

通勤バス車室内を対象とした空気感染性汚染物質の 飛散シミュレーション

小山, 英晃
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/2324/3052465>

出版情報 : 九州大学, 2019, 修士, 修士
バージョン :
権利関係 :

令和 元 年 度

修 士 論 文

通勤バス車室内を対象とした
空気感染性汚染物質の飛散シミュレーション

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

小 山 英 晃

指導教員 伊 藤 一 秀

提出年月日 令和2年2月5日

目次

第1章 序論	1
1.1 はじめに	1
第2章 数値人体モデルとバスモデル概要	3
2.1 数値人体モデル概要	3
2.2 バスモデル	6
2.2.1 数値バスモデルにおけるメッシュ依存性	6
2.2.2 吹出口、吸出口レイアウト	10
2.3 日射負荷モデル	11
2.3.1 太陽光追跡手法	11
第3章 数値解析概要	14
3.1 流れの方程式と乱流理論の基礎	14
3.1.1 流体シミュレーションの基礎方程式	14
3.1.2 レイノルズ方程式	16
3.2 乱流モデル	17
3.2.1 標準 k- ϵ 型モデル	18
3.2.2 低 Reynolds 数型 k- ϵ 型モデル	20
3.2.3 SST モデル	24
3.3 計算格子	27
3.4 計算アルゴリズム	28
3.5 濃度場の数値解析	31
第4章 粒子解析概要	32
4.1 水蒸気の輸送	32
4.1.1 水蒸気の輸送方程式	32
4.1.2 水蒸気のエンタルピーの輸送	32
4.2 粒子の輸送方程式	33
4.2.1 粒子の運動方程式	33
4.2.2 粒子の質量、温度の輸送方程式	35
4.2.3 分散相と連続相の連成解析	36

4.3 非定常咳モデル	38
第5章 粒子解析結果	39
5.1 定常解析結果	39
5.2 咳による飛沫拡散解析の詳細条件	41
5.3 粒子の非定常解析結果	42
5.4 結語と考察	47
参考文献	48
謝辞	49

1 章 序章

1 序論

結核、インフルエンザ、麻疹などの感染性呼吸器疾患は、近年注目を集めている。これらのウイルスを含む感染性の浮遊粒子は、咳やくしゃみから屋内環境へと放出され、これらの粒子が人体の粘膜組織に吸い込まれたり堆積したりすることにより、感染伝播する。感染性呼吸器疾患の最も一般的な臨床症状の1つは咳である。インフルエンザ感染症の疫学研究では、感染症の伝播に関して、咳やくしゃみ、呼吸、または会話よりも感染リスクが高いことがわかっている。公共空間の感染リスクに関連する居住者の健康状態をより良く評価するには、咳の過程を深く理解し、屋内の居住空間で吐き出された液滴の透過特性を正確に把握することが不可欠となっている。

呼吸液滴の分散は、液滴のサイズと周囲の気流との相互作用によって制御される。咳の場合、排出される液滴のサイズは、 $0.1\mu\text{m}$ から $1000\mu\text{m}$ の範囲で多様であり、ウイルス感染と細菌感染の両方を引き起こすのには十分である。また、このような広い範囲の粒形は、同じ咳を介して排出されたとしても、液滴の輸送と分散の特徴が大きさによって全く異なる可能性があることを意味している。慣性と質量のために床にすばやく沈着する大きな液滴とは異なり、小さな液滴は局所空気流によって運ばれ、長時間空気中に浮遊する傾向がある。より小さな液滴は潜在的に長い移動時間と飛距離を持つため、吸入可能性が大幅に増加する。このため、一般的に $10\mu\text{m}$ がカットオフ直径として使用され、呼吸器系の深部に達する可能性の高い液滴と、上気道の表面へ沈着する可能性の高い液滴とを区別されている。したがって、咳がもたらす潜在的な健康上のリスクを評価する際に、初期サイズの咳の小滴を用いることは非常に重要です。実在の人の咳からの実験的測定により、咳の小滴の実際のサイズは放出された後、時間経過とともに減少することが証明された。Chao らは、咳の際にエアジェットによって引き起こされる高速度により、話すなどの他の行動と比較して、より小さな液滴の生成が促進される可能性がある」と結論付けている。したがって、個々人の感染リスクの評価に先立ち、咳をモデル化する際に放出された液滴のサイズ分布特性を慎重に裏付ける必要がある。

時間依存の液滴サイズを正確に描写することの重要性が高まることで、液滴周囲の相対湿度 (RH) によって液滴の蒸発プロセスが液滴サイズの減少の主な原因となっていることが確認された。水と不揮発性化合物で構成される液滴が放出されると、液滴に含まれる水が徐々に蒸発し、不揮発性成分が残り、平衡直径となった固体液滴核が形成される。さまざまな温度および湿度条件下でサイズと時間の関係性を示すモデル式が、開発されている。しかし、蒸発プロセスと分散プロセスを統合することは複雑であるため、既存のほとんどの研究では、単純化された数値モデル式を適用して蒸発プロセスを解析している。また多くの研究では液滴の蒸発によって生じる不均一な湿度場は、水蒸気発生量が微量であるため無視されている。あるいは液滴をより単純化し、スカラーモデルを使用した解析が実施される。不均一な水蒸

気濃度場は、時間経過による液滴サイズ変化量が変化し、液滴の軌跡に大きく影響するため、液滴の蒸発時に生じる不均一な水蒸気濃度を再現することが重要となる。そのため、液滴と周囲空気を連成解析し、相互間の質量交換が可能なモデル式を導入する必要がある。

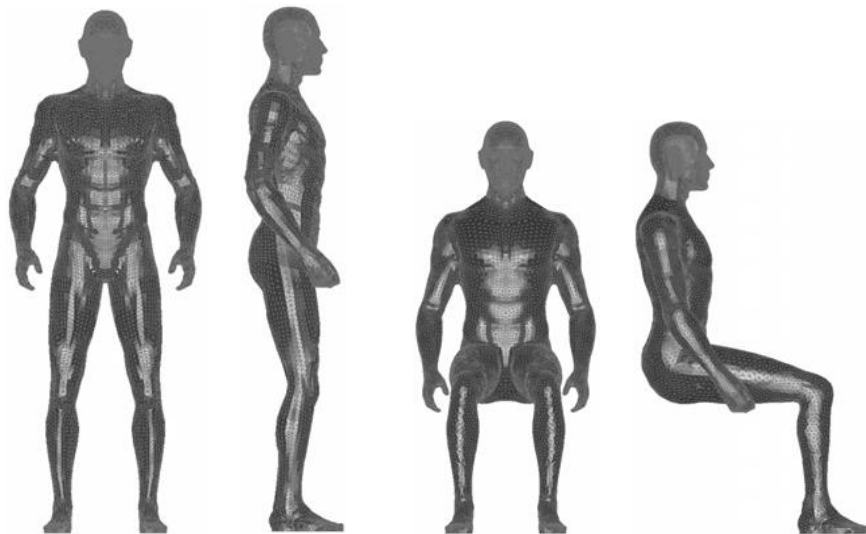
屋内空間での咳の液滴分散に関する既存の研究の多くは、液滴の蒸発とサイズ変化によって誘発される液滴の動きの支配的なメカニズムを考慮せずに行われている。それら研究では、蒸発によるサイズ縮小後の平衡液滴核径の粒径を放出時のサイズとして使用している。これは、理想的な条件 (0%RH) で液滴 (10 μm 未満) の蒸発プロセスが非常に迅速に行われたと仮定しているためである。しかし、液滴蒸発プロセスは周囲環境によって不均一となる。個の蒸発プロセスは 100%RH の理想的な条件下で、初期直径が 100 μm の液滴の場合 100 秒以上かかる。蒸発プロセスに対する液滴サイズと RH の変化の影響をさらにテストするために、Yihuan Yan らの報告では、さまざまな周囲 RH (10%~90%)、呼気湿度、および液滴量の組み合わせでいくつかのケーススタディを実施した場合、液滴の動的挙動が蒸発と RH によって著しく影響され、液滴分散の変化を含め、findand 超微細液滴によって運ばれる病原体の増加を促進することが実証されている。蒸発プロセスは、50%RH のより現実的な周囲条件下で、10 μm から 100 μm の範囲の大きな液滴の場合、1 秒から 10 秒ほどかかり、このような長時間のスパンでは、液滴のサイズ分布に影響を与える。そのため、周囲環境の湿度分布を再現する必要がある。

一般的な公共交通機関である通勤バスは、時間帯によっては閉鎖空間中で非常に高い乗客密度となることで換気効率が悪化し、さらに他者との接触回数が増加する。また、都市部では乗客の入れ替わりが激しいため、必然的に接触人数が増加する傾向があり、電車等の交通機関が少ない地域では主な公共交通機関としてバスが採用されることが多く、移動の際に長時間搭乗することがある。以上のことから、路線バスは飛沫・接触感染のリスクが高いといえる。これまで建築空間や航空旅客機キャビン内を対象とした感染性粒子の飛散に伴う感染伝播に関する基礎実験および数値解析の事例が報告されている。その一方、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皆無である。そのため、本研究では実在する通勤バス車室空間を正確に再現した上で、オイラー型の計算流体力学 CFD による流れ場解析とラグランジ型の粒子解析、数値人体モデルを併用することで、咳による粒子生成・放出と車室内拡散を総合的に解析する。またその際に、人体から発生する湿度を再現することにより、不均一湿度場を形成することでより実条件に近づけた解析を実施する。その上で、飛沫粒子による感染リスク評価の基礎データとなる粒子沈着量分布予測を行うことを目的とする。

2章 数値人体モデルとバスモデル概要

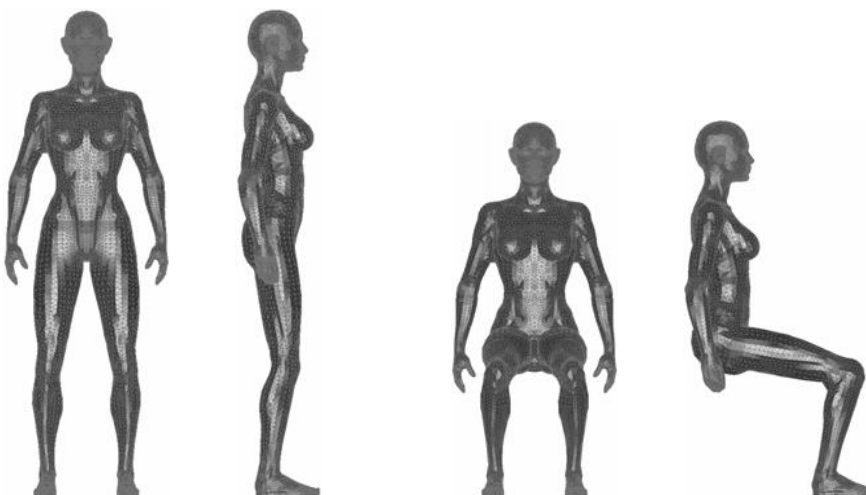
2.1 数値人体モデル概要

計算計算流体力学(CFD)シミュレーションを行うにあたって、人体発熱による熱上昇流や発汗による湿度発生など観点から、数値人体モデル(Numerical Thermal Manikin, Virtual Manikin, Computer Simulated Person などと呼ばれることが多い)の精度は空間に多大な影響を与えることが確認されている。既往研究では既に様々な数値人体モデルが開発されており、当研究室においても様々な状況を構築するため、6種の数値人体モデル(図-2.1に示す)が使用されている。また、モデルの詳細については表-2.1に纏めた。



