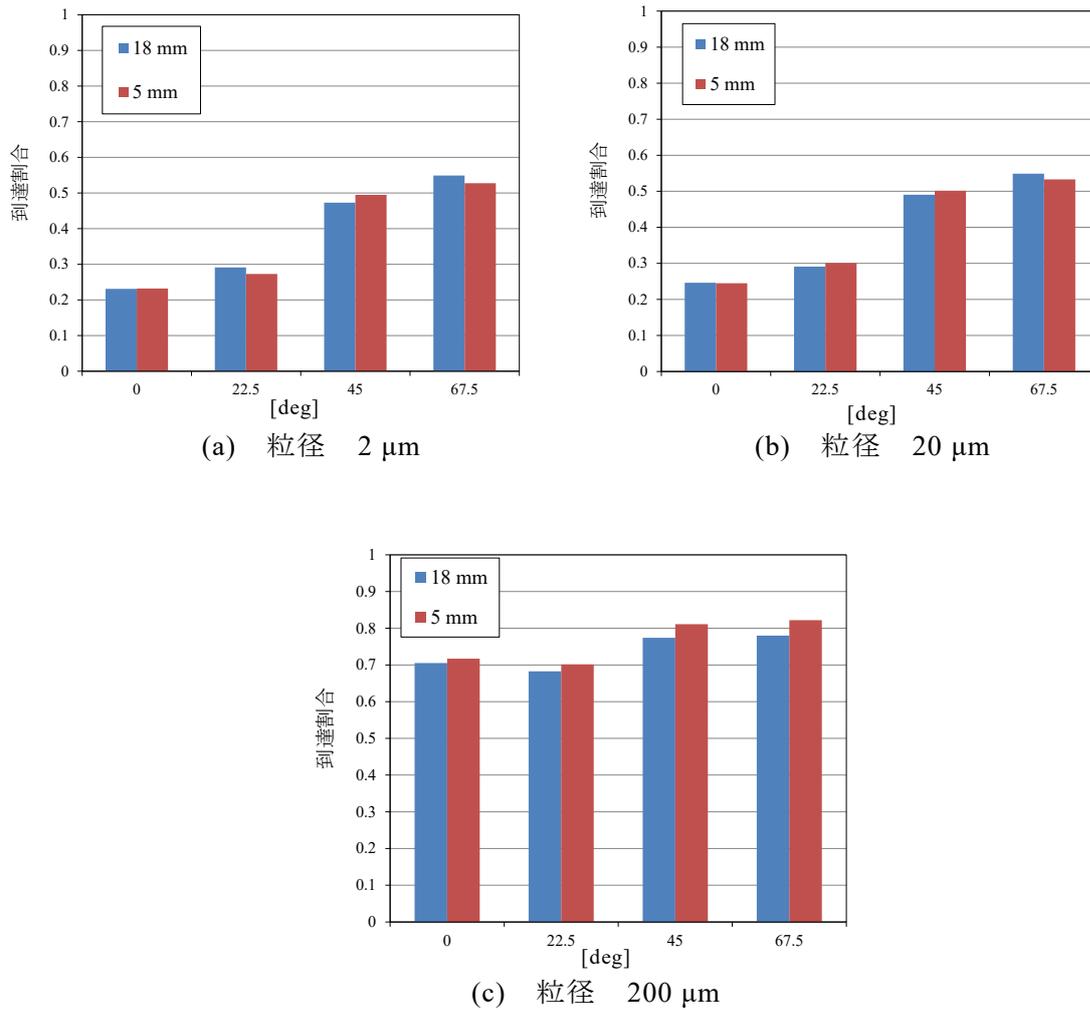


Fig. 2.6.9 粒子径，風向別の木砕厚 5 mm と 18 mm の場合の粒子のガーゼ部への到達割合の比較

= 0.03), 流れ場特性に大きな違いがないことが原因と考えられる. 逆にいえば, 木砕厚がより厚い, B/D の大きな捕集装置では流れ場性状が変化し, 粒子の迂回効果に影響を及ぼす可能性も考えられる. しかし, 一般的に使用されているガーゼ法捕集装置をみると, 極端に木砕厚を大きくとることはなく, 木砕厚についてはそれほど気にすることはないともいえる.

2.7 本章のまとめ

本章では, ガーゼ法の捕集効率を明らかにするための第一段階として, 多孔質体モデルを用いた CFD により, 捕集装置周辺の流れ場を算出した. さらに, 得られた流れ場で粒子飛散解析を行い, 捕集装置上流より飛来する粒子がガーゼ部へ到達する割合を風速, 風向, 粒径に着目して検討した. 以下に, 本章のまとめを記す.

多孔質体モデルを用いたガーゼ法捕集装置周囲の流れ場解析について

- ガーゼの構造を CFD で正確に再現するのではなく、多孔質体モデルによって流体に対する抵抗としてモデリングした。ガーゼの接線抵抗と法線抵抗の両方を考慮した多孔質体モデルを用いることで、本研究で調査した全ての風向において、流れ場を精度よく算出することができた。また、多孔質体モデルにおいて、対象物がガーゼのように厚みの小さい物体であっても、空隙率が小さい場合には接線抵抗を考慮する必要があることが示唆された。
- 接近風速とガーゼ近傍の風速は非線形の関係にあることが明らかになった。そのため、風速ごとにガーゼ法の捕集効率を調べる必要があるといえる。また、風向も重要であり、接近風に対して捕集装置が迎角を有していると、ガーゼの見かけの密度が大きくなり、ガーゼが壁のように振る舞うことが確認された。

ガーゼ法捕集装置近傍での粒子挙動について

- ガーゼ法捕集装置近傍では、気流が捕集装置を避けるように変化することから、一部の粒子はこの気流に乗ることで、ガーゼ部に到達することなく捕集装置を迂回するように流下する。粒子飛散解析の結果、粒子の迂回効果は、風速、風向、および塩分粒子径に依存し、ガーゼ法の捕集効率は塩分粒子径と風況に応じて決定される変数であることが明らかとなった。
- 風速、風向、粒径を考慮して、粒子の到達率を定量的に評価した。2 μm と 20 μm のような小さい粒子の場合、到達率は同程度であったが、200 μm のような大きな粒子の到達率は小さい粒子に比べて飛躍的に大きいことが明らかとなった。したがって、大粒径粒子の飛来が予想される海岸付近では、到達率に対する粒径の影響に注意を払う必要がある。さらに、風向による到達率の違いは、風速が低いほど顕著であった。したがって、橋桁内など風速が小さいと予想される場所でガーゼ法を使用する場合は、風向の影響に特に注意する必要がある。また、風況によって到達率が大きく変化するため、ガーゼ法で得られた塩分量は、これまでの研究では考慮されていなかった風況を考慮して解釈する必要があるといえる。
- 内陸部のように大きな粒子が輸送されることが想定されない場合は、粒子飛散解析を行わなくとも、ガーゼ面風速を評価することで粒子の到達率を推定することができる。これは、粒子に作用する慣性力が十分に小さく、流体中での追従性が高いためである。一方、大きな粒子が飛来することが予想される海岸線付近でガーゼ法を使用する場合には、粒子飛散解析を行って到達率を評価する必要がある。
- 風向 90° (接近風から見て、ガーゼが捕集装置に完全に隠れる状態) では、捕集装置木枠前縁で剥離した流れに粒子が追従し、流れがガーゼ部へ再付着することによってガーゼ部へ粒子が供給されることが明らかになった。これは、他の風向とは全く異なった粒子のガーゼ部への供給機構である。なお、ガーゼ部への粒子の供給量という観点で見ると、ガーゼ法全体の捕集量に対しては風向 90°における捕集量の影響は小さいものと思われる。
- 粒子のガーゼ部への到達率に対する、ガーゼ法捕集装置の木枠厚の影響を検討した。木枠厚 5 mm と木枠厚 18 mm の場合では、粒子の迂回効果の程度は変化しないことが

明らかとなり、これは断面辺長比が小さい場合、流れ場特性に大きな違いがないことが原因と考えられる。一般的に使用されているガーゼ法捕集装置をみると、極端に木枠厚を大きくとることはないため、木枠厚についてはそれほど気にすることはないと考えられる。

本章では、捕集装置周辺の粒子の挙動を解析し、接近風速、風向、粒子径とガーゼ部へ到達する粒子の割合との関係进行评估した。ガーゼ法による飛来塩分量の正確な評価を実現するためには CFD を用いてガーゼ繊維周りの粒子の動きを計算することで、ガーゼの各繊維に捕集される粒子量进行评估する必要があり、これに関して次章にて検討を行う。

参考文献

- [2.1] 小畑誠, 村上太郎: 腐食環境評価のための浮遊塩分量調査とその数値予測について, 構造工学論文集, Vol. 60A, 596-604, 2014.
- [2.2] 水野繁: 汎用数値流体解析コードによる流体解析の事例紹介, IHI 技報, Vol.54, No.2, 66-69, 2014.
- [2.3] 前野詩朗, 小川誠, 道奥康治: 鉛直 2 次元モデルによる多孔質堰を通過する流れの解析, 土木学会論文集 B, Vol.63, No.1, 16-28, 2007.
- [2.4] 梅景俊彦, 湯晋一, 中島賢治, 杉本理充, 椿淳一郎: 液中粒子群の沈降及び堆積状態の数値解析と実験による検証, J.Soc.Powder Technol., Japan, 38, 140-149, 2001.
- [2.5] 泉智揮, 水田純也: Forchheimer 則に基づく非ダルシー流の数値解析モデル, H29 農業農村工学会大会講演会講演要旨集, 666-667, 2018.
- [2.6] 野田稔, 寺本真太郎, 赤木高明, 長尾文明: CFD における防風ネットの圧力損失係数決定法に関する研究, 第 23 回風工学シンポジウム論文集, 445-450, 2014.
- [2.7] 赤坂啓, 小野謙二: 直交格子を用いた非圧縮性流れ解析における圧力損失モデルの実装, 日本計算工学会論文集, No.20070032, 2007.
- [2.8] Chen, H. and Christensen, E. D.: Investigations on the porous resistance coefficients for fishing net structures, Journal of Fluids and Structures, Vol.65, 76-107, 2016.
- [2.9] Zhao, Y. P., Bi, C. W., Dong, G. H., Gui, F. K., Cui, Y., Guan, C. T. and Xu, T. J.: Numerical simulation of the flow around fishing plane nets using the porous media model, Ocean Engineering, Vol.62, 25-37, 2013.
- [2.10] Bi, C. W., Zhao, Y. P., Dong, G. H., Xu, T. J. and Gui, F. K.: Numerical simulation of the interaction between flow and flexible nets, Journal of Fluids and Structures, Vol.45, 180-201, 2014.
- [2.11] 高木洋平: s ゲル塗料による粘性摩擦抵抗低減効果とモデリング, ながれ 35, 301-306, 2016.
- [2.12] Straatman, A. G., Callego, N. C., Yu, Q. and Thompson, B. E.: Characterization of porous carbon foam as a material for compact recuperators, Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol.129, 326-330, 2007.
- [2.13] 桑原不二郎: 多孔質体内熱流動の微視的数値シミュレーションに関する研究, 博士論文, 静岡大学, 1997.
- [2.14] 吉岡真弓, 登坂博行: 高透水性多孔質体中の非ダルシー流れに関する考察, 地下水学会誌, 第 52 巻, 第 3 号, 275-284, 2010.
- [2.15] 田中正三, 秋林智, 林三郎: ダルシーの法則の適用範囲と多孔質物体中の流動に関する係数の関係, 石油技術協会誌, 第 45 巻, 第 1 号, 1-7, 1980.
- [2.16] Davis, G. V.: The flow of air through wire screens, Hydraulics and Fluid Mechanics, Proceedings of the First Australasian Conference Held at the University of Western Australia, 191-212, 1962.
- [2.17] Carrothers, P. J. G.: Fluid mechanics of netting and low solidity screens 1. Apparatus, experimental method, and basic data, FISHERIES RESEARCH BOARD OF CANADA,

- No.264, 1971.
- [2.18] Andrzej Kołodziej and Joanna Łojewska: Experimental and modelling study on flow resistance of wire gauzes, *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, Vol.48, 816-822, 2009.
- [2.19] 津田健, 北條英光: 金網型フレームアレスターの消炎性能と設計指針, *石油学会誌*, Vol.40, No.5, 342-354, 1997.
- [2.20] Schubauer, G. B., Spangenberg, W. G., and Klebanoff, P. S.: Aerodynamic characteristics of damping screens, National Advisory Committee for Aeronautics, Technical note 2001, 1950.
- [2.21] Giannoulis, A., Mistriotis, A. and Briassoulis, D.: Experimental and numerical investigation of the airflow around a raised permeable panel, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.98, 808-817, 2010.
- [2.22] Ito, A. and Garry, K. P.: Pressure measurements around a two-dimensional gauze at incidence, *Journal of Fluids and Structures*, Vol.12, 171-181, 1998.
- [2.23] Kuroyanagi, T.: Investigating air leakage and wind pressure coefficients of single-span plastic greenhouses using computational fluid dynamics, *Biosyst Eng.* 163, 15–27, 2017.
- [2.24] Noda, M., Teramoto, S., Akagi, K., Nagao F.: Decision method of pressure loss coefficient of windbreak nets for CFD. Proc., 23rd National Symp. on Wind Engineering, JAWE, 445–450, 2014.
- [2.25] 立川正夫, 福山雅弘: 台風時の飛散物の軌跡と速度に関する研究 その1 平板の空力特性と運動方程式, *日本建築学会論文報告集*, 第302号, 1-11, 1981.
- [2.26] 富阪和秀, 丸山敬: ネットの空力特性の測定, *日本風工学会論文集*, Vol.32, No.3, 103-112, 2007.
- [2.27] Løland, G.: Current forces on, and water flow through and around, floating fish farms. *Aquacult. Int.* 1, 72–89, 1993.
- [2.28] 芳住邦雄: ガーゼ繊維による粒子状物質捕集の衛生学的効果, *生活衛生*, 32, 182-186, 1988.
- [2.29] 細谷和範, 鈴木豊彦, 落合義孝: POD法を用いた複雑な流れ場の再構成 (PIV計測によって得られた円管群内の流れ場への適用), *可視化情報学会論文集*, Vol.26, No.12, 114-122, 2006.
- [2.30] Giovannetti, L. M., Banks, J., Turnock, S. R., and Boyd, S. W.: Uncertainty Assessment of Coupled Digital Image Correlation and Particle Image Velocimetry for Fluid-Structure Interaction Wind Tunnel Experiments, *J. Fluids Struct.* 68, pp. 125–140, 2017.
- [2.31] 可視化情報学会: PIVハンドブック, 森北出版, 2002.
- [2.32] Hong, S. W., Lee, I. B., and Seo, I. H.: Modelling and Predicting Wind Velocity Patterns for Windbreak Fence Design, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 142, pp. 53–64, 2015.
- [2.33] 大嶋政夫: 管路における静圧測定, *ターボ機械*第8巻, 第5号, 11-16, 1980.
- [2.34] 梶島岳夫: 乱流の数値シミュレーション, 養賢堂, 1999.
- [2.35] 村上周三: CFDによる建築・都市の環境設計工学, 東京大学出版会, 2000.
- [2.36] 伊藤靖晃, J. Michael R. GRAHAM: LESによる箱桁橋梁断面の空気力評価とスパン方向解析領域の影響の検討, *土木学会論文集 A1 (構造・地震工学)*, Vol.73, No.1,

- 218-231, 2017.
- [2.37] 一般社団法人オープン CAE 学会編：OpenFOAM による熱移動と流れの数値解析，森北出版株式会社，2016.
- [2.38] Tominaga, Y., Mochida, A., Yoshie, R., Kataoka, H., Nozu, T., Yoshikawa, M., Shirasawa, T.: AIJ guidelines for practical applications of CFD to pedestrian wind environment around buildings, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 96, 1749–1761, 2008.
- [2.39] Ueng, S.K., Sikorski, K., Ma, K.-L.: Fast algorithms for visualizing fluid motion in steady flow on unstructured grids, In *Proceeding of Visualization '95*, 313–320, 1995.
- [2.40] Cadot, O.: Stochastic fluid structure interaction of three-dimensional plates facing a uniform flow, *J. Fluid Mech.* 794, R1, 2016.
- [2.41] 真木太一：防風網に関する研究(4)風洞実験による種々の防風網付近の風速分布特性，*農業気象*，38(2)，123-133，1982.
- [2.42] 谷信輝：模型防風垣の風洞実験，*農業技術研究所報告*．A，物理統計，6号，1-80，1958.
- [2.43] 谷信輝：防風垣の機能に関する研究—模型防風垣の風洞実験（その3）—，*農業気象*，第9巻，第2号，23-25，1954.
- [2.44] Bi, C. W., Zhao, Y. P., Dong, G. H., Xu, T. J. and Gui, F. K.: Numerical simulation of the interaction between flow and flexible nets, *Journal of Fluids and Structures*, Vol.45, 180-201, 2014.
- [2.45] Maruyama, T.: Large Eddy Simulation of Turbulent Flow Around a Windbreak, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 96(10–11), 1998–2006, 2008.
- [2.46] 鈴木宏之，平野廣和，佐藤尚次：粒子追跡法による角柱まわりの流れの可視化，第62回理論応用力学講演会講演論文集，OS03-02，2013.
- [2.47] 黒瀬良一，牧野尚夫，小森悟：気流中の粒子に働く流体力，*粉体工学会誌*，Vol.39，No.5，353-361，2002.
- [2.48] 深瀬康二：希薄固気二相乱流の数値シミュレーション，*日本流体力学会数値流体力学部門 Web 会誌*，第11巻，第3号，127-135，2003.
- [2.49] 加藤央之，赤井幸夫：簡易型塩分飛散予測モデルの構築と評価，*農業気象*，Vol.57，No.2，79-92，2001.
- [2.50] Putnam, A.: Integrable form of droplet drag coefficient, *ARS Journal*, Vol.31, No.10, 1467-1468, 1961.
- [2.51] 高橋幹二：エアロゾル学の基礎，森北出版，2003.
- [2.52] Athanasopoulou, E., Tombrou, M., Pandis, S. N., and Russell, A. G.: The role of sea-salt emissions and heterogeneous chemistry in the air quality of polluted coastal areas. *Atmos. Chem. Phys.*, 8, 5755–5769, 2008.

第3章 ガーゼ繊維による塩分粒子の捕捉性能

3.1 概説

第2章で述べたように、ガーゼ法捕集装置の捕集効率は、「ガーゼ法捕集装置自体が接近流を乱し、それに伴って気流とともに塩分粒子が捕集装置を迂回する効果 (α)」と、ガーゼ部に到達した粒子のうち、一部の粒子がガーゼに捕捉されることなく、ガーゼの網目をすり抜ける効果、すなわち「ガーゼ部の捕集性能 (β)」によって決定される。第2章では、前者の粒子の迂回効果 (α) について、ガーゼ法捕集装置周りの流れ場解析、および流れ場解析中での粒子追跡を行うことで明らかにした。本章では、後者のガーゼの捕捉性能 (β) について検討する。これらの検討を通じて、様々な接近風速や風向、塩分粒子径の条件下におけるガーゼ法の捕集効率の値が算出でき、真の飛来塩分量評価の実現、ひいては構造物に付着する塩分量の定量的な推定につながることを期待される。

ガーゼ近傍での塩分粒子の挙動について考えると、ガーゼ部に到達した粒子は、ガーゼ繊維によって捕捉されるものと、ガーゼ繊維間を通り抜けるものとが存在すると思われる。CFDにおいて、このような非常に細かなガーゼ繊維を1本1本再現し、繊維近傍での粒子追跡を行うことでガーゼの捕集性能について検討するのは、現実的ではない。そのため、ガーゼのような細かな繊維状物体による粒子の捕集性能の検討においては、繊維1本の粒子捕集効率を解析または実験によって算出し、そこから構造体全体の粒子捕集効率を推定することが一般的である [3.1]。1本の繊維が粒子を捕集する割合を単一繊維捕集効率と呼び、単一繊維捕集効率から構造体全体の捕集効率を推定する理論のことを単一繊維捕集理論と呼ぶ。単一繊維捕集理論に関する研究は、化学工学の分野で盛んに行われてきており、エアフィルタを対象としたものが多い [3.2]–[3.6]。これらの研究において、単一繊維捕集効率には、風速や粒子径、繊維形状などが影響することが明らかになっている。本研究では、ガーゼ繊維を円柱と仮定し、CFDによる円柱周りの流れ場解析、および粒子飛散解析によって、円柱が粒子を捕集する割合を算出し、ガーゼによる塩分粒子の捕集効率を導出する。

以下に本章の構成を示す。

3.2節では、単一繊維捕集理論について概説するとともに、繊維による粒子の捕集機構について検討する。3.3節では、接近風に対して直交方向に一直列に配置された、ガーゼ繊維を模擬した円柱による粒子の捕集効率を評価する。3.4節では、ガーゼの縦横の構造を考慮した、十字状に配置された円柱による粒子の捕集効率を算出し、円柱の配置方法が捕集効率に与える影響について検討する。3.5節では、接近風に対して円柱が迎角を有する場合の捕集効率を評価し、風向の影響について検討する。3.6節において、本章のまとめを記す。

3.2 単一繊維捕集理論と粒子の捕集機構 [3.7]–[3.10]

本節では、単一繊維捕集理論の考え方と、単一繊維捕集効率から繊維層全体の捕集効率

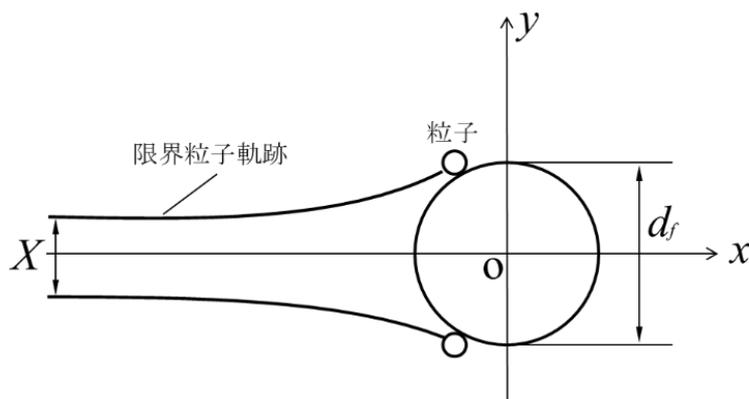


Fig. 3.2.1 粒子付着の模式図

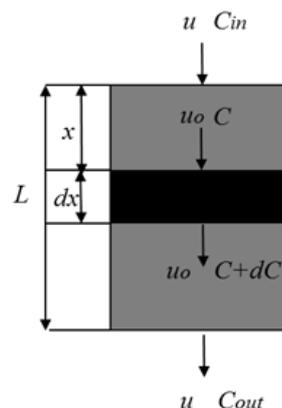


Fig. 3.2.2 繊維層内の物質収支

を推定する方法について詳説する．また，繊維が粒子を捕集する機構について整理するとともに，本研究の対象であるガーゼと海塩粒子において，どのような捕集機構が作用するのか，またその捕集機構による捕集効率をどのように推定すればよいのか，検討する．

3.2.1 単一繊維捕集理論

先述したように，単一繊維捕集理論は，繊維 1 本の粒子捕集効率を解析等によって算出し，そこから繊維層全体の捕集効率を推定する手法である．繊維への粒子の付着機構に着目すると，繊維の上流より流れに乗って運ばれてきた粒子は，繊維表面に衝突し，付着する．いま，Fig. 3.2.1 に示すように，繊維の十分上流で流路幅 X の範囲を通過する粒子が全て繊維に付着し，それ以外の領域を通過する粒子は付着しないと仮定すれば，単一繊維捕集効率 η は，流路幅 X と繊維の直径 d_f を用いて，次のように表される．

$$\eta = \frac{X}{d_f} \quad (3.2.1)$$

ここで，流路幅 X 内を粒子の中心が通過する場合のみ繊維に付着し，粒子の一部が流路幅 X 内に入っているが，粒子の中心が流路幅 X の外を通過するとき，その粒子は付着しないものとする．なお，繊維に捕集される限界の位置を通過する粒子の中心点が描く軌跡を，限界粒子軌跡と呼ぶ．

単一繊維捕集効率 η が求まると，繊維層全体の捕集効率 E を以下の方法によって推定する．まず Fig. 3.2.2 の様に，繊維層内の微小厚さ dx に対して物質収支をとると式 (3.2.2) のようになる．

$$uC - u \left(C + \frac{dC}{dx} dx \right) = \eta d_f l u_0 C dx \quad (3.2.2)$$

ここで、 C は粒子濃度、 l は単位体積あたりの繊維長さ ($=4/\pi d_f^2$, σ : 繊維層の密度), u_0 は層内速度, u は空塔速度である. 空塔速度は構造体内部に充填物が入っていない空塔の状態を仮定して計算される速度であり, 層内速度 u_0 と空塔速度 u は, 繊維層の密度を σ とすれば, $u = u_0(1-\sigma)$ の関係にあるため, 式 (3.2.2) は以下の様に整理される.

$$\frac{dC}{dx} = -\frac{4}{\pi} \frac{\sigma}{1-\sigma} \frac{\eta}{d_f} C \quad (3.2.3)$$

式 (3.2.3) において, 繊維層入り口 ($x=0$) において $C=C_{in}$, 繊維層出口 ($x=L$) において $C=C_{out}$ として, $x=0\sim L$ で積分すると, 次式を得る.

$$\ln \frac{C_{out}}{C_{in}} = \ln(1-E) = -\frac{4}{\pi} \frac{\sigma}{1-\sigma} \frac{L}{d_f} \eta \quad (3.2.4)$$

式 (3.2.4) は, 一般に対数透過則と呼ばれるもので, 単一繊維捕集効率 η が与えられれば, 繊維層全体の捕集効率 E が求められる. ただし, 対数透過則は単一繊維捕集効率 η が繊維層内の場所によらず一定であることを前提としており, 粉塵負荷が大きく, 繊維へ多くの付着物が堆積する場合については, 適応できない. また, 単一繊維捕集理論の仮定として, 繊維間の相互作用が無視できる程度に繊維間距離が大きくなければならない. つまり, 密度が高く, 繊維間が非常に狭い構造体の場合, 繊維間で流れの相互作用が生じるため, 単一繊維捕集効率をもって繊維層全体の捕集効率を評価することは難しい. 本研究で対象とするガーゼにおいては, 繊維間距離が繊維径の 3~4 倍程度あり, 繊維間での流れの相互作用は無視できない可能性があり, 以降の検討においては, 隣接するガーゼ繊維の捕集性能への影響についても検討する.

3.2.2 粒子の捕集機構

繊維による粒子の捕集機構は, 粒子に働く慣性によって繊維表面に衝突し, 付着する慣性捕集機構, ブラウン拡散によって繊維に付着する拡散捕集機構, 粒子に働く重力によって繊維に付着する重力捕集機構, および粒子が有限の大きさを持つことによるさえぎり捕集機構が主に挙げられる. さえぎり捕集機構は, 粒子を質点と見なした場合には繊維に捕集されない粒子でも, 実際には粒子が有限の大きさを有していることから, Fig. 3.2.1 の粒子の様に, 粒子の中心が繊維表面から粒子半径よりも近づいた際に繊維表面に触れて捕集されるという捕集機構である. このさえぎり捕集機構は, 単独で作用するものではなく, 慣性捕集機構などの他の捕集機構と同時に作用する. このとき, 慣性さえぎり捕集機構, 拡散さえぎり捕集機構などと呼ばれる.

単一繊維捕集効率 η は, 慣性さえぎり捕集効率を η_{IR} , 拡散さえぎり捕集効率を η_{DR} , 重力さえぎり捕集効率を η_{GR} とすると, これらの和として以下の様に表される.

$$\eta = \eta_{IR} + \eta_{DR} + \eta_{GR} \quad (3.2.5)$$

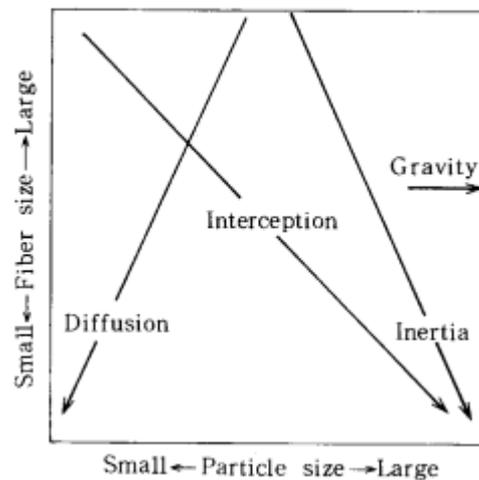


Fig. 3.2.3 各捕集機構と粒径，繊維径の関係 [3.7]

しかし，これら捕集機構の全てが大きく影響するかといえばそうではなく，対象とする繊維の繊維径や粒子径，風速などによって，いずれかの捕集機構が支配的となる．高橋 [3.7] は，これらの捕集機構と繊維径，および粒径の関係を Fig. 3.2.3 のようにまとめている．これによると，例えば，繊維径，および粒径がともに小さいときは拡散による捕集が支配的となり，繊維径が小さく，粒径が大きい場合にはさえぎりや慣性による捕集が支配的となる．以降では，これらの捕集機構についてその特性を説明し，本研究で対象とするガーゼ，および塩分粒子においてはどの捕集機構が支配的となるのか検討する．ただし，本研究では粒子に働く力として抗力のみを考えており，重力効果による粒子の捕集機構に関しては検討を行わない．理由としては，既往の研究 [3.7] によれば繊維層フィルタにおいて重力による捕集効果は小さく，ほとんど無視できるとされており，且つ，本研究で対象とするガーゼは極めて薄い構造を有しているためである．

3.2.3 慣性捕集効率

慣性捕集効率は，粒子に働く慣性力によって粒子が繊維表面に衝突し，付着するという最も基本的な付着機構である．慣性効果による粒子の付着は，流体中での粒子の運動方程式を解くことによって求められる．流体中での粒子の運動方程式は，粒子に働く力として抗力のみを考えれば，第 2 章，式 (2.6.1) で与えられる．ここで，粒子の速度ベクトル \mathbf{u}_p と粒子の位置ベクトル \mathbf{x}_p は式 (2.6.4) の関係で与えられ，粒子の質量 m_p は，粒子密度 ρ_p と粒子体積 V によって式 (3.2.6) のように表すことができる．これらの関係を用いれば，式 (2.6.1) で与えられる粒子の運動方程式は式 (3.2.7) のように変形することができる．

$$m_p = \rho_p V = \rho_p \frac{4}{3} \pi \left(\frac{d_p}{2} \right)^3 = \frac{1}{6} \pi \rho_p d_p^3 \quad (3.2.6)$$

$$\frac{1}{18}\rho_p d_p^2 \frac{d^2 \mathbf{x}_p}{dt^2} = \frac{1}{24} C_d \rho_f d_p \left(\mathbf{u}_f - \frac{d\mathbf{x}_p}{dt} \right) |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p| \quad (3.2.7)$$

式 (3.2.7) を、代表速度 u と代表長さとして繊維径 d_f を用いて式 (3.2.8) の要領で無次元化すると式 (3.2.9) が得られる。

$$\mathbf{x}^* = \frac{\mathbf{x}_p}{d_f}, \mathbf{u}_f^* = \frac{\mathbf{u}_f}{u}, \mathbf{u}_p^* = \frac{\mathbf{u}_p}{u}, t^* = \frac{ut}{d_f} \quad (3.2.8)$$

$$S_{tk} \frac{d^2 \mathbf{x}^*}{dt^{*2}} + \frac{C_d}{24} Re_p \left(\frac{d\mathbf{x}^*}{dt^*} - \mathbf{u}_f^* \right) = 0 \quad (3.2.9)$$

ここで、 S_{tk} は粒子の慣性力と粘性力の比を表すストークス数と呼ばれる無次元数で、以下で与えられる。

$$S_{tk} = \frac{\rho_p d_p^2 u}{18 \rho_f \nu d_f} \quad (3.2.10)$$

ストークス数 S_{tk} は、流体に対する粒子の追従性を表す無次元数であり、 S_{tk} が大きいほど、粒子に働く慣性力が大きく、流体に対する追従性は低い。

また、抗力係数 C_d は式 (2.6.2) で与えられるため、 $Re_p \leq 1,000$ の範囲では、式 (3.2.9) は次式のように書ける。

$$S_{tk} \frac{d^2 \mathbf{x}^*}{dt^{*2}} + \left(1 + \frac{1}{6} Re_p^{\frac{2}{3}} \right) \left(\frac{d\mathbf{x}^*}{dt^*} - \mathbf{u}_f^* \right) = 0 \quad Re_p \leq 1,000 \quad (3.2.11)$$

以上より、流体中での粒子の運動は、ストークス数 S_{tk} と流れのレイノルズ数 Re 、および粒子レイノルズ数 Re_p によって決定され、慣性さえぎり捕集効率 η_{IR} は、以下の様な無次元数の関数として与えられる。

$$\eta_{IR} = \eta_{IR}(Re, Re_p, S_{tk}, R) \quad (3.2.12)$$

ここで、 R はさえぎり捕集効率の尺度を表すさえぎりパラメータであり、粒子径 d_p と繊維径 d_f の比として次式で表される。

$$R = \frac{d_p}{d_f} \quad (3.2.13)$$

慣性さえぎり捕集機構は、風速、粒径が大きい場合に支配的となる捕集機構であり、式 (3.2.10) で定義される S_{tk} がその尺度である。また、 S_{tk} が大きくなるにつれて、粒子に働く慣性力が大きくなり、気流に追随することなく繊維表面への衝突割合が上昇する。更に

言うと, $Stk \rightarrow \infty$ のとき, 慣性さえぎり捕集効率 η_{IR} は $1+R$ に漸近する.

本研究で対象としている海塩粒子について考えると, 基本的に海塩粒子は粒径が数 μm 程度であり, さえぎり捕集機構は無視できる可能性がある. 一方で, 海岸付近で観測されるような大粒径粒子に関しては, さえぎりによる効果が顕著になるものと推察される.

3.2.4 拡散捕集効率

繊維に粒子が付着すると, 繊維周りに濃度勾配が生じ, その濃度勾配を推進力として, 繊維への拡散フラックスが生じる. 拡散フラックス J は, フィックの第1法則によって以下の様に表される.

$$J = -D \frac{\partial C}{\partial r} \quad (3.2.14)$$

ここで, C は濃度 [kg/m^3], D は拡散係数 [m^2/s] であり, 次式で与えられる.

$$D = \frac{C_c k T}{3\pi\mu d_p} \quad (3.2.15)$$

ここで, C_c : カニングガムの補正係数, k : ボルツマン定数 ($=1.381 \times 10^{-23}$) [J/K], T : 温度 [K], μ : 粘性係数 [$\text{Pa} \cdot \text{s}$] である.

式 (3.2.14) 中の濃度勾配は, 繊維周りでの対流拡散方程式を解くことによって得られる. 無次元円柱座標で表した対流拡散方程式は以下の様である.

$$u_r \frac{\partial C}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial C}{\partial \theta} = \frac{2}{Pe} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 C}{\partial \theta^2} \right) \quad (3.2.16)$$

ここで, Pe は移流と拡散の比を表すペクレ数と呼ばれる無次元定数で, 次式で与えられる.

$$Pe = \frac{u d_f}{D} \quad (3.2.17)$$

拡散による捕集機構は, 風速が小さく, 粒径も小さい場合に支配的な捕集機構であり, その尺度がこのペクレ数 Pe である. Pe が小さいほど移流に比べて拡散の影響が大きく, 拡散による捕集機構が支配的となる. 本研究で対象とするガーゼと海塩粒子において, ガーゼ繊維径 0.2 mm , 粒子径 $2 \mu\text{m}$, 風速 0.5 m/s , 気温 300 K , カニングガムの補正係数 $C_c = 1$ の条件下で Pe を算出すると約 7.0×10^6 である. なお, 海塩粒子ほどのサイズの粒子であれば, カニングガムの補正係数 C_c を 1 と取り扱っても問題ないものと思われる [3.8]. Fig. 3.2.4 に Pe と拡散による単一繊維捕集効率の関係をまとめた既往の研究結果 [3.7] を示す. この図によれば, $Pe = 10^4$ でも拡散による捕集効率は 10^{-3} – 10^{-2} 程度であり, 本研究で対象

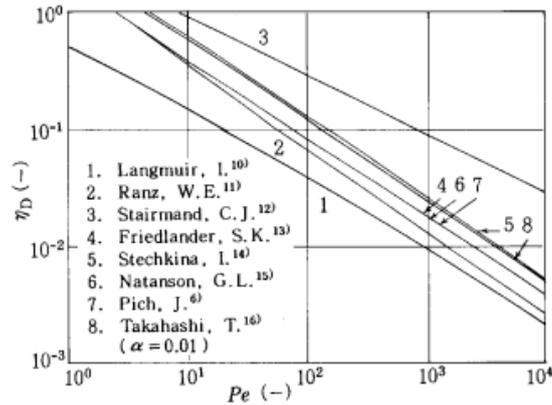


Fig. 3.2.4 ペクレ数 Pe と拡散捕集効率の関係 [3.7]

とするガーゼと海塩粒子の組み合わせでは、拡散による捕集は無視できるといえる。

以上の検討より、ガーゼ繊維による海塩粒子の捕集機構としては、海岸付近で観測されるような大粒径粒子を除き、基本的に慣性捕集機構のみを考慮すればよい。

3.3 並列に配置されたガーゼ繊維の塩分粒子捕集効率の推定

慣性捕集機構による捕集効率は、ガーゼ繊維周囲の流れ場中で粒子の挙動を評価することによって、解析的に評価することが可能である。しかし、ガーゼ繊維を忠実に再現するのは困難なため、本研究ではガーゼ繊維を円柱によってモデル化し、CFDによって得られる円柱周囲の流れ場中で粒子の運動方程式を解くことによって、ガーゼ繊維による捕集効率を推定する。なお、ガーゼは繊維が縦横格子状に配置された複雑な構造を有しているが、本章では、まずこの縦横の構造を考慮せず、繊維が流れに対して直交方向に一直列並んだ状態を想定し、解析を行う。これは、捕集効率がガーゼの縦横の構造に関係なく、空隙率のみによって決定される可能性があるためである。もし、捕集効率が配置構造によらないとすれば、種々の風速や風向、ガーゼ密度の条件下における捕集効率を評価する上で、ガーゼの構造を再現する必要がなく、計算負荷の低減につながる。

ガーゼの縦横の構造を考慮した場合については次章で検討し、円柱の配置方法の捕集効率への影響について評価する。なお、Fig. 3.3.1に示すように、ガーゼ繊維径を D_f 、繊維間隔を h とすると、本研究で使用したガーゼは、 $h = 4.5D_f$ となる。なお、円柱の配置間隔が捕集効率に与える影響を考慮し、円柱間隔を $h = 4.5D_f$ に加えて、 $h = 2.25D_f$ 、 $h = 7D_f$ 、 $h = 12D_f$ とした解析もあわせて実施した。

円柱周囲の流れ場は流れのレイノルズ数 $Re (= UD_f/\nu$ 、 U : 接近風速、 D_f : 円柱径、 ν : 動粘性係数) によって、流体中での粒子挙動は、式 (3.2.10) で表されるストークス数 Stk によって決定される。したがって、円柱周囲での流れ場解析および粒子飛散解析においては、 Re と Stk を実際のガーゼ繊維と海塩粒子に基づいて決めなければならない。本研究で使用するガーゼの繊維直径は約 0.2 mm であり、ガーゼ法捕集装置を屋外に設置することを考えれば、ガーゼ繊維近傍の風速は数 m/s 程度と思われる。仮に風速を 1 m/s とすれば、流れのレイノルズ数 Re は約 13 である。そこで本研究では、ガーゼ法を屋外に設置した場合

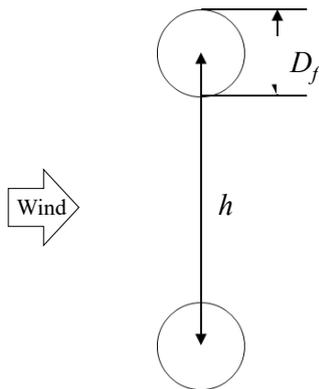


Fig. 3.3.1 円柱径と円柱間距離の定義

に現れるであろうレイノルズ数の範囲をカバーするため、レイノルズ数を $Re = 10, 30, 50, 80, 100$ と 5 パターンに変化させ、流れ場解析を行い、 Re ごとの捕集効率を評価した。なお、繊維径を一定とすれば、 Re の増加は接近風速の上昇に対応している。また、 Stk は、粒径が $2 \mu\text{m}$, $20 \mu\text{m}$, および $200 \mu\text{m}$ の塩分粒子が直径 0.2 mm の円柱周囲を飛来する状況を想定した値となるよう設定した。ただし、粒径 $200 \mu\text{m}$ については、本研究で対象とする接近風速、風向等の条件下においては、捕集効率は常に 100% であったため、以降では $2 \mu\text{m}$ および $20 \mu\text{m}$ の結果に関して議論する。これは、 $200 \mu\text{m}$ の粒子に作用する Stk が極めて大きく、流れ場の性状によらず、粒子の慣性によって容易に円柱に衝突するためである。

3.3.1 円柱周りの流れ場計算領域と境界条件

円柱周囲の流れ場解析および粒子飛散解析の手法等については、第 2 章と同様であるためここでは割愛し、第 2 章とは異なる点についてのみ以下に示す。

流れのレイノルズ数は $Re = 10 \sim 100$ の範囲であることから、非定常層流解析によって円柱周りの流れ場を算出した。すなわち、乱流モデルは使用していない。円柱周りの流れ場解析の計算領域を Fig. 3.3.2 に示す。解析は 2 次元解析とし、円柱の直径を D_f とすると、計算領域は、円柱から上流側に $10D_f$ 、下流側に $20D_f$ を確保した。Table 3.3.1 に流れ場解析の境界条件を示す。境界条件として、流入面から一様流を流入させ、流出面は勾配なしのノイマン条件、円柱表面は滑りなし壁面とした。また、解析領域上下境界を対称境界 (Symmetry) とすることで、隣接する円柱の影響を考慮している。ここで、対称境界条件とは、Fig. 3.3.3 (a) に示す様に、境界面を挟んで、物理量が鏡像対称になるという境界条件である。すなわち、Fig. 3.3.3 (b) のような並列に無限個配置された円柱周囲の流れ場を計算する代わりに、単独の円柱周りの流れ場に対して流れが対称となる面 (円柱と円柱の中間の断面) に対称境界条件を課せばよく、計算負荷の面で非常に優れている。すなわち、Fig. 3.3.2 では、解析領域の鉛直方向の長さ (図中 h) が繊維間距離に対応しており、円柱間隔 h で並列に無限個配置された円柱を模擬している。なお、対称境界条件を使用することの妥当性については以降で検討する。

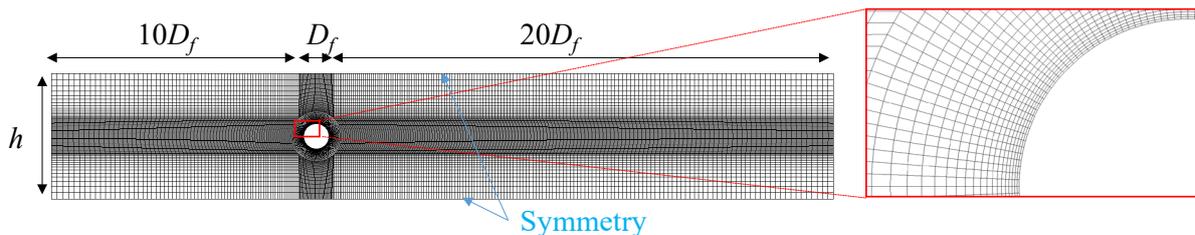


Fig. 3.3.2 円柱周囲の流れ場解析領域

Table 3.3.1 円柱周囲の流れ場解析における境界条件

Param.	inlet	outlet	side wall	cylinder
U	$u_x = 0$ $u_y = 0$	$\partial u_x / \partial x = 0$ $\partial u_y / \partial y = 0$	Symmetry	$u_x = 0$ $u_y = 0$
p	$\partial p / \partial n = 0$	$p = 0$	Symmetry	$\partial p / \partial n = 0$
v	$\partial v / \partial n = 0$	$\partial v / \partial n = 0$	Symmetry	$\partial v / \partial n = 0$

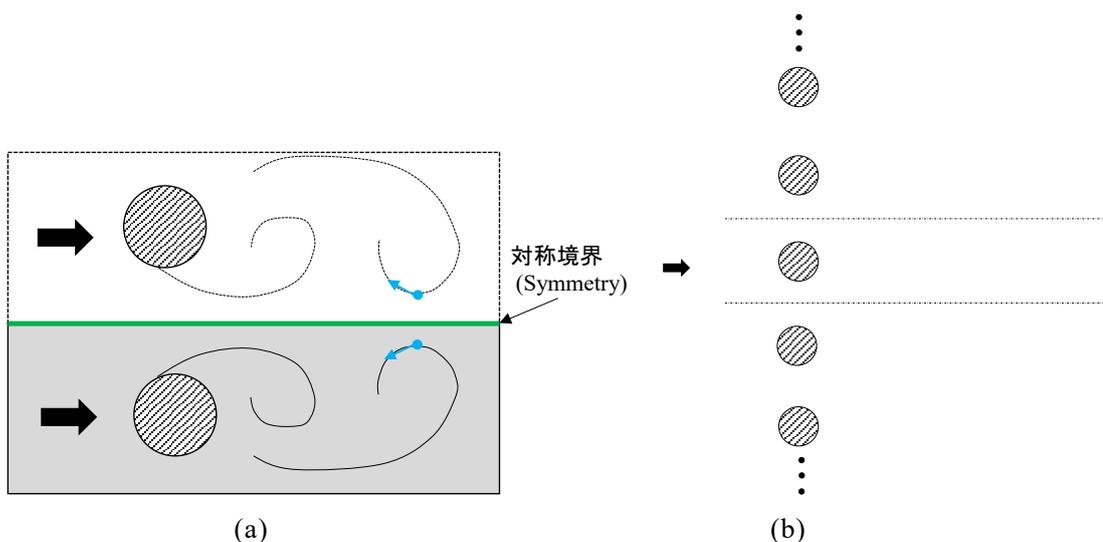


Fig. 3.3.3 対称境界条件の概要

解析格子の作成に当たっては、円柱周りで格子が歪な形とならないよう、円柱の形に合った境界適合格子としている。また、円柱に近づくに従って格子サイズが小さくなるように設定しており、円柱壁面の第一格子点の壁面直交方向のサイズは $D_f/200$ となっている。なお、いずれのケースにおいても無次元時間 $Ut/D_f = 400$ までを流れ場の助走期間とし、それ以降で粒子の飛散解析を行った。粒子の初期位置は、円柱より $5D_f$ 上流であり、円柱投影面積内に、 $D_f/1000$ 間隔で一次的に配置した。なお、円柱投影面積外から円柱へ付着する粒子は存在しないことを別途確認している。

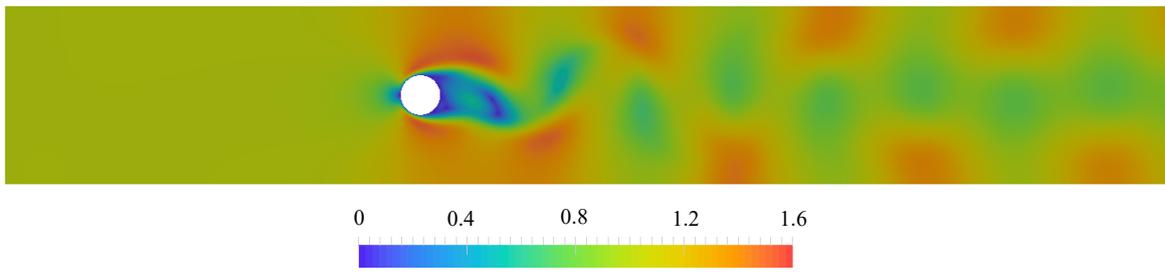


Fig. 3.3.4 対称境界条件を用いた円柱周囲の風速コンター ($Ut/D = 400$)

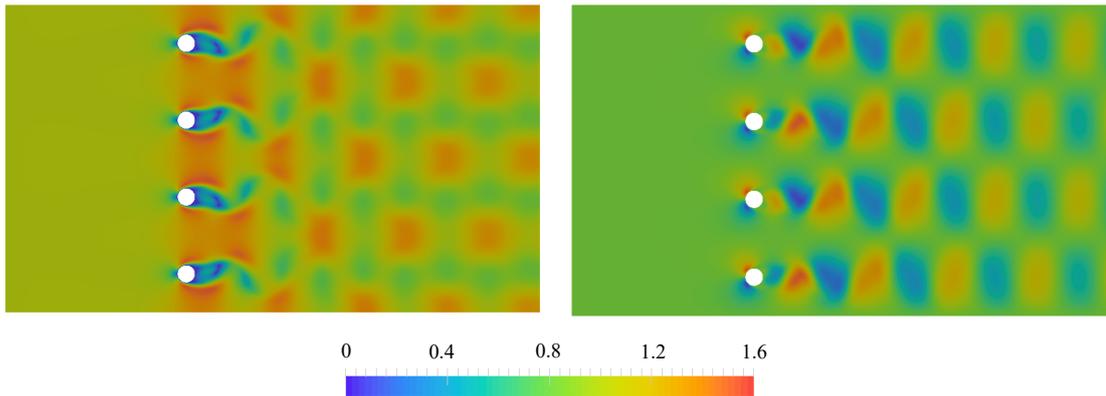


Fig. 3.3.5 並列4円柱周囲の風速コンター ($Ut/D = 400$)

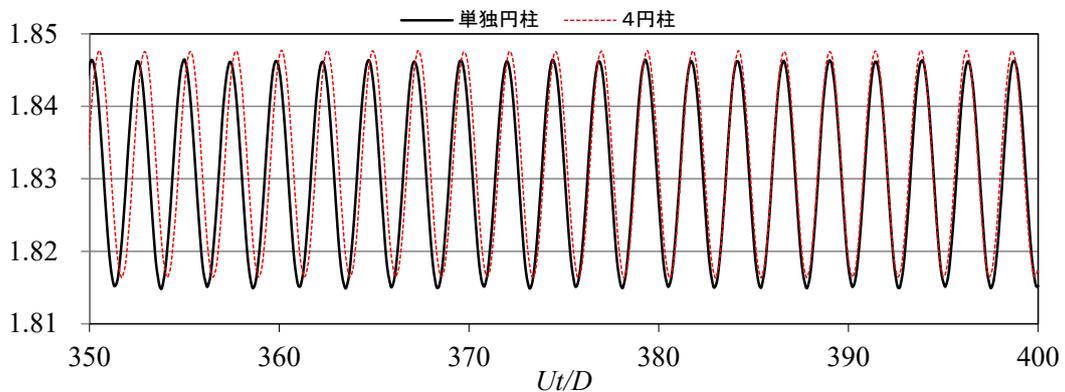


Fig. 3.3.6 単独円柱と4円柱の場合の抗力係数 C_d の時系列波形

3.3.2 流れ場および粒子飛散解析の精度検証

流れ場解析によって算出された円柱周囲の風速コンターを Fig. 3.3.4 に示す。円柱の後方にはカルマン渦が形成されていることが確認できる。また、解析領域の上下境界を対称境界としているため、この面を通過するような流れは生じない。この対称境界条件を使用することの妥当性を検証するため、Fig. 3.3.5 に4並列円柱周囲の流れ場を計算した結果を示す。なお、ここでも上下の境界面は対称境界としている。円柱間の隙間流れは対称軸上を流下せず、独立した4単独円柱に類似した流れパターンとなっている。また、Fig. 3.3.6 に4円柱を配置した場合と単独円柱の場合の抗力係数 C_d の時系列波形を比較する。ここ

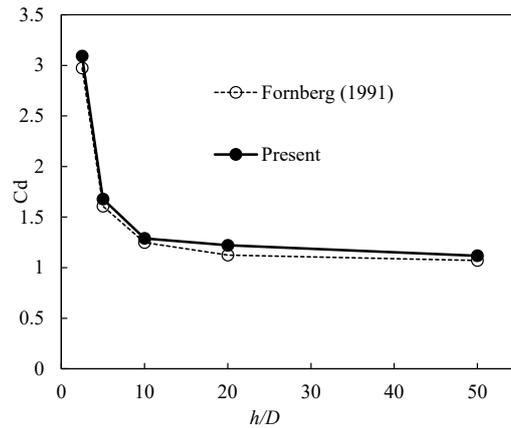


Fig. 3.3.7 $Re = 100$ における，無次元円柱間距離 h/D と抗力係数 C_d の関係 [3.11]

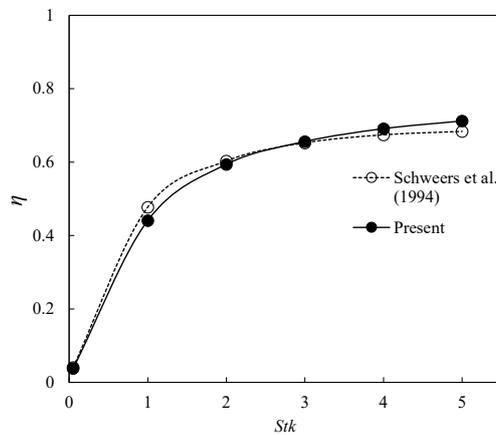


Fig. 3.3.8 $Re = 50$ における Stk と捕集効率 η の関係 [3.12]

