

通勤バス車室内を対象とした空気感染リスクの空間 分布解析

黒川, 曜
九州大学大学院総合理工学府環境エネルギー工学専攻

<https://hdl.handle.net/2324/4785173>

出版情報：九州大学, 2021, 修士, 修士
バージョン：
権利関係：



令和 3 年 度

修 士 論 文

通勤バス車室内を対象とした
空気感染リスクの空間分布解析

九州大学大学院総合理工学府
環境エネルギー工学専攻
熱環境システム研究室

黒 川 曜

指導教員 伊 藤 一 秀

提出年月日 令和 3 年 2 月 7 日

目次

第 1 章 序章	1
1.1 はじめに	1
第 2 章 流れ場・温度場解析条件概要	2
2.1 解析モデル	2
2.1.1 数値人体モデル	2
2.1.2 路線バスモデル	3
2.2 解析ケース	4
2.2.1 人員密度条件	4
2.2.2 空調システム条件	4
2.3 日射負荷モデル	5
2.3.1 太陽光追跡手法	5
2.4 解析条件	8
2.4.1 流れ場・温度場解析条件	8
第 3 章 数値解析概要	9
3.1 流れの方程式と乱流理論の基礎	9
3.1.1 流体シミュレーションの基礎方程式	9
3.1.2 レイノルズ方程式	11
3.2 乱流モデル	13
3.2.1 標準 k- ϵ 型モデル	13
3.2.2 低 Reynolds 数型 k- ϵ 型モデル	15
3.2.3 SST モデル	18
3.3 計算格子	22
3.4 計算アルゴリズム	23
3.5 濃度場の数値解析	26

第 4 章 粒子拡散解析概要	27
4.1 水蒸気の輸送	27
4.1.1 水蒸気の輸送方程式	27
4.1.2 水蒸気のエンタルピーの輸送	27
4.2 粒子の輸送方程式	28
4.2.1 粒子の運動方程式	28
4.2.2 粒子の質量，温度の輸送方程式	30
4.2.3 分散相と連続相の連成解析	31
4.3 粒子拡散による感染リスク評価	34
4.3.1 粒子拡散解析の詳細条件	34
4.3.2 乗客の呼吸域モデル	36
4.3.3 感染リスクの評価手法	37
第 5 章 解析結果	38
5.1 流れ場解析結果	38
5.2 温度場解析結果	38
5.3 粒子拡散解析結果	38
第 6 章 考察と総括	52
6.1 解析結果の考察	52
6.1.1 流れ場・温度場解析結果の考察	52
6.1.2 粒子拡散解析結果の考察	52
6.2 本論の総括	52
参考文献	53
謝辞	55

第 1 章 序章

1.1 はじめに

居住地から最寄り駅までの公共交通を担う通勤バスは通勤通学需要を背景として常に一定の必要性がある．特に都心部では時間帯によっては乗車率が 100%に近づく過密状態となり，渋滞時には乗客の車室内滞在時間も相対的に長くなる傾向がある．乗客の過密時の空気質維持は空調システムに加え，窓の開放と乗降扉の開放に伴う外気導入効果も期待されるものの，過密・渋滞時には劣悪な室内空気質の条件下で長時間の乗車が強いられる状況もあるため，乗客にとってウイルスの感染経路になる懸念がある．さらに，通勤バス車室内には座席位置の高低差があり，立位・座位の乗客が混在するため，他の室内空間と比較して感染リスクの分布が異なる可能性が高いが，通勤バスの車室内環境を対象とした感染性浮遊粒子の飛散に関する研究報告例は少ない．

このような背景から，通勤バスの車室内環境を計測することは重要な課題であるが，実使用時に詳細計測することは容易では無い．それ故，車室内環境を詳細に再現することが可能な数値解析手法は最適環境設計のための有力な手法である．

本研究では，CFD 解析と数値人体モデル(CSP)を統合した解析手法を一般的な通勤バス車室内環境解析に適用し，不均一環境場の解析と咳に伴う粒子拡散の解析によって各乗客の感染性呼吸器疾患の感染リスクを予測評価することで，最適な車室内空調方式の検討を行うことを目的として解析を行う．

本論では，第 2 章において本解析で使用した人体モデル・バスモデルの概要と解析条件を示し，第 3 章において CFD 解析の手法を説明，第 4 章において粒子拡散解析の概要を説明する．そして第 5 章で解析結果を示し，第 6 章で人員密度と空調システムが通勤バス車室内の熱・空気環境場および感染性呼吸器疾患の感染リスクに与える影響についての考察と本論の総括をする．

第 2 章 流れ場・温度場解析条件概要

2.1 解析モデル

2.1.1 数値人体モデル

本研究では，通勤バス車室内の流れ場，温度場，粒子拡散解析を行うために，人体表面の幾何形状を詳細に再現した数値人体モデル(Computer Simulated Person; CSP)を作成した(図 2.1). CFD 解析の計算負荷を低減させるために CSP が床面や座席と接する部分を結合させて接触熱伝導は無視した. 本報では，CSP を用いた咳の吐出を再現するために口の開口形状として楕円型(長径 32mm，短径 14mm)の開口部を設定した (図 2.2). 表 2.1 に代表的な CSP の概要を示す.

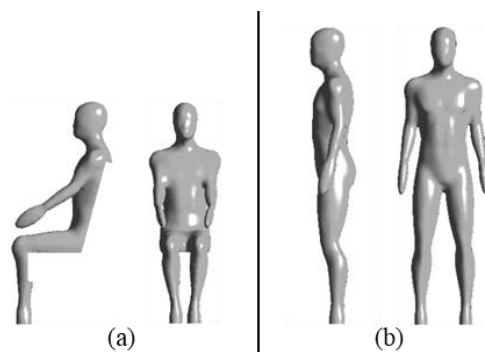


図 2.1 CSP の外形 (a) 座位モデル，(b) 立位モデル

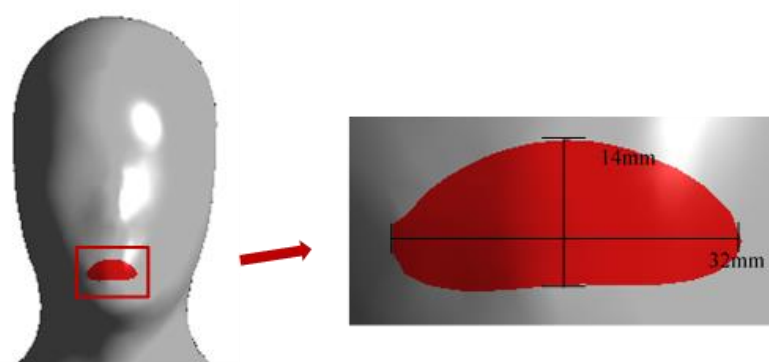


図 2.2 CSP の開口形状

表 2.1 CSP の概要

Segment	Seated Model	Standing Model
Area of Whole Body [m^2]	0.91	1.43
Height of Body [m]	1.2	1.7
The Number of Surface Mesh	6900	12700

室内環境解析に CSP を適用する際、特に静穏環境場では人体生理発熱に伴う熱上昇流の再現が重要となる．本解析では人体生理発熱再現のために Fanger の 1-Node model を皮膚表面の顕熱の境界条件として与えた．また、粒子は周囲環境の湿度に影響を受けて蒸発量が変化するため、湿度場の再現が重要である．したがって、皮膚境界面に一定の Water vapor mass fraction を与えた．

2.1.2 通勤バスモデル

本解析で使用する通勤バスモデルは、ISUZU 社から提供された CAD データ(図 2.3)をもとに内面形状のみを再現したモデルであり、メッシュ作成には ANSYS/ICEM を使用した．図 2.4 に全長、全高、全幅は図の通りである．バス壁面は断熱であり、窓面からの日射を再現した．

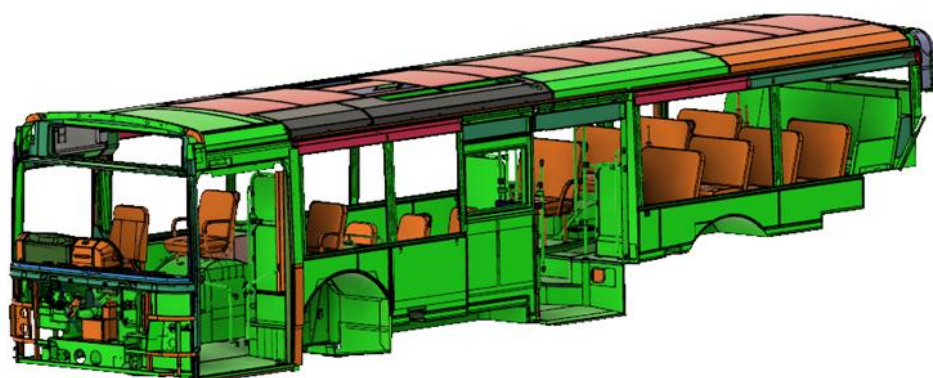


図 2.3 通勤バスの CAD データ

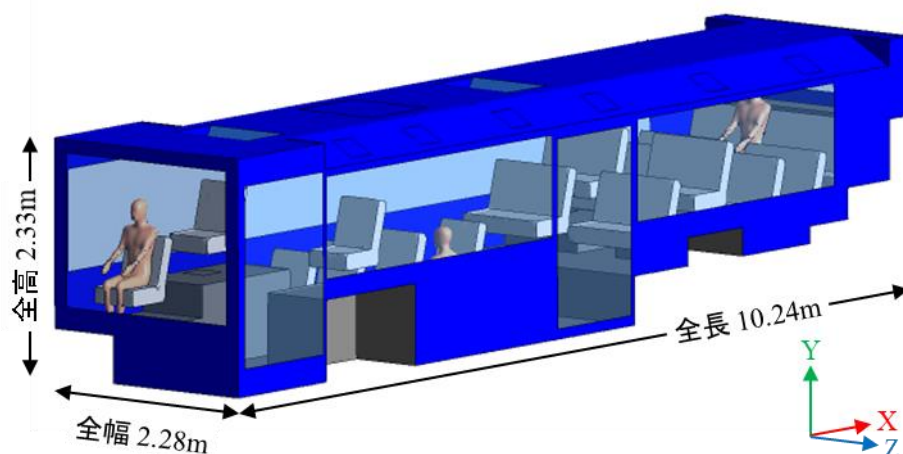


図 2.4 通勤バスモデルの外形

2.2 解析ケース

2.2.1 人員密度条件

本解析では通勤バス車室内の乗客人数が異なる 2 種類のケースを対象とした。図 2.5 に複数の CSP を車室内に設置することで再現した 2 種類の人員密度条件とメッシュ数を示す。(a)は満員状態の合計 79 人、(b)は満席状態の合計 31 人である。満席状態の 79 人を人員密度 100%と定義し、(b)の 31 人を人員密度 39%と定義した。

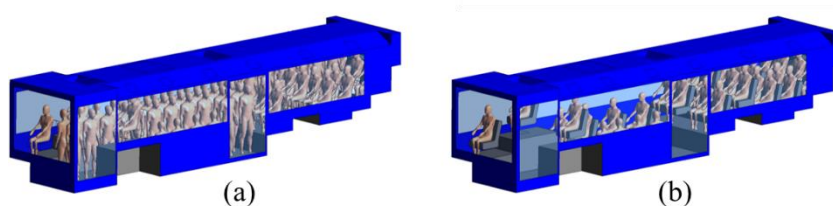


図 2.5 人員密度条件

(a) 100% (6.1 million mesh), (b) 39% (4.6 million mesh)

2.2.2 空調システム条件

本研究では、吹出口位置が天井のケースと床面のケースの 2 種類を空調システム条件とした(図 2.5)。天井吹出の本解析では走行時に生じる内外差圧や隙間換気などは考慮せず、定常解析を行った。表 2.2 に本研究で使用した解析ケースを示す。

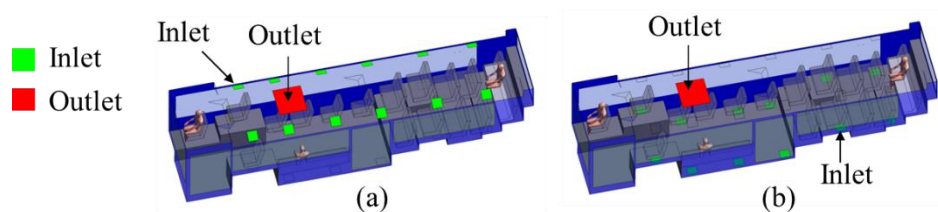


図 2.6 空調システム条件

(a) Standard layout, (b) DV layout

表 2.2 解析ケース

	Standard layout	DV layout
100%	Case1-A	Case1-B
39%	Case2-A	Case2-B

2.3 日射負荷モデル

バス車室内環境は人体発熱，空調による換気，窓面からの日射負荷によって支配されているため，日射の再現性はバス車室内の環境解析を実施するにあたり重要な要素の一つである．そこで，本研究では ANSYS/Fluent で用いられる一般的な手法を使用し，日射負荷の再現を試みた．

ANSYS/Fluent は，計算領域に入る太陽光線からの放射効果を計算するために日射負荷モデルを提供している．日射負荷モデルには太陽光追跡手法と DO 照射手法の 2 つのオプションがあり，本解析では太陽光追跡手法を使用した．太陽光追跡手法はエネルギー方程式の熱源として日射負荷を適用する非常に効率的で実用的な手段である．また，Discrete Ordinates (DO) モデルを使用してドメイン内の放射線効果を計算する場合，DO モデルに外部ビーム方向と強度のパラメータを直接与えるオプションが使用可能である．

2.3.1 太陽光追跡手法

太陽光追跡手法では，太陽の位置ベクトルと日射量によってモデル化された太陽光線により，指定した任意またはすべての壁面や入口/出口境界面で面ごとのシェーディング分析が実行され，すべての境界面と内壁に影および太陽光から生じる境界面の熱流束が計算される．太陽光追跡手法によって計算された結果の熱流束はエネルギー方程式のソース項となる．

太陽光追跡手法は直射日光，拡散日射，反射による内部散乱を計算する手法である．直射日光は Two-band spectral model が使用されるため，可視光域と赤外線域のそれぞれで吸収率，透過率が使用される．拡散日射には，single-band hemispherical-averaged spectral model が使用される．透過率と吸収率として適応する値は垂直面からの入射光線に対して定義されており，ANSYS/Fluent は太陽光の入射角に応じてこれらの値の再計算/補間を行う．

透過率は法線方向からの入射光に対する透過率に補正係数 $T_{ref}(\theta)$ を加えることにより，

$$T(\theta) = T(0)T_{ref}(\theta) \quad (2-1)$$

となる．ここで，透過率の補正係数 $T_{ref}(\theta)$ は以下のように書くことができる．

$$T_{ref}(\theta) = a_0 + a_2 \cos(\theta) + a_3 \cos^2(\theta) + a_3 \cos^3(\theta) + a_4 \cos^4(\theta) \quad (2-2)$$

また，反射率は法線方向からの入射光に対する反射率に補正係数 $Rref(\theta)$ を加えることにより

$$R(\theta) = R(0)(1 - Rref(\theta)) + Rref(\theta) \quad (2-3)$$

となる．ここで，反射率の補正係数 $Rref(\theta)$ は

$$Rref(\theta) = b_0 + b_1 \cos(\theta) + b_2 \cos^2(\theta) + b_3 \cos^3(\theta) + b_4 \cos^4(\theta) - T(\theta) \quad (2-4)$$

である．各多項式の係数は

	0	1	2	3	4
a	-0.0015	3.355	-3.840	1.460	0.288
b	0.9990	-0.563	2.043	-2.532	1.054

各表面に入射する日射負荷の計算において，拡散日射量と直達日射量の計算を区別する必要がある．直達日射は，透過境界面または開口境界面から室内へと入射する．透過境界面では，光の吸収と反射によって入射量が境界面で減衰する．一方，開口境界面では日射強度を低下させることなく室内へと入射する．室内へと入射した日射は，不透明な面に入射，もしくは透過性または開口面の境界から解析対象空間外に到達するまで解析対象空間で追跡される．その通過中に半透明の内壁を通過した場合，一部の放射線が境界面へと吸収され，一部が反射されるため，日射強度は減衰する．軌跡空間内部で反射された直接放射の合計値は，散乱放射量として計算される．

拡散日射は透過境界面から入射する．入射時，各透過面で拡散日射は吸収，外部へ反射，内部へと入射するものに分かれる．解析対象空間へ入射したものの合計値により，初期の拡散日射量を与えられている．この値に，直達日射からの反射成分である散乱放射が加えられることにより総拡散負荷となる．これは不透明か半透明かに関係なく，日射計算に関与しているすべての表面において均一に分布する．不透明な表面では，外部から入射する太陽光は計算されない．

太陽による日射負荷を計算するために大気条件を考慮した Fair Weather Conditions method を使用して解析を実行した．Fair Weather Conditions Method で使用される直達日射負荷の方程式は，ASHRAE Handbook より以下のように書くことができる．

$$Edn = \frac{A}{\frac{B}{e^{\sin(\beta)}}} \quad (2-5)$$

ここで、A は空気の質量を無視した場合の見かけの日射量であり、B は Atmospheric Extinction Coefficient (AEC)である。これらの値は晴天の日の地表面に基づいた値である。β は太陽高度（度単位）であり、Edn は晴天の日における地球の表面での直達日射量である。

Fluent 内における太陽モデルの拡散負荷の計算は、2001 年の ASHRAE Fundamental Handbook（第 20 章）で提案されている手法を利用している。鉛直面での拡散日射の方程式は次の式で与えられる。

$$Ed = CYEdn \quad (2-6)$$

ここで、C は 2001 年の ASHRAE ハンドブックの第 30 章の表 7 に値が示されている定数であり、Y は鉛直面の Ratio of sky diffuse radiation である（関数として計算される）。