(1) 成人男性立位モデル

(2) 成人男性座位モデル



(3) 成人女性立位モデル

(4) 成人女性座位モデル

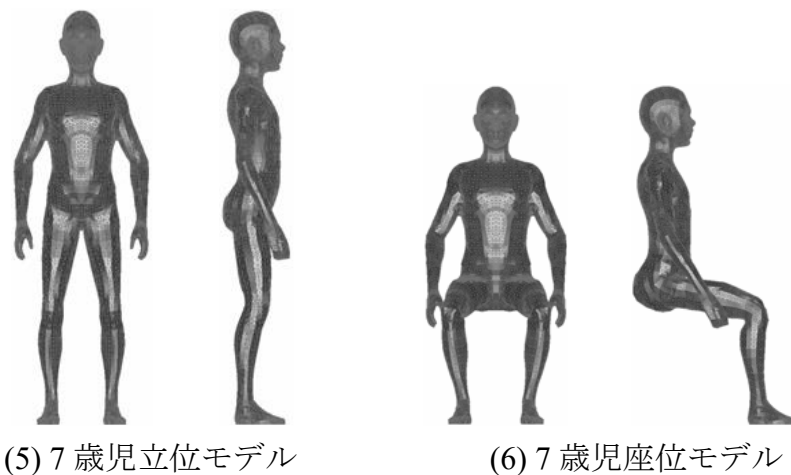








図-2.1 既存の数値人体モデル Virtual Manikin の外観と表面メッシュの様子

表-2.1 既存の数値人体モデルの概要

Segment	Standing Model			Seated Model		
	 (1) Child	 (2) Male	 (3) Female	 (1) Child	 (2) Male	 (3) Female
Area of Whole Body [m ²]	0.847	1.745	1.317	0.848	1.681	1.308
Height of Body [m]	1.289	1.736	1.584	1.048	1.351	1.236
Smallest Surface Mesh Size [mm ²]	0.490	0.469	0.652	0.490	0.562	0.746
Largest Surface Mesh Size [mm ²]	151.715	425.013	372.035	154.933	468.185	380.490
The Number of Surface Mesh	18,971	44,974	35,500	20,085	44,620	36,742

本研究においても、バス車室内の温度場、流れ場、湿度場、飛沫核解析を行うために、詳細に人体表面の幾何形状を再現した数値人体モデル(CSP)を用いる必要がある。しかしながら、バスの搭乗人数で想定されている最大数は79人であるため、既存の人体モデルを使用して、最大搭乗数を再現すると解析格子(メッシュ)数が膨大な数となり、解析負荷が多くなる。そのため、解析負荷と解析精度を考慮した新たな人体モデルの開発が必要となる。そこで、本研究では、人体形状を再現しつつ、メッシュ数を削減するために人体の細かな凹凸を無くし、脇など人体各部位の接合点を滑らかにし、メッシュサイズを大きくすることによって解決を試みた。図-2.2に新たに開発した人体モデルの詳細を示す。本報では、数値人体モデルを用いた咳の吐出を再現するため、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。また、表-2.1に新たに作成した人体モデルの詳細についてまとめた。

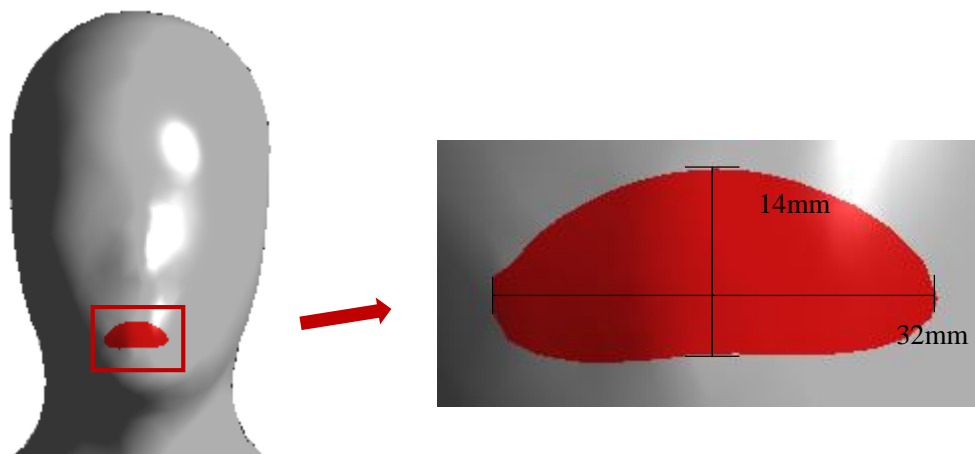
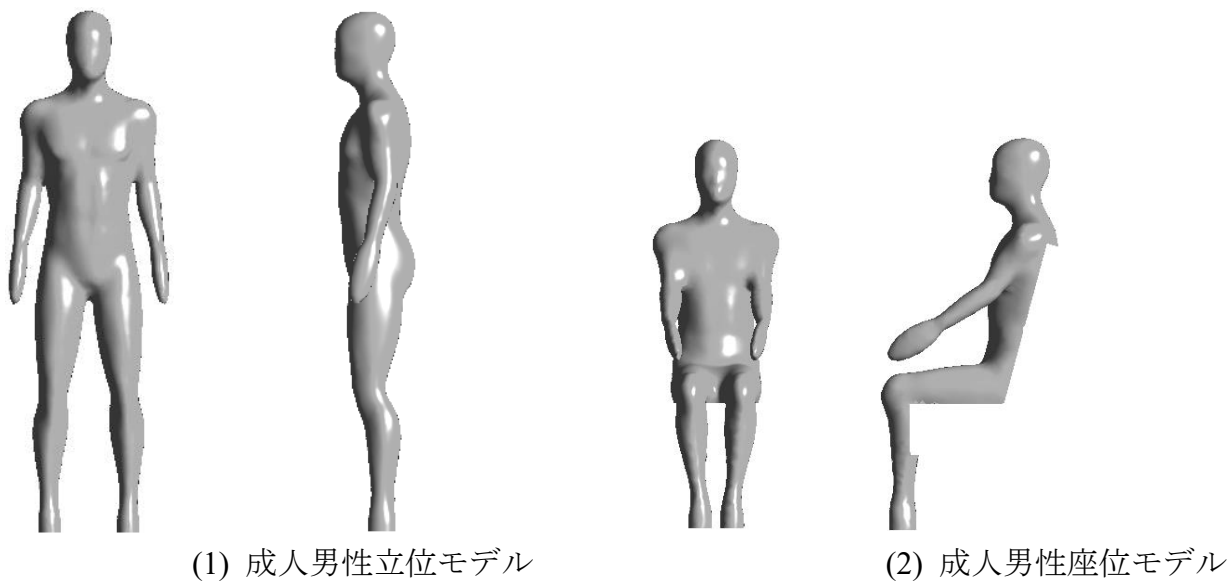




図-2.2 バスモデルに使用する数値人体モデル Virtual Manikin の外観と表面メッシュの様子

表-2.1 既存の数値人体モデルの概要

Segment	Standing Model	Seated Model
		
Area of Whole Body [m ²]	1.43	0.91
Height of Body [m]	1.665	1.244
Smallest Surface Mesh Size [mm ²]	9.58	13
Largest Surface Mesh Size [mm ²]	36.9	35
The Number of Surface Mesh	12700	6900

室内環境解析に CSP を適用する場合、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。そのため、本解析では人体生理発熱再現のために Fanger による 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、蒸発量が変化するため湿度場の再現が

重要となる。したがって、皮膚境界面に一定の Water vapor mass fraction を与えた。

2.2 バスモデル

より実条件に近づけるためにバスモデルは実際に運用されているバスの設計図(図-2.4 に示す)を基に ANSYS/ICEM を用いることによって作成した。その際、解析負荷の観点から、ねじなどの凹凸やつり革などのバス全体の環境場に対して大きな影響を与えない箇所に関しては簡易化を行った。本解析で使用する数値バスモデルの全長は 10m、全幅 2.3m、全高 2.4m である。また、搭乗人数は満席時を想定した 31 人と、満員時を想定した 79 人の二種類のモデルを作成した。(図-2.3 に示す) その際、図-2.2 で作成した人体モデルを配置した。この二種の数値バスモデルを用いることによって、人員密度が粒子に与える影響について検討を行う。

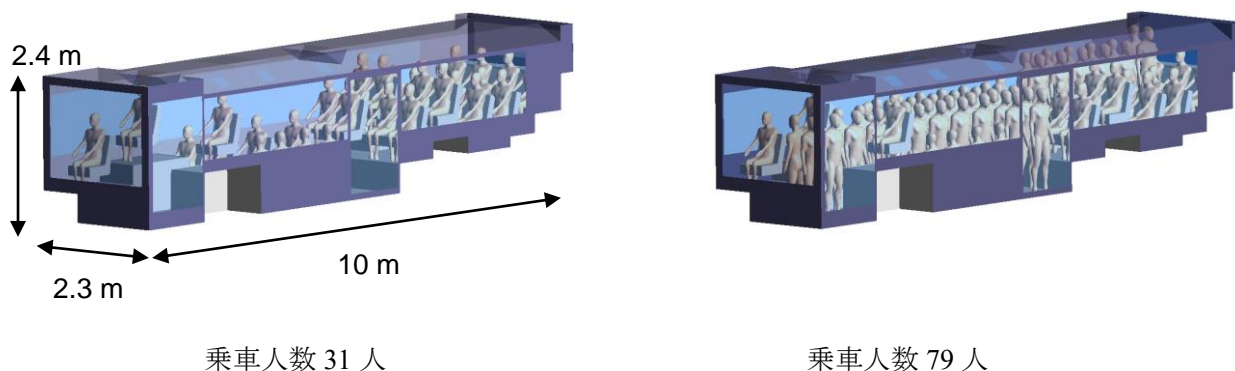
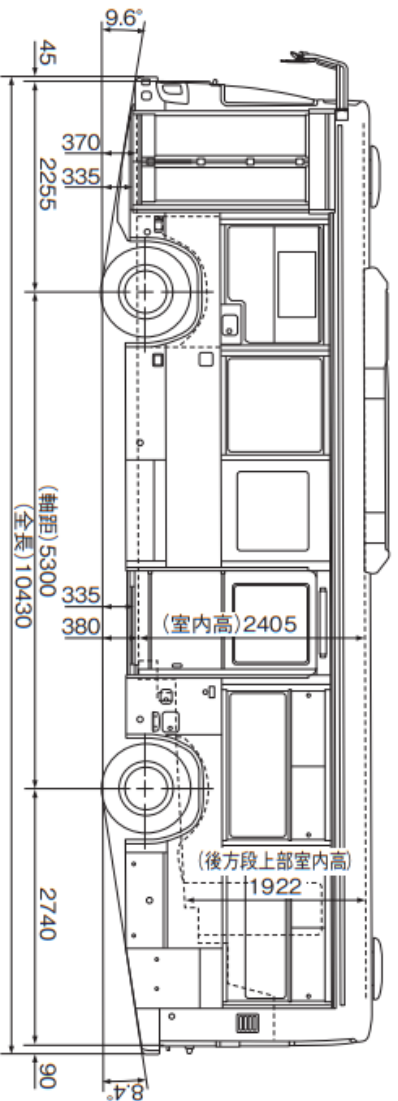
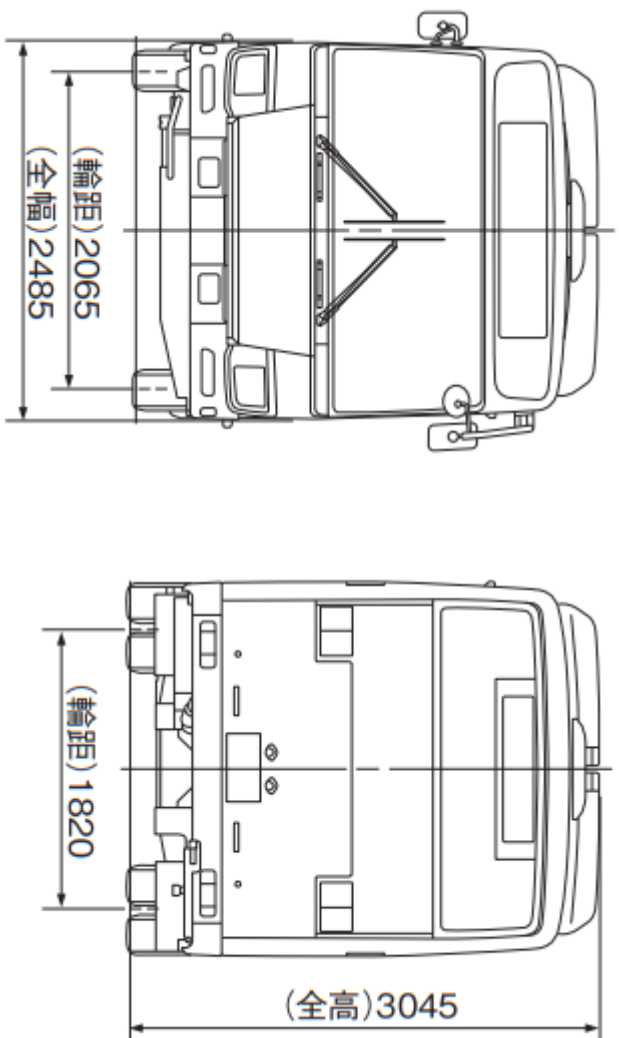


