

ビル内温度場におけるゾーン間の拡散ならびに  
ドリフト輸送とそのデータ駆動型モデリング

河野 洋平



# Zonal Diffusion and Drift Transport on In-building Temperature Field and Their Data-driven Modeling

A Dissertation

Presented to the Graduate School of Engineering  
of Kyoto University

in Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of  
Doctor of Philosophy

by

Yohei Kono

February 2021



# Abstract

Heating, ventilation, and air-conditioning (HVAC) systems are operated by considering spatio-temporal distribution of human occupants (human occupancy) in buildings. The occupancy-driven operation has a potential to enhance the energy efficiency of HVAC systems. Indeed, it is known that the energy consumption of each HVAC unit can be reduced by changing its operating schedule based on the human occupancy around it.

This dissertation is motivated by how to apply the occupancy-driven operation to a building inside which multiple HVAC units are placed in a single room. In the case, the heat released from an HVAC unit can be transferred to another unit by advection and molecule diffusion. Because of this, an undesired oscillation can develop on temperature field in a building. This oscillation induces the decrease of the energy-efficiency of HVAC systems and thermal comfort for human occupants. Here, traditional frameworks of the occupancy-driven operation build on the assumption that each HVAC unit is designed only for controlling temperature of the air around itself. This implies that the heat transfer between multiple HVAC units is not considered within the frameworks, and that the undesired oscillation is not suppressed. Thus, for enhancing the energy efficiency and thermal comfort, it is required to operate multiple HVAC units in a coordinated manner by taking not only the human occupancy but also the heat transfer into account.

Towards the coordinated operation of HVAC units, this dissertation develops mathematical models of spatio-temporal evolution of temperature field in buildings. Here, a room (or an atrium) in a building is divided into multiple zones with their length of several meters, which corresponds to the length scale of the movement of human

occupants. The temperature field is described by representing heat transfer between zones as a simple diffusion (effective diffusion) or advection (drift transport). This concept provides a computationally efficient way of modeling of the temperature field, which is suitable to real-time control purpose.

For the modeling, it is required to consider two problems unsolved in literature. The first problem is the lack of a formulation of the effective diffusion for a finite length of zones. A traditional formulation of the effective diffusion builds on the assumption that the fundamental length-scale (or time-scale) of advection and molecule diffusion is sufficiently smaller than the length of zones (or the time-constant of heat transfer over zones). However, since the length scale of the air flow is 1 m and close to the length of zones between which the heat transfer can emerge, the above assumption (scale separation) does not hold in a practical building. Thus, there is no foundation of the effective diffusion suitable to the heat transfer. The second problem lies in the estimation of parameters for describing the effective diffusion and drift transport. These parameters, called effective diffusivity and effective velocity, are formulated by the characteristic length and velocity of the air flow. Here, it is difficult in a practical building to collect measurement (or simulation) data on the air flow because of the lack of anemometers (or the computational burden of simulation of fluid motion). This implies that the characteristic length and velocity are not available, so that it is necessary to estimate these parameters based on measurement data except for the air flow.

The first part of this dissertation is to develop a method for formulating the effective diffusion without relying on the scale separation. Here, for a given zone inside which the effective diffusion can emerge, the time constant related to the diffusion and the value of effective diffusivity are identified by considering the spatio-temporal evolution of a test advection-diffusion equation, where its initial condition is set at a pulse function. With this method, the effective diffusivity is computed for two rudimentary flow models, showing its physical validity in terms of the characteristic length and time of advection and molecule diffusion inside the zone.

The second part is devoted to data-driven modeling of the temperature field in a practically-used office or atrium. The in-room temperature field is modeled for the office space in which the horizontal heat transfer is dominant and measurement data on the human occupancy are available. In this, the horizontal heat transfer is represented as the effective diffusion, and the effective diffusivity is incorporated with the human occupancy data so that it is modulated in space and time. The effectiveness of the modeling is demonstrated by comparing simulated and measured temperature. Also, the temperature field is modeled for the two building atriums where the vertical heat transfer is emergent and near which measurement data on temperature and HVAC operation are available. In this, if there is no HVAC unit in the atrium, the heat transfer is represented as the effective diffusion; otherwise, it is represented as the drift transport. Spatio-temporal oscillatory patterns that capture both the heat transfer through the atriums and the undesired oscillation on the temperature field are derived from the measurement data by the Koopman mode decomposition. The oscillatory patterns enable to estimate effective diffusivity or velocity via simple least squares regression. The estimated diffusivity and velocity are verified with the architectural geometry of the atriums and flow volume of HVAC units near them.



# 目次

Abstract	iii
記法および略号	x
<b>第1章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 緒言	1
1.2 ビル内の熱移動および空調動作	2
1.2.1 室内の人占有による秒スケールの熱移動	4
1.2.2 室内熱移動による空調機間の相互作用	5
1.2.3 アトリウムを介した部屋間の熱移動	7
1.3 ビル内温度場のモデル化手法	7
1.3.1 モデル化のアプローチ	7
1.3.2 モデル化における課題	9
1.4 本論文の目的および構成	10
<b>第2章 ビル内温度場のモデル化の方針</b>	<b>13</b>
2.1 流体の支配方程式	13
2.2 ビル内の気流構造の数値シミュレーションによる検討	15
2.2.1 室内気流の数値シミュレーション	15
2.2.2 アトリウム内気流の数値シミュレーション	17
2.3 従来のモデル化の枠組み: 均質化および平均化	20
2.3.1 均質化の概要	20
2.3.2 有効拡散係数の振る舞い	23
2.4 モデル化の方針および課題	25

<b>第 3 章</b>	<b>ビル内の実測データとその分析手法</b>	<b>29</b>
3.1	モデル化に活用する実測データ . . . . .	29
3.2	人占有データの分析手法: 固有直交分解 . . . . .	30
3.3	温度および空調給気データの分析手法: クープマンモード分解 . . . . .	31
3.3.1	クープマン作用素 . . . . .	32
3.3.2	クープマンモード分解および波動としての表現 . . . . .	33
3.3.3	Arnoldi アルゴリズム . . . . .	35
<b>第 4 章</b>	<b>有限スケールにおける有効拡散</b>	<b>37</b>
4.1	有効拡散のパルスに基づく定式化 . . . . .	38
4.2	環状流モデルに対する適用結果 . . . . .	43
4.3	せん断流モデルに対する適用結果 . . . . .	47
4.4	まとめ . . . . .	51
<b>第 5 章</b>	<b>室内温度場の人占有を考慮したデータ駆動型モデリング</b>	<b>55</b>
5.1	モデル化の対象 . . . . .	55
5.2	室内温度場のモデル化手法 . . . . .	59
5.2.1	室内温度場の数理モデル . . . . .	60
5.2.2	人占有による影響のモデル化 . . . . .	62
5.3	提案モデルの実装 . . . . .	64
5.3.1	モデル化対象の事前検討 . . . . .	65
5.3.2	数値シミュレーションの設定 . . . . .	65
5.3.3	熱入力 $P(\mathbf{x}, t)$ の離散化モデル . . . . .	69
5.3.4	人占有データのモデルへの組み込み . . . . .	73
5.4	数値シミュレーションによる評価 . . . . .	75
5.4.1	シミュレーション結果 . . . . .	75
5.4.2	熱源効果ならびに気流効果の評価 . . . . .	81
5.5	まとめ . . . . .	84
<b>第 6 章</b>	<b>アトリウム内温度場のデータ駆動型モデリング</b>	<b>87</b>
6.1	モデル化の基本アイデア . . . . .	87

6.1.1	数理モデルとパラメータ推定手法 . . . . .	87
6.1.2	波動の伝播としての表現 . . . . .	88
6.2	自然換気型アトリウムでの実証 . . . . .	90
6.2.1	モデル化対象のビル: オムロンヘルスケア株式会社本社ビル . . .	91
6.2.2	温度および空調給気データのクープマンモード分解 . . . . .	92
6.2.3	パラメータ推定手法 . . . . .	96
6.2.4	パラメータ推定結果 . . . . .	98
6.3	機械換気型アトリウムでの実証 . . . . .	100
6.3.1	モデル化対象のビル: アズビル株式会社研究棟 . . . . .	100
6.3.2	温度および空調給気データのクープマンモード分解 . . . . .	103
6.3.3	パラメータ推定手法 . . . . .	108
6.3.4	パラメータ推定結果 . . . . .	111
6.4	まとめ . . . . .	112
<b>第7章 結論</b>		<b>115</b>
謝辞		118
参考文献		121
研究業績		133
付録 A 固有直交分解の算出手順		137
付録 B Arnoldi アルゴリズム		139
付録 C $P_{\text{solar}}$ の離散化表現		141
付録 D 熱貫流に関する係数 $K_{\text{conv}}[i_b, j_b, k]$ の導出		143
付録 E 拘束条件の導出		145



# 記法および略号

## 記法

記号および変数	用例	意味
$\mathbb{R}$		実数体
$\mathbb{C}$		複素数体
$\mathbb{X}$		解析空間
$\Omega$		粗視化の対象となる空間領域
$\mathcal{I}$		粗視化の対象となる時間区間
$L_2$		自乗可積分な関数から成る空間
$\alpha$		空気の熱膨張係数
$\rho_{\text{air}}$		空気の密度
$\nu_{\text{air}}$		空気の動粘度
$c_{\text{air}}$		空気の定圧比熱
$\mathbf{g}$		重力加速度 (鉛直下向き)
$D$		分子拡散係数
$L$		流れの代表長さ
$U$		流れの代表速度
$Pe$		ペクレ数
$\tau$		粗視化の際の時間スケール
$t$		時刻
$\mathbf{x}$		位置
$M$		実測データの空間方向のサンプル数
$N$		実測データの時間方向のサンプル数
$\partial_t$	$\partial_t f(\mathbf{x}, t)$	時間に関する偏微分

$\nabla$	$\nabla f(\mathbf{x}, t)$	位置に関する勾配
$\Delta$	$\Delta f(\mathbf{x}, t)$	位置に関するラプラシアン
$\top$	$\mathbf{a}^\top$	ベクトルの転置
$\cdot$	$\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}$	ベクトルの内積
$\ \cdot\ $	$\ \mathbf{a}\ $	ベクトルのノルム
$:$	$\mathbf{A} : \mathbf{B}$	行列の積
$\mu(\cdot)$	$\mu(d\mathbf{x})$	$\Omega$ の標準測度
$\langle \cdot \rangle_{\Omega \times \mathcal{I}}$	$\langle f \rangle_{\Omega \times \mathcal{I}}$	$\Omega$ および $\mathcal{I}$ 上での平均
$\ \cdot\ _{L_2(\Omega \times \mathcal{I})}$	$\ f\ _{L_2(\Omega \times \mathcal{I})}$	$\Omega$ および $\mathcal{I}$ 上での $L_2$ ノルム

## 略号

AHU	Air handling unit
BEMS	Building energy management system
CFD	Computational fluid dynamics
FTCS	Forward-time centered-space
FTLE	Finite-time Lyapunov exponent
DMD	Dynamic mode decomposition
KE	Koopman eigenvalue
KM	Koopman mode
KMD	Koopman mode decomposition
MPC	Model predictive control
MRT	Mean radiant temperature
NTC	Negative temperature coefficient
PDE	Partial differential equation
PI	Proportional-integral
POD	Proper orthonormal decomposition
VAV	Variable air volume

# 第1章 序論

## 1.1 緒言

近年, ビルに対するエネルギーマネジメントシステム (Building Energy Management System: BEMS) の研究開発が盛んに進められている. BEMS は空調や照明といったエネルギー消費設備のデータ取得や管理, 監視, および運用を統合的に行うシステムであり [1, 2], 省エネルギー性の向上, 環境負荷の低減, および設備故障ないし災害時におけるレジリエンスの向上などを目的として導入される.

ビル内のエネルギー機器のうち, 空調の消費エネルギーは全体の約5割と言われており [3], 空調の効率的な運用は BEMS の重要な機能である. このための方策として, ビル内の人占有に応じた動的な空調運用がある. 一般に, ビル内の人占有に応じて換気率を変更することで, 空調の消費エネルギーを削減できることが知られており, Demand-controlled Ventilation と呼ばれている [4, 5]. また, ビル内で人は数秒および数 m 単位で滞在ないし移動するが, これを人占有の時空間変化として実測することが可能になっている [6]. こうした実測データに基づき, 人の活動に合わせ局所的に空調機の運転設定 (運転スケジュール, 設定温度, 設定風量など) を変更することで, 消費エネルギーを削減する試みが報告されている (例えば文献 [7]).

ここで, 在室者にとっての快適性を維持ないし向上するためには, 動的に空調の運転設定を変更するだけでなく, 室温を適切な範囲 [8] に保つ制御が求められる. 一般に, ビル内の空調制御では実装の容易さから比例・積分 (PI) 制御が用いられており [9], 各空調機は周辺の気温を実測しこれを制御する. このとき, ビル内では空気の流れ (気流) および分子拡散による熱移動が生じることから, ある空調機の給気の影響が他の空調機の周辺に波及し, ビル内温度場に予期しない振動が生じることが知られている (詳細は 1.2.2 項を参照). この振動は人周辺の温度を制御する上での外乱となるため, 各空調機の制御の目標値を動的に変更するだけでは, 人周辺の温度を適切な範囲に保てない場合

がある。

以上の背景から、本論文では、省エネルギー性と快適性の両立に向けて、ビル内の熱移動を考慮した人周辺の温度の制御が必要と考える。これに関連し、ビル内の温度場(ないし複数個所の温度)を制御量とし、複数の空調機を統合的に操作する研究が見られる [10–13]。ここで、ビル内の温度センサを設置できる箇所は空調機の給気口や壁面に限られており、かつ温度センサの時定数は分オーダー [14] であることから、ビル内の詳細な温度場を得るためにその数理モデルを用いるのが一般的である。こうした数理モデルにおいて、温度場に加えて気流および分子拡散による熱移動を表現することができれば、上述の制御が可能になるものと見込まれる。

本論文では、上記の空調制御への応用を念頭に置き、ビル内温度場の時空間発展のモデル化に関する研究を行う。対象とするビルは以下の特徴を持つものとする。まず、対象ビル内の各部屋の天井高さは数 m であり、奥行きおよび幅よりも十分小さいものとする。このため、室内スケールでは、奥行きおよび幅方向に沿った 2 次元熱移動が支配的となる。このような構造はオフィスビルにおいて一般的である。次に、室内の温度や空調機の給気温度および風量に加え、各室内において人占有が実測されており、かつ複数の空調機が数 m 間隔で設置されているものとする。これは上述の人占有に応じた空調制御を実現する上での前提である。最後に、対象ビルはアトリウムを有しており、各階はアトリウム (吹抜け) を介して壁に仕切られることなく連続的につながっているものとする。このため、空調給気などに起因する室内温度の変化はアトリウムを介して空間的に伝搬する。アトリウムは採光、景観、および換気の観点からオフィスビルにおいて幅広く取り入れられているため [15]、本論文において解析の対象とする。

以下では、1.2 節でビル内で生じる熱移動とそれに関連した空調動作について、1.3 節でビル内温度場の主要なモデル化の手法について概説し、1.4 節で本論文の目的および構成を述べる。

## 1.2 ビル内の熱移動および空調動作

ビル内では多様な時空間スケールでの熱移動が生じ、空調動作に影響を及ぼす。ここで、熱移動とは、温度の空間勾配 (温度勾配) を駆動力とし、これに比例した大きさの熱流束が生じることを指すものとする [16]。図 1.1 に、本論文での検討対象を明確にする

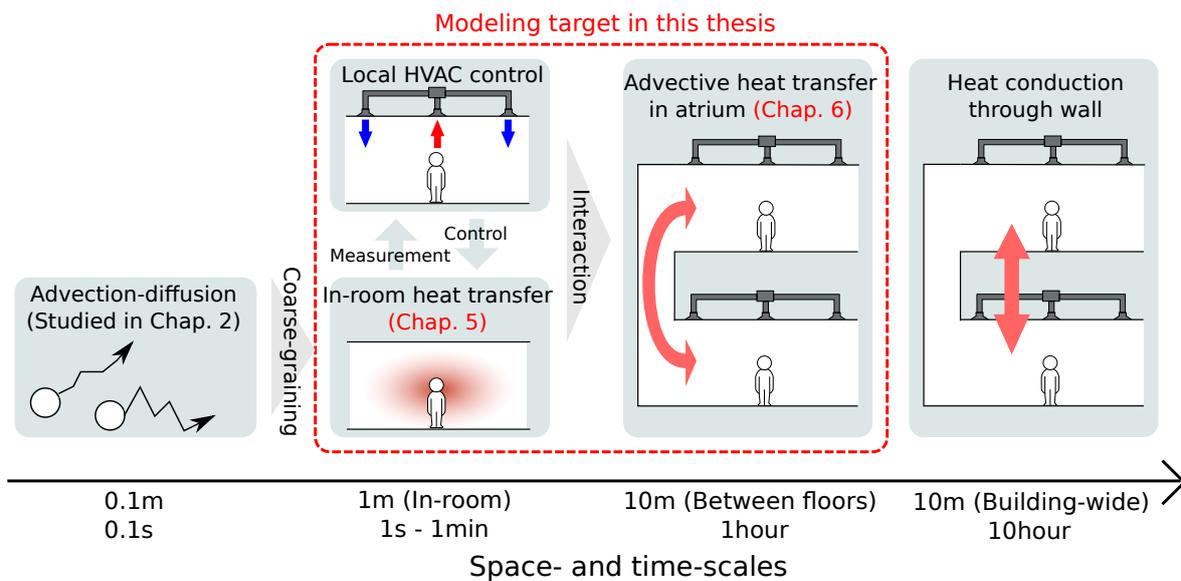


図 1.1: ビル内で生じる熱移動と関連する空調動作の時空間スケールによる整理結果. 赤色の破線で囲んだ部分が本論文の検討対象である.

ために、熱移動と関連する空調動作を時空間スケールに応じて整理したものを示す。最も細かな 0.1m のスケールでは、気流と分子拡散による熱移動（移流拡散）が発生する。室内温度場の制御においては、移流拡散を 1 m 程度のスケールで粗視化した熱移動に興味を持たれる [17, 18]。本スケールでは、人の移動に伴い室内の温度場が時空間的に変化する。また、空調機は周囲の温度を目標値に保つよう自身の給気温度ないし風量を操作し、これにより温度勾配が変化し熱移動が生じ得る。部屋間スケール (10 m) では、アトリウム内の気流による分オーダーの時定数の熱移動 [14] や、壁や天井を通じた 10 時間程度の時定数を有する熱伝達 [19] が生じる。

本論文では、上述の熱移動のうち、空調制御との関連が深い秒から時間スケールのものを検討対象とする。図 1.1 に対象とする熱移動を赤色の破線で囲って示す。以下では、当該熱移動および関連する空調動作の現象について先行研究の紹介を交えつつ詳述する。

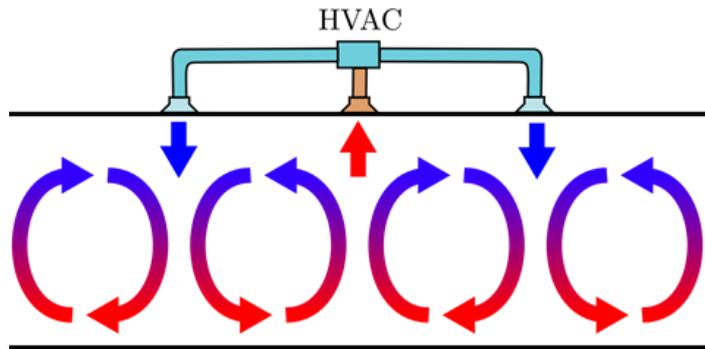


図 1.2: 室内気流構造の概略図.

### 1.2.1 室内の人占有による秒スケールの熱移動

まず, 1つ目の検討対象である室内の秒スケールの熱移動について説明する. 図 1.2 に室内気流の概略図を示す. 室内では, 天井面での空調の給気および還気の影響により, 鉛直方向に循環する気流が生じている [8, 13]. このような循環気流は, 鉛直方向だけでなく水平方向の熱移動の原因となる. 特にオフィスビルでは, 給気ダクトおよび還気ダクトが均一に設置されていることから, 図 1.2 のようにダクト間隔に応じた周期的な気流構造が現れる. この場合, 室内水平方向の熱移動は経験的に熱回路網を用いて記述されており [18], これは温度勾配に対する熱流束の比例係数が位置および時間に依存せず一定であることを意味する.