垂直面以外の面の拡散日射の式は次の式で与えられる。

$$Ed = CEdn \frac{(i + \cos \varepsilon)}{2} \quad (2-7)$$

ここで、ε は水平面からの現在解析対象となっている面に対する傾斜角（度単位）である。

地表面からの反射による日射の方程式は次の式で与えられる。

$$Er = Edn(C + \sin \beta) \rho_g \frac{(1 - \cos \varepsilon)}{2} \quad (2-8)$$

ここで、ρ_g は地面の反射率である。

2.4 解析条件

2.4.1 流れ場・温度場解析条件

本解析は 2 種類の人員密度と 2 種類の空調システムをそれぞれ組み合わせた計 4Case を対象とした。全 Case において同一である主要な解析条件を表 2.3 に示す。日射負荷モデルは太陽光追跡手法を使用しており、その条件は晴天、6 月 21 日（夏至）、正午、東京(北緯 35.68 度、東経 139.77 度)、バス正面北向きである。人体モデルは夏の条件を想定して着衣抵抗 0.57clo 与えた。

表 2.3 流れ場・温度場解析条件

Bus scale	10.24m(X)×2.33m(Y)×2.28m(Z)
Turbulence Model	Low Re Type k-ε model
Algorithm	SIMPLE
Water Vapor Model	Speceis Transfer Model
Inflow	Flow rate; $1.2m^3/s$, Temperature; $21.3^{\circ}C$ Water vapor; $0.0078kg/kg'$
Outflow	Pressure outlet, Area; $0.76m^2$
Wall Treatment	Velocity; No-slip, Temperature; Adiabatic
Window Treatment	Absorptivity; 0.1, Transmissivity; 0.75
Solar Radiation	Solar ray tracing algorithm
Algorithm	Sunny, June 21th, Noon, Tokyo, Bus front facing north
Radiation Model	Surface to surface (S2S) model including view factors
Human Model	1-node model (Fanger model), Clothing; 0.57clo Water vapor; $0.01428kg/kg'$

第 3 章 数値解析概要

本研究では、人体熱モデルを通勤バスに配置し人体熱モデルが置かれた解析対象空間において吹出口から風速、温度を与えて、車室内における熱・空気環境シミュレーションを行う。そのため、流れ場、温度場の正確な数値予測は本研究において非常に重要な課題となる。この章では、流れ及びスカラ量の輸送を記述する基礎方程式を示すと共に、解析で用いた乱流モデル、計算アルゴリズムや室内濃度分布の予測手法等を解説する。

3.1 流れの方程式と乱流理論の基礎

3.1.1 流体シミュレーションの基礎方程式

非圧縮性の流体现象は(3-1)式に示す連続の式と(3-2)式に示す Navier-Stokes 方程式により記述される。

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3-1)$$

$$\frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [2\mu \tilde{S}_{ij}] + \tilde{\rho} \tilde{X}_i \quad (3-2)$$

ここに、

ρ : 流体の密度

u_i : 速度ベクトルの x_i 方向成分

P : 圧力

X_i : x_i 方向に作用する外力

μ : 粘性係数

を表し、 $\sim$ は瞬時値を表す。

また $\tilde{S}_{ij}$ は瞬時歪速度を表し、

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (3-3)$$

である。

三次元非等温気流の未知数は風速三成分、圧力、密度と温度の 6 個となり、式(3-1)、(3-2)にエネルギー方程式と状態方式を加えて、方程式を閉じることができる。

(3-1)式で示された連続の式は質量保存則より導かれる。(3-1)式の左辺第 1 項は単位体

積に占める流体質量の時間変化率を示しており、これに関与するのは左辺第 2 項に示す移流によって流入及び流出する流体質量である。

また、(3-2)式に示される Navier-Stokes 方程式は運動量保存則を示し、Newton の第 2 法則に基づいて導かれる。(3-2)式の左辺第 1 項の次元は $\left[\frac{\text{kgm/s}}{\text{m}^3}\right]$ となり、単位体積あたりの運動量の x_i 方向成分を表している。この変化率に関与するのは、移流による運動量の流入流出収支（左辺第 2 項）、 x_i 方向の圧力勾配による法線応力（右辺第 1 項）、フックの法則に従う歪速度に比例する応力（右辺第 2 項）、及び外力（右辺第 3 項）である。

本研究の内容に含まれる、建築環境工学及び建築設備分野における取り扱われる問題は、常温付近の低速気流がほとんどで、密度変化は温度変化による浮力のみを考慮すればよい場合が多い。そこで、式(3-1)を用いて式(3-2)を式(3-4)のように変形する。

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} + \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial}{\partial x_j} [2\mu \tilde{S}_{ij}] + g_i \quad (3-4)$$

外力として重力を想定し、 x_3 を鉛直上向きの座標とすれば $g_3 = -9.8\text{m/s}^2$ となる。

流体の温度 $\tilde{T}$ を基準絶対温度 T_0 とそれからの偏差 $\tilde{\theta}$ に分解すれば、

$$\tilde{T} = T_0 + \tilde{\theta} \quad (3-5)$$

となり、密度 $\tilde{\rho}$ についても同様に、基準密度 ρ_0 とそれからの差 $\Delta\tilde{\rho}$ に分解すれば、

$$\tilde{\rho} = \rho_0 + \Delta\tilde{\rho} \quad (3-6)$$

となる。ここで、 ρ_0 は基準絶対温度 T_0 における流体の密度である。

シャルルの法則より

$$\tilde{\rho}\tilde{T} = \rho_0 T_0 \quad (3-7)$$

となる。これを $\tilde{\rho}$ について解き、 T_0 周りでテーラー展開し、一次の正確度で近似して、式(3-8)を得る。

$$\Delta\tilde{\rho} = -\beta\rho_0\tilde{\theta} \quad (3-8)$$

β は体積膨張率と呼ばれ、流体が気体の場合は

$$\beta = 1/T_0 \quad (3-9)$$

となる。圧力 $\tilde{P}$ についても基準圧力 P_0 とそれからの偏差 $\Delta\tilde{p}$ に分解して、(3-10)式のように表し、 P_0 を(3-11)式で表す。

$$\tilde{P} = P_0 + \Delta\tilde{p} \quad (3-10)$$

$$P_0 = \rho_0 g_i x_i + \text{const} \quad (3-11)$$

鉛直方向以外の座標では基準圧力は一定となるが、鉛直上向きの座標では、上部に行くほど基準圧力は低下する。

以上より、式(3-4)の右辺第 1 項を一次の正確度で分解すれば次のようになる。

$$-\frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} \approx -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P_0}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \Delta \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\Delta \tilde{\rho}}{\rho_0^2} \frac{\partial P_0}{\partial x_i} = -g_i - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \Delta \tilde{p}}{\partial x_i} - \beta g_i \tilde{\theta} \quad (3-12)$$

式(3-12)を式(3-4)に代入し，流体の密度変化を無視し，非圧縮流体として取り扱うとすれば，基礎方程式はエネルギー方程式を加えて次のように表される．

$$\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3-13)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [2\nu \tilde{S}_{ij}] - \beta g_i \tilde{\theta} \quad (3-14)$$

$$\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{\theta} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[a \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x_j} \right] \quad (3-15)$$

ここで， $\Delta p \rightarrow p$ として書き換えている． a は温度拡散率を， ν は動粘性係数を表す．状態方程式が省略されているのは密度を未知数から除いたためであり，先と同様閉じた系を構成している．

3.1.2 レイノルズ方程式

建築環境工学で取り扱われる流れのほとんどは乱流であり，流れ場の代表長さ L ，代表速度 U とおくと，流れ場を代表する Re 数(UL/ν で表される)は非常に大きなオーダーとなる．計算負荷を削減するためには，流れ場に発生する最大スケールの変動と最小スケールの変動の比は $Re^{3/4}$ に比例して増大することが知られており， Re 数が大きい乱流における最小スケールの変動までの数値的なシミュレーションは，膨大な計算負荷を伴う．計算負荷を削減するために，乱流運動の全てをモデル化し，式(3-13)～(3-15)に平均操作を加えた基礎式を解析対象とする方法を用いる．この手法は RANS(Reynolds-Averaged Numerical Simulation)と呼ばれる．以下では，RANS で用いられるレイノルズ方程式の導出を示す．

式(3-13)～(3-15)の未知数が大文字で表した平均値と小文字で表した変動値から成るものとして(3-16)式，(3-17)式で表す．

$$\tilde{u}_i = U_i + u_i \quad (3-16)$$

$$\tilde{\theta} = \Theta + \theta \quad (3-17)$$

アンサンブル平均をオーバーバーで表すと，

$$U_i = \overline{\tilde{u}_i} \quad (3-18)$$

$$0 = \overline{u_i} \quad (3-19)$$

となる．変動成分の積の平均が 0 とはならないことを考慮すると，

$$\overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} = U_i U_j + \overline{u_i u_j} + \overline{U_i u_j} + \overline{u_i U_j} = U_i U_j + \overline{u_i u_j} \quad (3-20)$$

式(3-13)～(3-15)に平均操作を施すと、式(3-21)～(3-23)を得る。

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3-21)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_i U_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [2\nu S_{ij} - \overline{u_i u_j}] - \beta g_i \Theta \quad (3-22)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + \frac{\partial \Theta U_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[a \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} - \overline{\theta u_j} \right] \quad (3-23)$$

ここで、 S_{ij} は平均流の歪速度で、(3-24)式により表される。

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \quad (3-24)$$

式(3-22)は特にレイノルズ方程式と呼ばれている、平均化によって追加された項 $-\overline{u_i u_j}$ は乱流変動による応力を表し、レイノルズ応力と呼ばれる。同様に平均化されたエネルギー方程式中の $-\overline{\theta u_j}$ は乱流熱フラックスと呼ばれる。乱流モデルにおいて、これらの変動量の相関項をどう取り扱うかが主要な課題となっている。

また、(3-22)式の両辺に U_i を乗じ、式(3-21)を用いることにより、平均流の運動エネルギー方程式(3-25) が求まる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} U_i U_i \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{2} U_i U_i U_j \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{P}{\rho_0} U_j + 2\nu U_i S_{ij} - \overline{u_i u_j} U_i \right) + \overline{u_i u_j} S_{ij} - \beta g_i \Theta U_i - 2\nu S_{ij} S_{ij} \quad (3-25)$$

式(3-25)の左辺第1項は平均流の運動エネルギーの時間変化率、第2項は運動エネルギーの平均流による輸送を表す。また、(3-25)式右辺第1項はそれぞれ圧力勾配、粘性応力、レイノルズ応力による拡散を表し、第2項はレイノルズ応力による仕事、第3項は浮力による仕事、第4項は粘性による運動エネルギーの直接散逸を表している。右辺において、第1項は運動エネルギーの空間分配に関わる項であり、全体の増減には関係しない。残りの項は運動エネルギーの増減に影響する。式(3-25)の両辺に $\tilde{u}_i$ を乗じ、平均操作をした後に式(3-23)を差し引くと、乱流エネルギーの方程式(3-26)が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{2} \overline{u_i u_i U_j} \right) = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{u_j \left(\frac{u_i u_i}{2} + \frac{p}{\rho_0} \right)} - \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \right) \right] - \overline{u_i u_j} S_{ij} - \beta g_i \overline{\theta u_i} - \nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (3-26)$$

平均流の運動エネルギー同様, (3-26)式の左辺第1項は乱流エネルギーの時間変化率, 第2項はその平均流による輸送, 右辺第1項における分配項は, 乱流変動, 圧力変動, 粘性応力による拡散を表す. また右辺第2項はレイノルズ応力による乱流エネルギー生産項, 第3項は浮力による乱流エネルギー生産項と呼ばれる. 右辺第4項は乱流エネルギーの粘性散逸項と呼ばれ, 常に負の値を取る.

3.2 乱流モデル

本節では, アンサンブル平均された Navier-Stokes 方程式 (Reynolds 方程式)を出発点とする乱流モデルである RANS(Reynolds Averaged Navier-Stokes)モデルの内, 代表的なモデルである k-ε 型 2 方程式モデル, 低 Reynolds 数型 k-ε 型モデルを解説する.

3.2.1 標準 k-ε 型モデル

レイノルズ方程式中におけるレイノルズ応力は速度変動量の相関項であり, この項を平均量等でモデル化し, 方程式系を閉じる必要がある. ここでは Reynolds Stress が平均速度勾配に比例すると仮定する渦粘性モデル(Eddy Viscosity Model)を用いる. このモデルは, 分子粘性の力学メカニズムを乱流にアナロジーとして適用した現象論的モデルであり, 建築環境工学や建築設備工学などの実用問題では, 計算予測精度や計算負荷, 計算の安定性などの要素を総合的に考慮できるため広く用いられているモデルである.

渦動粘性係数モデルを用いると, レイノルズ応力は次のようにモデル化される.

$$-\overline{u_i u_j} = 2\nu_t S_{ij} - \frac{2}{3}\delta_{ij}k \quad (3-27)$$

ここで, 乱流エネルギーを表す k は(3-28)式としている.

$$k = \frac{\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + \overline{u_3^2}}{2} = \frac{\overline{u_i u_i}}{2} \quad (3-28)$$

(3-27)式はブシネスクにより提唱されたのでブシネスク渦粘性モデルなどと呼ばれる. 同様に, 乱流熱フラックスは次のように近似される.

$$-\overline{\theta u_j} = \frac{\nu_t}{\sigma_\theta} \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \quad (3-29)$$

σ_θ は渦動粘性係数に対する渦温度拡散係数の比を表し, そのオーダーは 1 である.

ここで示す標準 k - ε 型モデルは、乱流エネルギー： $k(\propto v^2)$ と粘性散逸率： $\varepsilon(\propto v^3/l)$ を用いて記述するモデルであり、両者を算出するためにモデル方程式を解く。

渦動粘性係数 ν_t を k と ε を用いて記述すると次式となる。

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3-30)$$

ここに、 C_μ はモデル定数であり、一般に 0.09 が用いられる。

高 Re 数流れでは、2.1.2 節で述べた乱流エネルギー生産項 ($P_k \equiv -\overline{u_i u_j} S_{ij}$) とその粘性散逸項 ($\varepsilon \equiv 2\nu \overline{S_{ij} S_{ij}}$) がバランスしていることが知られている。即ち、 $P_k \approx \varepsilon$ である。対象を $x_1 x_2$ 平面の二次元気流とし、 $\partial U_1 / \partial x_2$ のみが正で他はゼロとなる純せん断流れとすると、これに渦動粘性係数 ν_t を乗じることで次のように表すことができる。

$$\nu_t \varepsilon \approx \nu_t P_k = \nu_t \left(-\overline{u_1 u_2} \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \right) = (\overline{u_1 u_2})^2 \approx C_\mu \cdot k^2 \quad (3-31)$$

乱流エネルギー方程式は、式(3-26)中の乱流拡散部分を勾配拡散近似し、さらに右辺第 2 項のレイノルズ応力と右辺第 3 項の乱流熱フラックスを式(3-27)、(3-29)で近似して次のモデル式を用いる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + G_k - \varepsilon \quad (3-32)$$

$$P_k = 2\nu_t S_{ij} S_{ij} \quad (3-33)$$

$$G_k = \beta g_i \frac{\nu_t}{\sigma_\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} \quad (3-34)$$

ここで、 σ_k はモデル定数である。

ε の輸送方程式は、次のようにモデル化される。

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} \cdot [C_{\varepsilon 1} \cdot (P_k + C_{\varepsilon 3} G_k) - C_{\varepsilon 2} \cdot \varepsilon] \quad (3-35)$$

ここで、 $\sigma_\varepsilon, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}$ はモデル定数である。モデル定数は格子背後の乱流エネルギーの減衰、平面混合層における長さスケールの発達、壁乱流の対数領域に関する実験データに基づいて調整された以下の数値を用いるのが一般的である。

$$\sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3, \quad C_{\varepsilon 1} = 1.44, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92$$

また、 $C_{\varepsilon 3}$ の設定法についてはいくつか提案がある。よく用いられている方法としては、 ε の輸送方程式における浮力の影響は無視できるとして $C_{\varepsilon 3} = 0$ とおく方法がある。また、他には $G \geq 0 \Rightarrow C_{\varepsilon 3} = 1$, $G < 0 \Rightarrow C_{\varepsilon 3} = 0$ と、浮力生産項の符号に応じて異なる係数を用いる方法や重力方向の平均速度成分を ν 、重力と直角方向の速度成分を u とおいて、

$C_{\varepsilon 3} = \tanh \left| \frac{\nu}{u} \right|$ とおく方法(この場合、流れが水平方向の場合は $C_{\varepsilon 3} = 0$ 、鉛直方向の場合は

$C_{\varepsilon 3}=1$)などがある。

(3-32)式で示された乱流エネルギー k の輸送方程式及び(3-35)式で示された粘性散逸率 ε の輸送方程式を解くことで、(3-30)式より渦動粘性係数 ν_t が算出される。標準型 k - ε モデルで用いる方程式系をまとめて表 3-1 に示す。

表 3-1 標準型 k - ε モデルの基礎方程式一覧

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3-36)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + G_k - \varepsilon \quad (3-37)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} \cdot [C_{\varepsilon 1} \cdot (P_k + C_{\varepsilon 3} G_k) - C_{\varepsilon 2} \cdot \varepsilon] \quad (3-38)$$

$$P_k = 2\nu_t S_{ij} S_{ij} \quad (3-39)$$

$$G_k = \beta g_i \frac{\nu_t}{\sigma_\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} \quad (3-40)$$

上式中の各定数は $C_\mu=0.09$, $\sigma_k=1.0$, $C_{\varepsilon 1}=1.44$, $C_{\varepsilon 2}=1.92$, $\sigma_\varepsilon=1.3$

3.2.2 低 Reynolds 数型 k - ε 型モデル

3.2.1 節に示した標準型 k - ε モデルは、 Re 数が十分に大きく、等方的な流れ場を対象とした乱流モデルであり、非等方性の強い流れ場や壁面近くの粘性底層等の Re 数が小さい場合には正確な解を得ることは困難となる。また標準型 k - ε モデルは壁面近傍の粘性の影響が強い領域に関しては解析対象としないことが多く、壁面と流体側第 1 セルの間の関係を示す普遍関数、即ち壁法則を仮定し、これにより壁面境界条件を与えている。例えば付着境界層においては、 $\log \text{ law}$ や power law 等の壁関数が提案されており十分な解析精度を持つことが示されているが、壁面近傍では付着、衝突、再付着及び熱移動に伴う温度境界層の問題等が存在し、1 種類の普遍関数を定義して解析を行うことには問題が多い。こういった標準型 k - ε モデルの問題点を改善するために低 Re 型 k - ε モデルが開発されている。

低 Re 型 k - ε モデルでは、渦動粘性係数 ν_t を算出する際に壁座標(wall unit) $y^+ (=u_\tau y/\nu)$, u_τ は壁面摩擦速度, y は壁面からの距離), 乱流レイノルズ数 $R_t (=k^2/\nu\varepsilon)$ 等をパラメータ

とする減衰関数 f_μ を導入している点, ε 方程式中の生産項及び消散項に関してモデル関数 f_1, f_2 を導入している点, 壁面近傍では十分に細かいメッシュ分割を施し, **no-slip** の壁面境界条件を用いる点等の改善が為され, 壁近傍の乱流挙動, 低 **Re** 数効果, 乱れが減衰し疑似層流化する流れ場等の再現性に関して実績を上げている. 最も一般的な低 **Re** 型 **k- ε** モデルの基礎方程式を表 3-2 に示す. f_μ 及び f_1, f_2 はモデル関数, D 及び E は $\bar{\varepsilon}$ を用いる場合の付加項である. 表 3-2 中の基礎方程式中で, $f_\mu = f_1 = f_2 = 1$ とし, 更に $D=E=0$, $\bar{\varepsilon}=\varepsilon$ とすれば表 3-1 に示した通常の標準型 **k- ε** モデルとなる.