図-2.3 バスモデルの外観と内部の様子

表-2.2 バスモデルの概要

Segment	31 Passengers	79 Passengers
Area of Whole Bas [m ²]	156.032	224.013
Area of Whole Window [m ²]	23.540	23.535
Volume of Whole Bas [m ³]	41.341	38.660
The Number of Volume Mesh	4637634	6124298
The Number of Surface Mesh	935499	1138056



http://www.isuzu.co.jp/product/bus/erga_rt/pdf/sunpon.pdf

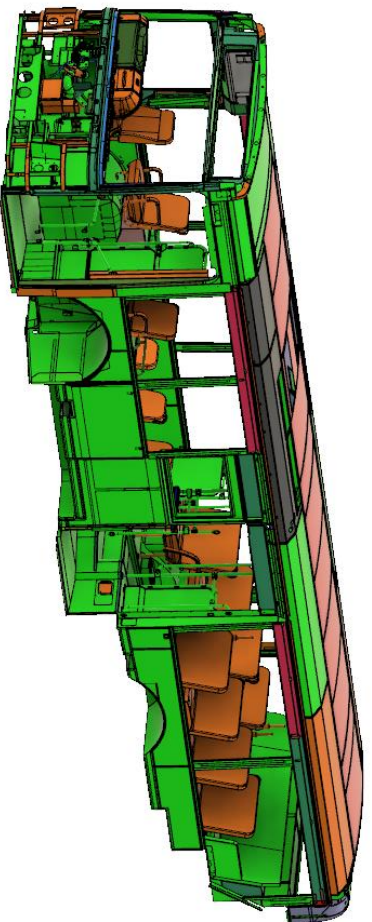


図-2.4 路線バス設計図

2.2.1 数値バスモデルにおけるメッシュの依存性

また、本研究を行う前にメッシュ依存性の検討を行うために乗客 2 人、運転手 1 人の搭乗人数 3 人の数値バスモデルを作成した。その解析モデルを 360 万、420 万、730 万の 3 種のメッシュ数にすることにより、メッシュの依存性の検討を行った。その際の解析条件を表-2.3 に示し、その結果について図-2.5 と表-2.4 に

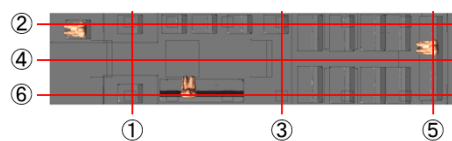
示す。及びグラフ-2.1 に示す。

表-2.3 解析条件

Mesh Number (million)	3.6	4.2	7.3
Turbulence Model	Low Re Type k-ε Model		
Inlet Boundary Condition	1.2m/s, 1m ²		
Outlet Boundary Condition	Pressure Outlet, 0.758m ²		

表-2.4 解析結果

Mesh	Mass flow rate [kg/s]	Volume-Weighted Average of Velocity [m/s]
	Net	Fluid Zone
730万	6.0931476e-06	0.25379858
420万	-2.5526206e-06	0.250905
360万	8.3366391e-05	0.26153588



Mesh	Area Average of Velocity [m/s]					
	①	②	③	④	⑤	⑥
730万	0.473582	0.229206	0.463074	0.299355	0.21627	0.249557
420万	0.471572	0.226623	0.477962	0.294298	0.150471	0.248311
360万	0.477096	0.231688	0.44766	0.297213	0.215909	0.261633

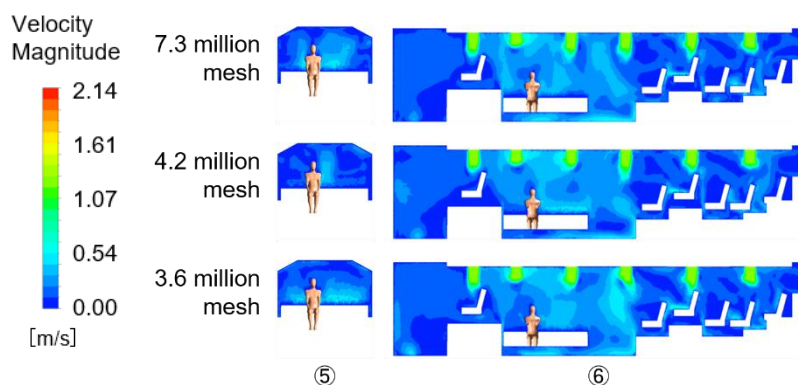
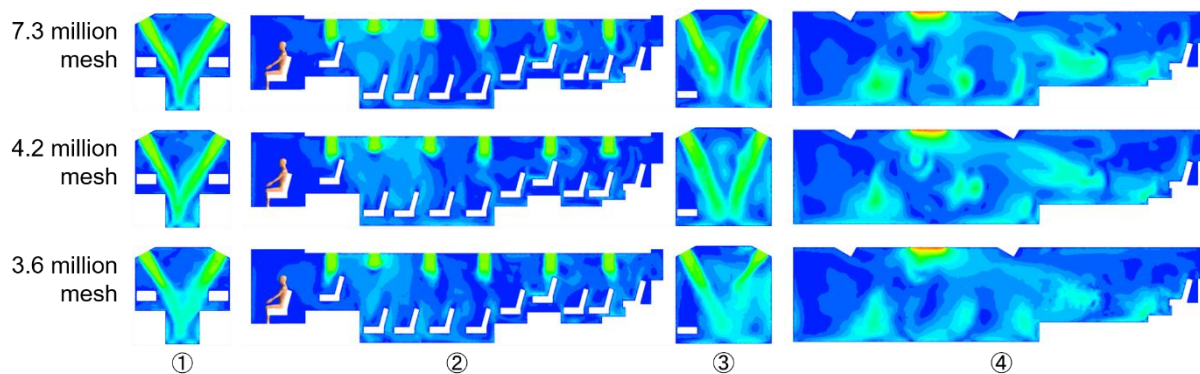
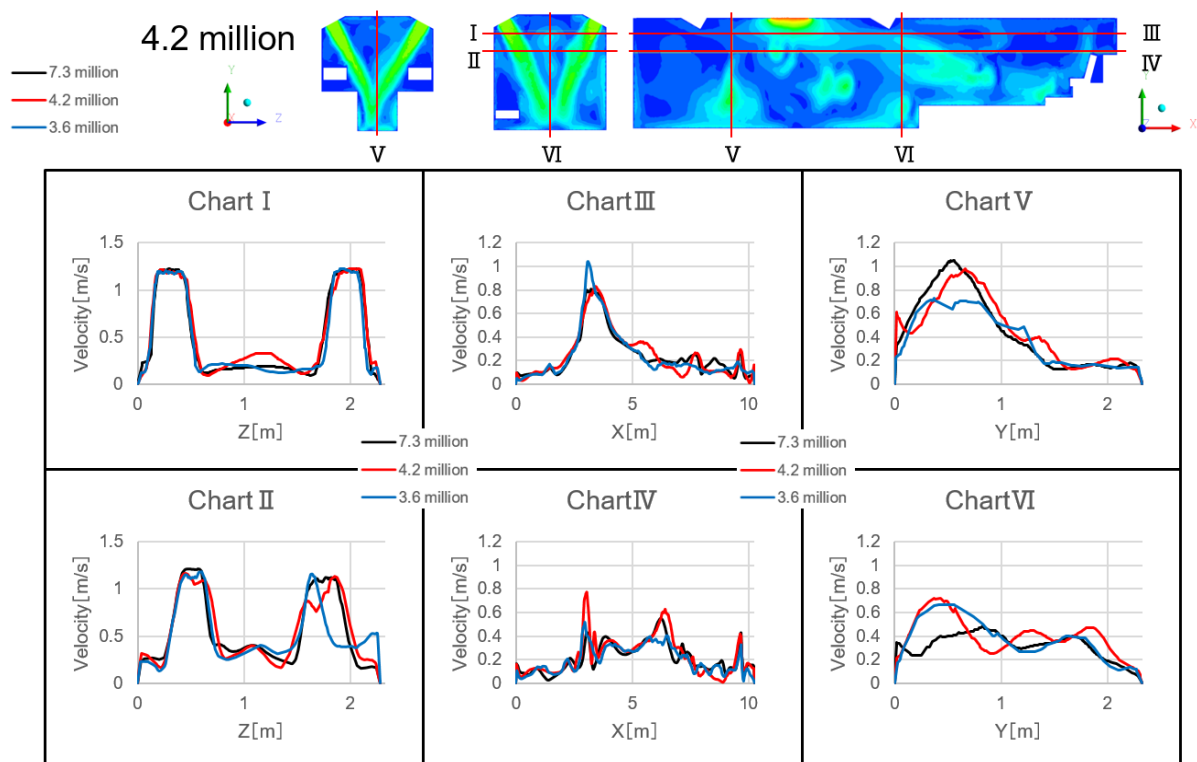


図-2.5 路線バス内の速度分布



グラフ-2.1 路線バス内の速度分布

以上の定常解析結果の比較を行う。図-2.5より、360万メッシュでは他のものと比較して、風速の発達が不十分であり途中で散逸している様子が見られる。しかし、420,730万メッシュの間に大きな差は見られなかった。また、グラフ-2.1でも比較的に420,730万メッシュの間に大きな差は見られなかった。以上の観点と解析効率を考慮し、本研究では420万メッシュを参考とした数値バスモデルを作成する。

2.2.2 吹出口、吸出口レイアウト

本研究では、吹出口、吸出口の位置を変えた解析を行うことによってバスレイアウトが粒子に与える影響について検討を行う。現在のバスレイアウトは天井に吹出口、吸出口が設置されているが、その空調方式については第一章で述べたように十分に検討が行われていない。そのため、人体周囲環境が最適であるか検討を行う必要がある。そのための指標の一つとして温度場、速度解析を実施した上で、粒子解析を行う。図-2.6に解析に使用したバスモデルの概要を示す。Type Aは現在広く用いられている空調配置形式である。また、Type Bは人体の乗車空間のみが快適になるようにローカルゾーニングコンセプトに基づいて、新たに吹出口、吸出口を配置した空調配置形式である。Type Bの空調設置個所は、吸出口は既存のものと同じ位置であるが、吹出口を床面に設置している。このレイアウト理由は吹出方向に吸出口を設置することによって、より効率的な換気を行うためである。