で，4円柱を対称とした場合については，4本の内のある1本の円柱の C_d の時系列波形を示している．両者の時間平均値 ($Ut/D = 200-400$) はともに 1.83 と等しく，変動幅や周期もほぼ一致していることが確認された．したがって，単独円柱に対して対称境界を用いることで，複数配置された円柱周囲の流れ場を適切に模擬できたといえる．

さらに，本解析手法の妥当性を検証するため，Fig. 3.3.7 において，本解析で得られた無次元円柱間距離 h/D と抗力係数 C_d の関係を既往の研究結果 [3.11] と比較する．なお，ここで示した既往の研究においても，本研究と同様に円柱に対して対称境界条件を課した計算を行っている．この図より，いずれの円柱間距離においても，本解析結果は既往の研究とよい一致が見られる．また，円柱間距離が小さくなると， C_d が大きくなるのは，円柱間距離の減少に伴って，ブロッキングが大きくなり，円柱近傍の風速が高まるためと考えられる．

続いて，粒子飛散解析の妥当性について検討する．Fig. 3.3.8 に，本解析で得られた，単独円柱における Stk と捕集効率 η の関係を既往の研究結果 [3.12] と比較する．なお，ここでは隣接する周囲の円柱の影響は考慮されていない．また，捕集効率は，円柱に付着した

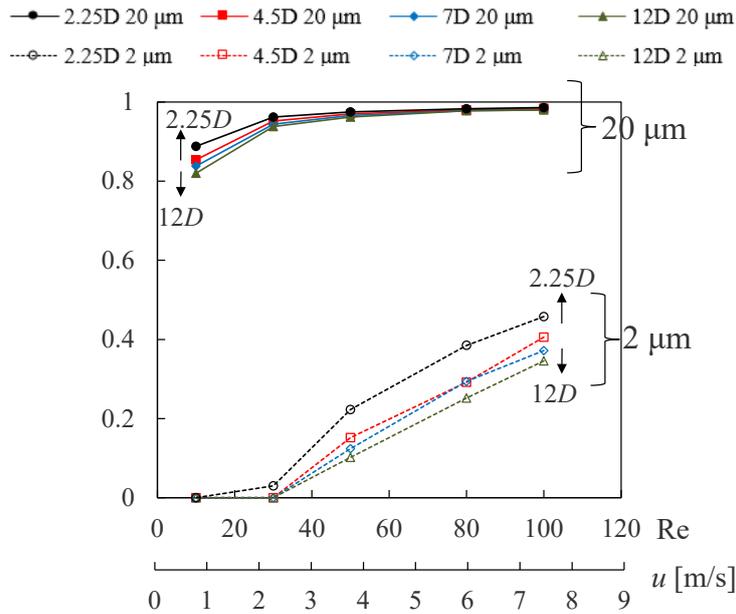


Fig. 3.3.9 並列に配置された円柱の粒子捕集効率の算出結果

粒子量を円柱投影面積内を飛来する粒子量で除した値として定義する。つまり、円柱が二次元的に配置された状態を仮定すると、円柱の捕集効率 η と本研究で定義したガーゼの捕捉性能 β の関係は、空隙率 ε を用いて、以下の様に見える。

$$\beta = (1 - \varepsilon)\eta \quad (3.3.1)$$

つまり、 η は、円柱投影面積内を飛来する粒子数に対する付着数の割合を表すが、 β は空隙部も含めた、上流より飛来する粒子数に対する付着数の割合を表している。本研究では、 η を用いて、捕捉性能の議論を行うこととする。これは、 β を用いると、捕捉性能に円柱の密度 (=単位面積当たりの円柱の数) の影響を含んでしまい、風速や粒径の影響を議論しづらくなるためである。

Stk と捕集効率 η の関係を示した Fig. 3.3.8 より、本解析と既往の研究は、いずれの Stk においても、よい一致を示していることが確認できる。なお、 Re の上昇に伴って捕集効率が高まるのは、粒子に作用する慣性力が大きくなるためである。

以上の検討より、本解析手法は妥当なものであると判断し、以降の解析を実施した。

3.3.3 並列に配置された円柱の粒子捕集効率の算出結果

Fig. 3.3.9 に、円柱間隔、粒径ごとの捕集効率の算出結果を示す。また、付着判定は、第2章と同様に、円柱への衝突をもって付着と判定する。捕集効率は Re および粒径の増大によって上昇しているが、これは粒子に作用する慣性力が上昇すること (Stk の上昇ともいえる) に対応している。すなわち、粒子に作用する慣性力が増大することで、粒子が円柱の剥離流れに乗ることなく円柱表面に到達する割合が上昇したといえる。続いて、円柱間距離の影響について検討すると、円柱間距離が小さいほど捕集効率が高くなる結果を示した。この原因を探るため、Fig. 3.3.10 に円柱間距離 $4.5D_f$ と $12D_f$ の場合の円柱周りの流れ場解

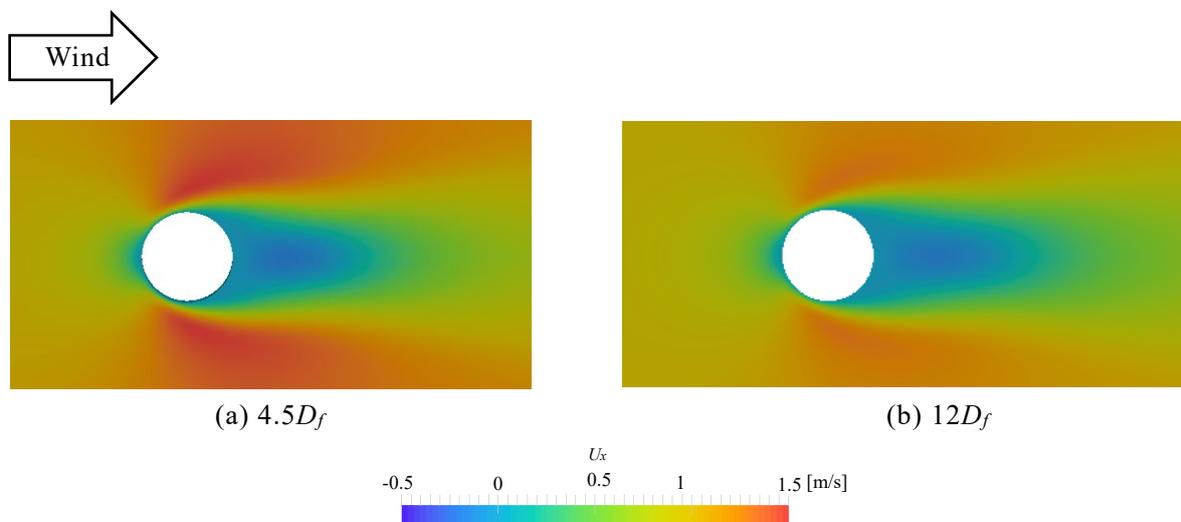


Fig. 3.3.10 円柱近傍の風速コンター

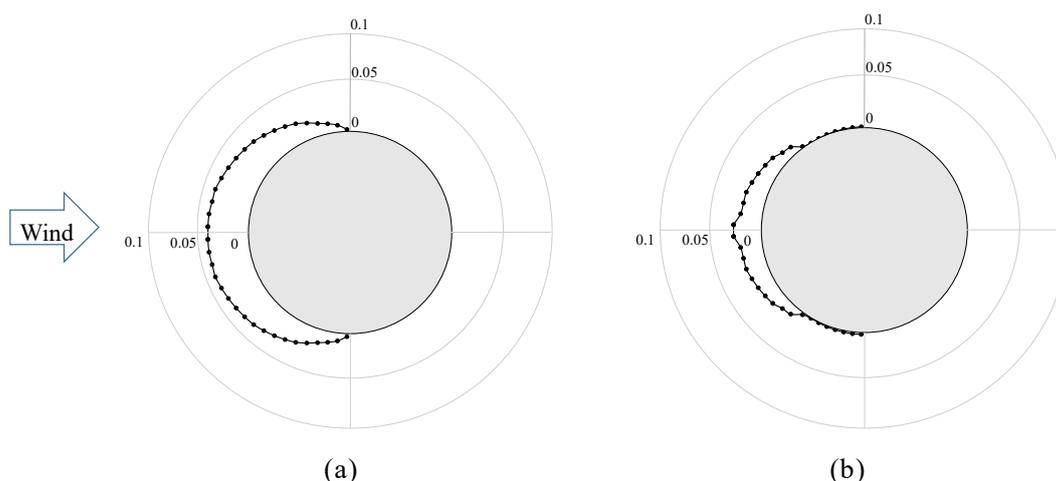


Fig. 3.3.11 円柱間距離 $4.5D_f$, $Re = 100$ における付着分布 (a) $20 \mu\text{m}$, (b) $2 \mu\text{m}$
(円柱 5° ごとにプロット．飛来粒子数で正規化されている．)

析結果を示した．この流れ場解析結果によると，円柱間距離が小さいほど閉塞率が高まり，円柱近傍での主流方向風速が上昇していることが確認できる．この効果によって，粒子に作用する慣性力が増大し，捕集効率が上昇したといえる．したがって，密度の高いガーゼを使用するほど，ガーゼ繊維一本当たりの捕集効率は高まるといえる．

円柱表面の粒子の付着分布に着目すると，Fig. 3.3.11 に示すように，粒径によって付着分布は大きく異なることが明らかになった．Fig. 3.3.11 は，円柱間距離 $4.5D_f$, $Re = 100$ の場合の付着分布であり， 5° ごとに付着量をプロットしている．また，図中の値は付着数を全飛来粒子数で除して正規化している．この図より， $20 \mu\text{m}$ では円柱の風上側全域に粒子

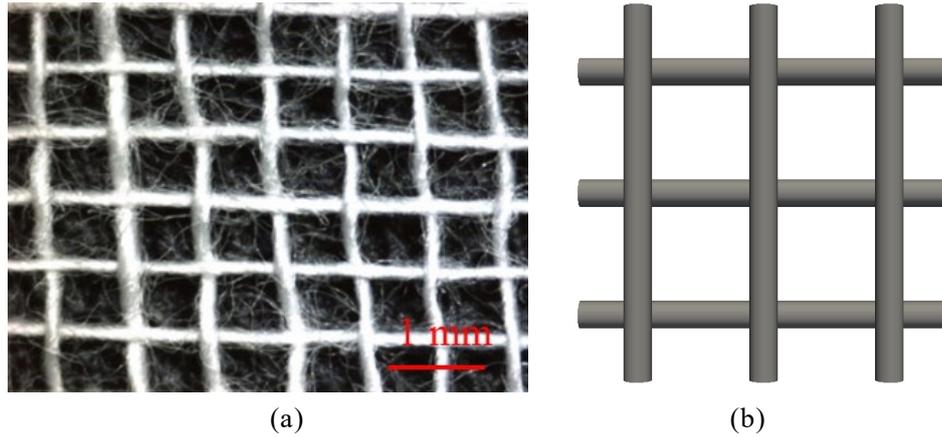


Fig. 3.4.1 ガーゼの繊維構造
(a) 実物, (b) モデル化されたガーゼ繊維

が付着するが、 $2\ \mu\text{m}$ では前面の中央部付近に付着が集中しており、円柱上下部付近では、付着がみられない。これは、粒径が小さい場合、円柱上下部付近を飛来する粒子が、剥離流れによって付着することなく、流下するためである。

以上より、並列に配置された円柱の捕集効率は、接近風速、塩分粒子径、円柱間距離に応じて変化することが明らかになった。これは、いずれも粒子に作用する慣性力の変化に対応している。なかでも、粒径によって捕集効率は大きく変化するが、これは、粒子の慣性力の程度を表す無次元パラメータであるストークス数 Stk の観点で見れば、 Stk は風速の1乗に比例するのに対して、粒径に対しては2乗で比例するためである。

ここまで、並列に配置された円柱の捕集効率について検討を行ったが、次節では、ガーゼの縦横の構造を考慮した場合の捕集効率について検討する。

3.4 十字状に配置されたガーゼ繊維の塩分粒子捕集効率の推定

前節では、簡単のため、ガーゼの縦横の構造を無視し、並列に配置された円柱の捕集効率を算定した。本節では、ガーゼ繊維の縦横に配置された構造を考慮し、十字状に組み立てた円柱の粒子捕集効率を推定する。

3.4.1 十字状円柱周りの流れ場計算領域と境界条件

実際のガーゼは、Fig. 3.4.1 (a) に示すように格子状の繊維配合を有している。ここでは、Fig. 3.4.1 (b)のように、ガーゼ繊維を前後に十字状に配置された円柱によってモデル化し、この円柱の捕集効率を算出する。なお、実際のガーゼは Fig. 3.4.1 (a) から見て取れるように、太い主繊維に加えて細かな繊維が存在し、捕集効率に影響を及ぼす可能性もあるが、解析においてはこの細かな繊維は無視している。なお、屋外に暴露したガーゼを顕微鏡で観察し、細かな繊維における粒子の付着は比較的少ないことを別途確認している。

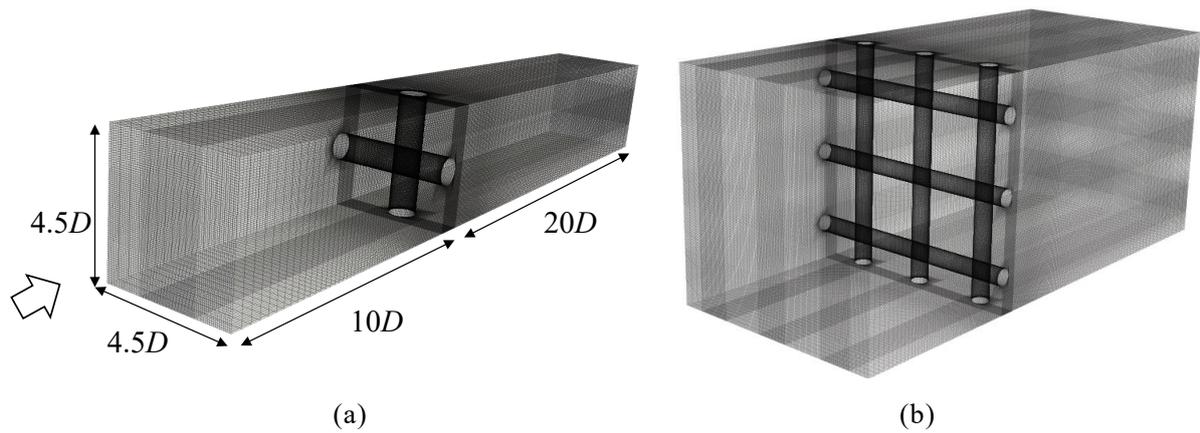


Fig. 3.4.2 十字状に配置された円柱周囲の流れ場解析領域
 (a) 1組の十字円柱, (b) 3本の円柱が組まれた場合

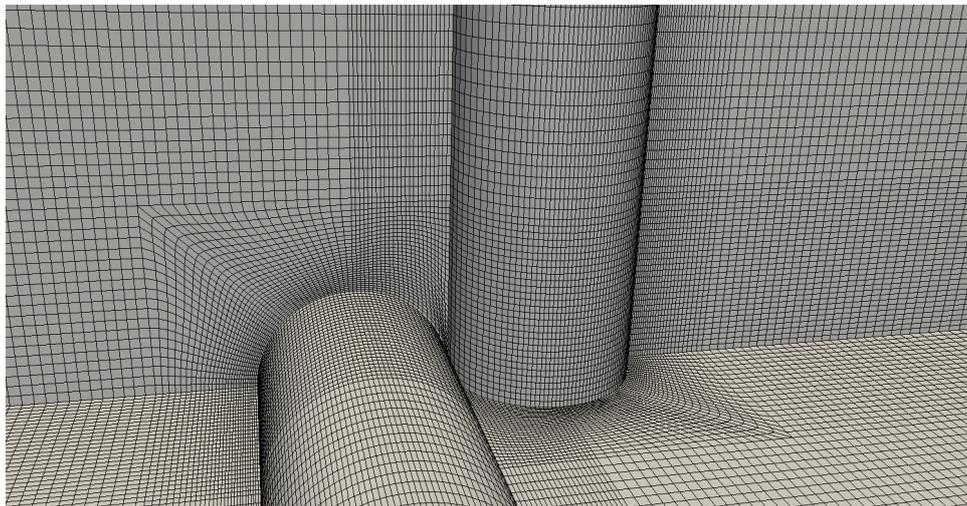


Fig. 3.4.3 円柱近傍の格子

円柱周囲の流れ場解析の計算領域を Fig. 3.4.2 に示す．計算領域の設定や計算条件等については，基本的に並列に配置された円柱の場合と同様であるが，本解析では，解析領域の側面（4面）に対称境界条件を課すことで，隣接する十字に組まれた円柱を模擬している．Fig. 3.4.2 (a) が，円柱間隔 $h = 4.5D_f$ で配置された場合の十字円柱周囲の流れ場解析領域である．捕集効率の算出においては，このように一組の十字円柱を切り出し，周囲の境界に対称境界条件を課した解析を実施する．ここで，計算の妥当性の検証を目的として，Fig. 3.4.2 (b) のように，3本の円柱が組まれた場合の解析を予備解析として実施し，1組の十字円柱の場合 (Fig. 3.4.2 (a)) と比較検討する．なお，Fig. 3.4.3 に十字円柱近傍の計算格子を示すが，円柱周りで格子が歪な形とならないよう，円柱の形にそった境界適合格子としている．

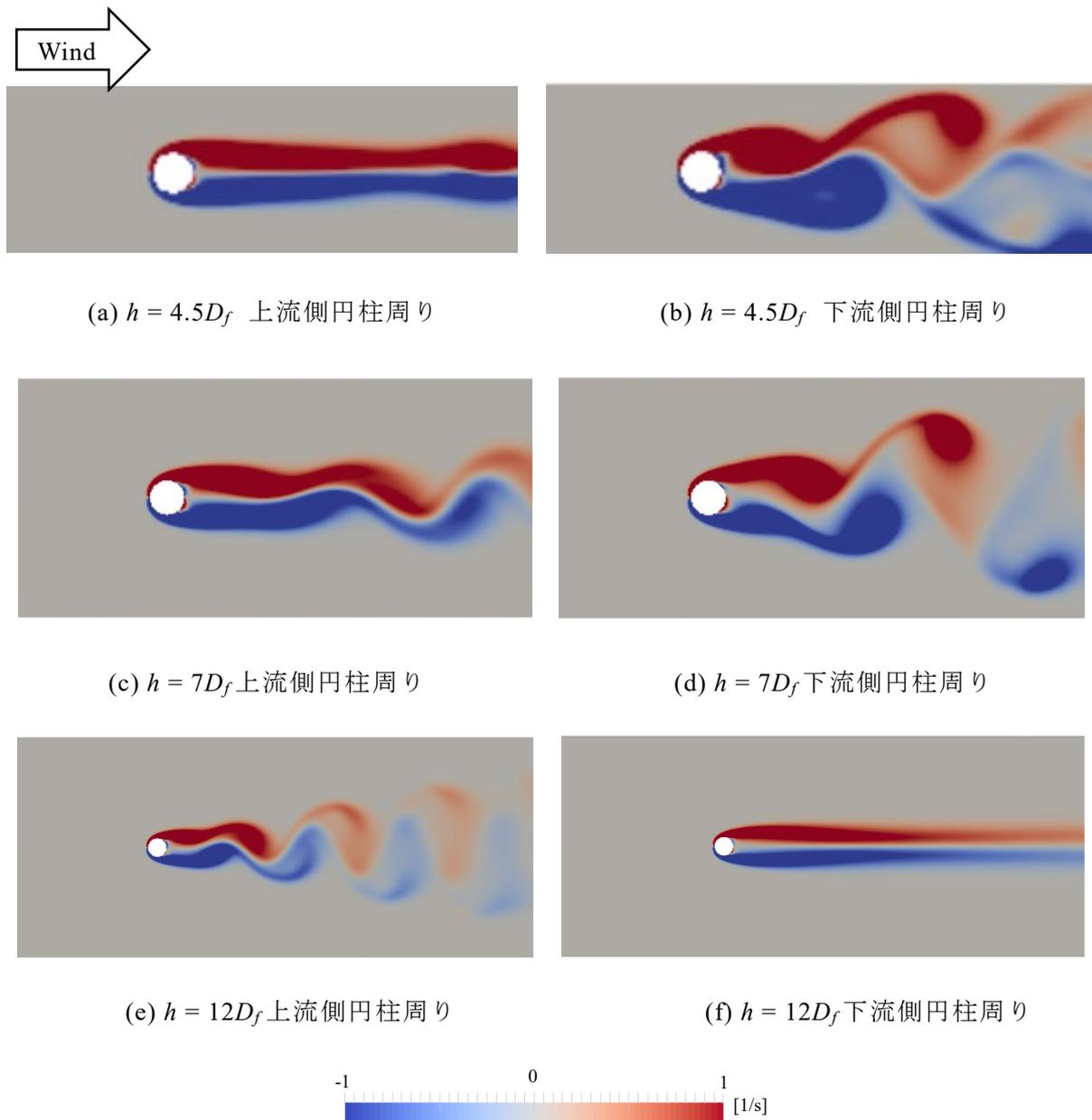
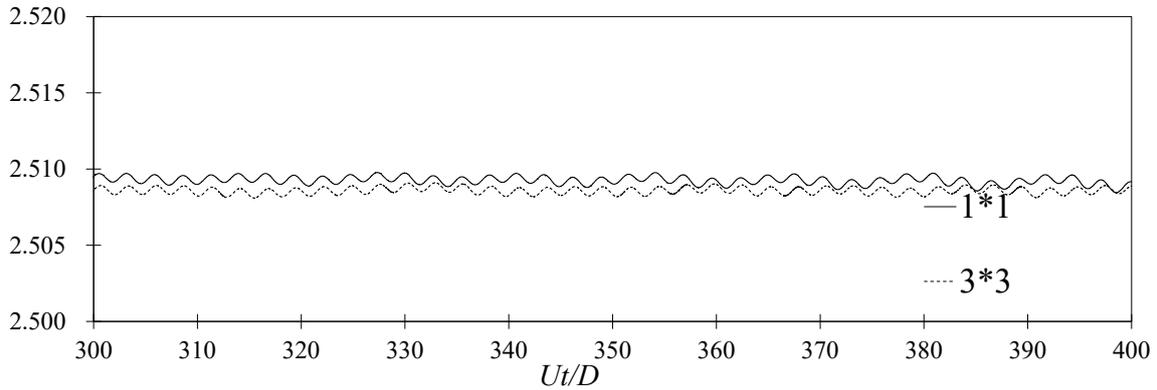


Fig. 3.4.4 十字円柱周囲の渦度コンター ($Re = 100$)

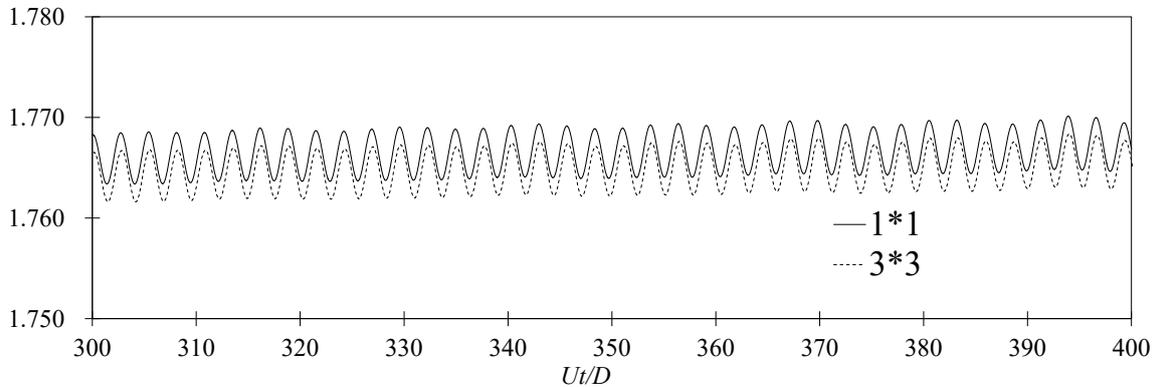
円柱間隔については、 $h = 2.25D_f$, $4.5D_f$, $7D_f$, $12D_f$ と、並列円柱の場合と同様に4パターンに変化させ、流れ場解析および粒子飛散解析を実施し、円柱間隔と粒子の捕集効率の関係について検討した。

3.4.2 十字状円柱周りの流れ場解析結果

Fig. 3.4.4 に、 $Re = 100$ における円柱間距離 $4.5D_f$, $7D_f$ および $12D_f$ の場合の、円柱周りの渦度コンターを示す。ここで、渦度 ω とは、渦の強さを表す物理量であり、流体の速度ベクトルを V とすれば、 $\omega = \text{rot } V$ で与えられる。なお、ここで示す断面は、円柱端部の断面である。 $4.5D_f$ の場合に関しては、下流側円柱からは渦放出が確認できるのに対し、上流側



(a) 上流側円柱



(b) 下流側円柱

Fig. 3.4.5 円柱間距離 $4.5D_f$ の場合の抗力係数の時系列波形 ($Re = 100$)

円柱からは見られず，下流側円柱の存在が上流側円柱からのカルマン渦の発生を阻害していると考えられる．このような，物体の背後に設置された円柱による渦の放出抑制効果については，既往の研究 [3.13] においても報告がなされている．一方で， $7D_f$ の場合には，上流側円柱後流域で流れがうねっており，流れの非定常性が確認された．また， $12D_f$ の場合は，上流側円柱から明確な渦放出が確認され，逆に下流側円柱からは渦の放出がみられない結果となった．

以上のように，円柱周囲の渦放出の特性は，円柱間距離に応じて変化し，特に円柱間隔が小さい場合には下流側円柱から，円柱間隔が大きい場合には上流側円柱からの渦放出が生じることが明らかとなった．このような流れ場特性は，流体への追従性が高い，粒径が小さい粒子の挙動に影響を及ぼす可能性がある．

続いて，1組の円柱を対象とした場合の解析と，3本の円柱が組まれた場合の解析における抗力係数の時系列波形を Fig. 3.4.5 に示す．上流側円柱においては，1組の十字円柱では抗力係数の時間平均値 ($Ut/D = 200-400$) が 2.509，3本の円柱が組まれた場合では 2.508 であり，下流側円柱では 1組の十字円柱で 1.766，3本の円柱が組まれた場合では 1.765 と，

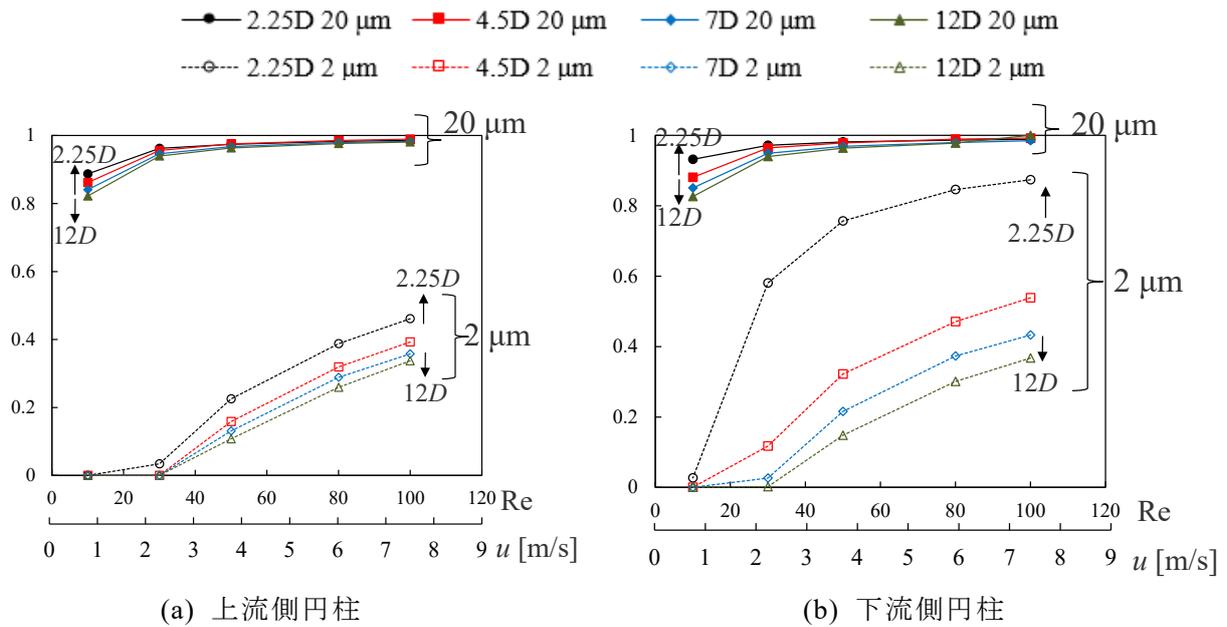


Fig. 3.4.6 十字状に配置された円柱の粒子捕集効率の算出結果

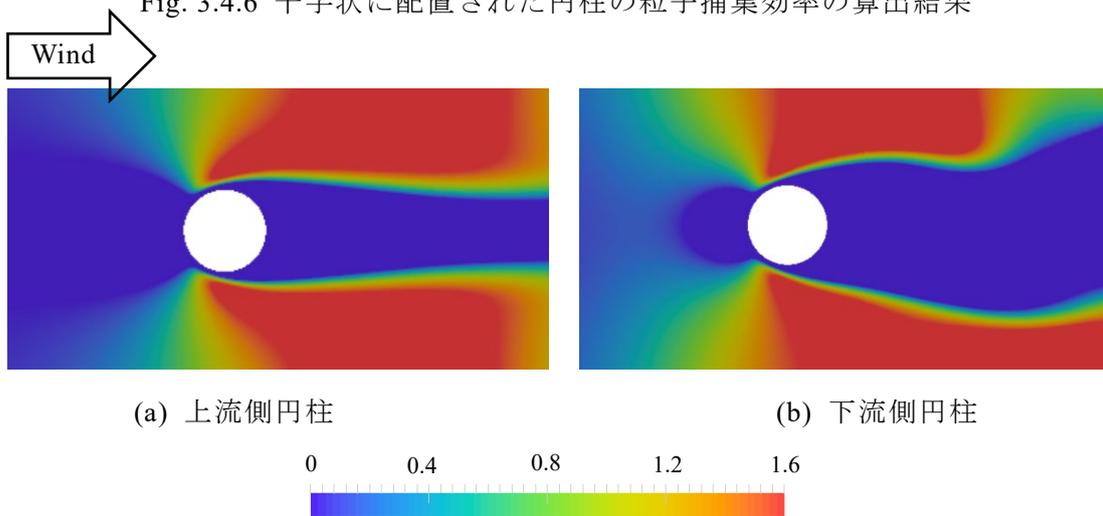


Fig. 3.4.7 円柱近傍の主流方向風速コンター
(風速は、流入風速で無次元化している)

両者の値は一致しているといえる。また、変動幅や周期もほぼ一致しており、1組の十字円柱に対して対称境界を用いることで、複数配置された円柱周囲の流れ場を適切に模擬できたといえる。また、得られた流れ場中で粒子飛散解析を実施し、両者で得られる捕集効率が一致することも別途確認している。

3.4.3 十字状に配置された円柱の粒子捕集効率の算出結果

Fig. 3.4.6 に十字状に配置された円柱の捕集効率を、上流側円柱と下流側円柱に分けて示す。この図より、上流側円柱、下流側円柱ともに、接近風速の上昇、粒径の増大、円柱間隔の減少に伴って、捕集効率は大きくなっている。これは、並列に配置された場合の円柱

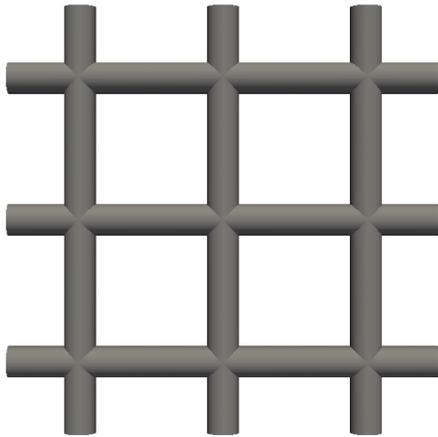


Fig. 3.4.8 十字状に結合した2円柱

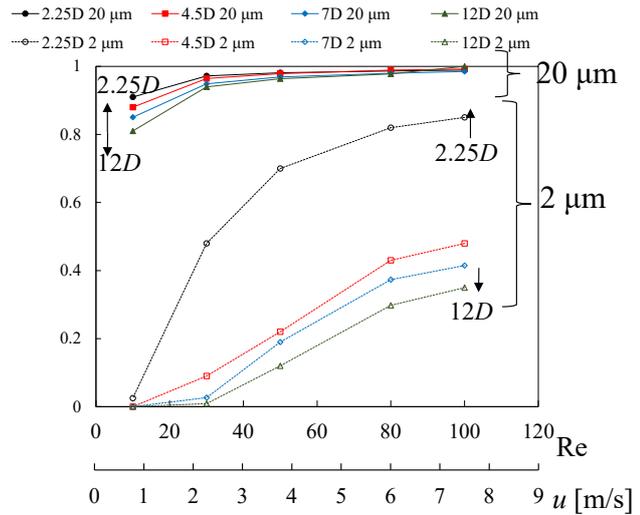
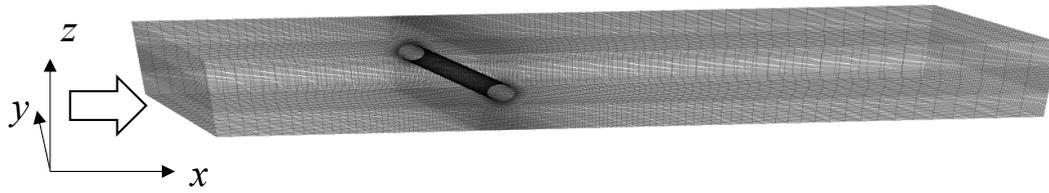


Fig. 3.4.9 十字状に結合した2円柱の捕集効率の算出結果

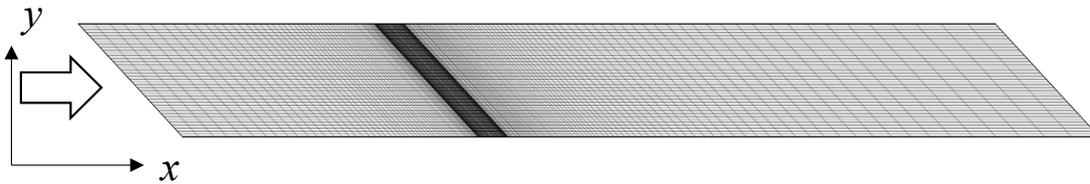
の捕集効率と同様の結果であり、粒子に作用する慣性力の増大に対応している。また、上流側円柱の捕集効率は、並列に配置された場合の円柱の捕集効率 (Fig. 3.3.9) とほぼ等しいが、下流側円柱の捕集効率はこれらに比べて大きくなっている。この原因を探るため、Fig. 3.4.7 に円柱間距離 $4.5D_f$ の場合の、上流側円柱と下流側円柱近傍の主流方向風速コンターを示す。この図より、下流側円柱の風上側の風速は、上流側円柱の風上側の風速よりも高くなっていることが確認できる。これは、下流側円柱の風上側に上流側円柱が存在することで、閉塞率が高まったためである。つまり、円柱間隔が減少することによる捕集効率の上昇と同様の効果が生じたといえる。ここまでの結果から、十字状に配置された場合でも、捕集効率は基本的には円柱の配置方法というよりは、円柱の配置間隔 (=ガーゼの密度) が大きく影響していると考えられる。

ここで、さらに捕集効率と円柱の配置方法の関係を検証するために、Fig. 3.4.8 に示す様な、円柱が十字状に結合したモデルを用意し、捕集効率を算定した。Fig. 3.4.1 に示したガーゼ繊維モデルは、円柱が前後に十字状に配置されているが、本モデルは、2円柱が完全に結合している。このモデルを用意したのは、捕集効率が円柱の配置方法によらず、空隙率によって決定されるならば、Fig. 3.4.8 のモデルの捕集効率と Fig. 3.4.1 の下流側円柱の捕集効率が同等のものとなることが予想されるためである。Fig. 3.4.9 に、十字状に結合した2円柱の捕集効率の算出結果を示す。この図と、Fig. 3.4.6 (b) を比較することで、十字状に結合した2円柱と前後に十字状に配置された場合の下流側円柱の捕集効率は、全ての解析ケースにおいてほぼ一致していることが確認できる。

以上より、本研究で対象とした、風速、粒径、繊維径の条件下においては、円柱の配置方法 (並列配置、または十字状配置) によらず、円柱の配置間隔 (=ガーゼの密度) によって決定されることが明らかとなった。したがって、例えば今回の解析で対象としていないような円柱間隔における捕集効率が知りたい場合には、ガーゼの十字状の構造を再現せず



(a) 3次元図



(b) 2次元図

Fig. 3.5.1 接近風に対して45°傾斜した円柱周囲の流れ場解析領域（並列配置）

とも，並列に配置された円柱を対象とした解析を実施すればよく，計算負荷の低減につながるといえる．

3.5 接近風の風向が円柱の捕集効率に与える影響の検討

3.3節，および3.4節においては，円柱に対して接近風が直交する場合を仮定して，円柱による粒子の捕集効率を算定した．しかし，実環境下では，ガーゼに対して様々な角度で風が吹くことが予想され，ガーゼ繊維による粒子の捕集効率に対する風向の影響について検討する必要がある．以下では，接近風に対して円柱が45°の迎角を有する場合について，検討を行う．また，対象とする円柱の配置は，3.3節で解析を行った，並列に配置された場合とした．

Fig. 3.5.1に，接近風に対して45°傾斜した，並列に配置された円柱周囲の流れ場解析領域を示す．ここで，円柱のspan方向（軸方向）の向かい合う境界面については，周期境界条件を課し，上下の境界面には対称境界条件を課すことで，隣接する円柱の影響を考慮している．なお，ここでは隣接する円柱の円柱間距離を $4.5D_f$ と設定した．Fig. 3.5.2が捕集効率の算出結果であり，風向 0° ，すなわち円柱と接近風が直交する場合の捕集効率もあわせて示している．この図より，粒径 $2\mu\text{m}$ ，および $20\mu\text{m}$ いずれにおいても捕集効率は風向 0° と 45° でほぼ一致していることが確認できる．Fig. 3.5.3は傾斜円柱中央断面の流れのベクトル図を示している．このベクトル図から，傾斜円柱近傍で流れが円柱に沿うように変化していることが見て取れるが，この流れの変化は極めて円柱に近い位置で生じている．したがって，上流から飛来する粒子の挙動に対する影響は小さく，結果として捕集効率は風向 0° と 45° で変化しなかったものと考えられる．以上より，接近風に対して円柱が迎角を有している場合でも，本研究で解析を行った条件下では，捕集効率は接近風と円柱が直交する場合に等しいことが明らかになった．ただし，円柱が十字状に組まれた場合でも同

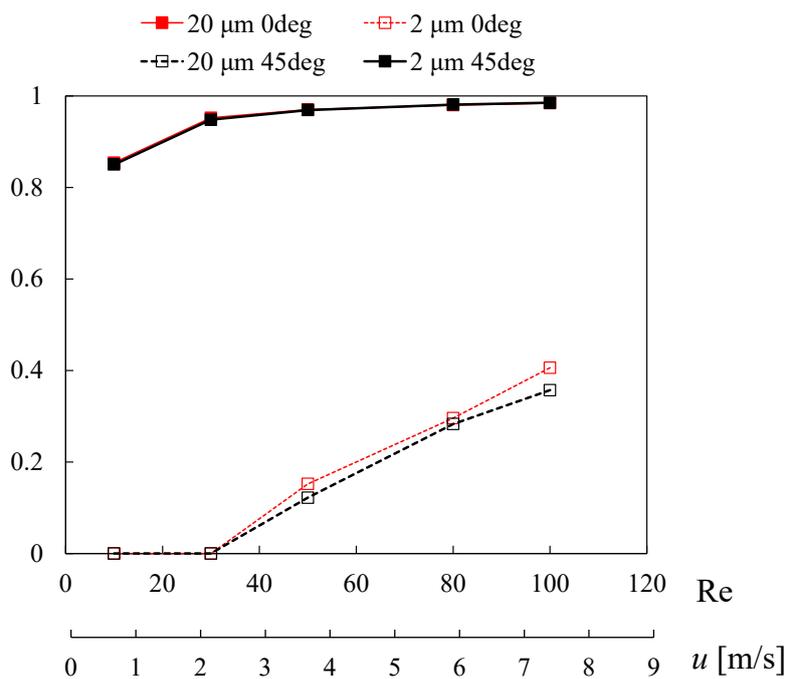


Fig. 3.5.2 接近風に対して 45°傾斜した円柱の捕集効率 (並列配置)

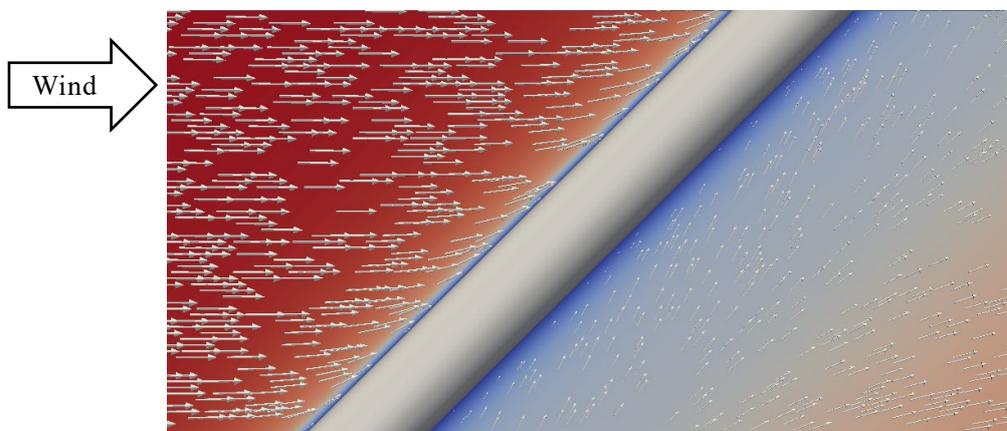


Fig. 3.5.3 並列に配置された傾斜円柱周囲の流れのベクトル図

様であるかは明らかではないため、今後の検討を要する。



Fig. 3.6.1 天鳥橋の外観

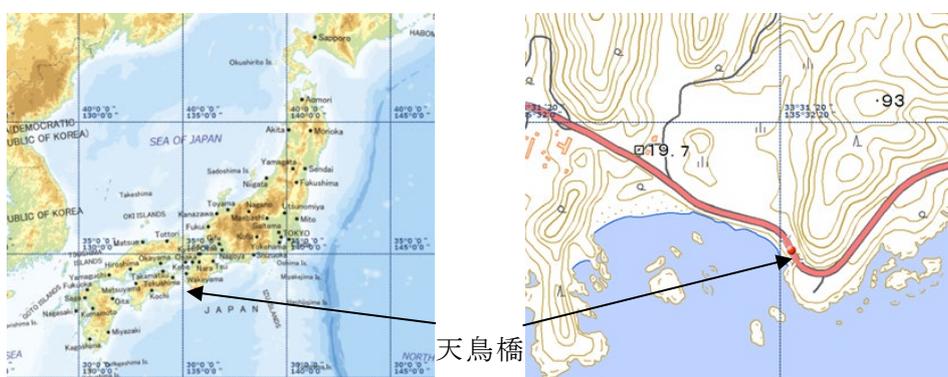


Fig. 3.6.2 天鳥橋の位置

3.6 実測値との比較によるガーゼ法捕集効率の妥当性の検証

本章および第2章の検討を通じて、ガーゼ法の捕集効率について、接近風速・風向・粒径等様々な条件下における値を評価した。本節では、得られた捕集効率の精度検証として、ガーゼ法による観測値や別の手法による大気中塩分量の実測値との比較検討を行い、値の妥当性や適用性の検討を行う。

具体的には、ガーゼ法設置地点において、後述する円筒型飛来塩分捕集器による大気中の塩分濃度計測と気象装置による風速・風向の観測を行う。これらの観測結果から、ガーゼ法捕集装置地点の塩分量フラックスを算出し、この塩分量に本研究で明らかになった捕集効率を乗じることで、ガーゼ法による飛来塩分量の推定値を算出する。この推定された飛来塩分量とガーゼ法によって実際に得られた飛来塩分量とを比較することにより、本研究で算出した捕集効率の妥当性を検証する。

3.6.1 飛来塩分量計測の概要

本研究では、Fig. 3.6.1, Fig. 3.6.2 に示す、和歌山県西牟婁郡すさみ町に位置する天鳥橋



Fig. 3.6.3 ガーゼ法捕集装置の設置状況

にて、ガーゼ法による飛来塩分量計測，気象データ計測，および大気中の塩分濃度計測を行った。天鳥橋は1967年に竣工された3主1桁を有する鋼道路橋で，橋長50 m，支間長約38 mで桁下空間の地面から下フランジまでの距離は2.8–4.8 mである。橋軸は北北西–南南東であり，橋梁の西南西側は太平洋に，東北東側は崖に面するため，海風によって多くの海塩粒子が飛来する厳しい腐食環境にあるといえる。

本観測では，Fig.3.6.3に示すように，天鳥橋中央主桁の約1 m下方に，ガーゼ面が橋軸と平行になるようにガーゼ法捕集装置を取り付けた。本観測で用いたガーゼ法捕集装置の寸法は，本章および第2章の解析で用いたものと同寸で，外寸法150 mm×150 mm，内寸法100 mm×100 mm，厚さ18 mmである。観測期間は2015年8月28日から2018年7月25日であり，約2か月に1回の頻度でガーゼを回収，測定している。なお，2016年12月20日から2017年4月8日の期間は，観測データが欠損している。飛来塩分量の測定は，回収したガーゼを蒸留水に浸して塩分を溶出させ，導電率測定器 Cond3210 (Wissenschaftlich-Technische Werkstätten GmbH 社製) により測定した。また，ガーゼ法は捕集面がガーゼの裏表の2面であるため，JISで規定されているように，得られた塩分量 [mg] をガーゼ両面の面積 200 cm² で除すことで，飛来塩分量 [mg/dm²/day] を算出した。

3.6.2 気象データの観測

天鳥橋架設地点における気象データを得るため，気象装置 Vantage Pro2 (Davis Instrument Corp., Hayward, CA, USA) を用いた気象データ測定を行った。この装置の計測間隔は10分で，平均風速 (3杯式) や卓越風向 (矢羽式)，積算降水量に加え，温湿度や短波放射，気圧の計測も可能である。この装置を Fig.3.6.4に示すように，海岸線から約8 m内陸，高さ約5 mの位置に設置した。また，気象装置の下方には，後述する円筒型飛来塩分捕集器を設置し，大気中の塩分濃度を測定した。

Fig. 3.6.5 に，1例として2016年の風向別発生頻度と風向ごとの平均風速を示すが，海風が卓越しており，ガーゼ法捕集装置設置地点は，多くの海塩粒子が飛来する環境下であることが推察される。



Fig. 3.6.4 気象装置の設置位置

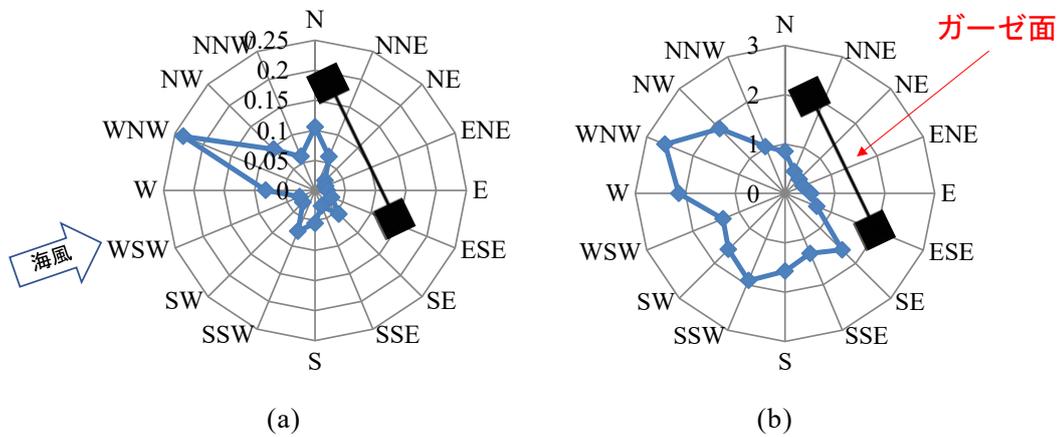


Fig. 3.6.5 天鳥橋地点の 2016 年の風況
(a) 風向別生起頻度, (b) 風向別平均風速

3.6.3 円筒型飛来塩分捕集器による大気中塩分濃度の観測

大気中の塩分濃度の計測には、野口ら [3.14] によって作成された円筒型飛来塩分捕集器を使用した。装置の外観を Fig. 3.6.6 に、詳細な寸法を Fig. 3.6.7 に示す。この円筒型飛来塩分捕集器の原理は既存のガーゼ法をもとにしている。この装置は、外直径 100 mm、内直径 96 mm、長さ 20 mm のアルミニウム製リング 10 個それぞれにガーゼを張ったものを一列に重ね、さらにその前後に同径で長さ 400 mm の筒を取り付けたもので、全長 1 m の筒状の装置である。前後の筒は、ガーゼ部への雨水の侵入による塩分の流出を遮断する目的で設置されている。また、後方からの大気の流れを防ぐために、遮蔽板としてアルミニウム製円盤を取り付けてある。さらに別途風洞実験を行い、接近流に対する円筒内風速の比が風向ごとに確認されている。これにより、ガーゼによって捕集した塩分量と装置内を通過する空気量から大気中塩分濃度を算出することが可能となる。この円筒型飛来塩分捕集

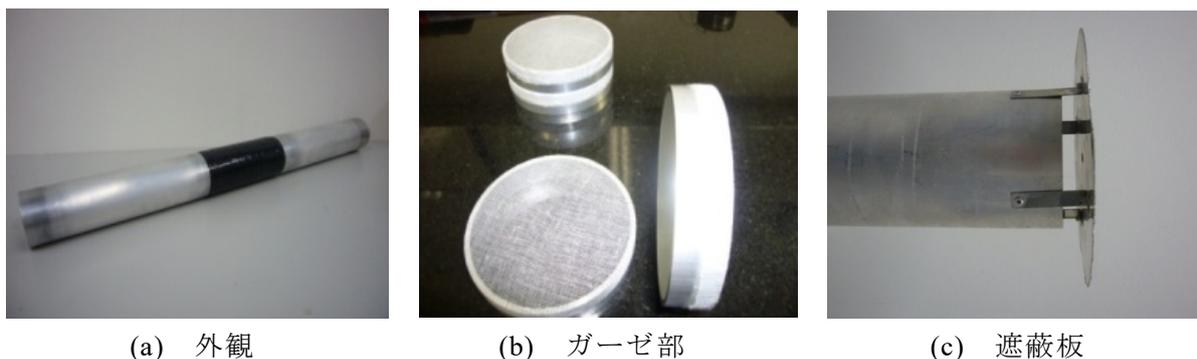


Fig. 3.6.6 円筒型飛来塩分捕集器

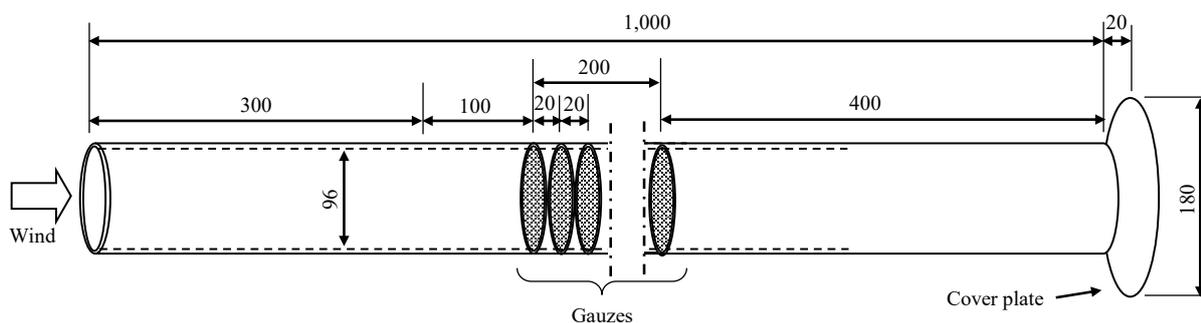


Fig. 3.6.7 円筒型飛来塩分捕集器の詳細図 (単位:mm)