上記の周期的な気流構造は, 熱源の影響により局所的に変化し得る. 人や事務用機器といった室内の熱源からは浮力が働き, それにより周辺に上昇気流が発生する [20]. このような上昇気流は室内の気流構造 (例えば空間スケール) の変動の原因となり, 鉛直方向だけでなく水平方向の熱移動にも影響を与える. 特に, 人は時々刻々とビル内を動き回るため, 浮力および上昇気流が室内各所で発生する. このため, 室内水平方向では, 温度の空間勾配に対する熱流束の比例係数は位置に依存して変化するものと考えられ, これを熱移動特性の変化と呼ぶ. 人の歩行速度は文献 [21] より  $1\text{ m/s}$  と見積もられ, かつモデル化の対象となる空間スケールは数  $\text{m}$  であることから, 最も細かな熱移動特性の変化は秒スケールと推定される.

人体からの上昇気流は, ビルおよび空調設計への応用を目的とし, 人体の位置を固定した数値シミュレーションにより調べられてきた [22–24]. 例えば, 文献 [22] では, 人の

発熱量を  $100 \text{ W/m}^2$ 、空調機の給気温度および給気速度を  $22 \text{ }^\circ\text{C}$  および  $0.12 \text{ m/s}$  として室内気流の数値シミュレーションを行い、上昇気流の最大速度が  $0.23 \text{ m/s}$  となることを報告している。

一方、上記の上昇気流と水平方向の熱移動の関係を論じた例は少ない。人体を固定した場合は文献 [13] で検討されているが、人体の位置を動かした場合において熱移動特性の変化に言及した研究は調査の限り見られず、これによる温度場への影響は未知である。

本論文では、人占有に合わせた秒スケールでの空調制御への応用を念頭に、室内の人占有による熱移動特性の変化を考慮した温度場のモデルを構築する。

## 1.2.2 室内熱移動による空調機間の相互作用

次に、2つ目の検討対象である空調機間の相互作用について説明する。ここでは、当該相互作用を空調制御における振動現象（ハンチング）の1種と位置付けて説明する。

まず、空調制御におけるハンチングについて説明する。1.1節で述べたように、空調機内のバルブ、ファン、チラーといった各種コンポーネントは目標値一定のPI制御に基づき運転されている [9]。この際、バルブの開度やファンの速度が目標値に収束せず時間的に振動することがあり、一般にハンチング [9, 25] と呼ばれる。ハンチングは制御性能の低下や部品の摩耗 [9] に加えて、ビル内温度の振動を引き起こすため省エネルギー性と快適性の低下につながる。

ここで、文献 [9] を参考に、ハンチングの発生原因を整理する。1つ目の原因は空調動作に含まれる非線形特性である。空調機内でのバルブの開閉やファンの回転には、オンオフ特性や飽和特性といった非線形特性が存在する [26]。こうした非線形特性を考慮せずに空調制御の設定値（例えば制御ゲイン）を決定すると、設計時に意図していなかった振動が運用時に生じる。2つ目の原因はビル内熱源からの発熱量の時間的な振動である。ビル内では、勤務スケジュール等に応じて人が時々刻々と動き回る。また、プリンタ等の事務用機器の利用状況も時刻によって異なる。このため、人や事務用機器からの発熱量が時間的に振動し、これを空調機が抑制できなかった場合には周辺の温度場に振動が生じる。3つ目の原因はビル内の熱移動による空調機間の相互作用である。例えば、ある空調機の給気温度が低い（高い）場合、その影響が移流拡散によって他の空調機の周辺に波及し、当該空調機の給気温度が高く（低く）なるといった現象が生じ得る [27]。

こうした空調機間の相互作用は、温度場の振動の原因となるだけでなく、各空調機の消費電力にも影響を及ぼすことが指摘されている [28].

上述の空調機間の相互作用に関連し、空調の冷房運転と暖房運転が同時に生じる現象が広く知られている。文献 [29] では、室内のインテリアゾーン (室内の中央領域) で空調機が冷房運転となり、ペリメータゾーン (窓際の外気の影響を受けやすい領域) で空調機が暖房運転となる時、それらの給気が混合することで熱損失が生じることを報告している。同文献の著者らの研究グループではこれを混合損失と呼び、その発生要因 [29]、損失量の推定モデル [30]、ならびに損失発生を防止するための空調設計方式 [31] を検討している。また、近年では、空調システムの動作と気流の連成シミュレーションを行い、混合損失を詳細に推定する研究も見られる [32, 33]。本論文では、上記の冷暖房同時運転に限らず、移流拡散により複数の空調機の給気温度および風量が互いに影響を及ぼすことを、空調機間の相互作用と呼称する。

ハンチングの解析および制御にはその時間スケールを把握することが有効である。一般に、空調機内部の動作原理や制御アルゴリズムはブラックボックス化されており、ハンチングの発生機構そのものをモデル化することは難しい。これを解決するため、文献 [9] では、空調機内のバルブ開度を 1 日周期および数時間周期の正弦波の重ね合わせで表し、前者の成分が発熱量の時間的な振動に、後者の成分が空調動作の非線形性に起因することを実験的に示すとともに、制御変数の実測値のみからハンチングの検知とその発生原因の特定を行っている。

一方、空調機間の相互作用が生じた際に、空調機の給気温度ないし風量、および温度場にどのような振動が生じるか検討した例は調査した限り見られず、その時間スケールは明らかでない。本論文で対象とするビルでは室内に空調機が複数設置されており、熱移動による空調機間の相互作用の発生が見込まれることから、実測データからハンチングの発生原因を特定できるかは未知数である。

本論文では、空調制御におけるハンチングの検知および低減を念頭に、実測データから空調機間の相互作用による温度場の振動成分を抽出する手法を開発する。

### 1.2.3 アトリウムを介した部屋間の熱移動

最後に、3つ目の検討対象であるアトリウムを介した熱移動について説明する。アトリウムとは、オフィスビルにおいて採光や換気を目的として導入される開放空間である [15]。ここで、階と階の間では熱が移動し、かつその時定数は数分オーダーであることから [14]、空調給気や人占有に起因する室内温度の変化は主にアトリウムを介して空間的に伝播することになる。例えば、1.2.2項で述べたように、空調動作の非線形性に伴い温度場は数時間スケールで変動し得るが、アトリウム内の熱移動の時定数は当該スケールと比べ小さいことから、階間での熱移動が生じる。

本論文では、上記のアトリウムを介した熱移動により異なる階の空調機が互いに影響し、ビル全体での温度場の変動が生じ得るものと考え、この場合、ビル全体の温度場を制御するためには、異なる階の空調機を統合的に操作する必要がある。本論文では、温度および空調機の実測データからビル全体での温度場の変動が生じることを明らかにするとともに、これの制御に向けてアトリウムを介した熱移動を考慮した温度場のモデルを構築する。

## 1.3 ビル内温度場のモデル化手法

次に、ビル内温度場のモデル化手法について説明する。以下では、1.3.1項で一般的なモデル化手法の分類を行い、本論文で用いる手法を選定した上で、1.3.2項でビル内で生じる熱移動を表現する上での課題を示す。

### 1.3.1 モデル化のアプローチ

ビル内温度場のモデル化手法は大きく2つのアプローチに分けられる。1つは流体の第一原理式(ナビエ・ストークス方程式など)を用いた数値流体力学(CFD)に基づくアプローチ [10, 34] である。これは大小様々なスケールの流体運動とそれにより生じる熱移動を両方記述することができる。このアプローチは、計算時間が大きくかつ初期条件および境界条件の設定に手作業を要することから、主にビルおよび空調システムの設計段階で用いられる [32, 33, 35]。もう1つは、屋内を複数の「ゾーン」に分けそれらの間の熱収支を記述するゾーンモデルを用いたアプローチ [17, 36] である。後者のアプロ

チでは、熱移動の記述に近似が入るものの計算時間が短い。ゆえに、ビルや空調システムの設計段階での応用 [37,38] に加え、実時間での制御にも用いられる。具体的には、モデルから出力される各ゾーンの温度に基づき複数の空調機を操作することにより、ハンチングの抑制が可能と見込まれる。これを実現するための枠組みの1つとしてモデル予測制御 (MPC) [39] があり、空調制御の適用事例も既に見られる [40–42]。

ここで、ゾーンモデルの枠組みで表現される熱移動の現象を数学的な観点から見ておく。数学的に言えば、ゾーンモデルは、ゾーンの長さスケール (以後、これを粗視化スケールと呼ぶ) に合わせて熱移動の支配方程式 (移流拡散方程式) にスケール変換を施し、細かなスケールの気流による影響を粗視化することに相当する。このような粗視化は均質化あるいは平均化と呼ばれ [43]、流体による輸送現象を含む様々なシステムで応用が見られる [44–47]。均質化および平均化は、時間および空間において周期的な気流を対象とし、流体運動のスケール (周期) に比べて粗視化スケールが十分大きいこと (以後、これをスケール分離と呼ぶ) を前提に熱や物質の輸送現象を近似 (粗視化) するものである。本論文では、均質化は粗視化スケールよりも小さな周期の気流による熱移動を定数係数 (有効拡散係数) による拡散 (有効拡散) として表現すること、平均化は平均流 (ドリフト) により生じる熱移動を定数速度ベクトル (有効流速) による移流 (ドリフト輸送) として表現することを指すものとする。スケール分離を前提としたとき、有効拡散係数および有効流速は気流分布の代表値により与えられる [43]。具体的には、有効流速は気流分布の時空間平均により直観的に計算することができ、有効拡散係数は気流分布の汎関数となるものの、移流拡散に関する無次元数 (ペクレ数) に基づきオーダーを与えることが可能である (詳細は 2.3.2 項を参照)。

本論文では、実時間での空調制御への応用を念頭に、上記のゾーンモデルにおける均質化および平均化の考え方に基づくビル内温度場のモデル化を行う。以下では、ビル内で人が滞在するゾーンの大きさは数  $m$  単位であり、かつ各ゾーン内の人占有に応じて制御目標となる温度場の分布が定まるものと考え、モデル化の際の粗視化スケールは数  $m$  であるものとする。

### 1.3.2 モデル化における課題

本項では、均質化および平均化の考え方に基づきビル内温度場をモデル化する際の課題を示す。

まず、従来の均質化および平均化により記述可能な熱移動の現象を示す。上述の通り、均質化および平均化はスケール分離を前提とした理論である。ビル内の気流のスケールは給気口の間隔に応じておおむね1mであることを踏まえると、これより十分大きな長さの部屋ないしアトリウムの全体に亘る熱移動が記述の対象となる。こうした熱移動に対しては、平均流およびペクレ数の値を用いて有効拡散係数および有効流速を見積もることができる。

これに対し、本論文で対象とする熱移動では、気流分布の局所的な変化を考慮する必要がある。ビル内では、人占有により気流構造が局所的に変化するとともに、空調の給気風量の差異に応じて気流の代表速度（例えば平均や分散）が空間的に変動し得る。このため、有効拡散ないしドリフト輸送とその背後にある気流の関係を明確にしつつ、時刻および位置（ゾーン）に依存する形で熱移動を記述することが求められる。これに関連し、以下2つの課題が存在する。

1つ目の課題は、有限の粗視化スケールにおける有効拡散の記述に関するものである。本論文での粗視化スケールは数mであり、これは気流のスケール（1m）と同程度であることから、スケール分離は成り立たない。このような有限の粗視化スケールにおいて、熱移動を有効拡散として記述できる条件は明らかとなっていない。また、1.3.1項で述べた有効拡散係数のオーダーはスケール分離を前提に導出されたものであり、有限の粗視化スケールの下で有効拡散係数と気流の代表値との関係を論じた例は調査した限り見られない。すなわち、気流の局所的な変化により有効拡散にどのような影響が生じるかは明らかではない。なお、ドリフト輸送については、スケール分離が成り立たなくとも、有効流速を気流の（局所的な）時空間平均、すなわち気流の代表値として記述することができる。

2つ目の課題は、有効拡散係数および有効流速の推定に関するものである。上述の通り、均質化および平均化では、有効拡散係数および有効流速は気流の代表値の関数として与えられる。最も基本的な推定方法は、時々刻々と変動するビル内の気流分布を実測またはシミュレーションにより獲得し、気流の代表値を算出した上で、これを有効拡散

係数および有効流速の関数に代入することである。しかしながら、ビル内では人の動線や機器の配置の関係上、多数の風速計を設置することはできない。また、CFD解析により気流分布を算出することも、計算が長時間に亘るため実時間での空調制御への応用を考えると難しい。このため、温度場や空調の設定値といった気流分布以外の実測データを活用し、有効拡散係数および有効流速を推定することが求められる。

## 1.4 本論文の目的および構成

以上を踏まえ、本論文では、有限時空間スケールにおける有効拡散およびドリフト輸送を気流の代表値を用いて特徴付け、これに基づきビル内温度場を実測データからモデル化する手法を開発する。まず、流体運動のシミュレータを援用し、ビル内の部屋およびアトリウムで生じる気流構造を調べ、ビル内で有効拡散またはドリフト輸送が支配的になる条件を明確化する。次に、スケール分離が成り立たない場合の有効拡散の現象を特徴付けるため、一般の移流拡散方程式に対し、所与の領域における有効拡散の時間スケールとその大きさ(係数)を定式化する手法を構築する。基本的な環状流およびせん断流のモデルへの適用を通して上記手法の妥当性を検証するとともに、得られた有効拡散係数と気流の代表値との関係性を明らかにする。以上の条件および定式化に基づき、室内およびアトリウム内の温度場を実測データからモデル化する手法を構築する。この際、固有直交分解(Proper Orthonormal Decomposition: POD)ならびにクープマンモード分解(Koopman Mode Decomposition: KMD)により実測データの解析を行い、これをモデル化に活用することで、人占有および空調機間の相互作用による温度場への影響を明らかにする。

本論文の構成を以下に示す。第2章では、ビル内の気流構造を数値的に調べるとともに、熱移動を有効拡散またはドリフト輸送として記述する方針を検討する。第3章では、モデル化に用いるデータ分析手法であるPODならびにKMDを導入する。第4章では、ビル内温度場のモデル化に向け、有限時空間スケールにおいて有効拡散の現象を新たに特徴付ける。第5章では、室内温度場の時空間発展を有効拡散としてモデル化し、温度場の実測データとの比較によりその妥当性を検証する。この際、人占有による温度場への影響を、有効拡散係数と熱入力項という2つのパラメータを変動させることにより表現する。第6章では、アトリウム内温度場の時空間発展を空調給気の有無に応じて有効拡

散またはドリフト輸送としてモデル化する。ここで、モデルパラメータの推定には、温度および空調給気データの KMD を活用する。また、KMD により主要な時空間振動成分を抽出することで、ビル全体での温度場の変動が生じることを明らかにしつつ、アトリウムを介した熱移動および空調機間の相互作用 (ハンチング) を把握することを試みる。第 7 章は本論文の結論であり、得られた結果をまとめるとともに、空調制御への応用可能性について述べる。



## 第2章 ビル内温度場のモデル化の方針

本章では、ビル内の気流構造に基づき温度場のモデル化の方針について検討するとともに、1.3.2 項で述べたモデル化の際の課題を上記方針を踏まえて見ておく。まず、流体のエネルギー保存則、質量保存則、および運動量保存則を導入し、それらを用いてビル内の気流構造を数値シミュレーションにより調べる。次に、熱移動を粗視化し記述するための手法である平均化および均質化について説明する。最後に、気流構造の調査結果を踏まえたビル内温度場のモデル化の方針を述べ、平均化および均質化の考え方を適用する際の課題を示す。

以下、本論文でビル内温度場に設ける前提を示す。温度場および流速場は  $\mathbb{R}^d$  ( $d = 2, 3$ ) 上の連結な閉空間  $\mathbb{X} \subset \mathbb{R}^d$  の上で定義され、流速場は非圧縮性条件を満たすものとする。また、ビル内の気温変動の範囲では、空気の密度  $\rho_{\text{air}}$  および定圧比熱  $c_{\text{air}}$  の変化は無視できる (一定とみなせる) ものとする。

### 2.1 流体の支配方程式

本節では、ビル内の温度場を記述する上で最も基本的な流体の支配方程式を導入し、温度場を簡潔にモデル化する必要性を示す。

まず、温度場の時空間発展を記述するため、流体のエネルギー保存則 (移流拡散方程式) を導入する。位置  $\mathbf{x} \in \mathbb{X} \subset \mathbb{R}^d$  および時刻  $t \in \mathbb{R}$  における温度場  $T(\mathbf{x}, t)$  は以下で表される [20]。

$$\partial_t T(\mathbf{x}, t) + \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla T(\mathbf{x}, t) = D \Delta T(\mathbf{x}, t) + \frac{P(\mathbf{x}, t)}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} \quad (2.1)$$

ここで、 $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  は  $d$  次元の流速場、 $D$  は空気の分子拡散係数、 $P(\mathbf{x}, t)$  は単位時間および単位体積あたりの熱入力、 $\partial_t$  は時間微分、 $\nabla$  および  $\Delta = \nabla \cdot \nabla$  は  $d$  次元のベクトル微分作用素およびラプラス作用素である。式 (2.1) の左辺第 2 項は気流による熱移動を表

しており、これには流速場  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  の計算 (CFD 解析) が必要となる。また、 $P(\mathbf{x}, t)$  は室内の熱源だけでなく、空調給気、壁や天井からの熱伝達、屋外からの輻射の影響などを含んでいる。各空調機は周辺の室温を一定にするよう給気温度や給気風量を操作することから、 $P(\mathbf{x}, t)$  は一般に温度場の関数  $P(\mathbf{x}, t, T)$  となり得る。

次に、流速場  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  の決定に必要な流体の質量保存則および運動量保存則を導入する [48]。

$$\nabla \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = 0 \quad (2.2)$$

$$\partial_t \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\rho_{\text{air}}} \nabla p(\mathbf{x}, t) + \nu_{\text{air}} \Delta \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{F}(\mathbf{x}, t) \quad (2.3)$$

ここで、 $p(\mathbf{x}, t)$  は圧力、 $\nu_{\text{air}}$  は動粘度、 $\mathbf{F}(\mathbf{x}, t)$  は流体に働く外力を表す。式 (2.2) は非圧縮性条件、式 (2.3) はナビエ・ストークス方程式とも呼ばれる。一般に外力  $\mathbf{F}$  は様々な寄与を含むが、本論文では熱源からの寄与のみを表し、空調給気からの寄与は境界条件として表現するものとする。具体的には、温度による密度変化を重力に比例した浮力として表し、移流項 (式 (2.3) の左辺第2項) の運動量変化には影響を及ぼさないものと考え、外力  $\mathbf{F}$  を以下の通り書き下す。

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}, t) = -\alpha \mathbf{g}(T(\mathbf{x}, t) - T_{\text{ref}}) \quad (2.4)$$

ここで、 $\alpha$  は熱膨張係数、 $\mathbf{g}$  は重力加速度 (鉛直下向き) である。また、 $T_{\text{ref}}$  は浮力の計算の際に基準となる温度である。この近似はブシネスク近似 [49] と呼ばれ、流体分野で広く知られている。

以上の保存則を本論文で行うモデル化の観点から見ておく。浮力項  $\mathbf{F}$  が温度に依存していることから、温度場を得るためには移流拡散方程式 (2.1) とナビエ・ストークス方程式 (2.3) の連成シミュレーションを行う必要がある。ここで、ビル内の人の動きや空調の給気温度や給気風量の変動を表現するためには、シミュレーションの対象とする領域の形状や境界条件を変化させる必要がある。しかしながら、時々刻々と領域の形状や境界条件を変えながらの連成シミュレーションは計算負荷が大きく、空調制御システムの中でこれを行うことは難しい。よって、本論文では、上記の保存則に基づく数値シミュレーションはビル内の気流スケールを調べる用途にとどめ、ビル内温度場の時空間発展をより簡潔に表現できるモデルの構築を試みる。

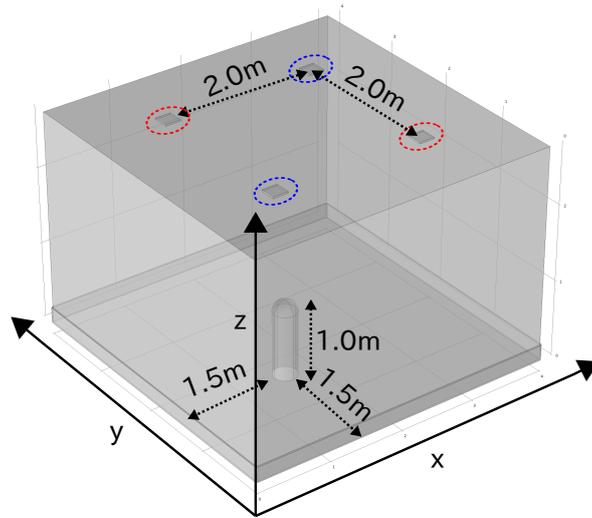


図 2.1: 気流シミュレーションのための室内を模擬した解析空間.