表 3-2 低 **Re** 型 **k- ε** モデルの基礎方程式一覧

$$\nu_t = C_\mu \cdot f_\mu \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3-41)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + G_k - (\bar{\varepsilon} + D) \quad (3-42)$$

$$\frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\varepsilon} U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] + \frac{\bar{\varepsilon}}{k} \cdot [C_{\varepsilon 1} \cdot (P_k + C_{\varepsilon 3} G_k) - C_{\varepsilon 2} \cdot \bar{\varepsilon}] + E \quad (3-43)$$

$$P_k = 2\nu_t S_{ij} S_{ij} \quad (3-44)$$

$$G_k = \beta g_i \frac{\nu_t}{\sigma_\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} \quad (3-45)$$

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon - 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_k} \right)^2 \quad (3-46)$$

上式中の各定数は $C_\mu=0.09$, $\sigma_k=1.0$, $C_{\varepsilon 1}=1.44$, $C_{\varepsilon 2}=1.92$, $\sigma_\varepsilon=1.3$

本研究では, 低 **Re** 型 **k- ε** モデルを用いた CFD-Virtual Manikin 連成解析を行う (解析の詳細は第 3 章に示す). 解析にあたって低 **Re** 型 **k- ε** モデルには **Abe-Nagano** モデルを用いた. 以下では, **Abe-Nagano** モデルについての詳細とともに, 代表的な低 **Re** 型 **k- ε** モデルとして知られている **Murakami-Kato-Chikamoto** モデルの詳細についても合わせて示す

Abe-Nagano モデル

多くの低 **Re** 型 **k- ε** モデルでは, 壁座標 y^+ を利用するモデル関数が一般的に用いられ

ている．しかし， y^+ は壁面摩擦速度 $u_\tau=0$ となる位置において $f_\mu=0$ となるモデルが多く，この場合に渦動粘性係数 $\nu_t=0$ となるので物理的に不合理となる．その為，Abe-Nagano モデルは y^+ の代わりに速度スケールとして kolmogorof の速度スケールを用いたパラメータ y^* を利用し，剥離，再付着を伴う流れ場にも適用可能な低 Re 型 k- ε モデルとなっている．実際に Abe- Nagano モデルはバックステップ流れを精度良く再現することが示されている．表 3-3 に Abe- Nagano モデルのモデル関数及び数値定数を示す．(3-50)式は ε の壁面境界条件を示す．また(3-53)式で示される η は kolmogorof の長さスケールを，(3-54)式で示される u_ε は kolmogorof の速度スケールを示す．

表 3-3 Abe- Nagano モデルのモデル関数及び数値定数

$$f_\mu = \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{y^*}{14}\right) \right\}^2 \left[1 + \frac{5}{R_t^{\frac{3}{4}}} \cdot \exp\left\{ \frac{R_t^2}{200} \right\} \right] \quad (3-47)$$

$$f_1 = 1.0 \quad (3-48)$$

$$f_2 = \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{y^*}{3.1}\right) \right\}^2 \left[1 - 0.3 \cdot \exp\left\{ -\left(\frac{R_t}{6.5}\right)^2 \right\} \right] \quad (3-49)$$

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon = 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2 \quad (3-50)$$

$$R_t = \frac{k^2}{\nu_\varepsilon} \quad (3-51)$$

$$y^* = \frac{u_\varepsilon y}{\nu} = \frac{y}{\eta} \quad (3-52)$$

$$\eta = \frac{\nu^{\frac{3}{4}}}{\varepsilon^{\frac{1}{4}}} \quad (3-53)$$

$$u_\varepsilon = (\nu_\varepsilon)^{\frac{1}{4}} \quad (3-54)$$

$$C_\mu=0.09, \quad \sigma_k=1.4, \quad C_{\varepsilon 1}=1.5, \quad C_{\varepsilon 2}=1.9, \quad \sigma_\varepsilon=1.4, \quad D=E=0$$

Murakami-Kato-Chikamoto モデル

Murakami-Kato-Chikamoto モデルは壁面近傍での層流化現象のみならず，壁面の影響を直接受けない領域(non-near-wall region)で乱れが減衰し層流化した場合の流れを明確に対象としたモデルである．上記の Abe-Nagano モデルを基に，モデル関数中のパラメータである(3-52)式の y/η を，部分的に $1/\eta$ に変更し，壁近傍の層流化効果に加え，壁から離れた領域での層流化効果に対応しうるように改良したものである．表 3-4 に Murakami-Kato-Chikamoto モデルのモデル関数及び数値定数を示す．ここで，(3-58)式は ε の壁面境界条件を示す．

表 3-4 Murakami-Kato-Chikamoto モデルのモデル関数及び数値定数

$$f_{\mu} = \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{y^*}{14}\right) \right\}^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{R_t^{\frac{3}{4}}}{2.4}\right) \right] \cdot \left[1 + \frac{1.5}{R_t^{\frac{5}{4}}} \right] \quad (3-55)$$

$$f_1 = 1.0 \quad (3-56)$$

$$f_2 = \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{y^*}{3.1}\right) \right\}^2 \left[1 - 0.3 \cdot \exp\left\{-\left(\frac{R_t}{6.5}\right)^2\right\} \right] \quad (3-57)$$

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon = 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2 \quad (3-58)$$

$$\frac{1}{\eta} = R_t^{\frac{3}{4}} \quad (3-59)$$

$$l = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad (3-60)$$

$$C_{\mu} = 0.09, \quad \sigma_k = 1.4, \quad C_{\varepsilon 1} = 1.5, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.9, \quad \sigma_{\varepsilon} = 1.4, \quad D = E = 0$$

3.2.3 SST モデル

SST (Shear Stress Transport)モデルは F.R.Menter によって 1994 年に開発されたモデルで，壁付近に $k-\omega$ モデル，壁から離れた領域に $k-\varepsilon$ モデルを適用することとして，両者を使い分けることで欠点を補うことのできる乱流モデルである．このモデルの長所としては基礎方程式に補正を行うことなしに低レイノルズ数乱れモデルとして使用できることが挙げられる．また，衝突域等で問題となる乱流エネルギーの過大生産に対する

補正が組み込まれているので，このような領域における熱伝達や風圧係数の予測精度は k - ε モデルよりも一般に高い．

k - ω モデルは元々航空工学の分野において用いられていたモデルで， k - ε モデルが逆圧力勾配のある境界層におけるせん断応力を過大評価する傾向にあることから，その改善モデルとして Wilcox により提案されたものである．このモデルには低レイノルズ数の効果，圧縮性の効果，せん断流の広がりの効果を取り入れている． k - ε モデルのように壁面付近で特別な処置をする必要がなく，境界層内の流れなど壁面付近の流れの予測に適したモデルとされている．また， $y^+ < 1$ といった境界層内の流れを詳細に解像するメッシュで計算する際に有効なモデルとされている．Wilcox モデルによる物体遠方での後流，混合層，二次元噴流，円形噴流に対する自由せん断流の広がりやの予測結果は，実験結果とよく一致した結果を得ており，したがって，壁面境界流れや自由せん断流に適用できる．

k - ω モデルでは乱流統計量の第二変数として，乱れの周波数 ω （乱れの特徴時間を $T(=\varepsilon/k)$ ，実験係数を C_μ とおいて $\omega = 1/C_\mu T[1/s]$ ）を用いる． k - ω モデルでは， ω に関する輸送方程式は ε 方程式と同様， k 方程式との相似性を仮定して導出されており，基礎方程式は次の形となる．

$$\frac{dk}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - C_\mu \omega k \quad (3-61)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + C_{\omega 1} \frac{P_k}{\nu_t} - C_{\omega 2} \omega^2 \quad (3-62)$$

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (3-63)$$

$$\varepsilon = C_\mu \omega k \quad (3-64)$$

この場合，壁付近の粘性低層における k ， ω の挙動は，移流，乱流拡散，乱流エネルギー生産を無視して，以下の式に従う．

$$C_\mu \omega k = \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu \frac{\partial k}{\partial y} \right] \quad (3-65)$$

$$C_{\omega 2} \omega^2 = \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu \frac{\partial \omega}{\partial y} \right] \quad (3-66)$$

ここで $k = k_0 y^m$ ， $\omega = \omega_0 y^n$ などとおいて壁表面への漸近挙動を分析すると， $k \propto y^{3.23}$ ，

$\omega \propto y^{-2.0}$ となるが，さらに式(3-64)を用いて， $\varepsilon \propto y^{1.23}$ を得る．これは， k ， ε の漸近挙動が $k \propto y^{2.0}$ ， $\varepsilon \rightarrow O(1)$ である事実と整合しない．実際に境界層流れに適用してみると，壁付近での k の過小評価と ε の過大評価が生じることが知られている．

一方で，境界層境界層の壁付近でのDNS(Direct numerical simulation)によれば，得られた k と ε から求めた $\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$ と，局所のレイノルズ応力と平均流れ勾配より $\nu_t = -\overline{uv} / (\partial U / \partial y)$ によって求めた渦動粘性係数の分布は，壁付近において一致せず，前者が過大評価となる．従って，仮に正しい k と ε が予測されたとしても，それから渦動粘性係数を求める際に用いる計算定数 C_μ の値は壁から離れた領域に適用される0.09よりもずっと小さい値を使用しなければならない．この原因は，壁と法線方向の熱や運動量の拡散は，同じく壁と法線方向の速度変動が重要となるが，壁による拘束を受けるために，その変動は平行方向の変動に比べて急激に減衰することが挙げられる．つまり，壁付近の k は壁と平行方向の成分の寄与が大きいはずで，そのような k から渦動粘性係数を求めると熱や運動量拡散が過大に評価されるという問題が生じる．これに対して，従来の低Re型の乱流モデルでは壁付近で効くダンピング関数 f_μ を導入し，渦動粘性係数を $\nu_t = f_\mu C_\mu k^2 / \varepsilon$ から算出することで補正を行っていた．一方で， $k-\omega$ モデルに見られる壁付近での k の過小評価と ε の過大評価は，上記の動粘性係数計算の際の不整合を上手い具合に解消する効果があり， $k-\omega$ モデルにおける急激な k の減衰は，壁と垂直方向の乱れ成分の減衰に類似した挙動を示すことから，ダンピング関数の導入せずに低Re数流れを取り扱うことができる．

$k-\omega$ モデルの欠点は，境界層から離れた自由流れ部分では流入境界での ω の設定値によって解が大きく変化する不都合があることと，逆圧力勾配の境界層流れでは， $k-\varepsilon$ モデルよりは改善されるものの，依然としてレイノルズ応力を過大評価する傾向があることが指摘されている．欠点の解消のためMenterは $k-\omega$ モデルの基礎方程式に対し，以下のような修正を行った．

まず，自由流れが問題となるので，動粘性係数の影響を無視した $k-\varepsilon$ モデルは次のようになる．

$$\frac{dk}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon \quad (3-67)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3-68)$$

一方、 ω の輸送方程式は式(3-69)のように表わすことができる．

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{d}{dt} \left[\frac{\varepsilon}{C_\mu k} \right] = \frac{1}{C_\mu k} \frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{\omega}{k} \frac{dk}{dt} \quad (3-69)$$

式(3-69)の右辺に式(3-67), (3-68)を代入して変形すると, 次のようになる．

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + (C_{\varepsilon 1} - 1) \frac{P_k}{\nu_t} - C_\mu (C_{\varepsilon 2} - 1) \omega^2 + \frac{2\nu_t}{\sigma k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3-70)$$

式(3-67)と式(3-70)を解けば, k - ε モデルを解いているのと等価である．一方, 式(3-62)と式(3-70)を比較すると, 右辺第 4 項が加わっていることが分かる．そこで, 壁上で 1, 境界層外部で 0 となるブレンド関数 F_1 を用いて $(1-F_1)$ を第四項に乘じることににより, 壁面上での k - ω モデルから次第に k - ε モデルにスイッチするモデルを形成することができる．このように自由乱流部分では k - ε モデルをオン, k - ω モデルをオフとすることで k - ω モデルの欠点を顕在化させないことが可能となる．

次に, 境界層におけるひずみ速度を $\Omega = |\partial U / \partial y|$ とすれば, 乱流エネルギー生産とレイノルズ応力は,

$$P_k = |\overline{uv}| \Omega \quad (3-71)$$

$$|\overline{uv}| = \nu_t \Omega \quad (3-72)$$

として表される, これに(3-63)式, (3-64)式を用いて変形すると, 次式が得られる．

$$|\overline{uv}| = \sqrt{C_\mu \frac{P_k}{\varepsilon} \cdot k} \quad (3-73)$$

乱流エネルギー生産が卓越する流れ場 ($P_k \gg \varepsilon$) では, レイノルズ応力が移流－拡散輸送 (Shear Stress Transport) されることによって, レイノルズ応力の増加に一定の歯止めがかかるとの考えから, その上限を次式によって制限する．

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\text{MAX}(a_1 \omega, \Omega)} \quad (3-74)$$

一般の流れ場ではひずみ速度として, 次式を用いる．

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (3-75)$$

ここで, $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$ である．

また，境界層内部にのみ制限が効くように， F_1 と同様，壁上で 1，境界層外部で 0 となるブレンド関数 F_2 により次式を用いている．

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\text{MAX}(a_1 \omega, SF_2)} \quad (3-76)$$

以上から，これらのモデルの最終形は以下で表される．

$$\frac{dk}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - C_\mu \omega k \quad (3-77)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{P_k}{\nu_t} - \beta n \omega^2 + 2(1 - F_1) \frac{1}{\sigma_{\omega^2} \omega k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3-78)$$

実験定数は k - ω モデルの場合を添え字 1， k - ε モデルの場合を 2 として， F_1 による次式の補間値を用いる．

$$\phi = \phi_1 F_1 + \phi_2 (1 - F_1) \quad (3-79)$$

3.3 計算格子

CFD 解析を行う際には，計算領域を設定し，その内部空間を微小体積(格子，メッシュ)に分割する必要がある．計算格子には，規則正しく分割された構造格子や，分割に規則性を持たない非構造格子，構造格子と非構造格子双方を用いたものなどがある．計算格子は，数値解の解像度や，解析精度，計算安定性，収束性に大きな影響を持つため，適切な計算格子の選択は，CFD 解析を成功させる上で非常に重要である．以下に各種計算格子についての詳細を示す．

構造格子

構造格子の特徴は，格子点の配置に規則性があり，格子生成が容易である．代表的な構造格子は，直交格子で，計算領域は微小な直方体(cell)に分割される．初期の CFD 解析では，等間隔な直交格子がよく用いられた．その後，吹出し口近傍や障害物周辺，壁近傍等に格子を集中させる不等間隔格子が用いられるようになった．不等間隔格子では，格子の縦横比(アスペクト比)が大きくなり，計算安定性が損なわれる場合がある．構造格子を用いると後述する離散化が容易となる利点があり，建築空間の多くは，直方体形状であることから，自作コードを中心に広く利用されていた．この格子では，人体などの曲面形状を対象とする場合，形状を階段上に近似する必要があ

り，計算精度が低下する場合がある．また，局所的に細かい格子を用いることはできない．

機械工学分野では，翼周りや管群周り等の曲面形状を持つ流れ解析のニーズが多く，構造曲線格子に関する研究が進んでいる．建築分野においては，空調設備に特化した商用コードでは，構造格子を採用しているものが多い．

非構造格子

非構造格子は，格子点の配置に規則性がない格子で三角柱(プリズム)，4面体(テトラ)，6面体(ヘキサ)等の格子要素で形成される．これらの格子要素を組み合わせることで，複雑な形状を再現することが可能である．建築分野の解析では，壁面近傍や障害物の無い領域では，6面体による直交格子を用い，人体極近傍でプリズム形状とし，その間を不整形6面体等で繋げる複雑な格子の適用例が増えている．

最近では，CADで作成した複雑形状をもとに，非構造格子を作成する商用ソフトが開発されており，普及し始めている．機械工学系用の商用コードでは，非構造格子が組み込まれており，複雑形状の解析が容易となっている．

本研究における解析で用いた Virtual Manikin は，人体表面はトリゴン(三角)メッシュで構成されており，皮膚表面に形成される境界層内の予測精度を担保するために，人体表面法線方向に10層分のプリズムメッシュを与えた．また，その他の領域においてはテトラメッシュが配置されている．

3.4 計算アルゴリズム

CFD手法の根幹となる Navier-Stokes 方程式の計算アルゴリズムとして，陽解法である MAC 法や HSMAC 法，SIMPLE 法を代表とする半陰解法等が挙げられる．本研究では，商用・汎用コードの多くは，工学的実用性から SIMPLE 系解法を採用している．Patanker-Spalding により提案された SIMPLE 法は，時間に関して陰解法となっているため，時間差分間隔の制約がないことや，計算が発散し難いこと等から，多くの工学分野で適用されている．SIMPLE の特徴としては，速度・圧力を求める際に大胆な近似を導入している点や，運動方程式および圧力修正量に対して個別の不足緩和係数を導入している点，安定に解を求めるための緩和パラメータ設定に自由度が高い点などが挙げられる．本節では，SIMPLE 系解法のうち，汎用コードでの採用例が多い SIMPLE およ

び PISO についての詳細を示す.