器を，前述の気象装置の下方に流入口を橋軸直角方向である西南西に向けて設置し(Fig. 3.6.4)，ガーゼ法による飛来塩分量の観測期間ごとに取り替えた．大気中塩分濃度 C [mg/m^3] は，観測期間ごとの平均値として，以下の式によって算出した．

$$C = \frac{M}{\sum_i \alpha \cdot A \cdot V_{ni} \cdot \Delta t} \quad (3.6.1)$$

ここで， M ：10層のガーゼで捕集された塩分量 [mg]， A ：円筒型飛来塩分捕集器の断面積 [m^2]， V_{ni} ：第 i ステップにおける平均接近風速 [m/s]， Δt ：各ステップの経過時間（本研究では風速・風向の観測間隔で，10 min）．尚，式中の α は接近流量に対する流入流量の比を意味し，別途風洞実験を行い，風速や風向に依らず一定値として 0.112 と設定している．なお，円筒型飛来塩分捕集器の捕集性能については，エアサンプラーによる観測結果と比較することにより，その精度が実証されている [3.14]．

3.6.4 飛来塩分量の観測値と計算値の比較

天鳥橋におけるガーゼ法による飛来塩分量の計測値と，本研究で得られたガーゼ法捕集装置の捕集効率をもとに算出した飛来塩分量を比較することで，捕集効率式の妥当性の検証を行う．

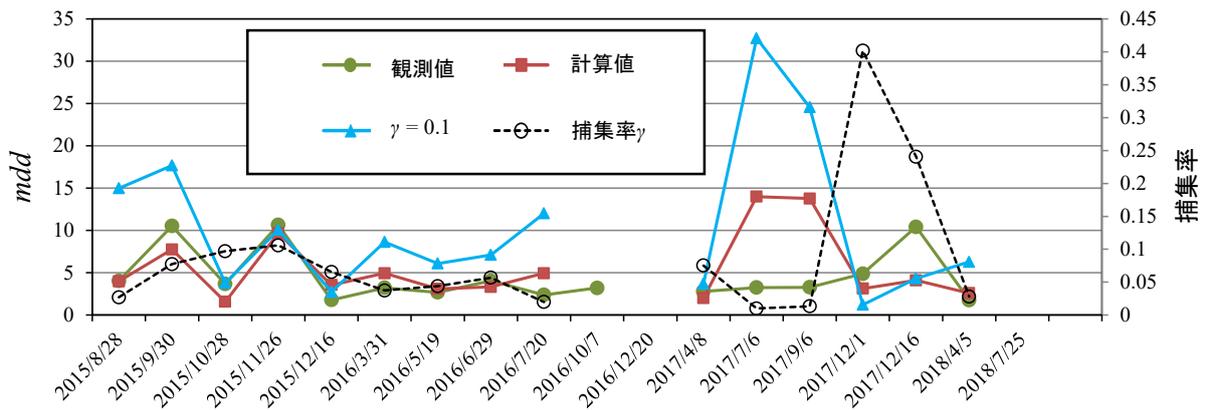


Fig. 3.6.8 ガーゼ法による飛来塩分量の観測値と計算値の比較
 (図中の $\gamma=0.1$ は、ガーゼ法の捕集効率を 10% で一定と仮定した場合の、
 飛来塩分量の計算値. 捕集率は観測期間ごとの平均値を表す)

本研究で導出したガーゼ法の捕集効率 γ は、第 2 章の式 (2.1.2) で表されるように、迂回効果に起因する捕集効率 α とガーゼ部の捕捉性能 β の積である。迂回効果に起因する捕集効率 α については、第 2 章、式 (2.6.7)-(2.6.18) で風向ごとに与えられ、ガーゼ部の捕捉性能 β は式 (3.3.1) で与えられる。また、式 (3.3.1) 中のガーゼ繊維の捕集効率 η は、Fig. 3.4.6 により求まる。ただし、ガーゼ法では、ガーゼを 2 重にして使用するが、このガーゼの相互効果については含んでいないことに注意を要する。

使用するガーゼの密度が決まれば、 α 、 β ともに塩分粒子の粒径、風速、および風向によって変化する。すなわち、ガーゼ法の捕集効率 γ は、塩分粒子の粒径を一定とすると、風速、および風向によって時間的に変化する。ガーゼ法で得られる飛来塩分量は、第 2 章の式 (2.1.1) で表されるように、ガーゼ投影面積内の塩分粒子の質量フラックスに、ガーゼ法捕集装置の捕集効率 γ をタイムステップごとに乗じ、これを観測期間で積分することで求められる。ここで、式 (2.1.1) 中の大気中塩分濃度 C については、先述の円筒型飛来塩分捕集器による値を使用し、接近風速 u として、先述の気象観測データを用いる。なお、大気中の塩分濃度は、時々刻々に変化するものと思われるが、ここでは円筒型飛来塩分捕集器で得られた値を用いたので、対象期間ごとに一定値となる。また、塩分粒子の粒子半径についても $20 \mu\text{m}$ で一定値とし、以降の計算を行った。なお、第 1 章 Fig. 1.1.2 で示した、鋼材に付着した塩分粒子の様子は、ガーゼ法捕集装置を設置した地点と同様の場所で観測されたものであり、Fig. 1.1.2 (a) のような $100 \mu\text{m}$ 程度の大粒径粒子の飛来も予測される。しかし、複数回の観測において、基本的には Fig. 1.1.2 (b) のような数 μm の粒子が支配的であることを確認しており、粒径を $20 \mu\text{m}$ とすることには一定の妥当性があるといえる。

Fig. 3.6.8 に、飛来塩分量の観測値と、捕集効率式をもとに算出した計算値を全観測期間にわたって比較する。また図中には、ガーゼ法の捕集効率を風速や風向によらず 10% で一定とした場合の飛来塩分量の計算値、および計算した捕集効率も観測期間ごとに示してい

る。なお、2016年10月7日から2017年4月8日までは、データが欠損している。Fig. 3.6.8より、飛来塩分量の観測値と捕集効率式による計算値は、観測期間によって多少の差異はあるものの、その観測期間に対する変動の様子は、非常に似たものとなっており、飛来塩分量の増減が観測値に対応している。なお、2017年4月28日から2017年7月6日、および2017年7月6日から2017年9月6日の観測において計算値が観測値を大きく上回っているのは、この期間において発生した台風が原因と考えられる。飛来塩分量の計算値は、円筒型飛来塩分捕集器で得られた大気中塩分濃度の値を使用して算出している。円筒型捕集器は海岸線から約8m内陸に設置しており、台風時において海水が直接円筒内に入り、大気中の塩分濃度を過大評価した可能性がある。また、ガーゼ法の捕集効率を10%とした場合の計算値の観測期間に対する変動の様子は、本研究で導出した捕集効率をもとに計算した結果に比べて、観測値との対応が良くない。図中に併せて示したように、ガーゼ法の捕集率は観測期間によって大きく変動しており、捕集効率を観測期間において常に一定値として飛来塩分量を算出することには問題があるといえる。

以上より、本研究で導出した捕集効率式の妥当性が確認されたが、ガーゼ法は架橋地点に1か月程度設置するため、ガーゼ部には塩分を含む大気中の浮遊物が蓄積し、ガーゼ部の捕集特性は経時的に変化するものと思われる。本研究では、捕集効率の風速や風向に応じた変化は評価できているが、ガーゼ部に塩分などの大気中の浮遊物が付着することに起因する経時変化は考慮できていない。ガーゼ部に塩分が付着すると、ガーゼの密度、および見かけ上の繊維径が変化する。これまで、ガーゼ法の捕集効率には、粒子が捕集装置を迂回する効果とガーゼ部そのものの捕集性能が影響することを述べてきた。粒子の迂回効果については、大気中の浮遊物の付着によってガーゼ密度が高まることから、ガーゼが暴露前に比べて壁面に似た特徴を示し、粒子の迂回割合が高まる可能性がある。なお、この現象は、ガーゼの圧力損失が経時的に上昇することに対応している。一方で、ガーゼ部そのものの捕集性能に関しては、ガーゼの密度が高まることから、粒子の捕集割合が高くなる可能性もあれば、繊維径が大きくなることによって粒子が繊維を迂回する割合が高まり、捕集性能が低下する可能性も考えられる。なお、粒子が付着することによって粒子が繊維を迂回する割合が高まるのは、繊維径の増大に起因するストークス数の低下によるものである。以上の議論から、経時変化によって粒子の迂回効果は高まるが、その一方で、ガーゼ部そのものの捕集性能は高まる可能性もあれば、低下する可能性もあり、ガーゼ法の捕集効率が大気中の浮遊物の付着によって経時的にどの様に変化するのかは、非常に複雑な問題といえる。

また、本研究における天鳥橋においてはガーゼ法捕集装置を桁下に設置しており、周囲の影響は小さいものと思われる。しかしながら、橋梁の桁内などでガーゼ法による飛来塩分量観測を行う場合、周辺の桁等の影響は無視できるものではなく、本研究で導出したガーゼ法の捕集効率式をそのまま適用できるのかは不明である。

なお、本節では式(2.1.1)を用いて飛来塩分量を推定し、観測値と比較したが、大気中の塩分量を「mdd値(単位面積当たりの塩分量)」としてではなく、「濃度(単位体積当たりの塩分量)」として評価したい場合には、ガーゼ法による飛来塩分量 Q が既知であれば、式(2.1.1)より観測期間における平均大気中塩分濃度 C を算出することも可能である。例えば、野口ら[3.14]が提案している、橋梁周囲の定常流れ場に基づく部位別付着量評価手法

においては、入力値として大気中塩分「濃度」が必要であるが、本研究結果を援用することで、ガーゼ法による観測結果を入力値として使用することも可能となる。

3.7 本章のまとめ

本章では、ガーゼ法におけるガーゼ繊維の飛来塩分粒子の捕集効率を算出するため、ガーゼ繊維を模した円柱周囲での流れ場解析および粒子飛散解析を実施した。また、第2章の検討とあわせて、ガーゼ法の捕集効率の推定手法を提案した。さらに本研究で導出した捕集効率式をもとに飛来塩分量を計算し、観測値と比較することで、その妥当性を検証した。以下に得られた知見をまとめる。

ガーゼを模した円柱の粒子捕集効率について

- ガーゼは繊維が縦横格子状に配置された複雑な構造を有しているが、本研究では、まずこの縦横の構造を考慮せず、繊維を模した円柱が流れに対して直交方向に一直列並んだ状態を想定した解析を行った。続いて、縦横の構造を考慮し、十字状に配置された円柱の捕集効率を算出し、円柱の配置方法と捕集効率の関係を調査した。結果として、本研究で対象とした、風速、粒径、繊維径の条件下においては、捕集効率は、円柱の配置方法（並列配置、または十字状配置）によらず、円柱の配置間隔（=ガーゼの密度）によって決定されることが明らかとなった。
- 円柱の配置方法によらず、捕集効率は Re 数（接近風速に対応する）および塩分粒子の粒径の増大によって上昇することが明らかになった。これは粒子に作用する慣性力が上昇することに対応している。すなわち、粒子に作用する慣性力が増大することで、粒子が円柱の剥離流れに乗ることなく円柱表面に到達する割合が上昇したといえる。円柱の配置間隔も捕集効率においては重要なパラメータであり、円柱間距離が小さいほど捕集効率が高くなることが明らかとなった。これは、円柱間距離が小さいほど閉塞率が高まり、円柱近傍での主流方向風速が上昇し、粒子に作用する慣性力が増大することが原因である。
- 接近風に対して円柱が迎角を有している場合の捕集効率は、接近風と円柱が直交する場合の捕集効率にほぼ一致することが明らかになった。これは、円柱が迎角を有していても、それに伴う流れの変化は円柱近傍で生じ、粒子挙動への影響が小さいためと推察される。

ガーゼ法捕集装置の捕集効率全般について

- ガーゼ法の捕集効率が、「ガーゼ法捕集装置自体が接近流を乱し、それに伴って気流とともに塩分粒子が捕集装置を迂回する効果」と「ガーゼ部の捕集性能」によって決定されると考え、これらの要素についてそれぞれ検討を行うことで、捕集効率を接近風速、風向、塩分粒子径に関して定量的に評価することに成功した。
- 本研究で導出された捕集効率の推定式より算出した飛来塩分量の計算値と、観測値は良好な一致を示した。また、ガーゼ法の捕集効率を一定値として飛来塩分量を計算した場合、観測期間に対する変動の様子が観測値と異なるものとなった。以上のことか

ら、ガーゼ法で得られた捕集塩分量は、時々刻々変化する捕集効率を考慮した上で、解釈する必要がある。

- 本研究によってガーゼ法の捕集効率が明らかになったことから、ガーゼ法による飛来塩分量の観測結果から、大気中の真の塩分濃度を評価することが可能となる。したがって、橋梁周囲の流れの数値解析に基づく付着量計算の入力値として、ガーゼ法の観測結果を用いることが出来る。
- 本研究では、ガーゼ部に塩分などの大気中の浮遊物が付着することに起因するガーゼ法の捕集効率の経時変化については考慮できていない。経時変化によって粒子の迂回効果は高まるが、その一方で、ガーゼ部そのものの捕集性能については一概に上昇するとも低下するともいえず、非常に複雑な問題である。
- 本研究で導出したガーゼ法の捕集効率式は、ガーゼ法捕集装置周辺に一切の構造物がない状況下で算出されたものである。実橋梁等においてガーゼ法捕集装置周辺に構造物がある場合、捕集効率はそれらの影響を受ける可能性があり、周辺構造物のガーゼ法捕集装置の捕集効率への干渉についても今後検討が必要である。

参考文献

- [3.1] 牧野和考, 井伊谷鋼一: 繊維層および発泡状炉材フィルターの単一繊維捕集効率, 化学工学, Vol.33, No.12, 1969.
- [3.2] 包理, 大谷吉生, 並木則和, 森治朔, 江見準: 高性能エアフィルターの2峰性繊維径分布を考慮した捕集効率の推定, 化学工学論文集, Vol.24, No.5, 766-771, 1998.
- [3.3] 金岡千嘉男, 江見準, 平木外二, 明星敏彦: 慣性さえぎり支配域におけるエアフィルター繊維上での粒子堆積形状, 粉体工学会誌, 24(2), 74-80, 1987.
- [3.4] 大谷吉生, 包理, 並木則和, 保坂司, 江見準: 低 Peclet 数における繊維層エアフィルターの捕集効率に及ぼす内部構造の影響, 化学工学論文集, 24(5), 772-778, 1998.
- [3.5] 宇敷建一, 湯晋一, 花谷誠二: 矩形柱の粒子捕集効率におよぼすレイノルズ数と寸法比の影響, 粉体工学会誌, 27(7), 450-456, 1990.
- [3.6] 稲垣道弘, 酒井清, 並木則和, 江見準, 大谷吉生: 繊維断面形状のフィルタ集塵性能への影響, 化学工学論文集, 27(1), 113-120, 2001.
- [3.7] 高橋武士: エアフィルターの集塵理論と静電気効果, 特集「クリーンルーム I」, Vol.3, No.4, 283-291, 1988.
- [3.8] 高橋幹二: エアロゾル学の基礎, 森北出版, 2003.
- [3.9] Kuwabara, S., 1959. The forces experienced by randomly distributed parallel circular cylinders or spheres in a viscous flow at small Reynolds numbers, J. Phys. Soc. Jpn., Vol.14, No.4.
- [3.10] 江竜和信: 慣性フィルタによるナノ粒子の分級, 金沢大学大学院自然科学研究科博士学位論文, 2010.
- [3.11] Fornberg, B., 1991. Steady incompressible flow past a row of circular cylinders. J. Fluid Mech., 225, 655-671.
- [3.12] Schweers, E., Umhauer, H., Löffler, F. 1994. Experimental investigation of particle collection on single fibers of different configurations. Part. Syst. Charact. 275-283.
- [3.13] Kato, N., Koide, M., Takahashi, T., Shirakashi, M., 2012. VIVs of a circular cylinder with a downstream strip-plate in cruciform arrangement, Journal of Fluids and Structures, 30, 97-114.
- [3.14] 野口恭平: 橋梁表面へ付着する塩分量の部位別予測と維持管理技術の高度化への適用, 京都大学大学院工学研究科博士学位論文, 2017.

第4章 構造物壁面への塩分粒子の輸送・付着過程および圧力モデルによる付着量評価

4.1 概説

2, 3章では、数値解析に基づいてガーゼ法の捕集効率を明らかにし、ガーゼ法の捕集塩分量から真の飛来塩分量を算出することを可能にした。しかし、橋梁の腐食に直接寄与するのは大気中の塩分ではなく、橋梁表面に付着した塩分粒子であり、かつ塩分粒子の付着量は橋梁部位ごとに異なるため、ガーゼ法の観測結果に基づいて、橋梁部位ごとに付着する塩分量の定量的な評価が行われることが望ましい。これまで、橋梁に付着する塩分量の調査方法としては、現地観測による調査が主流であった。しかし、現地観測にかかる時間的、金銭的負担は大きく、より小さな負担で部位別付着塩分量を評価しようという試みが行われてきた。現地調査の代替手法として、橋梁模型を用いた風洞実験によって粒子の付着分布を測定する試みや [4.1]、近年の計算機の性能の発展を受けて、数値流体解析 (Computational Fluid Dynamics, CFD) を用いた手法の研究がすすめられており、橋梁断面における定量的な海塩粒子の付着分布の評価が行われている [4.2]–[4.5]。しかし、既往の多くの研究では、橋梁に付着した塩分量の多寡に主眼が置かれており、塩分粒子が橋梁のある部位に付着するまでの輸送プロセスについては十分に検討されているとはいえない。橋梁の形状は様々であり、大気中の塩分粒子が付着に至る過程を明らかにすることは、維持管理への応用において重要と考えられる。

そこで、本研究では、海塩粒子の構造物近傍への輸送ならびに付着過程を CFD によって詳細に検討する。構造物に付着する海塩粒子は、構造物周辺における複雑な流れ場の影響を受けて運動し、構造物壁面へ付着するか、付着することなく流下し、より内陸側へと運ばれると考えられる。橋梁のような非流線形の断面形状を有する構造物では、端部において流れの剥離が生じ、これにより構造物表面に剥離バブルが形成され、さらに後流領域ではカルマン渦列が形成される [4.6]。これらの構造物断面周囲の流れ場特性は、海塩粒子の付着分布傾向に大きく影響すると考えられる。本研究では、橋梁断面から形状の複雑さを排した矩形断面まわりでの粒子飛散解析を実施し、流れ場構造が断面に接近する粒子の挙動と粒子の付着特性に与える影響を明らかにする。また、簡便な橋梁部位別付着塩分量の推定手法として、構造物の壁面圧力を用いた手法を提案し、その妥当性・推定精度について検討する。

以下に本章の構成を示す。

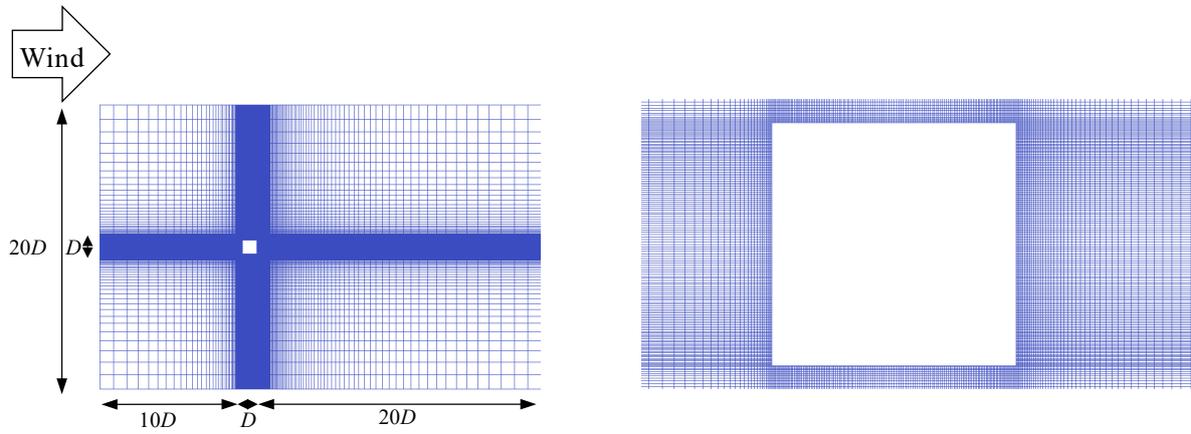
4.2節では、数値流体解析 (CFD) による矩形断面周囲の流れ場解析および粒子飛散解析の解析手法を示す。4.3節では、流れ場解析の結果を示すとともに、その妥当性について検証する。さらに、粒子飛散解析の結果に基づいて、構造物周囲の流れ場と粒子の壁面への輸送・付着プロセスの関係を評価する。4.4節では、構造物表面の圧力値を用いた壁面に付着する塩分量の予測手法を提案し、その妥当性・推定精度について議論する。最後に 4.5節において、本章のまとめを示すとともに、課題について述べる。

4.2 流れ場解析および粒子飛散解析手法

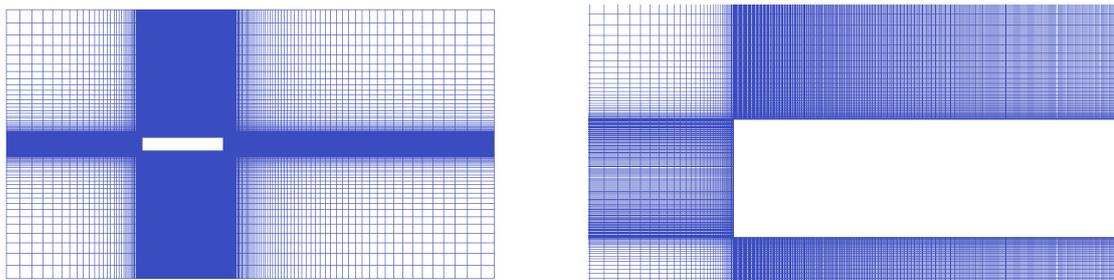
本研究では、CFD を用いて矩形断面まわりの非定常流れ場を計算し、得られた流れ場中で粒子飛散解析を実施することで、矩形断面周囲での粒子挙動を評価する。本節では、CFD による非定常流れ場解析と粒子飛散解析の手法について述べる。なお、物体まわりにおける粒子の輸送と付着には、壁面近傍の流速の急激な変化や微細な渦構造が大きく影響することが予想されるため、Large Eddy Simulation (LES) による非定常流れ場解析を実施した。使用したアプリケーションは2,3章と同様にオープンソースコードである OpenFOAM で、支配方程式や計算アルゴリズムについても同様であるため、本章では記述を割愛する。ただし、対流項の離散化手法として、TVD 制限 (Total Variation Diminishing, 計算格子の代表値ごとの物理量の変化量が時間とともに増大しない制限) を付けた 2 次精度中心差分を用いている。以下では、流れ場解析および粒子飛散解析における諸条件についてそれぞれ概説する。

4.2.1 LES による非定常流れ場解析手法

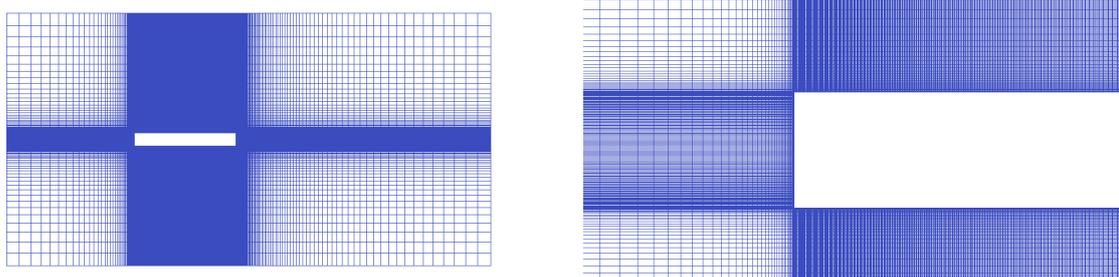
橋梁をはじめとする構造物周辺でのエアロゾル粒子の挙動は、構造物周囲の風の流れ場構造に強く影響を受けると考えられる。構造物周囲では、流れの剥離や循環流れなどが形成され、さらに、互いに干渉しあうことでより複雑な流れ場となる。このような、流れ場構造が粒子の挙動に与える影響を詳細に検討するため、形状が単純である矩形断面を対象とした解析を行った。矩形断面まわりの流れ場は、断面辺長比に応じて変化することが知られている [4.7]。このため、断面流下方向長さ B 、断面高さ D で定義される矩形断面の断面辺長比 B/D について複数のケースを考え、 $B/D = 1, 2.5, 5, 6, 8$ の 5 ケースについて非定常流れ場解析を行った。Fig. 4.2.1 に本解析で設定した解析領域の一例 ($B/D = 1, 6, 8$) 示す。断面高さ D を基準として、流入面と対象断面との間に、 $10D$ 、断面後方に $20D$ をとっている。断面側方には、解析領域の閉塞率が 5% となるように空間を確保している。最小格子サイズは、対象断面の壁面近傍で $D/200$ に設定し、解析領域全体での格子数の削減のため、対象断面の壁面から離れるにしたがって、徐々に格子サイズが大きくなるように設定した。計算領域の奥行方向の大きさは D とし、その方向の格子サイズは一様に $D/20$ としている。境界条件は、Fig. 4.2.2 および Table 4.2.1 に示す通りである。風速 U の境界条件として、流入面では一様流を流入させ、流出面では勾配なしのノイマン条件を課した。解析領域の上下面 (遠方境界) には slip 条件を与え、対象断面の壁面はすべりなし条件を与えた。圧力 p の境界条件は、流出面の値を 0 に設定し、流入面、対象断面の壁面や上下面では勾配なしの条件を課している。SGS の渦動粘性係数 ν_{SGS} の境界条件については、スパン方向の壁面を除き、勾配なし条件とした。また、スパン方向には、すべての物性値について周期境界条件を設定している。なお、矩形断面における空力特性は、レイノルズ数 $Re \geq 10^4$ においてレイノルズ数 Re によらないとされているため [4.8]、 $Re = UD/\nu$ (U : 流入風速 [m/s], D : 断面高さ [m], ν : 動粘性係数 [m^2/s]) が 10^4 となるように流入風速 U を流入面に与えている。流れ場解析の解析時間は、流れ場が発達するまでの助走期間として無次元時間 (tUD) で 300 を確保し、それ以降の時間で粒子飛散解析を実施する。



(a) $B/D = 1$



(b) $B/D = 6$



(c) $B/D = 8$

Fig. 4.2.1 解析領域の一例 (左：解析領域全体，右：断面近傍)

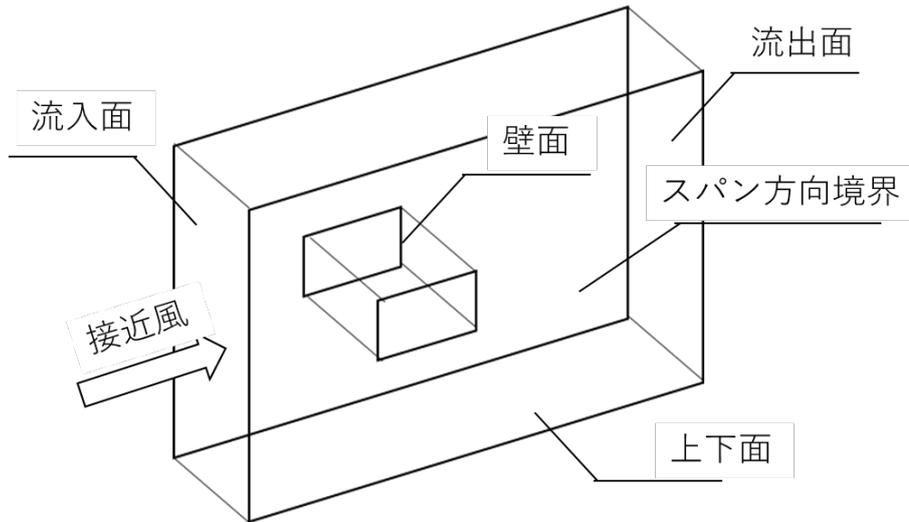


Fig. 4.2.2 解析領域と境界条件の模式図

Table 4.2.1 境界条件

Param.	流入面	流出面	断面壁面	スパン方向	上下面
U	$U_x = 1.5$	$\partial U_x / \partial x = 0$	$U_x = 0$		$\partial U_x / \partial x = 0$
	$U_y = 0$	$\partial U_y / \partial y = 0$	$U_y = 0$	周期境界条件	$U_y = 0$
	$U_z = 0$	$\partial U_z / \partial z = 0$	$U_z = 0$		$\partial U_z / \partial z = 0$
p	$\partial p / \partial n = 0$	0	$\partial p / \partial n = 0$	周期境界条件	$\partial p / \partial n = 0$
v_{SGS}	$\partial v_{SGS} / \partial n = 0$	$\partial v_{SGS} / \partial n = 0$	$\partial v_{SGS} / \partial n = 0$	周期境界条件	$\partial v_{SGS} / \partial n = 0$

4.2.2 非定常流れ場中での粒子飛散解析

本章における粒子飛散解析では、2, 3章と同様に連続層である流れ場を LES を用いた Euler 的手法により解き、分散層である粒子の動きは個々の粒子について運動方程式を解く Lagrange 的手法とした Eulerian-Lagrangian 法を使用する。金城ら [4.9] は、付着する海塩粒子の壁面への付着を風が及ぼす抗力の作用による付着とブラウン拡散の作用による付着の和としてとらえたが、後者の作用は粒子のサイズがある程度大きいとき、ブラウン運動をもたらす揺動力が小さく無視することができる [4.10]。粒子についてストークス抵抗を仮定すれば、Langevin の式より次のようにブラウン運動による拡散速度が求まる。

$$dispersion\ rate = \sqrt{\frac{kT}{\zeta t}} \quad (4.2.1)$$

ここで、 k : ボルツマン定数, T : 温度[K], $\zeta = 6\pi\mu a$, t : 単位時間[s]である。

$T = 300\ K$, $a = d_p/2 = 10^{-6}\ m = 1\ \mu m$, $\mu = 1.8 \times 10^{-5}\ Pa\ s$, $t = 2 \times 10^{-4}\ s$ (粒子追跡の際の刻み)

時間) を仮定すると、ブラウン運動による拡散速度は $2.5 \times 10^{-5} \text{ m/s} \ll U$ (LES による非定常流れ場の代表風速) であるからブラウン拡散による付着の作用は無視できるとした。これをもとに、本研究では海塩粒子にかかる作用として海風の作用による移流の効果のみを考え、拡散の効果は考慮しないこととした。

また、橋梁に付着した飛来塩分は、結露や降雨、および風の影響を受けて一部が離脱し、最終的に残存した塩分が腐食に寄与する [4.11]。これらの飛来粒子が橋梁断面へ付着した後の効果については、本研究で取り扱わず、あくまで橋梁への粒子の一次付着分布を評価することを目的とする。また、塩分は吸湿性を持ち、飛来する海塩粒子は湿った状態であると考えられる [4.12]。本研究では、粒子の付着は接近する粒子を湿った粒子であると考え、簡単のため壁面に到達した粒子は反発することなく衝突、付着するものとし、本研究で行う粒子飛散解析における付着判定は、粒子の壁面への衝突を以って付着とした。なお、粒子の付着は壁面の表面粗度による影響が考えられる。本研究では表面粗度の影響を考慮しないが、実橋梁壁面の表面粗度は塗装の有無や材質によって異なるため、これらの影響を無視することに注意を要する。さらに、海塩粒子は数 μm と小さいため [4.13]、粒子の付着に伴う構造物壁面の形状変化は無視することとする。

本研究における粒子と流体の相互作用は、粒子の運動と流体の運動が相互に作用する two-way-coupling とした [4.14]。これより、以下に示すような粒子による流体への作用を表す項 S_p を加え、連続相である流体の運動方程式 (式(2.4.2)) の修正を行った [4.15]。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\tau_{ij} + 2\nu \bar{D}_{ij}) + S_p \quad (4.2.2)$$

$$S_p = -\frac{1}{\rho_f} \frac{1}{V_{control}} \sum m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} \quad (4.2.3)$$

ここで、 ρ_f : 流体の密度 [kg/m^3], $V_{control}$: セル体積 [m^3], m_p : 粒子の質量 [kg], d_p : 粒径 [m], \mathbf{u}_p : 粒子の速度ベクトル [m/s] である。

前章で述べたように、粒子と流体の密度比と流れのレイノルズ数が決まると、流体中の粒子の運動はストークス数 Stk によって与えられる (式(3.2.10))。そこで、 Stk の違いによる粒子の挙動と付着傾向の変化を明らかにするため、Table 4.2.2 に示す様に粒径 d_p を変化させた。粒子の単位体積質量 ρ_p は海塩粒子を模して、 $\rho_p = 1,110 \text{ kg/m}^3$ とした [4.16] [4.17]。なお、粒子の放出は解析対象断面の風上側、投影部分より行う (Fig. 4.2.3)。断面より風上側 $9D$ の位置に、一辺 D の立方体を考え、その立方体内部に非定常流れ場解析の流入風速と等しく、主流方向 1.5 m/s の初速度を与えた粒子を 10^6 個配置した。流れ場の非定常性を考慮して、カルマン渦周期 T を基準として $T/4$ ごとに 8 回 (計 800 万個) 投入し、対象断面での付着分布と部位別付着量を得た。粒子飛散解析に使用する流れ場は助走期間として無次元時間 tU/D で 300 を確保し、それ以降の時間を用いる。

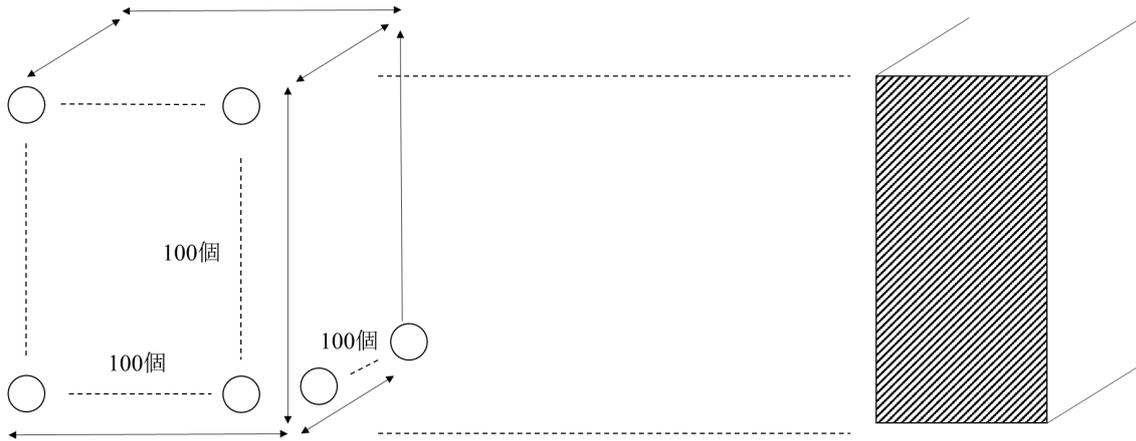


Fig. 4.2.3 粒子投入位置の模式図

Table 4.2.2 飛散解析に用いる粒子の粒径と対応する Stk

d_p [μm]	1	2	5	10	20	50	100
Stk [$\times 10^{-4}$]	0.512	2.05	12.8	51.2	205	5120	1280

4.3 矩形断面周囲の流れ場解析および粒子飛散解析結果

本節では、矩形断面周囲の流れ場解析および粒子飛散解析の結果について述べる。まず、算出された流れ場を示したうえで、流れの支配的な周期を特定し、その周期に基づいて以降の粒子飛散解析を実施する。

4.3.1 矩形断面周囲の流れ場

Fig. 4.3.1 に非定常流れ場解析により得られた矩形断面周囲の時間平均風速コンターを示す。ここでは、無次元時間 $tUD = 150\text{--}750$ の間の時間平均風速分布を示している。矩形断面の前縁においては、流れが剥離し、矩形断面側面には剥離に伴う低風速の逆流領域が形成されていることが確認できる。また、断面後方でもカルマン渦による逆流領域が形成されており、その長さは断面辺長比によって異なっている。剥離流れに着目すれば、 $B/D = 5, 6, 8$ のような断面辺長比の大きい矩形断面の側面においては、前縁で剥離した流れの矩形側面への再付着が生じている。これらの流れ場特性は、いずれも風によって輸送される粒子の動きに影響を与えるものと推測される。矩形断面の前方より風が迂回するように流れることで、粒子が矩形断面の前面へ衝突することなく流下することや、剥離した境界層が時間的に動くことやカルマン渦の発生などが、側面や背面での粒子の付着を促す可能性が考えられる。また、断面辺長比が大きくなり、前縁での剥離流れが再付着するようになると、特に側背面での粒子の付着分布は、再付着が生じない場合から大きく変化するものと考えられる。

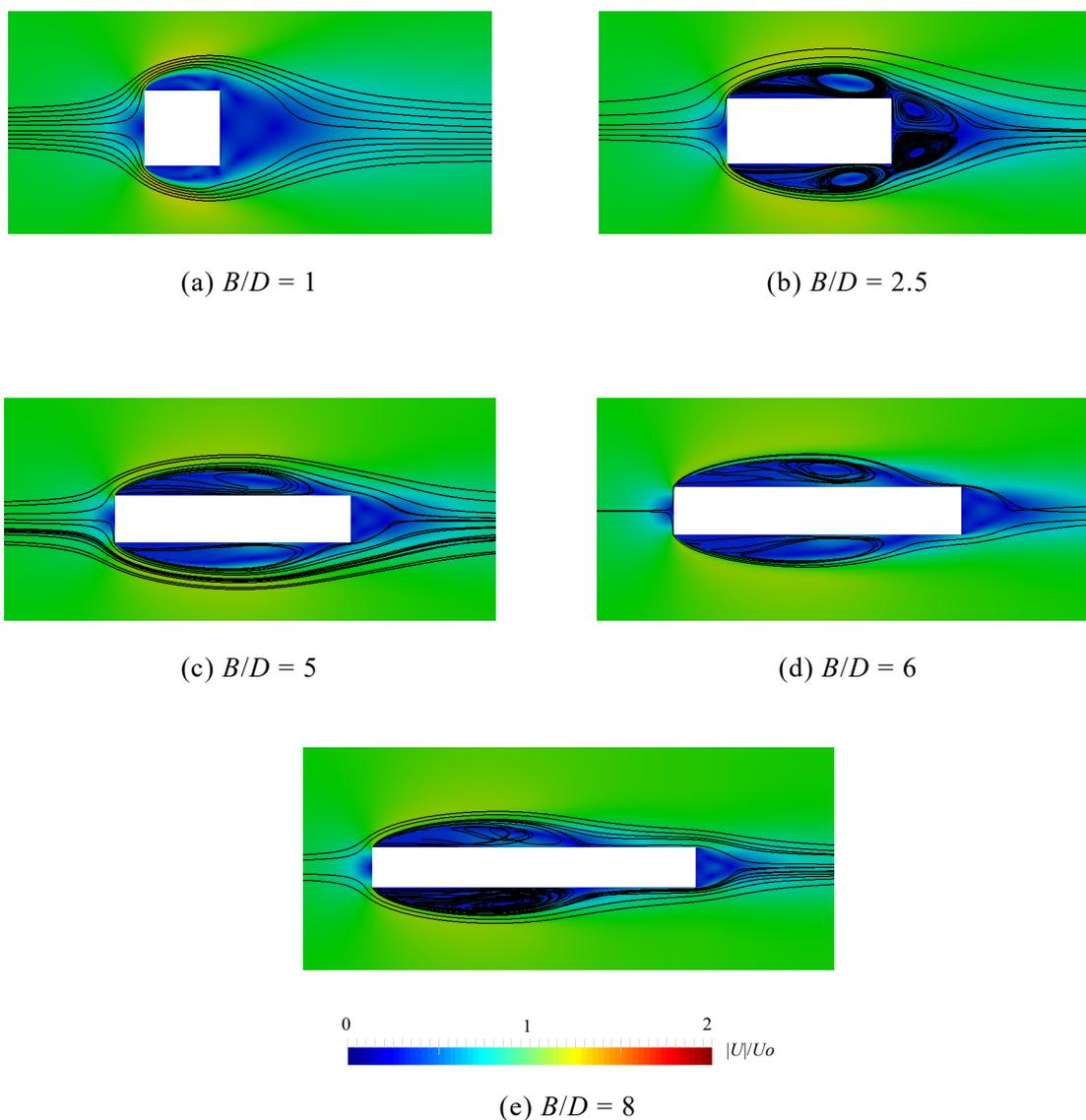


Fig. 4.3.1 無次元時間 $tU/D = 150-750$ の間の時間平均風速コンターと流線
(風速は流入風速によって無次元化した)

矩形断面周囲の流れ場は時間的に変化する非定常流れであり，これを考慮して粒子飛散解析を行う必要がある．ここでも 2, 3 章と同様に，矩形断面ごとにカルマン渦周期 T を特定し，この周期に基づいて複数回粒子を飛散させ，流れ場の働きによって運動する粒子を追跡した．矩形断面の揚力係数 C_l の時系列データより，カルマン渦の無次元渦周波数を表すストローハル数 St を計算し，既往の研究結果 [4.18] と比較したものが Fig. 4.3.2 である．図中の赤丸が本解析結果であり，既往の研究結果とよく一致していることから，解析の妥当性が確認された．以降の粒子飛散解析では，無次元カルマン渦周期 $T^* (= 1/St)$ を基準として， $T^*/4$ ごとに 8 回（計 800 万個）投入し，対象断面での付着分布と部位別付着量を得た．なお， $B/D = 6$ については，剥離流れが定常的に側面に再付着するか否かの境界の断

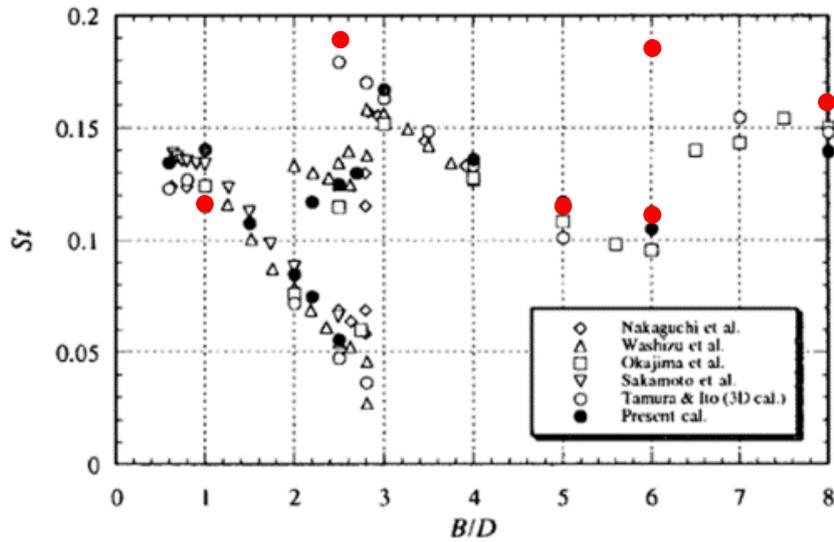


Fig. 4.3.2 本解析で得られた St と既往の研究結果の比較 (赤丸が本解析) [4.18]

面辺長比とされており [4.19], この結果として Fig. 4.3.2 から確認できるように, 支配的な周期が2つみられた. 粒子飛散解析においては, 粒子の投入ピッチが短くなる高周波側の周期を基準として粒子飛散解析を行うこととした.

4.3.2 矩形断面における粒子飛散解析

以降では, 粒子飛散解析によって得られた, 矩形断面周囲での粒子の挙動と付着分布について, 粒子のストークス数 Stk および矩形断面の断面辺長比による流れ場構造の違いに着目しつつ, 議論する.

● 粒子の Stk と粒子挙動の関係

Fig. 4.3.3 は, 断面辺長比 $B/D=1$, ストークス数 $Stk=0.0205$ のケースにおける飛来する粒子の時刻ごとの位置を示している. Fig. 4.3.3 (a) を見ると, 矩形断面の前面近傍に到達した粒子が断面の上下部に分かれ, 剥離に流れに乗って, 断面を迂回するように動く様子が見られた. Fig. 4.3.3 (b) では, 剥離した流れが矩形の背面で渦巻くのに従って, 矩形断面の前面を迂回した粒子が断面の背部から接近している. 続いて, Fig. 4.3.3 (c) では, 粒子が背面に到達し, さらに矩形断面の側面付近で形成される剥離バブルの中へ侵入する様子が示されている. Fig. 4.3.3 (d) では, 矩形断面の前面を迂回した粒子が続々と剥離バブルへ侵入し, 前縁まで到達した後, 矩形断面の後方へと流下していく様子が見られた. このように, ストークス数 $Stk=0.0205$ 程度の粒子に作用する慣性の働きが比較的小さい条件では, 矩形断面に到達した粒子はすべて前面に衝突するのではなく, 前縁での剥離流れを追従し, 矩形断面の後方へと回り込むことが判明した. また, その後粒子は断面後方で形成されるカルマン渦の影響を受けて, 矩形断面の後方から再び壁面へと接近することが明らかになった. この際, 壁面に接近する粒子の一部が衝突, 付着するものと考えられる. 矩形断面の背面に接近した粒子は, そのまま逆流する流れを受けて側面に形成される剥離バブル内へ侵入し, 矩形断面の側面近傍を前縁に向かって進むことが明らかになった.