## 2.2 ビル内の気流構造の数値シミュレーションによる検討

本節では、温度場のモデル化に向けた予備的検討として、式 (2.1)–(2.4) に基づき気流分布の数値シミュレーションを行い、ビル内の気流構造を調べる。なお、シミュレーションにあたり数値計算ソフトウェア COMSOL MultiPhysics (バージョン: 5.2a) [50] を援用する。

### 2.2.1 室内気流の数値シミュレーション

本項では、室内気流の数値シミュレーションを行う。図 2.1 に解析空間の基本的な構造を示す。本空間はビル内の部屋を模しており、幅 4.0 m、奥行き 4.0 m、高さ 2.8 m である。以後、図中に示すように座標  $(x, y, z)$  を導入する。天井面には 0.2 m 四方の給気口 (図中の青色の破線) および還気口 (図中の赤色の破線) が 2.0 m 間隔で 2 つずつ設置されている。さらに、圧力の基準を設ける目的で、四方の壁のうち床面から高さ 0.2 m は換気口としている。境界条件は、天井の給気口 (還気口) では流入 (流出) 速度を法線方向に 0.5 m/s、床面付近の換気口では圧力を 1 atm とし、その他の壁や天井では滑りなしとした。なお、密度  $\rho_{\text{air}}$  は  $1.165 \text{ kg/m}^3$ 、動粘度  $\nu_{\text{air}}$  は  $2.0 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$  に固定した。以上の設定のもと、初期条件として位置に依らず流速を 0 m/s、圧力を 1 atm とし、300 秒後の

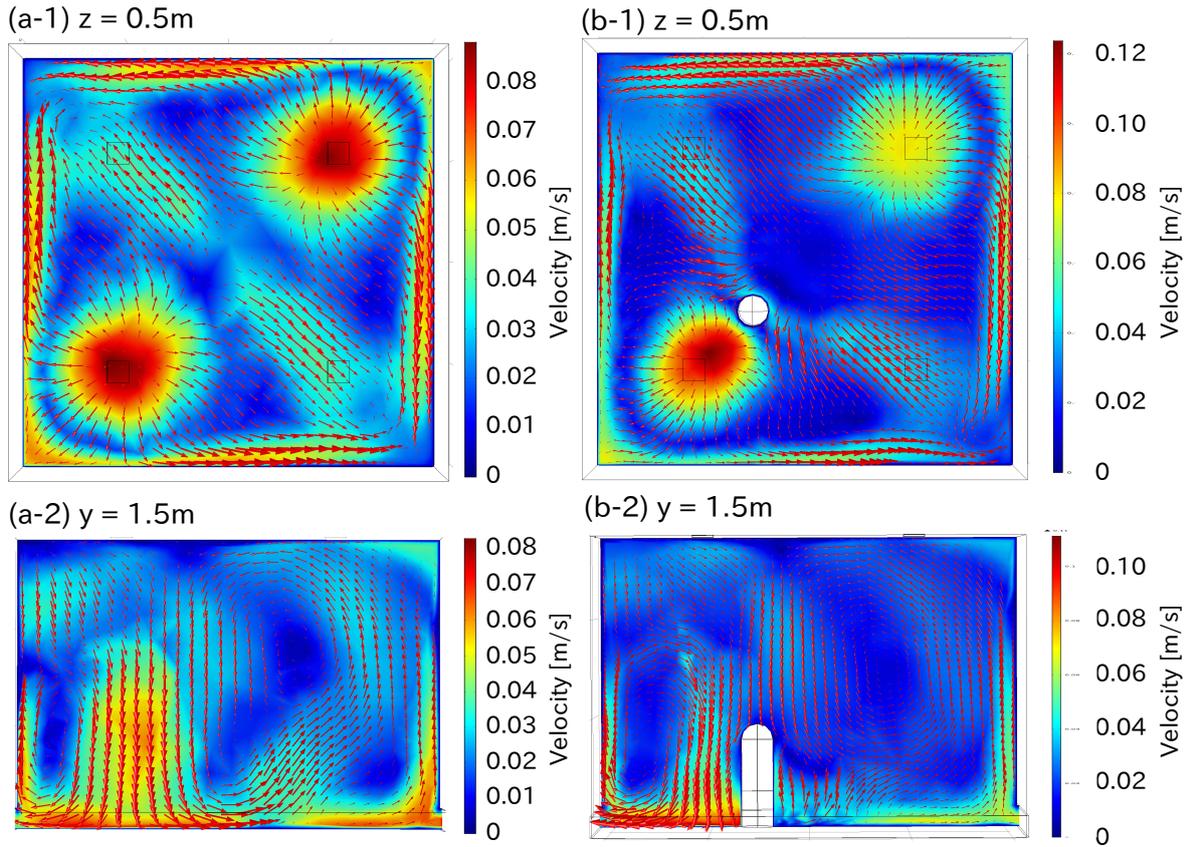


図 2.2: 室内における気流のシミュレーション結果. (a-1,a-2) 人体を考慮しない場合の  $z = 0.5\text{ m}$  および  $z = 1.5\text{ m}$  での流速場. (b-1,b-2) 人体を考慮した場合の  $z = 0.5\text{ m}$  および  $z = 1.5\text{ m}$  での流速場.

流速分布を計算した. さらに, 人体による影響を考慮する場合は,  $(x, y) = (1.5, 1.5)$  の位置に高さ  $1.0\text{ m}$  の人体を模した構造物を置き, 式 (2.1)–(2.4) の連成計算を行った. 本構造物は, 半径  $0.15\text{ m}$ , 高さ  $0.85\text{ m}$  の円柱と半径  $0.15\text{ m}$  の半球を組み合わせたものである. この際, 分子拡散係数  $D$  は  $2.25 \times 10^{-5}\text{ m}^2/\text{s}$ , 初期温度および基準温度  $T_{\text{ref}}$  は位置に依らず  $20^\circ\text{C}$  に設定し, 熱入力  $P(\mathbf{x}, t)$  は下記の通り人体表面からの熱伝達として表現した.

$$P(\mathbf{x}, t) = \begin{cases} \rho_{\text{air}} c_{\text{air}} K_{\text{human}} (T_{\text{human}} - T(\mathbf{x}, t)) & (\mathbf{x} \in S_{\text{human}}) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases}$$

ここで,  $S_{\text{human}}$  は人体の表面である. また,  $K_{\text{human}}$  は人体表面からの熱伝達係数であり  $10\text{ W}/\text{m}^2\text{K}$ ,  $T_{\text{human}}$  は人体表面の温度であり  $37^\circ\text{C}$  とした.

図 2.2 に解析空間での気流のシミュレーション結果を示す. ここで, 図 (a-1,a-2) は人

表 2.1: 図 2.2 の気流分布に対する統計量.

	平均 [m/s]	$L_2$ ノルム [m/s]
(a) 人体を考慮しない場合	$\begin{bmatrix} 1.4217 \times 10^{-4} \\ 1.4059 \times 10^{-4} \\ -1.6633 \times 10^{-4} \end{bmatrix}$	$3.997 \times 10^{-2}$
(b) 人体を考慮する場合	$\begin{bmatrix} -2.4178 \times 10^{-4} \\ -2.0527 \times 10^{-4} \\ -5.5356 \times 10^{-5} \end{bmatrix}$	$4.186 \times 10^{-2}$

人体を考慮しない場合, 図 (b-1,b-2) は人体を考慮した場合の計算結果であり, 図 (a-1,b-1) は  $z = 0.5$  m での 2次元プロット, 図 (a-2,b-2) は  $y = 1.5$  m での 2次元プロットである. 図中において, カラープロットは各位置における (3次元) 流速のベクトルノルム, 赤色の矢印は流速の向きを表す. 図 2.2 (a-1,a-2) を見ると, 解析空間内では部屋内を循環する流れが生じており, その空間スケールは給気口と還気口の間隔 (2.0 m) 程度であることがわかる. また, 図 2.2 (a-1) のカラープロットは直線  $x + y = 4$  に関して線対称であり, これは給気口および還気口が対称的に設置されていることに起因している. 一方, 図 (b-1,b-2) を見ると, 上述の気流構造は人体周辺において局所的に変化している. 例えば, 図 (b-1) では気流分布の対称性が崩れ, 図 (b-2) では人体右側の床面付近で上昇気流が発生しており, これらは図 (a-1,a-2) では確認できない現象である.

さらに, 表 2.1 に算出した気流の統計量を示す. ここでは, 図 2.1 の領域全体における流速場の平均および  $L_2$  ノルムを計算した. (a,b) 共に, 平均流の大きさは小さく, 気流が対称的であることがわかる. 一方,  $L_2$  ノルムの値は (b) の方が大きくなっており, これは上述の局所的な気流による影響を示唆している. 以上より, 人体から生じる浮力により, 室内気流に局所的な変動が生じることが定量的に示された.

### 2.2.2 アトリウム内気流の数値シミュレーション

本項では, アトリウム内気流の数値シミュレーションを行う. 図 2.3 に解析空間の基本的な構造を示す. ここでは, アトリウム内の空調給気の影響を調べるため, アトリウム内に給気口が無い場合 (図 (a)) と有る場合 (図 (b)) の構造を示している. 本空間は, 2つの階がアトリウムを介して接続されたビルを模したものとなっている. 図中左側には

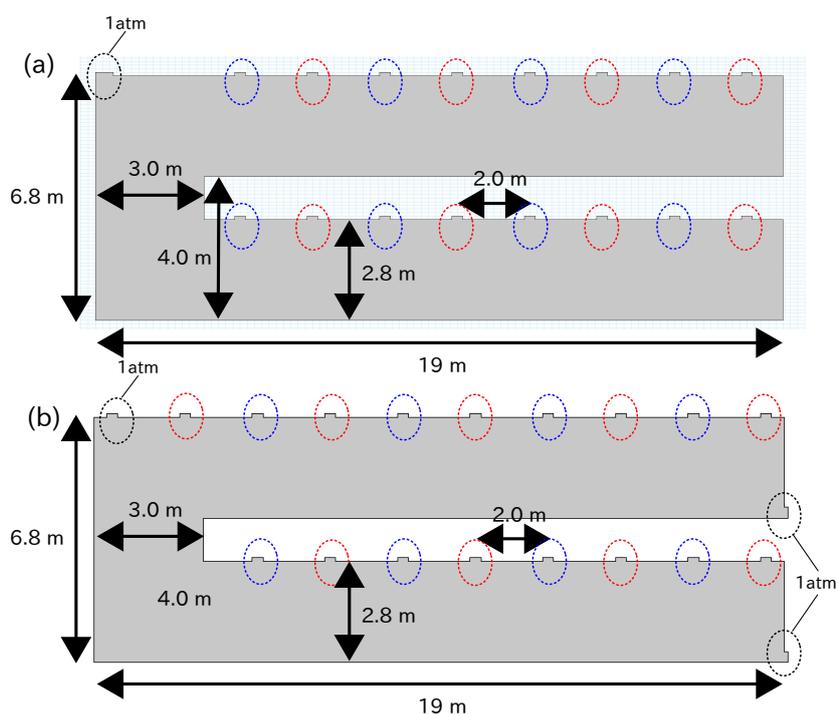


図 2.3: 気流シミュレーションのためのアトリウムを模擬した解析空間. 赤色の破線で囲んだ部分が給気口, 青色の破線で囲んだ部分が還気口を表す.

幅 3.0 m, 高さ 6.8 m のアトリウムが存在し, これにより幅 16 m, 高さ 2.8 m の 2 つの階がつながっている. 各階の天井面には幅 0.3 m の給気口 (図中の青色の破線) および還気口 (図中の赤色の破線) が 2.0 m 間隔でそれぞれ 4 つずつ設置されており, 図 (b) の場合のみアトリウム内に給気口が設置されている. さらに, 圧力の基準を設ける目的で, アトリウム上部に幅 0.3 m の換気口を設けており, 図 (b) の場合のみ室内右下にも設けられている. 境界条件は, 各階の天井面の給気口 (還気口) では流入 (流出) 速度を法線方向に 1 m/s, アトリウム上部および室内右下の換気口では圧力を 1 atm とし, その他の壁や天井では滑りなしとした. なお, 密度  $\rho_{\text{air}}$  は  $1.165 \text{ kg/m}^3$ , 動粘度  $\nu_{\text{air}}$  は  $2.0 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$  に固定した. 以上の設定のもと, 初期条件として流速を 0 m/s, 圧力を 1 atm と位置に依らず与え, 100 秒後の流速分布を計算した.

図 2.4 にアトリウム内での気流のシミュレーション結果を示す. ここで, 図 (a) はアトリウム内に給気口がない場合 (自然換気型アトリウム) の結果, 図 (b) はアトリウム内に給気口がある場合 (機械換気型アトリウム) の結果である. また, カラープロット

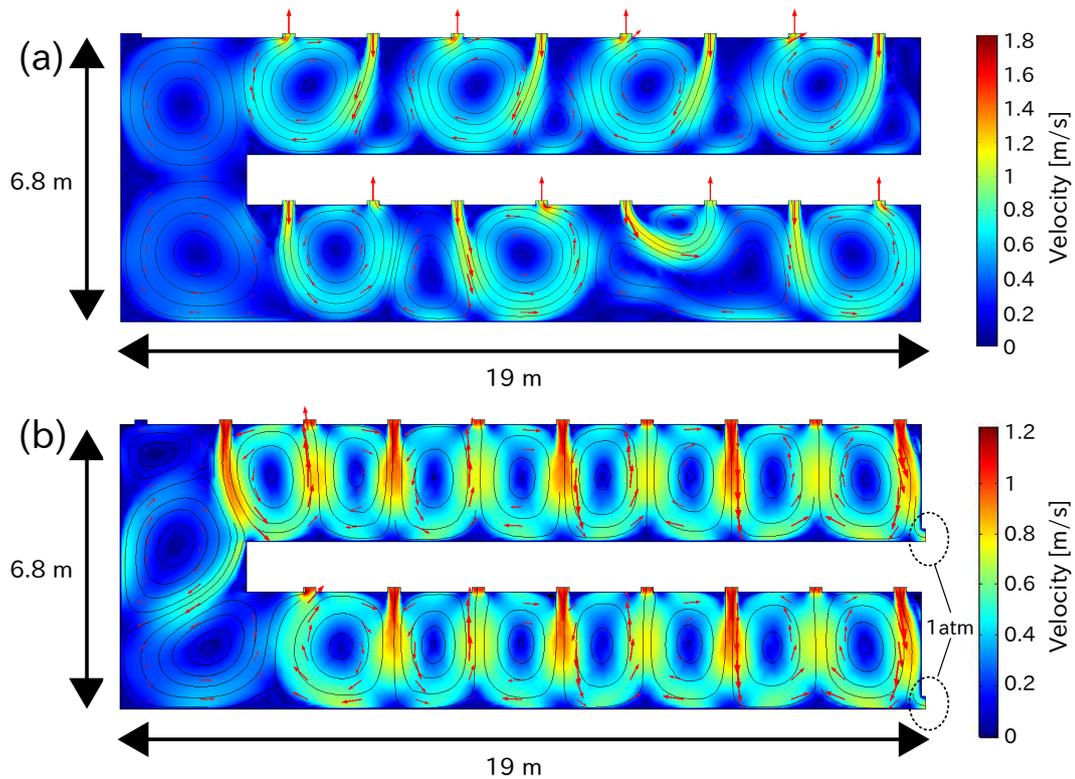


図 2.4: アトリウムにおける気流のシミュレーション結果. (a) では自然換気型アトリウム, (b) では機械換気型アトリウムの場合の流速場をプロットしている.

表 2.2: 図 2.4 の気流分布に対する統計量.

	平均 [m/s]	$L_2$ ノルム [m/s]
(a) 自然換気型アトリウム	$\begin{bmatrix} -1.7612 \times 10^{-4} \\ 2.6724 \times 10^{-2} \end{bmatrix}$	0.3466
(b) 機械換気型アトリウム	$\begin{bmatrix} 6.2653 \times 10^{-3} \\ -8.3981 \times 10^{-2} \end{bmatrix}$	0.3288

は各位置における流速のベクトルノルム, 赤色の矢印は流速の向き, 黒線は流線を表す. 図 2.4 (a) を見ると, アトリウム内に環状の気流構造が現れており, そのスケールは階間の高さ (4m) よりも小さくなっている. 一方, 図 2.4 (b) を見ると, 空調給気の影響により, 上の階から下の階に向かう流れが発生している. すなわち, 気流の空間スケールは階間の高さよりも大きいと言える.

さらに, 表 2.2 に算出した気流の統計量を示す. ここでは, 図 2.3 中のアトリウム (図

中左側の  $3\text{m} \times 6.8\text{m}$  の領域) における流速の平均および  $L_2$  ノルムを示している. ただし, 図中右向きを  $x$  軸の正の向き, 図中上向きを  $y$  軸の正の向きとしている. (a) と (b) で, 流速場の  $L_2$  ノルムはほぼ変わっていない. 一方, (b) では  $y$  軸の負の向きの平均成分が大きくなっている. これは, 図 2.4 (b) で示した上の階から下の階に向かう流れに対応する結果である. 以上より, 空調給気の有無によりアトリウム内の気流の空間スケールが変わり得ることが定量的に示された.

## 2.3 従来のモデル化の枠組み: 均質化および平均化

本節では, ビル内のゾーン毎の熱収支を記述する数学的な枠組みである均質化および平均化について説明する. 今, 対象とするゾーンを長さスケール  $L_\Omega$  を有する閉領域  $\Omega \subset \mathbb{X}$  とする. 均質化および平均化とは,  $\Omega$  とそれに対応する時間スケール  $\tau$ , および起点となる時刻  $t_0$  が与えられたときに,  $T$  の時空間発展 (2.1) を次式に近似することである.

$$\partial_t T(\mathbf{x}, t) = \begin{cases} -\mathbf{U}_{\text{eff}} \cdot \nabla T(\mathbf{x}, t) + \frac{P(\mathbf{x}, t)}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} \\ D_{\text{eff}} \Delta T(\mathbf{x}, t) + \frac{P(\mathbf{x}, t)}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} \end{cases}, \quad \mathbf{x} \in \Omega, t \in \mathcal{I} := [t_0, t_0 + \tau] \quad (2.5)$$

式 (2.5) は, 細かなスケールの気流による寄与を簡単なドリフト輸送および拡散として表現するものであり,  $\mathbf{U}_{\text{eff}} \in \mathbb{R}^d$  は有効流速,  $D_{\text{eff}}$  は有効拡散係数と呼ばれる.  $\mathbf{U}_{\text{eff}}$  は次のように流速場の平均として与えられる [43].

$$\mathbf{U}_{\text{eff}} = \frac{1}{|\Omega|_\tau} \int_{\mathcal{I}} \int_{\Omega} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \mu(d\mathbf{x}) dt \quad (2.6)$$

ここで,  $\mu(\square)$  は  $\Omega$  の標準測度 ( $\mathbb{R}^d$  上のルベグ測度) であり,  $|\Omega| = \int_{\Omega} \mu(d\mathbf{x})$  は  $\Omega$  の体積または面積に一致する. 一方,  $D_{\text{eff}}$  は一般に  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  の汎関数として与えられ, この値を決定することは簡単ではない. 以下では, 均質化の概要を説明した上で,  $D_{\text{eff}}$  の振る舞いに関する先行研究の結果を示す.