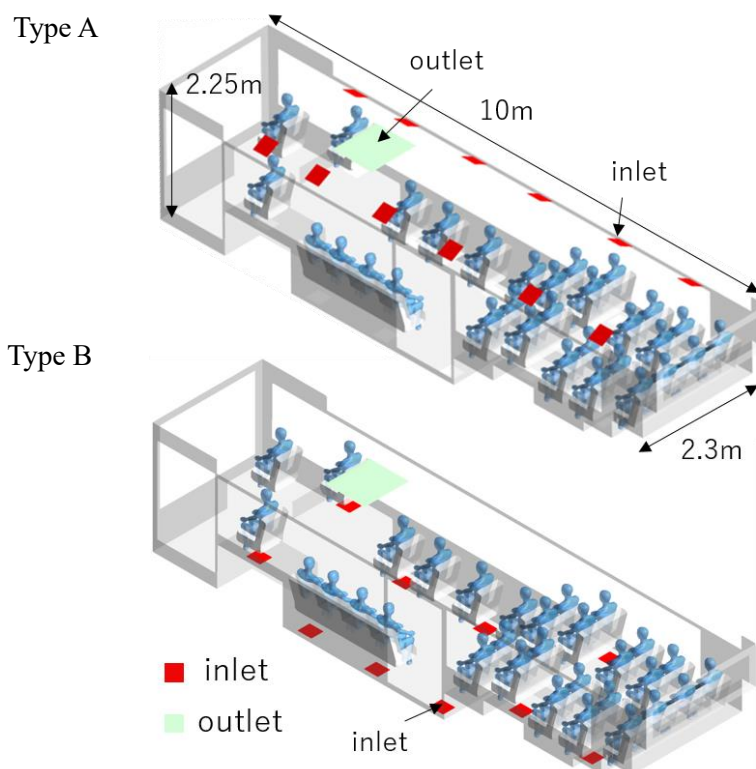


図-2.6 バスレイアウトの概要

	Type A	Type B
Area of Outlet [m ²]	0.758	0.758
Area of Inlet [m ²]	1.006	0.889

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。そこで、日射の再現性はバス車室内の環境解析を行うにあたり、重要な要素の一つとなっている。そこで、本研究では ANSYS FLUENT で用いられている一般的な手法を使用することによって、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太陽負荷モデルを提供している。モデルには、太陽光線追跡と DO 照射の 2 つのオプションがあり、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 モデルに直接、外部ビーム方向と強度のパラメータを提供するオプションが利用可能である。本解析では日射負荷を再現するために太陽光追跡手法を使用した。

2.3.1 太陽光追跡手法

太陽光追跡手法を使用して、入射日射から生じる負荷を予測することができる。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や入口/出口境界面で、面ごとのシェーディング分析を実行することにより、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を計算する。太陽光線追跡アルゴリズム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。

太陽光線追跡は直射日光、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 2 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/補間を行っている。

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、

$$T(\theta) = T(0)T_{ref}(\theta) \quad (2.3.1)$$

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。

$$T_{ref}(\theta) = a_0 + a_2 \cos(\theta) + a_3 \cos^2(\theta) + a_3 \cos^3(\theta) + a_4 \cos^4(\theta) \quad (2.3.2)$$

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 $R_{ref}(\theta)$ を加えることにより

$$R(\theta) = R(0)(1 - R_{ref}(\theta)) + R_{ref}(\theta) \quad (2.3.3)$$

となる。ここで反射率の補正係数 $R_{ref}(\theta)$ は

$$R_{ref}(\theta) = b_0 + b_1 \cos(\theta) + b_2 \cos^2(\theta) + b_3 \cos^3(\theta) + b_4 \cos^4(\theta) - T(\theta) \quad (2.3.4)$$

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	0.999	-0.563	2.043	-2.532	1.054

各表面に入射する日射負荷の計算では、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、不透明な面に入射するか、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、初期の拡散日射量が与えられている。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。

$$Edn = \frac{A}{\frac{B}{e^{\sin(\beta)}}} \quad (2.3.5)$$

ここで、 A は空気の質量を無視した際の見かけの日射量であり B は Atmospheric Extinction Coefficient (AEC)です。これらの値は、晴れた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、晴れた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。

$$Ed = CYEdn \quad (2.3.6)$$

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。

$$Ed = CEdn \frac{(i + \cos \varepsilon)}{2} \quad (2.3.7)$$

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。

$$Er = Edn(C + \sin \beta) \rho_g \frac{(1 - \cos \varepsilon)}{2} \quad (2.3.8)$$

ここで、 ρ_g は地面の反射率である。

3 章 数値解析概要

本研究では、人体熱モデルを路線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き出し口から温度、風速を与えて、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

非圧縮性の流体現象は(2-1)式に示す連続の式と(2-2)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(2-8)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、(2-10)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。

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

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

$$\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{\theta} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[a \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x_j} \right] \quad (2-15)$$

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(2-13)～(2-15)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(2-13)～(2-15)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(2-16)式、(2-17)式で表す。

$$\tilde{u}_i = U_i + u_i \quad (2-16)$$

$$\tilde{\theta} = \Theta + \theta \quad (2-17)$$

アンサンブル平均をオーバーバーで表すと、

$$U_i = \overline{\tilde{u}_i} \quad (2-18)$$

$$0 = \overline{u_i} \quad (2-19)$$

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、

$$\overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} = U_i U_j + \overline{u_i u_j} + \overline{U_i u_j} + \overline{u_i U_j} = U_i U_j + \overline{u_i u_j} \quad (2-20)$$

式(2-13)～(2-15)に平均操作を施すと、式(2-21)～(2-23)を得る。

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2-21)$$

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

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + \frac{\partial \Theta U_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[a \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} - \overline{\theta u_j} \right] \quad (2-23)$$

ここで、 S_{ij} は平均流の歪速度で、(2-24)式により表される。

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

式(2-22)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、(2-22)式の両辺に U_i を乗じ、式(2-21)を用いることにより、平均流の運動エネルギー方程式(2-25) が求まる。

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

式(2-25)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、(2-25)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(2-25)の両辺に \tilde{u}_i を乗じ、平均操作をした後に式(2-23)を差し引くと、乱流エネルギーの方程式(2-26)が得られる。

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

平均流の運動エネルギー同様、(2-26)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。

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

ここで、乱流エネルギーを表す k は(2-28)式としている。

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

(2-27)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。

$$-\overline{\theta u_j} = \frac{\nu_t}{\sigma_\theta} \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \quad (2-29)$$

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。

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

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 ($\varepsilon \equiv 2\nu_t \overline{S_{ij} S_{ij}}$) 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。

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

乱流エネルギー方程式は、式(2-26)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(2-27)、(2-29)で近似して次のモデル式を用いる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + G_k - \varepsilon \quad (2-32)$$

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

$$G_k = \beta g_i \frac{\nu_t}{\sigma_\theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} \quad (2-34)$$

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。

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

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。

$$\sigma_k = 1.0$$

$$\sigma_\varepsilon = 1.3$$

$$C_{\varepsilon 1} = 1.44$$

$$C_{\varepsilon 2} = 1.92$$

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 v 、重力と直角方向の速度成分を u とおいて、 $C_{\varepsilon 3} = \tanh \left| \frac{v}{u} \right|$ 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。

(2-32)式で示された乱流エネルギー k の輸送方程式及び(2-35)式で示された粘性散逸率 ε の輸送方程式を解くことで、(2-30)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2-1に示す。

表 2-1 標準型 k-ε モデルの基礎方程式一覧

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

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + G_k - \varepsilon \quad (2-37)$$

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

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

$$G_k = \beta g_i \frac{v_t}{\sigma_\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} \quad (2-40)$$

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

2.2.1 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 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 2-2 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 2-2 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 2-1 に示した通常標準型 k- ε モデルとなる。

表 2-2 低 Re 型 k- ε モデルの基礎方程式一覧

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

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + G_k - (\bar{\varepsilon} + D) \quad (2-42)$$

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

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

$$G_k = \beta g_i \frac{\nu_t}{\sigma_\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} \quad (2-45)$$

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

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 $k-\varepsilon$ 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 2-3 に Abe-Nagano モデルのモデル関数及び数値定数を示す。(2-50)式は ε の壁面境界条件を示す。また(2-53)式で示される η は kolmogorof の長さスケールを、(2-54)式で示される u_ε は kolmogorof の速度スケールを示す。

表 2-3 Abe- Nagano モデルのモデル関数及び数値定数

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

$$f_1 = 1.0 \quad (2-48)$$

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

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

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

$$y^* = \frac{u_\varepsilon y}{\nu} = \frac{y}{\eta} \quad (2-52)$$

$$\eta = \frac{\nu^{3/4}}{\varepsilon^{1/4}} \quad (2-53)$$

$$u_\varepsilon = (\nu_\varepsilon)^{1/4} \quad (2-54)$$

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

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(2-52)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 2-4 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、(2-58)式は ε の壁面境界条件を示す。

表 2-4 Murakami-Kato-Chikamoto モデルのモデル関数及び数値定数

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

$$f_1 = 1.0 \quad (2-56)$$

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

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

$$\frac{1}{\eta} = R_t^{\frac{3}{4}} \quad (2-59)$$

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

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

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 $k-\varepsilon$ モデルよりも一般に高い。

$k-\omega$ 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、 $k-\varepsilon$ 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。 $k-\varepsilon$ 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。

$$\frac{dk}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - C_\mu \omega k \quad (2-61)$$

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

$$v_t = \frac{k}{\omega} \quad (2-63)$$

$$\varepsilon = C_\mu \omega k \quad (2-64)$$

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。

$$C_\mu \omega k = \frac{\partial}{\partial y} \left[v \frac{\partial k}{\partial y} \right] \quad (2-65)$$

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

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(2-64)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 $v_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$ と、局所のレイノルズ応力と平均流れ勾配より $v_t = -\overline{uv} / (\partial U / \partial y)$ 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。

$$\frac{dk}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon \quad (2-67)$$

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

一方、 ω の輸送方程式は式(2-69)のように表わすことができる。

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{d}{dt} \left[\frac{\varepsilon}{C_\mu k} \right] = \frac{1}{C_\mu k} \frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{\omega}{k} \frac{dk}{dt} \quad (2-69)$$

式(2-69)の右辺に式(2-67)、(2-68)を代入して変形すると、次のようになる。

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

式(2-67)と式(2-70)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(2-62)と式(2-70)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、

$$P_k = |\overline{uv}| \Omega \quad (2-71)$$

$$|\overline{uv}| = \nu_t \Omega \quad (2-72)$$

として表される、これに(2-63)式、(2-64)式を用いて変形すると、次式が得られる。

$$|\overline{uv}| = \sqrt{C_\mu \frac{P_k}{\varepsilon} \cdot k} \quad (2-73)$$

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。

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\text{MAX}(a_1 \omega, \Omega)} \quad (2-74)$$

一般の流れ場ではひずみ速度として、次式を用いる。

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

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

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。

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\text{MAX}(a_1 \omega, SF_2)} \quad (2-76)$$

以上から、これらのモデルの最終形は以下で表される。

$$\frac{dk}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - C_\mu \omega k \quad (2-77)$$

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

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.

$$\phi = \phi_1 F_1 + \phi_2 (1 - F_1) \quad (2-79)$$

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。

$$\begin{aligned} a_e u_e &= \sum a_{nb} u_{nb} + S_e - (p_E - p_P) A_e \\ a_n v_n &= \sum a_{nb} v_{nb} + S_n - (p_N - p_P) A_n \end{aligned} \quad (2-80)$$

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。

$$\begin{aligned} \frac{a_e}{\alpha_u} u_e^* &= \sum a_{nb} u_{nb}^* + S_e - (p_E^{old} - p_P^{old}) A_e + (1 - \alpha_u) \frac{a_e u_e^{old}}{\alpha_u} \\ \frac{a_n}{\alpha_u} v_n^* &= \sum a_{nb} v_{nb}^* + S_n - (p_N^{old} - p_P^{old}) A_n + (1 - \alpha_u) \frac{a_n v_n^{old}}{\alpha_u} \end{aligned} \quad (2-81)$$

SIMPLE では、式(2-81)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、

$$p = p^* + p', \quad u = u^* + u', \quad v = v^* + v' \quad (2-82)$$

の関係が得られる。 (u^*, v^*) は、連立一次方程式となる式(2-81)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,

$$\frac{a_e}{\alpha_u} u_e = \sum a_{nb} u_{nb} + S_e - (p_E - p_P) A_e + (1 - \alpha_u) \frac{a_e u_e^{old}}{\alpha_u} \quad (2-83)$$

$$\frac{a_n}{\alpha_u} v_n = \sum a_{nb} v_{nb} + S_n - (p_N - p_P) A_n + (1 - \alpha_u) \frac{a_e v_n^{old}}{\alpha_u}$$

$$(u_e - u_w) \Delta y + (v_e - v_w) \Delta y = 0 \quad (2-84)$$

(2-83)から(2-81)を差し引くと 次式の数値修正量の方程式が導かれる.