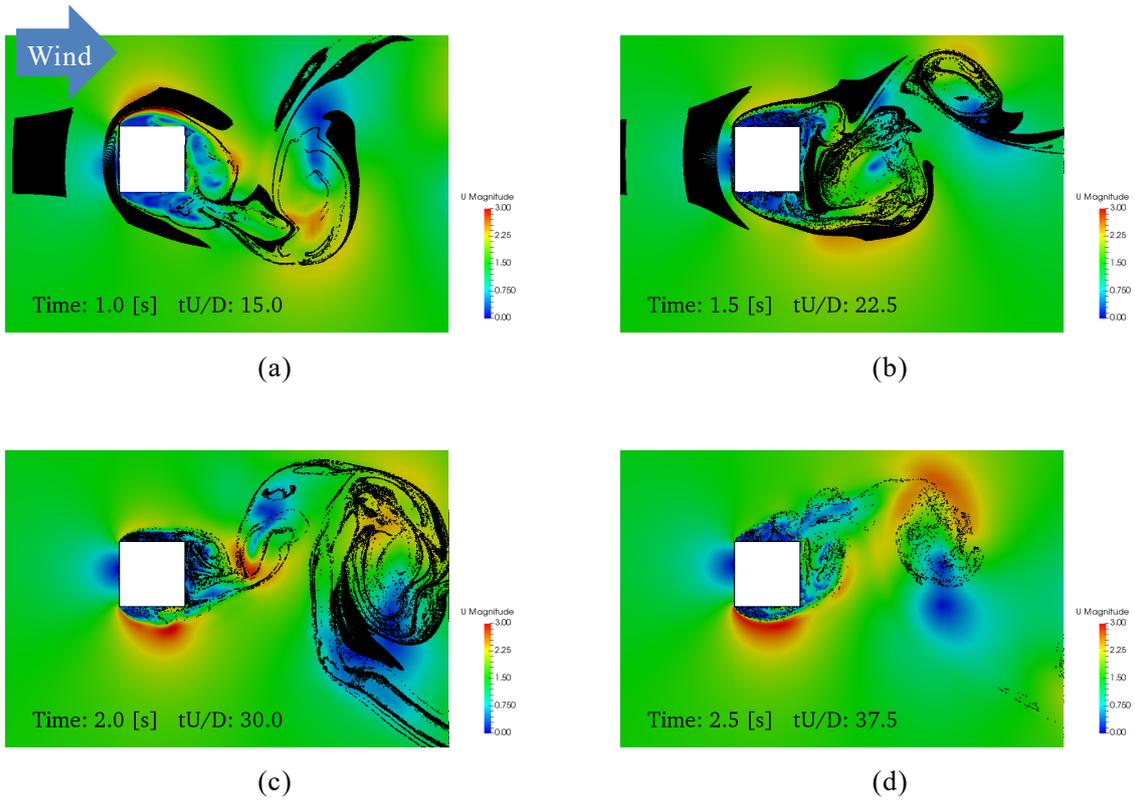


Fig. 4.3.3 矩形断面周囲を飛来する粒子の様子 $B/D = 1$, $Stk = 0.0205$

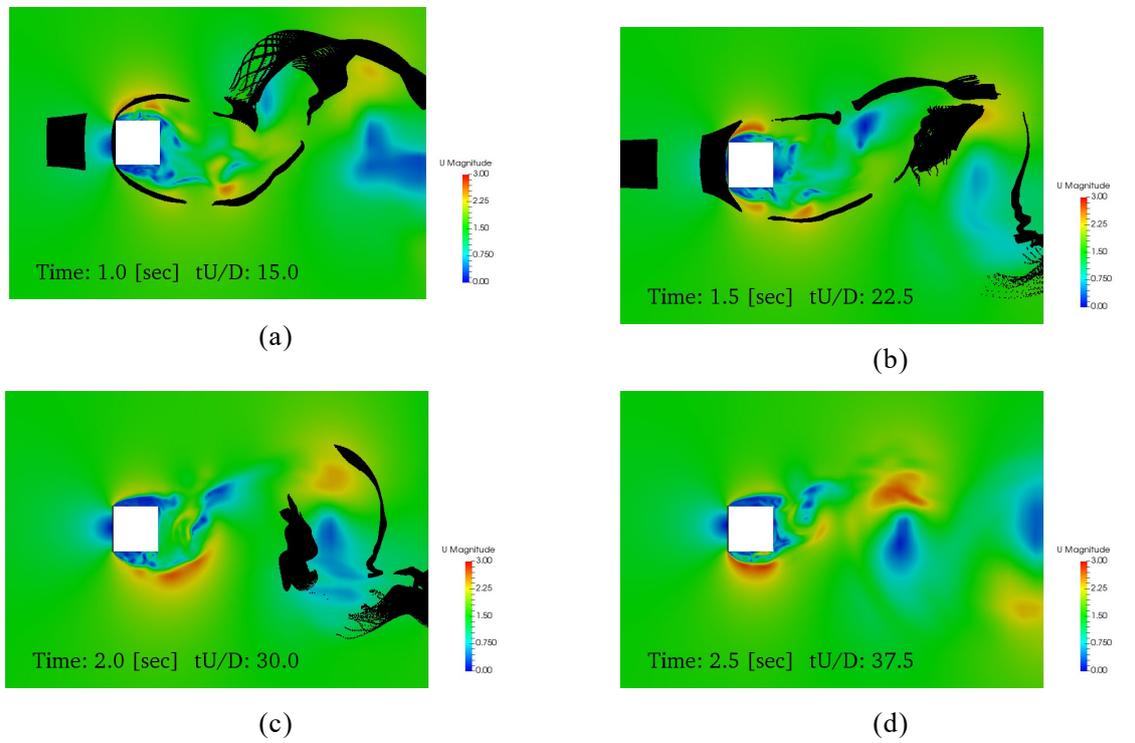


Fig. 4.3.4 矩形断面周囲を飛来する粒子の様子 $B/D = 1$, $Stk = 0.512$

Fig. 4.3.4 は、同じ断面辺長比 $B/D = 1$ のストークス数 $Stk = 0.512$ のケースにおける飛来する粒子の時刻ごとの位置を示している。Fig. 4.3.4 (a) では上流より飛来した粒子が矩形断面に到達した様子が見られる。粒子の一部は、矩形断面の前面では衝突ならびに付着しなかったとみられ、先述の $Stk = 0.0205$ のケース同様、剥離した流れに従って矩形を大きく迂回している。一方、Fig. 4.3.4 (b) を見ると、矩形断面を迂回した粒子は、矩形断面へ再接近することなく流下していることが分かった。粒子の慣性が大きく、流れに対する追従性が低下したため、 $Stk = 0.0205$ のケースのように矩形断面背部で形成される循環流れに粒子がついていくことができなかつたものと考えられる。このため、上流側より飛来する粒子の付着が矩形断面の前面のみに集中するものと考えられる。

以上より、ストークス数 Stk の大きさによって矩形断面周辺における粒子の飛散挙動が変化することが明らかになった。 Stk が小さい場合には、粒子は流れに従って運動するため、矩形断面の前面だけでなく、矩形断面後方に形成される渦の影響で背面や側面付近にも輸送される。一方で、 Stk が大きいケースでは粒子は流れに追従しなくなり、背面や側面に輸送されることなく流下する。このような、 Stk による粒子の飛散挙動の変化が、付着分布に大きく影響すると推察される。

● 矩形断面の断面辺長比と粒子挙動の関係

Fig. 4.3.5 に断面辺長比 $B/D = 6$ 、 $Stk = 0.0205$ のケースにおける矩形断面周囲を飛来する粒子を時刻別に示す。 $B/D = 6$ の矩形断面は前縁で剥離した流れが定常的に側面で再付着する完全再付着断面であり、剥離流れの再付着が瞬間的にしか起きない $B/D = 1$ のような矩形断面とは、特に側面や背面において流れ場構造が大きく異なる。Fig. 4.3.5 (a) に示す矩形断面の前方における粒子の挙動から、 $B/D = 1$ の矩形断面と同様、粒子の一部は剥離した流れに沿って大きく弧を描きながら、矩形の側方へと回り込む様子が確認できる。一方、 $B/D = 1$ の断面とは異なり、剥離流れは側面で再付着するため、この流れの再付着に従って、粒子は矩形断面の側方から、側面の後ろよりの壁面に再接近することが明らかになった (Fig. 4.3.5 (a), (b))。側方から矩形断面の壁面に接近した粒子の一部は、壁面に衝突、付着するものと考えられるが、ここで付着しなかった粒子は、主流方向の流れに従い流下するものと剥離バブルの内部に侵入するものの二手に分かれることが明らかになった (Fig. 4.3.5 (c))。剥離せん断層の内側に形成される剥離バブルの内部に侵入した粒子は、 $B/D = 1$ 断面と同様、剥離バブル内部の複雑な流れの影響を受け、側面に沿って前縁に向かって移動するとみられ、流れが急激に反転する前縁付近に到達する。他方、主流方向の流れの影響を強く受け断面の後方へと流下した粒子は、矩形断面背部のカルマン渦に影響を受けて、その一部が背面に付着するものとみられる。以上の結果を模式的に描いたのが、Fig. 4.3.6 である。 $B/D = 1$ のように剥離流れが再付着しない断面では、粒子の輸送経路は、前面、背面、側面の順となっており、 $B/D = 6$ のように剥離流れが定常的に再付着する断面では、粒子の輸送経路が、前面、側面、背面の順となる。すなわち、粒子の壁面への輸送過程は、剥離流れの再付着の有無に大きく影響を受けるといえる。

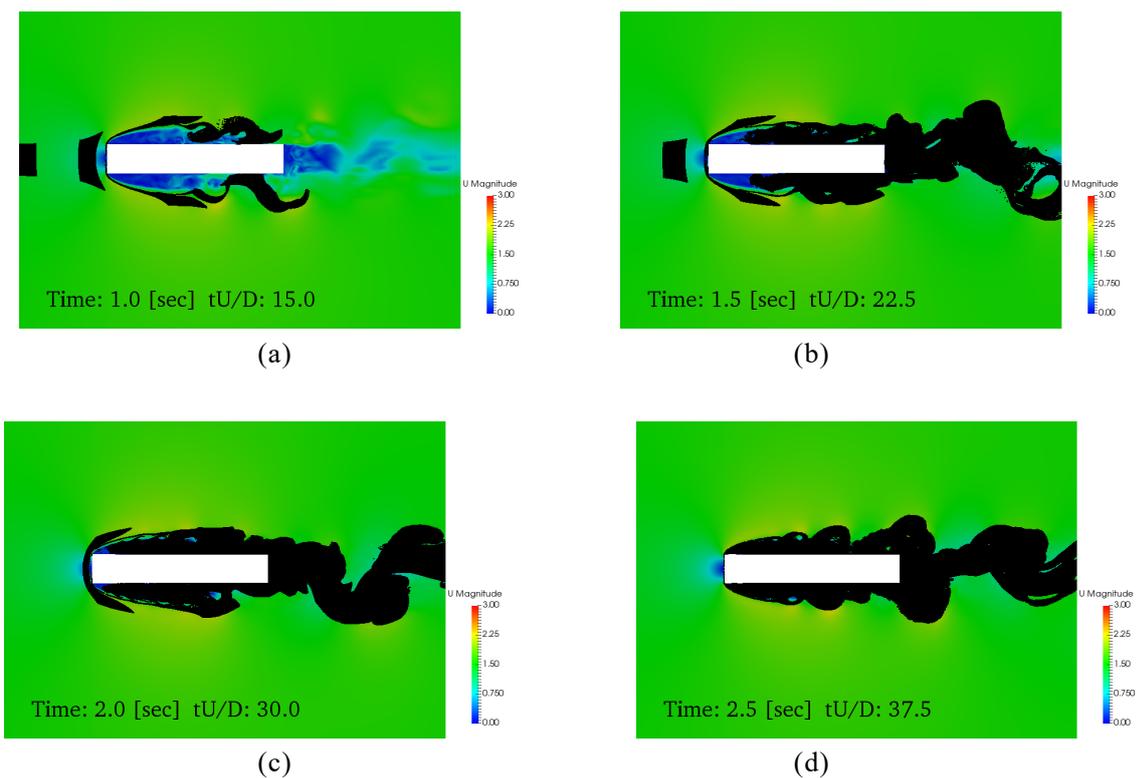


Fig. 4.3.5 矩形断面周囲を飛来する粒子の様子 $B/D = 6, Stk = 0.0205$

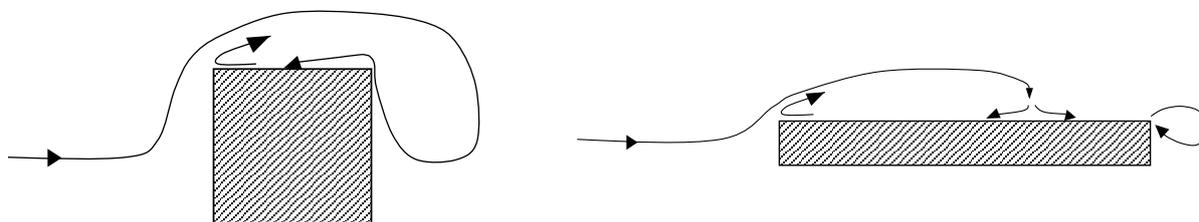


Fig. 4.3.6 粒子の壁面への輸送経路 (左：完全剥離型断面，右：定常的再付着型断面)

● 粒子の付着分布と部位別付着量

ここまで矩形断面周囲での粒子挙動について述べたが、続いて、粒子の矩形断面壁面への付着分布について検討する。ここでは、壁面に付着する粒子の分布について、矩形断面の各面において幅 $D/10$ の領域を考え、その内部に付着した粒子の数を積算した。また、付着した粒子数を解析にて投入した粒子数で正規化した値を示している。なお、図中矩形断面上下に示す側面の付着数の分布が対称となっていないケースが見られるが、これらは、粒子の投入回数が十分でないためであると考えられ、粒子の投入回数を増やすことで、非対称性を改善できることを別途確認している。

Fig. 4.3.7 に $B/D = 1$ ，ストークス数 $Stk = 0.0205$ における粒子の付着分布を示す。粒子は前面だけでなく、側面や背面にも付着していることが明らかになった。先述の通り、粒子

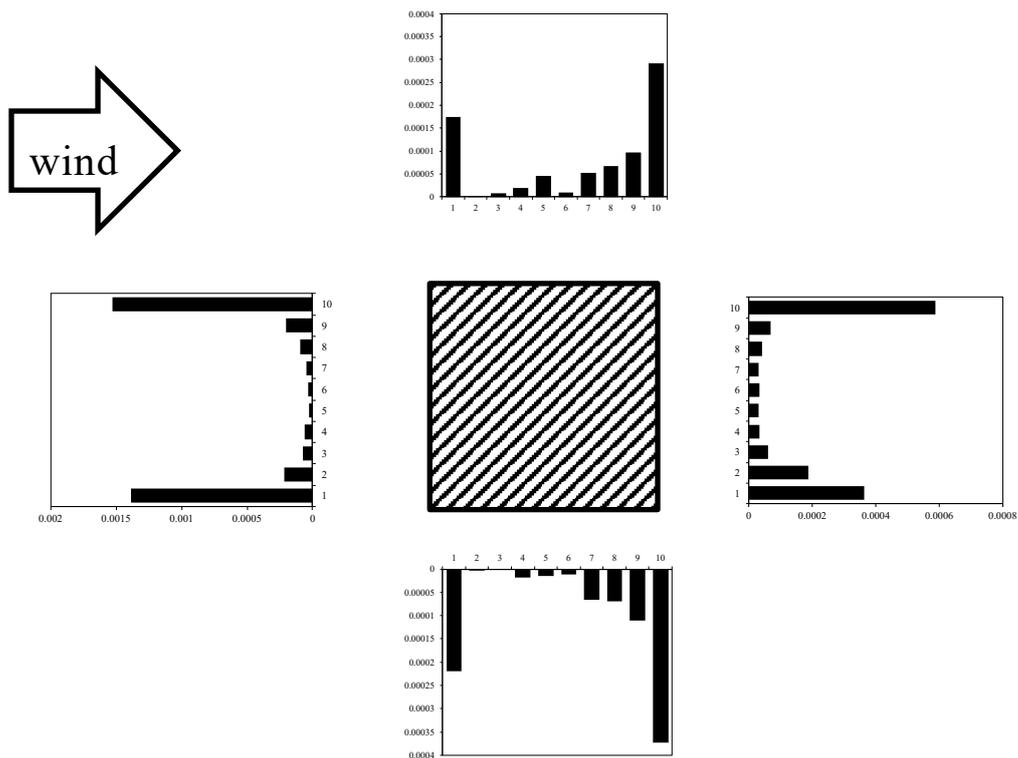


Fig. 4.3.7 粒子の付着分布 $B/D = 1$, $Stk = 0.0205$, $d_p = 20 \mu\text{m}$

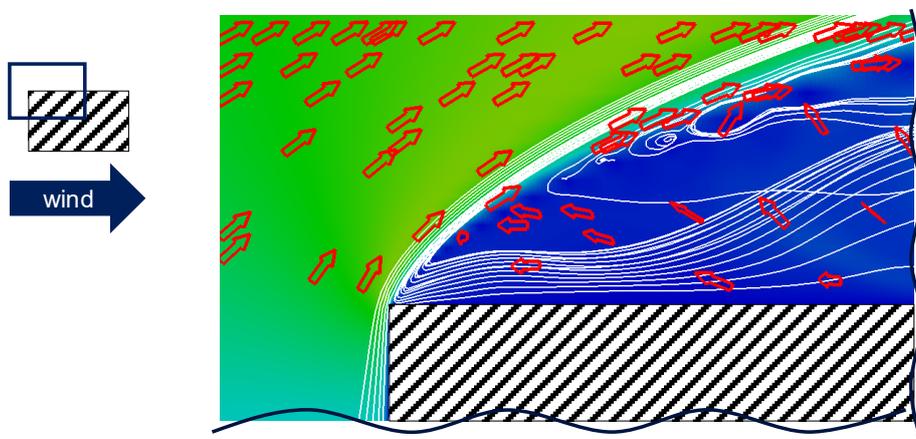


Fig. 4.3.8 前縁部の流れ場構造

の一部が前面を迂回した後、矩形断面の背部で形成される循環流れを受け、後方から矩形断面に再接近するため、粒子が背面や側面にも衝突付着したものと考えられる。特徴的な粒子の付着傾向として、粒子の大多数が各面の角部に付着する傾向にあることが判明した。矩形断面の前面における粒子の付着は、断面中央では流れがよどむため付着量が少なく、矩形断面を迂回しようとする際に、粒子が剥離に伴って前縁周辺の流速の速い領域に集まるため、角部で粒子の付着数が多くなったものと考えられる。また、矩形断面の背面において、付着数が角部に多い原因も同様であると考えられ、矩形断面の前面を迂回した粒子

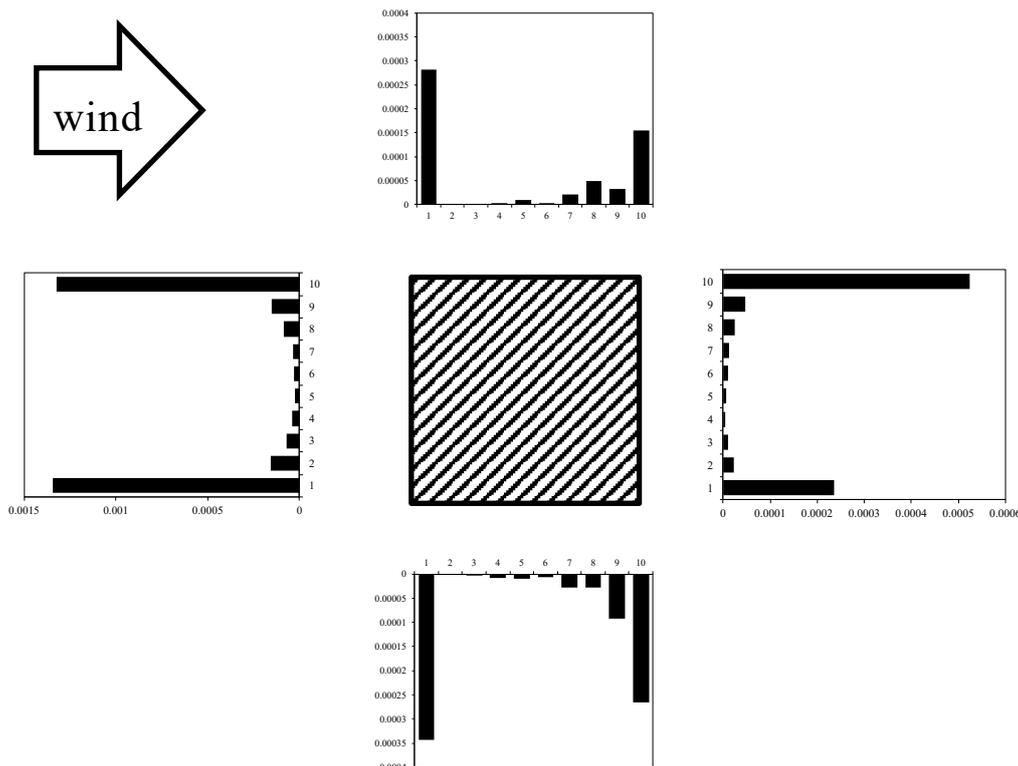


Fig. 4.3.9 粒子の付着分布 $B/D = 1$, $Stk = 0.00512$, $d_p = 10 \mu\text{m}$

が、後流の影響を受けて背部から矩形断面に再接近し側面の剥離バブルへと侵入する際に、付着するものと考えられる。側面においても前縁および後縁に多くの粒子が付着する結果となったが、背面を迂回した粒子が側面に到達した際に付着し、後縁で多数の付着がみられるものと考えられる。これに対し、前縁付近における粒子の付着は、前縁付近で流れが急激に反転することが原因であると考えられる。Fig. 4.3.8 は $B/D = 1$ の矩形断面の前縁付近の流れ場を示した図である。この図に示す通り、前縁において流れが剥離し境界層が形成されるため、剥離バブル内の流れは前縁付近で急激に反転する。剥離バブル内を側面に沿って前縁に向かって運動する粒子は、前縁にたどり着くと、この急速な流れの反転に巻き込まれると考えられる。このような急激な流れの変化に追従できない粒子が存在するため、側面の前縁部に粒子が多く付着しているものと考えられる。また、側面では後縁に近いほど粒子の付着数が増加する傾向にあることが判明した。これは、側面に付着する粒子が前面を迂回したのち、カルマン渦の発生の影響を受けて背面側より矩形断面に接近するためであると考えられる。

また、Fig. 4.3.9 は $B/D = 1$ 、ストークス数 $Stk = 0.00512$ における粒子の付着分布であるが、 $Stk = 0.0205$ の場合と比べて、付着分布および付着量に大差はないことが確認できる。すなわち、これらのケースは Stk が十分に小さく、粒子の挙動に対する流れ場の影響が比較的強い条件であるといえ、付着分布や部位別付着量は同傾向を示すと考えられる。

一方、Fig. 4.3.10 は $B/D = 1$, $Stk = 0.512$ の場合の付着分布を示している。先の矩形断面まわりでの粒子の挙動に関する検討に準じて、粒子は矩形断面の前方にのみ付着すること

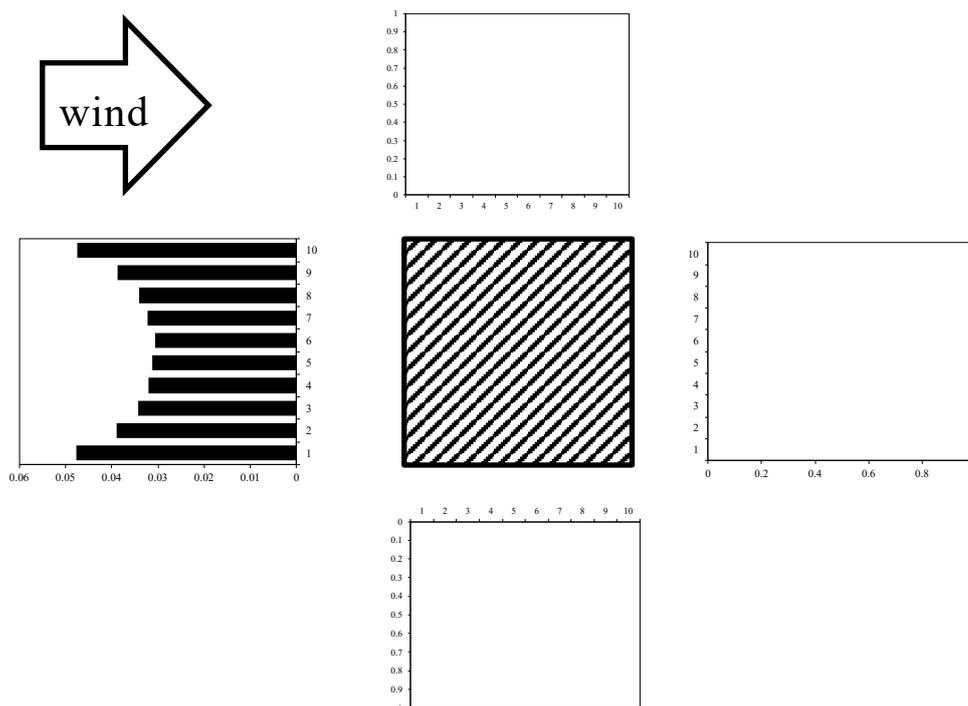


Fig. 4.3.10 粒子の付着分布 $B/D = 1$, $Stk = 0.512$, $d_p = 100 \mu\text{m}$

が明らかになった．このため，非常に風速の強い条件や，粒径の大きい海塩粒子の分布については，粒子の飛来方向が付着量評価において重要であると考えられる．また，Fig. 4.3.7 に示す $Stk = 0.0205$ における前面の部位別付着量と $Stk = 0.512$ における同じ部位の付着数を比較したところ，どの部位においても $Stk = 0.512$ における部位別付着量の方が大きい．加えて，前面の面内における分布の傾向も変化しており，中央から角部に向かって増加する部位別付着量のカーブが緩やかになることが判明した．前面に付着する粒子数が増大することや，前面における部位別付着量の描くカーブが緩やかになることは，粒子が側背面に付着しなくなることと同様に，粒子が持つ主流方向の慣性が強くなったことによるものと考えられる．前面への部位別付着量が増加した原因は，矩形断面の前面を迂回しようとする流れが前面に到達した粒子に与える影響が主流方向の慣性に比べて相対的に小さくなり，矩形断面前面への衝突を回避しきれない粒子が増えたためと考えられる．つまり，粒子が角部に到達する以前に，前面のより中央に近い部位で壁面に衝突してしまうため， $Stk = 0.0205$ における前面の付着分布傾向よりも，角部への付着の集中が鈍いものと考えられる．このように，同一断面まわりの粒子の付着分布と部位別付着量は，粒子に作用する慣性の大きさ，すなわちストークス数に応じて変化するが，粒子の持つ慣性を流体の作用が上回るような低ストークス数領域では，付着傾向や部位別付着量はストークス数の変化に対して鈍感であり，粒子の慣性が大きくなると，付着分布や部位別付着量が急激に変化することが判明した．

以上のように，特に風速が大きい条件や大きい粒径の海塩粒子が飛来するようなことのない，一般的な気象条件における海塩粒子の付着傾向は周囲の流れ場に強く影響を受けるため，対象構造物周囲の風速分布等の流れ場特性の把握が肝要であると考えられる．実橋

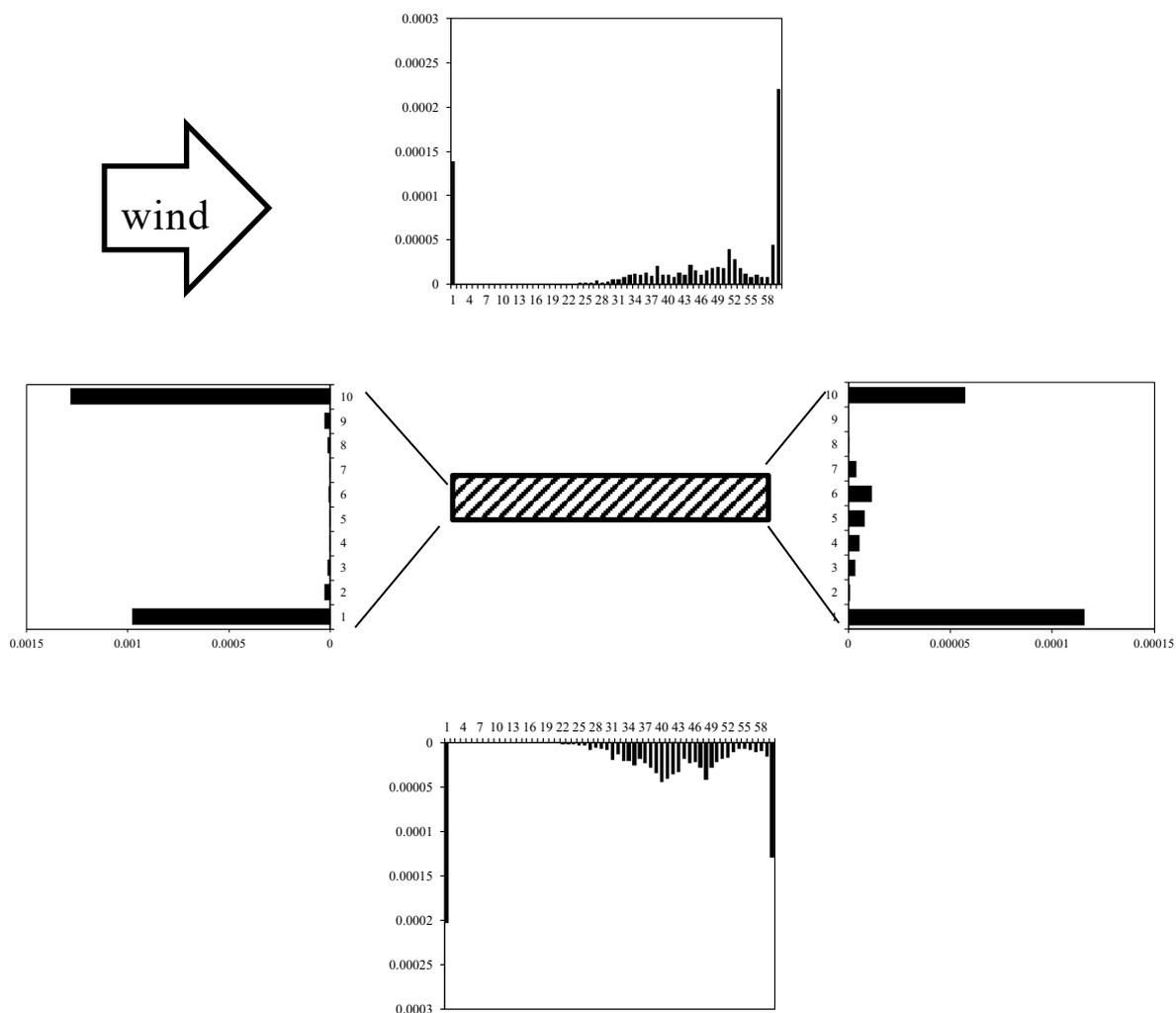


Fig. 4.3.11 粒子の付着分布 $B/D = 6$, $Stk = 0.0205$, $d_p = 20 \mu\text{m}$

梁を考えると、ストークス数が $Stk = 0.512$ となるような条件は、風速が極めて大きいか、大粒径粒子が飛来する沿岸部近傍に限られると考えられ、ストークス数が十分小さい橋梁周囲の付着分布は基本的に流れ場特性から考えることができると推察される。

次に断面辺長比の違いが付着分布に与える影響について検討する。Fig. 4.3.11 はストークス数 $Stk = 0.0205$ における断面辺長比 $B/D = 6$ の場合の粒子の付着分布と部位別付着量を表した図である。 $B/D = 1$ の場合 (Fig. 4.3.7) と比べて、前面では付着傾向にそれほど差異がなく、中央部で最も少なく、角部に粒子の付着が集中した分布となっている。矩形断面前面の中央部は時間平均的にはよどみ点となっており、対して前縁付近で流速が速くなるため、このような分布となったと考えられ、付着傾向に差異が大きく見られないのは、矩形断面上流側での流れ場構造が、断面辺長比にあまり影響を受けないことが原因であると考えられる。側面における粒子の付着傾向に目を向けると、 $B/D = 1$ と 6 では側面中腹部の付着傾向において明確な違いが見られた。 $B/D = 1$ の側面における粒子の付着分布は、矩形断面前面を迂回した粒子が後方から矩形断面に再接近し、背面ならびに側面へ付着

するため、後方に向かって徐々に付着数を増やすような付着分布傾向にあるのに対し、 $B/D = 6$ の側面における部位別付着量は、側面後方に極大値を持つ分布となることが明らかになった。これは、先の粒子の動きについての検討の通り、前縁剥離流れの再付着によって、前縁を迂回した多数の粒子が衝突、付着したためであると考えられる。また、剥離流れの再付着の影響とみられる部位別付着量の増加が起きる位置より前縁側では、粒子の部位別付着量が非常に少ないことが明らかになった。最も前縁に近い部位を除くと、前縁付近で粒子の部位別付着量が少ない傾向は $B/D = 1$ でもみられるが、 $B/D = 6$ はこの範囲が非常に大きくなっている。断面辺長比が大きくなり、流速が小さく安定した剥離バブルが広く形成されるようになったことで、側面前縁側に付着量の少ない部位ができたものと考えられる。なお、角部で部位別付着量が多くなる分布傾向は共通しており、特に前縁における部位別付着量の増加は、 $B/D = 1$ と同様、剥離バブル内を前縁に向かって運動した粒子が急激な流れの反転によって付着したのと考えられる。後縁における粒子数の増大は、再付着した流れが、矩形断面の側方から後方へと流れる際に、粒子が付着することを反映したのと考えられる。

以上より、矩形断面の付着分布は、矩形断面周囲の流れ場特性を大きく反映したものになることが明らかとなった。特に、剥離流れの側面への再付着の有無は粒子の輸送・付着プロセスに強く関与するといえる。

4.4 壁面圧力モデルによる付着量推定

前章では、対象となる物体表面における部位別付着量の評価を念頭に、矩形断面の上流より飛来する粒子の付着分布が、流れの作用に対して粒子が持つ慣性の大きさを相対的に表すストークス数 Stk や構造物表面上の位置に依存することを明らかにした。一方、得られた粒子の付着傾向は、断面形状に依存するため、異なる断面形状においては経験的な推測をするほかない。本章では、任意の断面形状を持つ断面の粒子付着分布を壁面圧力から推定する手法を提案し、その精度検証を行う。

前章で述べた粒子飛散解析を通じて、特にストークス数が小さい、すなわち粒径の小さい条件において、物体まわりを動く粒子の動き方は、流れ場に大きく影響を受け、流線に沿うような動きをみせることが明らかになった。同時に、粒子の付着分布も、物体周囲の流れ場特性を強く反映した特徴を見せることが判明した。完全再付着断面の側面・中腹部における粒子の付着量の増加は、矩形断面の前縁にて剥離した流れが再付着する、断面周囲の流れ場特性を如実に反映した例であるといえる。このため、ストークス数、すなわち粒子の持つ慣性の小さな条件では、断面周囲の流れ場の特性から対象構造物壁面に付着する粒子の付着分布と部位別付着量について推定することができるものと考えられる。

野口ら [4.5] は、海塩粒子の壁面への付着量の評価手法として、次に示す評価式を導入している。

$$Q = C(V_n + V_s \cos \theta)\Delta t + C \int_0^{\Delta t} \sqrt{\frac{D}{\pi t}} dt \quad (4.4.1)$$

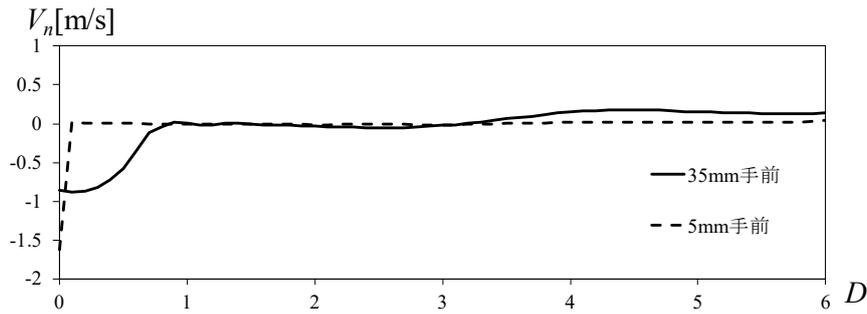


Fig. 4.4.1 断面辺長比 $B/D = 6$ の側面における壁面直交方向風速成分 V_n の分布

ここで、 Q ：部位別付着量， C ：大気中塩分濃度， V_n ：壁面近傍の壁面直交方向風速成分， V_s ：沈降速度， θ ：壁面傾斜角， D ：拡散係数である。

上式に示す通り，野口らは海塩粒子の付着機構として，風の抗力効果，重力沈降効果，拡散効果を考え，付着塩分量評価がそれらの効果の線形和によって可能としている．上式のうち，本研究で検討している風の抗力による作用に該当する項を抜粋し，簡単な数式変形を行うことで，式 (4.4.1) は次のように書き下すことが可能である．

$$Q = CV_n \Delta t = \frac{V_n}{U} CU \Delta t \quad (4.4.2)$$

ここで， U は対象断面上流側のある地点における接近風速を表す．すなわち，時間 Δt 間に付着する塩分量は，上流側の代表点における塩分フラックス CU に接近風速と壁面近傍の風速の比 (V_n/U) を乗じたものであることを示している．金城らの研究では， V_n の評価位置を壁面から 35 mm 離れた位置と一意的に定めているが [4.9]，この値が任意の断面形状，任意の部位に適用可能であるかは十分検討されていない．Fig. 4.4.1 は本研究において得られた，断面辺長比 $B/D = 6$ の側面における，壁面からある距離離れた位置での壁面直交方向風速成分の値を示したものである． $B/D = 6$ の側面の付着分布は，Fig. 4.3.11 に示した通りで，角部で付着量が増加するが，風速分布はそのようにはなっていない．すなわち，壁面近傍の風速値を用いて付着量評価するためには，壁面の場所ごとに適切な風速抽出位置は変化することになり，この手法の任意形状の橋梁への適応には限界があると思われる．

以上より，任意形状への適用を考えれば，構造物壁面の物理量を用いた推定手法の開発が望まれる．そこで本研究では，物体表面の圧力も当然ながら気流の影響を受けるので，粒子の付着分布と表面圧力特性にも有意な相関が存在すると仮定し，圧力特性に基づく付着量評価の可能性を検討した．

4.4.1 壁面圧力分布と粒子付着分布の対応関係

飛来塩分量評価に壁面圧力を用いた先行研究に宮本 [4.20] の研究がある．宮本は，圧力の累積値が塩分付着量の多寡と直接関連していると推測し，橋梁の圧力累積値の分布が把握できれば，付着塩化物イオン量が集中する部位の推定が可能であると考えた．しかし，構造物の大まかな付着傾向を再現するにとどまり，壁面の詳細な付着傾向について評価す

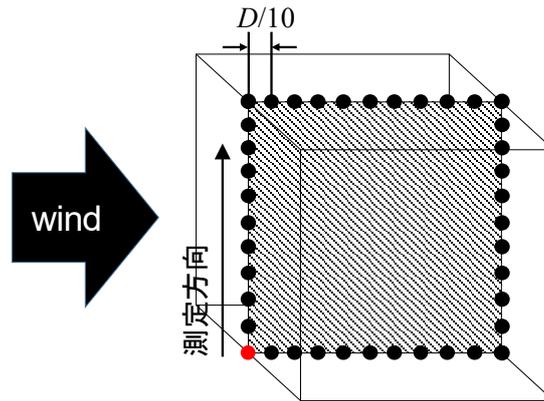


Fig. 4.4.2 圧力測定点の模式図 ($B/D = 1$)

るには至らなかった．一方，本研究では，部位ごとの詳細な付着傾向の評価を目的に，部位面内の詳細な圧力値を取得し，付着分布との対応を検討する．具体的には，付着塩分量の推定に用いる壁面圧力値として，平均圧力係数 C_p (式(4.4.3)) と平均圧力係数の面方向勾配 $|dC_p/dx^*|$ (式(4.4.4)) を考え，ストークス数 $Stk = 0.0205$ (粒径 $d_p = 20 \mu\text{m}$) のケースについて，これらの壁面圧力パラメータと断面辺長比 $B/D = 1, 2.5, 5, 6, 8$ の矩形断面における部位別付着量分布の傾向との対応関係について検討する．平均圧力係数 C_p と平均圧力係数の面方向勾配 $|dC_p/dx^*|$ は，以下の式で与えられる．

$$C_p = \frac{p}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (4.4.3)$$

$$\left| \frac{dC_p}{dx^*} \right| = \left| \frac{C_{p_i} - C_{p_{i+1}}}{\frac{\Delta x}{D}} \right| \quad (4.4.4)$$

ここで， C_{p_i} : i 番目の計測点における平均圧力係数， Δx : 付着を検討する領域の長さ， D : 断面高さである．

矩形断面の壁面圧力分布を得るために，圧力 p の計測は計算開始から無次元時間で 150 までを助走期間とし，この時点から無次元時間で 600 計測した．計測点はスパン方向中央断面，壁面に沿って $D/10$ ごとに壁面周方向に設定している (Fig. 4.4.2)．Fig. 4.4.3 が，流れ場解析によって得られた平均圧力係数 C_p の分布である．これらの図と流れ場 (Fig. 4.3.1) を比較すると，矩形断面前方における風速よどみ点となる中心では，矩形断面前面に加わる正の圧力が大きくなっており，流れの剥離に伴って矩形断面の側方や後方に流速の小さな剥離バブルが形成されると，側面や背面の壁面に負圧が作用するなど，流れ場構造に応じた壁面圧力分布となっている．一方で，平均圧力係数 C_p の分布と付着量分布 (Fig. 4.3.9, Fig. 4.3.11) を比較すると，平均圧力係数分布は，付着分布と異なる傾向を示している．特に，付着量は角部および剥離流れの再付着箇所が増加する傾向にあるが，平均圧力係数の分布はこれに対応していない．一方で，角部や再付着箇所においては平均圧力係数の面方向勾配が大きいことが確認できる．以降では，平均圧力係数の面方向勾配 $|dC_p/dx^*|$ を用いた付着量推定手法を提案し，その妥当性について述べる．

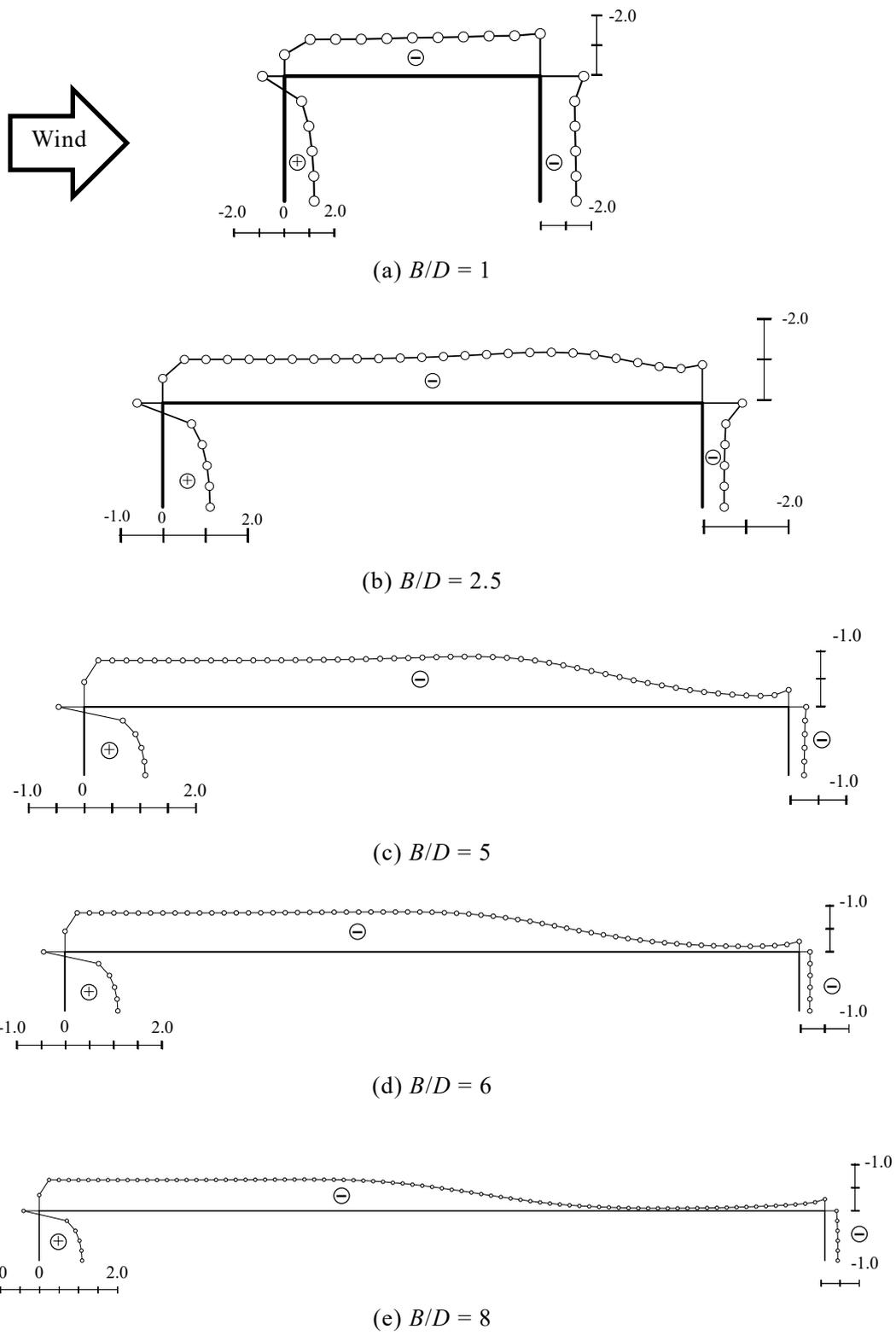


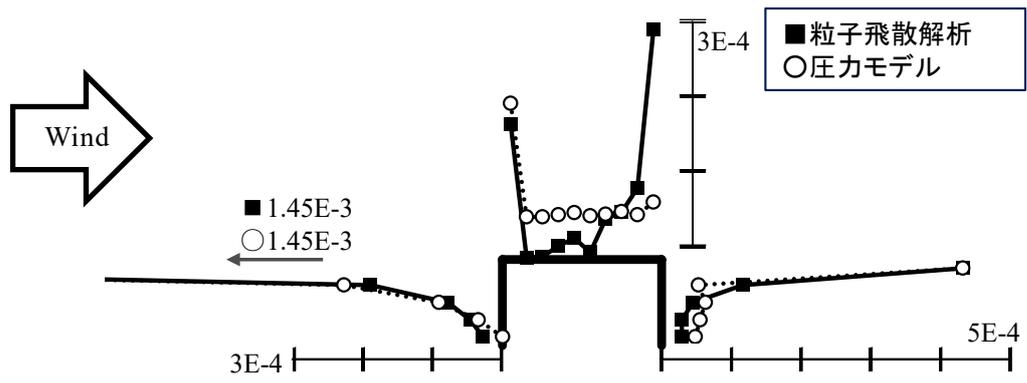
Fig. 4.4.3 矩形断面の平均圧力係数 C_p

4.4.2 平均圧力係数の面方向勾配に基づく矩形断面の付着量評価

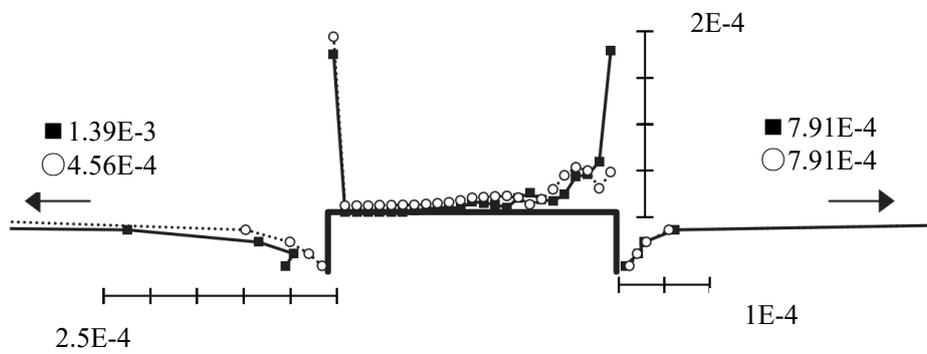
簡便な壁面付着量推定手法の確立を目的として、矩形断面の平均圧力係数の面方向勾配 $|dC_p/dx^*|$ (平均圧力勾配) と付着量の関係性を評価する。平均圧力勾配の物理的な意味合いについて考えれば、この物理量は空間的な流れの変化量を表しているといえる。粒子の輸送に対しては流れ場の空間的な分布が重要であり、隣接する評価点の圧力差が疑似的に流れ場の時間平均的な粒子輸送力を表すと考えられる。

Fig. 4.4.4 に粒子飛散解析によって得られた $Stk = 0.0205$ における付着量分布と平均圧力勾配を示した。ただし、粒子飛散解析と合うように、最小二乗法によって適当な係数を各断面の面別に求め、スケーリングした。なお、ここでは断面の対称性を考慮して、矩形断面の上半分だけを表示している。Fig. 4.4.4 をみると、 B/D によらず平均圧力勾配の分布は、全体的には粒子飛散解析結果をよく表すことが判明した。一方、 $B/D=1$ の側面や $B/D \geq 5$ の背面では差が見られる。先述の通り、粒子は $B/D = 1$ では背面を経由して側面へ、 $B/D = 6$ では側面を経由して背面へ到達すると考えられる。つまり、剥離流れに伴い最初に粒子が輸送される面では平均圧力勾配が付着量とよく対応するが、それ以降に到達する面では両者の関係性が相対的に小さいと考えられる。これは、面によって供給される粒子量が異なる影響も含んでいることが推察される。例えば $B/D = 1$ の場合、粒子が前面→背面→側面と輸送される過程の中で、一部は壁面に付着し、また一部は付着することなく流下する。したがって、面によって供給される粒子量が異なるため、この影響についても考慮する必要があると考えられる。また、粒子飛散解析は3次元空間で行っているが、平均圧力係数の面方向勾配は2次元的な情報であり、3次元的な流れの影響を考慮する必要性も考えられる。

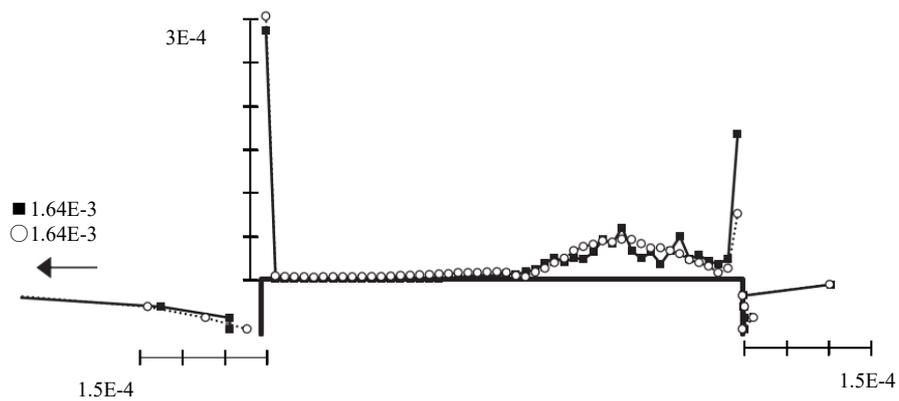
以上のように、モデルとしては改善の余地は残るが、物体表面の平均圧力係数の面方向勾配を利用することで付着塩分量を評価できる可能性が示された。



(a) $B/D = 1$

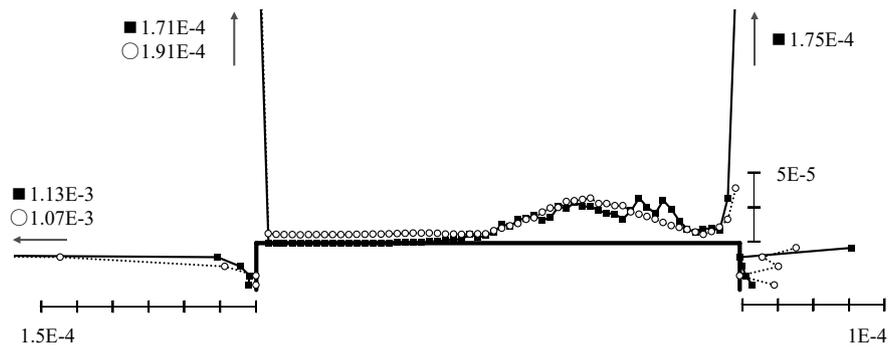


(b) $B/D = 2.5$

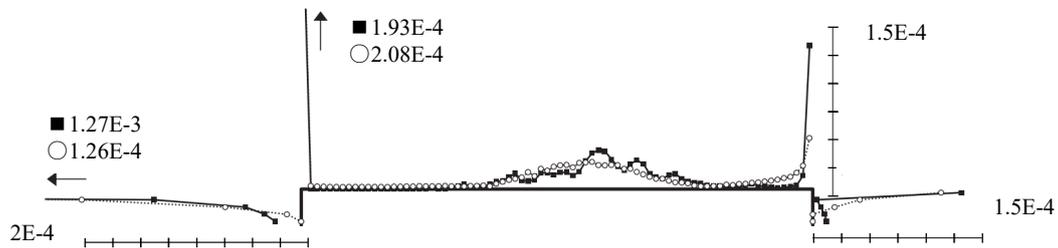


(c) $B/D = 5$

Fig. 4.4.4 粒子飛散解析と圧力モデルに基づく部位別付着塩分量の比較 (1/2)



(d) $B/D = 6$



(e) $B/D = 8$

Fig. 4.4.4 粒子飛散解析と圧力モデルに基づく部位別付着塩分量の比較 (2/2)

4.5 本章のまとめ

本章では、簡便な壁面付着量推定手法の確立を目的として、海塩粒子を模した粒子の構造物近傍への輸送ならびに付着過程を CFD による流れ場解析および粒子飛散解析によって詳細に検討した。また、物体表面の圧力も飛来粒子同様に当然ながら気流の影響を受けるので、粒子の付着分布と表面圧力特性にも有意な相関が存在すると仮定し、圧力特性に基づく付着量評価の可能性を検討した。

矩形断面周囲の粒子挙動と付着特性について

- 種々の矩形断面まわりにおける粒子飛散解析の結果、特に断面の角部に多くの粒子が付着することが判明した。粒子が角部に多く付着するメカニズムは2つ考えられ、一つは矩形断面前面などに見られる、流速の上昇と粒子の集中によるものであり、もう一つは、矩形断面側面の前縁で見られる、流れの急速な反転によるものが考えられる。
- 粒子の慣性の大きさを表すストークス数 Stk を変えて粒子飛散解析を行い、 Stk の大きさによって矩形断面周辺における粒子の挙動が変化することを明らかにした。ストークス数が小さいとき、粒子は流れに従って運動するため前面だけでなく、側面や背面

に付着するが、 Stk が大きいケースでは粒子は流れに追従しなくなり、側面や背面における粒子の付着が見られなくなった。また、流れ場の影響を強く受ける Stk が小さいケースでは、粒子の付着分布と部位別付着量に大きな変化が見られなかったが、粒子の慣性が比較的大きいケースでは部位別付着量が急激に大きくなることが明らかになった。

- 異なる断面辺長比を有する矩形断面について、粒子飛散解析を実施したところ、断面辺長比によって粒子の輸送機構（粒子が輸送される経路）は異なり、結果として断面別に特徴的な付着分布が得られることが確認された。具体的には、剥離流れが時間平均的に再付着しない断面では、背面→側面の順に粒子が輸送されるので、側面では両端部で付着量が大きくなる。一方、剥離流れが時間平均的に再付着する断面では、側面→背面の順に輸送されるので、側面では両端部に加えて中央付近にも付着量の極大値が見られる。以上の様に、矩形断面における粒子の輸送・付着プロセスは、断面周囲の流れ場を強く反映するものになることが明らかとなった。

圧力モデルによる付着量評価について

- 簡便な付着塩分量評価手法の確立を目指し、粒子の挙動と同様に構造物周囲の流れ場に基づいて決定される壁面圧力値を用いた付着量推定手法を提案した。具体的には、粒子の輸送に対しては流れ場の空間的な分布が重要であり、壁面の隣接する評価点の圧力差が疑似的に流れ場の時間平均的な粒子輸送力を表すと考え、矩形断面の平均圧力係数の面方向勾配に基づく付着量評価を行った。結果として、剥離流れに伴い最初に粒子が輸送される面では、平均圧力係数の面方向勾配によって付着分布を精度よく評価できる可能性が示された。

参考文献

- [4.1] 長谷部寛, 曾根瞭平, 春木陽平, 野村卓史: 塩分ミストを用いた物体へ付着する飛来塩分量推定法の構築, 第 24 回 風工学シンポジウム, 2016.
- [4.2] 小川彰一, 江口信三: Lagrange 粒子モデルを用いた PC 橋への海塩粒子付着シミュレーション, 土木学会第 57 回年次学術講演会, 2002.
- [4.3] 富山潤: コンクリート橋上部工に付着する飛来塩分に関する数値解析的検討, コンクリート工学年次論文集, Vol. 36, No. 1, 2014.
- [4.4] 岩崎英治, 伊藤俊, 小島靖弘, 長井正嗣: 数値シミュレーションによる橋梁断面周辺の飛来塩分推定, 土木学会論文集 A, Vol. 66, No. 4, pp752-766, 2010.
- [4.5] 野口恭平, 金城佑紀, 秦聡一朗, 白土博通, 八木知己, 中西克佳: 任意地点における部位別の飛来塩分量予測, 土木学会論文集 A1(構造・地震工学), Vol. 73, No. 2, pp364-375, 2017.
- [4.6] 日本風工学会: 風工学ハンドブックー構造・防災・環境・エネルギーー, 朝倉書店, 2007.
- [4.7] 中口博, 橋本貴久裕, 武藤真理: 矩形断面の抗力に関する実験, 航空学会誌, 第 16 巻, 第 168 号, 1968.
- [4.8] 構造工学委員会風洞実験相似則検討小委員会: 風洞実験相似則に関する調査研究, 土木学会論文集, No.489/I-27, pp17-25, 1994.
- [4.9] 金城佑紀, 野口恭平, 秦聡一朗, 姜詠, 白土博通, 八木知己, 服部洋: 数値解析による構造物表面への飛来塩分付着量の予測, 第 23 回 風工学シンポジウム論文集, 511-516, 2014.
- [4.10] 日本流体力学会: 混相流体の力学, 朝倉書店, 1991.
- [4.11] 野口恭平, 白土博通, 井伊悠, 秦聡一朗, 八木知己: 結露水の流下による洗浄を踏まえた鋼橋主桁への付着塩分量評価, 構造工学論文集, Vol. 63A, 2017.
- [4.12] 角脇怜: 大気中の海塩粒子, 地球環境とエアロゾル, 19-26, 1991.
- [4.13] Y. Toba, 1965. On the giant sea-salt particles in the atmosphere 2 Theory of the Vertical Distribution in the 10-m Layer Over the Ocean, *Tellus*, XVIII.
- [4.14] Heinrich, M., Schwarze, R., 2020. 3D-coupling of Volume-of-Fluid and Lagrangian particle tracking for spray atomization simulation in OpenFOAM. *SoftwareX* 11, 100483.
- [4.15] Khare, P., Wang, S., Yang, V., 2015. Modeling of finite-size droplets and particles in multiphase flows. *Chinese J. Aeronaut.* 28, 974-982.
- [4.16] 加藤真志, 武田勝昭: 飛来塩分の数値解析的評価技術の橋梁への適用～耐候性鋼材適用地域拡大への試み～, 鋼構造論文集, 第 7 巻, 第 28 号, 45-54, 2000.
- [4.17] Resch, F. J., Darrozes, J. S., Afeti, G. M., 1986. Marine liquid aerosol production from bursting of air bubbles. *Journal of Geophysical Research*, 91, 1019.
- [4.18] 嶋田健司, 孟岩: 種々の断面辺長比を有する矩形断面柱の空力特性評価に関する修正型 $k-\epsilon$ モデルの適用性の検討, 日本建築学会構造系論文集第 514 号, pp. 73-80, 1998.
- [4.19] 岡島厚: 種々な断面辺長比の矩形柱周りの流れ, 日本風工学会誌, 1-19, 1983.