SIMPLE

2次元計算領域において, 定常の Navier-Stokes 方程式をスタガード格子上で Patanker に従って離散化すると式(2-80)の基礎方程式が得られる.

$$\begin{aligned} a_e u_e &= \sum a_{nb} u_{nb} + S_e - (p_E - p_P) A_e \\ a_n v_n &= \sum a_{nb} v_{nb} + S_n - (p_N - p_P) A_n \end{aligned} \quad (3-80)$$

更に, 既存値を $(u^{old}, v^{old}, p^{old})$, 緩和した運動方程式のみを満たす変数を (u^*, v^*, p^*) とし, 緩和係数 α を用いて不足緩和を行うと次式となる.

$$\begin{aligned} \frac{a_e}{\alpha_u} u_e^* &= \sum a_{nb} u_{nb}^* + S_e - (p_E^{old} - p_P^{old}) A_e + (1 - \alpha_u) \frac{a_e u_e^{old}}{\alpha_u} \\ \frac{a_n}{\alpha_u} v_n^* &= \sum a_{nb} v_{nb}^* + S_n - (p_N^{old} - p_P^{old}) A_n + (1 - \alpha_u) \frac{a_e v_n^{old}}{\alpha_u} \end{aligned} \quad (3-81)$$

SIMPLE では, 式(3-81)の連立一次方程式を解いて得られる (u^*, v^*) を暫定値とする. 次に運動方程式・連続式ともに満たす変数を (u, v, p) とし, 速度・圧力の修正量を (u', v', p') とすると,

$$p = p^* + p', \quad u = u^* + u', \quad v = v^* + v' \quad (3-82)$$

の関係が得られる. (u^*, v^*) は, 連立一次方程式となる式(3-81)を解くことにより求まる.

前提より, (u, v, p) は, 運動方程式の緩和式と連続条件を満たす必要がある. 従って,

$$\begin{aligned} \frac{a_e}{\alpha_u} u_e &= \sum a_{nb} u_{nb} + S_e - (p_E - p_P) A_e + (1 - \alpha_u) \frac{a_e u_e^{old}}{\alpha_u} \\ \frac{a_n}{\alpha_u} v_n &= \sum a_{nb} v_{nb} + S_n - (p_N - p_P) A_n + (1 - \alpha_u) \frac{a_e v_n^{old}}{\alpha_u} \end{aligned} \quad (3-83)$$

$$(u_e - u_w) \Delta y + (v_e - v_w) \Delta y = 0 \quad (3-84)$$

(3-83)から(3-81)を差し引くと 次式の速度修正量の方程式が導かれる.

$$\begin{aligned} \frac{a_e}{\alpha_u} u_e' &= \sum a_{nb} u_{nb}' - (p_E' - p_P') A_e \\ \frac{a_n}{\alpha_u} v_n' &= \sum a_{nb} v_{nb}' - (p_N' - p_P') A_n \end{aligned} \quad (3-85)$$

SIMPLE 法では, 上式下線部を大胆に省略し, 式(3-82), 式(3-85)を連続式に代入する.

これにより, 以下の圧力修正量方程式を得る.

$$a_P p_P' = \sum a_{nb} p_{nb}' - \frac{1}{\alpha_u} S_C \quad (3-86)$$

ここで,

$$\begin{aligned} a_E &= A_e / a_e \Delta y = d_e \Delta y, \quad a_W = A_w / a_w \Delta y = d_w \Delta y, \\ a_N &= A_n / a_n \Delta x = d_n \Delta y, \quad a_S = A_s / a_s \Delta x = d_s \Delta y, \\ a_P &= \sum a_{nb}, \quad Sc = (u_e^* - u_w^*) \Delta y + (v_n^* - v_s^*) \Delta y \end{aligned}$$

この省略は，収束解が得られれば妥当なものであるが，建築分野で多用される扁平 mesh を用いた場合収束性が損なわれてしまうことが村上らにより示されている..

式(3-86)の連立一次方程式を解いて p' が求まり，求める (u, v, p) は，

$$\begin{aligned} u_e &= u_e^* - (p'_E - p'_P) d_e / \alpha_u \\ v_n &= v_n^* - (p'_N - p'_P) d_n / \alpha_u \\ p &= p^* + p' \end{aligned} \quad (3-87)$$

となるが，SIMPLE 法では，圧力の更新に際し，以下の緩和が推奨されている．

$$p^{new} = p^* + \alpha_p p' \quad (3-88)$$

速度および圧力の緩和係数は，必須とされており，以下の値が推奨されている．

$$\alpha_p = 0.8, \quad \alpha_u = 0.5$$

ただし，Patanker は，緩和係数について， $\alpha_p = 0.5, \alpha_p = 0.8$ 程度の値が最適値ではないが多くの流れ場で十分なものであることや，設定には若干の経験を要すること，最適値は問題により異なることを示している．

PISO

PISO では，圧力・速度に関する修正を 2 回行う．1 回目の修正は，SIMPLE 法と同一で，第 1 近似速度場を (u^{**}, v^{**}) とすると，前回値からの修正は，

$$p^{**} = p^* + p', \quad u^{**} = u^* + u', \quad v^{**} = v^* + v' \quad (3-89)$$

となる．従って第 1 近似解は，

$$\begin{aligned} a_e u_e^{**} &= \sum a_{nb} u_{nb}^* + S_e - (p_E^{**} - p_P^{**}) A_e \\ a_n v_n^{**} &= \sum a_{nb} v_{nb}^* + S_n - (p_N^{**} - p_P^{**}) A_n \end{aligned} \quad (3-90)$$

を満たしている．隣接点との時点の相違は，式(3-85)の省略によるものである．更に第二近似速度場 (u^{***}, v^{***}) は，同様に，次式から得られる．

$$\begin{aligned} a_e u_e^{***} &= \sum a_{nb} u_{nb}^{**} + S_e - (p_E^{***} - p_P^{***}) A_e \\ a_n v_n^{***} &= \sum a_{nb} v_{nb}^{**} + S_n - (p_N^{***} - p_P^{***}) A_n \end{aligned} \quad (3-91)$$

式(3-90)を差し引くと次式となる．

$$\begin{aligned} u_e^{***} &= u_e^{**} + (\sum a_{nb}(u_{nb}^{**} - u_{nb}^*)) / a_e - (p_E'' - p_P'') d_e \\ v_n^{***} &= v_n^{**} + (\sum a_{nb}(v_{nb}^{**} - v_{nb}^*)) / a_n - (p_N'' - p_P'') d_n \end{aligned} \quad (3-92)$$

ここで，式(3-92)を連続式に代入すると p'' 方程式が得られる．上式を解いて，第二近似速度場(u^{***}, v^{***})を順次求め，速度・圧力の更新を行う．

3.5 濃度場の数値解析

湿度，化学物質等のスカラ量は(3-93)式で示される輸送方程式によりその挙動が支配される．

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial U_j \phi}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} D \frac{\partial \phi}{\partial x_j} + S' \quad (3-93)$$

ここで， ϕ は湿度，化学物質等のスカラ量， D は物質の拡散係数を示す．

本研究では，汚染物質発生を想定した室内における解析を行うため，室内濃度分布を数値的に予測することは本研究にとって無視することのできない課題である．本節では本研究で用いた室内濃度分布の予測手法を示す．

Passive Contaminant の仮定

本研究では，対象とする汚染質を **Passive Contaminant** と仮定した．**Passive Contaminant** とは対象とする汚染質は空気と全く同質のものであると仮定したもの，即ち Sc 数 (Schmit Number ; $= \nu / D$; ν は分子拡散係数， D は対象汚染質の空気中での拡散係数)が 1 である仮想の汚染質を示す．例えば，アンサンブル平均されたスカラ量 ϕ の輸送方程式において $Prandtl$ 数が $\sigma=1.0$ と仮定され，乱流拡散を含む拡散係数は空気の場合と全く同様に $(\nu + \nu_t)$ を用いることが可能となるため，室内の流れ場に関する情報(解析結果)が得られれば，濃度分布は容易に解析することが出来る．式(3-93)に示したスカラ量の輸送方程式に勾配拡散近似を施した方程式を(3-94)式に示す．

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_i \bar{\phi}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left(D + \frac{\nu_t}{\sigma} \right) \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_i} \right\} \quad (3-94)$$

本研究で行う濃度場解析はこの **Passive Contaminant** の仮定を前提として行っている．また，湿度解析には上記の仮定が用いられるのが通常である．

第4章 粒子拡散解析概要

4.1 水蒸気の輸送

咳による飛沫粒子はほぼ水分から構成されると仮定でき、その粒径は空気力学系で記述できる。それ故、室内温湿度環境と微粒子の顕熱・潜熱移動を考慮した粒径変化のモデル化が重要となる。そのため、バス車室内に湿度を再現することを目的として、湿度場解析を行った。

4.1.1 水蒸気の輸送方程式

水蒸気について解析を行う際、気体に含まれる成分ごとに対流拡散方程式を解くことにより、水蒸気の局所質量分率の予測を行う。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_i) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} Y_i) = -\nabla \cdot \vec{J}_i + R_i + S_i \quad (0.0.1)$$

ここで、 R_i は化学反応による単位時間当たりの各成分の生成量であり、 S_i は分散相からの相変化やその他の発生源からの単位時間当たりの生成量である。本研究では空気と水蒸気について、(4.1.1)式を解くことによりそれぞれの質量分率を算出した。

(4.1.1)式中の $\vec{J}_i$ は空気または水蒸気の拡散流束であり、乱流中では次の方程式により計算される。

$$\vec{J}_i = -\left(\rho D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t}\right) \nabla Y_i - D_{T,i} \frac{\nabla T}{T} \quad (0.0.2)$$

ここで、 $D_{i,m}$ は混合物中の各成分の拡散係数であり、 $D_{T,i}$ はソレー係数、 Sc_t はシュミット数である。

4.1.2 水蒸気のエンタルピーの輸送

多成分混合流では、化学種の拡散によるエンタルピーの輸送がエンタルピー場に大きな影響を与える可能性があるため、その影響を考慮するために、エネルギー方程式に水蒸気によるエンタルピーの輸送項を加えて解析を行う。

$$\frac{\partial(\rho c_p T)_{air}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho c_p \vec{u} T)_{air} = \nabla \cdot \left[\left(k_{air} + \frac{\rho_{air} c_{p,air} \nu_T}{Pr_T} \right) \nabla T_{air} \right] + \nabla \cdot \left[\sum_{i=1}^N h_i \vec{J}_i \right] + S_{v-d} \quad (0.0.3)$$

ここで、 S_{v-d} は粒子の相変化による潜熱変化である。

また、多成分混合流中の任意の化学種のルイス数 Le (下の式で示す)が他の化学種から

大きく異なる値を取る場合，エンタルピー輸送の影響が大きくなる．

$$Le_i = \frac{k}{\rho c_p D_{i,m}} \quad (0.0.4)$$

4.2 粒子の輸送方程式

4.2.1 粒子の運動方程式

本解析では微粒子(分散相)の計算モデルとして **Lagrange** 記述された輸送方程式を用いる．支配方程式を式(4.2.1)に示す．

$$\frac{\partial u_p}{\partial t} = \frac{1}{\tau} (u + u' - u_p) + F_g + F_T + F_B + F_S \quad (0.0.5)$$

$$\text{and } \frac{dx_p}{dt} = v_p(t)$$

ここで，

$$\frac{1}{\tau} = F_D = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \cdot \frac{C_D \text{Re}}{24}, \quad F_g = \frac{g(\rho_p - \rho)}{\rho_p}, \quad u' = \zeta \sqrt{2k/3} \quad (0.0.6)$$

ここで， u は気相速度， u_p は粒子速度， μ は流体の粘度， ρ は流体密度， ρ_p は粒子密度， d_p は粒子径です． Re は相対レイノルズ数で，次のように定義される．

$$\text{Re} \equiv \frac{\rho d_p |u_p - u|}{\mu} \quad (0.0.7)$$

抗力係数 C_D は，次のように表される．

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} (1 + b_1 \text{Re}^{b_2}) + \frac{b_3 \text{Re}}{b_4 + \text{Re}} \quad (0.0.8)$$

ここで，

$$\begin{aligned} b_1 &= \exp(2.3288 - 6.4581\phi + 2.4486\phi^2) \\ b_2 &= 0.0964 + 0.5565\phi \\ b_3 &= \exp(4.905 - 13.8944\phi + 18.4222\phi^2 - 10.2599\phi^3) \\ b_4 &= \exp(1.4681 + 12.2584\phi - 20.7322\phi^2 + 15.8855\phi^3) \end{aligned} \quad (0.0.9)$$

(4.2.5)式に使用した形状係数 ϕ は次のように定義される．

$$\phi = \frac{s}{S} \quad (0.0.10)$$

ここで， s は粒子と同じ体積の球の表面積， S は粒子の実際の表面積である．

離散ランダムウォークモデル

粒子の乱流影響を考慮するために離散ランダムウォーク (DRW) モデルを使用する．DRW モデルは粒子と一連の離散化された流体相乱流渦との相互作用を計算する．各渦はガウス分布でのランダムな速度変動 u' , v' , w' と時間スケール τ_e によって特徴付けられている．乱流渦の寿命中に広がる u' , v' および w' の値は，ガウス確率分布に従うと仮定してサンプリングされる．

$$u' = \zeta \sqrt{u'^2} \quad (0.0.11)$$

ここで， ζ は正規分布乱数であり，右辺の残りの部分は速度変動の RMS 値となっている．乱流の運動エネルギーは流れの各点で既知であるため，RMS 変動成分のこれらの値は次のように取得できる（等方性と仮定）．

$$\sqrt{u'^2} = \sqrt{v'^2} = \sqrt{w'^2} = \sqrt{2k/3} \quad (0.0.12)$$

次に渦の特性寿命は定数として定義され，式(4.2.9)，または式(4.2.10)と表せる．

$$\tau_e = 2T_L \quad (0.0.13)$$

または，

$$\tau_e = -T_L \log(r) \quad (0.0.14)$$

ここで， r は 0～1 の一様な乱数であり， T_L は，流体とともに移動する小さな粒子の場合の fluid Lagrangian integral time となっている．この時間スケールは次のように近似できる．

$$T_L = C_L \frac{k}{\varepsilon} \quad (0.0.15)$$

ここで，乱流モデルによって予測されたスカラー拡散率 ν_t / σ と，微小粒子の拡散率 $\overline{u_i' u_j'} T_L$ を一致させることによって定数 C_L は 0.15 と近似できるため(4.2.11)式は

$$T_L \approx 0.15 \frac{k}{\varepsilon} \quad (0.0.16)$$

と書ける．

粒子の渦交差時間は次のように定義される．

$$t_{cross} = -\tau \ln \left[1 - \left(\frac{L_e}{\tau |u - u_p|} \right) \right] \quad (0.0.17)$$

ここで、 τ は粒子緩和時間、 L_e は渦の長さスケール、 $|u - u_p|$ は粒子と渦の相対速度の大きさとなっている。粒子は、渦寿命と渦交差時間の小さい方で流体相の渦と相互作用すると想定される。この時間に達すると、式(4.2.7)の新しい値 ξ を適用することにより、瞬間速度の新しい値が取得できる。

4.2.2 粒子の質量および温度の輸送方程式

咳によって放出された粒子は雰囲気温湿度の影響を受け、気相へと相変化を行う。そこで本研究では液滴粒子の相変化による質量、温度及び直径の変化を考慮したモデルを組み込み、解析を実施した。気化速度は、液滴表面と連続相の間での蒸気濃度の勾配に依存した勾配拡散によって支配される。

$$N_i = k_c (C_{i,s} - C_{i,\infty}) \quad (0.0.18)$$

ここで、

N_i = molar flux of vapor (kgmol/m²-s)

k_c = mass transfer coefficient (m/s)

$C_{i,s}$ = vapor concentration at the droplet surface (kgmol/m³)