$$\frac{a_e}{\alpha_u} u'_e = \sum a_{nb} u'_{nb} - (p'_E - p'_P) A_e \quad (2-85)$$

$$\frac{a_n}{\alpha_u} v'_n = \sum a_{nb} v'_{nb} - (p'_N - p'_P) A_n$$

SIMPLE 法では, 上式下線部を大胆に省略し, 式(2.3.84), 式(2.3.87)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.

$$a_P p'_P = \sum a_{nb} p'_{nb} - \frac{1}{\alpha_u} S_c \quad (2-86)$$

ここで, $a_E = A_e / a_e \Delta y = d_e \Delta y$, $a_W = A_w / a_w \Delta y = d_w \Delta y$,

$$a_N = A_n / a_n \Delta x = d_n \Delta y$$
, $a_S = A_s / a_s \Delta x = d_s \Delta y$,

$$a_P = \sum a_{nb}, \quad S_c = (u_e^* - u_w^*) \Delta y + (v_n^* - v_s^*) \Delta y$$

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(2-86)の連立一次方程式を解いて p' が求まり, 求める (u,v,p) は,

$$\begin{aligned} u_e &= u_e^* - (p'_E - p'_P) d_e / \alpha_u \\ v_n &= v_n^* - (p'_N - p'_P) d_n / \alpha_u \\ p &= p^* + p' \end{aligned} \quad (2-87)$$

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.

$$p^{new} = p^* + \alpha_p p' \quad (2-88)$$

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,

$$p^{**} = p^* + p', \quad u^{**} = u^* + u', \quad v^{**} = v^* + v' \quad (2-89)$$

となる。従って第1近似解は、

$$\begin{aligned} a_e u_e^{**} &= \sum a_{nb} u_{nb}^* + S_e - (p_E^{**} - p_P^{**}) A_e \\ a_n v_n^{**} &= \sum a_{nb} v_{nb}^* + S_n - (p_N^{**} - p_P^{**}) A_n \end{aligned} \quad (2-90)$$

を満たしている。隣接点との時点の相違は、式(2-85)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。

$$\begin{aligned} a_e u_e^{***} &= \sum a_{nb} u_{nb}^{**} + S_e - (p_E^{***} - p_P^{***}) A_e \\ a_n v_n^{***} &= \sum a_{nb} v_{nb}^{**} + S_n - (p_N^{***} - p_P^{***}) A_n \end{aligned} \quad (2-91)$$

式(2-90)を差し引くと次式となる。

$$\begin{aligned} u_e^{***} &= u_e^{**} + (\sum a_{nb} (u_{nb}^{**} - u_{nb}^*)) / a_e - (p_E'' - p_P'') d_e \\ v_n^{***} &= v_n^{**} + (\sum a_{nb} (v_{nb}^{**} - v_{nb}^*)) / a_n - (p_N'' - p_P'') d_n \end{aligned} \quad (2-92)$$

ここで、式(2-92)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(2-93)式で示される輸送方程式によりその挙動が支配される。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial U_j \phi}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} D \frac{\partial \phi}{\partial x_j} + S' \quad (2-93)$$

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で、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である仮定の汚染質を示す。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(2-93)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(2-94)式

に示す.

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_i \bar{\phi}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left(D + \frac{v_t}{\sigma} \right) \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_i} \right\} \quad (2-94)$$

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.

4 章 粒子解析概要

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。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_i) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} Y_i) = -\nabla \cdot \vec{J}_i + R_i + S_i \quad (4.1.1)$$

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。

$$\vec{J}_i = -\left(\rho D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t}\right) \nabla Y_i - D_{T,i} \frac{\nabla T}{T} \quad (4.1.2)$$

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。

$$\frac{\partial(\rho c_p T)_{air}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho c_p u_j T)_{air} = \nabla \cdot \left[\left(k_{air} + \frac{\rho_{air} c_{p,air} \nu_T}{Pr_T} \right) \nabla T_{air} \right] + \nabla \cdot \left[\sum_{i=1}^N h_i \vec{J}_i \right] + S_{v-d} \quad (4.1.3)$$

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。

$$Le_i = \frac{k}{\rho c_p D_{i,m}} \quad (4.1.4)$$

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(4.3.1)に示す。

$$\frac{\partial u_p}{\partial t} = \frac{1}{\tau} (u + u' - u_p) + F_g + F_T + F_B + F_S \quad (4.2.1)$$

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

ここで、

$$\frac{1}{\tau} = F_D = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \cdot \frac{C_D \text{Re}}{24}, \quad F_g = \frac{g(\rho_p - \rho)}{\rho_p}, \quad u' = \zeta \sqrt{2k/3} \quad (4.2.2)$$

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。

$$\text{Re} \equiv \frac{\rho d_p |u_p - u|}{\mu} \quad (4.2.3)$$

抗力係数 C_D は、次のように表される。

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} (1 + b_1 \text{Re}^{b_2}) + \frac{b_3 \text{Re}}{b_4 + \text{Re}} \quad (4.2.4)$$

ここで

$$b_1 = \exp(2.3288 - 6.4581\phi + 2.4486\phi^2)$$

$$b_2 = 0.0964 + 0.5565\phi$$

$$b_3 = \exp(4.905 - 13.8944\phi + 18.4222\phi^2 - 10.2599\phi^3)$$

$$b_4 = \exp(1.4681 + 12.2584\phi - 20.7322\phi^2 + 15.8855\phi^3) \quad (4.2.5)$$

(4.3.5)式に使用した形状係数 ϕ は次のように定義される。

$$\phi = \frac{s}{S} \quad (4.2.6)$$

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。

$$u' = \zeta \sqrt{u'^2} \quad (4.2.7)$$

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)。

$$\sqrt{u'^2} = \sqrt{v'^2} = \sqrt{w'^2} = \sqrt{2k/3} \quad (4.2.8)$$

次に渦の特性寿命は定数として定義され、式(4.3.9)、または式(4.3.10)と表せる。

$$\tau_e = 2T_L \quad (4.2.9)$$

または

$$\tau_e = -T_L \log(r) \quad (4.2.10)$$

ここで、 r は $0 \sim 1$ 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。

$$T_L = C_L \frac{k}{\varepsilon} \quad (4.2.11)$$

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(3.3.11)式は

$$T_L \approx 0.15 \frac{k}{\varepsilon} \quad (4.2.12)$$

と書ける。

粒子の渦交差時間は次のように定義される。

$$t_{cross} = -\tau \ln \left[1 - \left(\frac{L_e}{\tau |u - u_p|} \right) \right] \quad (4.2.13)$$

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(4.3.7)の新しい値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、温度の輸送方程式

咳によって放出された粒子は周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。

$$N_i = k_c (C_{i,s} - C_{i,\infty}) \quad (4.2.14)$$

ここで

$$N_i = \text{molar flux of vapor (kgmol/m}^2\text{-s)}$$

$$k_c = \text{mass transfer coefficient (m/s)}$$

$$C_{i,s} = \text{vapor concentration at the droplet surface (kgmol/m}^3\text{)}$$

$$C_{i,\infty} = \text{vapor concentration in the bulk gas (kgmol/m}^3\text{)}$$

N_i が負の値となるときは $N_i = 0$ となる。

ここで k_c は

$$Nu_{AB} = \frac{k_c d_p}{D_{air}} = 2.0 + 0.6 Re_d^{1/2} Sc^{1/3} \quad (4.2.15)$$

$$D_{i,m} = \text{diffusion coefficient of vapor in the bulk (m}^2\text{/s)}$$

$$Sc = \text{the Schmidt number}$$

$$d_p = \text{particle (droplet) diameter (m)}$$

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。

$$C_{i,s} = \frac{p_{sat}(T_p)}{RT_p} \quad (4.2.16)$$

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。

$$m_p(t + \Delta t) = m_p(t) - N_i A_p M_{w,i} \Delta t \quad (4.2.17)$$

ここで

$$m_p = \text{mass of the particle (kg)}$$

$$M_{w,i} = \text{molecular weight of species } i \text{ (kg/kgmol)}$$

$$m_p = \text{mass of the droplet (kg)}$$

A_p = surface area of the droplet (m^2)

粒子の熱収支式は次のように表される。

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = h A_p (T_\infty - T_p) + \frac{dm_p}{dt} h_{fg} + A_p \varepsilon_p \sigma (\theta_R^4 - T_p^4) \quad (4.2.18)$$

ここで

c_p = droplet heat capacity (J/kg-K)

T_p = droplet temperature (K)

h = convective heat transfer coefficient (W/m²-K)

T_∞ = temperature of continuous phase (K)

$\frac{dm_p}{dt}$ = rate of evaporation (kg/s)

h_{fg} = latent heat (J/kg)

θ_p = particle emissivity (dimensionless)

σ = Stefan-Boltzmann constant (5.67×10^{-8} W/m²-K⁴)

θ_R = radiation temperature, $\left(\frac{I}{4\sigma}\right)^{\frac{1}{4}}$, where I is the radiation intensity

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。

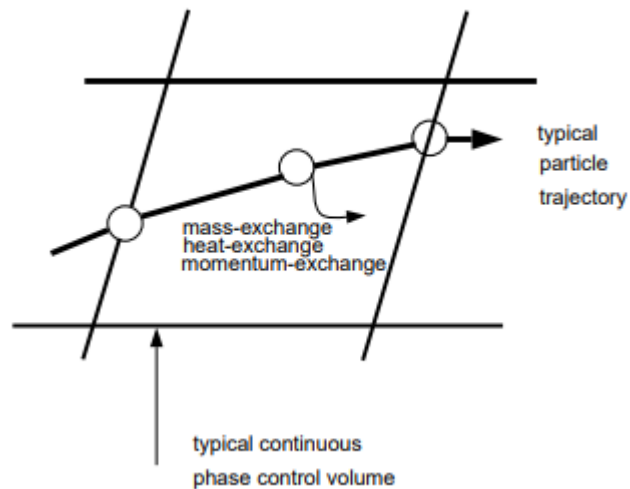


図-4.1 分散相と連続相の間の熱、質量、運動量の伝達

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により、計算される。この運動量の変化は次の式で表される。

$$F = \sum \left(\frac{18\mu C_D \text{Re}}{\rho_p d_p^2 24} (u_p - u) + F_{other} \right) \dot{m}_p \Delta t \quad (4.2.19)$$

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。

$$Q = \left[\frac{\bar{m}_p}{m_{p,0}} c_p \Delta T_p + \frac{\Delta m_p}{m_{p,0}} \left(-h_{fg} + h_{pyrol} + \int_{T_{ref}}^{T_p} c_{p,i} dT \right) \right] \dot{m}_{p,0} \quad (4.2.20)$$

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

$$M = \frac{\Delta m_p}{m_{p,0}} \dot{m}_{p,0} \quad (4.2.21)$$

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 非定常咳モデル

数値人体モデルの口境界面に組み込む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、感染源である乗客 (図-4.3 に示す) が 1 度咳をする条件で路線バス車室内拡散解析を実施した。他の乗客の非定常呼吸は再現していない。