[4.20] 宮本森孫：気象データを用いた流体解析による橋梁の塩化物イオン付着部位推定手法の構築

第5章 路面上から飛散した凍結防止剤の橋梁主桁への付着特性の解明

5.1 概説

スパイクタイヤが禁止された1991年以降、凍結防止剤の散布量が増大しており、これによる鋼橋主桁の腐食が懸念されている [5.1]. 路面上に散布された凍結防止剤が主桁部へ付着する要因について考えると、雨水等によって排水管からへ流出し主桁部へ至るケースと通過車両や風によって巻き上げられ、大気中に飛散し、主桁部へ付着するケースが挙げられる [5.2]. 実際、高知自動車道で行われた現地観測により、並列橋や山に迫った橋の場合では、路面から飛散した凍結防止剤の橋梁主桁への付着に起因する腐食が認められている [5.3]. この結果に基づき、凍結防止剤散布地域における取り決めとして、山に迫った橋梁では地山からある程度の距離を取ることや並列橋ではそれぞれの路面上から飛散した凍結防止剤が互いの橋桁に付着しないような橋梁の位置関係とするように鋼道路橋防食便覧において定められている (詳しくは1.2.4節参照) [5.4]. 一方、周辺地形の影響がない単独橋については、記載がなく、大気中に飛散した凍結防止剤の主桁への付着に関しては十分に検討されているとは言えない. 特に、橋梁に対して横風が作用する場合、路面から飛散した凍結防止剤が橋梁の後方に生じる渦 [5.5] に巻き込まれ、主桁近傍へと輸送される可能性が考えられる. また、並列橋においても、凍結防止剤の詳細な飛散特性についてはあまり解明されておらず、防食便覧における橋梁の位置関係に関する規定も限られた調査結果に基づいて決定されたものである.

以上の様な背景から本研究では、周囲に障害物のない橋梁の路面から飛散した凍結防止剤の大気中における挙動と主桁への付着の有無について、橋梁への接近風速や凍結防止剤を模した粒子の大きさ等の諸条件ごとに、数値流体解析 (Computational Fluid Dynamics; CFD) を用いて風工学的な観点から考察を行った. また、付着の程度によっては、耐候性鋼の無塗装使用や維持管理の度合いの決定を念頭に、付着量を低減させられることが望ましい. そこで、橋梁に付加部材を設けて気流を強制的に変化させることで付着の抑制を試み、その効果を検証した. さらに、並列橋においても凍結防止剤の飛散特性および主桁への付着量を数値解析によって明らかにするとともに、単独橋と同様に付加部材による凍結防止剤の主桁への付着量低減の検討も行った. また、これらの検討に先立って、風洞を用いた流れの可視化実験によって、単独橋および種々の位置関係を有する並列橋周囲の流れを算出し、CFDの精度検証を行うとともに、CFDによる解析対象外の位置関係を有する並列橋における凍結防止剤の主桁への付着可能性に関しても言及する.

以下に本章の構成を示す.

5.2節では、風洞を用いた単独橋および並列橋周囲の流れの可視化実験の概要について説明する. 可視化実験の結果については、以降の5.4節および5.5節にて、CFDによる解析結果とあわせて示す. 5.3節では、橋梁周りの非定常流れ場計算および粒子の飛散解析に

用いた計算手法について説明する。5.4 節では、単独橋の路面上から飛散した凍結防止剤の飛散特性および主桁への付着メカニズムを明らかにする。また、単独橋の高欄に付加部材を設けて流れを変化させることで付着の抑制を試み、その効果を検証する。5.5 節では、並列橋について過去の調査 [5.3] でさび状態が悪いという結果が報告されている位置関係のうち 2 ケースを対象に粒子飛散解析を行い、粒子の飛散特性や主桁への付着量について評価する。さらに、その結果を踏まえて付加部材によって付着量を低減させる検討を行う。最後に 5.6 節において、本章のまとめを示す。

5.2 単独橋および並列橋周囲の流れの可視化実験の概要

以降の節で示す CFD による単独橋および並列橋周囲の流れ場解析の妥当性を評価するため、橋梁周囲の流れの可視化実験および PIV 解析を行った。また、CFD による流れ場解析は計算コストの面から解析ケース数が限られるため、可視化実験において種々の位置関係を有する並列橋周囲の流れを評価しておくことで、CFD による解析対象外の位置関係を有する並列橋における凍結防止剤の主桁への付着可能性に関しても言及することが出来る。

本節では、可視化実験の概要についてのみ示し、その結果については以降の 5.4 節および 5.5 節において CFD による解析結果をあわせて示すこととする。

5.2.1 橋梁模型および可視化実験のセッティング

単独橋および並列橋ともに、可視化実験における橋梁模型の寸法は、Fig. 5.2.1 に示すとおりである。これは以降の CFD による解析対象となる橋梁モデルとほぼ相似であり、断面辺長比は $B/D = 2.7$ である。この橋梁模型を Fig. 5.2.2 に示す様に風洞内に設置し、スパン中央断面の可視化を行った。並列橋における撮影ケースは Fig. 5.2.3 に示す通りで、橋梁水平距離および鉛直距離を変えつつ、計 39 ケースの位置関係について撮影を行った。なお、以降の CFD 解析ではこの内赤線で囲った 2 ケースに関して、解析を行った。可視化実験に用いた風洞、トレーサー粒子、レーザー、カメラ等は 2 章で行った可視化実験と同様のものであり、ここでは詳細を省く。また、レーザーの設置位置は、撮影ケースに応じて、風洞上部、風洞下部、もしくは模型下流側に設置した。

5.2.2 撮影条件および PIV 解析条件

接近風速および橋梁高さ D に基づく流れのレイノルズ数は、 $Re = 18,000$ ($U = 3$ m/s) とし、撮影のサンプリング周波数は 300 Hz、撮影時間は無次元時間 (tU/D) で 300 とした。また可視化実験で撮影した画像データから風速と風向を求めるため、2 章と同様に画像相関法による PIV 解析を行った。検査領域は各格子点で 50% のオーバーラップがかかるように設定し、速度が明らかに実現象と異なる速度ベクトルについては過誤ベクトルとみなして統計的処理によりデータから除去した。また、除去された過誤ベクトルに中間値近似を行うことで、風速ベクトルを補間した。これらの詳細については、2.3.1 節を参照されたい。

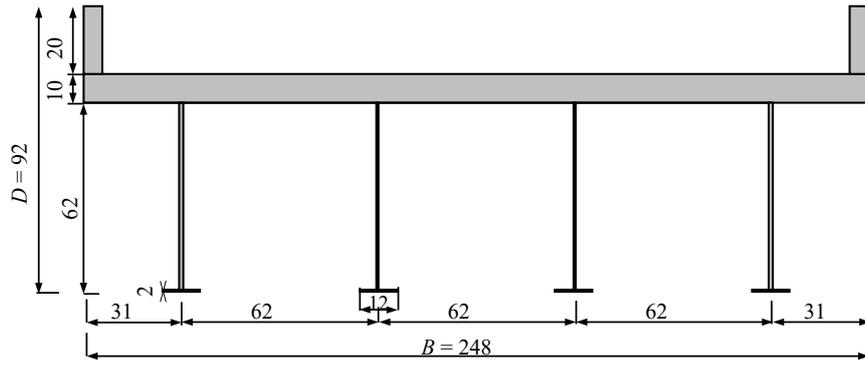


Fig. 5.2.1 可視化実験の対象橋梁 (単位 mm)



Fig. 5.2.2 可視化実験における橋梁模型のセッティング例

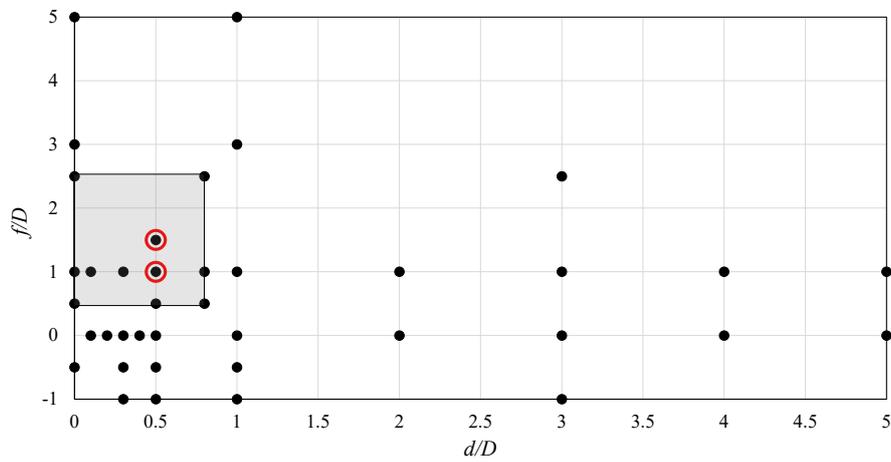


Fig. 5.2.3 並列橋における可視化ケース (d :並列橋水平距離, f :鉛直距離),
赤で囲った2つの点がCFDによる解析ケース

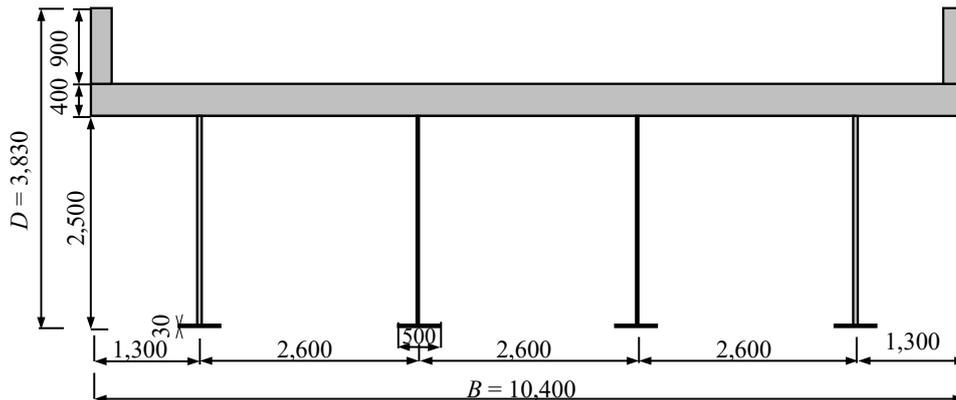


Fig. 5.3.1 対象橋梁モデル断面図 (単位: mm)

5.3 CFD による流れ場解析および粒子追跡の概要

本研究では、まず橋梁周りの非定常流れ場を数値流体解析によって計算し、得られた流れ場から抽出した風速データを用いて、粒子の運動方程式を解くことで飛散解析を行った。その過程においては、連続相である流体を Euler 的に解析し、分散相である粒子を Lagrange 的に追跡する。なお、本飛散解析は流体と粒子が互いに影響を与える Two way coupling ではなく、流体が粒子に一方的に影響を与える One way coupling に該当する。以下で、解析手法について詳述する。

5.3.1 対象橋梁モデル

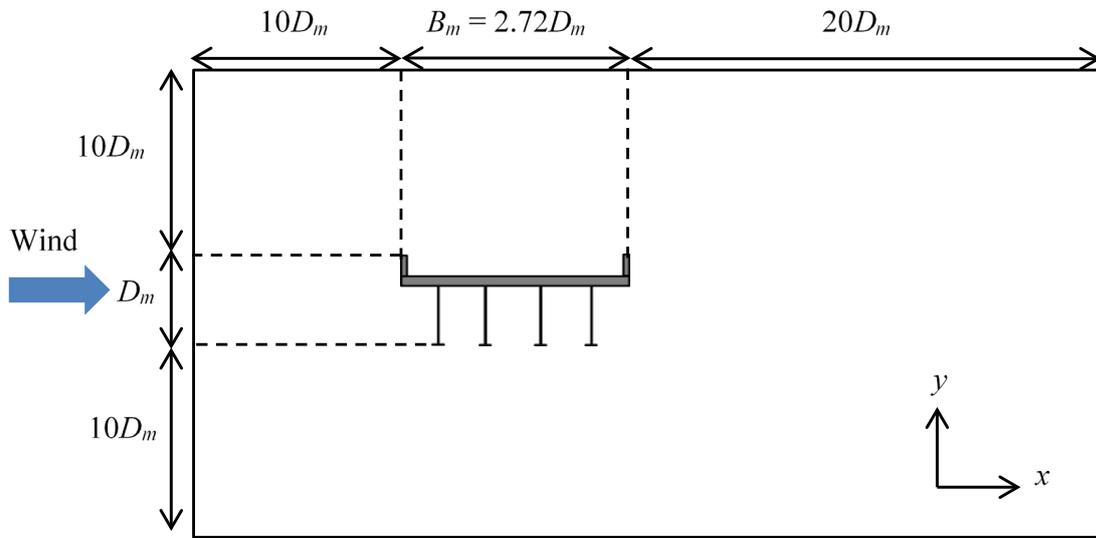
本研究では、単独橋、並列橋ともに、高架橋として一般的な 4 主 I 桁橋を解析対象とした (Fig. 5.3.1)。この橋梁断面は、一例として高知自動車道の大豊 IC～新宮 IC 間を結ぶ高架橋に見られる。橋梁の寸法は、主流方向長さ $B = 10.4$ m、高さ $D = 3.83$ m、断面辺長比 $B/D = 2.72$ である。

5.3.2 橋梁周りの非定常流れ場計算

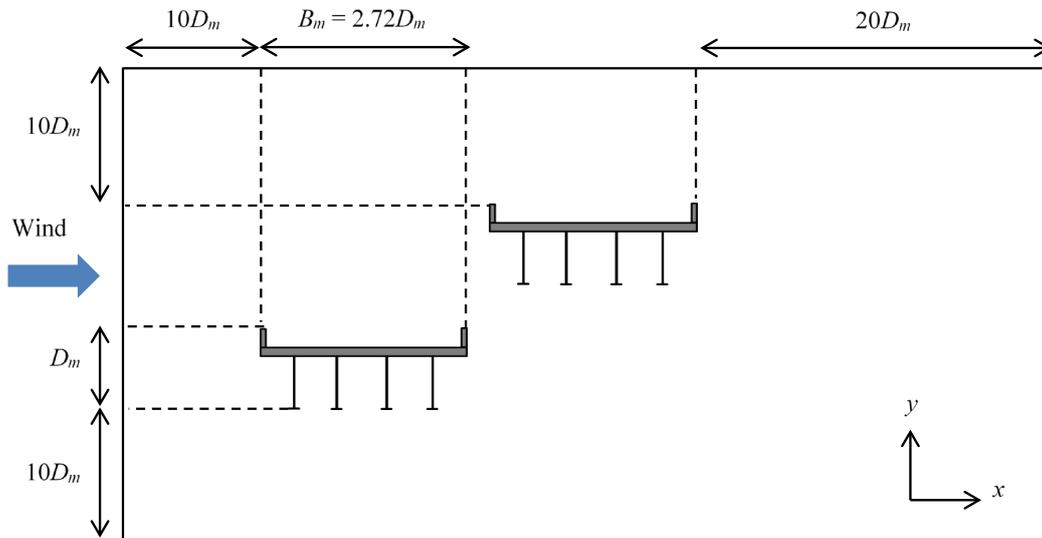
橋梁周りの流れ場計算にはこれまでの章における検討と同様に、オープンソースの OpenFOAM (ver4.0) を使用し、LES (Large Eddy Simulation) によって非定常流れ場を算出した。LES を用いた理由としては、橋梁周りの流れ場は大小さまざまなスケールの渦が発生する非定常流れ場であり、粒子の挙動はこの非定常性に強く影響を受けることが予想されるためである。なお、計算負荷を低減する手法として URANS (Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes) [5.6] による 2 次元解析を利用することも考えられるが、URANS では小さい渦の再現が困難であり、かつ風速の細かな時間変動を捉えられないため、本研究では LES を採用した。LES の基礎方程式については、2 章を参照されたい。

流れ場解析においては、LES による流れ場計算の負荷低減のために、流入風速 U [m/s] と時間 t [s] の積を橋梁高さ D [m] で除した無次元量 Ut/D を一定に保ったまま、Fig. 5.3.1 で示

した橋梁モデル及び流入風速を 1/10 にスケールダウンした。つまり、橋梁モデルの流れ場におけるレイノルズ数 $Re = UD/\nu$ (ν は空気の動粘性係数, $\nu = 1.333 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, 0°C , 1 気圧) は、実際の橋梁流れ場の 1/100 となる。このような操作を施したのは、CFD において流れを解像するのに必要な計算格子数は Re 数に応じて増加するためであり、実橋梁程度の Re 数では計算負荷が膨大になるためである。スケールダウンした計算領域におけるレイノルズ数 $Re_m = U_m D_m / \nu$ は約 2.87×10^4 であり、直方体のような剥離点が固定された断面形状においては、比較的レイノルズ数が高く ($Re > 10^4$) かつ非圧縮流体であるとき、流れ場形状のレイノルズ数依存性は小さいことが知られている [5.7]。よって、スケールダウンして得られた計算領域の流れ場をスケールアップすることによって、粒子の飛散解析に用いる流れ場として使用した。スケールダウンした橋梁高さを D_m とすると、計算領域は単独橋と並列橋ともに、Fig. 5.3.2 に示すように、橋梁上流方向に $10D_m$ 、下流方向に $20D_m$ 、鉛直方向にそれぞれ $10D_m$ 、スパン方向に D_m とした。また、流れ場計算領域全体の計算格子、橋梁近傍の計算格子は Fig. 5.3.3, Fig. 5.3.4 の様であり、壁面第一格子点の壁面直交方向のサイズは $D_m/383$ とした。スパン方向の計算領域 L_z および計算格子刻み幅 Δz については、空力特性を把握する最低条件として、田村ら [5.8] により、 $L_z \geq 1.0D_m$ 、 $\Delta z \leq 0.1D_m$ とするよう提案されており、この条件を満たすように、計算格子刻み幅 Δx 、 Δy 、 Δz をそれぞれ $2.61 \times 10^{-3} D_m \leq \Delta x \leq D_m$ 、 $2.61 \times 10^{-3} D_m \leq \Delta y \leq 0.597D_m$ 、 $\Delta z = 0.1D_m$ となるように設定した。総メッシュ数は単独橋で約 250 万、並列橋で約 520 万である。流れ場計算における各面の境界条件は Table 5.3.1 に示す通りで、接近風は乱れのない一様流とした。無次元時間刻みは $U\Delta t/D = 1/383$ (U : 接近風速, Δt : 時間刻み = 0.001 s) に設定し、 $0 \leq Ut/D \leq 1/383 \times 10^5$ (t : 時間 [s], $t \leq 100$) を助走計算として、 $1/383 \times 10^5 \leq Ut/D \leq 1.5/383 \times 10^5$ ($100 \leq t \leq 150$) を以降の検討に利用した。

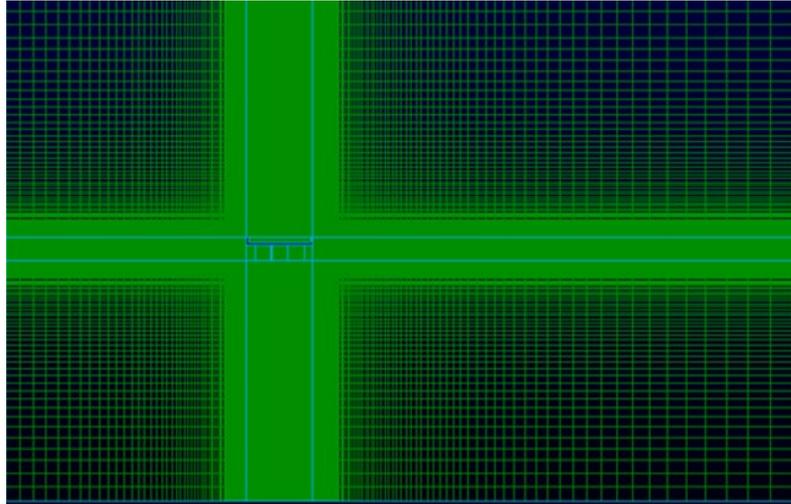


(a) 単独橋

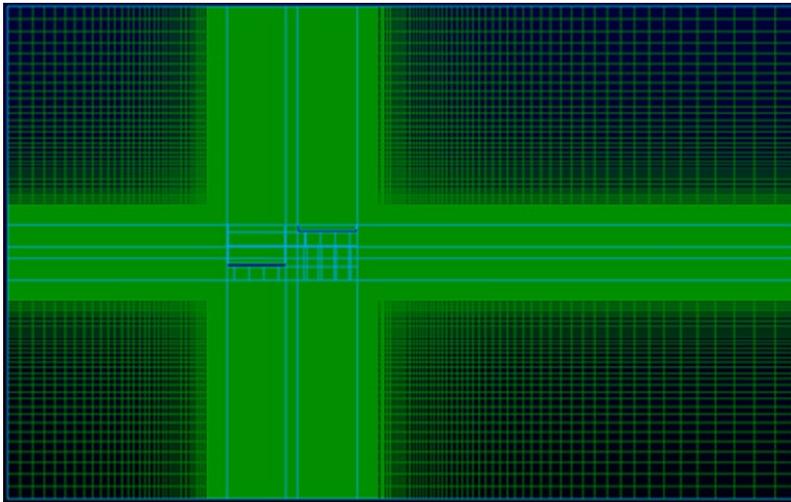


(b) 並列橋

Fig. 5.3.2 橋梁周りの流れ場計算領域（奥行き z 方向にも D_m ）



(a) 単独橋



(b) 並列橋

Fig. 5.3.3 橋梁周りの流れ場計算領域（奥行き z 方向にも D_m ）

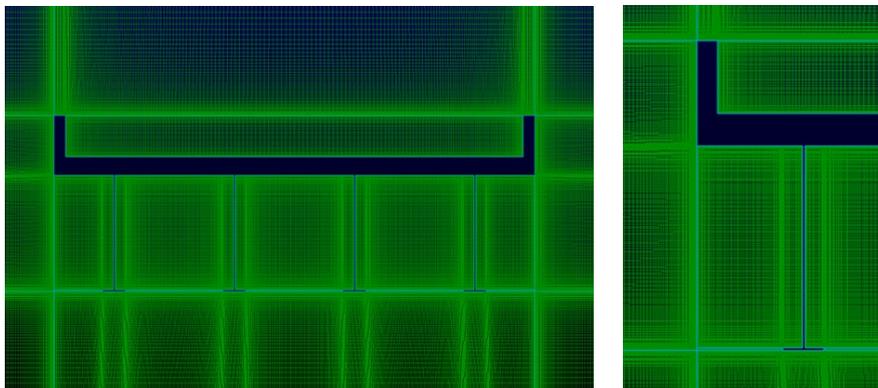


Fig. 5.3.4 橋梁周辺の計算格子

Table 5.3.1 各面の境界条件

	Inlet	Outlet	Front and back boundary	Upper and lower boundary	Bridge surface
U [m/s]	(1,0,0)	$\frac{\partial U}{\partial n} = 0$	cyclic	Slip	(0,0,0)
p [N/m ²]	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	0	cyclic	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$

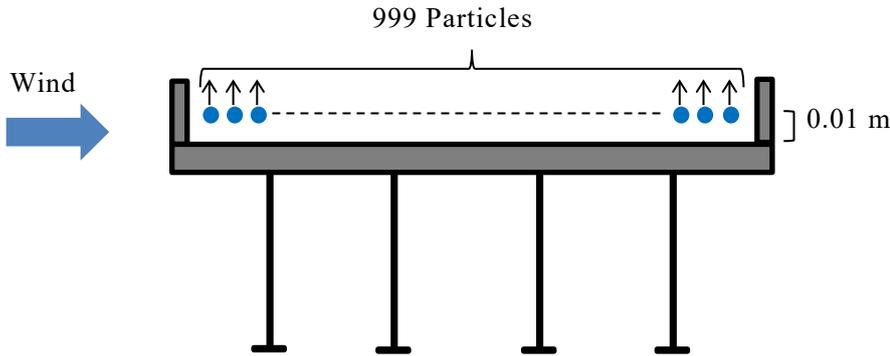


Fig. 5.3.5 粒子の初期位置

5.3.3 粒子の飛散解析

- 粒子に関する諸条件

床版上の路面幅を 1000 等分する各点から鉛直上向きに 0.01 m だけ離れた位置に粒子を配置し、計 999 個の粒子それぞれについて飛散解析を行った(Fig. 5.3.5). 飛散開始時刻における粒子の初速は、時速 80 km (= 22.22 m/s) の走行車両による巻き上げを想定し、その鉛直成分のみを考慮し、鉛直上向きに車両速度の約半分にあたる 10 m/s とした. 粒子を床版から 0.01 m 離れたのは、床板表面における風速は $(U_x, U_y) = (0 \text{ m/s}, 0 \text{ m/s})$ であり、床版表面で粒子に初速を与えた場合、粒子が飛散せずに床板表面に残留する可能性があるためである. また、粒子の飛散特性は接近風速や粒子半径によって異なると考えられるので、接近風速を $U = 5, 8, 10, 15 \text{ m/s}$ の 4 種類、粒子半径を $r = 10 \mu\text{m}, 50 \mu\text{m}, 100 \mu\text{m}, 200 \mu\text{m}, 300 \mu\text{m}, 400 \mu\text{m}, 500 \mu\text{m}, 600 \mu\text{m}$ の 8 種類について粒子飛散解析を行った. この粒子半径の設定については、凍結防止剤の粒度分布 [5.9] を参考にしつつ、接近風の影響を受けやすいような比較的小さい粒子半径を対象とした. なお、流れ場の非定常性を勘案し、カルマン渦周期 T を基準として、飛散開始時刻を $T/10$ 間隔で遅らせ、計 50 回の試行を行った. 以降の粒子飛散解析による算出結果には、全試行のアンサンブル平均を用いた.

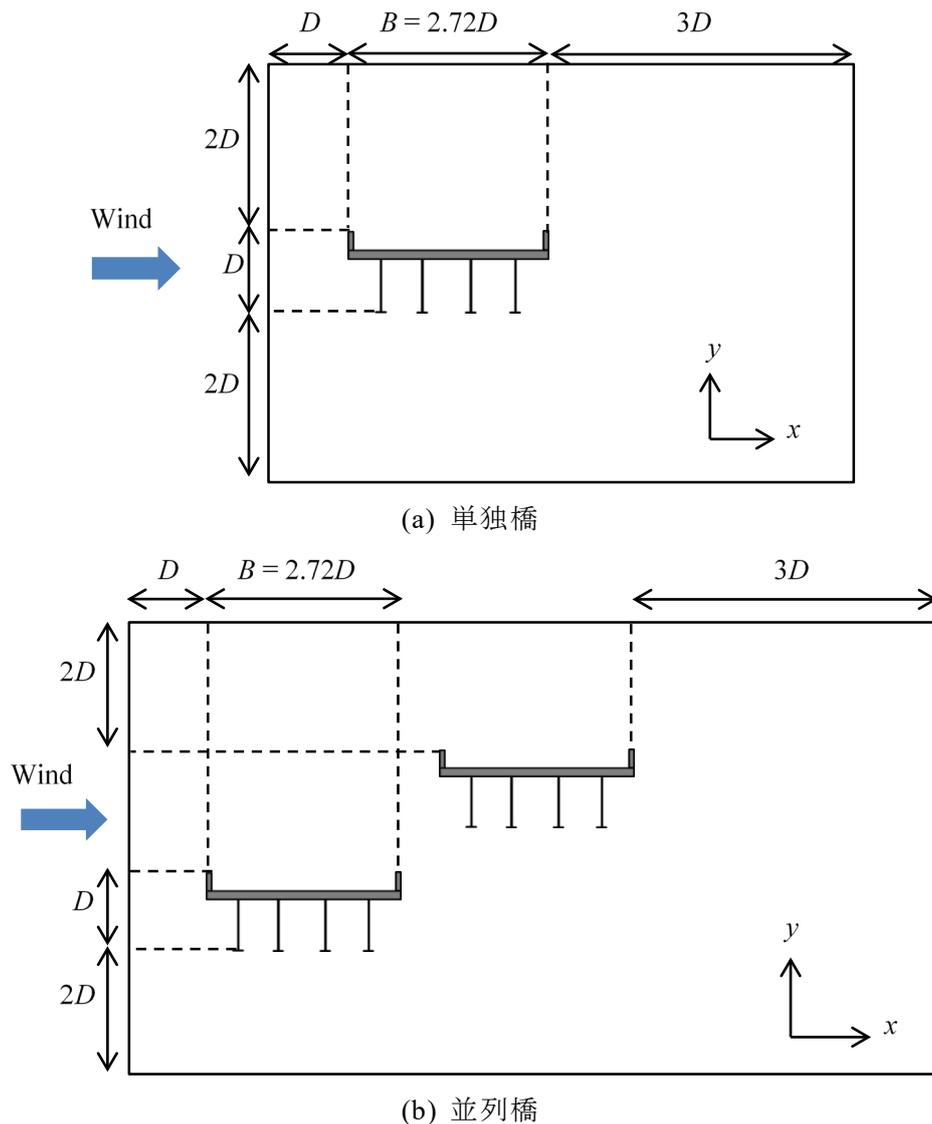


Fig. 5.3.6 粒子飛散解析領域

● 粒子の飛散解析領域

本研究では、橋軸に垂直な断面における粒子の飛散特性について検討することとした。実現象では、粒子はスパン方向にも飛散すると考えられるが、スパン方向も含めた3次元空間内で飛散解析を行うと、膨大な計算負荷がかかってしまう。ここで、各スパン位置で飛散した粒子の主桁への付着量を合計することによって最終的な主桁への付着量は決まるが、ある断面から飛散した粒子の3次元空間内での飛散特性が各スパン方向で同一であると仮定すると、粒子がスパン方向に広がらずに2次元平面内で飛散するとみなしても最終的な主桁への付着量の結果には影響しないと考えられる。よって、橋軸に垂直な断面周りの粒子の飛散特性について検討するには、その断面において2次元平面内での飛散解析を行えば十分であると考え、流れ場計算で得られた流れ場のスパン中央断面において粒子の飛散解析を行った。飛散解析における計算領域は、Fig. 5.3.6のように橋梁高さを D として

橋梁上流方向に D ，下流方向に $3D$ ，鉛直方向にそれぞれ $2D$ とした．なお，2，3，4 章では橋梁周囲の流れ場解析と粒子飛散解析を同時に行っていたが，本解析では，橋梁周囲の流れ場解析の際に粒子飛散解析を行う 2 次元面内の風速データを抽出してストックしておく，その後この風速データを用いて粒子飛散解析を行うという，流れ場解析と粒子飛散解析を完全に分離した手法を用いている．これによって，粒径，接近風速ごとに何度も流れ場解析を行う必要が無く，計算負荷の面で有利である．したがって，粒子飛散解析にかかる計算手法についてもこれまでと異なる点があるため，以降で詳説する．

● 流体中での粒子の運動方程式

粒子飛散解析の手法としては，時間刻みを Δt として，粒子の速度および位置を離散化し，以下の式 (5.3.1) と式 (5.3.2) によって， $t = t_0$ の時の粒子速度 \mathbf{v}_{t_0} ，加速度 $\partial \mathbf{v} / \partial t_{t=t_0}$ および粒子位置 \mathbf{x}_{t_0} から $t = t_0 + \Delta t$ の時の粒子速度および粒子位置を求めた．

$$\mathbf{v}_{t_0 + \Delta t} = \mathbf{v}_{t_0} + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t_{t=t_0}} \Delta t \quad (5.3.1)$$

$$\mathbf{x}_{t_0 + \Delta t} = \mathbf{x}_{t_0} + \mathbf{v}_{t_0} \Delta t + \frac{1}{2} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t_{t=t_0}} \Delta t^2 \quad (5.3.2)$$

上式を計算するのに必要な粒子加速度 $\partial \mathbf{v} / \partial t$ を求めるために，主流方向を x 軸，主流直交方向を y 軸として，以下の式 (5.3.3) および式 (5.3.4) で表される運動方程式を用いた．

$$m \frac{\partial v_x}{\partial t} = F_{D_x} \quad (5.3.3)$$

$$m \frac{\partial v_y}{\partial t} = F_{D_y} - mg \left(1 - \frac{\rho_a}{\rho_p} \right) \quad (5.3.4)$$

ここで， m ：粒子質量 [kg]， F_D ：粒子に働く抗力 [N]， g ：重力加速度 [m/s^2]， ρ_a ：空気密度 ($= 1.293 \text{ kg/m}^3$ ， 0°C ，1 気圧)， ρ_p ：粒子密度 [kg/m^3]．

Fig. 5.3.6 に示した解析領域外まで飛散した粒子については，その時刻以降の飛散解析を行わず，再び領域内に戻ることはないとした．また，粒子の橋梁表面への付着に関して，粒子が橋梁の表面形状によって形成される境界上を通過した場合に付着したと判定し，かつ一度付着した粒子の離脱はないものとした．また，粒子に働く抗力や重力などの外力以外に粒子の移動に影響するものとして，粒子の拡散運動が挙げられる．既往の研究によると，本研究で検討する半径 $10 \mu\text{m}$ 以上の粒子については拡散運動に起因する粒子の移動は無視できることが明らかになっている [5.10]．したがって，本解析では粒子の拡散運動については考慮しない．凍結防止剤の主成分は，最も一般的に使用されている NaCl と仮定し [5.11]，NaCl 水溶液の濃度が 14 % の時に凝固点が -10°C となる [5.12] ことから，濃度

が 14% の NaCl 水溶液の密度をもとに $\rho_p = 1,110 \text{ kg/m}^3$ [5.13] とした．粒子は完全な球体であるとし，粒子の質量および粒子に作用する外力を計算した．また，粒子に作用する抗力 F_D の算出には以下の式 (5.3.5) を用いた．

$$F_D = \frac{1}{2} C_D r^2 \pi \rho_a |\mathbf{u} - \mathbf{v}|^2 \frac{\mathbf{u} - \mathbf{v}}{|\mathbf{u} - \mathbf{v}|} \quad (5.3.5)$$

ここで， C_D ：粒子の抗力係数， \mathbf{u} ：粒子位置での風速 [m/s]．

この式で用いる時々刻々の粒子速度 \mathbf{v} は，式 (5.3.1) より求まる．粒子位置での相対風速を $\mathbf{w} (= \mathbf{u} - \mathbf{v})$ とすると，本研究では 2 次元平面内で飛散解析を行うため， \mathbf{w} のスパン方向成分は存在しない．しかし，仮に 3 次元空間内において $\mathbf{w} = (w_1, w_2, w_3)$ とすると，その時の粒子に働く抗力の大きさ $|F_{D,3D}|$ は式 (5.3.6) で表され，その抗力を x - y 平面に投影した時の大きさ $|F_{D,2D}|$ は式 (5.3.7) で表される．そのため，式 (5.3.6) から求めた抗力の大きさ (式 (5.3.8)) との間に差異が生じ，2 次元平面での抗力の大きさが実際より小さく計算される可能性がある．このように， \mathbf{w} のスパン方向成分を含めた場合との比較については検討の余地がある．

$$|F_{D,3D}| = \frac{1}{2} C_D r^2 \pi \rho_a (w_1^2 + w_2^2 + w_3^2) \quad (5.3.6)$$

$$\begin{aligned} |F_{D,2D}| &= \frac{1}{2} C_D r^2 \pi \rho_a (w_1^2 + w_2^2 + w_3^2) \times \frac{\sqrt{w_1^2 + w_2^2}}{\sqrt{w_1^2 + w_2^2 + w_3^2}} \\ &= \frac{1}{2} C_D r^2 \pi \rho_a \sqrt{w_1^2 + w_2^2 + w_3^2} \sqrt{w_1^2 + w_2^2} \end{aligned} \quad (5.3.7)$$

$$|F_{D,2D}| = \frac{1}{2} C_D r^2 \pi \rho_a (w_1^2 + w_2^2) \quad (5.3.8)$$

粒子位置での風速は，予め各タイムステップにおいて，スパン中央断面から等間隔に風速データを抽出しておき，Fig. 5.3.7 に示すように，粒子位置に最も近い 4 箇所 の風速抽出点の風速を $\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2, \mathbf{u}_3, \mathbf{u}_4$ ，各頂点を含む面積を S_1, S_2, S_3, S_4 とした時，粒子位置での風速 \mathbf{u} を次式 (5.3.9) で算出した．

$$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{u}_1 S_4 + \mathbf{u}_2 S_3 + \mathbf{u}_3 S_2 + \mathbf{u}_4 S_1}{S_1 + S_2 + S_3 + S_4} \quad (5.3.9)$$

ここで，風速抽出点間隔を小さくするほど風速の再現性は高くなるが，抽出する風速のデータが増えるため計算負荷が大きくなる．したがって，風速抽出点間隔はなるべく大きくして計算負荷を抑えつつ，飛散解析の精度を保つことが重要となる．そこで，本解析では，飛散解析を行う領域全体を，Fig. 5.3.8 に示すように橋梁の床版近傍領域，主桁周辺領域，およびそれらを除いた全体領域に分割した．

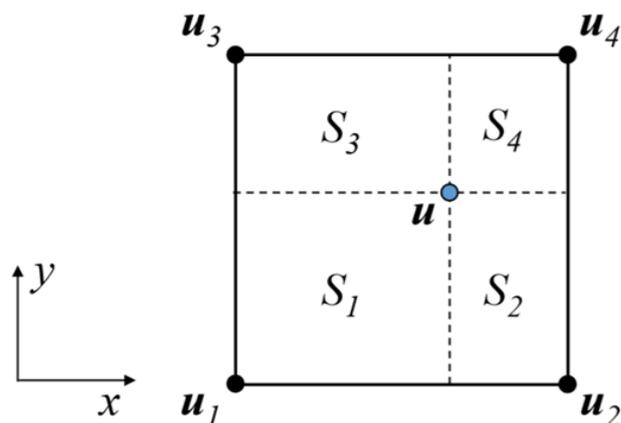


Fig. 5.3.7 粒子位置と風速抽出点

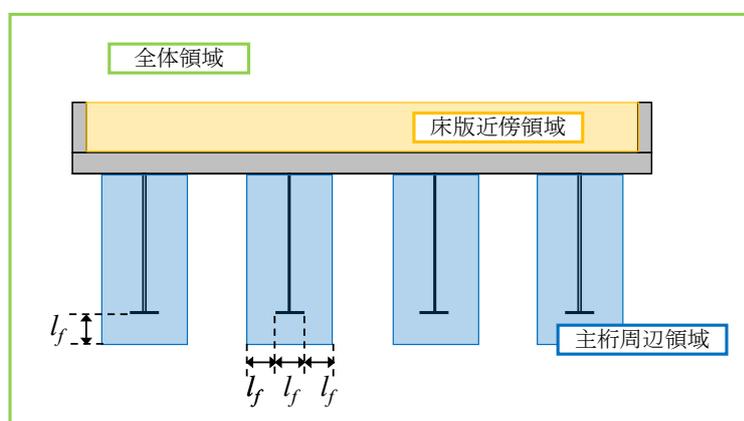


Fig. 5.3.8 風速抽出点間隔を決定する各領域

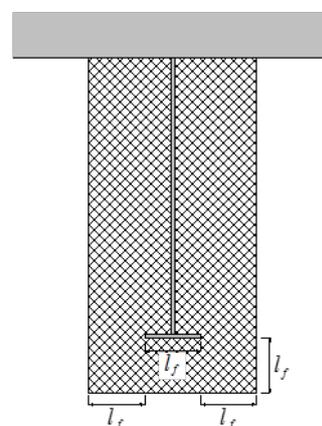
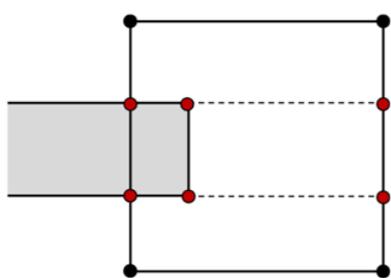
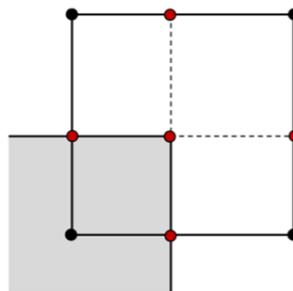


Fig. 5.3.9 主桁周辺領域

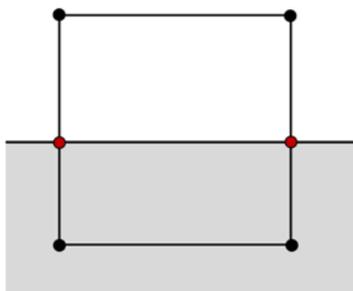
ここで、主桁周辺領域は、Fig. 5.3.9に示すようにフランジ長さを l_f とした時に、フランジの最上流点及び最下流点から l_f 離れた位置を基準とする境界、フランジから鉛直下方向に l_f 離れた位置を基準とする境界、そして床版によって囲まれる領域と定義する。そして、予備実験の結果をもとに、それぞれの領域における風速抽出点間隔 ΔL を、床版近傍領域では $\Delta L = 2 \text{ cm}$ 、主桁周辺領域では $\Delta L = 4 \text{ cm}$ 、全体領域では $\Delta L = 8 \text{ cm}$ とした。また、4 箇所風の抽出点で構成される格子の一部が橋梁断面内に含まれる場合は、Fig. 5.3.10 に示すように、風速抽出点で構成される格子をさらに分割し、新たに設定した図中の赤点での風速を利用して粒子位置での風速を求めた。この時、壁面表面での風速は $(U_x, U_y) = (0 \text{ m/s}, 0 \text{ m/s})$ とし、壁面外で新たに設定した点の風速データは、その点に最も近い 2 箇所の風速抽出点の風速とそれらの点までの距離によって重み付き平均で算出した。また、粒子に作用する抗力を評価する際に必要な抗力係数 C_D は粒子レイノルズ数 $Re_p = 2r|\mathbf{u} - \mathbf{v}|/\nu$ に依存する関数であり、本研究では C_D の算出に式 (5.3.10) で表される Morrison らの式を用いた[5.14].



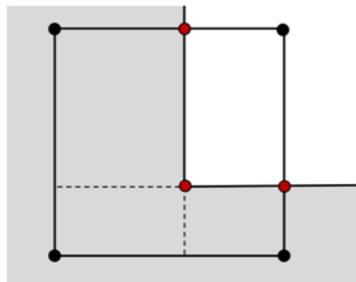
(a) 格子の一边が橋梁断面と重なる場合



(b) 1 箇所の抽出点が橋梁断面内にある場合



(c) 2 箇所の抽出点が橋梁断面内にある場合



(d) 3 箇所の抽出点が橋梁断面内にある場合

Fig. 5.3.10 風速抽出点で構成される格子を分割するケース

$$C_D = \frac{24}{Re_p} + \frac{2.6 \left(\frac{Re_p}{5.0}\right)}{1 + \left(\frac{Re_p}{5.0}\right)^{1.52}} + \frac{0.411 \left(\frac{Re_p}{2.63 \times 10^5}\right)^{-7.94}}{1 + \left(\frac{Re_p}{2.63 \times 10^5}\right)^{-8.00}} + \frac{0.25 \left(\frac{Re_p}{10^6}\right)}{1 + \left(\frac{Re_p}{10^6}\right)} \quad (5.3.10)$$

流入風速 $U = 8 \text{ m/s}$, 10 m/s において粒子飛散解析を行う際の時間刻み Δt は、粒子の緩和時間 τ_p をもとに決定した。緩和時間とは、流体が静止した状態で層流領域において $C_D = 24/Re_p$ とした時、初速を与えて移動した粒子の速度が初速の $1/e$ (e : ネイピア数) になる時間であり、初速を $v_0 [\text{m/s}]$ 、移動時間を $t [\text{s}]$ とすると、 $t \rightarrow \infty$ での移動距離 s_∞ は、 $s_\infty = v_0 \tau_p$ となる。なお、遷移領域及び乱流領域においては $t \rightarrow \infty$ での移動距離が発散するため、緩和時間は存在しない。移動中の粒子速度 v 及び緩和時間 τ_p は以下の式 (5.3.11) および式 (5.3.12) で表される。

$$v = v_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau_p}\right) \quad (5.3.11)$$

$$\tau_p = \frac{2r^2 \rho_p}{9\mu} \quad (5.3.12)$$

μ : 粘性係数 $[\text{Pa} \cdot \text{s}]$

本解析では、 $t = t_0$ から $t = t_0 + \Delta t$ まで粒子に作用する外力は、 $t = t_0$ の時点で作用する外

力のまま一定であるので、流体が静止した状態で初速を与えた粒子について、 Δt を大きく設定すると、粒子の移動方向が Δt 秒間で逆になる可能性がある。同様に t_0 秒目の粒子位置で風速が存在する場合でも、 Δt が大きいと粒子速度がその風速を上回る、あるいは下回る可能性がある。特に抗力係数が大きな値となる層流領域において、粒子がこれらの現象を起こさずに飛散するには、 $\Delta t \leq \tau_p$ となるように Δt を設定する必要がある。本研究の解析で飛散させる粒子の最小半径は $r = 10 \mu\text{m}$ であり、 $\mu = 1.71 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ($0 \text{ }^\circ\text{C}$, 1 気圧) として緩和時間を計算すると、 $\tau_p \geq 1.44 \times 10^{-3} \text{ s}$ となる。よって、飛散解析を行う際の時間刻みは無次元数 $U\Delta t/D$ が一定になるように、流入風速 $U = 8 \text{ m/s}$ では $\Delta t = 1.25 \times 10^{-3} \text{ s}$ 、 $U = 10 \text{ m/s}$ では $\Delta t = 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}$ とした。加えて、陽解法で安定した解を得るには、以下の式(5.3.13)で表される CFL (Courant-Friendrichs-Lewy) 条件を満たす必要がある。この条件を満たさない場合、風速抽出点によって構成される格子内の風速の影響を受けずに粒子が通過する可能性があり、物理的に意味のない解を得ることになる。そこで、各タイムステップに飛散する全ての粒子について CFL 条件を満たしているかを判定し、満たしていない粒子が存在した場合は、そのケースにおける解析結果は除外することとした。

$$C = \frac{v\Delta t}{\Delta L} < 1 \quad (5.3.13)$$

C : クーラン数, v : 粒子速度 [m/s], Δt : 時間刻み [s], ΔL : 風速抽出点間隔 [m]

5.4 単独橋の粒子飛散特性と付加部材による変化

本節では、接近風が作用している単独橋における凍結防止剤の飛散特性および付加部材による主桁への付着抑制効果の検討を行う。まず付加部材を設置していない基本の橋梁断面を対象に、CFD による非定常流れ場計算および粒子飛散解析を行った。次に、付加部材を設置した断面を対象に同様の解析を行い、各断面で得られた粒子の飛散特性や主桁への付着量を比較し、付加部材が橋梁周辺の流れ場と粒子の飛散特性に与える影響について検討した。付加部材を設置した断面としては、上流側高欄を延長した断面と、下流側高欄に水平付加部材を設置した断面、およびこれらの付加部材を同時に適用した断面の3種類を対象とした。これらの断面の選定理由については後述する。

5.4.1 基本断面における粒子挙動と主桁への付着特性

ここでは、付加部材を設置していない基本断面を対象とした非定常流れ場計算および粒子飛散解析の結果について述べる。非定常流れ場計算によって得られた流れ場中で粒子飛散解析を行い、その飛散特性について検討した。接近風速を $U = 5, 8, 10, 15 \text{ m/s}$ の4種類、粒子半径を $r = 10 \mu\text{m}, 50 \mu\text{m}, 100 \mu\text{m}, 200 \mu\text{m}, 300 \mu\text{m}, 400 \mu\text{m}, 500 \mu\text{m}, 600 \mu\text{m}$ の8種類について粒子飛散解析を行った。また、飛散特性の検討にあたっては、粒子が床版上から飛散して下流側高欄を超えるまで、高欄を超えた後桁下に巻き込まれるまで、最終的に主桁に付着するまでの三つの段階に分けて検討を行った。

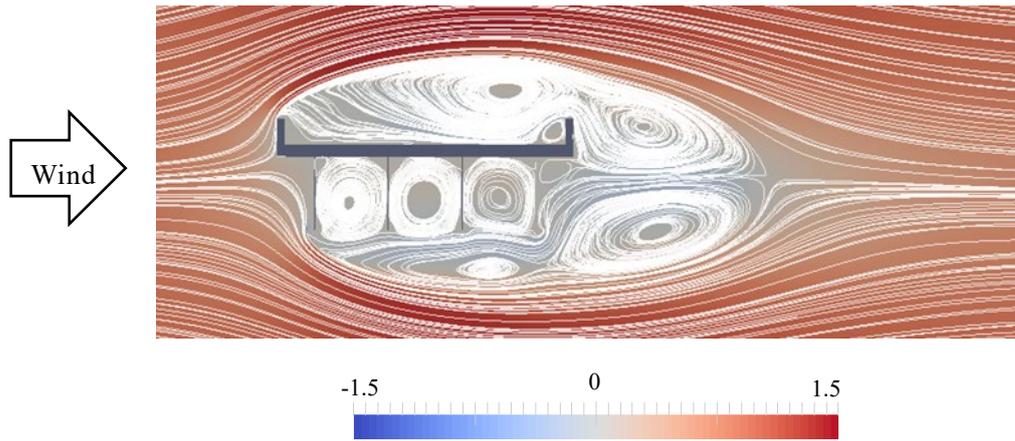
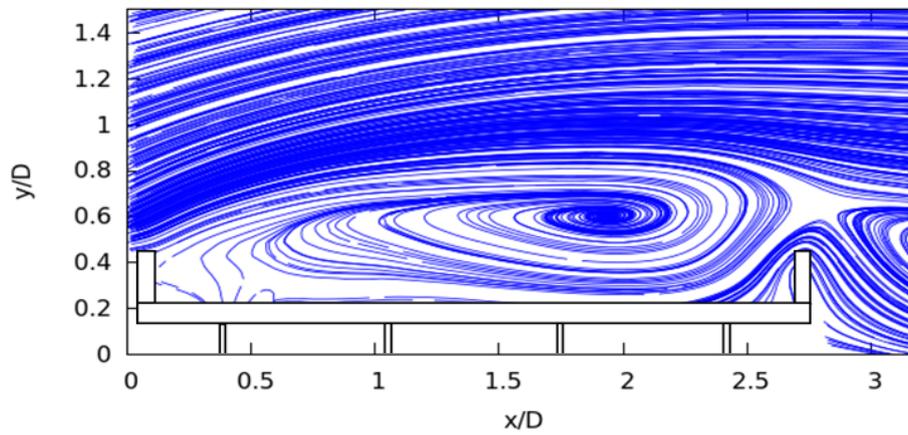
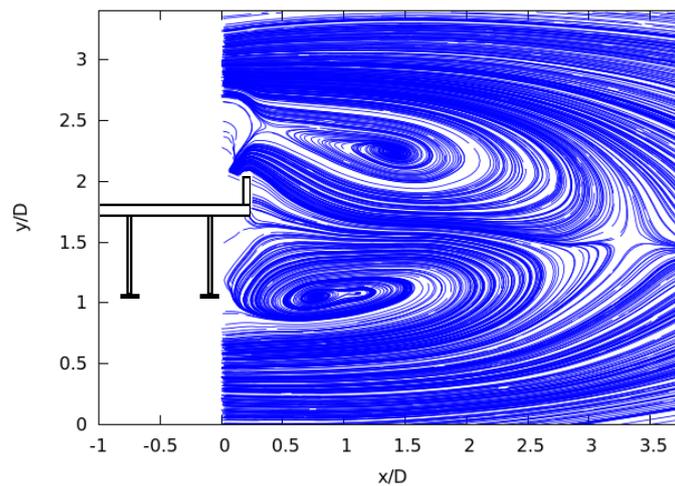


Fig. 5.4.1 CFDによる時間平均主流方向風速コンター・流線
(風速値は流入風速で除して無次元化した)

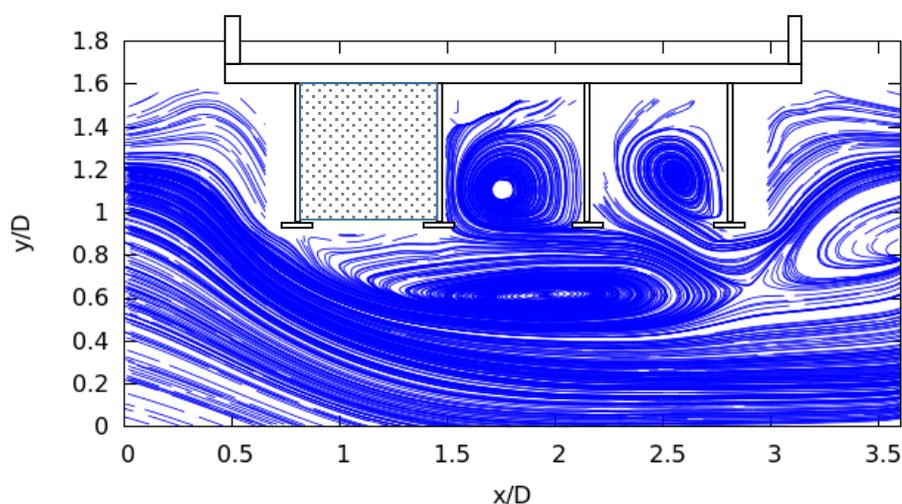


(a) 床板付近



(b) 後流

Fig. 5.4.2 PIV解析によって得られた単独橋周囲の時間平均流線 (1/2)



(c) 主桁付近

Fig. 5.4.2 PIV 解析によって得られた単独橋周囲の時間平均流線 (2/2)