### 2.3.1 均質化の概要

均質化は, 時間および空間に対して周期的な流速場により発生する物質移動を拡散現象として近似する枠組みである. ここでは, 文献 [43, 51, 52] に基づき均質化の概要を説

明する.

まず, 均質化の前提について述べる. 流速場  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  は時間および空間に対し周期的であり, かつ以下の条件を満たすものとする.

$$\int_{\mathcal{T}} \int_{\Omega} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \mu(d\mathbf{x}) dt = \mathbf{0} \quad (2.7)$$

これは, 有効流速  $\mathbf{U}_{\text{eff}}$  によるドリフト輸送が生じないことと同義である. また,  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  の時間周期  $\tau_0$  および空間周期  $l_x, l_y, l_z$  は, それぞれ均質化の時間スケール  $\tau$  および長さスケール  $L_\Omega$  よりも十分小さいものとする. 一般にこの仮定をスケール分離と呼ぶ. さらに, 均質化の過程では熱入力  $P(\mathbf{x}, t)$  は定数として扱えるものとする. ビル内の熱源および空調機は数 m 毎に分散配置され, その時定数も分スケールであることから, 熱入力  $P(\mathbf{x}, t)$  の変動スケールは気流の時空間スケールよりも十分大きく, 上記仮定はこれに対応したものである.

次に, 均質化で行う温度場および微分作用素のスケール変換について説明する. 流速場のスケールを示す微小変数  $\varepsilon$  を導入する [51].

$$\varepsilon = \sqrt{(l_x/L_\Omega)^2 + (l_y/L_\Omega)^2 + (l_z/L_\Omega)^2 + (\tau_0/\tau)^2}$$

これを用いて,  $\mathbf{x} \rightarrow \mathbf{x}/\varepsilon$  ならびに  $t \rightarrow t/\varepsilon^2$  と変数変換 (スケーリング) を行うと, 式 (2.1) は以下のように表される.

$$\partial_t T^\varepsilon(\mathbf{x}, t) + \frac{1}{\varepsilon} \mathbf{u}^\varepsilon(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla T^\varepsilon(\mathbf{x}, t) = D \Delta T^\varepsilon(\mathbf{x}, t) + P \quad (2.8)$$

この操作は拡散スケーリングと呼ばれている [43]. ここで,  $T^\varepsilon(\mathbf{x}, t) := T(\mathbf{x}/\varepsilon, t/\varepsilon^2)$  および  $\mathbf{u}^\varepsilon(\mathbf{x}, t) := \mathbf{u}(\mathbf{x}/\varepsilon, t/\varepsilon^2)$  はスケーリング後の温度場および流速場を表す. さらに,  $\mathbf{y} := \mathbf{x}/\varepsilon$  および  $s := t/\varepsilon^2$  を  $\mathbf{x}$  および  $t$  と独立した変数とみなして, 微分作用素を次のように展開する.

$$\nabla = \nabla_x + \frac{1}{\varepsilon} \nabla_y \quad (2.9a)$$

$$\Delta = \Delta_x + \frac{2}{\varepsilon} \nabla_x \cdot \nabla_y + \frac{1}{\varepsilon^2} \Delta_y \quad (2.9b)$$

$$\partial_t \rightarrow \partial_t + \frac{1}{\varepsilon^2} \partial_s \quad (2.9c)$$

$\nabla_x, \Delta_x$  は座標  $\mathbf{x}$  に対するベクトル微分作用素およびラプラス作用素であり,  $\mathbf{y}$  には作用しない. 同様に,  $\nabla_y, \Delta_y$  は  $\mathbf{y}$  のみに,  $\partial_s$  は  $s$  のみに作用する. 上記の作用素を式 (2.8) に代入し整理すると, 次式を得る.

$$\left( \frac{1}{\varepsilon^2} \mathcal{L}_0 + \frac{1}{\varepsilon} \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 \right) T^\varepsilon(\mathbf{x}, t) + P = 0 \quad (2.10)$$

ただし  $\mathcal{L}_0, \mathcal{L}_1, \mathcal{L}_2$  は次で表される.

$$\mathcal{L}_0 = \partial_s + \mathbf{u}(\mathbf{y}, s) \cdot \nabla_y - D\Delta_y \quad (2.11a)$$

$$\mathcal{L}_1 = \mathbf{u}(\mathbf{y}, s) \cdot \nabla_x - 2D\nabla_x \cdot \nabla_y \quad (2.11b)$$

$$\mathcal{L}_2 = \partial_t - D\Delta_x \quad (2.11c)$$

式 (2.10) を解き, 均質化された方程式を求める. まず,  $T^\varepsilon$  を以下のように漸近展開する.

$$T^\varepsilon(\mathbf{x}, t) = T_0(\mathbf{x}, t, \mathbf{y}, s) + \varepsilon T_1(\mathbf{x}, t, \mathbf{y}, s) + \varepsilon^2 T_2(\mathbf{x}, t, \mathbf{y}, s) + \dots$$

上記を式 (2.10) に代入し,  $\varepsilon$  の次数毎に整理すると次式を得る.

$$\mathcal{O}(1/\varepsilon^2) \quad -\mathcal{L}_0 T_0 = 0 \quad (2.12a)$$

$$\mathcal{O}(1/\varepsilon) \quad -\mathcal{L}_0 T_1 = \mathcal{L}_1 T_0 \quad (2.12b)$$

$$\mathcal{O}(1) \quad -\mathcal{L}_0 T_2 = \mathcal{L}_1 T_1 + \mathcal{L}_2 T_0 + P \quad (2.12c)$$

これらを次数毎に解いていく. まず, 式 (2.12a) について考える. 文献 [43, 52] によると, 作用素  $\mathcal{L}_0$  は楕円形微分作用素に対するフレドホルムの交代定理を満たすため,  $\mathcal{L}_0$  の零空間は定数となる.  $\mathcal{L}_0$  が  $\mathbf{y}, s$  に関する作用素であることから,  $\mathbf{y}, s$  に依存しない関数として  $T_0 = T_0(\mathbf{x}, t)$  を得る. 次に, 式 (2.12b) について考える.  $T_0 = T_0(\mathbf{x}, t)$  に注意すると, 式 (2.12b) は以下の通り変形される.

$$-\mathcal{L}_0 T_1 = \mathbf{u}(\mathbf{y}, s) \cdot \nabla_x T_0(\mathbf{x}, t)$$

$\mathbf{u}$  の周期性を考慮すると, 式 (2.12b) の右辺は  $\Omega, \mathcal{I}$  上で  $\mathbf{y}, s$  に関して積分することにより零となる. すなわち, フレドホルムの交代定理より式 (2.12b) は次式のような一意な解を持つ [43, 52].

$$T_1(\mathbf{x}, t, \mathbf{y}, s) = \chi(\mathbf{y}, s) \cdot \nabla_x T_0(\mathbf{x}, t) \quad (2.13)$$

ただし,  $\chi(\mathbf{y}, s)$  は次式の Cell problem の解である.

$$\mathcal{L}_0 \chi(\mathbf{y}, s) = -\mathbf{u}(\mathbf{y}, s) \quad (2.14)$$

最後に, 式 (2.12c) について考える. 式 (2.12c) を  $\mathbf{y}$  および  $s$  に関して平均すると, 上と同様に左辺が零になるため次式が成り立つ.

$$\begin{aligned} 0 &= \langle \mathcal{L}_2 T_0 + \mathcal{L}_1 T_1 + P \rangle_{\Omega \times \mathcal{I}} \\ &= \mathcal{L}_2 T_0 + P + \langle \mathcal{L}_1 T_1 \rangle_{\Omega \times \mathcal{I}} \\ &= \partial_t T_0(\mathbf{x}, t) - D \Delta_x T_0(\mathbf{x}, t) + P \\ &\quad + \langle \mathbf{u}(\mathbf{y}, s) \chi^\top(\mathbf{y}, s) - 2D \nabla_y \chi^\top(\mathbf{y}, s) \rangle_{\Omega \times \mathcal{I}} : \nabla_x \nabla_x^\top T_0(\mathbf{x}, t) \end{aligned} \quad (2.15)$$

ここで,  $\langle \cdot \rangle_{\Omega \times \mathcal{I}}$  は  $\Omega$  および  $\mathcal{I}$  上での平均,  $\top$  はベクトルの転置, コロン記号は行列積を表す. 最後に, 熱入力  $P$  の時空間依存性を思い出すと, 以下の通り均質化された (定数係数) 方程式が得られる.

$$\partial_t T_0(\mathbf{x}, t) = \mathbf{D}_{\text{eff}} : \nabla_x \nabla_x^\top T_0(\mathbf{x}, t) + \frac{P(\mathbf{x}, t)}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}}, \quad \mathbf{x} \in \Omega, t \in \mathcal{I} \quad (2.16)$$

ここで,  $\mathbf{D}_{\text{eff}}$  は有効拡散テンソルであり, 次で定義される.

$$\mathbf{D}_{\text{eff}} = D\mathbf{I} + \langle 2D \nabla_y \chi^\top(\mathbf{y}, s) - \mathbf{u}(\mathbf{y}, s) \chi^\top(\mathbf{y}, s) \rangle_{\Omega \times \mathcal{I}} \quad (2.17)$$

ただし,  $\mathbf{I}$  は  $3 \times 3$  単位行列である.

### 2.3.2 有効拡散係数の振る舞い

次に, 均質化により得られる有効拡散係数 (2.17) の既知の振る舞いについてまとめる.

式 (2.17) の理論的な上限および下限に関し, 以下の定理が成り立つ [43].

**定理 A.** 非圧縮条件  $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$  が成り立つとする. このとき, 任意の  $\boldsymbol{\xi} \in \mathbb{R}^d$  に対し, 式 (2.17) の有効拡散係数テンソル  $\mathbf{D}_{\text{eff}}$  は次の上限および下限を持つ.

$$D \|\boldsymbol{\xi}\|^2 \leq \boldsymbol{\xi}^\top \mathbf{D}_{\text{eff}} \boldsymbol{\xi} \leq \left\{ D + \frac{C_p^2 \|\mathbf{u}\|_{L_2(\Omega \times \mathcal{I})}^2}{D} \right\} \|\boldsymbol{\xi}\|^2 \quad (2.18)$$

ここで,  $\|\cdot\|_{L_2(\Omega \times \mathcal{I})}$  は  $\Omega \times \mathcal{I}$  における  $L_2$  ノルム,  $C_p$  はポアンカレ不等式における定数である. なお, 式 (2.18) の下限は  $\mathbf{u} = \mathbf{0}$  のときに限られる.

式 (2.18) の上限は、有効拡散係数が流速場の「分散」として与えられることを意味しており、流速場の「平均」として与えられる有効流速の式 (2.6) と対照的な結果と言える。

続いて、有効拡散係数  $D_{\text{eff}} = \boldsymbol{\xi}^T \mathbf{D}_{\text{eff}} \boldsymbol{\xi}$  のより詳細な振る舞いについて、 $D$  だけでなく流れの無次元数を用いて説明する。一般に、 $D_{\text{eff}}$  はペクレ数と呼ばれる移流と分子拡散の比を表す無次元数により特徴付けられる [53]。流速場  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  の代表速度および代表長さをそれぞれ  $U$  および  $L$  とすると、ペクレ数は  $Pe := UL/D$  と表される。 $D_{\text{eff}}$  の  $Pe$  への依存性はある種のスケージング則であり、以下では先行研究に基づきその性質を説明する。

2次元の時不変環状流に対する有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$  のスケージング則については様々な結果が得られている。まず、 $Pe$  の極限において、 $D_{\text{eff}}$  の  $Pe$ -依存性は理論的に解明されている [53–58]。 $Pe$  が十分小さい場合には、 $D_{\text{eff}} \propto DPe^2$  となることが知られており [53–55]、これは式 (2.18) の上限に相当する。 $Pe$  が十分大きい場合には、 $D_{\text{eff}} \propto D\sqrt{Pe}$  なる依存性が現れるが、これは環状流においてセルとセルの間で粒子の移動が遅くなるのが原因と報告されている [56–58]。さらに、時不変環状流にドリフトまたは時間周期的な摂動を加えることにより、有効拡散係数の値は  $\mathcal{O}(\sqrt{Pe})$  から  $\mathcal{O}(Pe^2)$  に変化することが知られている [51, 57–59]。上記の極限での結果に加えて、 $Pe$  が有限の場合においても、 $Pe$ -依存性は数値的に検討されている。文献 [53] では、時不変環状流に対する有効拡散係数を数値的に計算し、 $Pe$  が十分小さい領域では  $\mathcal{O}(Pe^2)$ 、十分大きい領域では  $\mathcal{O}(\sqrt{Pe})$  にフィットする弧状のスケージング則が得られることを報告している。文献 [59, 60] では、時不変環状流にドリフト成分を加えることで、 $Pe$  が有限の場合に有効拡散係数が  $\mathcal{O}(\sqrt{Pe})$  よりも低次のスケージング則に従うことを数値的に示している。

また、時不変ないし時間周期的なせん断流に対する有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$  は、 $Pe$  の大きさに関わらず  $Pe$  の (閉形式の) 関数として表すことができる [56, 61, 62]。文献 [60] では、せん断流に沿った移流と流線間の分子拡散の組み合わせにより、上記の  $Pe$  の関数が得られるものとされている。なお、 $D_{\text{eff}}$  のスケージング則は、せん断流が時不変の場合にのみ  $\mathcal{O}(Pe^2)$  となる [51]。

さらに、文献 [51] では、時間および空間周期的な流速場に対し、 $D_{\text{eff}} \propto DPe^2$  となる必要十分条件が以下の通り示されており、上述の環状流およびせん断流における  $\mathcal{O}(Pe^2)$

のスケーリング則も当該条件により説明することができる。

**定理 B.** 非圧縮条件  $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$  が成り立つとする。このとき、任意の  $\boldsymbol{\xi} \in \mathbb{R}^d$  に対し  $\boldsymbol{\xi}^T D_{\text{eff}} \boldsymbol{\xi} \propto DPe^2$  となる必要十分条件は、スカラ値分布  $(\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\xi})(\mathbf{x}, t)$  のラグランジュ時間平均 (流速場  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  から誘導される流れに沿った時間平均) が  $\Omega$  のほとんど至るところで定数とならないことである。

以上のように、スケール分離が成り立つ場合において、有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$  の上限および下限は理論的に与えられており、かつ基本的な流れに対して詳細なスケーリング則 ( $Pe$ -依存性) およびその原因となる流体の運動が明らかとなっている。なお、近年では、スケール分離が成り立たない場合において  $D_{\text{eff}}$  を算出する試み [63–67] もなされているが、 $D_{\text{eff}}$  のスケーリング則やその原因に関する言及は見られない。

## 2.4 モデル化の方針および課題

以上で示した気流シミュレーションの結果ならびに均質化と平均化の概要を踏まえ、ビル内温度場のモデル化の方針とそれに伴う課題を示す。

まず、室内温度場のモデル化の方針を示す。図 2.2 より、室内では給気口と還気口の間隔に応じて循環する流れが生じる。これらの平均成分は小さく均質化の条件 (2.7) を満たしていることから、室内では有効拡散による熱移動が支配的と考えられる。当該気流は環状流に似た構造を有しており、有効拡散係数の見積もりや妥当性の検証に 2.3.2 項で述べたスケーリング則を利用できるものと見込まれる。さらに、室内では人占有により気流に乱れが生じており、これにより人体周辺で局所的に有効拡散係数が変化するものと推察される。具体的には、表 2.1 より人占有の影響で (人体周辺での)  $L_2$  ノルムが増加していることから、式 (2.18) の上限が増加すると考えられる。本論文では、有効拡散係数を位置および時刻に依存する関数  $D_{\text{eff}}(\mathbf{x}, t)$  として、次式により室内温度場の時空間発展を記述することを試みる。

$$\partial_t T(\mathbf{x}, t) = D_{\text{eff}}(\mathbf{x}, t) \Delta T(\mathbf{x}, t) + \frac{P(\mathbf{x}, t)}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} \quad (2.19)$$

ここで、 $\mathbf{x}$  および  $t$  はそれぞれ粗視化スケール  $L_\Omega$  および  $\tau$  と同程度のスケールであり、 $L_\Omega$  は給気ないし還気ダクトの間隔に相当する。また、 $D_{\text{eff}}(\mathbf{x}, t)$  の時空間依存性は

式 (2.1) の非線形性 (流速場  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  の温度  $T(\mathbf{x}, t)$  への依存性) を内包していることに注意する.

次に, アトリウム内温度場のモデル化の方針を示す. 図 2.4(a) より, 自然換気型アトリウムでは階間の高さに応じて循環する流れが生じており, 室内の場合と同様に均質化の条件 (2.7) を満たし, 熱移動は有効拡散として表現するのが適切である. 一方, 機械換気型アトリウムでは階間の高さより大きなスケールの流れが生じている. これにより鉛直下向きの平均成分が大きくなり, 均質化の条件 (2.7) を満たさないことから, 当該アトリウム内の熱移動はドリフト輸送として表現するのが適切である. また, アトリウム内では, 室内と比べ人占有が少ないため, 熱移動をモデル化する上で気流分布の時間依存性は無視できると考えられる. さらに, 空調の風量設定が階毎に異なり, これに応じてアトリウムに流入する風量も変化することを考慮すると, 有効拡散係数および有効流速は位置に依存する関数とするのが自然である. 以上より, アトリウム内温度場の時空間発展を次式のように記述することを試みる.

$$\partial_t T(\mathbf{x}, t) = \begin{cases} -\mathbf{U}_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \cdot \nabla T(\mathbf{x}, t) + \frac{P(\mathbf{x}, t)}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} & (\text{空調機を有する場合}) \\ D_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \Delta T(\mathbf{x}, t) + \frac{P(\mathbf{x}, t)}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} & (\text{空調機を有さない場合}) \end{cases} \quad (2.20)$$

ここで,  $\mathbf{x}$  および  $t$  はそれぞれ粗視化スケール  $L_\Omega$  および  $\tau$  と同程度のスケールであり,  $L_\Omega$  は階間の高さに相当する.