$C_{i,\infty}$ = vapor concentration in the bulk gas (kgmol/m³)

N_i が負の値となるときは $N_i = 0$ となる。

ここで k_c は、

$$Nu_{AB} = \frac{k_c d_p}{D_{air}} = 2.0 + 0.6 Re_d^{1/2} Sc^{1/3} \quad (0.0.19)$$

$D_{i,m}$ = diffusion coefficient of vapor in the bulk (m²/s)

Sc = the Schmidt number

d_p = particle (droplet) diameter (m)

また、液滴表面における蒸気の濃度は、界面における蒸気分圧が粒子液滴温度 T_p における飽和蒸気圧 p_{sat} に等しいと仮定することによって評価される。

$$C_{i,s} = \frac{p_{sat}(T_p)}{RT_p} \quad (0.0.20)$$

ここで、 R は気体定数である。

液滴の質量変化は次のように表される．

$$m_p(t + \Delta t) = m_p(t) - N_i A_p M_{w,i} \Delta t \quad (0.0.21)$$

ここで，

$$\begin{aligned} m_p &= \text{mass of the particle (kg)} \\ M_{w,i} &= \text{molecular weight of species i (kg/kgmol)} \\ m_p &= \text{mass of the droplet (kg)} \\ A_p &= \text{surface area of the droplet (m}^2\text{)} \end{aligned}$$

粒子の熱収支式は次のように表される．

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = h A_p (T_\infty - T_p) + \frac{dm_p}{dt} h_{fg} + A_p \varepsilon_p \sigma (\theta_R^4 - T_p^4) \quad (0.0.22)$$

ここで，

$$\begin{aligned} c_p &= \text{droplet heat capacity (J/kg-K)} \\ T_p &= \text{droplet temperature (K)} \\ h &= \text{convective heat transfer coefficient (W/m}^2\text{-K)} \\ T_\infty &= \text{temperature of continuous phase (K)} \\ \frac{dm_p}{dt} &= \text{rate of evaporation (kg/s)} \\ h_{fg} &= \text{latent heat (J/kg)} \\ \theta_p &= \text{particle emissivity (dimensionless)} \\ \sigma &= \text{Stefan-Boltzmann constant (5.67 x 10}^{-8} \text{ W/m}^2\text{-K}^4\text{)} \\ \theta_R &= \text{radiation temperature, } \left(\frac{I}{4\sigma} \right)^{\frac{1}{4}}, \text{ where I is the radiation intensity} \end{aligned}$$

本研究では粒子の放射による影響は微小であると考えられるため，粒子の放射による熱交換は考慮していない．

4.2.3 分散相と連続相の連成解析

粒子の軌跡の計算によって，粒子の熱，質量，および運動量の損失量および取得量を計算する．これらの量を連続相の計算に反映させることによって連続相と粒子の連成解析を行う．粒子から連続相への熱，質量，および運動量の相間交換関係を図 4.1 に定性的に示す．

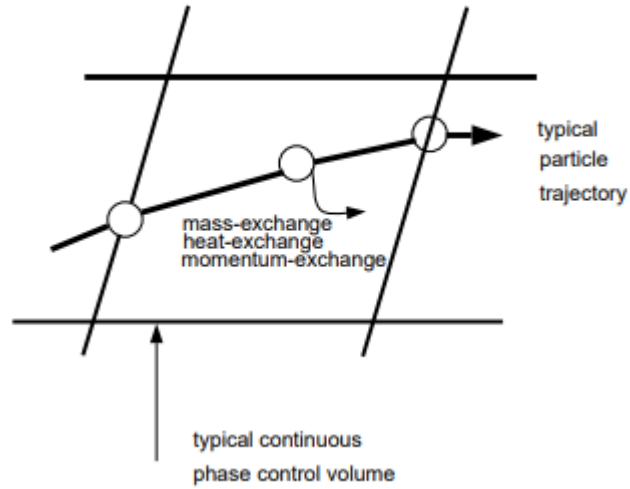


図 4.1 分散相と連続相の間の熱，質量，運動量の伝達

分散相と連続相での運動量交換

連続相から分散相への運動量移動は，粒子が解析モデルの各制御ボリュームを通過する際の粒子の運動量の変化を調べることで，計算される．この運動量の変化は次の式で表される．

$$F = \sum \left(\frac{18\mu C_D \text{Re}}{\rho_p d_p^2 24} (u_p - u) + F_{\text{other}} \right) \dot{m}_p \Delta t \quad (0.0.23)$$

ここで，

μ = viscosity of the fluid

ρ_p = density of the particle

d_p = diameter of the particle

Re = relative Reynolds number

u_p = velocity of the particle

u = velocity of the fluid

C_D = drag coefficient

$\dot{m}_p$ = mass flow rate of the particles

Δt = time step

F_{other} = other interaction forces

この運動量交換は、連続相の流れ場の計算で連続相運動量のバランス式の運動量のソースとして反映される。

分散相と連続相での熱交換

連続相から分散相への熱伝達は、解析モデルの各制御ボリュームを通過する粒子の熱エネルギーの変化から計算される。化学反応がない場合はこの熱交換は次のように計算される。

$$Q = \left[\frac{\bar{m}_p}{m_{p,0}} c_p \Delta T_p + \frac{\Delta m_p}{m_{p,0}} \left(-h_{fg} + h_{pyrol} + \int_{T_{ref}}^{T_p} c_{p,i} dT \right) \right] \dot{m}_{p,0} \quad (0.0.24)$$

ここで、

- $\bar{m}_p$ = average mass of the particle in the control volume (kg)
- $m_{p,0}$ = initial mass of the particle (kg)
- c_p = heat capacity of the particle (J/kg-K)
- ΔT_p = temperature change of the particle in the control volume (K)
- Δm_p = change in the mass of the particle in the control volume (kg)
- h_{fg} = latent heat of volatiles evolved (J/kg)
- h_{pyrol} = heat of pyrolysis as volatiles are evolved (J/kg)
- $c_{p,i}$ = heat capacity of the volatiles evolved (J/kg-K)
- T_p = temperature of the particle upon exit of the control volume (K)
- T_{ref} = reference temperature for enthalpy (K)
- $\dot{m}_{p,0}$ = initial mass flow rate of the particle injection tracked (kg/s)

この熱交換は、連続相流動場の計算中に連続相エネルギーバランス式のエネルギーのソースとして反映される。

分散相と連続相での質量交換

分散相から連続相への物質移動は、解析モデルの各制御ボリュームを通過する際の粒子の質量変化を調べることで計算される。また、質量変化は次のように計算される。

$$M = \frac{\Delta m_p}{m_{p,0}} \dot{m}_{p,0} \quad (0.0.25)$$

この物質交換は，連続相連続方程式の質量のソース，または定義した化学種のソースとして反映される．

4.3 粒子拡散による感染リスク評価

4.3.1 粒子拡散解析の詳細条件

本解析では流れ場・温度場解析の結果に基づき，粒子拡散を定常解析した．発生粒子の数と初期空気力学直径 d_{pi} ならびに飛沫核直径 d_{pc} を表 4.1 に示す．発生粒子の数と初期飛沫サイズは，Xie らの飛沫分布をもとに合計 10,000 個の飛沫を作成した．各粒径粒子の飛沫核サイズは，唾液の成分構成 (98.2%：水，1.8%：不揮発性物質)を考慮して計算した．

表 4.1 発生粒子の詳細条件

Number	d_{pi} [μm]	d_{pc} [μm]
20	1500	393.1
240	750	196.6
450	375	98.3
340	225	59.0
740	175	45.9
590	137.5	36.0
1500	112.5	29.5
2340	87.5	22.9
3080	62.5	16.4
620	45	11.8
50	36	9.43
30	20	5.24

第2章で示した人員密度を変えた解析, 吹出口レイアウトを変えた解析の計4Caseで解析を実施する. 詳細な数値解析条件については以下の表4.2に示す. この条件で通勤バス車室内の全ての乗客に対して, それぞれ咳に伴う粒子飛散の定常解析を行った.

表 4.2 粒子拡散解析条件

Bus scale	10.24m(X)×2.33m(Y)×2.28m(Z)
Turbulence Model	Low Re Type k-ε model
Algorithm	SIMPLE
Water Vapor Model	Species Transfer Model
Inflow	Flow rate; 1.2m ³ /s, Temperature; 21.3°C Water vapor; 0.0078kg/kg'
Outflow	Pressure outlet, Area; 0.76m ²
Wall Treatment	Velocity; No-slip, Temperature; Adiabatic
Window Treatment	Absorptivity; 0.1, Transmissivity; 0.75
Solar Radiation	Solar ray tracing algorithm
Algorithm	Sunny, June 21th, Noon, Tokyo, Bus front facing north
Radiation Model	Surface to surface (S2S) model including view factors
Human Model	1-node model (Fanger model), Clothing; 0.57clo Water vapor; 0.01428kg/kg'
Discrete Phase Model (DPM)	Coupled Heat-Mass Solution : Droplet, DPM Iteration Interval = 100, Discrete Random Walk Model, DPM Time Step = 8.0 × 10 ⁻⁵ s
Particle Treatment	Initial velocity = 12m/s Temperature = 309.4 [K], Number = 10,000, Water = 98.2% Non-volatile solid compounds = 1.8%

非定常咳モデル

数値人体モデルの口境界面に粒子ファイルを設定し、粒子に初速度を与えることで粒子拡散解析を行う。非定常咳モデルとして図 4.2 に示す Q Chen らの咳モデルを採用し、ピーク速度である 12 m/s を初期速度と設定した。乗客の非定常呼吸は再現していない。

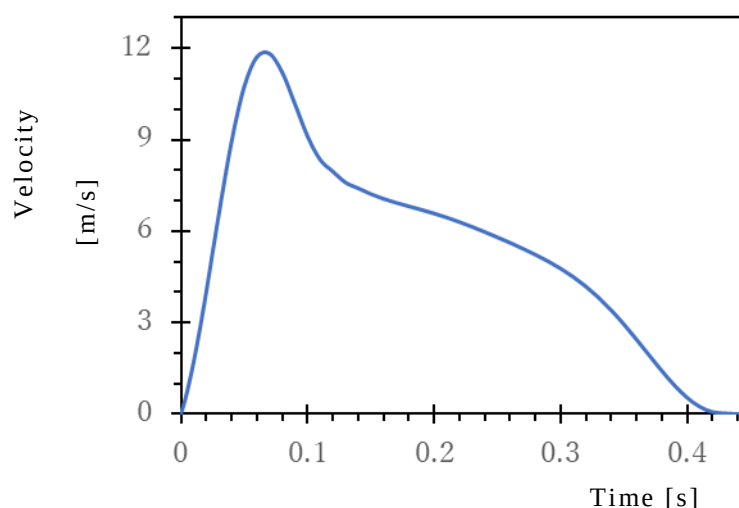


図 4.2 咳の風速プロファイル

4.3.2 乗客の呼吸域モデル

図 4.3 に乗客の呼吸域を示す。左に示すのは久我らの研究による人体の吸入確率である。本研究では吸入確率 90% の領域を乗客の呼吸域と定義して、右に示す呼吸域を全ての乗客に設定して解析した。この呼吸域は粒子の検出面としてのみ働き、圧力や熱などの勾配を無視することができる。呼吸域に到達した粒子は、粒子の発生源である本人を除いて全て吸入したものとみなした。

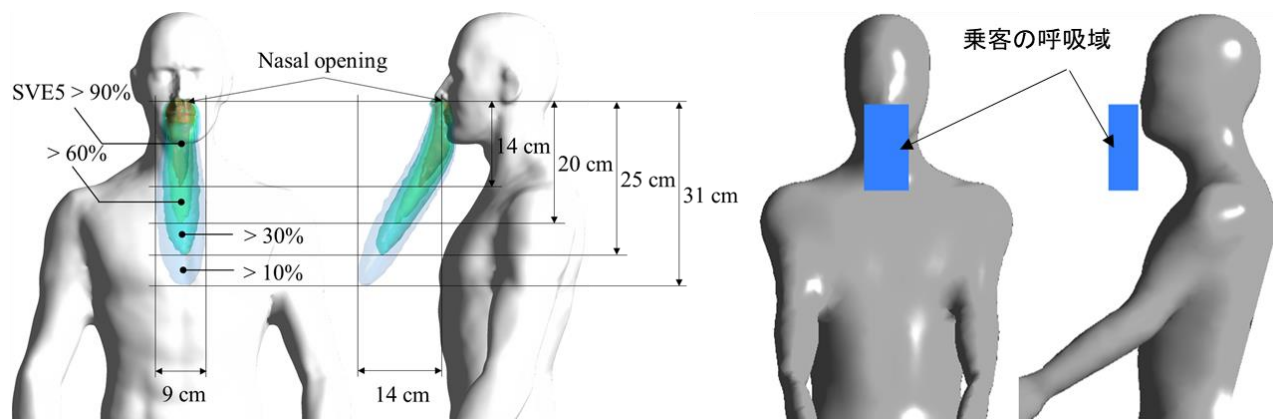


図 4.3 乗客の呼吸域

拡散した粒子の軌跡

本解析では、4Case の解析対象について合計 220 回の粒子拡散解析を行った。粒子拡散解析の結果から抜粋して、粒子の軌跡の一例を図 4.4 に示す。感染者の口から発生した粒子が、時間経過に伴って通勤バス車室内を拡散する様子が確認できる。

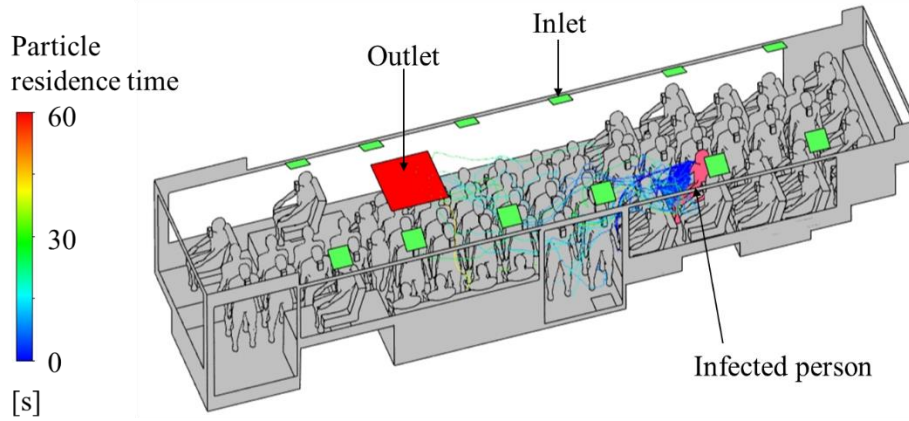


図 4.4 感染者の口から発生した粒子の軌跡 (100%, Standard layout, F15)

4.3.3 感染リスクの評価手法

感染リスクは飛沫核の Lagrange 解析結果を基に次式(1)~(3)で算出した。

$$D_q = c_v \cdot c_i \cdot V \quad (\text{quanta}) \quad (1)$$

$$P_I = 1 - e^{-D_q} \quad (2)$$

$$\bar{R} = \bar{P}_I \cdot P_{Dq} \quad (3)$$

(1)式は乗客の呼吸域に到達した粒子の体積から感染性粒子の量を計算する式である。 D_q は用量反応関係を考慮した感染性粒子量[quanta]、 c_v は喀痰中のウイルス量[RNA copies/mL]、 c_i は単位ウイルス量あたりの感染性粒子の量[quanta/RNA copies]、 V は飛沫の体積[mL]である。本解析では飛沫粒子の蒸発を再現することで空気感染（飛沫核感染）のシミュレーションを行う。本解析では感染ピーク時の $c_v = 10^9$ 、 $c_i = 0.02$ の条件における解析結果を基準として、 $c_v = 10^2, 10^6, 10^7, 10^8$ の結果を参考資料として示す。(2)式は感染確率 P_I を定義する Wells-Riley 式である。(3)式にて乗客の平均感染リスク $\bar{R}$ を算出した。平均感染確率 $\bar{P}_I$ は、同一 Case において自分以外の乗客が感染源となった場合の感染確率の和を自分以外の乗客の人数で割ることで算出する。発生頻度 P_{Dq} は 1(一度の咳による感染)と仮定して計算した。

第5章 解析結果

本章では，第2章および第4章の数値解析条件に基づいた解析結果を報告する．本研究の解析結果評価に用いた代表的な断面を図5.aに示す．図5.aは通勤バスを天井側から見た図であり，(a)~(f)の線が代表断面である．図5.bは乗客の位置を示した図であり，感染リスク分布を評価するために使用した．