● 橋梁周囲の流れ場特性

Fig. 5.4.1 に CFD によって得られた単独橋周囲の時間平均流れ場を， Fig. 5.4.2 に PIV 解析によって得られた時間平均流線を 3 カ所 (床板付近，後流，主桁付近) に分けて示す．なお，PIV 解析においては，煙が少ない箇所に関してはその原理からして，適切に風速ベクトルを評価することが困難となる．例えば，Fig. 5.4.2 の風上側の桁内は到達する煙が少なく，PIV 解析を行っても，画像相関法によって算出された風速ベクトルの相関係数が非常に小さい場所である．このような箇所に関しては，PIV 解析における解析領域から除外したうえで，再度解析を実施することとし，紙面上では点の網掛けを施している．これは，以降同様である．

Fig. 5.4.1 と Fig. 5.4.2 を比較すると床板上，主桁下部ともに循環領域が，主桁内部には循環流れが形成されており，さらに後流から床板上への逆流が発生するなど定性的によく一致しており，CFD の解析結果は妥当といえる．また，橋梁後流では，逆流領域が生じており，この流れが路面状から飛散した凍結防止剤の主桁への輸送を促すことが予想される．以降では，CFD によって得られた流れ場中での凍結防止剤の挙動を評価する．

● 床版付近での粒子飛散特性

まず，粒子が床版上から飛散して下流側高欄を超えるまでの飛散特性について述べる．Fig. 5.4.3 に示すように，下流側高欄の最下流点から鉛直上向きに延長した境界線を越えた粒子を高欄を超えた粒子とみなし，初期に配置した粒子数 (999 個) に対して高欄を超えた粒子数の割合を算出した (Fig. 5.4.4)．接近風速によらず，10 および 600 μm という両極端な粒子半径で割合が大きく，200 μm 付近で極小値を取ることが明らかになった．また，接近風速が大きいほど割合は大きいことも判明した．したがって，粒子が小さい場合と大きい場合とで異なるメカニズムで粒子が飛散し，下流側の高欄を越えていることが予想さ

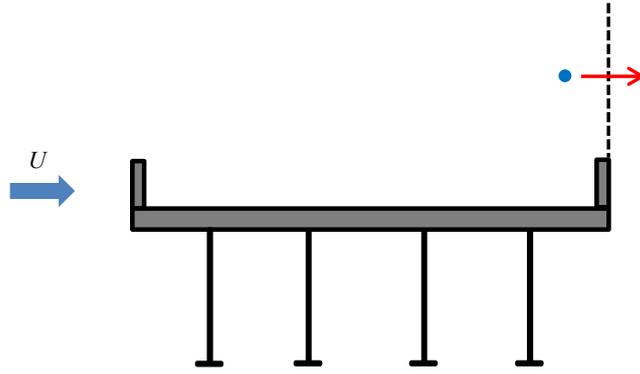


Fig. 5.4.3 高欄を超えた粒子を定義する境界

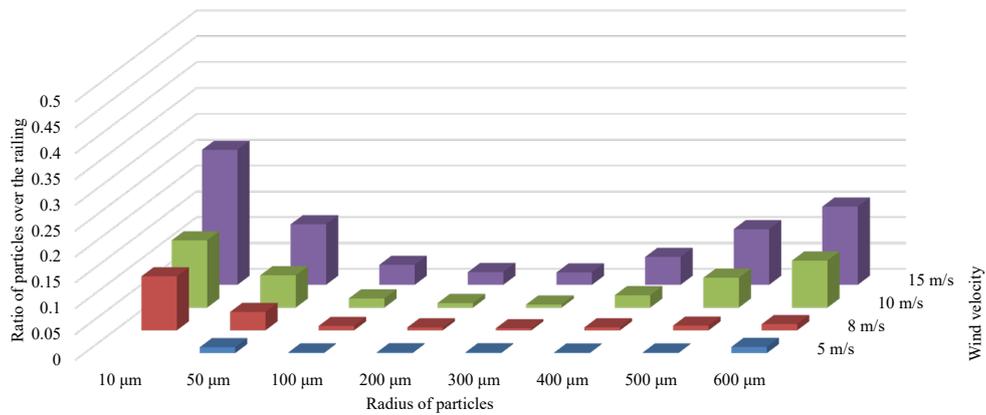
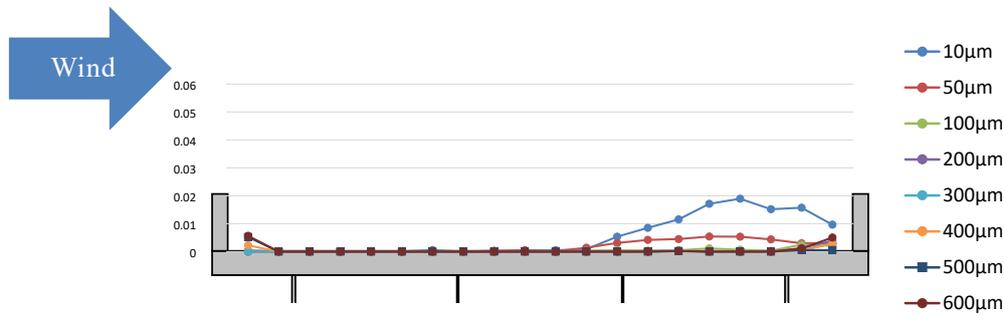
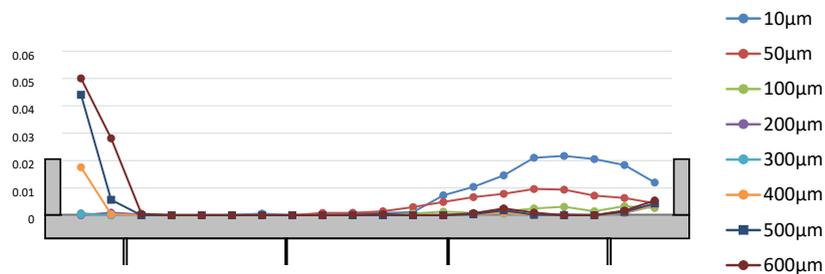


Fig. 5.4.4 初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の割合



(a) $U = 8 \text{ m/s}$



(b) $U = 10 \text{ m/s}$

Fig. 5.4.5 床板上の各範囲における、初期に配置した粒子数に対して下流側高欄を超えた粒子数の割合

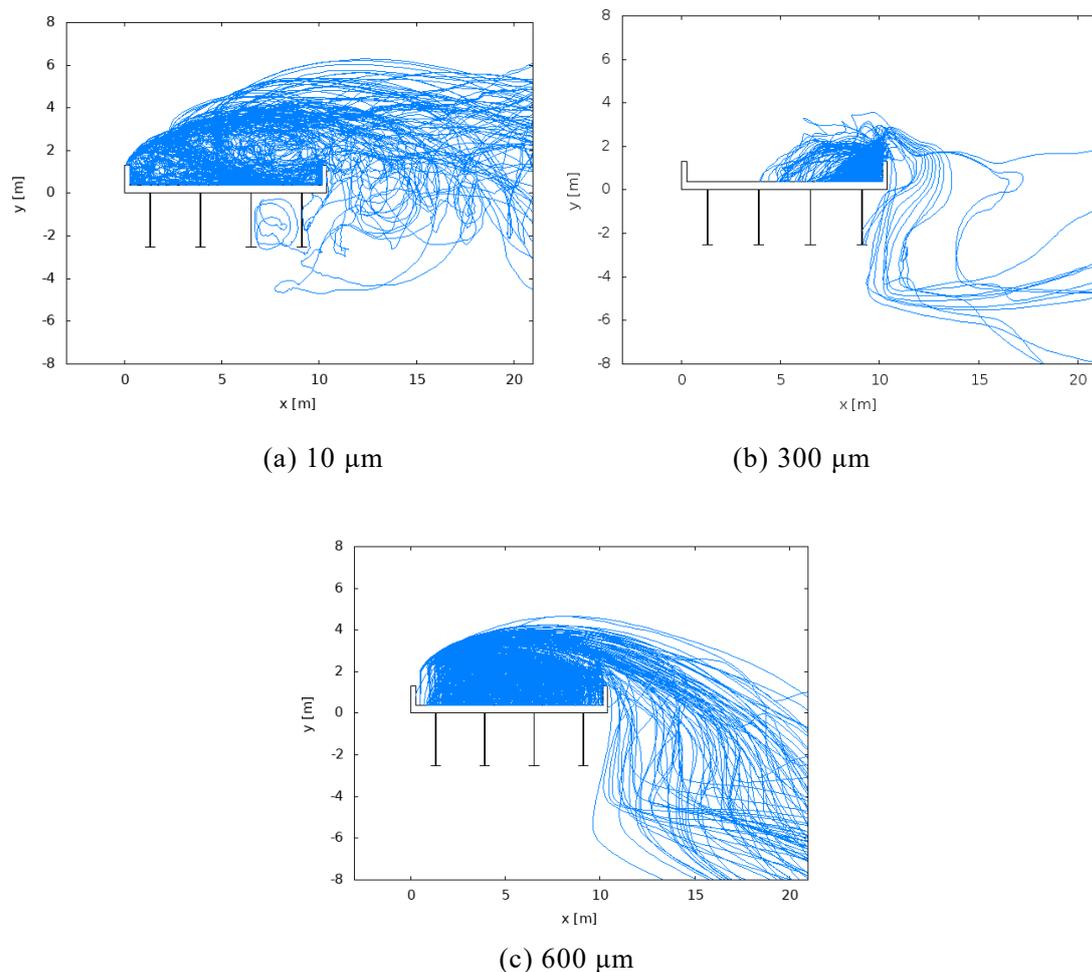


Fig. 5.4.6 接近風速 10 m/s における粒子の軌跡

れる．粒子半径ごとの飛散メカニズムを詳細に検討するために，Fig. 5.4.5 に接近風速 8 および 10 m/s の場合について，下流側高欄を越える粒子数の割合を粒子の初期位置別に示す．風速によらず，小さな粒子は路面下流側から，大きな粒子は主に上流側から飛散したものが高欄を越えたことがわかる．風速 10 m/s における半径 10，300 および 600 μm の粒子の軌跡を Fig. 5.4.6 に示す．50 回の試行の全てを重ねたが，粒子挙動が見やすいよう，一部の粒子の軌跡は省略した．Fig. 5.4.1 も参照すると，路面下流側では大きな循環流れが形成されているため，風の影響を受けやすい小さな粒子は容易に巻き上がり，下流側高欄を越えると考えられる．しかし，大きな粒子はたとえ巻き上げられても自重によってすぐに沈降するので，路面下流側を出発して下流側高欄を越える粒子はほとんど存在しない．ただし，下流側高欄のすぐ近くを初期位置とする場合に限り，上方に飛び出したのち，わずかでも水平方向の風を受けることで下流側高欄を越えると思われる．ところが，路面上流側では剥離剪断層が路面に近いので，粒子自身の初速度によって慣性を得やすい大きな粒子は剥離剪断層を越え，大きな抗力を受けることができる．一方，小さな粒子は慣性よ

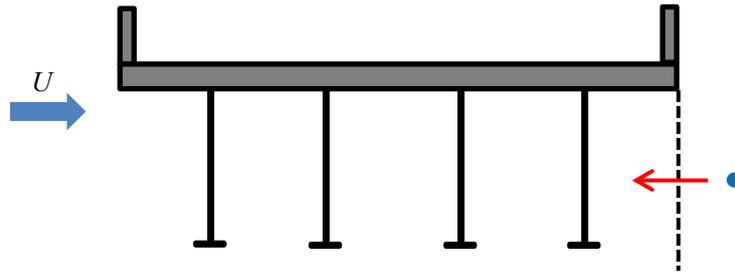


Fig. 5.4.7 桁下に到達した粒子を定義する境界

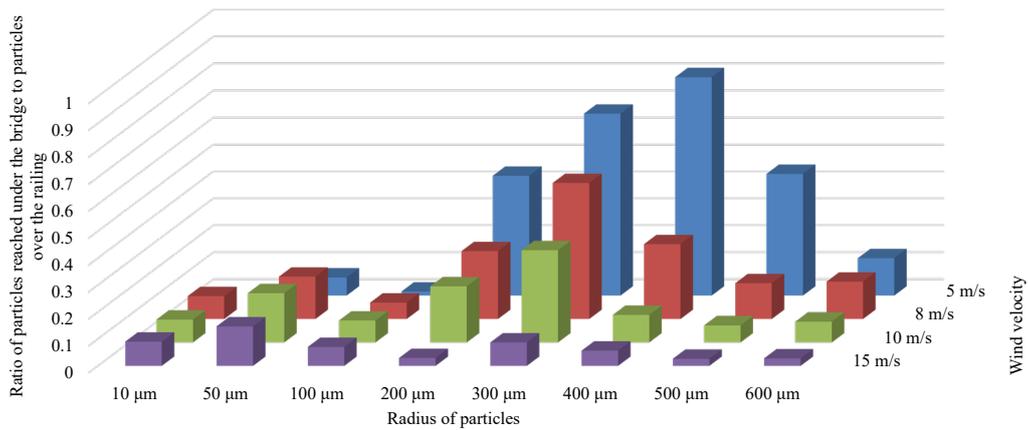


Fig. 5.4.8 下流側高欄を超えた粒子数に対して桁下に到達した粒子数の割合

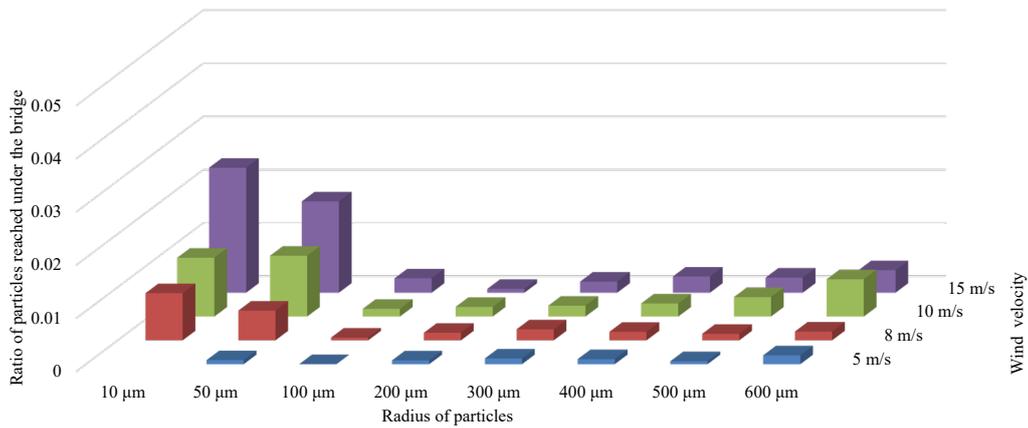


Fig. 5.4.9 初期に配置した粒子数に対して桁下に到達した粒子数の割合

りも抗力が勝り、その多くが飛散開始後すぐに路面に沈着すると思われる。以上より、比較的小さな粒子と大きな粒子は、飛散しやすい初期位置は異なるが、結果として下流側の高欄を越えやすく、半径 300 μm のような中間的な大きさの粒子が下流側高欄を越えるのは、下流側高欄のすぐ近くを出発する場合に限られるため、飛散量は少ないと判断される。

また、風速が大きいほうが多くの粒子が高欄を越える理由は、抗力が大きくなり、相対的に重力の影響が小さくなるため、一定距離を落下する間に水平方向に移動する距離が大きくなるためと考えられる。粒子の初速度の影響について考察する。半径 $600\ \mu\text{m}$ のような大きな粒子は上述の通り、路面上流側から鉛直上向きに飛び出して剥離剪断層に達することで、水平方向の推進力を得る。そのため、初速度が小さいと剥離剪断層に達しづらくなり、下流側高欄を越える粒子も減ると考えられる。一方、 $10\ \mu\text{m}$ のような比較的小さな粒子の挙動に対しては路面上の循環流れが支配的なため、初速度の影響は比較的小さいと考えられる。したがって、粒子の初速度は車両の通行速度に対応するので、大きな粒子は高速道路のように車速が比較的大きな場合には飛散しやすく、逆に車速が比較的小さな道路ではその橋梁自体の主桁も含めて周辺環境への影響は小さい可能性がある。一方、小さな粒子の場合には、車速に関わらず飛散しやすいため、道路の運用形態によらず周辺環境への配慮が必要と考えられる。また、初速度の変化によって下流側高欄を越える粒子数に変化が生じる結果、その増減に対応して主桁への付着数も変化すると予想される。

● 橋梁後方での粒子飛散特性

高欄を超えた粒子が桁下に巻き込まれるまでの飛散特性について述べる。Fig. 5.4.7 に示すように、床版の最下流点から鉛直下向きに延長した境界線を越えた粒子を桁下に到達した粒子とみなし、高欄を超えた粒子数に対して桁下に到達した粒子数の割合を算出した。Fig. 5.4.8 に下流側高欄を越えた粒子数に対する桁下空間に到達した粒子数の割合を示す。接近風速によらず、 $200\sim 500\ \mu\text{m}$ の粒子の割合が大きいという傾向が明らかとなった。また、接近風速が小さいほど割合は大きいことも判明した。Fig. 5.4.6 を見ると、下流側高欄を越えた粒子は、橋梁後方に形成された渦の影響を受けて、時計回りに円を描くような軌道を取りつつ桁下空間に向かうことが分かる。ただし、 $10\ \mu\text{m}$ と $600\ \mu\text{m}$ でも桁下空間に到達した粒子が認められるが、多くの粒子は $10\ \mu\text{m}$ の場合は橋梁後方の大きな渦の影響を強く受けて遠方まで輸送され、 $600\ \mu\text{m}$ の場合は自重が大きいため鉛直に近い角度で落下している。一方、 $300\ \mu\text{m}$ の粒子はその中間の挙動を取り、 $10\ \mu\text{m}$ ほど遠方に輸送されることはなく、かつ $600\ \mu\text{m}$ ほど自重も大きくないため、壁面近傍の流れの影響を受けて桁下空間に進入しやすいと考えられる。また、接近風速が大きい場合ほど粒子は遠方に輸送されるため、接近風速が小さいほうが割合が大きくなったと思われる。Fig. 5.4.9 に、初期粒子数に対する桁下空間に到達した粒子の割合を示す。Fig. 5.4.8 では $200\sim 500\ \mu\text{m}$ の粒子の割合が大きいですが、下流側高欄を越えた粒子が少ないので、ここでの数字はあまり大きくない。接近風速および粒子半径に対する傾向は、重力の影響で大きな粒子の割合は小さくなっているが、全体的には下流側高欄を越えた粒子数の割合に似ている。したがって、桁下空間の塩分環境を改善するためには、下流側高欄を越える粒子数が少なくなるような対策が効果的と考えられる。

● 主桁への付着

最後に、主桁への付着特性について述べる。初期に配置した粒子数に対して全主桁に付着した粒子数の割合を Fig. 5.4.10 に示す。なお、ここでは4つの主桁のうちどの桁のどの部位に粒子が付着したかの区別は行わないが、付着した粒子のほとんどは最下流側の桁の

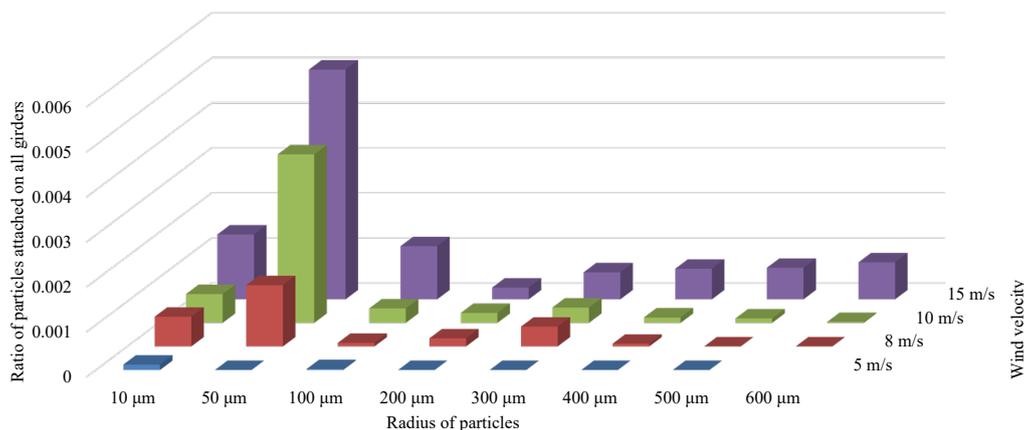


Fig. 5.4.10 初期に配置した粒子数に対して全主桁に付着した粒子数の割合

下部に集中している。接近風速が大きいほど割合が大きいのは、下流側高欄を越えた粒子数に対応しているためと考えられる。ここで、桁下空間に到達した粒子数を示す Fig. 5.4.9 においては $10\ \mu\text{m}$ と $50\ \mu\text{m}$ の粒子の割合に大きな差はないことに対し、主桁に付着した粒子数を示す Fig. 5.4.10 においては $50\ \mu\text{m}$ の割合が $10\ \mu\text{m}$ に対し卓越している。これは、主桁壁面のごく近傍では、面に沿う流れが卓越するが、小さな粒子はこの流れの影響を強く受けて壁面に到達できない一方、ある程度の大きさの粒子は自身の慣性が卓越し、付着に至るためと考えられる。

以上より、周囲に障害物のない単独橋においても、接近風速や粒径等の条件によっては、凍結防止剤由来の塩分が主桁に付着する可能性があることが明らかとなった。特に、路面下流側から飛散する比較的小さな粒子と、路面上流側から飛散する比較的大きな粒子に留意する必要があるといえる。本研究では、飛散および付着する粒子数に基づいて議論を行ったが、腐食環境の定量的な評価のためには、路面への凍結防止剤の散布量、車両の通行量や通行速度、飛散する粒子の粒度分布、橋梁架設地点の気象条件など、様々な要素を考慮して付着塩分量を評価する必要がある。本研究の課題と考えている。本研究では、飛散の一般的な傾向を調べるために、粒子の初期位置は路面横断方向に一樣としたが、実際には車両の通行位置に影響されて粒子の飛散しやすい箇所としにくい箇所が存在すると思われる。本件についても、主桁への付着量の定量的な評価に際しては併せて検討する必要がある。また、本研究では接近風の特徴として、橋軸に直角に流入する一樣流を考えている。しかし、自然風は地形や橋梁自体の影響を受けて、様々な角度で接近する可能性があり、気流も一定の乱れを含むと考えられる。本研究の条件だけでもおおよその傾向は把握できていると思われるが、気流条件が粒子の挙動に与える影響についても検討の余地がある。

5.4.2 付加部材を設けた橋梁断面における粒子挙動と主桁への付着特性

先述の通り、周囲に障害物のない単独橋であっても、橋梁後方に生じる渦の影響で路面から飛散した凍結防止剤が主桁に付着することが明らかになった。そこで本節では、Fig. 5.4.11 に示すように基本断面の高欄に付加部材を設置し、強制的に橋梁周囲の風の流れを

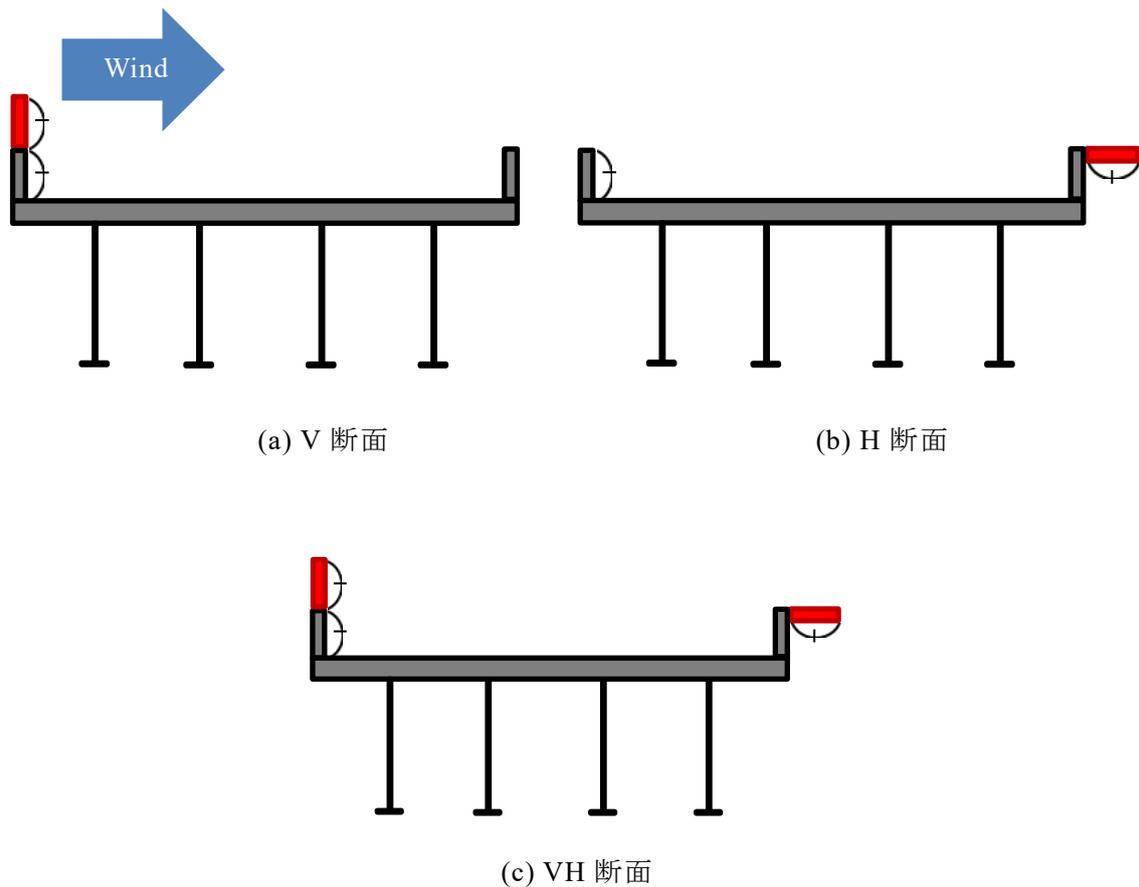


Fig. 5.4.11 付加部材を設けた橋梁断面

変化させることで、主桁への付着量の低減を試みる。付加部材を設けた3つの断面は、いずれも基本断面をもとに、高欄と同じ長さの部材を上流側高欄の上方に鉛直 (Vertical) に取り付けた断面 (V 断面)、下流側高欄に水平 (Horizontal) に取り付けた断面 (H 断面)、および両者を同時に取り付けた断面 (VH 断面) である。まず V 断面について、前節において、比較的大きな粒子は路面上流側から自身の慣性で上方に飛び出し、剥離剪断層に達することで水平方向の推進力を得て、下流側高欄を越えることが明らかとなった。したがって、上流側高欄の上端を高くして剥離剪断層を路面から遠ざけることで、大きな粒子は水平方向に推進力を得る前に路面に落下することが期待される。次に H 断面について、3 前節において、下流側高欄を越えた粒子は、橋梁後方の渦の影響を受けて輸送されることが確認された。下流側に水平部材を取り付けることで、橋梁後方の渦を遠方へと移動させ、粒子が主桁に近づきにくくなることが期待される。最後に VH 断面は、V 断面と H 断面でそれぞれ予想される効果を併用することで、より大きな付着低減効果を期待して採用した。なお、いずれの断面も左右非対称な形状を有するため、実務への適用に際しては反対側 (右側) から風が作用する場合についても検討が必要である。しかし、本研究では 上述の通り、個々の付加部材が流れ場と粒子挙動に与える基礎的な影響を詳細に検討する目的から、これら非対称な 3 断面を研究対象とした。計算条件は以下の点を除き 5.3 節に準ずる。流れ場計算および粒子挙動計算領域は、付加部材の長さの分だけ鉛直上方 (V 断面)、流下方向

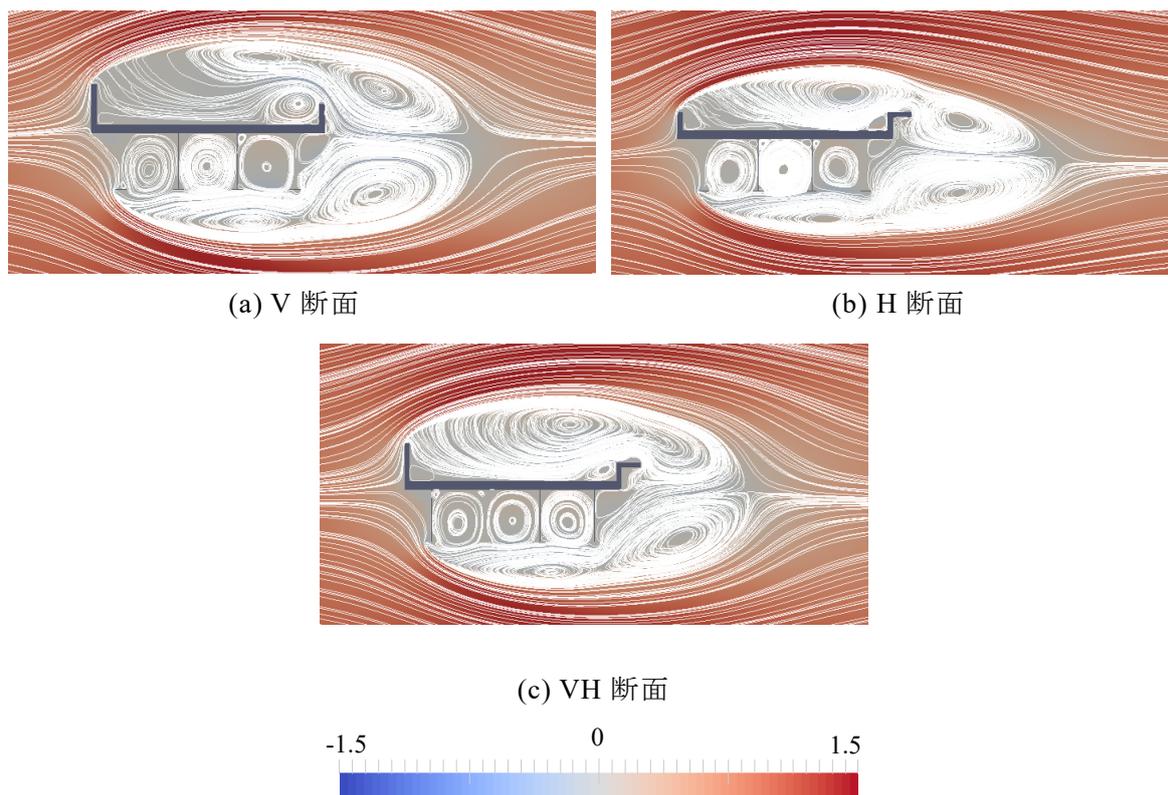


Fig. 5.4.12 付加部材を設けた断面における時間平均主流方向風速
コンター・流線 (風速値は流入風速で除して無次元化した)

(H断面), およびその両方 (VH断面) にそれぞれ大きくし, 接近風速は 10 m/s とした.

- 橋梁周囲の流れ場特性

Fig. 5.4.12 に各断面の時間平均された主流方向風速コンターおよび流線を示す. Fig. 5.4.1 の基本断面と比較すると, 断面周りの流れ場形状がそれぞれ変化したことが分かる. V断面の場合, 路面から剥離剪断層までの距離が長くなっており, H断面では後流渦が橋梁から遠ざかっている. これらの変化はそれぞれ, 粒子の路面から橋梁外への飛散と, 橋梁外に飛散した粒子の主桁への輸送を抑制する効果が見込まれる. 一方で, 特に VH断面では, 基本断面に比べて後流渦が橋梁側に近づいており, 主桁付近へ輸送される粒子が増加する可能性もある. 以降, それぞれの断面について粒子の飛散特性および主桁への付着特性について検討する.

- 床版付近での粒子飛散特性

Fig. 5.4.13 に, 初期粒子数に対する下流側高欄を越えた粒子数について, 基本断面に対する変化の割合を示す. 以降の図も共通して, 割合が-1であることは, 基本断面で見られた飛散や付着が, 付加部材を設けた断面では全て消失したことを意味する.

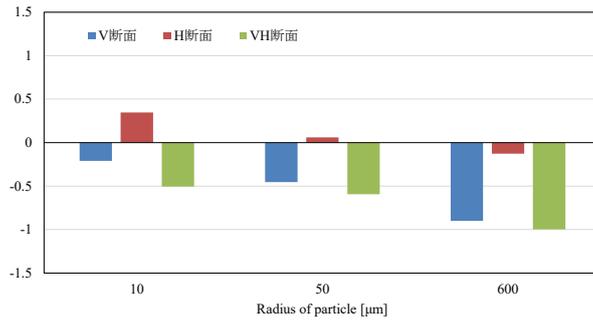


Fig. 5.4.13 初期粒子数に対する下流側高欄を越えた粒子数の基本断面からの変化の割合

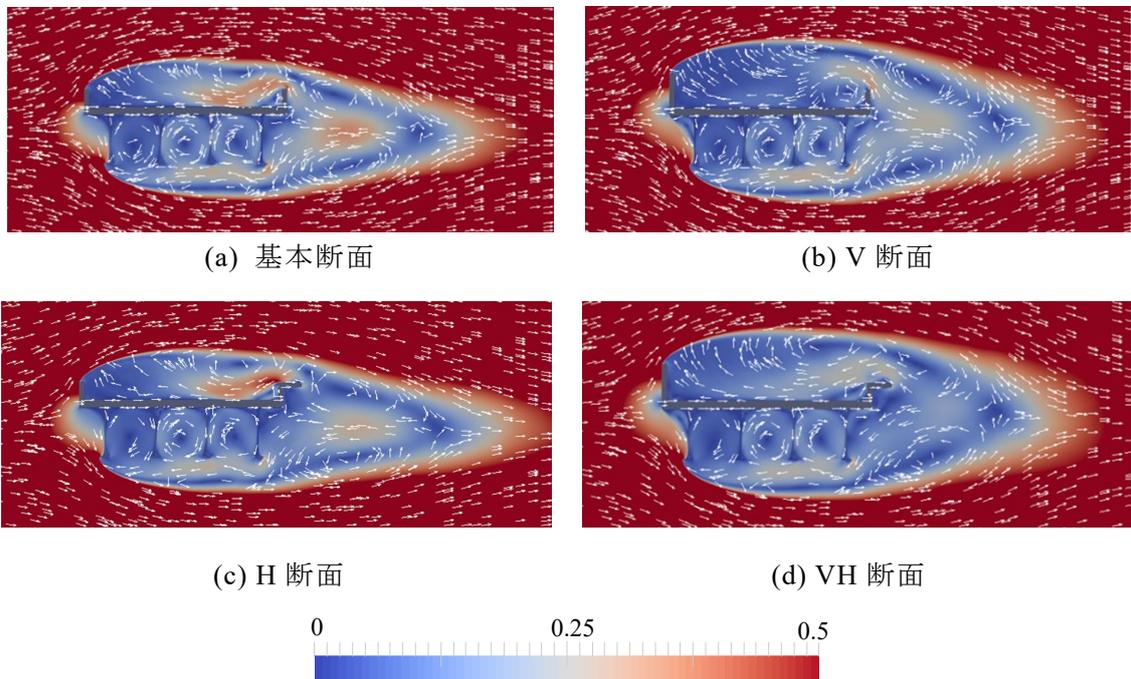


Fig. 5.4.14 各断面における時間平均風速絶対値コンター・風速ベクトル (風速値は流入風速で除して無次元化した)

V 断面では、粒子半径によらず、下流側高欄を越える粒子が基本断面に比べて少ないことが判明した。Fig. 5.4.14 に、時間平均された風速絶対値コンターとベクトル図を示す。ただし、壁面近傍の風速の違いを見やすいよう、風速の表示範囲の上限値を小さく設定した。小さな粒子の場合、路面下流側の風速が小さくなり、大気中に巻き上げられる量が減少したと考えられる。半径 $600 \mu\text{m}$ のように大きな粒子の場合、Fig. 5.4.15 に示す軌跡から、剥離剪断層が路面から遠ざかることで、たとえ初速度に伴う自身の慣性が大きくとも、水平方向の風速が大きい領域に到達しづらくなると考えられる。

H 断面では、半径 $10 \mu\text{m}$ と $50 \mu\text{m}$ の粒子では下流側高欄を越える量が増加し、 $600 \mu\text{m}$ で

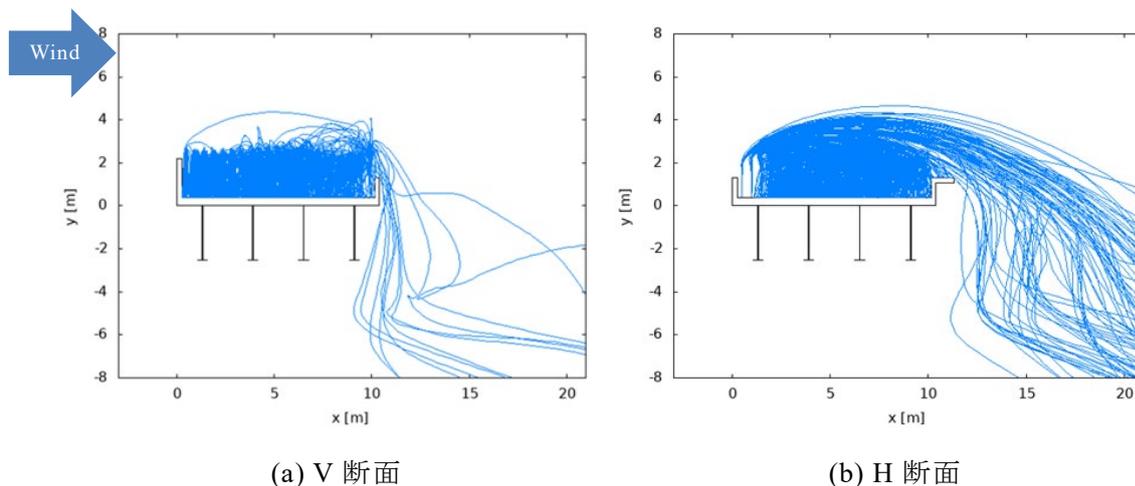


Fig. 5.4.15 接近風速 10 m/s における粒子半径 600 μm の粒子の軌跡

は減少することが判明した。小さな粒子の場合，V断面とは逆に路面付近の風速が大きくなり，大気中に巻き上げられる量が増したと考えられる。600 μm の場合，Fig. 5.4.15 に示す軌跡から，水平付加部材自体に一部の粒子が付着することで，飛散量が減少することが判明した。これは空力的な効果による変化ではないが，凍結防止剤の周囲への飛散を抑制するという点では有効な対策といえる。

VH断面ではV断面と同様に，粒子半径によらず，下流側高欄を越える粒子が少なくなることが判明した。鉛直付加部材が大きな粒子の飛散を防ぐとともに，一部は水平付加部材に直接付着し，かつ路面付近の風速が小さいことの結果と考えられる。

● 橋梁後方での粒子飛散特性

Fig. 5.4.16に，下流側高欄を越えた粒子数に対する桁下空間に到達した粒子数について，基本断面に対する変化の割合を示す。

V断面では粒子半径によらず増加した。流線に基づいて考察した通り，V断面では橋梁後方の渦が橋梁背面に接近しており，粒子が桁下空間へ輸送されやすいためである。なお，600 μm の粒子の増加量は極めて大きい。大きな粒子は重力に対して抗力の影響が相対的に小さいので遠方に運ばれにくく，基本断面において比較的橋梁近傍を通過しやすい。そこに付加部材によって渦が橋梁に接近する効果が生じ，大きな増加率になったと考えられる。ただしV断面では，600 μm の粒子が下流側高欄を越えた量は非常に小さいことには留意する必要がある。

H断面では，粒子半径によらず減少しており，水平付加部材によって橋梁背後の渦が遠ざかることで，粒子を橋梁から遠方に輸送した結果と考えられる。特に600 μm の粒子は割合が-1であることから，桁下空間への到達量はゼロである。渦が遠ざかる効果に加えて，橋梁後縁から桁下までの距離が大きくなり，抗力によって桁下まで運ばれる前に重力の効果で沈下したためと考えられる。

VH断面では，10 μm と 50 μm の粒子の桁下空間への到達量は増加することが判明した。V断面における橋梁後方の渦を橋梁背面に近づける効果と，H断面における遠ざける効果

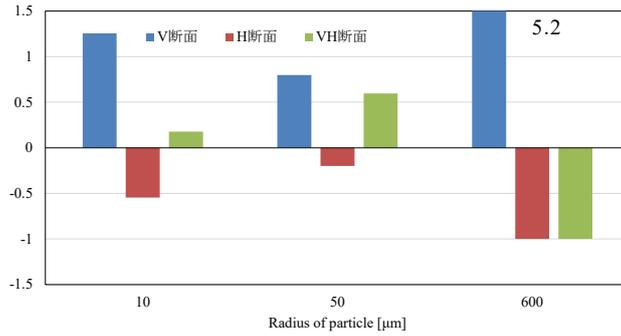


Fig. 5.4.16 初期粒子数に対する下流側高欄を越えた粒子数の基本断面からの変化の割合

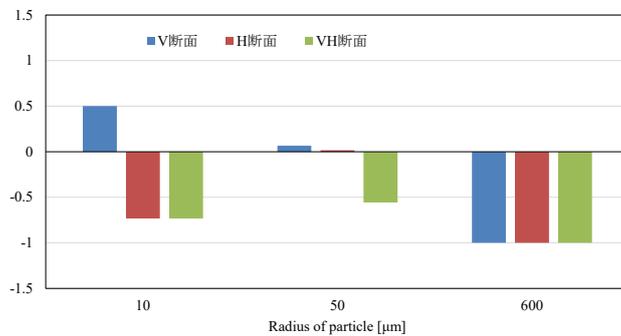


Fig. 5.4.17 初期粒子数に対する主桁に付着した粒子数の基本断面からの変化の割合

が重なった結果であり、増加ではあるがV断面よりは抑えられている。なお、600 μmの粒子は、下流側高欄を越える粒子が全くなかったため、ここでも割合は-1である。もしいくらかの大きな粒子が下流側高欄を越えたとしても、H断面と同様に橋梁後縁から主桁までの距離が大きくなる効果が強く現れることで、基本断面に対する割合は小さくなると予想される。

● 主桁への付着

Fig. 5.4.17 に、初期粒子数に対する主桁に付着した粒子数について、基本断面に対する変化の割合を示す。

V断面では、10 μmと50 μmの粒子の付着数は増加し、600 μmは減少することが判明した。10 μmと50 μmについては、下流側高欄を越える量はある程度抑制されたものの、下流側高欄を越えた後の桁下への供給力の増加が非常に大きいためと考えられる。600 μmについては、下流側高欄を越える粒子をほとんど抑えられた結果である。

H断面では、50 μmの粒子はやや増加したがその程度は非常に小さく、10 μmと600 μmについては橋梁後方の渦が橋梁背面から遠ざかる効果と後縁から主桁までの距離が大きくなる効果により、付着数は大きく減少した。

VH 断面では以上の効果が総合的に発揮され、いずれの粒子半径でも付着数は大きく減少することが判明した。

以上より、路面から周囲への凍結防止剤の飛散を抑制するという点では、上流側高欄に鉛直部材を設置することは有効である。一方、下流側高欄に設置した水平付加部材は、橋梁後方の渦を遠ざけることで桁下空間への塩分供給を抑えることが可能であり、主桁の腐食環境を改善することが可能と考えられる。2種類の付加部材を同時に適用した場合には、両者の長所が重なり、粒子の大きさに関わらず主桁への付着を効果的に抑制できると考えられる。

ただし、今回対象とした付加部材を設けた断面は、いずれも左右非対称な形状であるため、風が反対側から吹くことが予想される架設環境の場合には、粒子挙動がどのように変化するかについて注意を要する。水平付加部材を有する H 断面と VH 断面に対して水平付加部材の側から風が吹く場合、基本断面に対して剥離点から後縁までの距離が大きくなるため、本論文の検討と同様に付着の抑制に寄与すると思われるが、V 断面の場合は剥離流れと付加部材との相互干渉により複雑な流れ場が形成される可能性もあり、いずれにせよ詳細な検討が望まれる。なお、本章では接近風速が 10 m/s の場合について検討を行ったが、接近風速が小さくなると基本断面と同様に、小さな粒子は路面付近の風速の低下により、大きな粒子は水平方向の推進量が小さくなることにより、下流側高欄を越える量は減ると考えられる。接近風速が大きくなる場合は逆の変化を示すと思われる。それに伴い、主桁への付着量も増減すると予想される。

異なる断面形状を持つ橋梁における粒子挙動と主桁への付着特性も、本研究の付加部材を用いた検討に基づいて一定の予想を行うことは可能である。今回よりも幅員が小さな橋梁の場合は、断面辺長比も小さくなり、鉛直付加部材を設けた V 断面に近い傾向を示し、主桁まわりの塩分環境はより厳しくなることが予想される。一方、今回よりも幅員が大きく、断面辺長比が大きな橋梁の場合は、水平付加部材を設けた H 断面に似た傾向を示し、橋梁後方への粒子の飛散は小さくなると考えられる。つまり、断面が扁平になるほど主桁の塩分環境は相対的に良くなることが予想される。

5.5 並列橋の粒子飛散特性と付加部材による変化

本章では、並列橋における凍結防止剤の飛散特性および付加部材による主桁への付着抑制効果の検討を行う。まず、過去の調査 [5.3] によりさび状態が悪いという結果が報告されている並列橋の位置関係について取り上げる。その後、その位置関係に当てはまる 2 ケースの並列橋を対象に非定常流れ場計算および粒子飛散解析を行い、粒子の飛散特性や主桁への付着量を明らかにした。またその結果を踏まえて、単独橋と同様に、付加部材を設置した橋梁断面についても同様の解析を行い、付加部材を設置していない断面の結果と比較した。さらに、可視化実験による種々の位置関係を有する並列橋周囲の可視化実験結果を示し、並列橋の位置関係と凍結防止剤の主桁への付着可能性についても言及する。

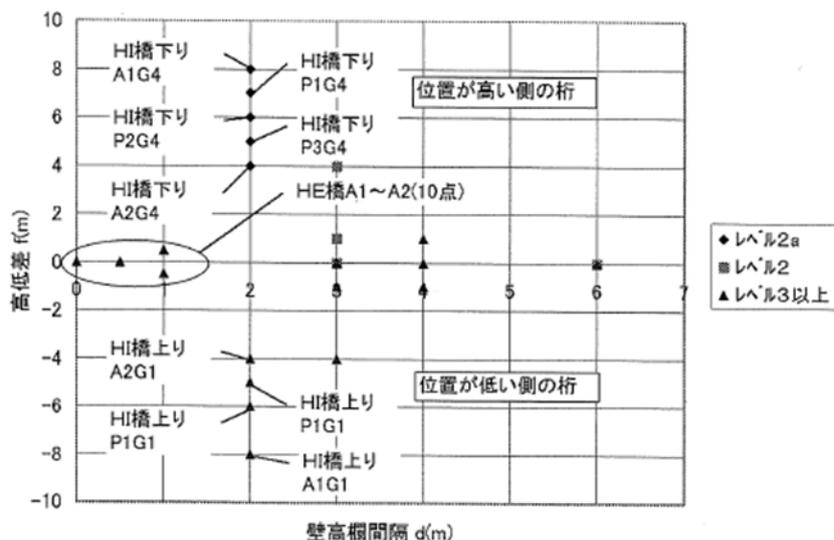


Fig. 5.5.1 既往のさび状態調査結果 [5.3]

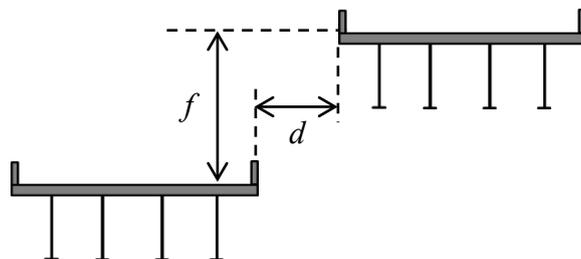


Fig. 5.5.2 2橋梁の位置関係の定義

5.5.1 並列橋の位置関係に関する取り決め

近年、凍結防止剤の散布量が増加していることを踏まえ、日本橋梁建設協会ならびに旧日本道路公団によって、高知自動車道の複数の橋梁を対象にさび外観調査および板厚測定が行われた [5.3]. その調査では、得られた結果をもとにさび状態を評価し、腐食の要因を構造的要因と環境的要因に分けて整理している. 並列橋における調査結果を Fig. 5.5.1 に示す. ここで、高低差 f [m] と壁高欄間隔 d [m] は Fig. 5.5.2 のように定義されている. また、レベル 3 以上がさび状態が良好であることを、レベル 2a が最もさび状態が悪いことを表している. 並列橋の位置関係が $4 \leq f \leq 8$ m および $d = 2$ m である場合、相対的に高い位置の橋梁のさび状態が悪いという調査結果が得られており、そこでは凍結防止剤が対面道路側の外側主桁に飛散し、特に下フランジ面でさびが発生するとしている. また、この観測結果をもとに、凍結防止剤散布地域における取り決めとして、並列橋ではそれぞれの路面上から飛散した凍結防止剤が互いの橋桁に付着しないような橋梁の位置関係とするように鋼道路橋防食便覧において定められている [5.4]. 具体的には、橋梁形状によらず一律に $d \leq 3$ m かつ $f = 2-10$ m となる位置関係を避ける様に記載されている. なお、この規定を本

研究の可視化実験に適用すれば, Fig. 5.2.3において灰色の網掛けで示した範囲に相当する。ただし, Fig. 5.2.3の網掛けの領域は, 本研究で対象としている橋梁の断面高さ D を基準として算出されていることに注意されたい。すなわち, 防食便覧では $d \leq 3 \text{ m}$ かつ $f=2-10 \text{ m}$ と規定されているが, これは本研究の可視化実験においては $d/D \leq 0.78$ かつ $f = 0.52-2.61$ となる。

以上の過去の調査結果を踏まえて, 本研究では壁高欄間隔が $d=2 \text{ m}$ ($d/D=0.52$, $D=3.83 \text{ m}$) で高低差を $f=4 \text{ m}$, 6 m ($f/D=1.04$, 1.57) とした2ケースの並列橋を対象に解析を行った。その解析結果から, 粒子の飛散特性や主桁への付着量についての考察を次節で行う。なお, 2橋梁の寸法はいずれも単独橋の場合と同じとした。また, 相対的に低い位置にある橋梁側から接近風が作用しているとし, 以降では接近風から見て上流側にある橋梁を上流側橋梁, 下流側にある橋梁を下流側橋梁と呼ぶ。粒子飛散解析においては, 上流側橋梁に粒子が配置された場合と, 下流側橋梁に粒子が配置された場合のそれぞれについて解析を行った。飛散解析における流入風速は $U=8, 10 \text{ m/s}$ の2種類, 粒子半径は $r=10 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$, $600 \mu\text{m}$ の4種類とした。また, 各橋梁における, 粒子が高欄を超えたと判定する境界線や桁下に到達したと判定する境界線は, 単独橋における検討での Fig. 5.4.3, Fig. 5.4.7と同様に, 下流側高欄の最下流点から鉛直上向きに延長した線や, 床板の最下流点から鉛直下向きに延長した線である。

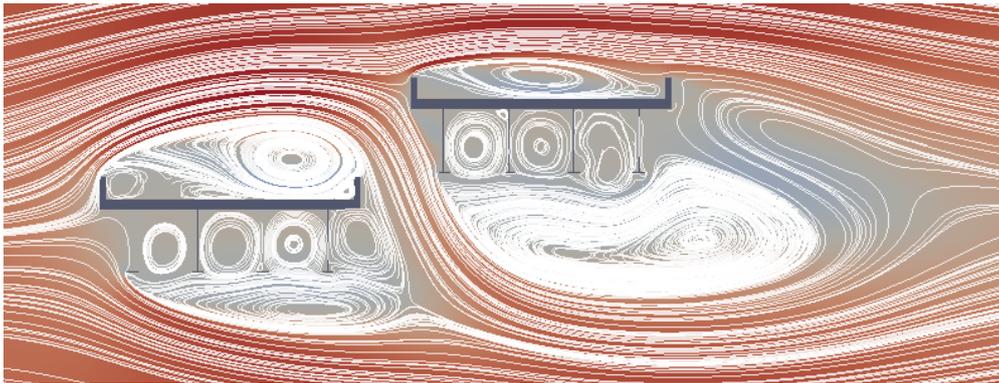
5.5.2 並列橋周囲の流れ場特性

高低差 $f=4 \text{ m}$ と $f=6 \text{ m}$ 並列橋周囲の主流方向風速の時間平均場および流線を Fig. 5.5.3に, 橋梁断面の抗力係数 C_d の算出結果を Table 5.5.1に示す。Fig. 5.5.3より, 2橋梁の高低差の違いに応じて, 下流側橋梁の周囲の流れが変化することが確認できる。2橋梁間の鉛直距離が大きい $f=6 \text{ m}$ では, 上流側に橋梁があることによる影響が相対的に小さいため, 下流側橋梁の抗力係数は単独橋と近い値をとったと考えられる。逆に, $f=4 \text{ m}$ では影響が大きく, 下流側橋梁の抗力係数に強く影響したと言える。また, 上流側橋梁における抗力係数の平均値は, いずれの高低差でも単独橋よりも小さい値を示した。これは, 2橋梁の間に入り込む流れによって, 上流側橋梁後方で圧力が回復したためと考えられる。