以上の方針を踏まえ, 1.3.2 項で述べたモデル化の際の課題について見ておく. まず, 有限時空間スケールでの有効拡散を物理的に特量付ける必要がある. 図 2.2, 2.4(a) に示したように, 室内およびアトリウム内の気流のスケールはモデル化の際の粗視化スケール (給気口と還気口の間隔および階間の高さ) と同程度であるため, スケール分離が成り立たない. このような状況において,  $D_{\text{eff}}$  が 2.3.2 項で述べた振る舞い (スケージング則) を示すかは明らかではない. 実際, 文献 [60] では, せん断流に対する  $D_{\text{eff}}$  の説明にあたり, 時定数  $\tau$  が十分大きく粒子が分子拡散により流線間を移動できることを要請している. すなわち,  $\tau$  が有限の場合, せん断流による輸送を有効拡散として検討した例はなく, そのスケージング則は未知である. 人占有による  $D_{\text{eff}}(\mathbf{x}, t)$  の局所的な変動をモデル化する上でも, 有限時空間スケールでの有効拡散の物理的な妥当性や  $D_{\text{eff}}$  の振る舞いを調べるのが望ましい. さらに, 1.3.2 項で述べたように, 一般にビル内の

気流分布を得ることは難しく、温度  $T(\mathbf{x}, t)$  や熱入力  $P(\mathbf{x}, t)$  に関する実測データを用いて有効拡散係数および有効流速を推定する手法が必要となる。この際、空調制御の影響から、一般に  $P(\mathbf{x}, t)$  は温度場  $T(\mathbf{x}, t)$  の非線形な関数となる。このため、有効拡散係数および有効流速の推定では、温度データおよび空調給気データに内在する非線形性を考慮可能な分析手法が求められる。

以上を踏まえ、第4章では、有限の時空間スケールにおいて有効拡散を定式化する手法を新たに開発し、気流の代表値を用いたビル内熱移動の有効拡散としての記述可能性を検討する。この検討結果に基づき、第5章では、室内温度場の時空間発展を式 (2.19) に従う有効拡散としてモデル化する手法を構築する。ここでは、 $D_{\text{eff}}(\mathbf{x}, t)$  のオーダを流れの代表値から見積もるとともに、その時空間的な変動を人占有の実測データに基づき表す。さらに、第6章では、アトリウム内の熱移動を空調給気の有無に応じて有効拡散またはドリフト輸送として記述し、そのパラメータを温度データおよび空調給気データのクープマンモード分解 (KMD) に基づき推定する手法を構築する。



# 第3章 ビル内の実測データとその分析手法

本章では、モデル化に活用するビル内の実測データおよびそれらの分析手法について説明する。

## 3.1 モデル化に活用する実測データ

まず、ビル内温度場のモデル化に活用する実測データについて述べる。

本論文では、人の影響を考慮するために人占有の実測データを活用する。人占有を実測するセンサは人感センサと呼ばれ、赤外線、超音波、可視光などにに基づき、検知対象の区域に人が滞在しているか否かを実測する。近年、赤外線センサの発展により、人占有が高精細に実測できるようになってきた [6]。本論文では、 $M$  個の検知エリアにて実測した人占有として、以下のベクトル値データ列が利用可能であるものとする。

$$\mathbf{N}[n] \in \{0, 1\}^M, \quad n = 0, 1, \dots, N - 1$$

ここで、 $n$  は時刻インデックスを表す。

また、本論文では、有効拡散係数およびドリフト輸送係数の同定、およびハンチング現象の解析のため、温度場および空調給気に関するデータを活用する。空調機は室内の温度を測定し、これを目標値に保つよう給気の温度および風量を調節している。すなわち、室内温度は給気ダクトに近い位置で実測されているものと推察される。本論文では、位置  $\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_M$  にて室温の実測と空調給気の両方が行われ、以下のベクトル値時系列データが利用可能であるものとする。

$$\mathbf{T}[n] := \begin{bmatrix} T(\mathbf{x}_1, n\Delta t) \\ \vdots \\ T(\mathbf{x}_M, n\Delta t) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{P}[n] := \begin{bmatrix} P(\mathbf{x}_1, n\Delta t) \\ \vdots \\ P(\mathbf{x}_M, n\Delta t) \end{bmatrix}$$

ここで,  $\Delta t$  はサンプリング周期である.  $T(\mathbf{x}_p, n\Delta t)$  および  $P(\mathbf{x}_p, n\Delta t)$  は位置  $\mathbf{x}_p$  ( $p = 1, \dots, M$ ) および時刻  $t = n\Delta t$  での温度および熱入力であり, 6.2 節および 6.3 節にて定義される.

## 3.2 人占有データの分析手法: 固有直交分解

本節では, 人占有データの分析手法である固有直交分解について説明する.

オフィスビルの場合, 人は自席で作業を行いつつ, 会議等に応じてビル内を移動する. この際, 自席の位置が一定かつ勤務の時間帯が規則的であったとしても, 会議や出張に起因し人はビル内を不規則に移動する. 本研究では, このような不規則な移動を含む人占有データから主要な成分を抽出し温度場のモデル化に活用するため, 時空間系列データを  $L_2$  ノルムの意味で最適な正規直交系で分解する手法である固有直交分解 (Proper Orthogonal Decomposition: POD) [68] を用いる.

以下, 文献 [68, 69] を参考に POD の概要について述べる. ベクトル値データ列  $\mathbf{N}[n] \in \mathbb{R}^M$  は POD により次のように分解される (詳細は付録 A を参照).

$$\mathbf{N}[n] = \sum_{m=1}^M p_m[n] \mathbf{V}_m, \quad n = 0, \dots, N-1 \quad (3.1)$$

ここで,  $\{\mathbf{V}_m\}$  は正規直交基底をなし, POD モードと呼ばれる. また,  $p_m[n]$  は時変係数であり以下の性質を有する.

$$\langle p_{m_1} p_{m_2} \rangle = \begin{cases} \langle p_{m_1}^2 \rangle & (m_1 = m_2) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (3.2)$$

ここで,  $\langle \cdot \rangle$  は  $n = 0, \dots, N-1$  における時間平均を表す.  $\langle p_m^2 \rangle$  は  $m$  次 POD モードのエネルギーと呼ばれ, 各モードは  $\langle p_m^2 \rangle \geq \langle p_{m+1}^2 \rangle$  を満たすように並ぶ. すなわち, エネルギーの大きい POD モードを用いることにより, ビル内の人占有分布の主要な成分を抽出できるものと推察される.

### 3.3 温度および空調給気データの分析手法: クープマンモード分解

本節では, 温度データおよび空調給気データの分析手法であるクープマンモード分解について説明する.

ビル内の温度場および空調機の動作は時間スケール毎に特徴づけられる. 例えば, 文献 [70] では, ビル内の温度場には年から数日スケールの振動成分が生じると報告されている. 文献 [9] では, 空調機内のバルブ開度が1日周期および数時間周期で振動することが実験的に示され, 後者の振動成分が空調動作の非線形性および制御ゲインのチューニングに起因すると述べられている. ここで, 温度データおよび空調給気データから, 空調機による温度場の振動現象 (ハンチング) を表す成分を抽出することは, 温度場のモデル化だけでなく空調制御の観点からも有用である. これに向けて, 本論文では, 空調動作の非線形性を考慮しつつ温度場データおよび空調給気データを時間スケール毎に分析する手法として, 以下で説明するクープマンモード分解 (Koopman Mode Decomposition: KMD) を用いる.

KMD とは, 非線形力学系におけるクープマン作用素 [71] に基づき, 時系列データを単一周波数で振動する空間モードに分解する手法である. KMD のビル・空調分野への応用は多岐に亘っている. 最初の応用は文献 [72] であり, KMD に基づきビル内エネルギーモデルの妥当性を検討している. その後, ビル内エネルギーモデルのゾーニング [70, 73], 消費エネルギーの解析に基づく空調システムの性能向上 [74], 複数ビルにおけるエネルギー消費量の監視 [75], 空調システムの異常パターンの認識, 分類, および検知 [76, 77] が報告されている. これらの研究は主に日ないし年スケールで生じる長時間の熱ダイナミクスを対象としたものである. これに対し, 本論文では, 温度場に生じる数時間スケールの振動成分を KMD により解析し, これを温度場のモデル化に活用する. 以下では, 先行研究に基づきクープマン作用素と KMD の概要を説明した後, クープマンモード (KM) の時空間振動応答を波動として解釈できることを示す. なお, 文献 [78] では, 対象とする偏微分力学系が時空間周期的である場合に, 上記の波動に類似した KM の定式化が可能であることが報告されている.

### 3.3.1 クープマン作用素

まず, 式 (2.1) の力学系に対するクープマン作用素について述べる. クープマン作用素とは, 非線形力学系による時間発展を状態変数の関数 (観測量) の空間における写像として捉えたものである. 以下では, 文献 [79, 80] を参考に, 偏微分方程式による場の時間発展を, 空間変数をパラメータとして有する観測量の族として解釈する.

はじめに, 観測量が定義される状態空間とそれに関する仮定を整理する. 以下では, 温度場  $T$  と熱入力  $P$  は  $\mathbb{X}$  上の自乗可積分なスカラ値関数から成る空間  $L_2$  に属するものとする. また, 偏微分力学系 (2.1) のアトラクタが存在し, かつその次元が有限であるものとする. これは, 当該アトラクタ上のダイナミクスが有限次元で表現可能であることに相当し, 反応拡散系や非圧縮ナビエ・ストークス方程式といった様々なクラスの偏微分方程式で成り立つことが知られている [79, 81]. 本論文で KMD の対象とする熱移動は数時間スケールのものであり, これは移流拡散および空調制御による  $T$  および  $P$  の時間変化のスケールと比べ十分大きいことから (図 1.1 を参照),  $T$  および  $P$  のダイナミクスはほぼ定常的であり式 (2.1) のアトラクタ上で時間発展するものと推察される. 今, 有限次元アトラクタに相当する状態空間  $\mathbb{X}_F$  を導入すると, 当該アトラクタ上のダイナミクスは以下の常微分方程式で表される.

$$\frac{dz}{dt} = \mathbf{F}(z), \quad z \in \mathbb{X}_F \quad (3.3)$$

ここで,  $\mathbf{F}: \mathbb{X}_F \rightarrow T\mathbb{X}_F$  はベクトル場,  $T\mathbb{X}_F$  は  $\mathbb{X}_F$  の接束である. 式 (2.1) が入力項を含まず, かつ  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  が  $T(\mathbf{x}, t)$  に依存しない (すなわち線形の) 移流拡散方程式であるとすると,  $z$  は移流拡散により移動する流体粒子の位置に相当する [43]. 実際は, 熱入力  $P(\mathbf{x}, t)$  は空調制御の影響により  $T(\mathbf{x}, t)$  に依存することから,  $z$  はバルブ開度や給気温度といった空調機の内部状態も含み得る. 以上より, ある状態  $z \in \mathbb{X}_F$  に対し,  $f \in L_2$  (または  $f(z), \forall z \in \mathbb{X}_F$ ) が与えられ, 式 (2.1) のアトラクタ上での温度場  $T$  および熱入力  $P$  の情報を含む変数  $f(z; \mathbf{x})$  として表すことができる.

クープマン作用素は式 (3.3) の力学系から定義される. ベクトル場  $\mathbf{F}(z)$  により誘導される流れ (1 パラメータ群)  $\mathcal{S}^t: \mathbb{X}_F \rightarrow \mathbb{X}_F, t \in \mathbb{R}$  を以下のように記述する.

$$\left. \frac{d\mathcal{S}^t(z)}{dt} \right|_{t=0} = \mathbf{F}(z), \quad z \in \mathbb{X}_F \quad (3.4)$$

このとき、観測量  $f: \mathbb{X}_F \rightarrow \mathbb{C}$  から成る空間  $\mathbb{F}$  に対して、クープマン作用素  $\mathcal{U}^t$  は次式の合成作用素として定義される。

$$\mathcal{U}^t f := f \circ \mathcal{S}^t, \quad \forall f \in \mathbb{F} \quad (3.5)$$

ここで、上記の議論から、温度場  $T(\mathbf{x}, t)$  および熱入力  $P(\mathbf{x}, t)$  は、位置  $\mathbf{x}$  をパラメータとして有する  $\mathbb{X}_F$  上の観測量の族として解釈でき、 $T(\mathbf{z}; \mathbf{x})$  および  $P(\mathbf{z}; \mathbf{x})$  と表される。すなわち、 $T$  および  $P$  の時間発展はクープマン作用素  $\mathcal{U}^t$  を用いて次のように書き下される。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} T(\mathbf{x}, t) \\ P(\mathbf{x}, t) \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} T(\mathbf{z}(t); \mathbf{x}) \\ P(\mathbf{z}(t); \mathbf{x}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T(\mathcal{S}^t \mathbf{z}(0); \mathbf{x}) \\ P(\mathcal{S}^t \mathbf{z}(0); \mathbf{x}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathcal{U}^t T(\mathbf{z}(0); \mathbf{x}) \\ \mathcal{U}^t P(\mathbf{z}(0); \mathbf{x}) \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \mathcal{U}^t T(\mathbf{x}, 0) \\ \mathcal{U}^t P(\mathbf{x}, 0) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.6)$$

ここで、式 (3.6) は  $T$  および  $P$  の長時間 (数時間スケール) のダイナミクスを表したものであり、短時間スケールの成分は含まれていないことに注意する。

### 3.3.2 クープマンモード分解および波動としての表現

次に、KMDの原理を説明し、それにより得られる空間モード (Koopman Mode: KM) を波動として表現する。 $\mathcal{U}^t$  の固有値  $\lambda$  およびそれに対応する (正規化された) 固有関数  $\phi_\lambda$  を次のように導入する。

$$\mathcal{U}^t \phi_\lambda = \exp(\lambda t) \phi_\lambda, \quad \lambda \in \mathbb{C}, \quad \phi_\lambda \in \mathbb{F} \setminus \{0\} \quad (3.7)$$

固有値  $\lambda$  はクープマン固有値 (Koopman Eigenvalue: KE) と呼ばれ、無限個存在し得る [82]。力学系 (3.3) がアトラクタ上で定義されていることから、 $\mathbb{X}_F$  上で定義されるフローは測度保存とするのが自然である [83]。このとき、 $\mathbb{F}$  として  $L_2$  のような適切なものを選ぶと、クープマン作用素  $\mathcal{U}^t$  はユニタリ作用素となる [71, 83]。文献 [79, 80] では、観測量  $f \in \mathbb{F}$  を  $\mathcal{U}^t$  のスペクトルに基づき展開し、このうちクープマン固有関数  $\phi_\lambda(\mathbf{z})$  に関する展開を特に KMD と呼んだ。この展開が  $T$  および  $P$  に対して成り立つとすると、次式のように表される。

$$\begin{bmatrix} T(\mathbf{z}; \mathbf{x}) \\ P(\mathbf{z}; \mathbf{x}) \end{bmatrix} = \sum_{m=1}^{\infty} \phi_{\lambda_m}(\mathbf{z}) \begin{bmatrix} a_m(\mathbf{x}) \\ b_m(\mathbf{x}) \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

ここで,  $a_m(\mathbf{x})$  および  $b_m(\mathbf{x})$  は, クープマン固有関数  $\phi_{\lambda_m}$  により張られる空間への  $T$  および  $P$  の写像であり,  $L_2$  に内積  $\langle \cdot, \cdot \rangle : \mathbb{F} \times \mathbb{F} \rightarrow \mathbb{C}$  を導入すると以下の通り表される.

$$a_m(\mathbf{x}) = \langle T(\mathbf{z}; \mathbf{x}), \phi_{\lambda_m}(\mathbf{z}) \rangle \quad (3.9a)$$

$$b_m(\mathbf{x}) = \langle P(\mathbf{z}; \mathbf{x}), \phi_{\lambda_m}(\mathbf{z}) \rangle \quad (3.9b)$$

以上より,  $T$  および  $P$  は次式のように分解される.

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} T(\mathbf{x}, t) \\ P(\mathbf{x}, t) \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} T(\mathbf{z}(t); \mathbf{x}) \\ P(\mathbf{z}(t); \mathbf{x}) \end{bmatrix} = \sum_{m=1}^{\infty} \phi_{\lambda_m}(\mathbf{z}(t)) \begin{bmatrix} a_m(\mathbf{x}) \\ b_m(\mathbf{x}) \end{bmatrix} \\ &= \sum_{m=1}^{\infty} \mathcal{U}^t \phi_{\lambda_m}(\mathbf{z}(0)) \begin{bmatrix} a_m(\mathbf{x}) \\ b_m(\mathbf{x}) \end{bmatrix} = \sum_{m=1}^{\infty} \exp(\lambda_m t) \phi_{\lambda_m}(\mathbf{z}(0)) \begin{bmatrix} a_m(\mathbf{x}) \\ b_m(\mathbf{x}) \end{bmatrix} \\ &=: \sum_{m=1}^{\infty} \exp(\lambda_m t) \begin{bmatrix} \tilde{a}_m(\mathbf{x}) \\ \tilde{b}_m(\mathbf{x}) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.10)$$

以下では,  $\tilde{a}_m(\mathbf{x}) := \phi_{\lambda_m}(\mathbf{z}(0))a_m(\mathbf{x})$  および  $\tilde{b}_m(\mathbf{x}) := \phi_{\lambda_m}(\mathbf{z}(0))b_m(\mathbf{x})$  をそれぞれ  $T$  および  $P$  の  $m$  次の KM と呼ぶ. なお, 式 (3.10) において,  $\lambda_m$  は  $T$  および  $P$  の両方の分解で共通であることに注意する.

3.1 節で述べたように, ビル内では温度場  $T(\mathbf{x}, t)$  および熱入力  $(\mathbf{x}, t)$  は有限個の地点  $\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_M \in \Omega$  で実測されることから, 式 (3.10) により温度場および熱入力の時系列データは以下の通り分解される.

$$\begin{bmatrix} T(\mathbf{x}_1, t) \\ \vdots \\ T(\mathbf{x}_M, t) \\ P(\mathbf{x}_1, t) \\ \vdots \\ P(\mathbf{x}_M, t) \end{bmatrix} = \sum_{m=1}^{\infty} \exp(\lambda_m t) \begin{bmatrix} \tilde{a}_m(\mathbf{x}_1) \\ \vdots \\ \tilde{a}_m(\mathbf{x}_M) \\ \tilde{b}_m(\mathbf{x}_1) \\ \vdots \\ \tilde{b}_m(\mathbf{x}_M) \end{bmatrix} =: \sum_{m=1}^{\infty} \exp(\lambda_m t) \begin{bmatrix} \mathbf{A}_m \\ \mathbf{B}_m \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

ここで, 位置に依存した2つのベクトル

$$\mathbf{A}_m := [\tilde{a}_m(\mathbf{x}_1) \dots \tilde{a}_m(\mathbf{x}_M)]^\top$$

$$\mathbf{B}_m := [\tilde{b}_m(\mathbf{x}_1) \dots \tilde{b}_m(\mathbf{x}_M)]^\top$$

を  $m$  次 KM と区別せず呼ぶ.

さらに、熱移動の空間特性を詳細に議論するため、KM による振動応答を波動の伝播として表現する。  $\tilde{a}_m(\mathbf{x}_p)$  および  $\tilde{b}_m(\mathbf{x}_p)$  ( $p = 1, \dots, M$ ) の極形式を以下のように導入する。

$$\begin{bmatrix} \mathbf{A}_m \\ \mathbf{B}_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_m(\mathbf{x}_1) \exp(i\alpha_m(\mathbf{x}_1)) \\ \vdots \\ A_m(\mathbf{x}_M) \exp(i\alpha_m(\mathbf{x}_M)) \\ B_m(\mathbf{x}_1) \exp(i\beta_m(\mathbf{x}_1)) \\ \vdots \\ B_m(\mathbf{x}_M) \exp(i\beta_m(\mathbf{x}_M)) \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

ここで、 $A_m(\mathbf{x}_p), B_m(\mathbf{x}_p) \in [0, \infty)$  は絶対値、 $\alpha_m(\mathbf{x}_p), \beta_m(\mathbf{x}_p) \in [0, 2\pi]$  は偏角、 $i$  は虚数単位を表す。今、行列  $[\mathbf{x}_1 \cdots \mathbf{x}_M]$  を行フルランクとすると、次式を満たす定数ベクトル  $\mathbf{k}_m, \mathbf{l}_m \in \mathbb{R}^d$  を一意に求めることができる。

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_m^\top [\mathbf{x}_1 \cdots \mathbf{x}_M] &= -[\tilde{\alpha}_m(\mathbf{x}_1) \cdots \tilde{\alpha}_m(\mathbf{x}_M)] \\ \mathbf{l}_m^\top [\mathbf{x}_1 \cdots \mathbf{x}_M] &= -[\tilde{\beta}_m(\mathbf{x}_1) \cdots \tilde{\beta}_m(\mathbf{x}_M)] \end{aligned}$$

これは、KM の波面 (等位相面) が伝播する方向を表す。すなわち、KM の時空間発展を波動の伝播として表すことができる。

$$\exp(\lambda_m t) \begin{bmatrix} \mathbf{A}_m \\ \mathbf{B}_m \end{bmatrix} = \exp(\sigma_m t) \begin{bmatrix} A_m(\mathbf{x}_1) \exp\{i(\omega_m t - \mathbf{k}_m^\top \mathbf{x}_1)\} \\ \vdots \\ A_m(\mathbf{x}_M) \exp\{i(\omega_m t - \mathbf{k}_m^\top \mathbf{x}_M)\} \\ B_m(\mathbf{x}_1) \exp\{i(\omega_m t - \mathbf{l}_m^\top \mathbf{x}_1)\} \\ \vdots \\ B_m(\mathbf{x}_M) \exp\{i(\omega_m t - \mathbf{l}_m^\top \mathbf{x}_M)\} \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

ここで、 $\sigma_m := \text{Re}[\lambda_m]$  は  $m$  次 KM の拡大ないし減衰率、 $\omega_m := \text{Im}[\lambda_m]$  は (非零の) 振動周波数を表す。これにより、複数の空調機間の相互作用、すなわちハンチングによる熱移動の方向を可視化することが可能になる。

### 3.3.3 Arnoldi アルゴリズム

最後に、温度場データと空調給気データの KMD の有限次元での近似について説明する。KMD の有限次元での近似アルゴリズムは複数報告されており、位相平均 [79], Arnoldi

アルゴリズム [84], 動的モード分解 (Dynamic Mode Decomposition: DMD) [85–87], プロローニ近似 [88] などが見られる. 本論文では, KE および KM を実測データから事前情報を用いずに得るため, Arnoldi アルゴリズムを用いる. 文献 [89] では, 標準的な (非線形関数の基底を用いない) DMD と比べて, Arnoldi アルゴリズムは空間方向に低次元かつ時間方向に高次元 (すなわち  $N > M$ ) のデータに適していることが報告されており, 本論文で扱うデータもこれに該当する (第 6 章を参照). Arnoldi アルゴリズム [84] を用いると, 温度場データおよび空調給気データは以下のように有限級数へと分解される (詳細は付録 B を参照).