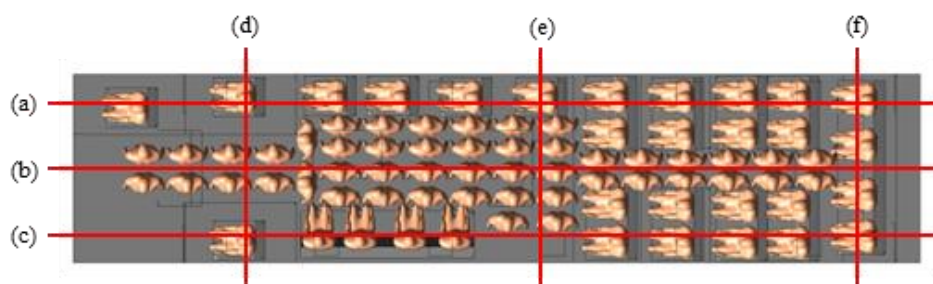


図 5.a 代表断面

XY 平面 (a) $Z=0.3\text{m}$, (b) $Z=1.14\text{m}$, (c) $Z=2\text{m}$

YZ 平面 (d) $X=2.1\text{m}$, (e) $X=5.7\text{m}$, (f) $X=9.6\text{m}$

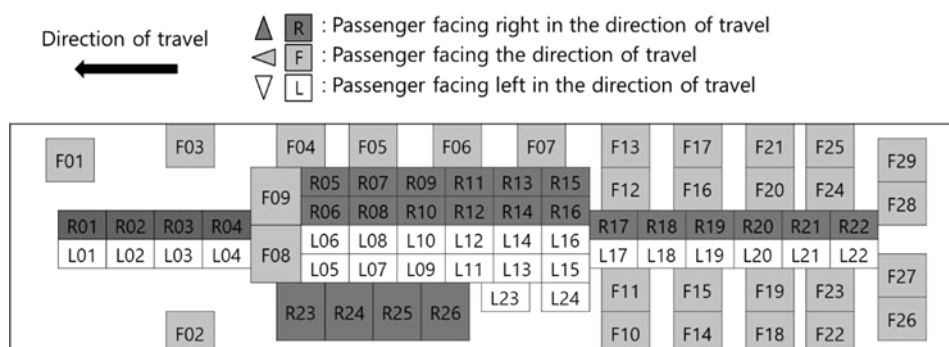


図 5.b 通勤バス車室内の乗客位置

5.1 流れ場解析結果

代表断面におけるスカラ風速分布を図5.1.1~図5.1.4に示す．

5.2 温度場解析結果

代表断面における温度分布を図5.2.1~図5.2.4に示す．

5.3 粒子拡散解析結果

乗客の平均感染リスク分布を図5.3.1~図5.3.5に示す．

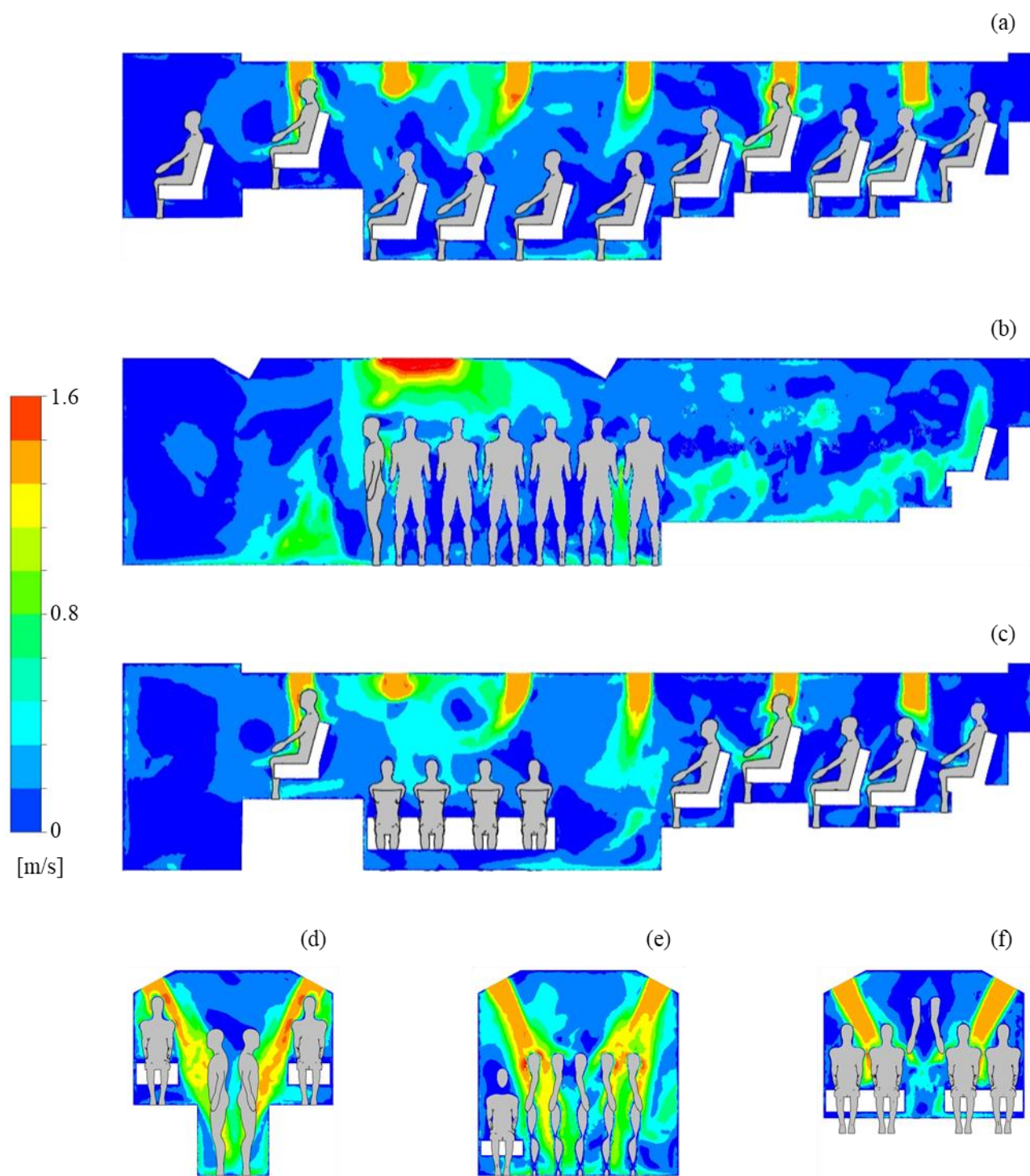


図 5.1.1 Case1-A におけるスカラ風速分布．（人員密度 100%，Standard layout）

XY 平面 (a) $Z=0.3\text{m}$, (b) $Z=1.14\text{m}$, (c) $Z=2\text{m}$

YZ 平面 (d) $X=2.1\text{m}$, (e) $X=5.7\text{m}$, (f) $X=9.6\text{m}$

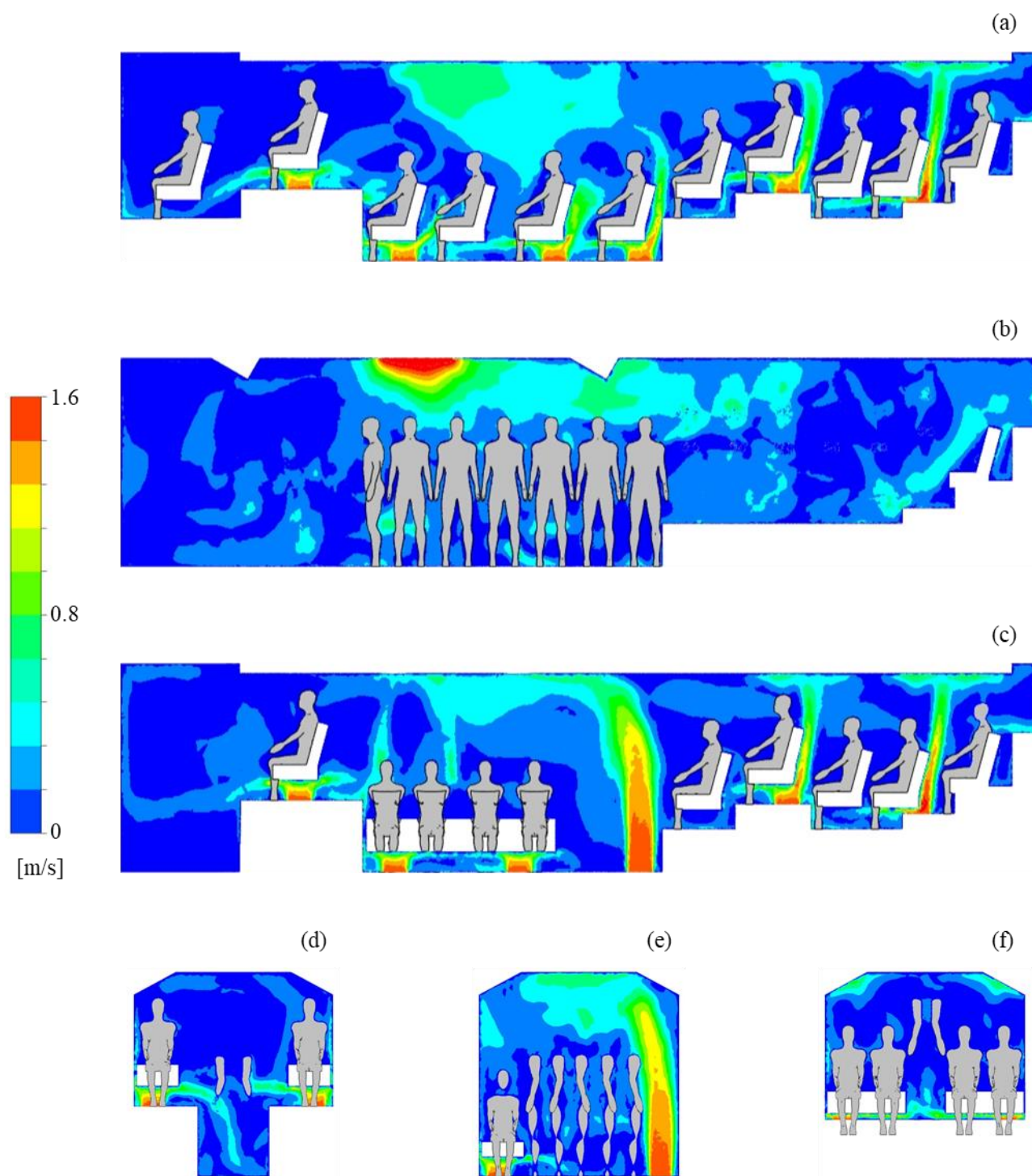


図 5.1.2 Case1-B におけるスカラ風速分布．（人員密度 100%， DV layout）

XY 平面 (a) $Z=0.3\text{m}$, (b) $Z=1.14\text{m}$, (c) $Z=2\text{m}$

YZ 平面 (d) $X=2.1\text{m}$, (e) $X=5.7\text{m}$, (f) $X=9.6\text{m}$

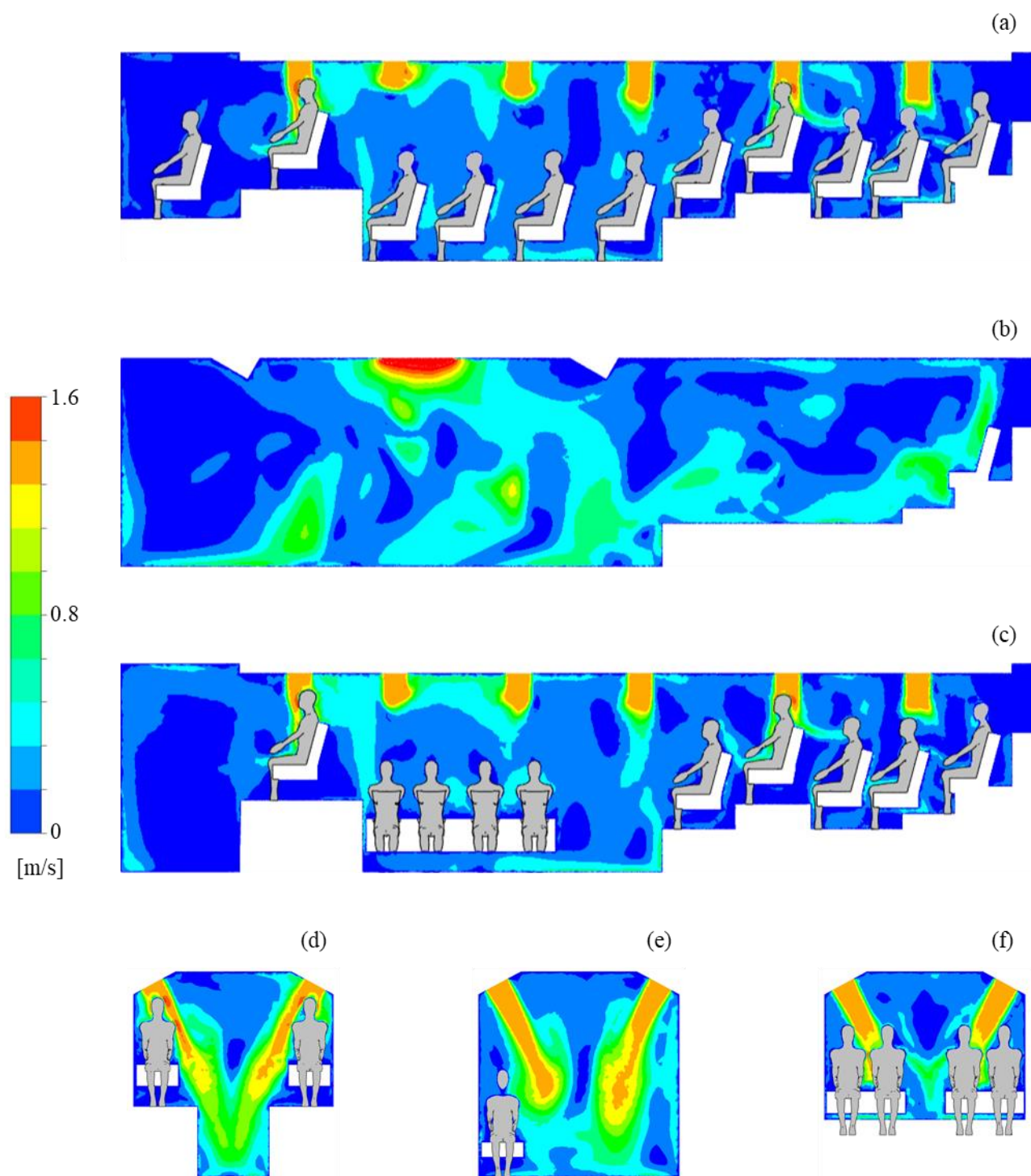


図 5.1.3 Case2-A におけるスカラ風速分布. (人員密度 39%, Standard layout)

XY 平面 (a) $Z=0.3\text{m}$, (b) $Z=1.14\text{m}$, (c) $Z=2\text{m}$

YZ 平面 (d) $X=2.1\text{m}$, (e) $X=5.7\text{m}$, (f) $X=9.6\text{m}$

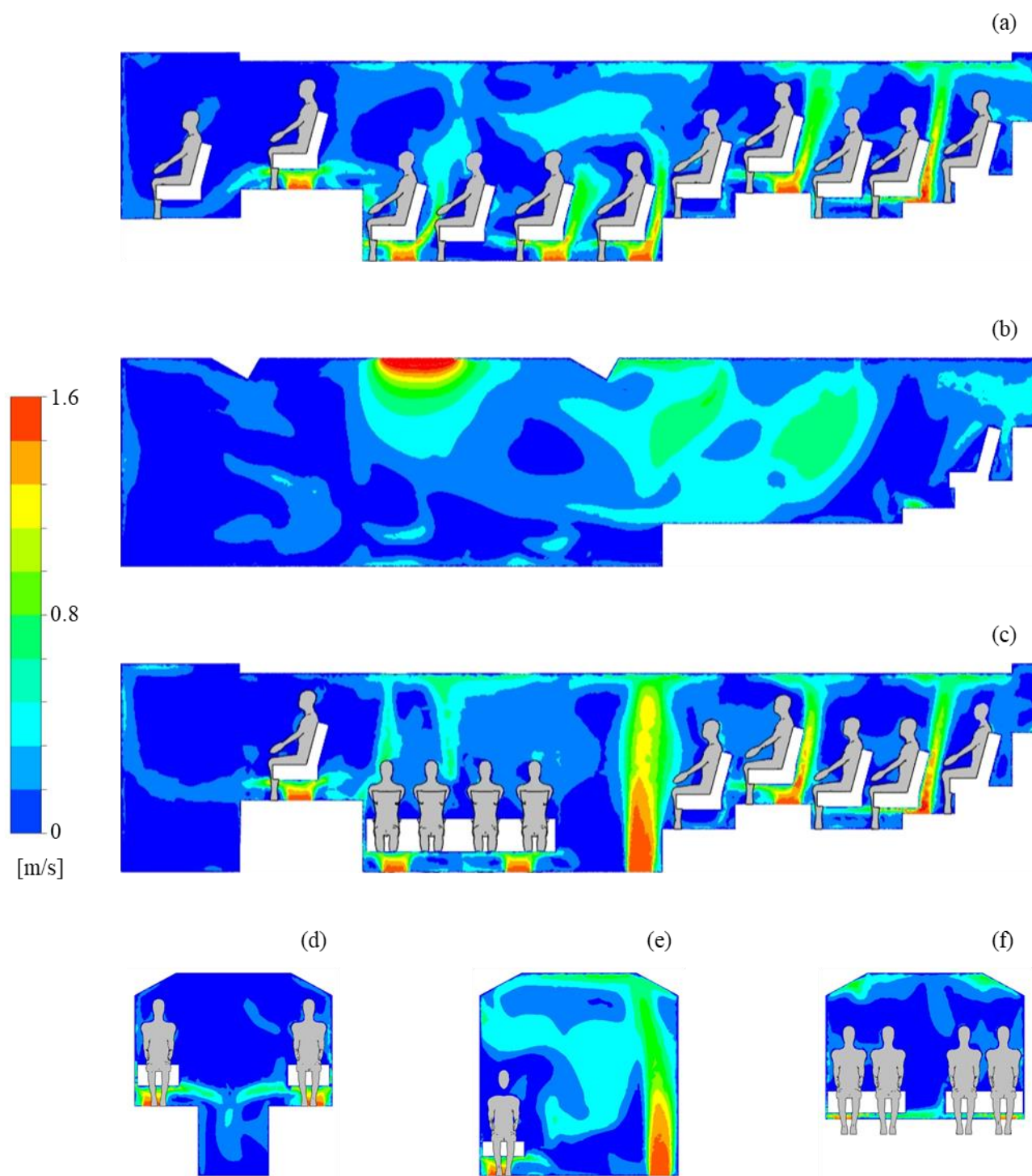
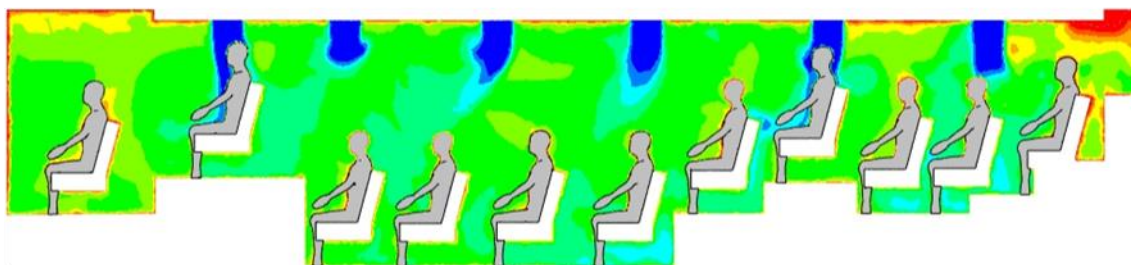