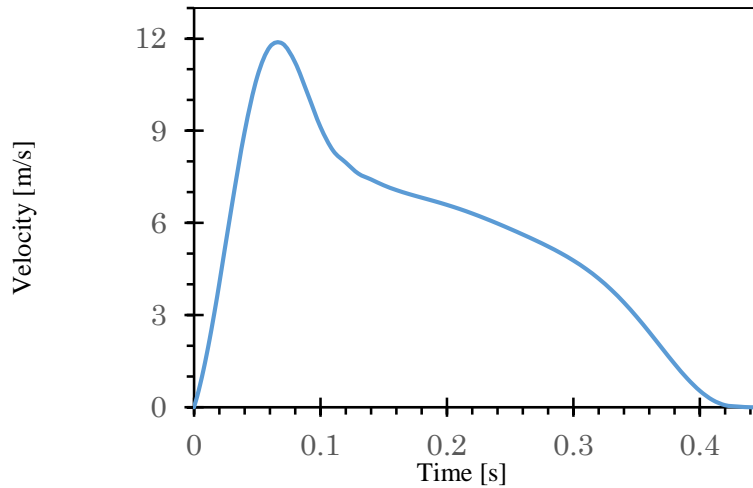


図-4.2 咳の風速プロファイル

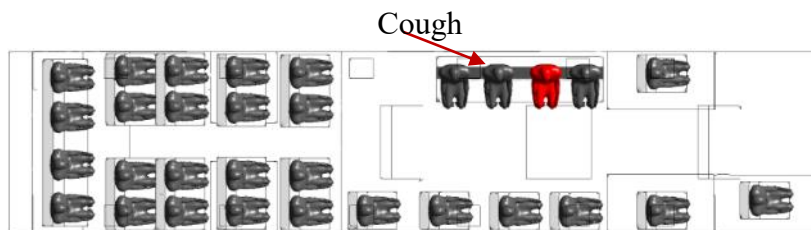


図-4.3 咳を行う人の位置

5章 粒子解析結果

5.1 定常解析結果

粒子の非定常解析を実施する予備解析として、定常解析を実施した。その結果を図-5.1~5.4に示す。

また日射負荷を図-5.5に示す。咳及び粒子を再現せずに表-5.1に示す境界条件で解析を行った

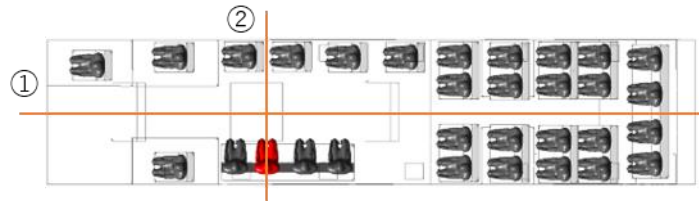


図-5.1 バス車室内の代表断面

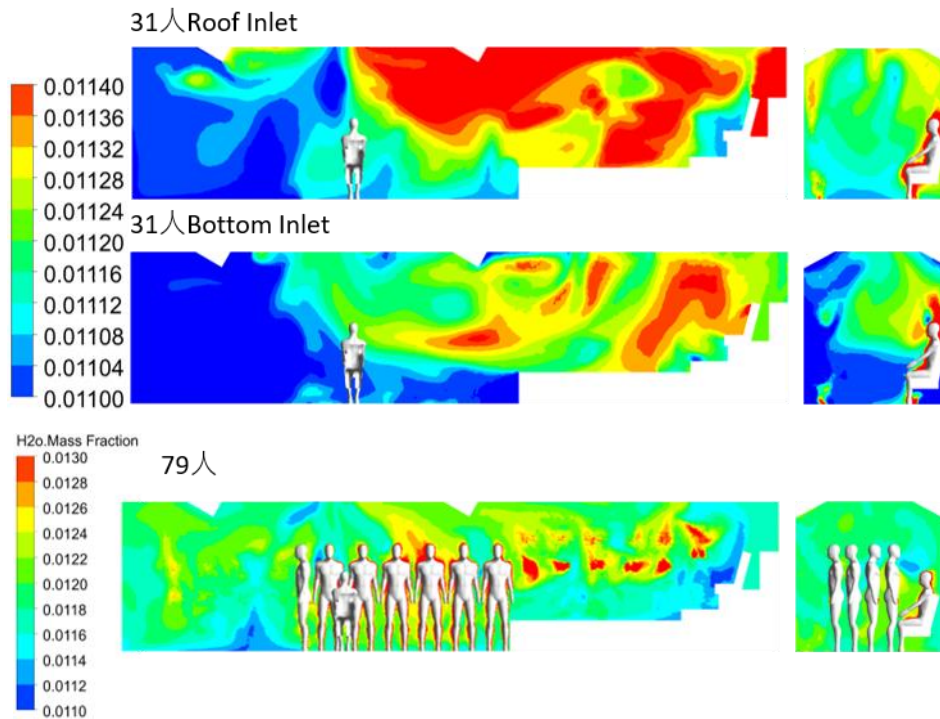


図-5.2 定常状態の湿度分布（左図：①断面、右図：②断面）

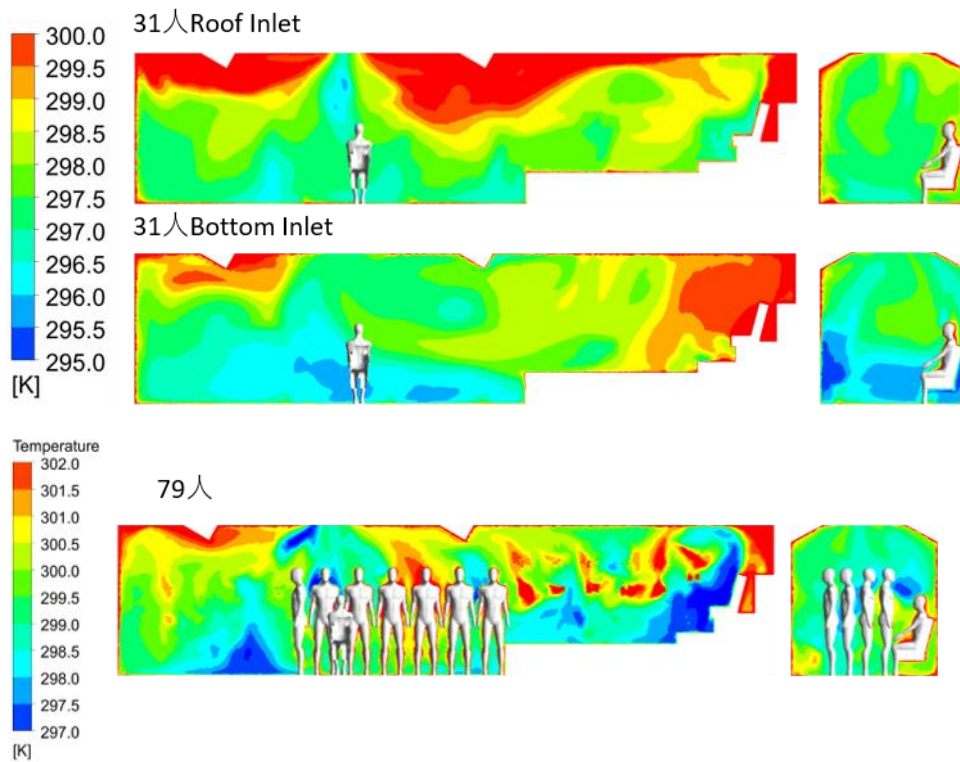


図-5.3 定常状態の温度分布（左図：①断面、右図：②断面）

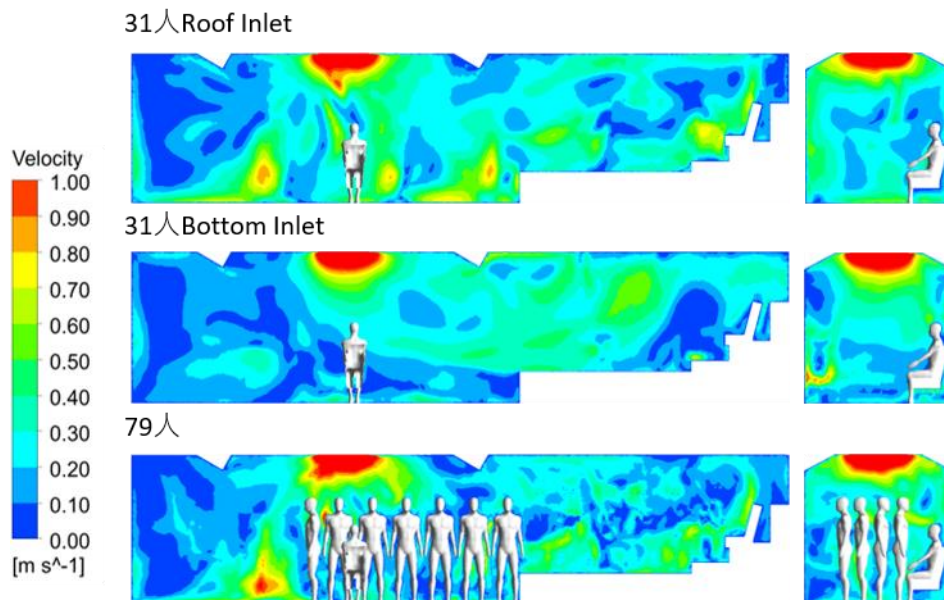
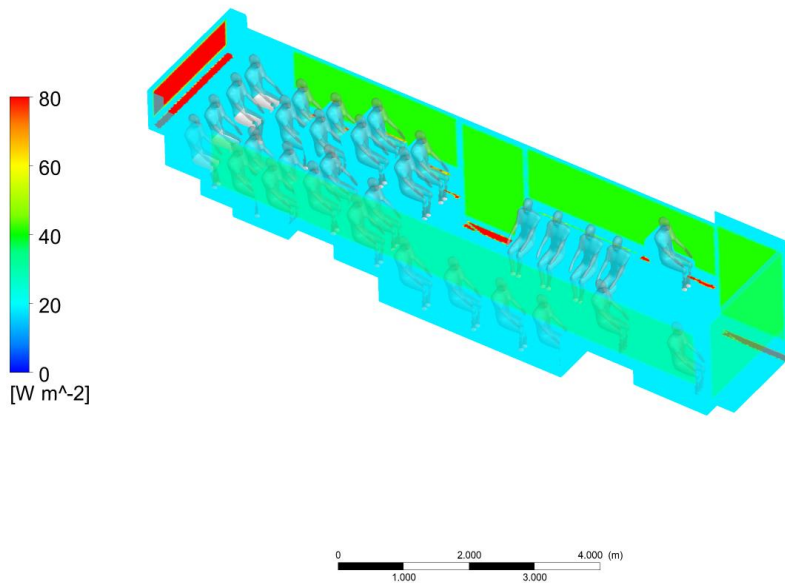


図-5.4 定常状態の速度分布（左図：①断面、右図：②断面）

ANSYS
2019 R1
ACADEMIC



太陽方位:

X: -0.0643317, Y: 0.976093, Z: 0.207616

直達日射量(at Earth's surface) : 881.756

拡散日射量 (垂直面) : 77.9942

拡散日射量 (水平面) : 118.214

地表面反射日射 (垂直面) : 97.889

太陽高度 : 77.45°

図-5.5 日射負荷

5.2 咳による飛沫拡散解析の詳細条件

発生粒子の初期空気力学直径を 50, 100, 150 μm の 3 ケース想定し, 各々 100 個の発生とする. 唾液の成分構成 (98.2%: 水, 1.8%: 不揮発性物質) を考慮し, 各粒径粒子の飛沫核サイズを 13.1, 26.2, 39.3 μm と設定した. また第二章で示した搭乗人数を変えた解析, 吹出口レイアウトを変えた解析の計 5 ケースで解析を実施する. その際, 搭乗人数 31 人で粒子直径 100 μm を基本ケースとした. 詳細な数値解析条件については以下の表-5.1 に示す.