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} \mathbf{T}[n] \\ \mathbf{P}[n] \end{bmatrix} &= \sum_{m=1}^{N-1} \nu_m^n \begin{bmatrix} \mathbf{A}_m \\ \mathbf{B}_m \end{bmatrix} & (n = 0, \dots, N-2) \\ \begin{bmatrix} \mathbf{T}[N-1] \\ \mathbf{P}[N-1] \end{bmatrix} &= \sum_{m=1}^{N-1} \nu_m^{N-1} \begin{bmatrix} \mathbf{A}_m \\ \mathbf{B}_m \end{bmatrix} + \mathbf{R} \end{cases} \quad (3.14)$$

ここで,  $\nu_m$  は  $\exp(\lambda_m \Delta t)$  に相当する. また,  $\mathbf{R} \in \mathbb{R}^{2M}$  は分解にあたり生じる剰余項であり, 一般にそのノルムは小さい.

## 第4章 有限スケールにおける有効拡散

本章では、スケール分離が成り立たない場合において有効拡散を定式化する手法を構築するとともに、2つの基本的な流れモデルにこれを適用し、有限スケールにおける有効拡散係数と気流の代表値との関係性 (スケーリング則) について調べる。ここでは、粗視化領域  $\Omega \subset \mathbb{X} \subset \mathbb{R}^d$  ( $d = 2, 3$ ) および区間  $\mathcal{I} := [0, \tau]$ ,  $\tau > 0$  での局所的かつ過渡的な熱移動を対象とし、式 (2.1) の熱源項のダイナミクスを無視した (初期条件に組込んだ) 以下の移流拡散方程式を考える。

$$\partial_t \theta(\mathbf{x}, t) + \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla \theta(\mathbf{x}, t) = D \Delta \theta(\mathbf{x}, t) \quad (4.1)$$

ここで、式 (4.1) は熱移動に限らず一般の物質輸送に対して有効であることから、一般の濃度分布を表す変数として  $\theta(\mathbf{x}, t)$  を用いた。これを  $\mathbf{x} \in \Omega$  および  $t \in \mathcal{I}$  において以下の (有効) 拡散方程式に近似することを考える。

$$\partial_t \bar{\theta}(\mathbf{x}, t) = D_{\text{eff}} \Delta \bar{\theta}(\mathbf{x}, t) \quad (4.2)$$

ここで、 $\bar{\theta}(\mathbf{x}, t)$  は有効拡散により近似された濃度分布を表す。

本章の構成は以下の通りである。4.1 節では、スケール分離が成り立たない状況において、 $\Omega$  が与えられた際に  $\tau$  および  $D_{\text{eff}}$  を同定する手法を構築する。4.2 節では、環状流に対し提案手法を適用する。分子拡散係数  $D$  を変えながらシミュレーションを行い、 $D_{\text{eff}}$  の計算値と周知のスケーリング則 ( $Pe$ -依存性) を比較することにより、提案手法の妥当性を検証する。さらに、スケール分離が成り立たない場合に  $D_{\text{eff}}$  が上記スケーリング則に従わなくなることを示す。4.3 節では、せん断流を対象とし、流線の間で生じる分子拡散の時定数とせん断流による輸送の時定数が同程度である場合における  $D_{\text{eff}}$  のスケーリング則を検討する。4.4 節は本章のまとめであり、提案手法および得られた結果の一般性について議論するとともに、本論文でのモデル化における上記結果の位置付けについて述べる。

## 4.1 有効拡散のパルスに基づく定式化

本節では、スケール分離が成り立たない状況において、物質輸送（熱移動）を有効拡散として定式化する手法を構築する。具体的には、粗視化領域  $\Omega \in \mathbb{X}$  が与えられた時、パルス関数の時空間発展に基づき、有効拡散およびドリフト輸送の時間スケール  $\tau$ 、ドリフト輸送係数  $U_{\text{eff}}$ 、および有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$  を同定する。さらに、熱移動を有効拡散として近似する際に生じる誤差の算出も行う。以下では、位置  $\mathbf{x} \in \Omega$  における（時系列）信号  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  のフーリエスペクトルは有限個のピークを有するものとし、その基本周期を  $\tau_0$  で表す。また、 $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  の空間基本周期  $L$  と  $\tau_0$  は既知であり、かつ  $L$  は粗視化スケール  $L_\Omega$  よりも小さいものとする。これらの仮定は本章で扱う基本的な流れモデルにおいても成立する。

はじめに、提案手法で用いるテスト方程式を導入する。有効拡散係数は初期分布への依存性が小さいことが知られている（例えば文献 [90] を参照）。実際、スケール分離が成り立つ場合には、2.3.1 項で示したように有効拡散係数は流速場  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  の汎関数として表され、初期分布に依存しない。上記を参考に、本論文では、有効拡散の評価に適した特定の初期分布に対する物質輸送を検討する。具体的には、式 (4.1) の代わりに、次の仮想的な PDE を用いて有効拡散を評価する。

$$\partial_t \rho(\mathbf{x}, t) + \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla \rho(\mathbf{x}, t) = D \Delta \rho(\mathbf{x}, t) \quad (4.3)$$

ここで、初期分布  $\rho(\mathbf{x}, 0) = \rho_0(\mathbf{x})$  は「パルス関数」と呼ばれる関数のクラスに限定される。これは  $\Omega$  内での拡散現象の発展を観察するためのものであり、 $\rho_0(\mathbf{x})$  は  $\Omega$  内に台を持ち、かつその台のスケールが  $L_\Omega$  と比べて小さい（すなわち空間的に局在している）ことが求められる。上記を満たすパルス関数はいくつかの候補があり、関数解析の文脈においてはディラックのデルタ関数が候補に挙げられる。先行研究 [51, 60, 91] では、デルタ関数の台から出発した流体粒子の密度の時間発展に基づき有効拡散を記述している。本論文では、数値計算の安定性および収束性を重視し、 $\rho_0(\mathbf{x})$  としてガウス関数を採用し、分散パラメータ  $\sigma$  によってその長さスケールを調節する。

$$\rho_0(\mathbf{x}) = \exp\left(-\frac{\|\mathbf{x} - \mathbf{c}_\Omega\|^2}{\sigma^2}\right) \quad (4.4)$$

ここで、 $\mathbf{c}_\Omega$  は  $\Omega$  の幾何学的な中心（セントロイド）であり、 $\|\cdot\|$  はベクトルノルムを表す。本論文では、特に人占有による人体付近の局所的な熱移動の記述に向けて、分散  $\sigma$

のオーダーを気流の空間スケール  $L$  のオーダーと同程度ないしそれより小さくなるように選ぶ (詳細は 5.2.2 項を参照).

上記のテスト方程式に基づき, 提案手法の手順を説明する. まず, 所与の粗視化領域  $\Omega$  に対して,  $\Omega$  内での流体粒子の広がりを表す時間スケール  $\tau$  を決定する. 具体的には, 流体粒子が特定の地点に到達したか否かを判断する微小パラメータ  $\alpha$  を用いて,  $\Omega$  および  $\alpha$  の関数  $\tau_{\Omega, \alpha}$  を同定することを考える. 今,  $\Omega$  の境界を  $\partial\Omega$  で表す. ある  $\mathbf{x} \in \Omega$  に対して, 中心  $\mathbf{c}_\Omega$  付近から出発した粒子が  $\mathbf{x}$  に到達できるとすると,  $\rho(\mathbf{x}, t) = \alpha \int_{\Omega} \rho_0(\mathbf{y}) \mu(d\mathbf{y}) / |\Omega|$  を満たすような時刻  $t = \tilde{\tau}_{\Omega, \alpha}(\mathbf{x})$  が存在する. ここで,  $\mu(\square)$  は  $\Omega$  の標準測度 ( $\mathbb{R}^d$  上のルベグ測度) であり  $|\Omega| = \int_{\Omega} \mu(d\mathbf{y})$  は  $\Omega$  の体積または面積に一致する. 流体粒子が移流拡散により境界  $\partial\Omega$  に到達できるものとする, 次式のように  $\tau_{\Omega, \alpha}$  を推定することができる.

$$\tau_{\Omega, \alpha} = \inf_{\mathbf{x} \in \partial\Omega} \tilde{\tau}_{\Omega, \alpha}(\mathbf{x}) \quad (4.5)$$

これは, 式 (4.4) のパルスが初めて  $\partial\Omega$  に接触する時刻を近似的に表したものである.

ここで, 微小パラメータ  $\alpha$  の決定方法について触れる.  $\alpha$  が大きくなるにつれて, 上記パルスの接触を明確に検知することが可能になるが, 式 (4.5) の計算に時間を要する. また,  $\tau_{\Omega, \alpha} = 0$  となる自明な場合を避けるためには, 任意の  $\mathbf{x} \in \partial\Omega$  に対して,  $\rho_0(\mathbf{x})$  は閾値  $\alpha \int_{\Omega} \rho_0(\mathbf{y}) \mu(d\mathbf{y}) / |\Omega|$  よりも小さくしなければならない. すなわち,  $\alpha$  は次の不等式を満たす必要がある.

$$\alpha > \frac{|\Omega| \sup_{\mathbf{x} \in \partial\Omega} \rho_0(\mathbf{x})}{\int_{\Omega} \rho_0(\mathbf{y}) \mu(d\mathbf{y})} =: \Lambda_{\Omega, \sigma}$$

以上を踏まえ, 本章では,  $\tau_{\Omega, \alpha}$  を実用的な時間で計算できるよう,  $\alpha$  は上の不等式を満たしつつなるべく小さな値を採用する. なお, 以下では,  $\tau_{\Omega, \alpha}$  の同定の際に下限  $\Lambda_{\Omega, \sigma}$  の  $L_\Omega$  への依存性も調べることにする (図 4.3 を参照).

次に, 区間  $[0, \tau]$  における  $\rho$  のドリフト輸送成分を同定する. これは, 有効拡散係数の推定にあたり, ドリフト輸送の影響を取り除くためのものである. 平均化法 [43] を参考に, 流体粒子の集団での移動を次式で表現する.

$$\mathbf{c}(t) := \frac{1}{C_0} \int_{\Omega} \mathbf{x} \rho(\mathbf{x}, t) \mu(d\mathbf{x}), \quad t \in [0, \tau] \quad (4.6)$$

ただし,  $C_0 := \int_{\Omega} \rho_0(\mathbf{y}) \mu(d\mathbf{y})$  である.  $\mathbf{c}(t)$  は平均化法の文脈では次のように解釈される. まず, 文献 [43] と同様に,  $\Omega$  が中心  $\mathbf{c}_{\Omega}$  に対し点対称であるものとする. このとき,  $\mathbf{u}$  の周期性を考慮すると, 等式  $\int_{\partial\Omega} \mathbf{x} \{(\rho\mathbf{u}) \cdot \mathbf{n}\} \mu(d\mathbf{x}) = \mathbf{0}$  が成り立つ ( $\mathbf{n}(\mathbf{x})$  は  $\mathbf{x} \in \partial\Omega$  における法線ベクトル). また,  $t < \tau$  で式 (4.4) のパルスが  $\partial\Omega$  に接触していない場合,  $\mathbf{x} \in \partial\Omega$  における勾配  $\nabla\rho(\mathbf{x}, t)$  の値は無視し得る. 以上より,  $\mathbf{c}(t)$  の導関数が次式で得られる.

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{c}}{dt} &= \frac{1}{C_0} \int_{\Omega} \mathbf{x} \{-\nabla \cdot (\rho\mathbf{u}) + D\Delta\rho\} \mu(d\mathbf{x}) \\ &= -\frac{1}{C_0} \int_{\partial\Omega} \mathbf{x} \{(\rho\mathbf{u}) \cdot \mathbf{n}\} \mu(d\mathbf{x}) + \frac{1}{C_0} \int_{\Omega} (\rho\mathbf{u}) \mu(d\mathbf{x}) + \frac{D}{C_0} \int_{\partial\Omega} (\nabla\rho) \cdot \mathbf{n} \mu(d\mathbf{x}) \\ &\sim \frac{1}{C_0} \int_{\Omega} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \rho(\mathbf{x}, t) \mu(d\mathbf{x}) \end{aligned} \quad (4.7)$$

ここで, 1行目から2行目の変形にあたりベクトルの各要素を部分積分した.  $\rho(\mathbf{x}, t)/C_0$  を  $\Omega$  上の確率密度関数とみなせる場合, 式 (4.7) は従来の有効流速の定義 [43] と一致する. このため,  $\mathbf{c}(t)$  は  $\Omega$  内での (空間的に) 平均化された粒子の動きを表すものと言える. 文献 [43] で有効流速が  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  の時空間平均で表されることを考慮して, 本論文では, 区間  $[0, \tau]$  でのドリフト輸送を表す有効流速を次式の通り定義する.

$$\bar{\mathbf{U}}_{\Omega, \alpha} := \frac{\mathbf{c}(\tau_{\Omega, \alpha}) - \mathbf{c}_{\Omega}}{\tau_{\Omega, \alpha}} \quad (4.8)$$

以上の時間スケール  $\tau_{\Omega, \alpha}$  および有効流速  $\bar{\mathbf{U}}_{\Omega, \alpha}$  に基づき, 有効拡散係数を同定する. ここでは, ドリフト輸送の影響を除きつつ有効拡散係数を同定するため, 次の PDE を導入する.

$$(\partial_t + \bar{\mathbf{U}}_{\Omega, \alpha} \cdot \nabla) \hat{\rho}_{\bar{D}, \Omega, \alpha}(\mathbf{x}, t) = \bar{D} \Delta \hat{\rho}_{\bar{D}, \Omega, \alpha}(\mathbf{x}, t) \quad (4.9)$$

ここで,  $\bar{D}$  は有効拡散係数の候補値である. まず, 文献 [43] において移流拡散方程式と (有効) 拡散方程式の間の  $L_{\infty}$  距離が用いられていることを参考に, 有効拡散係数の同定のための  $L_{\infty}$  距離を次のように導入する.

$$\hat{d}_{\bar{D}, \Omega, \alpha}(t) := \sup_{\mathbf{x} \in \Omega} |\rho(\mathbf{x}, t) - \hat{\rho}_{\bar{D}, \Omega, \alpha}(\mathbf{x}, t)| \quad (4.10)$$

上記の  $\hat{d}_{\bar{D}, \Omega, \alpha}$  は  $\bar{D}$  や  $\Omega$  だけでなく時刻  $t$  に依存する. 特に,  $\hat{\rho}_{\bar{D}, \Omega, \alpha}(\mathbf{x}, t)$  が定数  $\bar{\mathbf{U}}_{\Omega, \alpha}$  によりドリフトしているのに対し,  $\rho(\mathbf{x}, t)$  が時間依存の流速場  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  の影響を受けてい

ることから、 $\hat{d}_{\bar{D},\Omega,\alpha}$  の (時間) 周波数は  $\hat{\rho}_{\bar{D},\Omega,\alpha}(\mathbf{x}, t)$  のそれと比べて広帯域のスペクトルを有する。しかしながら、有効拡散の本来の目的は流体粒子の長時間挙動をモデル化することであることから、上記のような高周波数成分はモデル化の対象から除外する必要がある。よって、 $L_\infty$  の意味で適切な  $\bar{D}$  を推定するため、(既知の) 基本周期  $\tau_0$  よりも時間スケールの小さい成分をローパスフィルタにより除去する。信号処理分野では様々なローパスフィルタの手法が提案されており [92]、本論文では、実装の簡便性を考慮し、1次のフィルタにより  $\hat{d}_{\bar{D},\Omega,\alpha}(t)$  を次のように平滑化する。

$$\left(\tau_0 \frac{d}{dt} + 1\right) d_{\bar{D},\Omega,\alpha}(t) = \hat{d}_{\bar{D},\Omega,\alpha}(t) \quad (4.11)$$

ここで、平滑化された誤差  $d_{\bar{D},\Omega,\alpha}(t)$  の初期条件は  $d_{\bar{D},\Omega,\alpha}(0) = \hat{d}_{\bar{D},\Omega,\alpha}(0)$  で与えられる。これを用いて、次式のコスト関数を最小化する  $\bar{D}$  の値を探索する。

$$\sup_{t \in \mathcal{I}} d_{\bar{D},\Omega,\alpha}(t) \quad (4.12)$$

ここで、コスト関数が最小となる際の  $\bar{D}$  を  $\bar{D}_{\Omega,\alpha}$  と表し、与えられた  $\Omega$  および  $\alpha$  に対する有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$  の推定値とする。

さらに、有効拡散の近似性能および適用限界を調べるための距離を導入する。上記の有効拡散係数の推定値  $\bar{D}_{\Omega,\alpha}$  を用いた次の拡散方程式を考える。

$$\partial_t \bar{\rho}_{\Omega,\alpha}(\mathbf{x}, t) = \bar{D}_{\Omega,\alpha} \Delta \bar{\rho}_{\Omega,\alpha}(\mathbf{x}, t) \quad (4.13)$$

$\bar{\rho}_{\Omega,\alpha}$  と式 (4.3) の解  $\rho$  の間の距離により、有効拡散としての記述の妥当性を評価する。本距離は、均質化における誤差指標と比較され、提案手法の妥当性を検証するために用いられる (4.2 節を参照)。上記目的に沿った距離指標を構築するため、均質化における初期分布  $\theta_0(\mathbf{x})$  と提案手法における初期分布  $\rho_0(\mathbf{x})$  の差異について考える。文献 [43] において、 $\theta_0(\mathbf{x})$  は周期関数でありその空間周期は  $L_\Omega$  と比べて十分小さいものとされている。これは、 $\Omega$  上で流体粒子が均一に散らばっていることを暗に示している。一方、提案手法では、初期分布はパルス関数  $\rho_0(\mathbf{x})$  によって与えられ、時刻  $t = 0$  付近で流体粒子は中心  $\mathbf{c}_\Omega$  の付近に集まっている。このような局所的な現象は均質化においては現れないことから、これを除いた上で有効拡散の近似性能を評価することが望ましい。以上を踏まえ、本論文では、流体粒子が  $\Omega$  上に十分散らばった後の分布に基づく距離を導入

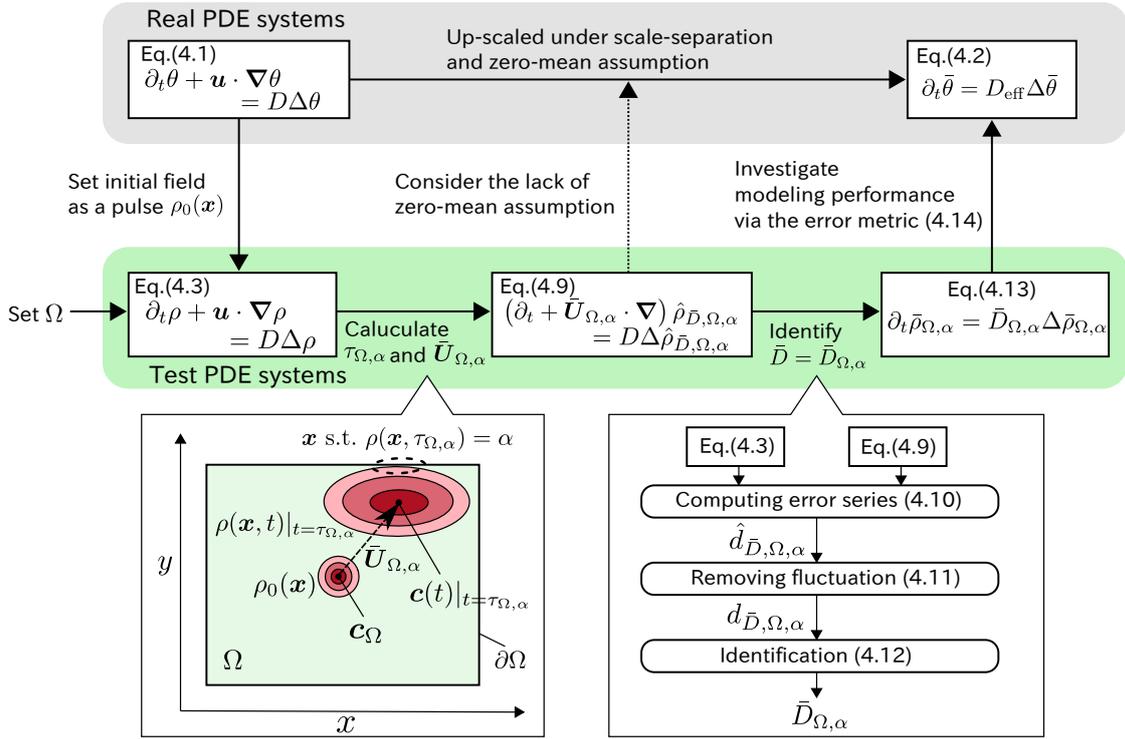


図 4.1: 有効拡散を定式化する提案手法の概要.