図 5.1.4 Case2-B におけるスカラ風速分布．（人員密度 39%， DV layout）

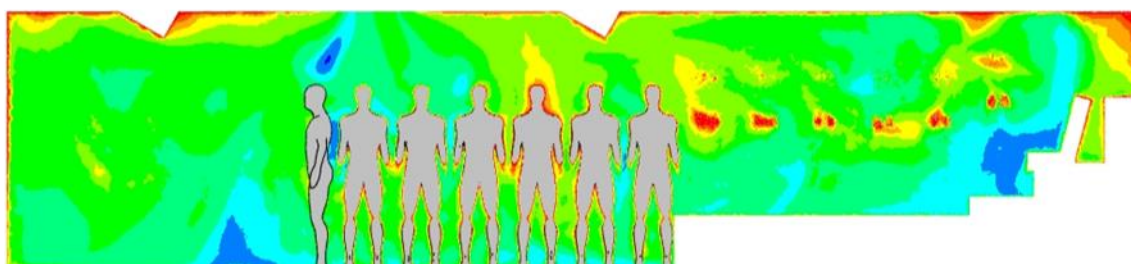
XY 平面 (a) $Z=0.3\text{m}$, (b) $Z=1.14\text{m}$, (c) $Z=2\text{m}$

YZ 平面 (d) $X=2.1\text{m}$, (e) $X=5.7\text{m}$, (f) $X=9.6\text{m}$

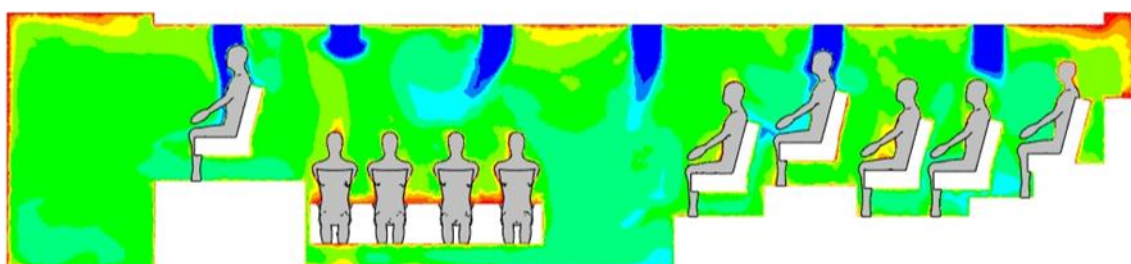
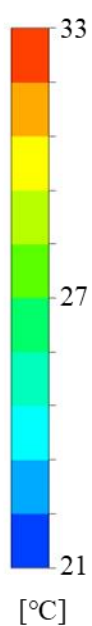
(a)



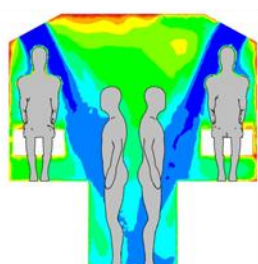
(b)



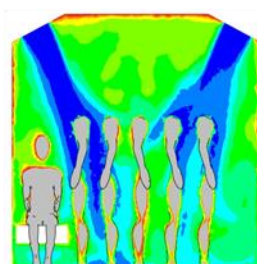
(c)



(d)



(e)



(f)

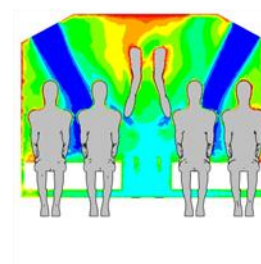


図 5.2.1 Case1-A における温度分布. (人員密度 100%, Standard layout)

XY 平面 (a) $Z=0.3\text{m}$, (b) $Z=1.14\text{m}$, (c) $Z=2\text{m}$

YZ 平面 (d) $X=2.1\text{m}$, (e) $X=5.7\text{m}$, (f) $X=9.6\text{m}$

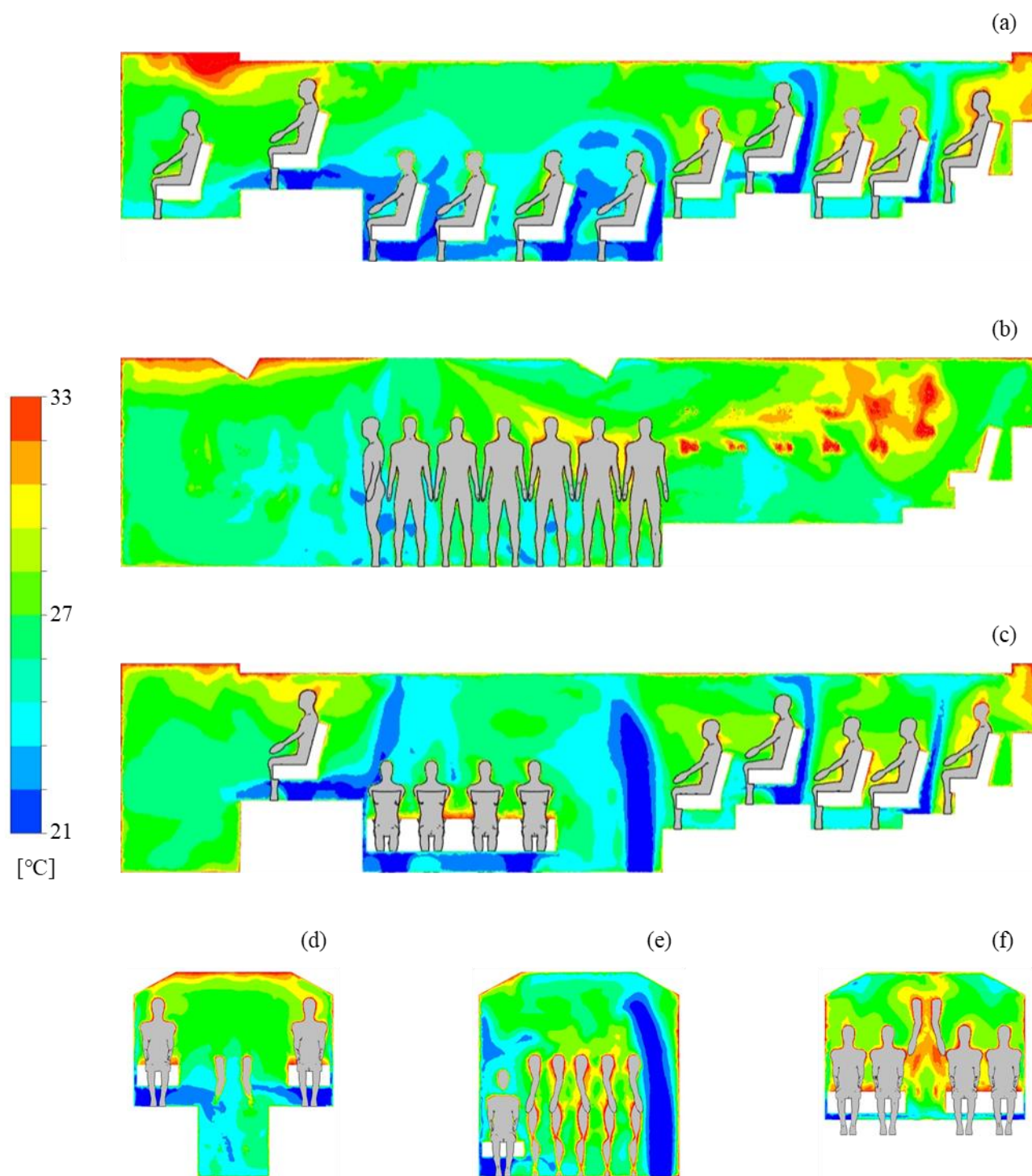


図 5.2.2 Case1-B における温度分布．（人員密度 100%，DV layout）

XY 平面 (a) $Z=0.3\text{m}$, (b) $Z=1.14\text{m}$, (c) $Z=2\text{m}$

YZ 平面 (d) $X=2.1\text{m}$, (e) $X=5.7\text{m}$, (f) $X=9.6\text{m}$

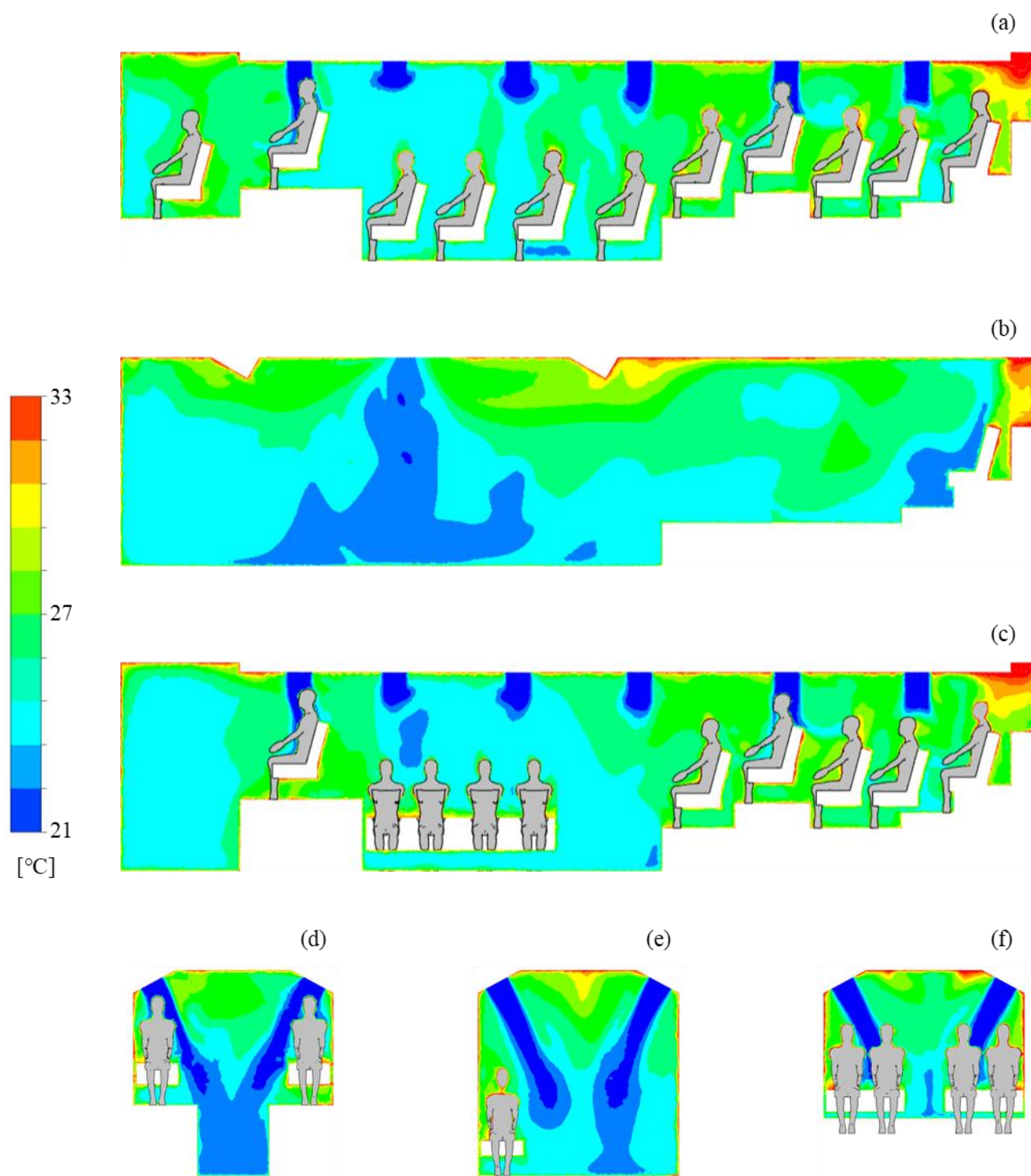


図 5.2.3 Case2-A における温度分布. (人員密度 39%, Standard layout)