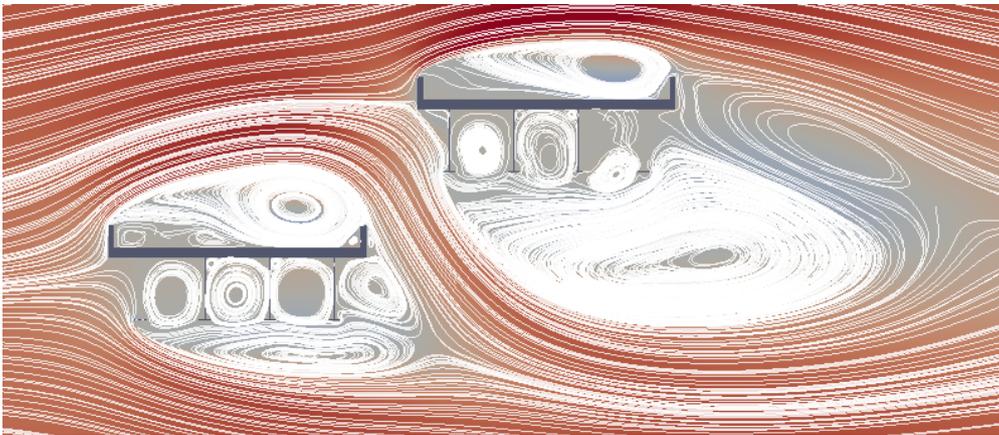
Fig. 5.5.4には, PIV解析によって得られた並列橋周囲の時間平均流線を示している。これらの可視化実験においては, 橋梁によってレーザーが遮断され, 一度に全体の流れを撮影することが出来ないため, 橋梁上部からレーザーを照射した場合と, 橋梁下部からレーザーを照射した場合の2回に分けて流れの撮影を行っている。こうして得られた流れ場に対してそれぞれ PIV解析を実施し, それぞれ時間平均流線を得た。Fig. 5.5.4においては, これらを合わせて示しており, 図中の赤線が2回の撮影の境界である。Fig. 5.5.3と Fig. 5.5.4を比較すると, CFDによって得られた流れ場と PIVによって得られた流れ場ともに, 上流側橋梁の剥離流れが橋梁間に流れ込み, 下流側橋梁主桁の下部に循環領域が形成されるなど, 定性的によく一致しており, CFDの解析結果は妥当といえる。

Table 5.5.1 橋梁の抗力係数の平均値

	上流側橋梁	下流側橋梁
$f = 4 \text{ m}$	1.30	1.25
$f = 6 \text{ m}$	1.26	1.58
* 単独橋	1.54	



(a) $f = 4 \text{ m}$



(b) $f = 6 \text{ m}$

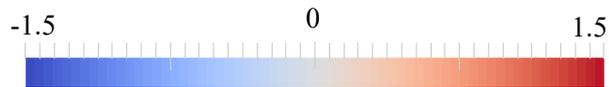


Fig. 5.5.3 CFD による時間平均主流方向風速コンター・流線
(風速値は流入風速で除して無次元化した)

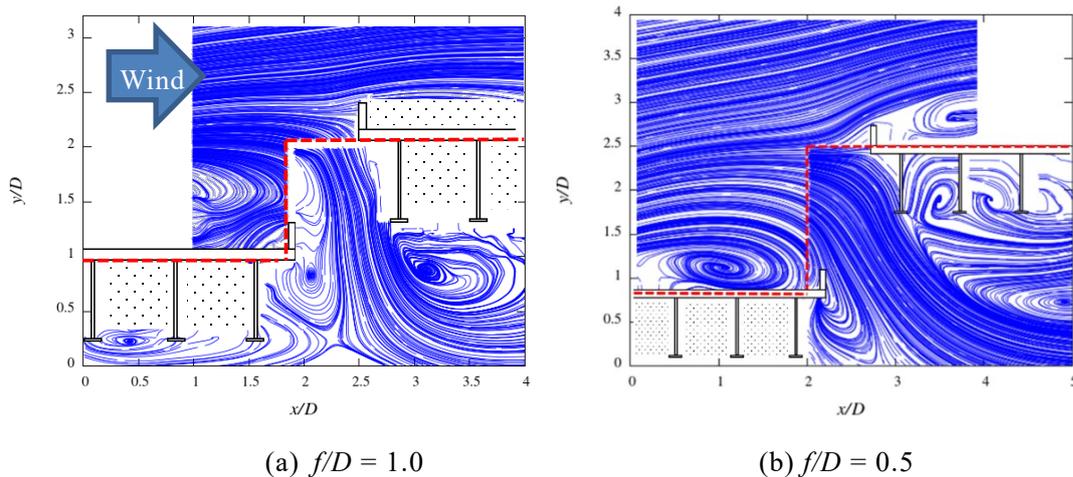


Fig. 5.5.4 PIV 解析によって得られた並列橋周囲の時間平均流線
 ((a)が CFD 解析における $f = 4 \text{ m}$ に, (b)が $f = 6 \text{ m}$ に対応している)

5.5.3 上流側橋梁に配置された粒子の飛散特性

本項では、上流側橋梁から粒子が飛散する場合の飛散特性および上流側、下流側双方の橋梁主桁への付着について検討する。なお、 $f = 4 \text{ m}$ 、粒径 $r = 10 \mu\text{m}$ のケースは CFL 条件を満たさない粒子が存在したため、結果に含まれていない。

まず、粒子が床版上から飛散して下流側高欄を超えるまでの飛散特性について述べる。各高低差について、初期に配置した粒子数に対して上流側橋梁の下流側高欄を超えた粒子数の割合を Fig. 5.5.5 に、床版を 20 等分した各範囲における初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の割合を Fig. 5.5.6 に、粒子軌跡図を Fig. 5.5.7 に示す。いずれの高低差でも、接近風速が大きいほど高欄を超える粒子数が増加し、 $r \leq 100 \mu\text{m}$ では主に床版上の下流側から飛散した粒子が高欄を超え、 $r = 600 \mu\text{m}$ では主に床版上の上流側から飛散した粒子が高欄を超えた。すなわち、並列橋の上流側橋梁においては、粒子が高欄を超えるまでは、単独橋と同様の飛散特性を示すことが分かった。ここで、単独橋との比較のため、それぞれの高低差について、初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の単独橋基本断面からの変化割合を Fig. 5.5.8 に示す。この比較結果より、 $r \leq 100 \mu\text{m}$ では並列橋の方が単独橋に比べて粒子が高欄を超えやすいことが分かる。並列橋における上流側橋梁と単独橋における床版付近の風速 (Fig. 5.5.9) を比較すると、並列橋の上流側橋梁の方が床版付近の風速が大きいため、 $r \leq 100 \mu\text{m}$ の粒子が巻き上げられ、飛散しやすくなったと考えられる。床版上の渦流れの平均風速にこのような違いが生じたのは、並列橋では上流側橋梁の下流側高欄上方で、2 橋梁の間に入り込むように流れの向きが鉛直下向きに曲げられ、それに伴って床版上で形成される渦流れの風速が増大したためと思われる。

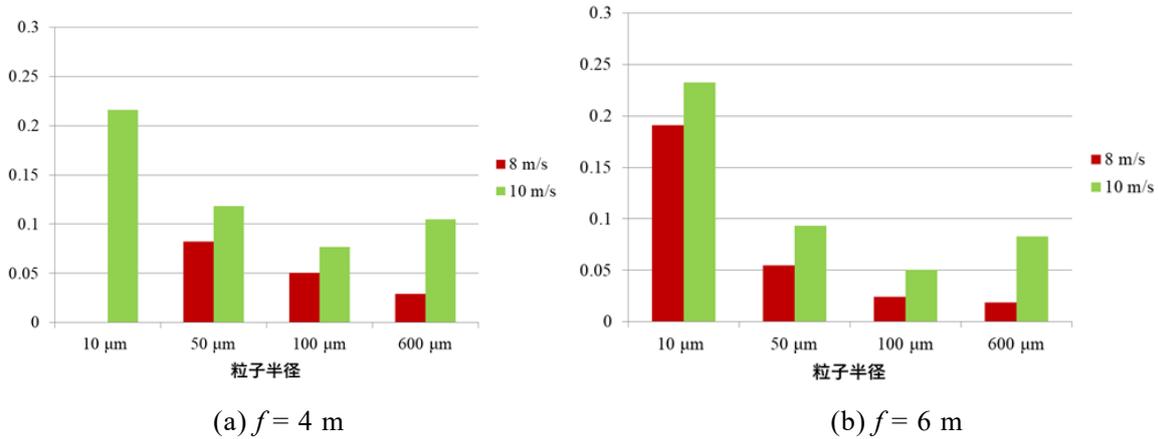


Fig. 5.5.5 初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の割合

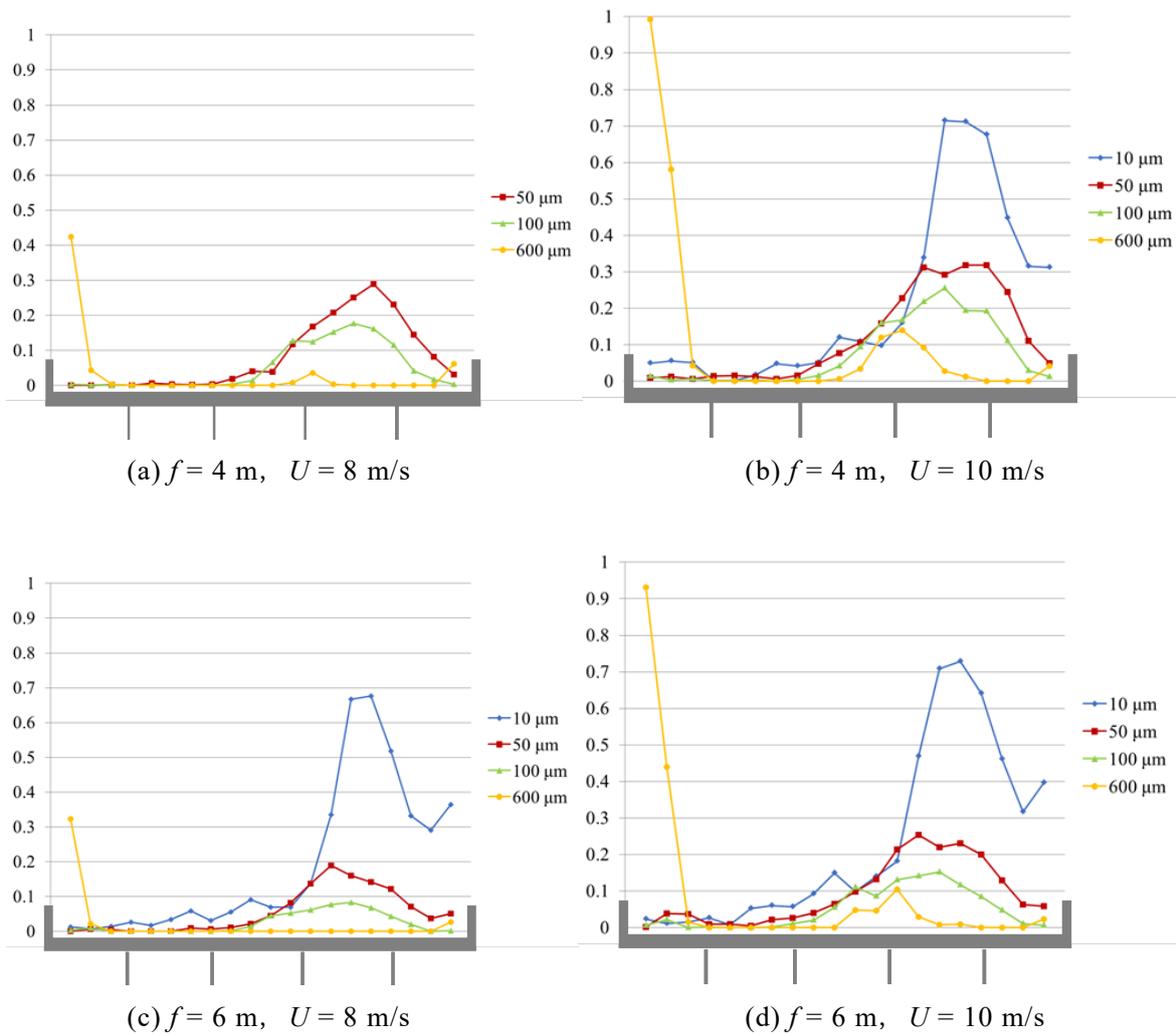
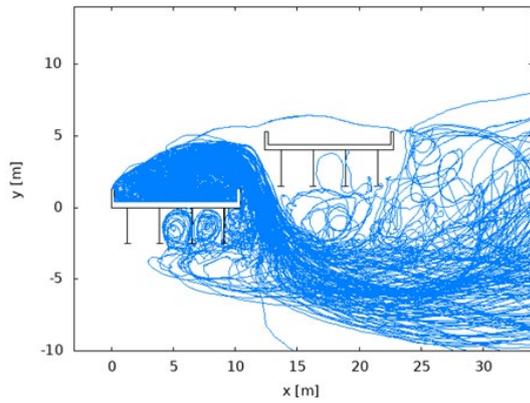
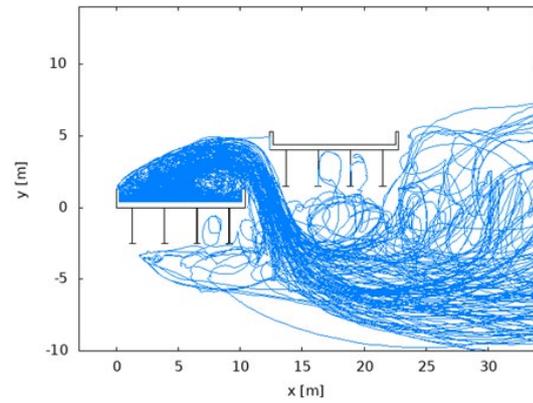


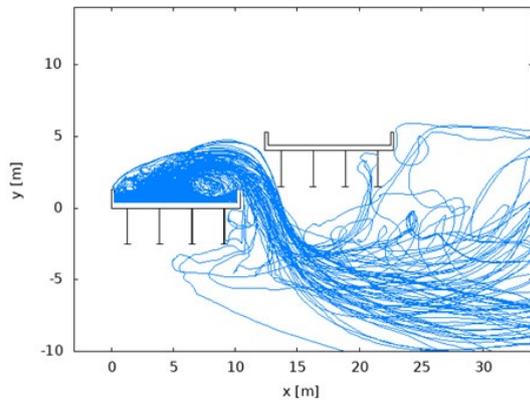
Fig. 5.5.6 上床版上の各範囲における、初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の割合



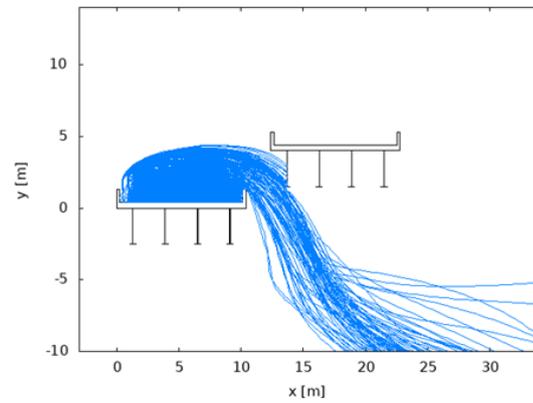
(a) 10 μm



(b) 50 μm

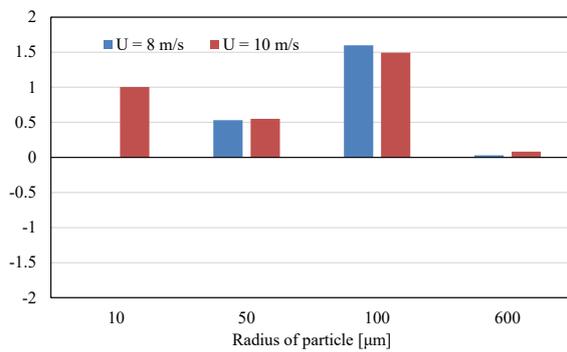


(c) 100 μm

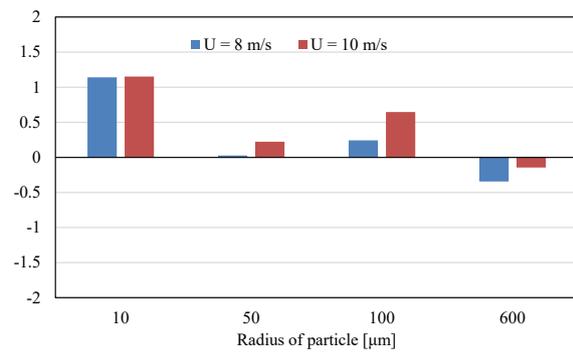


(d) 600 μm

Fig. 5.5.7 上流側橋梁から飛散する粒子の軌跡図($f = 4 \text{ m}$, $U = 10 \text{ m/s}$)



(a) $f = 4 \text{ m}$



(b) $f = 6 \text{ m}$

Fig. 5.5.8 初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の単独橋からの変化割合

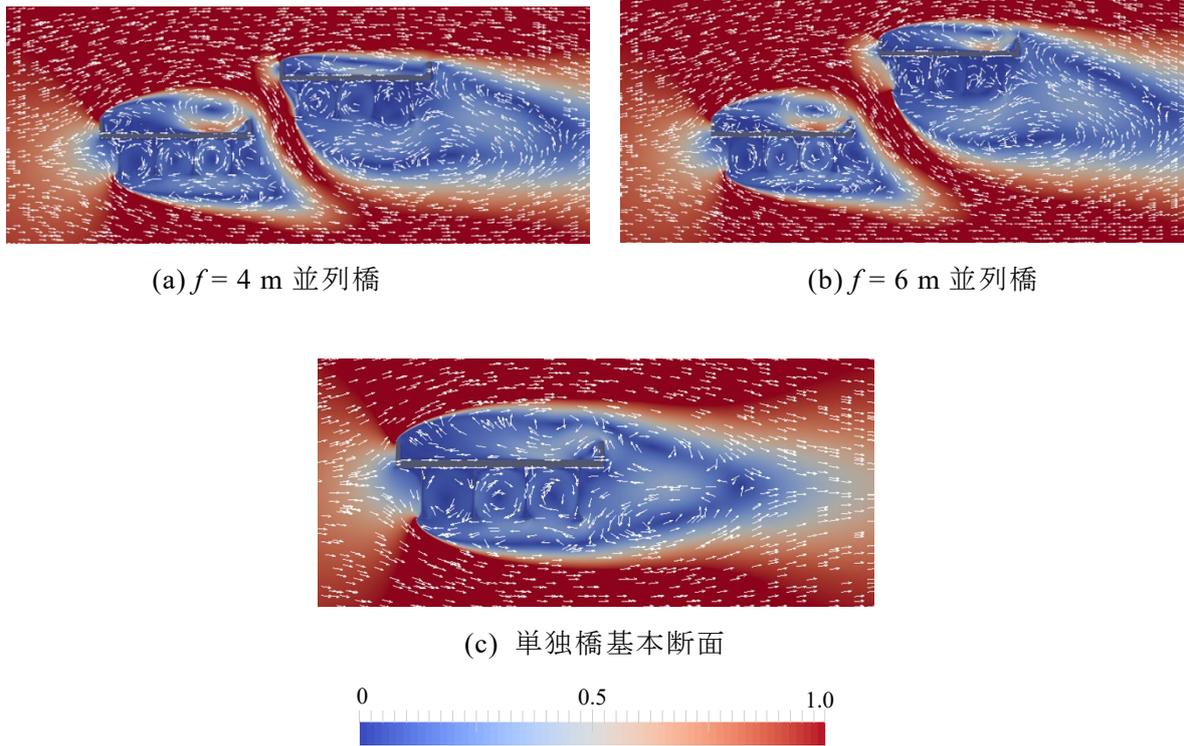


Fig. 5.5.9 各断面における時間平均風速絶対値コンター・風速ベクトル
(風速値は流入風速で除して無次元化した)

次に、下流側高欄を超えた後の飛散特性について述べる。高欄を超えた粒子の大部分は2橋梁の間に入り込む流れに乗ることが Fig. 5.5.7 より確認できる。その後、Fig. 5.5.3 の平均流れ場と Fig. 5.5.7 の粒子軌跡図から、 $r \leq 100 \mu\text{m}$ の粒子の一部は、上流側橋梁の後方や下方に生じる渦流れ、あるいは下流側橋梁の下方に生じる渦流れに巻き込まれることが分かった。その後の挙動としては、上流側橋梁の後方や下方に生じる渦流れに粒子が巻き込まれた場合は、上流側橋梁の主桁に付着することがある。高欄を超えた粒子数に対して上流側橋梁の桁下に到達した粒子数の割合を Fig. 5.5.10 に、初期に配置した粒子数に対して上流側橋梁の全主桁に付着した粒子数の割合を Fig. 5.5.11 に示す。これらの図より、 $r \leq 100 \mu\text{m}$ の粒子については、 $f = 4 \text{ m}$ よりも $f = 6 \text{ m}$ の方が桁下への巻き込み量や主桁への付着量が多い傾向にあった。これは、Fig. 5.5.3 に見られるように、 $f = 6 \text{ m}$ の方が2橋梁の間隔が広く、間に入り込む流れが上流側橋梁からより離れた位置を流れることで、上流側橋梁の後方に発生する渦の規模が大きくなり、より多くの粒子が巻き込まれたためと考えられる。また、初期に配置した粒子数に対して下流側橋梁の全主桁に付着した粒子数の割合を Fig. 5.5.12 に示す。 $r \leq 100 \mu\text{m}$ の粒子は下流側橋梁の下方に生じる渦に巻き込まれ、下流側橋梁の主桁に付着していることが確認された。 $f = 4 \text{ m}$ に比べて $f = 6 \text{ m}$ の方が付着量は少ないが、これは2橋梁の間に入り込む流れから見て、 $f = 6 \text{ m}$ の方が下流側橋梁までの距離が遠く、粒子が主桁に到達しづらかったためと考えられる。

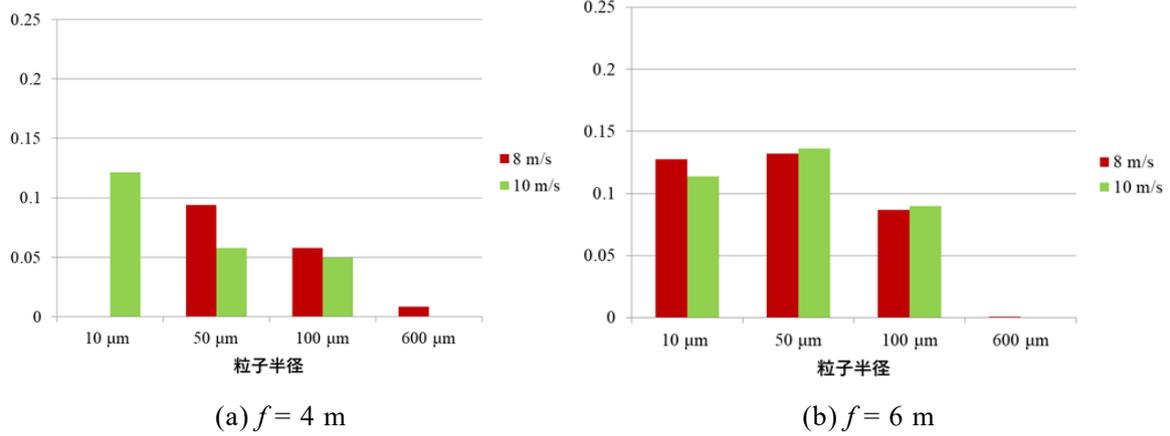


Fig. 5.5.10 高欄を超えた粒子数に対して上流側橋梁桁に到達した粒子数の割合

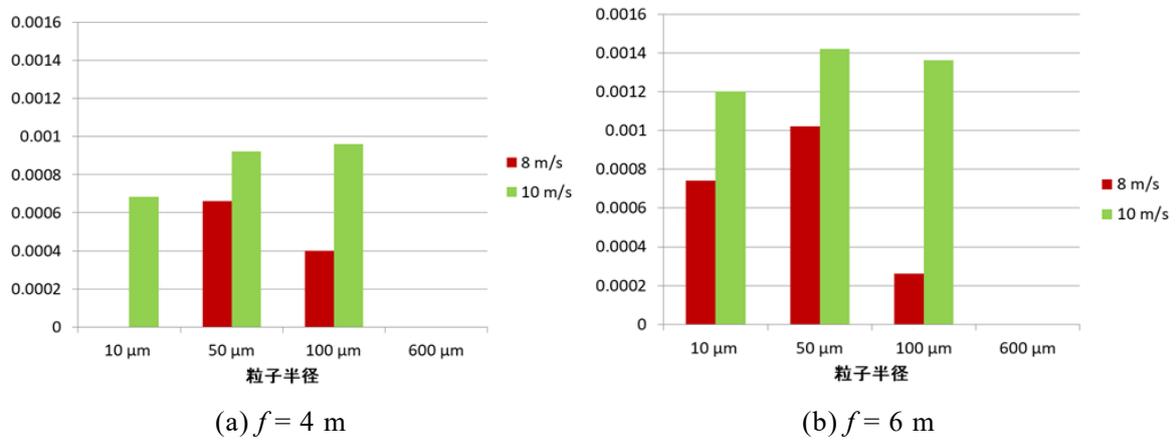


Fig. 5.5.11 初期に配置した粒子数に対して上流側橋梁主桁に付着した粒子数の割合

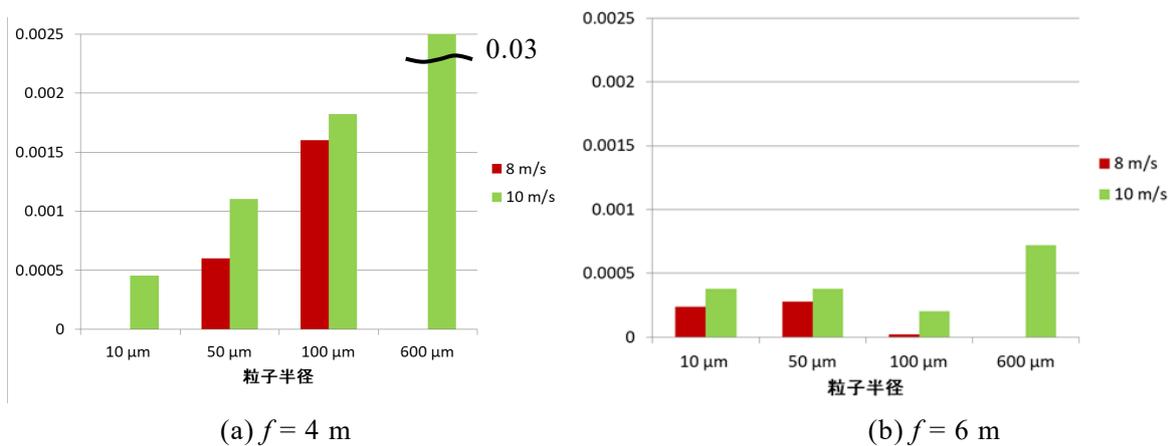


Fig. 5.5.12 初期に配置した粒子数に対して下流側橋梁主桁に付着した粒子数の割合

一方で、 $r = 600 \mu\text{m}$ の粒子については、粒子に働く重力と抗力がともに大きく、流れに対する追従性が低いため、渦に巻き込まれることによる主桁への付着は無かった。Fig. 5.5.12 で示された $r = 600 \mu\text{m}$ の粒子の付着は、すべて下流側橋梁の上流側の外側主桁への付着であり、Fig. 5.5.7 (d) から粒子が当該箇所に直接飛散、付着する様子が確認できる。ただし、 $f = 4 \text{ m}$ では、 $f = 6 \text{ m}$ と比較して 40 倍以上の数の粒子が付着しており、2 橋梁の高低差の違いによって粒子の主桁への付着量が大きく異なることが分かった。粒子半径が大きい粒子が非常に多く主桁に付着していることから、並列橋においてはこのような粒子の付着が主桁の腐食の要因として最も影響が大きいと考えられ、実橋梁を対象とした過去の調査結果 [5.3] とも一致していると言える。

5.5.4 下流側橋梁に配置された粒子の飛散特性

本項では、下流側橋梁から粒子が飛散する場合の飛散特性および主桁への付着について検討する。なお、 $f = 4 \text{ m}$ 、 6 m のいずれにおいても、 $U = 8 \text{ m/s}$ 、 $r = 10 \mu\text{m}$ のケースは CFL 条件を満たしていなかったため、結果に含まれていない。

初期に配置した粒子数に対して下流側橋梁の下流側高欄を超えた粒子数の割合を Fig. 5.5.13 に、床版を 20 等分した各範囲における初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の割合を Fig. 5.5.14 に、粒子軌跡図を Fig. 5.5.15 に示す。まず、接近風速が大きくなるほど粒子に働く抗力が大きくなるため、粒子が高欄を超えやすくなった。また、Fig. 5.5.3 に見られるように、2 橋梁の高低差の変化に伴って下流側橋梁の上流側よどみ点の位置も変化しており、下流側橋梁における剥離剪断層や床版上に発生する渦の位置に違いが生じた。これによって、粒子が高欄を超えるまでの挙動や巻き上がる範囲にも変化が生じた。具体的には、 $f = 6 \text{ m}$ よりも $f = 4 \text{ m}$ の方が床版上の渦が扁平になり、 $r \leq 100 \mu\text{m}$ の粒子が巻き上がる範囲が広がっている。また、 $r = 600 \mu\text{m}$ の粒子については、 $f = 6 \text{ m}$ では主に床版上流側から高欄を超えるという単独橋と同じ傾向を示した。一方、 $f = 4 \text{ m}$ では剥離剪断層と床版の距離が近くなり、粒子が床版に近い位置で流下するようになったため、床板上流側から飛散した粒子は高欄を超えるまで至らず床版上に落下し、主に床版下流側から飛散した粒子が高欄を超えるという単独橋と異なる傾向を示した。

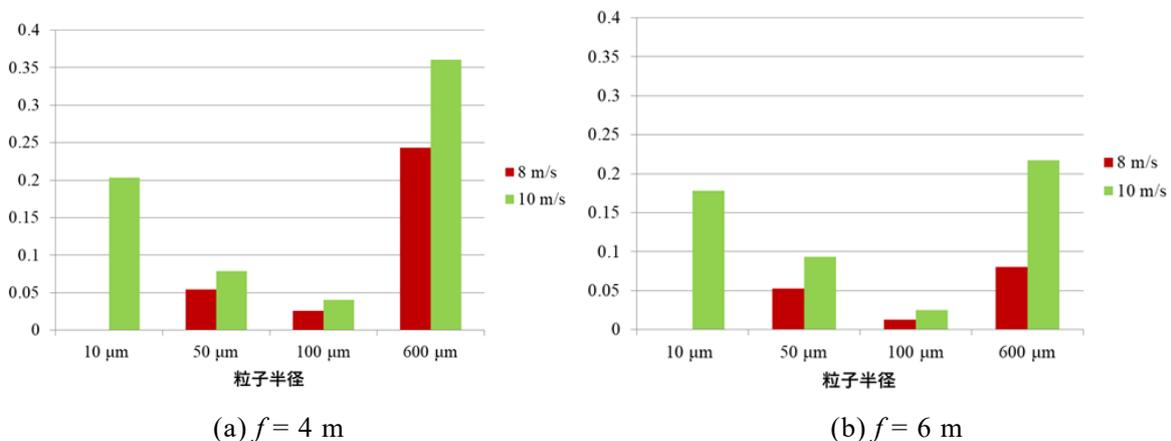


Fig. 5.5.13 初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の割合

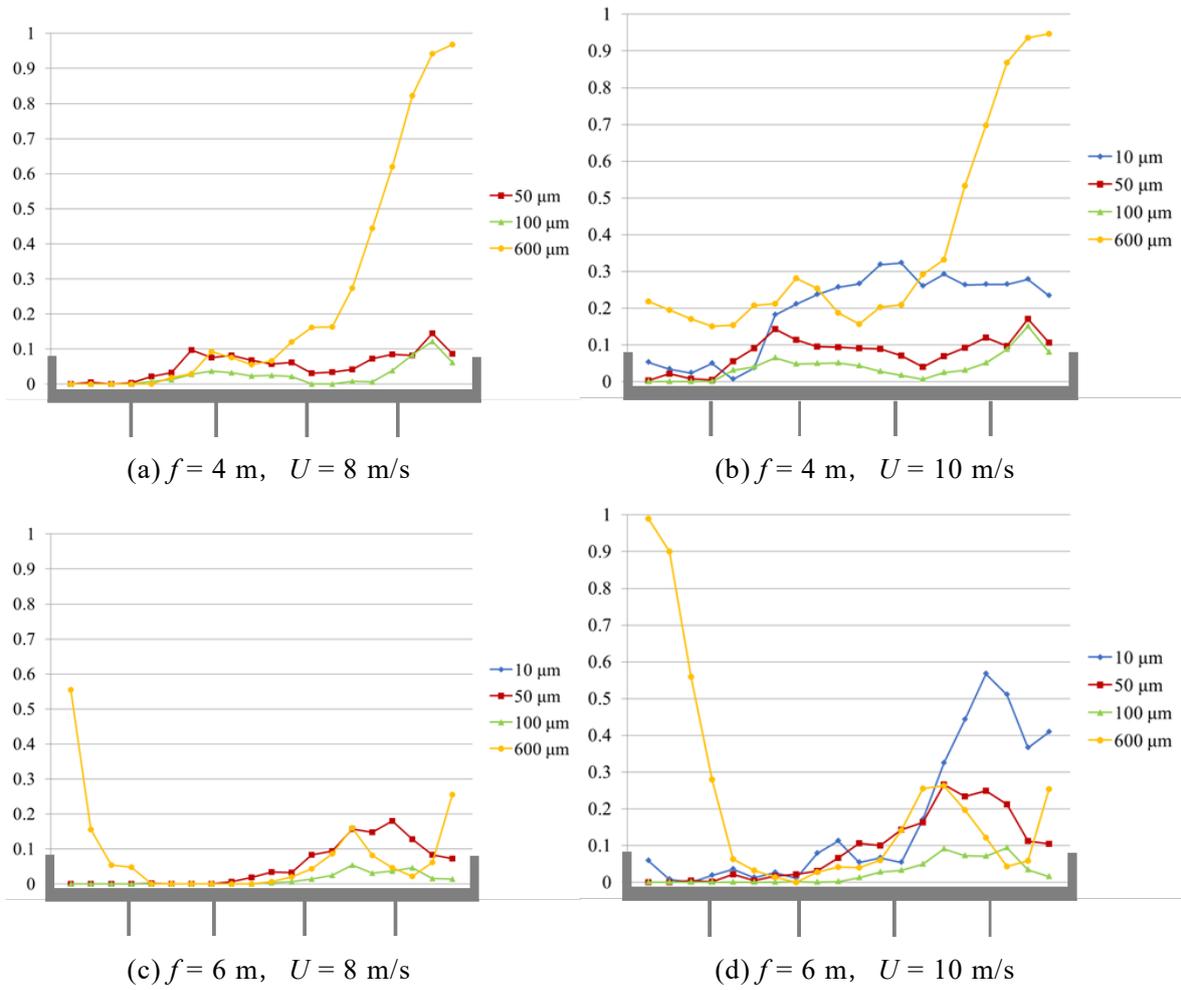


Fig. 5.5.14 床板上の各範囲における、初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の割合

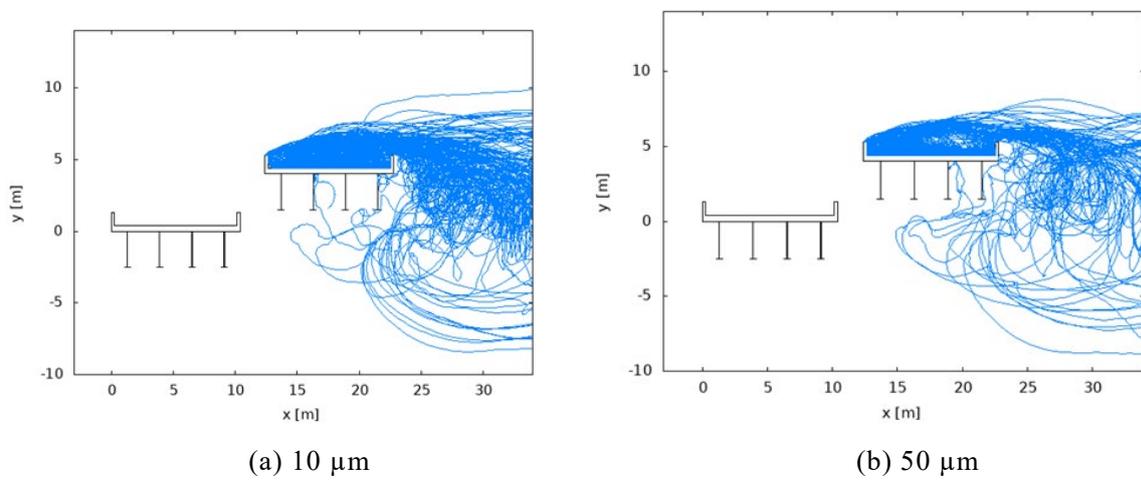


Fig. 5.5.15 下流側橋梁から飛散する粒子の軌跡図 ($f = 4 \text{ m}$) (1/2)

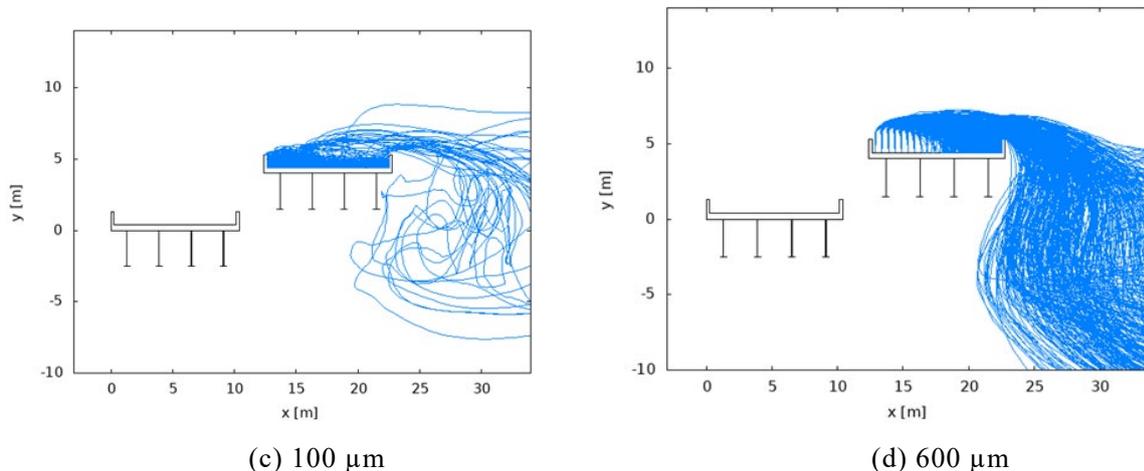


Fig. 5.5.15 下流側橋梁から飛散する粒子の軌跡図($f = 4 \text{ m}$) (2/2)

次に、下流側橋梁の下流側高欄を超えた粒子数に対して下流側橋梁の桁下に到達した粒子数の割合を Fig. 5.5.16 に、初期に配置した粒子数に対して下流側橋梁の全主桁に付着した粒子数の割合を Fig. 5.5.17 に示す。これらの結果に見られるように、下流側橋梁から粒子が下流側高欄を超えた後は、後方の渦に巻き込まれ、下流側橋梁の主桁に付着することがある。なお、上流側橋梁に到達するような粒子の挙動は一切見られなかった。 $f = 6 \text{ m}$ と $f = 4 \text{ m}$ とで比較すると、 $r \geq 100 \mu\text{m}$ で $f = 6 \text{ m}$ の方が桁下に到達しやすくなった。加えて、いずれの接近風速、粒子半径のケースでも、 $f = 6 \text{ m}$ の方が粒子の主桁への付着量が大きかった。これらの原因としては、上流側高欄におけるよどみ点の位置が変わることによって、下流側高欄付近における流れの向きが変化したことが挙げられる。Fig. 5.5.18 に $f = 4 \text{ m}$ 、 6 m それぞれにおける下流側橋梁の下流側高欄付近の平均風速ベクトル図を示す。下流側高欄付近における流れの向きが、 $f = 4 \text{ m}$ ではほぼ水平であるのに対し、 $f = 6 \text{ m}$ では下向きに傾いている。この違いにより、 $f = 6 \text{ m}$ の方が下流側高欄近傍で粒子が回り込みやすくなったため、桁下への到達粒子数や主桁への付着数が多くなったと考えられる。なお、 $r \leq 50 \mu\text{m}$ で桁下に到達した粒子数割合がこのような傾向とは異なる結果になったのは、小さい粒子は流れに対する追従性が高く、渦に巻き込まれる位置が橋梁から離れていても、桁下へ到達しやすかったためと思われる。

以上の結果から、接近風が作用している並列橋においては、上流側橋梁主桁には上流側橋梁に散布された凍結防止剤が、下流側橋梁主桁には上流側橋梁と下流側橋梁に散布された凍結防止剤が付着することが判明した。したがって、並列橋における凍結防止剤の主桁への影響を評価する際には、両方の橋梁からの飛散を検討する必要がある。特に粒子半径の大きい粒子が下流側橋梁の外側主桁に多数付着することに留意しなければならない。

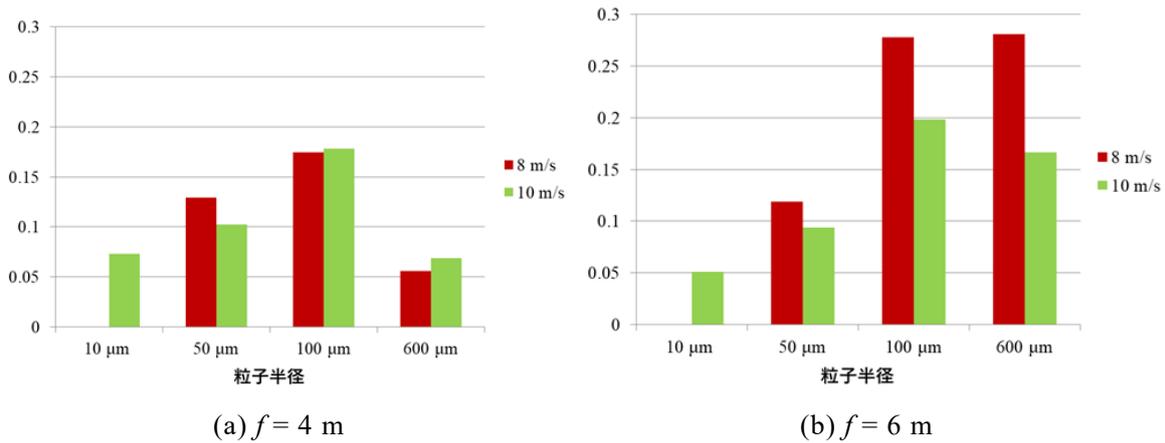


Fig. 5.5.16 高欄を超えた粒子数に対して下流側橋梁桁下に到達した粒子数の割合

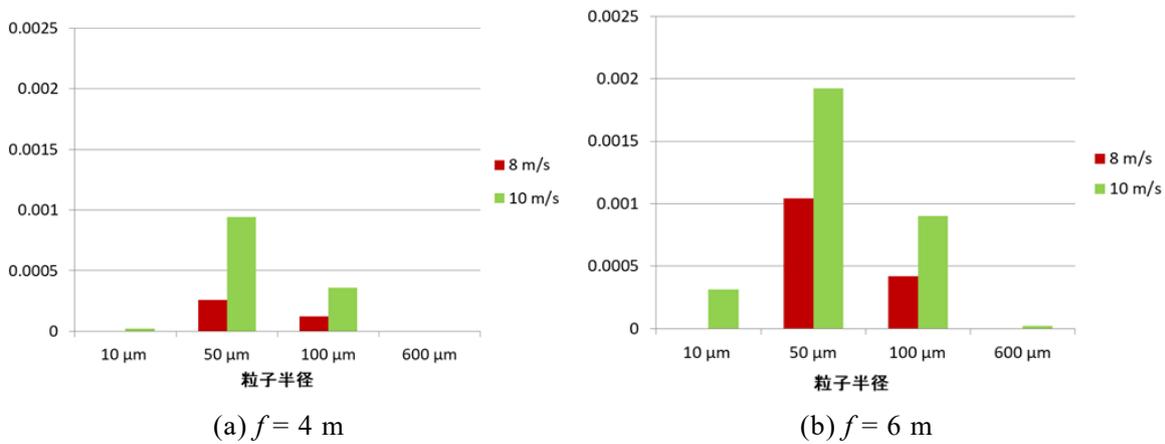


Fig. 5.5.17 初期に配置した粒子数に対して下流側橋梁主桁に付着した粒子数の割合

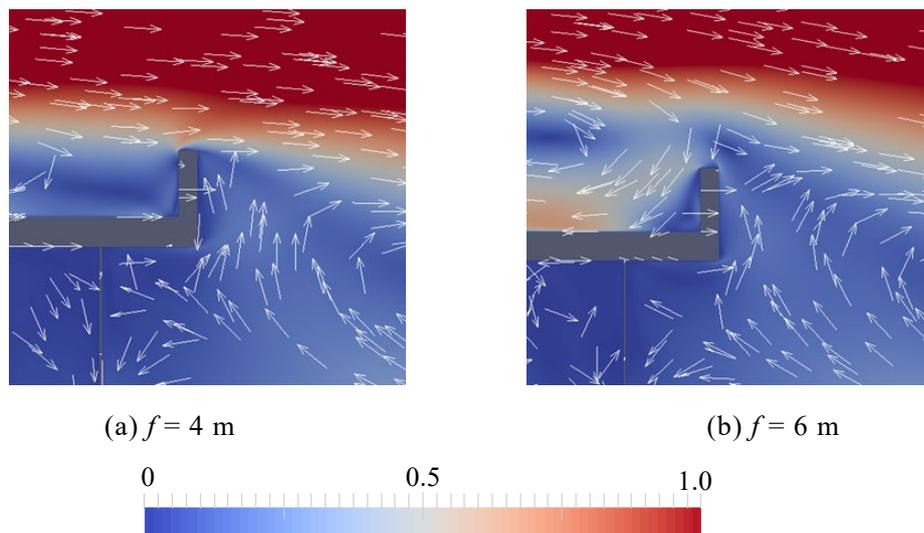


Fig. 5.5.18 下流側橋梁の下流側高欄付近の平均風速ベクトル拡大図

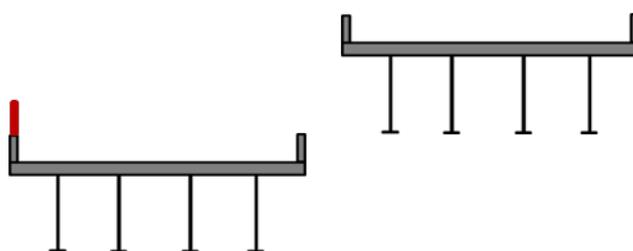


Fig. 5.5.19 上流側橋梁の上流側高欄を延長した断面

5.5.5 付加部材による粒子飛散特性の変化

5.5.3 項では、上流側橋梁から飛散した $r = 600 \mu\text{m}$ の粒子が下流側橋梁の対面道路側の外側主桁へ非常に多く付着するという結果が得られた。並列橋においては、このような凍結防止剤の付着が主桁の腐食に最も影響を与えられ、対策を講じる必要がある。ここで、5.4.2 項の単独橋の上流側高欄を延長した場合の検討より、上流側高欄を延長することで床版から剥離剪断層までの距離が遠ざかり、 $r = 600 \mu\text{m}$ の粒子が剥離剪断層より上方の流れに乗りにくくなる、すなわち飛散しにくくなるという結果が得られている。この結果を踏まえて、本項では、特に $r = 600 \mu\text{m}$ の粒子の付着量が多かった $f = 4 \text{ m}$ の並列橋において、 $r = 600 \mu\text{m}$ の粒子が上流側橋梁から飛散するのを妨ぎ、主桁への付着量を低減させることを目的とし、上流側橋梁の上流側高欄を延長した橋梁断面 (Fig. 5.5.19) を対象に、上流側橋梁に粒子が配置された場合について解析を行った。付加部材を設置していない元の $f = 4 \text{ m}$ の並列橋断面の結果と本飛散解析で得られた結果を比較し、粒子飛散特性や主桁への付着量がどのように変化するかを検討した。なお、接近風速は $U = 10 \text{ m/s}$ とした。

粒子が床版上から飛散して下流側高欄を超えるまでの飛散特性について述べる。粒子軌跡図を Fig. 5.5.20 に示す。初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の元の断面からの変化割合を Fig. 5.5.21 に示す。上流側橋梁の上流側高欄を延長することによって、 $r = 600 \mu\text{m}$ の粒子については、高欄を超える粒子数が大きく減少した。これは、単独橋で上流側高欄を延長させた場合と同様で、床版から剥離剪断層までの距離が遠ざかり、初速によって上昇した後、剥離剪断層より上方の流れに乗りにくくなったためと考えられる。一方で、 $r \leq 100 \mu\text{m}$ の粒子は高欄を超えやすくなることが分かった。これは Fig. 5.5.22 のように上流側橋梁の床版上に形成される渦が大きくなり、またその風速も大きくなったことによるものと考えられる。

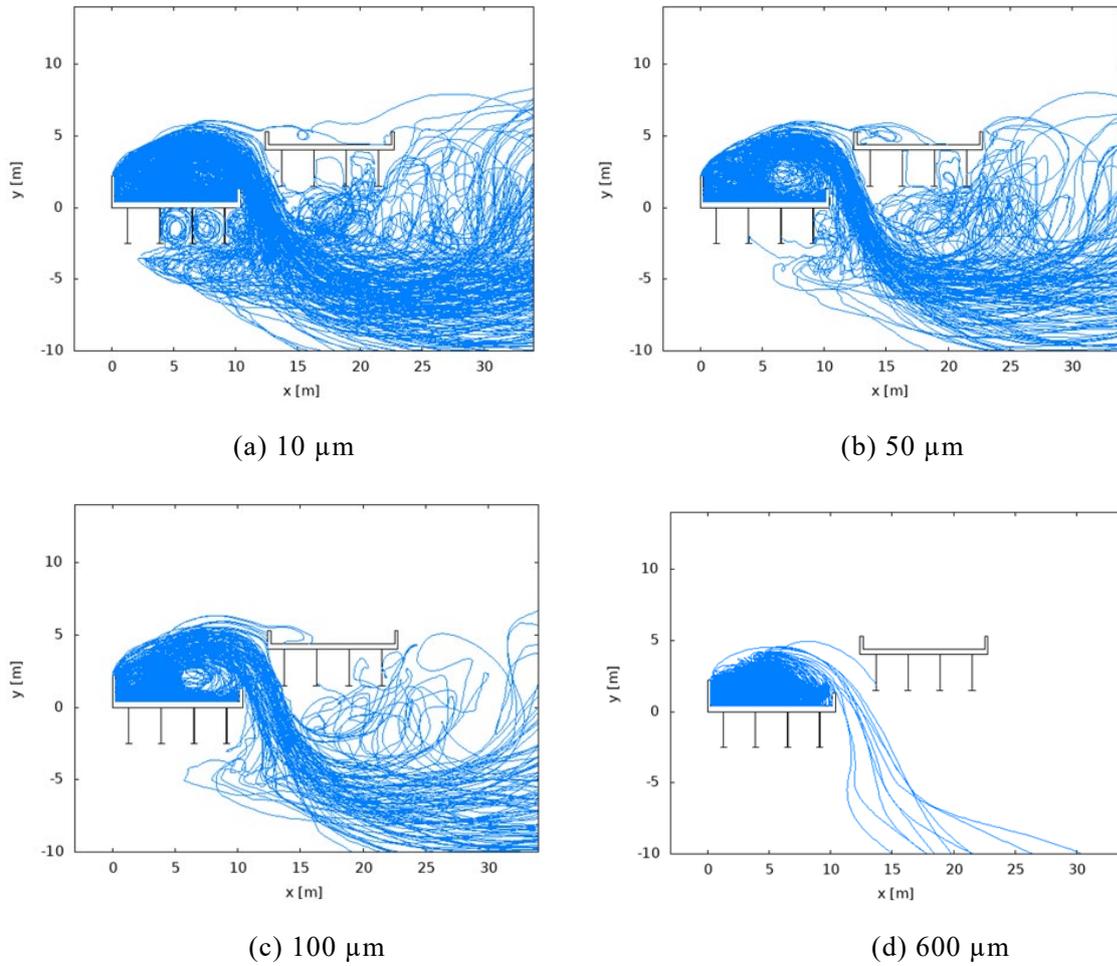


Fig. 5.5.20 上流側橋梁から飛散する粒子の軌跡図

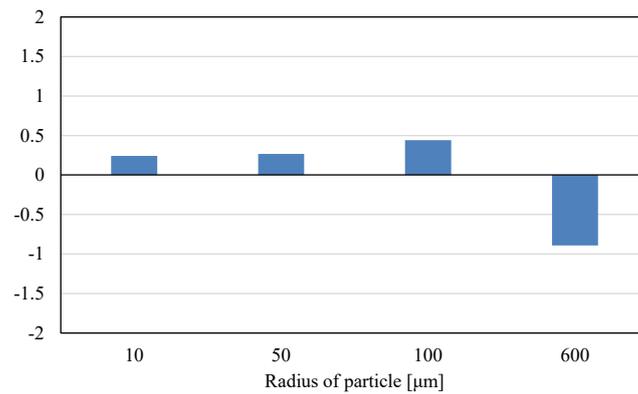


Fig. 5.5.21 初期に配置した粒子数に対して高欄を超えた粒子数の元の断面からの変化割合

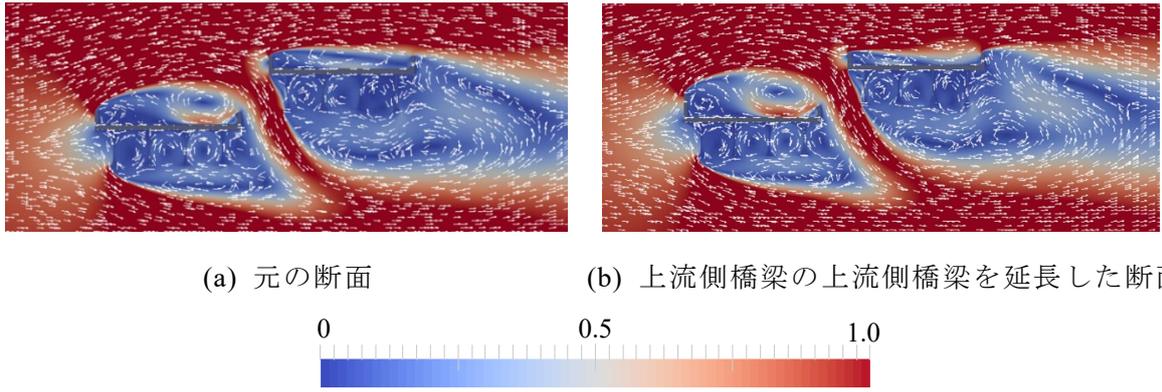


Fig. 5.5.22 各断面における時間平均風速絶対値コンター・風速ベクトル
(風速値は流入風速で除して無次元化した)