する. 具体的には, 次式に示す  $t = \tau_{\Omega,\alpha}$  での距離  $E_{\Omega,\alpha}$  を用いる.

$$E_{\Omega,\alpha} := \sup_{\mathbf{x} \in \Omega} |\rho(\mathbf{x}, \tau_{\Omega,\alpha}) - \bar{\rho}_{\Omega,\alpha}(\mathbf{x}, \tau_{\Omega,\alpha})| \quad (4.14)$$

以上で説明した手法の概略を図 4.1 に示す.

最後に, 提案手法の計算的側面に触れておく. コスト関数 (4.12) の最小化は一般に非凸最適化問題となり, 局所最適解は大域的最適解に一致しない. 4.2 節および 4.3 節では, 流れ場のモデルの式が利用可能であることから, 「真の」有効拡散係数のオーダが既知であるものとする. そして,  $\bar{D}$  が当該オーダに近かつ目的関数 (4.12) が凸となる領域でグリッドサーチ [93, 94] を行い, 最適解  $\bar{D}_{\Omega,\alpha}$  を探索する. なお, 提案手法を CFD 解析と組み合わせて用いる際には,  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  の関数形や代表長さないし代表速度の推定が困難であることから,  $D_{\text{eff}}$  の真値のオーダを推定することができない. この場合, 局所解を避けながら式 (4.12) の大域解を探索するため, メタヒューリスティクス [95] などの大域的最適化の手法が必要となる.

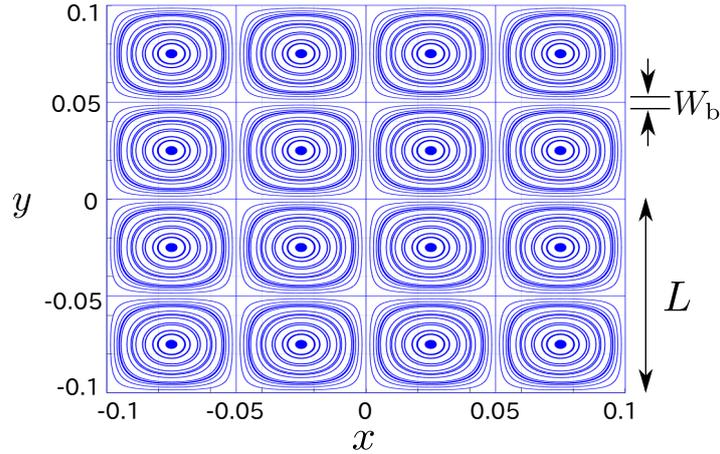


図 4.2: 式 (4.15) のベクトル場の流線 ( $L = 0.1$ ).

## 4.2 環状流モデルに対する適用結果

本節では, 4.1 節で構築した手法を簡単な環状流モデルに適用し, 有効拡散係数を分子拡散係数  $D$  の関数として評価する. 本節での目的は, 算出した有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$  をスケール分離のもとでの理論的結果 (詳細は式 (4.16) を参照) と比較することにより, 提案手法の有効性を検証すること, およびスケール分離が成り立たない場合における  $D_{\text{eff}}$  のスケーリング則を明らかにすることである.

まず, 対象とする流速場のモデルを導入する.  $\mathbf{x} = [x \ y]^T$  に対し, 流速場モデルは次式に示すように 2次元の時不変ベクトル場で表される.

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \begin{bmatrix} -U \sin(2\pi x/L) \cos(2\pi y/L) \\ U \cos(2\pi x/L) \sin(2\pi y/L) \end{bmatrix} \quad (4.15)$$

ここで,  $\mathbb{X} = [-0.5, 0.5] \times [-0.5, 0.5]$  であり,  $U$  および  $L$  は流速場の代表長さおよび代表速度を表す. 図 4.2 に,  $L = 0.1$  とした場合の部分領域  $[-0.1, 0.1] \times [-0.1, 0.1]$  におけるベクトル場 (4.15) の流線を示す. また, 可変長  $L_\Omega$  を用いて, 対象の領域  $\Omega$  は正方形領域  $[-L_\Omega/2, L_\Omega/2] \times [-L_\Omega/2, L_\Omega/2]$  と表されるものとする.

スケール分離が成り立つ (すなわち  $L_\Omega \gg L$  である) 場合, 式 (4.15) に対する有効拡散係数のスケーリング則および近似誤差の収束性は公式として与えられる.  $Pe := UL/D$  が十分大きい場合の  $D_{\text{eff}}$  のスケーリング則は以下となる [56, 58].

$$D_{\text{eff}} \propto D\sqrt{Pe} = \sqrt{DUL} \quad (4.16)$$

また, スケーリング率  $L/L_\Omega$  を用いると, 均質化により誤差  $\tilde{E}_{\Omega,\alpha}$  の上限が以下で与えられる [43].

$$\begin{aligned}\tilde{E}_{\Omega,\alpha} &:= \sup_{\mathbf{x} \in \Omega} |\theta(\mathbf{x}, \tau_{\Omega,\alpha}) - \bar{\theta}(\mathbf{x}, \tau_{\Omega,\alpha})| \\ &\leq \sup_{\mathbf{x} \in \Omega, t \in [0, \tau_{\Omega,\alpha}]} |\theta(\mathbf{x}, t) - \bar{\theta}(\mathbf{x}, t)| < L/L_\Omega\end{aligned}\quad (4.17)$$

ここで, 均質化の前提から, 式 (4.1) の初期分布  $\theta_0(\mathbf{x})$  は周期的であるものとする. 以下では, 提案手法によりこれらのスケーリング則および収束性を再現できることを検証するとともに, これらが成立しないケースを調べることにより, 均質化の適用限界を明確化する.

本節では, 有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$  がスケーリング則 (4.16) に従わなくなることを有効拡散の遷移と呼ぶ. このような遷移の発生は数値的に示されている (例えば文献 [59, 60] を参照). 以下では, 分子拡散が支配的になる場合に有効拡散の遷移が生じることを示す. スケーリング則 (4.16) は, 流速場のセパトトリクス間に生じる境界層 (図 4.4(a) の縦線および横線を参照) に起因するものである [56, 58]. 境界層の幅  $W_b$  は小さく, 層内では分子拡散が支配的となる. 流速場の各セル内では移流が支配的であることを考えると, 粒子が移流によりセルを1周する時間  $\tau_a := L/U$  と分子拡散により境界層を横切る時間  $\tau_d := W_b^2/D$  は釣り合う. すなわち,  $\tau_a \simeq \tau_d$  となり, これを変形すると  $W_b$  が以下のように得られる.

$$W_b = \sqrt{DL/U} \quad (4.18)$$

そして, ランダムウォークによる拡散の大きさ  $L^2/(L/U)$  に境界層内の粒子の割合  $W_b/L$  を乗じることにより, スケーリング則 (4.16) が導かれる [56]. ここで, 分子拡散が大きい場合には, 2つの時定数  $\tau_a$  と  $\tau_d$  の釣り合いが崩れ, 移流と分子拡散の間の均衡が保たれなくなり, 有効拡散の遷移が生じるものと推察される. 以下の数値シミュレーションにおいてこのメカニズムを検証する.

本節で行う数値シミュレーションの設定を示す. 分散パラメータ  $\sigma$  は 0.04, 代表速度  $U$  は 1, 代表長さ  $L$  は 0.1 に固定する. また, 表 4.1 に示すように, スケーリング則 (4.16) および誤差収束性 (4.17) が再現されるか否かを確認するため,  $L_\Omega$  および  $D$  を変更しながら計算を行う. さらに, 有効拡散が初期分布に依存しないことを示すため, 提案手法

表 4.1: 環状流に対する数値シミュレーションの設定.

Setting	$D$	$L_\Omega$
#1	$10^{-4}$	$\{0.2, 0.3, \dots, 0.8\}$
#2	$\{10^{-6}, 10^{-5.9}, \dots, 10^{-4}\}$	0.7

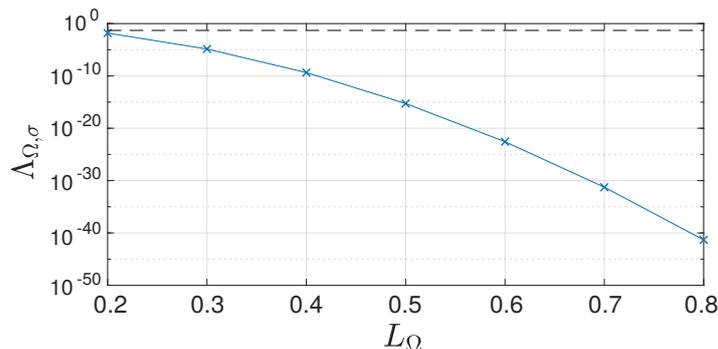


図 4.3: 閾値パラメータ  $\alpha$  の下限  $\Lambda_{\Omega, \sigma}$  の数値計算結果. 分散パラメータ  $\sigma$  は 0.04 に固定した. 青色のクロスは  $\Lambda_{\Omega, \sigma}$  の計算値, 破線は  $\Lambda_{\Omega, \sigma} = 0.05$  を表す.

で用いたパルス  $\rho_0$  と異なる初期分布  $\theta_0$  に対して, 式 (4.17) 中の誤差  $\tilde{E}_{\Omega, \alpha}$  を計算する. ここで, 有効拡散係数  $\bar{D}_{\Omega, \alpha}$  および時定数  $\tau_{\Omega, \alpha}$  は, 中心  $\mathbf{c}_\Omega$  からの粒子の分散に基づき計算されている. 誤差  $\tilde{E}_{\Omega, \alpha}$  を  $E_{\Omega, \alpha}$  と区別するためには,  $\theta_0(\mathbf{x})$  のピークを  $\mathbf{c}_\Omega$  以外に設定することが望ましい. よって, 本章では,  $\theta_0(\mathbf{x})$  として以下の混合ガウス分布を採用する.

$$\theta_0(\mathbf{x}) = \exp\left(-\frac{\|\mathbf{x} - \mathbf{c}_1\|^2}{\sigma^2}\right) - \exp\left(-\frac{\|\mathbf{x} - \mathbf{c}_2\|^2}{\sigma^2}\right) \quad (4.19)$$

ここで,  $\mathbf{c}_1 = [0.4 \ 0.4]^\top$  および  $\mathbf{c}_2 = [0.6 \ 0.6]^\top$  はピークの位置を表す. 上記の初期分布  $\theta_0(\mathbf{x})$  のもと, 式 (4.1), (4.2) において  $\tau = \tau_{\Omega, \alpha}$  かつ  $D_{\text{eff}} = \bar{D}_{\Omega, \alpha}$  とすることにより  $\tilde{E}_{\Omega, \alpha}$  を算出する. さらに,  $\alpha$  の決定に関し, 図 4.3 に  $\alpha$  の下限  $\Lambda_{\Omega, \sigma}$  を複数の  $L_\Omega$  に対してプロットしたものを示す.  $\Lambda_{\Omega, \sigma}$  は  $L_\Omega = 0.2$  で最大値 0.0154 を取っている. 本章では, 上記の最大値よりも大きく, かつ  $\tau_{\Omega, \alpha}$  を実用的な時間で計算可能な値として  $\alpha$  を 0.05 に固定する. 以上のパラメータ設定のもと, 全ての PDE の数値シミュレーションを FTCS (Forward-Time Centered-Space) 法 [96] により行う. なお, 離散化ステップは空間方向に 0.005, 時間方向に 0.001 とする. そして, 候補解  $\bar{D} \in \{10^{-5}, 10^{-4.99}, \dots, 10^{-2.5}\}$  の中から, 式 (4.12) を最小化する解をグリッドサーチにより探索する.

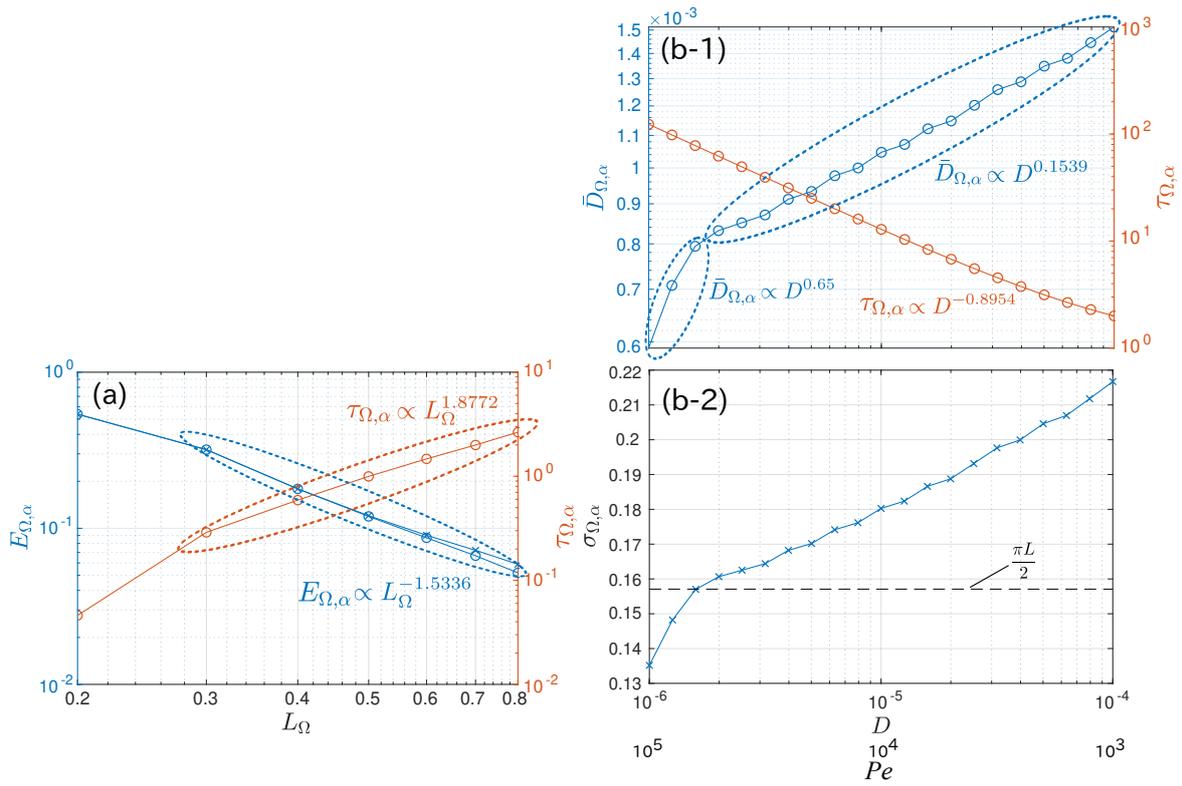


図 4.4: 環状流 (4.15) に対する有効拡散係数のシミュレーション結果. (a) 各  $L_{\Omega}$  に対する  $E_{\Omega,\alpha}$  (青線) および  $\tau_{\Omega,\alpha}$  (赤線), (b-1)  $D$  を変動させた際の  $\bar{D}_{\Omega,\alpha}$  (青線) および  $\tau_{\Omega,\alpha}$  (赤線), (b-2) 有効拡散によるばらつき  $\sigma_{\Omega,\alpha}$ .

図 4.4 に環状流モデルに対する有効拡散のシミュレーション結果をまとめて示す. 図 (a) は, 表 4.1 中の設定#1 における時定数  $\tau_{\Omega,\alpha}$  および誤差  $E_{\Omega,\alpha}$  の計算結果である. 図中の青色の丸印は誤差  $E_{\Omega,\alpha}$  を表す.  $L_{\Omega}$  が大きくなるにつれて  $E_{\Omega,\alpha}$  が減少しており, 粒子の混合および分散が拡散現象としてモデル化されていることが確かめられる.  $E_{\Omega}$  の減少率はおおむね  $L_{\Omega}^{-1.5336}$  と算出され, これはスケール分離を前提とした式 (4.17) 中の減少率  $L_{\Omega}^{-1}$  よりも急な値となっている. また, 式 (4.19) の初期分布  $\theta_0(\mathbf{x})$  に基づく誤差  $\tilde{E}_{\Omega,\alpha}$  の計算結果を青色のクロスで示す.  $\tilde{E}_{\Omega,\alpha}$  と  $E_{\Omega,\alpha}$  はほぼ一致しており, 2つの分布  $\rho(\mathbf{x}, t)$  と  $\theta(\mathbf{x}, t)$  は初期条件の違いに依らず共に拡散的と言える. すなわち, 本環状流モデルに対する有効拡散を評価する上で, 初期分布への依存性を考慮する必要はない. なお, 図 (a) において, 時定数  $\tau$  は  $(L_{\Omega}/L)^{1.8772}$  に比例して増加しているが, この増加率は 2.3.1 項で述べた拡散スケールリング  $\tau \propto (L_{\Omega}/L)^2$  と比較して妥当なものと言える.