XY 平面 (a) $Z=0.3\text{m}$, (b) $Z=1.14\text{m}$, (c) $Z=2\text{m}$

YZ 平面 (d) $X=2.1\text{m}$, (e) $X=5.7\text{m}$, (f) $X=9.6\text{m}$

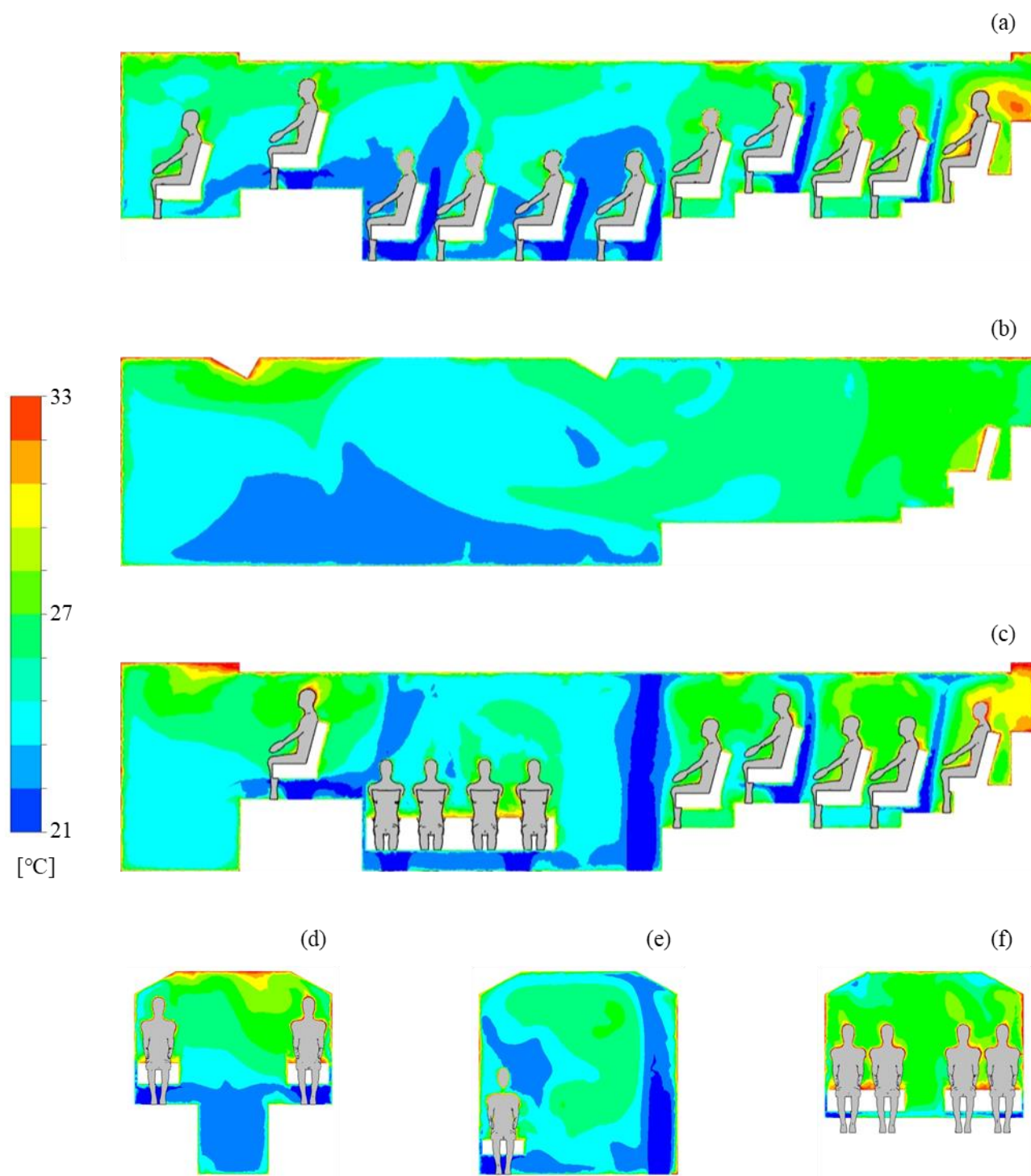


図 5.2.4 Case2-B における温度分布．（人員密度 39%，DV layout）

XY 平面 (a) $Z=0.3\text{m}$, (b) $Z=1.14\text{m}$, (c) $Z=2\text{m}$

YZ 平面 (d) $X=2.1\text{m}$, (e) $X=5.7\text{m}$, (f) $X=9.6\text{m}$

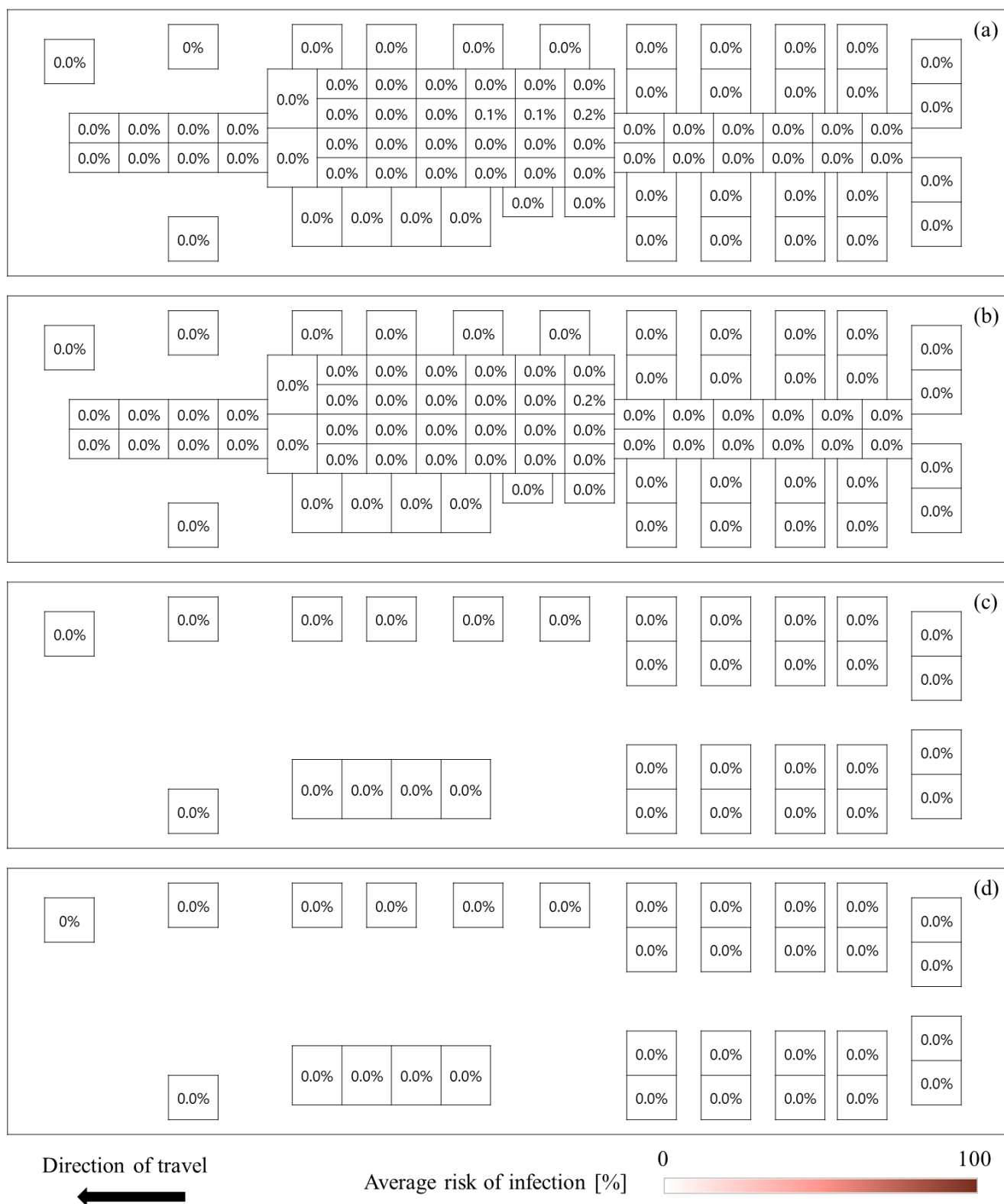


図 5.3.1 $c_v = 10^2$ の条件における平均感染リスク分布.

(a) Case1-A (100%, Standard layout), (b) Case1-B (100%, DV layout),
(c) Case2-A (39%, Standard layout), (d) Case2-B (39%, DV layout)

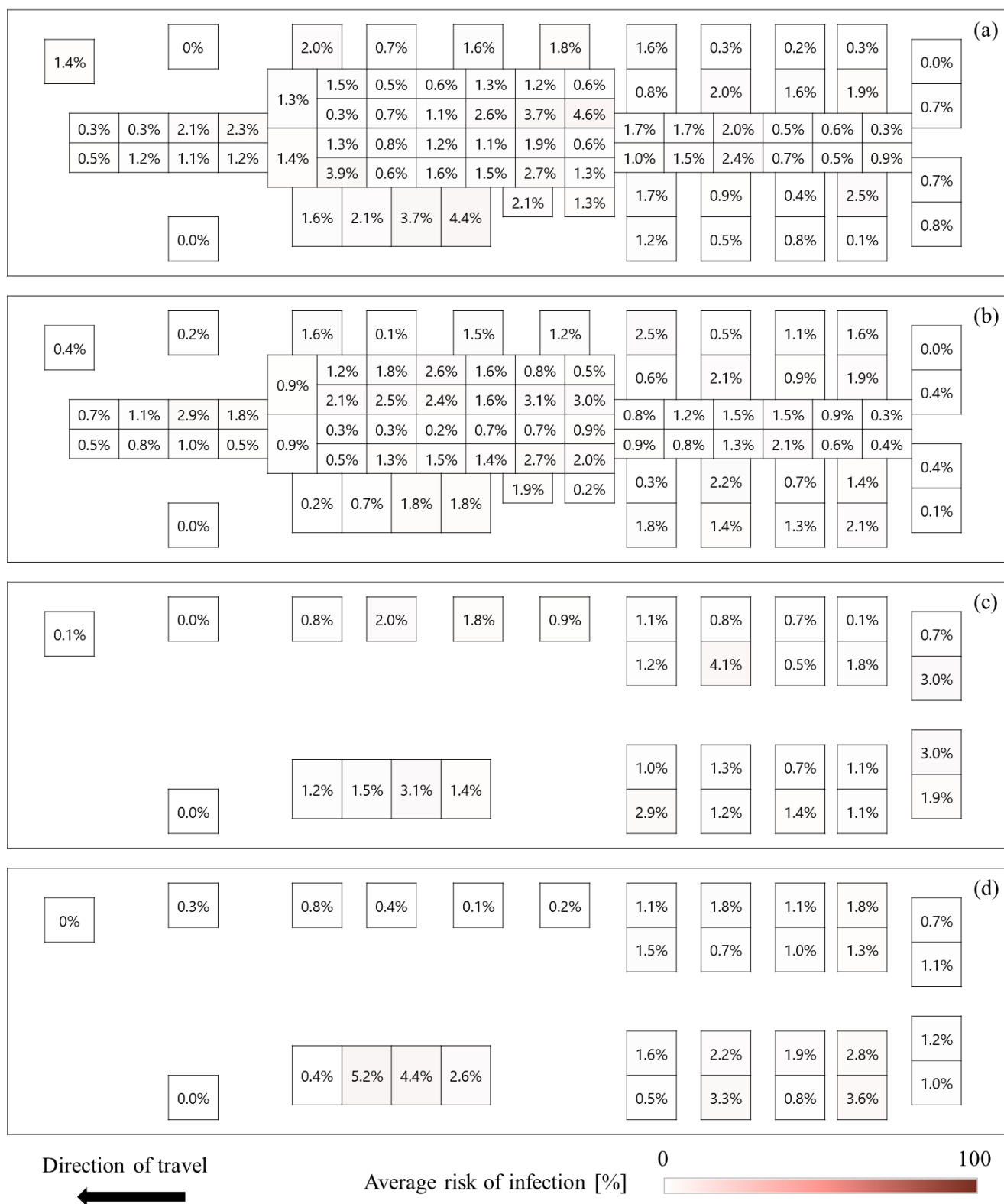


図 5.3.2 $c_v = 10^6$ の条件における平均感染リスク分布

(a) Case1-A (100%, Standard layout), (b) Case1-B (100%, DV layout),
 (c) Case2-A (39%, Standard layout), (d) Case2-B (39%, DV layout)

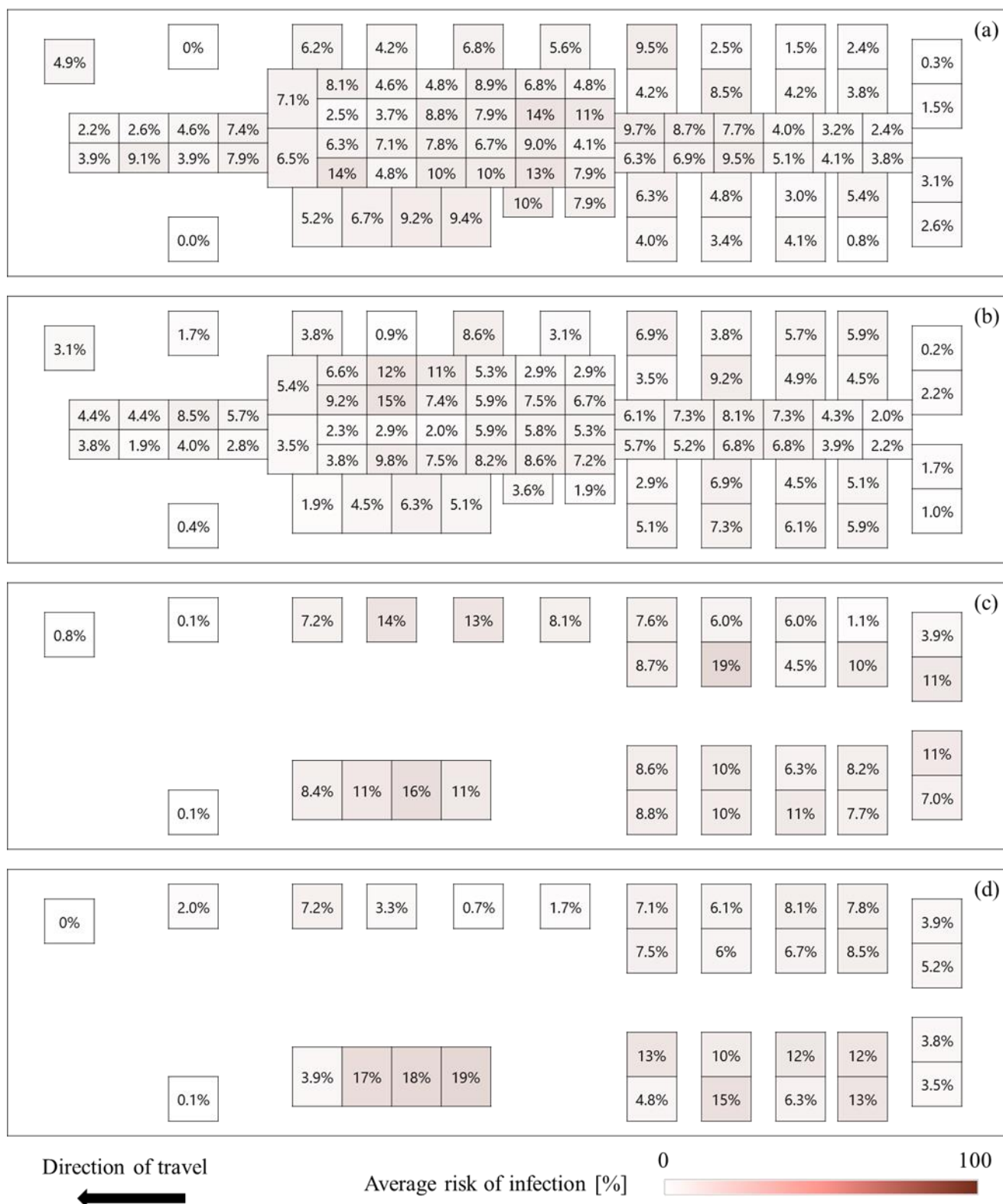


図 5.3.3 $c_v = 10^7$ の条件における平均感染リスク分布

(a) Case1-A (100%, Standard layout), (b) Case1-B (100%, DV layout),
 (c) Case2-A (39%, Standard layout), (d) Case2-B (39%, DV layout)

第 6 章 考察と総括

6.1 解析結果の考察

6.1.1 流れ場・温度場解析結果の考察

Standard layout は吹出口が天井に位置するため、噴流が車室内下部領域まで到達せず、乗客の周囲は滞留域となる。一方、DV layout は床面位置に設置された 12 か所の吹出口の内 11 か所が座席下のため、Standard layout と比較して噴流が発達しなかった。また、温度分布はスカラ風速分布に従うことが確認できた。

6.1.2 粒子拡散解析結果の考察

平均感染リスクの分布を比較すると、 c_p の値が高くなるほど感染リスクが高くなることが分かる。そして、車室内中央の乗客が密集する場所は相対的に感染リスクが高いことが示唆される。表 6.1 に DV layout による平均感染リスクの変化を示す。この結果から、DV layout は Standard layout より感染リスクを低下させる傾向を確認した。

表 6.1 DV layout による平均感染リスクの変化

100%, 79 people	Number of people	Average infection risk altered by DV layout (%)				
		0~5	5~10	10~20	20~30	30~40
Decrease	52	22	8	14	6	2
Increase	27	15	8	2	1	1
39%, 31 people	Number of people	Average infection risk altered by DV layout (%)				
		0~5	5~10	10~20	20~30	30~40
Decrease	20	6	6	6	0	2
Increase	10	3	3	4	0	0
No change	1	-	-	-	-	-

6.2 本論の総括

本研究では、通勤バス車室内に複数の CSP を設置することで 2 種類の人員密度条件を作成し、2 種類の空調条件で CFD 解析を実施した。その結果、車室内の人員密度および空調レイアウトが乗客の感染リスク分布に一定の影響を与えること、そして局所的に感染リスクが大きくなる箇所が存在することを確認した。

参考文献

- 1) Gupta, J. K., C-H. Lin, and Q. Chen. "Flow dynamics and characterization of a cough." *Indoor air* 19.6 (2009): 517-525.
- 2) Xie, Xiaojian, et al. "Exhaled droplets due to talking and coughing." *Journal of the Royal Society Interface* 6.suppl_6 (2009): S703-S714.
- 3) Redrow, John, et al. "Modeling the evaporation and dispersion of airborne sputum droplets expelled from a human cough." *Building and Environment* 46.10 (2011): 2042-2051.
- 4) S Yoo and K Ito (2018) Assessment of Transient Inhalation Exposure using in silico Human Model integrated with PBPK - CFD Hybrid Analysis, *Sustainable Cities and Society*, 40, 317–325
- 5) Yan, Yihuan, Xiangdong Li, and Jiyan Tu. "Thermal effect of human body on cough droplets evaporation and dispersion in an enclosed space." *Building and Environment* 148 (2019): 96-106.
- 6) Yang, Lin, Xiangdong Li, and Jiyan Tu. "Thermal comfort analysis of a high-speed train cabin considering the solar radiation effects." *Indoor and Built Environment* (2019): 1420326X19876082.
- 7) Kubota, Takuya, Ryo Watanabe, and Hidenori Miyashita. "Effects of thermal radiation and insolation on passenger compartments of an automobile." 2010 IEEE International Conference on Control Applications. IEEE, 2010.
- 8) Lee, Jin Woon, et al. "Influence of the spectral solar radiation on the air flow and temperature distributions in a passenger compartment." *International Journal of Thermal Sciences* 75 (2014): 36-44.
- 9) Yu Feng, Clement Kleinstreuer, Nicolas Castro, Ali Rostami. "Computational transport, phase change and deposition analysis of inhaled multicomponent droplet-vapor mixtures in an idealized human upper lung model" *Journal of Aerosol Science* 96 (2016) 96-123
- 10) Jianjian Wei, Yuguo Li. "Enhanced spread of expiratory droplets by turbulence in a cough jet" *Building and Environment* 93 (2015) 86-96

- 11) John Redrow, Shaolin Mao, Ismail Celik, J. Alejandro Posada, Zhi-gang Feng. "Modeling the evaporation and dispersion of airborne sputum droplets expelled from a human cough" *Building and Environment* 46 (2011) 2042-2051
- 12) Yihuan Yan, Xiangdong Li, Yidan Shang, Jiyan Tu. "Evaluation of airborne disease infection risks in an airliner cabin using the Lagrangian-based Wells-Riley approach" *Building and Environment* 121 (2017) 79-92
- 13) Farzad Pourfattah, Lian-Ping Wan, Weiwei Deng, Yong-Feng Ma, Liangquan Hu, and Bo Yang. "Challenges in simulating and modeling the airborne virus transmission: A state-of-the-art review" *Physics of Fluids* 33, 101302 (2021)
- 14) G. Buonanno, L. Stabile, L. Morawska. "Estimation of airborne viral emission: Quantitative emission rate of SARS-CoV-2 for infection risk assessment" *Environment International* 141 (2020) 105794
- 15) G. Buonanno, L. Morawska, L. Stabile. "Quantitative assessment of the risk of airborne transmission of SARS-CoV-2 infection: Prospective and retrospective applications " *Environment International* 145 (2020) 106112

謝辞

本論文を作成するにあたり，多大なるご指導・ご鞭撻をいただきました九州大学・伊藤一秀教授，Sung-Jun Yoo 准教授，久我一喜助教に謹んで感謝の意を表します．そして，本研究室秘書の前任者である神田さん，後任者である山崎さんには様々な日常業務においてサポートしていただきました．心から感謝申し上げます．

研究室の先輩方ならびに後輩方には論文作成にあたって貴重な助言をしていただき非常にお世話になりました．ここに記して深謝の意を表します．また，研究室同期の坂本さん，室田さん，Ma さんとは互いに励ましあいながら成長することができました．感謝いたします．

最後に，大学院への進学之机をを与え，修了まで温かく見守っていただいた両親，その他多くの方々のご支援やご協力，ご助言を支えとして，本論文に至る一連の研究が遂行できたことを銘記し，謝辞といたします．

令和 4 年 2 月

黒川 曜