表-5.1 解析条件

Segment	31 Passenger (Roof Inlet)	31 Passenger (Bottom Inlet)	79 Passenger
Mesh Number	5.5million		7.5million
Turbulence Model	Low Re Type k- ϵ model		
Algorithm	SIMPLE (Unsteady)		
Water Vapor Model	Species Transfer Model		
Discrete Phase Model (DPM)	Coupled Heat-Mass Solution : Droplet, DPM Iteration Interval = 10, Discrete Random Walk Model, DPM Time Step = 0.025s		
Inflow	1.2m ³ /s, 1 m ² , 295.26K, Water vapor mass fraction = 0.01086		
Outflow	Pressure outlet, 0.76 m ²		
Wall Treatment	Velocity: No slip, Temperature: Adiabatic Water vapor mass fraction: gradient zero		
Window Treatment	Solar Ray Tracing Model Absorptivity =0.1, Transmissivity =0.75		
Human Model (Skin)	One-node model (Fanger model)		

	Water vapor mass fraction = 0.01428		
Human Model (Mouth)	U _{in} = Transient cough profile T _{in} = 309.4 [K]		
Particle Treatment	Temperature = 309.4 [K], Number = 100, Water = 98.2% Non-volatile solid compounds = 1.8%		
Initial Particle Diameter	50,100,150μm	100μm	100μm

5.3 粒子の非定常解析結果

車室内流れ場・温度場の定常解析後、飛沫拡散の非定常解析を実施した。図-5.6は咳開始後、風速の時間変化を示す。図-5.7~11は初期粒径 50μm, 100μm, 150μm の粒子と乗車人数 79 人、床面吹き出しロレイアウトの粒子温度の時間変化を示す。図-5.12~14は初期粒径 50μm, 100μm, 150μm の粒子と乗車人数 79 人、床面吹き出しロレイアウトの粒子の空気力学径の時間変化を示す。本解析条件では、初期粒径 50μm の粒子はおよそ 2.5 sec で定常となり飛沫核となる。100μm 粒子はおよそ 10 sec で飛沫核となり、150μm 粒子はおよそ 3.4 sec ですべての粒子が壁面沈着した。50μm の粒子の温度は呼出開始時の温度 309.4K から 0.05sec 後には約 294K まで下がった。その後、粒子は約 292.5K に留まり、雰囲気温度の影響を受けて温度変化した。

また、図-5.15には初期粒径 50μm、100μm、150μm 粒子の軌跡を示し、図-5.16~18には各ケースの沈着分布を示す。100μm 粒子の拡散現象はバス車室内の流れ場の影響を強く受け、乗客の呼吸域周辺を滞留した後、空調排気口から排出され、一部は壁面沈着する。この場合、粒子沈着分布は咳呼出者自身に 20%、その左隣の人に 33%、床 7%、座席 7%、天井 1%、22%が排出された。150μm 粒子は重力沈降が支配的となり、咳呼出者自身に 53%、隣の人に 4%、床 19%、座席 19%となり、すべての粒子が壁面沈着することが確認された。50μm 粒子の場合、84%が空調システムから排気される。

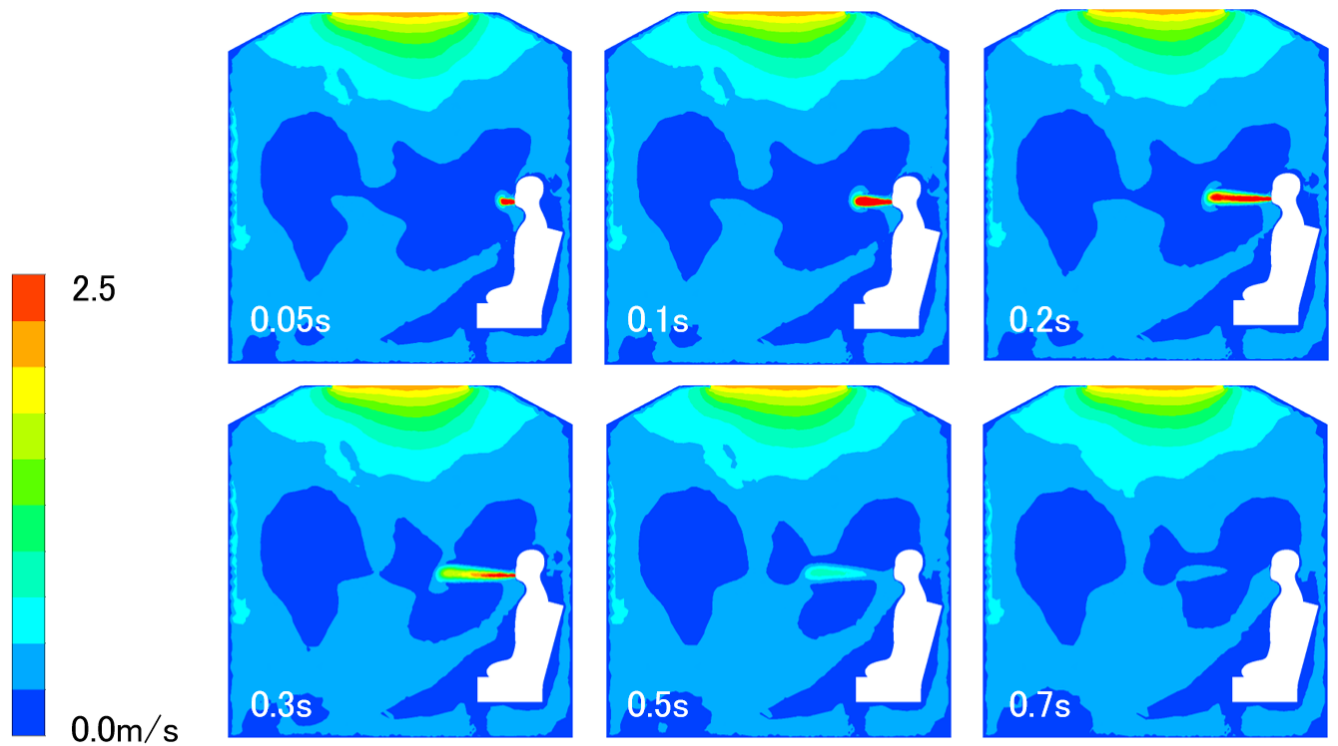
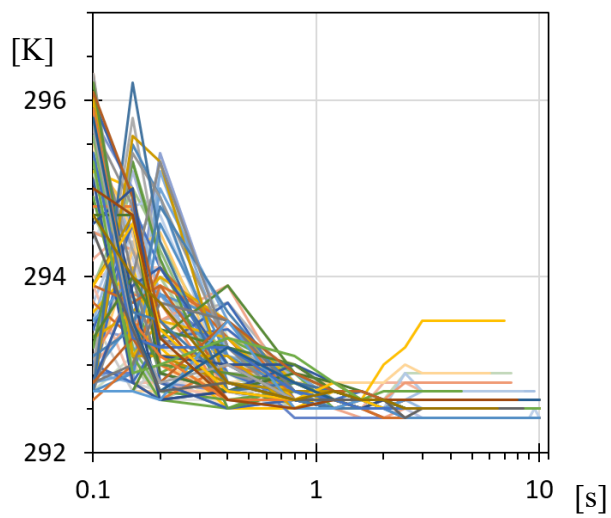
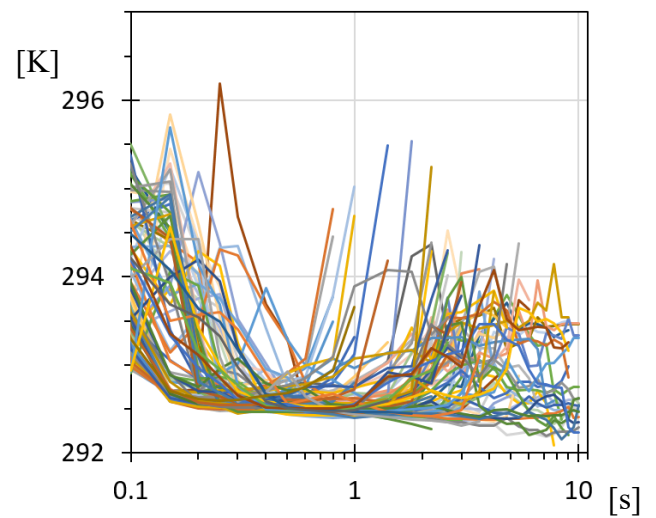


図-5.6 咳による風速の時間変化

図-5.7 50 μm の粒子の温度変化図-5.8 100 μm の粒子の温度変化

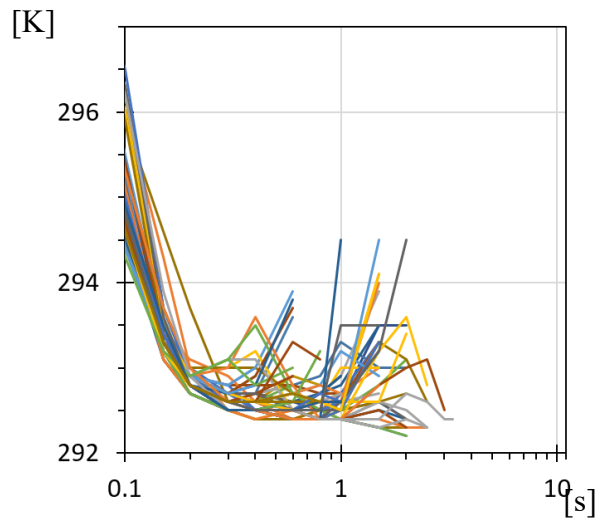
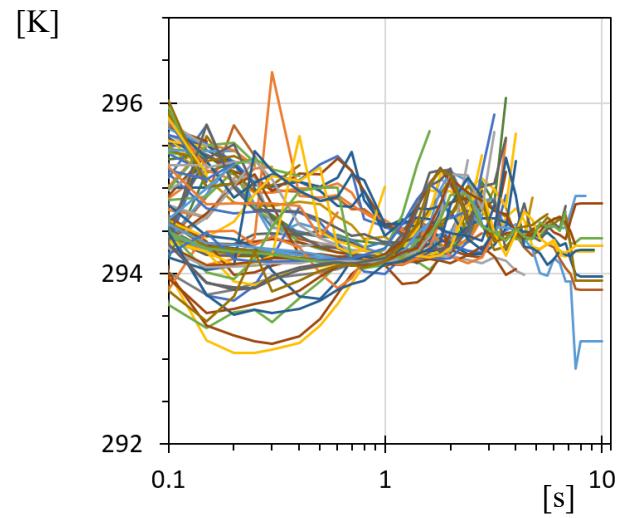
図-5.9 150 μm の粒子の温度変化

図-5.10 乗車数 79 人の粒子の温度変化

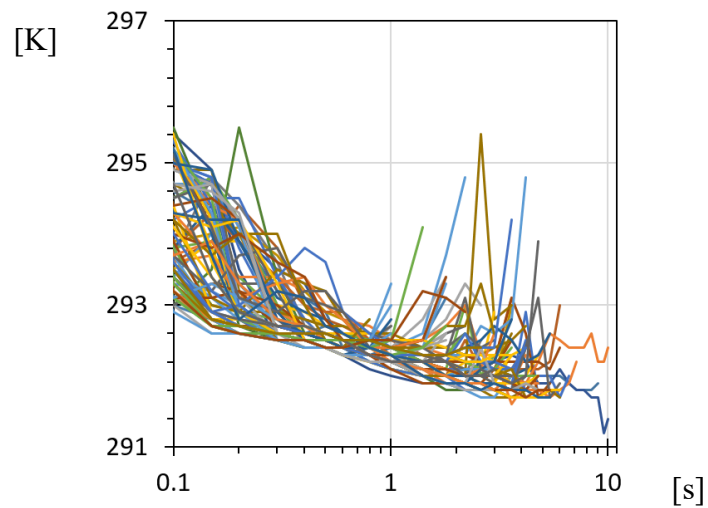
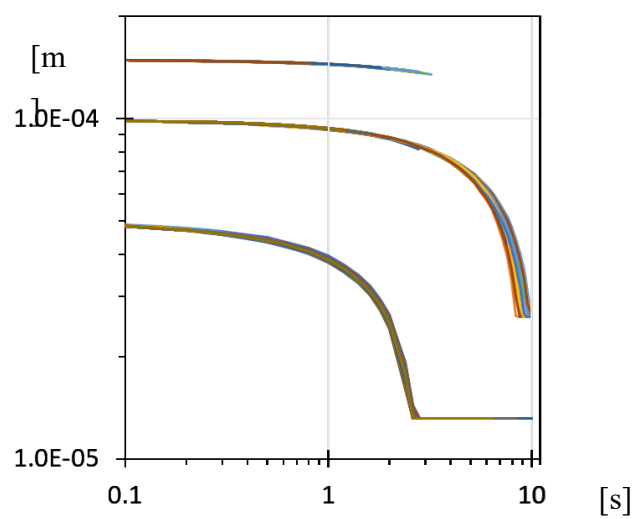