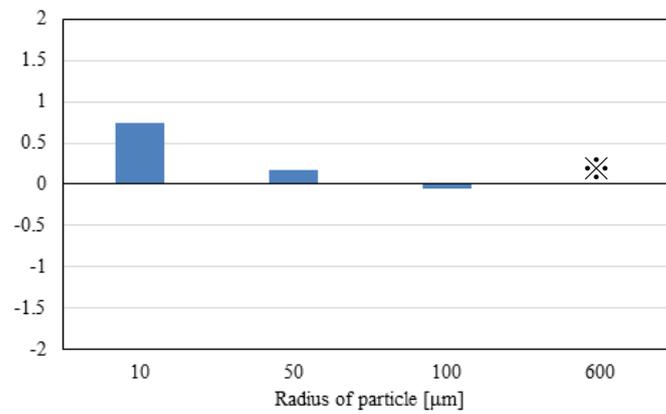


Fig. 5.5.23 高欄を超えた粒子数に対して上流側橋梁桁下に到達した粒子数の元の断面からの変化割合

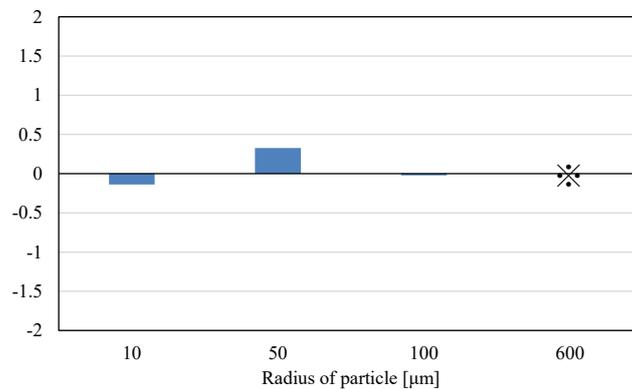


Fig. 5.5.24 初期に配置した粒子数に対して上流側橋梁主桁に付着した粒子数の元の断面からの変化割合

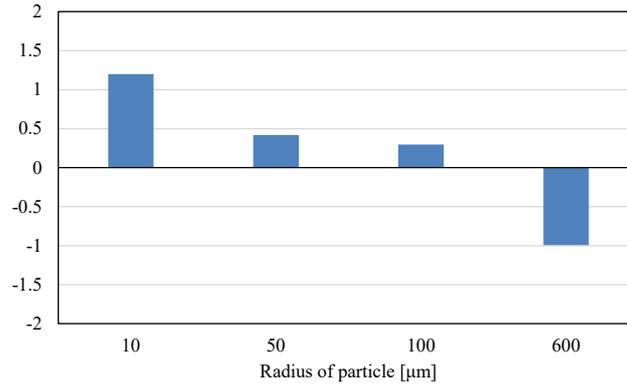


Fig. 5.5.25 初期に配置した粒子数に対して下流側橋梁主桁に付着した粒子数の元の断面からの変化割合

下流側高欄を超えた後は、Fig. 5.5.20に見られるように、元の断面と同様、上流側橋梁の後方や下方に生じる渦、あるいは下流側橋梁の下方に生じる渦に巻き込まれ、それぞれの橋梁主桁に付着することが確認された。高欄を超えた粒子数に対して上流側橋梁の桁下に到達した粒子数の元の断面からの変化割合を Fig. 5.5.23 に示す。加えて、初期に配置した粒子数に対して上流側橋梁の全主桁に付着した粒子数の元の断面からの変化割合を Fig. 5.5.24 に示す。なお、図中の※は元の断面における割合が 0 であったことを意味している。上流側橋梁の上流側高欄を延長することによる、下流側高欄から上流側橋梁桁下へ巻き込まれる粒子数割合や主桁への付着量の増減は、接近風速および粒子半径に応じて異なった。高欄を超えた後、上流側橋梁近傍の渦に巻き込まれ、桁下に侵入し付着するまでの過程における、付加部材による流れの変化としては、以下の二つが考えられる。一つ目は、上流側高欄における剥離位置が上昇したことで、剥離流れが 2 橋梁の間に流れ込む際の曲率が大きくなったことである。このように流れが変化したため、粒子が上流側橋梁のより近傍を通過するようになり、桁下への到達や主桁への付着に至る粒子数が増加したと思われる。二つ目は、2 橋梁の間の風速が大きくなったことである。この変化によって、粒子が受ける抗力が大きくなってより遠方に飛散しやすくなった、すなわち粒子が桁下に巻き込まれて主桁に付着しにくくなったと考えられる。そして、これらの影響を受け、上流側橋梁主桁への粒子の付着量が増加したケースもあれば減少したケースもあったと考えられる。

次に、下流側橋梁の下方に生じる渦に巻き込まれ、下流側橋梁主桁に付着する場合について述べる。初期に配置した粒子数に対して下流側橋梁の全主桁に付着した粒子数の元の断面からの変化割合を Fig. 5.5.25 に示す。 $r \leq 100 \mu\text{m}$ では、上流側橋梁の上流側高欄を延長することによって、下流側橋梁主桁への付着量が概ね増加する傾向にあった。この原因としては、高欄を超えた粒子数が増加したことがまず挙げられる。また、上流側橋梁での剥離位置が上昇し、粒子がより上方に巻き上げられ、粒子が飛散する領域が下流側橋梁により近くなったことも原因と考えられる。ここで、上流側橋梁主桁への付着量の元の断面からの変化割合を示した Fig. 5.5.24 を見ると、 $U = 8 \text{ m/s}$ 、 $r = 100 \mu\text{m}$ で割合的に上流側橋梁主桁への付着量が最も増加していることが分かる。したがって、このケースの粒子は、

上述した上流側橋梁における剥離流れの曲率が大きくなり、上流側橋梁の近傍で回り込みやすくなるという影響を強く受けており、逆に下流側橋梁主桁への付着量は減少したと考えられる。一方、 $U=10\text{ m/s}$ 、 $r=600\text{ }\mu\text{m}$ のケースについては、床板上流側から飛散して高欄を超える粒子数が減少したことに伴い、下流側橋梁の上流側の外側主桁への付着量も大幅に減少した。

5.5.6 可視化実験結果に基づく並列橋周囲の凍結防止剤の飛散予測

可視化実験によって得られた並列橋周囲の流れパターンを位置関係別に分類し、それぞれの流れごとに凍結防止剤の飛来経路を予測することを試みる。Fig. 5.5.26 に、可視化実験によって得られた橋梁の位置関係と流れ場構造の対応を模式的に示す。ここでは、並列橋の橋梁間の流れパターンに着目して、流れの分類を行っている。

Fig. 5.5.26 に示す様に、流れのパターンは大きく分けて (a)-(f) の 6 パターンに分類でき、(b) と (c) に関しては、さらに高低差のある場合と無い場合の 2 パターンに分類した。高低差がないケースでは、(a)、(b1)、(c1) の 3 パターンに分類できる。(a) では上流側橋梁高欄から剥離した流れが下流側橋梁床板上に再付着し、(b1) では剥離した流れが橋梁間に流れ込み、再付着しない。(c1) では (b1) から水平距離が長くなり、単独橋と同様に上流側橋梁後方に渦が形成される。(c1) の一例として、Fig. 5.5.27 に PIV によって得られた $(d/D, f/D) = (4, 0)$ における時間平均流線を示すが、Fig. 5.4.2 の単独橋と比べて後流の渦の長さがほぼ等しくなっている。

下流側橋梁が高い (b2) や (c2) ケースでは、(b2) は (b1) と同様に剥離した流れが橋梁間に流れ込み、(c2) は (c1) と同様に (b2) から水平距離が長くなり、上流側橋梁後方に渦が形成される。下流側橋梁が低い (d)、(e)、(f) では、高低差が小さく水平距離も近い (d) は上流側橋梁の桁から剥離した流れが、橋梁間を上向きに通過し、上流側橋梁の床板上に流れ込み、(e) では同様に橋梁間を上向きに通過した流れがそのまま下流側橋梁上方に流れる。(f) では、(e) から橋梁間の水平間距離が長くなり、上流側橋梁の後方に渦を形成する。 $1.0 < d/D < 4.0$ は (c)、(f) において上流側橋梁の後方に形成される渦が、水平距離が長くなるにしたがって徐々に形成されるその過程にあたる配置関係となる。

次に、これらの流れパターンに基づき、凍結防止剤の主桁への付着可能性について考察する。まず、 $d/D < 1.0$ において、これらの配置関係のうち、特に (b2) のケースは上流側橋梁床板上で巻き上げられた凍結防止剤が剥離流れに乗り、下流側橋梁の桁に多く付着する可能性が高いと考えられる。(b1) のケースは上流側橋梁から剥離した流れが下流側橋梁床版上に達した後に橋梁間へ流れ込むため、下流側橋梁路面上に散布された凍結防止剤が橋梁間へ飛来することが予測される。(a) のケースでは下流側橋梁の床板上から橋梁間に粒子が流れ込み、桁付近に粒子が供給され、桁に粒子が付着する可能性がある。(d)、(e) に関しては橋梁間から上方に流れ込む流れが発生しているので、橋梁間から桁付近に粒子は輸送されないと考えられる。 $4.0 < d/D$ においては、(c1)、(c2)、(f) とともに上流側橋梁周囲の流れ場は単独橋のそれに漸近するため、粒子の飛来、主桁への付着も単独橋に類似したものになると考えられる。

ただし、これらの推測はあくまで粒子挙動が風の流れに対応する、粒径がある程度小さ

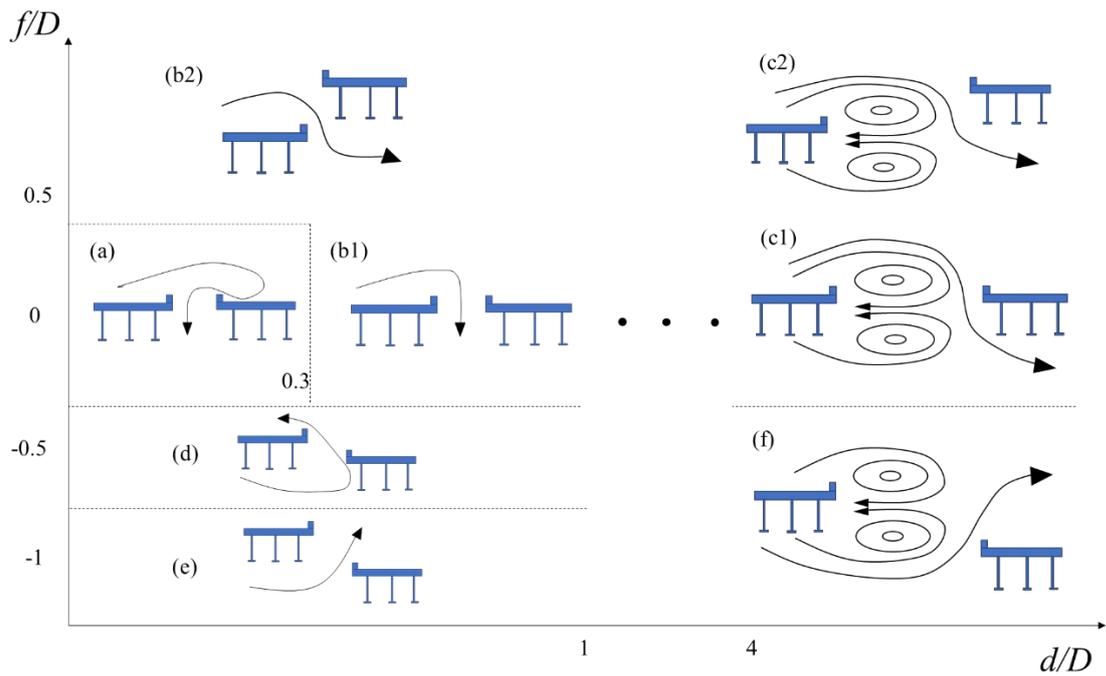


Fig. 5.5.26 並列橋の位置関係と流れ場構造の対応

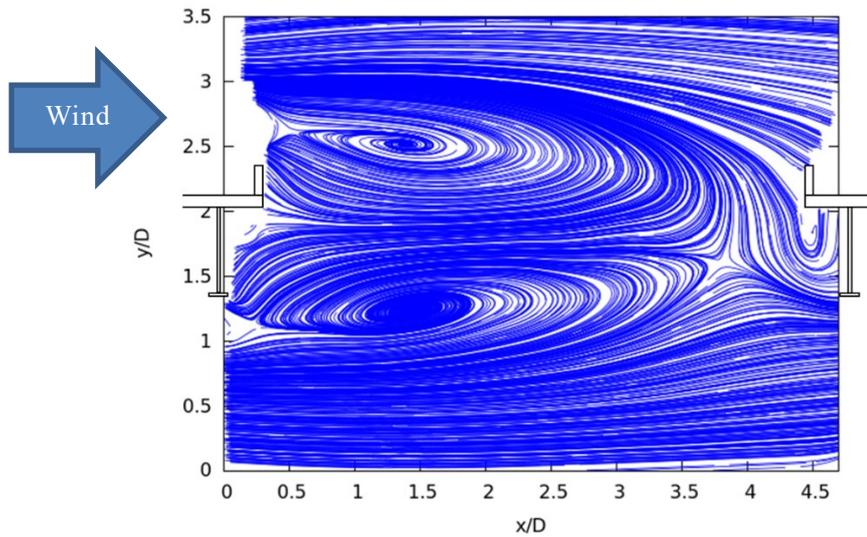


Fig. 5.5.27 PIV によって得られた $(d/D, f/D) = (4, 0)$ における時間平均流線

な場合にのみ有効であり、粒径の大きい粒子の場合には粒子の重力の影響を考慮する必要があるため、注意を有する。

なお、巻末付録 A に Fig. 5.5.26 で示した流れパターンに対応した、可視化実験の結果を掲載する。

5.6 本章のまとめ

本章では、周囲に障害物のない橋梁の路面から飛散した凍結防止剤の大気中における挙動と主桁への付着の有無について、橋梁への接近風速や凍結防止剤を模した粒子の大きさ等の諸条件ごとに、数値流体解析を用いて風工学的な観点から考察を行った。また、橋梁に付加部材を設けて気流を強制的に変化させることで付着の抑制を試み、その効果を検証した。さらに、並列橋における凍結防止剤の飛散特性および主桁への付着量を数値解析によって明らかにするとともに、単独橋と同様に付加部材による凍結防止剤の主桁への付着量低減の検討も行った。以下に得られた結論を記す。

単独橋における凍結防止剤の飛散について

- 周囲に障害物のない単独橋においても、接近風速や粒径等の条件によっては、凍結防止剤由来の塩分が主桁に付着する可能性があることが明らかとなった。特に、路面下流側から飛散する比較的小さな粒子と、路面上流側から飛散する比較的大きな粒子に留意する必要があるといえる。
- 本研究では、飛散および付着する粒子数に基づいて議論を行ったが、腐食環境の定量的な評価のためには、路面への凍結防止剤の散布量、車両の通行量や通行速度、飛散する粒子の粒度分布、橋梁架設地点の気象条件など、様々な要素を考慮して付着塩分量を評価する必要がある。本研究の今後の課題である。本研究では、飛散の一般的な傾向を調べるために、粒子の初期位置は路面横断方向に一樣としたが、実際には車両の通行位置に影響されて粒子の飛散しやすい箇所としにくい箇所が存在すると思われる。本件についても、主桁への付着量の定量的な評価に際しては併せて検討する必要がある。また、本研究では接近風の特徴として、橋軸に直角に流入する一樣流を考えている。しかし、自然風は周辺地形や橋梁自体の影響を受けて、様々な角度で接近する可能性があり、気流も一定の乱れを含むと考えられる。本研究の条件だけでもおおよその傾向は把握できていると思われるが、気流条件が粒子の挙動に与える影響についても検討の余地がある。

単独橋の付加部材の設置による付着量の低減について

- 路面から周囲への凍結防止剤の飛散を抑制するという点では、上流側高欄に鉛直部材を設置することは有効である。一方、下流側高欄に設置した水平付加部材は、橋梁後方の渦を遠ざけることで桁下空間への塩分供給を抑えることが可能であり、主桁の腐食環境を改善することが可能と考えられる。2種類の付加部材を同時に適用した場合には、両者の長所が重なり、粒子の大きさに関わらず主桁への付着を効果的に抑制できると考えられる。

並列橋における凍結防止剤の飛散について

- 相対的に低い位置にある橋梁側から接近風が作用している並列橋において、上流側橋梁に配置された粒子は、半径 100 μm では床版上の下流側で発生する渦によって巻き上がり、半径 600 μm では主に床版上の上流側から剥離剪断層より上方の流れに乗っ

て高欄を超えることが分かった。また、接近風速が大きくなるほど粒子に働く抗力が大きくなるため、粒子が高欄を超えやすくなった。つまり、高欄を超えるまでは粒子は単独橋と同様の挙動を示すことが明らかになった。

- 上流側橋梁から飛散した比較的大きな粒子は、粒子に働く重力と抗力がともに大きく、流れに対する追従性が低いため、渦に巻き込まれることによる主桁への付着は無かったが、接近風速によっては、下流側橋梁の外側主桁に粒子が直接飛散、付着する様子が確認された。ただし、主桁への付着量は橋梁の高低差によって大きく変化する。なお、粒径が大きい粒子が非常に多く主桁に付着していることから、並列橋においてはこのような粒子の付着が主桁の腐食の要因として最も影響が大きいと考えられる。
- 下流側橋梁から飛散した粒子については、下流側橋梁から粒子が高欄を超えた後、後方の渦に巻き込まれ、下流側橋梁の主桁に付着することが分かった。また、付着量の程度は並列橋の高低差に応じて変化し、高低差 4 m と 6 m では、6 m の方がより多く付着した。これは、下流側橋梁上流のよどみ点の変化により、下流側橋梁の下流側高欄付近における剥離流れの向きが高低差 4 m では下流方向にほぼ水平であったのに対し、高低差 6 m では鉛直下向きにも流れているという違いが生じ、高低差 6 m の方が高欄近傍で粒子が渦に巻き込まれやすくなったためと考えられる。

並列橋の付加部材の設置による付着量の低減について

- 上流側橋梁の上流側高欄を延長させることで、比較的粒径の小さい粒子が上流側橋梁や下流側橋梁に付着しやすくなることはあるが、粒径の大きい粒子が下流側橋梁の外側主桁に大量に付着することを防ぐことができた。したがって、並列橋において、上流側橋梁の上流側高欄を延長させるのは凍結防止剤の主桁への付着量を低減させるのに効果的であるといえる。

参考文献

- [5.1] 国土技術政策総合研究所：凍結防止剤散布と沿道環境，国総研資料，No.412，2007.
- [5.2] 日本鋼構造協会：鋼橋の腐食耐久性・維持管理技術の高度化，JSSC テクニカルレポート，No.121，2020.
- [5.3] 日本橋梁建設協会：虹橋，63号，pp.20-47，2000.
- [5.4] 日本道路協会：鋼道路橋防食便覧，pp.III-18-III-19，2014.
- [5.5] 日本風工学会：風工学ハンドブックー構造・防災・環境・エネルギーー，朝倉書店，2007.
- [5.6] 伊藤靖晃，J. Michael R. GRAHAM：LESによる箱桁橋梁断面の空気力評価とスパン方向解析領域の影響の検討，土木学会論文集 A1 (構造・地震工学)，Vol.73，No.1，218-231，2017.
- [5.7] 構造工学委員会風洞実験相似則検討小委員会：風洞実験相似則に関する調査研究，土木学会論文集，No.489/I-27，pp17-25，1994.
- [5.8] 田村哲郎，伊藤嘉晃，和田章：扁平角柱まわりの流れと風圧力の三次元解析，日本建築学会構造系論文集，第474号，pp.41-48，1995.
- [5.9] 日本建設機械化協会：除雪・防雪ハンドブック，2005.
- [5.10] 日本エアロゾル学会 編，高橋幹二 著：エアロゾル学の基礎，森北出版株式会社，2003.
- [5.11] 木村恵子，曾根真理，並河良治，桑原正明，角湯克典：凍結防止剤散布と沿道環境，国土技術政策総合研究所資料，2007.
- [5.12] 一般社団法人日本機械学会：機械工学便覧 改訂第6版 第8編 水力学および流体力学，日本機械学会誌，1977.
- [5.13] 日本化学会 編：科学便覧 基礎編 改訂5版，丸善株式会社，2004.
- [5.14] A.Morrison, 2013. An Introduction to Fluid Mechanics, Cambridge University Press.

第6章 結論および今後の課題

6.1 本研究の結論

第1章「序論」では、現在日本国内における橋梁が更新の時期を迎えていること、および橋梁の耐久性には飛来塩分による腐食が大きく影響することを事例を挙げつつ概説した。また、橋梁の塗装規定は飛来塩分量に基づいて決定されており、架橋地点の長期的な塩分量評価が求められることを述べた。一方で、橋梁の付着塩分量は部位ごとに異なることが知られているが、現状では観測によって得られる架橋地点の飛来塩分量から橋梁全体の維持管理の度合いを決定している。しかし、経済面および維持管理の人的コストの面から、付着する塩分量に応じた部位ごとの塗膜量や維持管理の度合いの決定がなされるべきである。さらに、近年凍結防止剤の散布量が増加していることに伴って、これに起因した橋梁の腐食が懸念されており、詳細な検討が望まれていることを述べた。

以上を念頭に、大気中の飛来塩分量や橋梁に付着する塩分量の評価に関する既往の研究を広く紹介しつつ、当該分野の課題を挙げるとともに、以下に大別される内容について検討を行った。

- ガーゼ法の捕集効率の解明と、それに基づく真の飛来塩分量評価の実現。
- 構造物壁面への粒子の輸送・付着プロセスの評価と、簡便な付着塩分量の評価手法の提案。
- 凍結防止剤の橋梁主桁への付着特性の解明と付着量の低減手法の検証。

第2章「ドライガーゼ法捕集装置周囲の飛来塩分粒子挙動」では、飛来塩分量の観測手法の一つであるドライガーゼ法に着目し、ドライガーゼ法の捕集効率の解明を目的とした検討を行った。まず、ドライガーゼ法の捕集効率を評価するためには、捕集装置周囲でのマクロ的な粒子挙動とガーゼ繊維近傍でのミクロ的な粒子挙動の2つの視点から検討を行う必要があることを示し、本章ではこのうち、前者の捕集装置近傍での粒子挙動を数値流体解析 (CFD) によって評価した。なお、ドライガーゼ法捕集装置周囲の流れ場解析においては、ガーゼを流体に対する抵抗としてモデル化する手法 (多孔質体モデル) を採用し、モデル化の妥当性についても検証した。以下に第2章の結論を示す。

- CFDにおいて、ガーゼの構造を正確に再現するのではなく、多孔質体モデルによって流体に対する抵抗としてモデリングした。その際、ガーゼの法線抵抗だけでなく接線抵抗も適切に考慮した多孔質体モデルを用いることで、本研究で調査した全ての風向において、流れ場を精度よく算出することができた。結論として、多孔質体モデルにおいて、対象物がガーゼのように厚みの小さい物体であっても、場合によっては接線抵抗を考慮する必要があることが示された。
- ガーゼ法捕集装置近傍では、気流が捕集装置を避けるように変化することから、一部の粒子はこの気流に乗ることで、ガーゼ部に到達することなく捕集装置を迂回するように流下する。風速、風向、粒径を考慮して、粒子のガーゼ部への到達率を定量的に

評価したところ、 $2\ \mu\text{m}$ と $20\ \mu\text{m}$ のような小さい粒子の場合、到達率は同程度であったが、 $200\ \mu\text{m}$ のような大きな粒子の到達率は小さい粒子に比べて飛躍的に大きいことが明らかとなった。したがって、大粒径粒子の飛来が予想される海岸付近では、到達率に対する粒径の影響に注意を払う必要がある。さらに、風向による到達率の違いは、風速が低いほど顕著であった。したがって、橋桁内など風速が小さいと予想される場所でガーゼ法を使用する場合は、風向の影響に特に注意する必要がある。また、風の状態によって到達率が大きく変化するため、ガーゼ法で得られた塩分量は、これまでの研究では考慮されていなかった風の状態を考慮して解釈する必要があるといえる。

- 内陸部のように大きな粒子が輸送されることが想定されない場合は、粒子飛散解析を行わなくとも、ガーゼ面風速を評価することで粒子の到達率を推定することができる。これは、粒子に作用する慣性力が十分に小さく、流体中での追従性が高いためである。一方、大きな粒子が飛来することが予想される海岸線付近でガーゼ法を使用する場合には、粒子飛散解析を行って到達率を評価する必要がある。
- 粒子のガーゼ部への到達率に対する、ガーゼ法捕集装置の木枠厚の影響を検討した。木枠厚 $5\ \text{mm}$ と木枠厚 $18\ \text{mm}$ の場合では、粒子の迂回効果の程度は変化しないことが明らかとなり、これは断面辺長比が小さい場合、流れ場特性に大きな違いがないことが原因と考えられる。一般的に使用されているガーゼ法捕集装置をみると、極端に木枠厚を大きくとることはないため、木枠厚についてはそれほど気にすることはないと考えられる。

第3章「ガーゼ繊維による塩分粒子の捕捉性能」では、第2章と同様にドライガーゼ法の捕集効率の解明を目的として、ガーゼ繊維周囲の流れ場と粒子挙動を CFD によって評価した。また、2章の検討内容を踏まえて、ガーゼ法の捕集効率を定量的に算出し、現地観測におけるガーゼ法の飛来塩分量の計測結果と、本研究で導出したガーゼ法の捕集効率を基に算出した飛来塩分量とを比較することで、捕集効率式の妥当性の検証を行った。以下に第3章の結論を示す。

- ガーゼは繊維が縦横格子状に配置された複雑な構造を有しているが、本研究では、まずこの縦横の構造を考慮せず、繊維を模した円柱が流れに対して直交方向に一直列並んだ状態を想定した解析を行った。続いて、縦横の構造を考慮し、十字状に配置された円柱の捕集効率を算出し、円柱の配置方法と捕集効率の関係を調査した。結果として、本研究で対象とした、風速、粒径、繊維径の条件下においては、捕集効率は、円柱の配置方法（並列配置、または十字状配置）によらず、円柱の配置間隔（=ガーゼの密度）によって決定されることが明らかとなった。
- 円柱の配置方法によらず、捕集効率は Re 数（接近風速に対応する）および塩分粒子の粒径の増大によって上昇することが明らかになった。これは粒子に作用する慣性力が上昇することに対応している。すなわち、粒子に作用する慣性力が増大することで、粒子が円柱の剥離流れに乗ることなく円柱表面に到達する割合が上昇したといえる。円柱の配置間隔も捕集効率においては重要なパラメータであり、円柱間距離が小さいほど捕集効率が高くなることが明らかとなった。これは、円柱間距離が小さいほど閉塞率が高まり、円柱近傍での主流方向風速が上昇し、粒子に作用する慣性力が増大す

るためである。

- 2章および3章の検討内容を踏まえて、ガーゼ法の捕集効率を、接近風速、風向、塩分粒子径に関して定量的に評価した。これによって、ドライガーゼ法の捕集塩分量から真の大気中塩分量を算出でき、橋梁周囲の流れの数値解析に基づく付着量計算の入力値として、ドライガーゼ法の観測結果を用いることが可能となる。

第4章「構造物壁面への塩分粒子の輸送・付着過程と圧力モデルによる付着量評価」では、橋梁各部位に付着する塩分量の推定モデルの確立を見据え、大気中を飛来する塩分粒子の構造物表面への輸送および付着過程について検討した。ここでは、断面辺長比の異なる5種類の矩形断面を対象として流れ場解析および粒子飛散解析を実施し、構造物周囲に形成される風の流れ場が粒子の輸送・付着プロセスに与える影響を評価した。また、構造物に付着する塩分量を構造物の壁面圧力値を用いて予測する手法を提案し、その精度検証を行った。以下に第4章の結論を示す。

- 種々の矩形断面まわりにおける粒子飛散解析の結果、特に断面の角部に多くの粒子が付着することが判明した。粒子が角部に多く付着するメカニズムは2つ考えられ、一つは矩形断面前面などに見られる、流速の上昇と粒子の集中によるものであり、もう一つは、矩形断面側面の前縁で見られる、流れの急速な反転によるものである。
- 粒子の慣性の大きさを表すストークス数 Stk を変えて粒子飛散解析を行い、 Stk の大きさによって矩形断面周辺における粒子の挙動が変化することを明らかにした。 Stk が小さいとき、粒子は流れに従って運動するため前面だけでなく、側面や背面に付着するが、 Stk が大きいケースでは粒子は流れに追従しなくなり、側面や背面における粒子の付着が見られなくなった。また、流れ場の影響を強く受ける Stk が小さいケースでは、粒子の付着分布と部位別付着量に大きな変化が見られなかったが、粒子の慣性が比較的大きいケースでは部位別付着量が急激に大きくなることが明らかになった。
- 異なる断面辺長比を有する矩形断面について、粒子飛散解析を実施したところ、断面辺長比によって粒子の輸送機構（粒子が輸送される経路）は異なり、結果として断面別に特徴的な付着分布が得られることが確認された。具体的には、剥離流れが時間平均的に再付着しない断面では、背面→側面の順に粒子が輸送されるので、側面では両端部で付着量が大きくなる。一方、剥離流れが時間平均的に再付着する断面では、側面→背面の順に輸送されるので、側面では両端部に加えて中央付近にも付着量の極大値が見られる。以上の様に、矩形断面における粒子の輸送・付着プロセスは、断面周囲の流れ場に大きく依存することが明らかとなった。
- 簡便な付着塩分量評価手法の確立を目指し、粒子の挙動と同様に構造物周囲の流れ場に基づいて決定される壁面圧力値を用いた付着量推定手法を提案した。具体的には、粒子の輸送に対しては流れ場の空間的な分布が重要であり、壁面の隣接する評価点の圧力差が疑似的に流れ場の時間平均的な粒子輸送力を表すと考え、矩形断面の平均圧力係数の面方向勾配に基づく付着量評価を行った。結果として、剥離流れに伴い最初に粒子が輸送される面では、平均圧力係数の面方向勾配によって付着分布を精度よく評価できる可能性が示された。

第5章「路面上から飛散した凍結防止剤の橋梁主桁への付着特性の解明」では、単独橋および並列橋を対象として、凍結防止剤の車両通過による大気中への飛散を仮定し、飛散した粒子の主桁への付着特性についてCFDを用いて検討した。また、橋梁の高欄に付加部材を設け、流れ場を強制的に変化させることで、付着量の低減を試みた。以下に第5章の結論を示す。

- 周囲に障害物のない単独橋においても、接近風速や粒径等の条件によっては、凍結防止剤由来の塩分が主桁に付着する可能性があることが明らかとなった。特に、路面下流側から飛散する比較的小さな粒子と、路面上流側から飛散する比較的大きな粒子に留意する必要があるといえる。
- 単独橋において、路面から周囲への凍結防止剤の飛散を抑制するという点では、上流側高欄に鉛直部材を設置することは有効である。一方、下流側高欄に設置した水平付加部材は、橋梁後方の渦を遠ざけることで桁下空間への塩分供給を抑えることが可能であり、主桁の腐食環境を改善することが可能と考えられる。2種類の付加部材を同時に適用した場合には、両者の長所が重なり、粒子の大きさに関わらず主桁への付着を効果的に抑制できると考えられる。
- 並列橋において、上流側橋梁から飛散した比較的大きな粒子は、粒子に働く重力と抗力がともに大きく、流れに対する追従性が低いため、渦に巻き込まれることによる主桁への付着は無かったが、接近風速によっては、下流側橋梁の外側主桁に粒子が直接飛散、付着する様子が確認された。ただし、主桁への付着量は橋梁の高低差によって大きく変化する。なお、粒径が大きい粒子が非常に多く主桁に付着していることから、並列橋においてはこのような粒子の付着が主桁の腐食の要因として最も影響が大きいと考えられる。
- 並列橋において、上流側橋梁の上流側高欄を延長させることで、比較的粒径の小さい粒子が上流側橋梁や下流側橋梁に付着しやすくなることはあるが、粒径の大きい粒子が下流側橋梁の外側主桁に大量に付着することを防ぐことができた。したがって、並列橋において、上流側橋梁の上流側高欄を延長させるのは凍結防止剤の主桁への付着量を低減させるのに効果的であるといえる。

本研究では、ガーゼ法捕集装置周囲およびガーゼ繊維周囲の風の流れをCFDによって評価することで、捕集効率を接近風速、風向、塩分粒子径に関して定量的に評価することに成功した。これにより、ガーゼ法による捕集塩分量を入力値として構造物周辺の流れ場に基づく粒子飛散解析を行うことで、橋梁などの構造物の任意の箇所に着した塩分量を定量的に評価することができ、構造物の効率的な維持管理への貢献が期待できる。

さらに、これまで十分に検討されてこなかった、構造物周囲の風の流れと塩分粒子の構造物壁面への輸送・付着プロセスの関係を詳細に明らかにした。これは、様々な形状を有する橋梁の付着量評価を考える上で重要といえる。また、提案した構造物壁面圧力に基づく付着量推定手法は、対象構造物周囲の流れ場を算出する必要は残るが、逐一粒子飛散解析を行う必要がなく、従来の粒子飛散解析に基づく手法に比べて簡便である。また、壁面圧力値によって付着量を評価できるため、橋梁周囲の圧力値に基づいて塩分が付着しづら

いような橋梁断面を検討することも出来る。

腐食防食便覧においては、凍結防止剤が散布される単独橋においては特に配慮事項が記載されていないが、本研究によって主桁への付着に注意を払わねばならないことが示されたのは、橋梁の維持管理上重要な結果と考えられる。また、風速や粒径の条件によっては、高欄に付加部材を設置することで、主桁への付着量を抑制できることが示された。これは、腐食環境そのものを改善できることから、鋼橋の無塗装使用や長寿命化に繋がり、維持管理費の低減が期待される。

6.2 今後の課題

本研究で算出したガーゼ法の捕集効率は、風速、風向、粒子径の関数となっており、捕集効率を評価するためにはこれらの要素を計測する必要がある。粒子径に関しては、内陸部へ輸送される粒子の粒径に地域差はあまりないと考えられるが、風速および風向については時々刻々変化するため、捕集効率を算出する上で重要なパラメータとなる。ただし、領域気象モデルによる解析や電源を必要とするエアサンプラーによる観測に比べれば、風況計測の負担は小さいものと思われる。また、ガーゼ法の捕集効率を評価する検討の過程で、粒子の付着に伴うガーゼ繊維の形状変化については取り扱っていない。粒径の小さい塩分粒子の場合、塩分粒子の堆積による捕集効率への影響は小さいものと思われるが、大きい粒子の場合には、その影響を無視出来ない可能性があり、検討の余地がある。

構造物の壁面圧力を用いた付着量評価に関して、推定精度には課題が残る。特に、推定モデルは塩分粒子が二次的（例えば、剥離型断面では、断面後流の渦によってまず一次的に背面へ付着し、ここで付着しなかった粒子が断面側面へと輸送され二次的に付着する）に供給される箇所ですべて付着分布を再現できていない。これは、面によって供給される粒子量が異なる影響を含んでいることが原因の1つと推察され、この影響についても考慮する必要があると考えられる。また、粒子飛散解析は3次元空間で行っているが、提案した圧力推定モデルは2次元的情報をもとに付着分布を推定しており、3次元的な流れの影響を考慮する必要性も考えられる。また、基本的に塩分粒子は湿った状態であるから、壁面へ衝突した粒子は全て付着すると仮定しているが、この仮定の妥当性についても検討すべきである。

凍結防止剤の主桁への付着に関して、本研究では車両通過による凍結防止剤の飛散を鉛直方向のみに限定しているが、水平方向にも飛散する可能性があり、その飛散方向が主桁への付着特性に影響を及ぼす可能性がある。また、粒子の飛散速度（初速度）の影響についても検討の余地がある。また、高欄への付加部材の設置による、主桁への付着量の低減の試みに関して、風の流れを一方向に限定して検討を行ったが、本検討とは反対の方向から風が吹いた場合の付加部材の効果について検討する必要がある。

付 録 A 並列橋周囲の流れの可視化実験結果

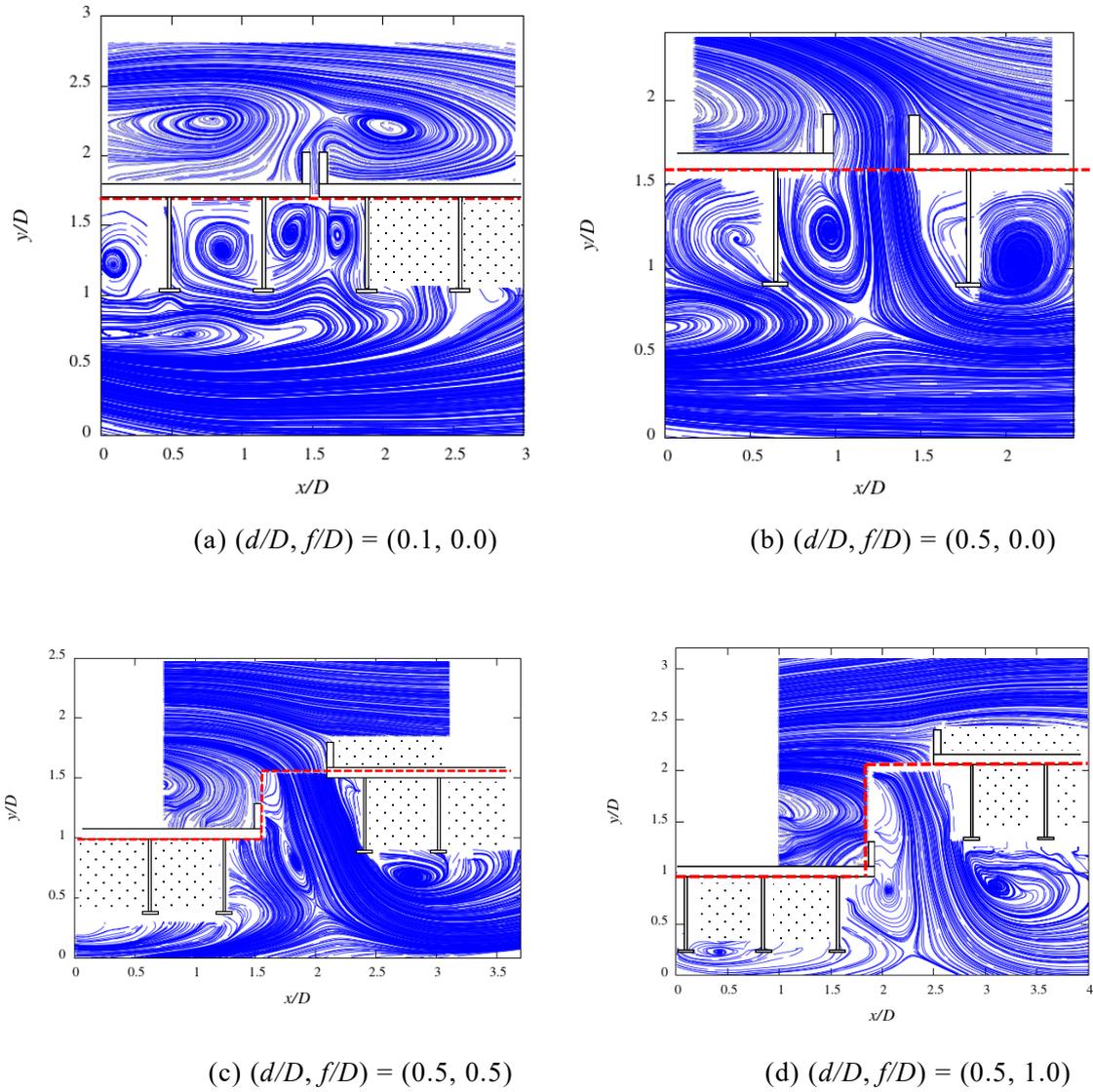
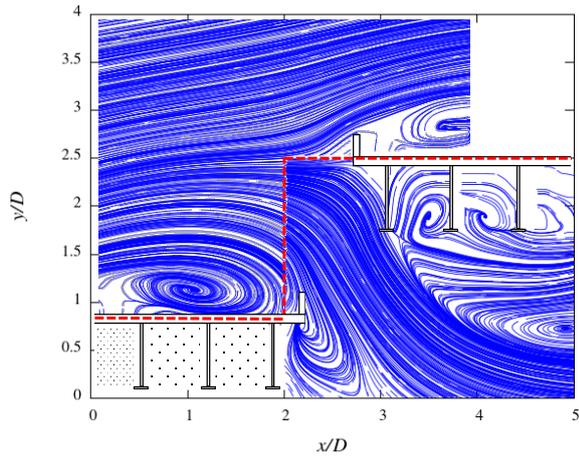
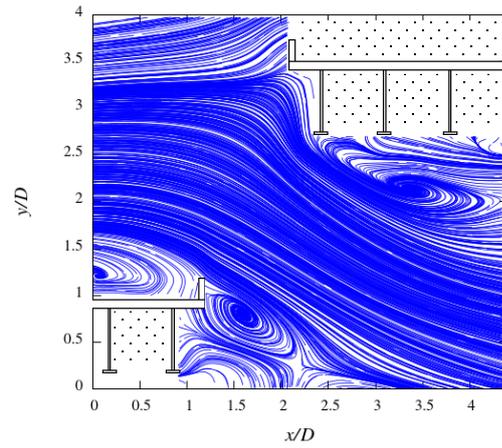


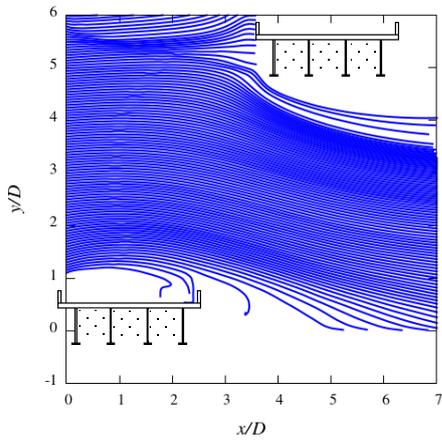
Fig. A.1 PIV 解析によって得られた並列橋周囲の時間平均流線 (1/3)



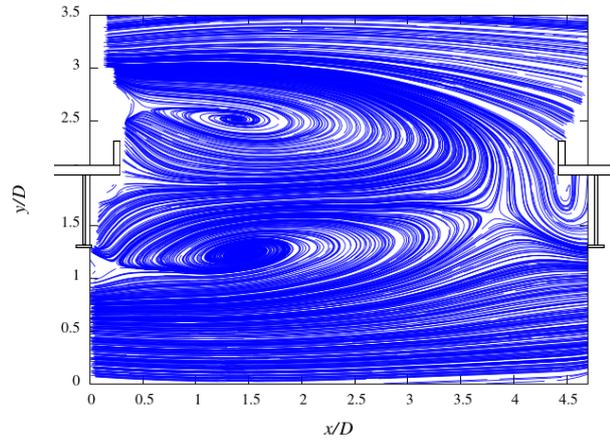
(e) $(d/D, f/D) = (0.5, 1.5)$



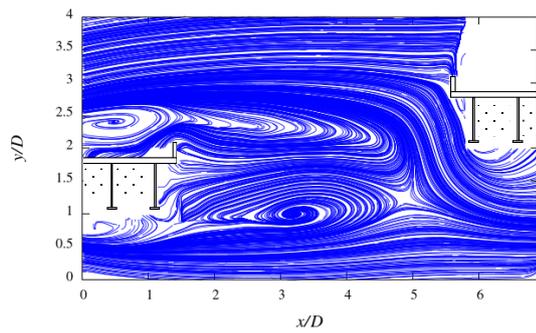
(f) $(d/D, f/D) = (0.8, 2.5)$



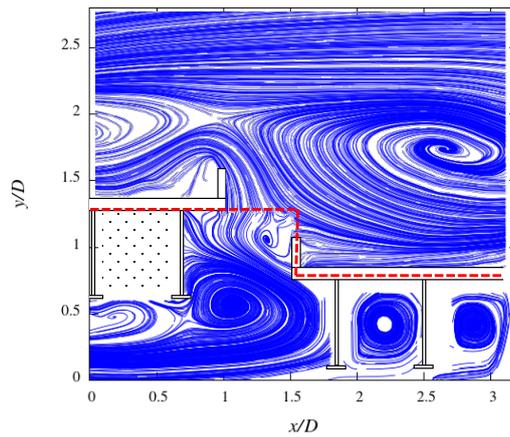
(g) $(d/D, f/D) = (1.0, 5.0)$



(h) $(d/D, f/D) = (4.0, 0.0)$

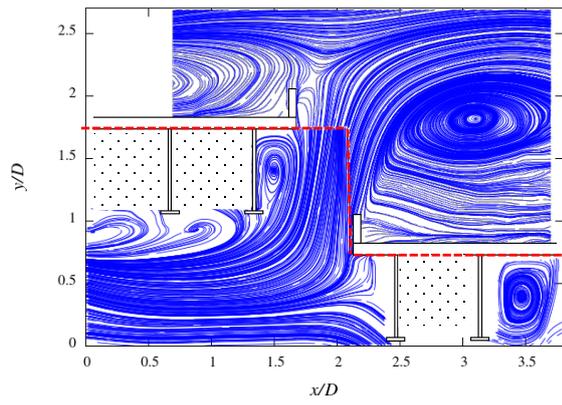


(i) $(d/D, f/D) = (4.0, 1.0)$

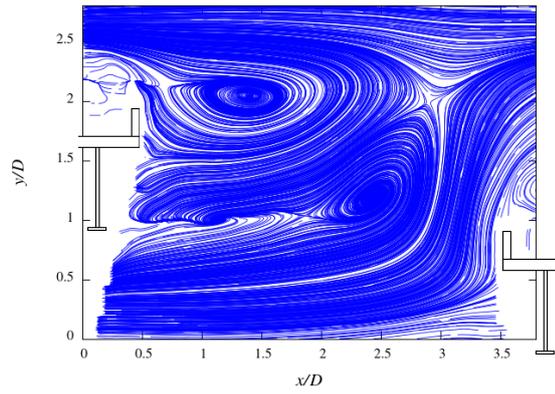


(j) $(d/D, f/D) = (0.5, -0.5)$

Fig. A.1 PIV 解析によって得られた並列橋周囲の時間平均流線 (2/3)



(k) $(d/D, f/D) = (0.5, -1.0)$



(l) $(d/D, f/D) = (3.0, -1.0)$

Fig. A.1 PIV 解析によって得られた並列橋周囲の時間平均流線 (3/3)

謝 辞

本論文は京都大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻構造工学講座橋梁工学分野において、多くの方々から御指導御鞭撻、御支援を頂きながら行った研究成果をまとめたものです。ここに深く感謝の意を述べさせていただきます。

八木知己教授（社会基盤工学専攻構造工学講座橋梁工学分野）には、筆者が修士課程在籍時から現在に至るまで、本論文のテーマである飛来塩分や風工学に関して常に熱心にご指導いただきました。多くの学会発表の機会を与えて頂き、この経験は私の今後の研究活動において大きな力になると考えております。また、私の進路に関する相談にもいつも快く応じて頂きました。深く感謝の意を表するとともに、お礼申し上げます。

故白土博通教授（社会基盤工学専攻構造工学講座橋梁工学分野）には、他校から進学した筆者を当研究室に快く受け入れて頂きました。進学以前より、親身になってお話を聞いてくださり、進学が決まった際には一緒に喜んでくださったことを今でもよく覚えています。また、研究に対する姿勢を一からご指導くださいました。心より感謝いたします。

清野純史教授（都市社会工学専攻地震ライフライン工学講座）には、本論文の取りまとめに際して貴重なご助言を賜りました。おかげさまで、より質の高い論文としてまとめることができたと確信しております。厚く御礼申し上げます。

杉浦邦征教授（社会基盤工学専攻構造工学講座構造力学分野）には、研究内容について特に実務的な観点からご意見を数多くいただきました。筆者にとりまして極めて貴重な内容であったと感じております。心より感謝いたします。

山上路生准教授（社会基盤工学専攻水工学講座水理環境ダイナミクス分野）には、数値計算や流体力学の観点から貴重なご意見を賜りました。本研究の更なる発展に繋がるものと感じております。厚く御礼申し上げます。

安琳准教授（社会基盤工学専攻構造工学講座構造ダイナミクス分野）には、飛来塩分に関する諸問題について熱心にご指導いただきました。また、ゼミの際には常に貴重なご質問をいただきました。ここにお礼申し上げます。

野口恭平助教（社会基盤工学専攻構造工学講座橋梁工学分野）には、本研究の遂行にあたり、様々な問題、疑問に対する的確なご助言を頂きました。また、日々の研究室生活において大変お世話になりました。ここに感謝の意を表します。

早田具子秘書（社会基盤工学専攻構造工学講座橋梁工学分野）には、研究室生活において、事務手続き等様々な面でお世話になりました。心より感謝申し上げます。

平野裕一氏（社会基盤工学専攻技術職員）には、現地観測や風洞実験において多大なる技術的支援をいただきました。ここに深く感謝申し上げます。

筆者が京都大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻構造工学講座橋梁工学分野に在籍した5年間、当研究室に所属されていた学生各位には大変お世話になりました。特に、腐食班として共に研究を行った、井伊悠氏（現：東日本旅客鉄道株式会社）、繁田匡寿氏（現：株式会社長大）、石渡純也氏（現：株式会社 IHI インフラシステム）、徳増秀俊氏（現：西

謝 辞

日本高速道路株式会社, 津田悠希氏 (現: 中部電力株式会社), 小池宏之進氏 (現: ジェイアール西日本コンサルタンツ株式会社), 宇野将平氏, 大森隼汰氏には多大なるご助力とご協力をいただきました. ここに記して謝意を表します.

松江工業高等専門学校環境・建設工学科, 広瀬望教授, 大屋誠教授, 武邊勝道教授には, 飛来塩分による橋梁の腐食という研究分野の基礎をご教授頂くと共に, 研究の進め方や論文の書き方などあらゆる点において熱心にご指導いただきました. 筆者が橋梁の腐食という魅力的な研究分野を突き進むことになったのは, まぎれもなく先生方のおかげであります. 心より感謝申し上げます.

本研究の一部は, JSPS 科研費 15H02261, 18K13820 および 21K14232, 一般社団法人日本鉄鋼連盟, 一般財団法人上田記念財団の助成を受けました. また, 数値計算の一部には京都大学学術情報メディアセンターのスーパーコンピュータを利用しております. 関係各位に謝意を表します.

最後に, いつも温かく見守ってくれた家族, そして日々私を支えてくれた友人に深い感謝と敬意を表し, 本論文の結びといたしたく存じます.

坪 倉 佑 太