図-5.11 床面吹き出しの粒子の温度変化

図-5.12 50、100、150 μm の粒子の粒径変化

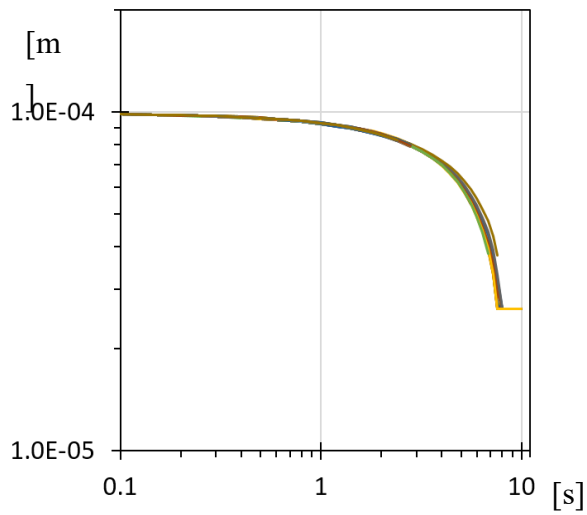


図-5.13 乗車数 79 人の粒子の粒径変化

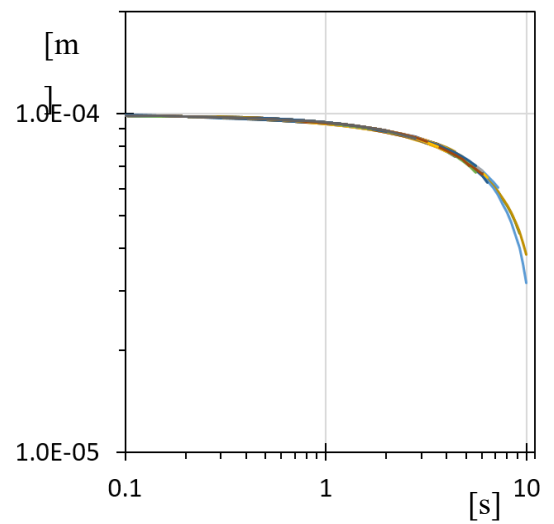


図-5.14 床面吹き出し口の粒子の粒径変化

子の粒径変化

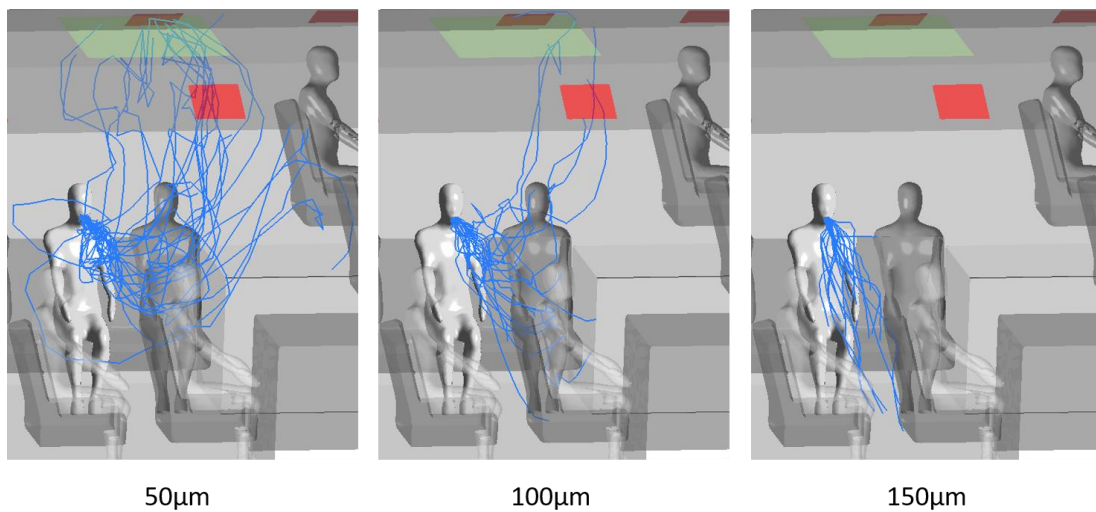
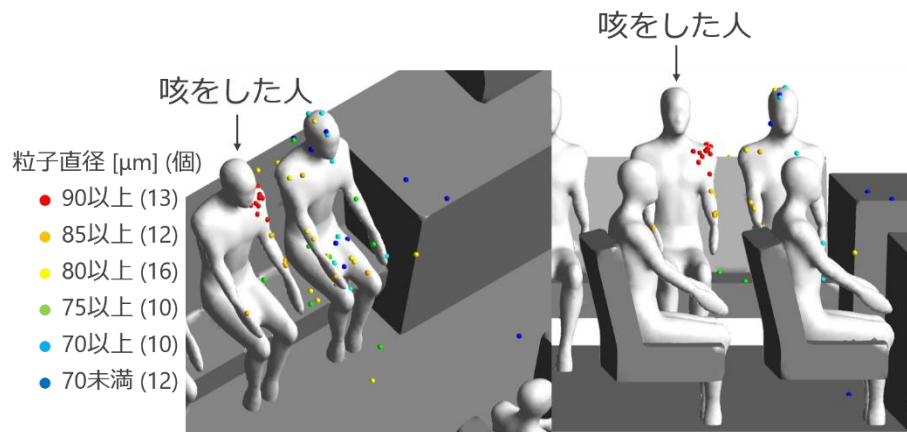


図-5.15 50,100,150μm の粒子の軌跡



Deposition distribution of particles released from coughing people

図-5.16 100μm の粒子の沈着分布

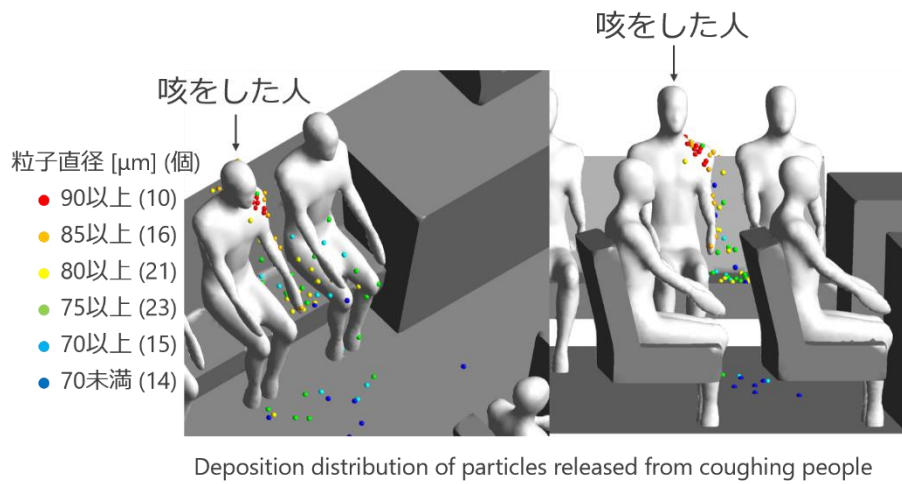


図-5.17 150μm の粒子の沈着分布

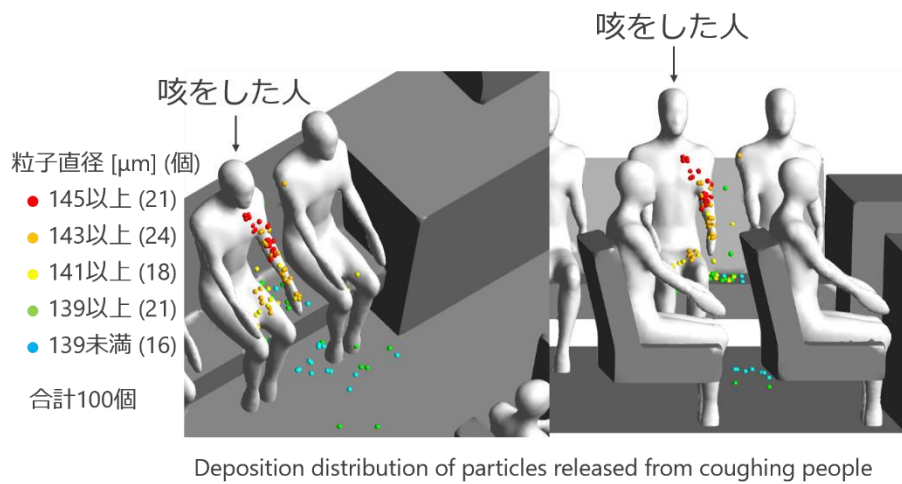


図-5.17 床面吹き出し口の粒子の沈着分布

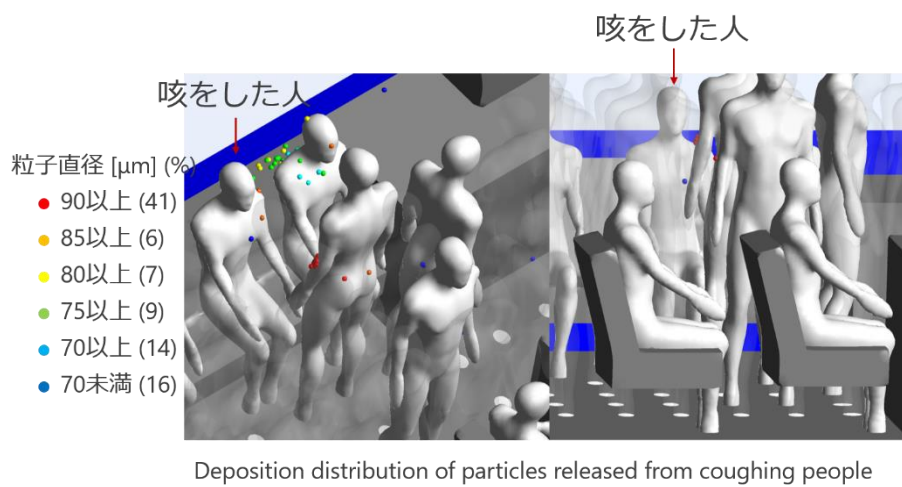


図-5.18 乗車人数 79 人の粒子の沈着分布

5.4 結語と考察

通勤バスの車室内環境を想定し，雰囲気温湿度条件による粒径変化を考慮した飛沫粒子拡散解析を実施した．その際，乗客への沈着を検討するため数値人体モデル CSP を車室内に再現した．飛沫拡散の様相は初期粒径設定条件に強い影響を受けること，空気温湿度条件により急激に粒径変化すること，を確認した．また，空調システム搭乗人数を変化させることで，飛沫拡散の様相，特に沈着量分布に有意な差が生じることも確認した。

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 Jiyuan 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 Jiyuan 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 Kleinststeuer, 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

謝辞

本研究に関して、常にご指導ご鞭撻を頂きました九州大学院・伊藤一秀教授に心から深謝致します。研究が行き詰まったときのご助言だけでなく、研究に取り組む姿勢、論文の書き方に至るまで、日頃から研究者として非常に多くの事柄を学ばせていただきました。

本研究室秘書の前任者である皆見さん、後任者である神田さんには様々な日常業務においてサポートして頂きました。感謝致します。

研究室の皆にも、先輩後輩関係なく、研究生活や日常生活に刺激を与えてもらいました。大学院に入学して以来、自分がこの大学に、研究室に居た証を残したいと思い、全力で研究に取り組んできました。結果がどうであったかはわかりませんが、立ち止まらず走り続けられたのは伊藤先生を始めとする助言をくださった諸先生方、先輩方、そして研究に限らず日常生活でも私の周囲にいてくれた友人たちのおかげに他なりません。輝かしい大学生活の思い出を授けてくれた全ての方々に深い謝意を表して、謝辞といたします。

令和2年2月

小山 英晃