図 4.4 (b-1) は表 4.1 中の設定 #2 における  $\bar{D}_{\Omega,\alpha}$  および  $\tau$  の計算結果である。  $\bar{D}_{\Omega,\alpha}$  の増加率は  $D \leq 10^{-5.8}$  と  $D > 10^{-5.8}$  の領域で異なる値を示している。  $D \leq 10^{-5.8}$  では、線形近似により増加率が  $D^{0.65}$  と推定され、これはスケーリング則 (4.16) に近い値となっている。なお、式 (4.16) からの推定誤差は線形近似の際の説明変数の選択に起因する。実際、4 つの説明変数  $D \in \{10^{-6}, 10^{-5.9}, 10^{-5.8}, 10^{-5.7}\}$  を用いて線形近似を行うと、増加率は  $D^{0.50}$  と推定される。一方、  $D > 10^{-5.8}$  における増加率は  $D \leq 10^{-5.8}$  のものと比べて小さく、  $D_{\text{eff}}$  が  $\sqrt{D}$  のスケーリング則から遷移したものと推察される。上述の通り、これは分子拡散係数  $D$  が大きい場合に移流と分子拡散の均衡が保たれなくなり、境界層の輸送現象への影響が小さくなったこと (すなわち  $W_b \ll \sqrt{DL/U}$  であること) に起因すると考えられる。

上記の均衡が崩れるメカニズムは以下の通り説明される。今、流体粒子がセル間を横切る際の距離を測る指標として、有効拡散により生じる  $x$  (ないし  $y$ ) 方向のばらつき  $\sigma_{\Omega,\alpha}$  を導入する。

$$\sigma_{\Omega,\alpha} := \sqrt{\bar{D}_{\Omega,\alpha}\tau_{\Omega,\alpha}/d} \quad (4.20)$$

ここで、  $d$  は  $\Omega$  の次元であり (ここでは  $d = 2$ )、粒子の  $x$  (ないし  $y$ ) 方向の移動を表現するために分子に導入される。図 4.4 (b-2) に  $D$  の値を変更しながら  $\sigma_{\Omega,\alpha}$  をプロットした結果を示す。ここで、破線はセル 1 周の長さ  $\sigma_{\Omega,\alpha} = \pi L/2$  に対応する。明らかに、  $D > 10^{-5.8}$  において  $\sigma_{\Omega,\alpha}$  は  $\pi L/2$  より大きくなっており、粒子がセルを 1 周する前に複数のセルに到達することが示唆されている。すなわち、  $D = 10^{-5.8}$  におけるスケーリング則の非連続的な変化は、粒子が境界層に捕捉されることなく複数セルを移動できること、およびその影響が有効拡散にとって支配的になることを示している。

### 4.3 せん断流モデルに対する適用結果

本節では、時間周期的なせん断流モデルに対する有効拡散を調べる。特に、有効拡散のスケーリング則が時間的に振動するせん断力に応じてどのように変化するかについて検討する。せん断流モデルは次式で与えられる [56, 61].

$$\mathbf{u}(y, t) = \begin{bmatrix} U \cos(2\pi y/L) \cos(2\pi t/\tau_0) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.21)$$

ここで,  $\mathbf{x} = [x \ y]^\top \in \mathbb{X} = [-0.5, 0.5] \times [-0.5, 0.5]$  である. 上記のせん断流と分子拡散の相互作用によって  $x$  方向における有効拡散が生じる. この際, 有効拡散係数はフーリエ解析に基づく公式により与えられる [60]. 今,  $\Omega$  を長方形領域  $[-0.4, 0.4] \times [-0.5, 0.5]$  とし, 代表長  $L_\Omega$  を 0.4 とおく. スケール分離が成り立つ (すなわち  $L \ll L_\Omega$  および  $\tau_0 \ll \tau$ ) ものと仮定すると [43],  $x$  方向における有効拡散係数  $\bar{D}_{xx}$  は次のように表される [56, 60, 61].

$$\bar{D}_{xx} = D + \frac{D}{2} \frac{U^2}{(L/\tau_0)^2 + (2\pi D/L)^2} \quad (4.22)$$

これにより, 有効拡散を表す次の PDE が得られる.

$$\partial_t \bar{\theta}(\mathbf{x}, t) = (\bar{D}_{xx} \partial_x^2 + D \partial_y^2) \bar{\theta}(\mathbf{x}, t) \quad (4.23)$$

ただし,  $\partial_x$  および  $\partial_y$  はそれぞれ  $x$  および  $y$  に対する微分作用素である.

ここで, 対象とする有効拡散係数のスケージング則を明示するため, 解析解 (4.22) の物理的意味を文献 [60] に基づき説明する. 今, 分子拡散係数の影響が無視できるとすると, 流体粒子はせん断流の流線 ( $x$  軸に平行な直線) に沿って動き, 粒子間の距離は時刻に比例して増加する. 以後, これをドリフト的な運動と呼ぶ. 実際には分子拡散の影響が無視できず, ある流線上の粒子は分子拡散によりそれとは反対方向の速度を有する流線に移り得る. これにより, 粒子のドリフト的な運動は抑制され, 代わりに拡散的な物質輸送が支配的となる. さらに, せん断流に含まれる時間振動成分により, 粒子は  $x$  軸の正負どちらかの向きにドリフト的に運動するのではなく双方向に振動し, 結果として粒子の輸送が妨げられることとなる. このため,  $\bar{D}_{xx}$  は  $D$  に依存し, かつ  $\tau_0$  が小さくなるにつれて減少する (式 (4.22) および図 4.5(c) の黒色の実線を参照). 本章では, 特に  $\bar{D}_{xx}$  の  $\tau_0$  への依存性に着目する.

本節では, 提案手法による有効拡散係数の評価結果と解析解 (4.22) の間に生じるずれをスケージング則として検討する. 上記の解析解 (4.22) の説明では,  $\tau$  が十分大きく粒子が流線間を分子拡散により移動できることを暗に仮定しており,  $\tau$  が小さい場合の粒子の拡散挙動は論じられていない. 実際, せん断流の基本周期  $\tau_0$  を大きな値にすると, 流線間の分子拡散に比べドリフト運動が支配的となることに伴い, 粒子が境界  $\partial\Omega$  に到達しやすくなり, 結果として  $\tau$  が小さくなり得る. 本節では, このような小さな  $\tau$  に対する有効拡散係数を推定し, ドリフト的な運動がその推定値に及ぼす影響を検討す

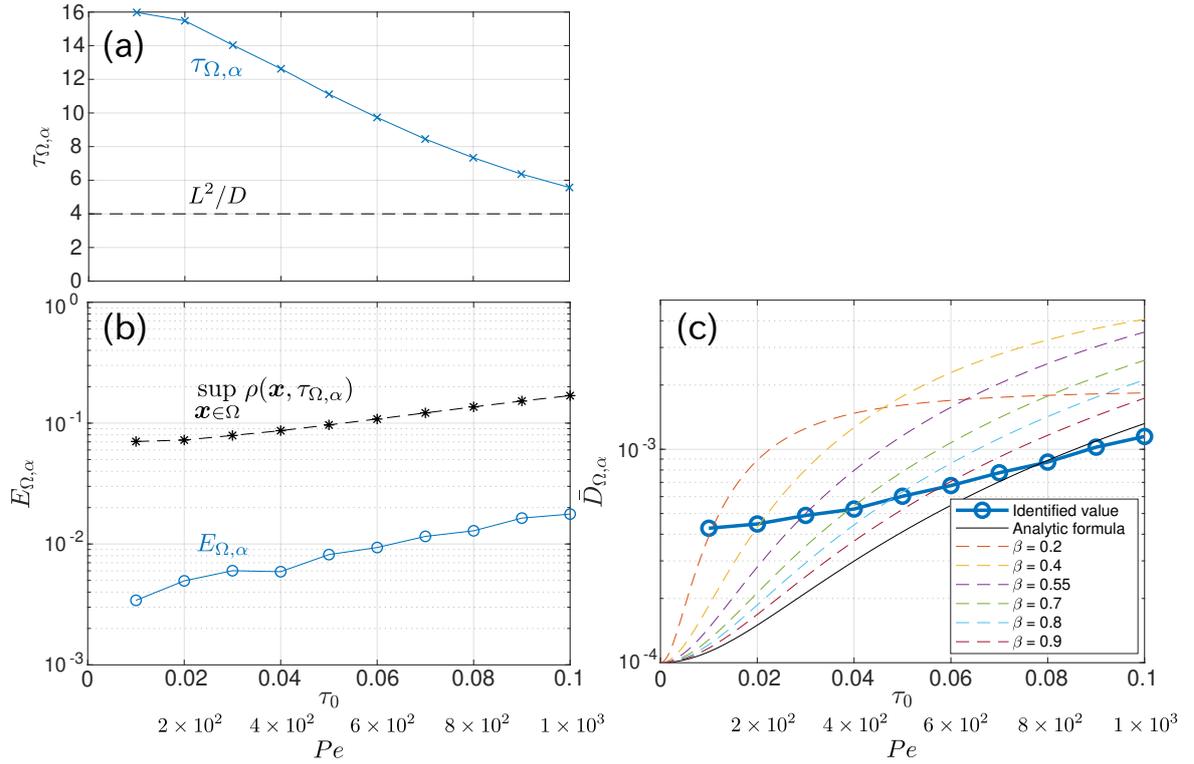


図 4.5:  $\tau_0$  を変化させた場合のせん断流 (4.21) に対する有効拡散係数のシミュレーション結果. (a)  $\tau_{\Omega, \alpha}$  (実線), (b)  $E_{\Omega, \alpha}$  (実線) および  $\sup_{\mathbf{x} \in \Omega} \rho(\mathbf{x}, \tau_{\Omega, \alpha})$  (破線), (c)  $\bar{D}_{\Omega, \alpha}$  (青色の実線),  $\bar{D}_{xx}$  (黒色の実線), および  $\bar{D}_\beta$  (破線).

る. 以下では,  $\tau_0$  の値を変更することを踏まえて, せん断流の代表長を流線間の間隔  $L$  ではなくドリフトの長さ  $U\tau_0$  として与え, ペクレ数を以下の通り書き直す.

$$Pe := \frac{U^2 \tau_0}{D} \quad (4.24)$$

本節で行う数値シミュレーションの設定を示す. まず,  $\sigma$  を 0.04,  $U$  を 1,  $L$  を 0.02,  $D$  を  $10^{-4}$  に固定する. 一方, 分子拡散の時間スケールを固定しつつ移流の時間スケールを変動させるために,  $\tau_0$  は 0.01, 0.02,  $\dots$ , 0.1 と変化させる. パラメータ  $\alpha$  は 4.2 節と同様に 0.05 に固定する. さらに,  $\bar{D}_{xx}$  を明示的に探索するため, 式 (4.2), (4.3), および (4.13) において作用素  $\bar{D}\Delta$  を  $\bar{D}\partial_x^2 + D\partial_y^2$  に置き換えてシミュレーションを行う. シミュレーションおよび最適化の方法は 4.2 節と同様であり, 離散化ステップは空間方向に 0.002, 時間方向に 0.001 とする.

図 4.5 にせん断流モデルに対する有効拡散のシミュレーション結果をまとめて示す.

図の下部には  $\tau_0$  の各値に対応するペクレ数  $Pe$  も合わせて示している. 図 (a) において, 青線は時間スケール  $\tau_{\Omega,\alpha}$  を表しており,  $\tau_0$  の減少に伴い大きな値となっている. これは, せん断流に含まれる短周期 (高周波数) の振動成分によりドリフト運動の長さ  $U\tau_0$  が小さくなり, 境界  $x = \pm 0.4$  に粒子が到達しにくくなることを示唆している. また,  $\tau_{\Omega,\alpha}$  の値は  $y$  方向の拡散の時定数  $L^2/D = 4$  と同オーダーである. すなわち,  $\tau_{\Omega,\alpha}$  はスケール分離が成り立たない程度に小さく, 流線間の分子拡散と比べドリフト運動の方が物質輸送において支配的となるものと推察される.

次に, 誤差  $E_{\Omega,\alpha}$  の計算結果を図 4.5 (b) に青線で示す. 比較のため,  $\rho(\mathbf{x})$  の  $L_\infty$  ノルム  $\sup_{\mathbf{x} \in \Omega} \rho(\mathbf{x}, \tau_{\Omega,\alpha})$  を破線で併記している.  $E_{\Omega,\alpha}$  のオーダーは  $L_\infty$  ノルムと比べ小さい. すなわち, 式 (4.13) の解  $\bar{\rho}_{\bar{D}_{\Omega,\alpha}}(\mathbf{x}, \tau_{\Omega,\alpha})$  は式 (4.3) の解  $\rho(\mathbf{x}, \tau_{\Omega,\alpha})$  とよく一致しており, せん断流による物質輸送を有効拡散として近似することは妥当である. また, 時間周期的なドリフト運動による粒子のばらつきが有効拡散とみなされているが, 既存の均質化でこのような事例は報告されておらず, 提案手法による一般的な有効拡散の解釈と言える. ここで,  $\tau_0$  に減少に応じて  $E_{\Omega,\alpha}$  のほとんどの値が小さくなっているのに対し,  $\tau_0 = 0.03$  での値は  $\tau_0 = 0.04$  の時と比べ大きくなっている. これは, ドリフト長  $U\tau_0 = 0.03$  が分散パラメータ  $\sigma = 0.04$  と同オーダーであることから, パルス  $\rho_0$  の移動だけでなく形状の変化 (ガウス分布の幾何学的な変化) が顕在化し, 有効拡散の近似性能に影響を及ぼした結果と推察される. 実際,  $\sigma$  を変更してシミュレーションを行い,  $\tau_0$  が  $\sigma/U$  より小さな (特定の) 値を取る際に  $E_{\Omega,\alpha}$  が局所的に大きな値を示すことを確かめた. これは上述の分布形状の変化の影響を示唆するものである.

最後に, 有効拡散係数の計算結果を図 4.5 (c) に示す. 図中の青色の丸印は提案手法により同定された  $\bar{D}_{\Omega,\alpha}$  の値, 黒色の実線は公式 (4.22) から計算された  $\bar{D}_{xx}$  の値を表す.  $\tau_0$  の減少に伴い, 解析解  $\bar{D}_{xx}$  は小さくなる一方で,  $\bar{D}_{\Omega,\alpha}$  は  $\bar{D}_{xx}$  と比べて大きな値を取っている. これはドリフト運動が分子拡散により抑制されていないことを示唆している. 上記を検証するため, 公式 (4.22) を次のように修正する.

$$\tilde{D}_\beta = D + \frac{D}{2} \frac{U^2}{(\beta L/\tau_0)^2 + (2\pi D/\beta L)^2} \quad (4.25)$$

ここで, 可変パラメータ  $\beta \in (0, 1)$  を用いて拡散長  $L$  を縮めることで, 流線間の分子拡散の不足度合いを表現している.  $\beta \in \{0.2, 0.4, 0.55, 0.7, 0.8, 0.9\}$  に対する  $\tilde{D}_\beta$  の値を図中の破線で示す.  $\tau_0$  (ないし  $Pe$ ) に合わせて  $\beta$  を増加させることにより, どの  $\tau_0$  に対

しても  $\tilde{D}_\beta$  を推定値  $\bar{D}_{\Omega,\alpha}$  に一致させることができる. すなわち, 推定値  $\bar{D}_{\Omega,\alpha}$  と解析解  $\bar{D}_{xx}$  の間のずれを, 分子拡散が不足した結果として説明できる. これにより, 有限時間スケールにおける有効拡散では, 分子拡散ではなくせん断流に含まれる短周期の振動成分が支配的であることが示唆された.

## 4.4 まとめ

本章では, 2つの流れの基本モデルに対し有限時空間スケールにおける有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$  のスケーリング則を検討した. 具体的には, 有限の  $L_\Omega$  および  $\tau$  に対して,  $D_{\text{eff}}$  のペクレ数  $Pe$  への依存性がどのように変化するかを数値的に調べた. 4.1 節では, 所与の  $L_\Omega$  に対し, ガウス関数の有限時間の時空間発展に基づき  $\tau$  および  $D_{\text{eff}}$  を同定する手法を構築した. 4.2 節では, 時不変の環状流に対し提案手法を適用し, 有効拡散の近似誤差の収束性およびスケーリング則といった周知の結果を再現することにより, 提案手法の妥当性を確認した. また, 分子拡散係数  $D$  を大きくした際, 環状流のセル内での移流と分子拡散の均衡が崩れ, それにより  $D_{\text{eff}}$  のスケーリング指数が変化することを示した. 4.3 節では, 時間周期的なせん断流に対し, 有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$  とフーリエ解析に基づく解析解 (4.22) との間に差異が生じることを示した. これは, 著者の知る限り先行研究では報告されていない現象である. さらに, 有効拡散の時間スケール  $\tau$  が有限の際, せん断流の流線の間の拡散的な輸送が生じにくくなることを示し, せん断流に含まれる時間振動成分が支配的となり, 上記の差異が生じることを明らかにした.

4.1 節で提案した手法は, 本章で議論した基本モデルへの適用にとどまらず, より広いクラスの問題に適用可能である. 提案手法は, パラメータ  $L$  および  $\tau_0$  を除いて, 流速場  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  の構造に関する情報を必要としない. よって, 一般的な (時間および空間に対して非周期的な) 移流拡散系に対しても, 流体運動の基本的な時空間スケールが定められる (すなわち  $L$  および  $\tau_0$  が利用可能である) 場合は提案手法が適用可能と考えられる. また, 流れの時空間発展を予め CFD 解析により計算し, これを所与の流速場  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  として与えると, 濃度分布  $\theta(\mathbf{x}, t)$  が流速場  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  に影響を及ぼす (すなわち粒子がパッシブスカラーでない) 場合においても有効拡散を推定および評価することが可能になる. さらに, 粒子がパッシブスカラーである場合, 実際にパルス  $\rho_0(\mathbf{x})$  を形成でき, かつその時空間発展  $\rho(\mathbf{x}, t)$  を実測可能であるならば, CFD 解析を行わずに  $\rho(\mathbf{x}, t)$  の実測

データから有効拡散を推定および評価できる。

ここで、本章で言及した有効拡散係数のスケーリング則と気流の構造の関係性について再考する。本章では、環状流のセル (4.2 節) またはせん断流の流線 (4.3 節) に粒子がどのように捕捉されるかに応じて有効拡散係数のスケーリング則が変化することを示した。セルおよび流線の流れの幾何学的構造 (例えばコヒーレント構造 [97]) の 1 種と見なすと、本章での議論は基本モデルを超えて、一般的な流体の混合ないし分散現象 [97] に関するものとなり得る。これを示すため、式 (4.21) と異なる時変せん断流のモデルに対する有効拡散を調べた文献 [98] について説明する。当該文献では、有効拡散の指標として、初期位置を出発した粒子の「分散」 (空間的なばらつき) を計算している。そして、初期位置を変えながら上記の計算を繰り返すことで粒子の分散の空間分布を描画し、流速場の有限時間リアプノフ指数 [99] (Finite-time Lyapunov exponent: FTLE) から導かれる空間パターンが得られることを報告している。上記の空間パターンの形成において、FTLE から導かれる流速場の幾何学的な構造 (すなわちコヒーレント構造) に粒子が捕捉されていることは明らかである。また、文献 [98] では、分子拡散係数を大きくした場合、当該空間パターンが消えることが報告されている。4.2 節で示した分子拡散により粒子が複数のセルを横断するメカニズムにより、上記の空間パターンの消滅プロセスが説明できるものと期待される。以上の考察から、有限時空間スケールにおける有効拡散は、流体粒子 (パッシブスカラー) と流速場の構造の間の相互作用により特徴付けられる現象と言える。

最後に、本章で得られた結果と以降の章でのモデル化との関係について述べる。4.2 節の環状流モデルは、室内および自然換気型アトリウム内の気流構造に、4.3 節のせん断流モデルは壁面付近の流れに対応するものである。すなわち、図 4.4 (b) のシミュレーション結果により、有限時空間スケールにおいて室内および自然換気型アトリウム内の熱移動を有効拡散として表現して問題ないことが確かめられる。これにより、ビル内のゾーン毎に有効拡散係数を定義し、有効拡散係数を空間 (ないし時間) に依存する関数 (2.19) として記述することができる (詳細は第 5 章を参照)。また、室内では人付近の上昇気流により気流構造が変化するが (図 2.2 を参照)、これを有効拡散係数の変動として表現することは上述の議論から妥当である。以上のように、本章で述べた有効拡散の同定手法ならびにスケーリング則は、ビル内温度場の時空間発展を有効拡散としてモデル

化する上で物理的な裏付けとなる結果と言える.



## 第5章 室内温度場の人占有を考慮した データ駆動型モデリング

本章では、室内温度場の時空間発展を有効拡散としてモデル化する。ここでは、有効拡散係数を人占有データに応じて変調することで、人占有の温度場への影響を表現する手法を提案する。また、提案手法の有効性を実ビルにおける温度場の実測データとの比較により検証する。

### 5.1 モデル化の対象

はじめに、室内温度場のモデル化の対象とする空間について説明する。対象とする空間は、オムロンヘルスケア株式会社本社ビルの4階である。なお、本ビルは6.2節におけるアトリウム内温度場のモデル化の対象でもある。ビル全体の説明は6.2節で行うものとし、本節では、対象とする事務室空間の概要、空調機の配置と運転条件、温度および人占有の実測についてのみ説明する。

図 5.1(a) および (b) にモデル化の対象となる事務室空間の写真および2次元概略図を示す。図中の赤色の破線で囲まれた部分がモデル化の対象となる空間である。また、図中の青色の実線はガラス製の壁を、黒色の実線は内壁あるいは外壁を表している。対象空間はおおよそ南北方向に40m、東西方向に10m、天井高さは2.8mである。本空間の東側の境界は主に外壁であり、壁や窓ガラスを通じて外部環境との間で熱移動が発生している。さらに、本空間の東側にはブースが2箇所あり、解析空間とはガラス壁で区切られている。南側の境界も同様にガラス壁を介して会議室と接している。また、西側の境界のうち北側部分は建物中央にあるアトリウムと、南側部分は内壁を介してホールおよび会議室と接している。これにより、北側部分では南側部分よりも顕著な熱移動が発生しているものと推察される(詳細は6.2節を参照)。なお、北側の境界は事務室北部と接しており、壁は存在しない。

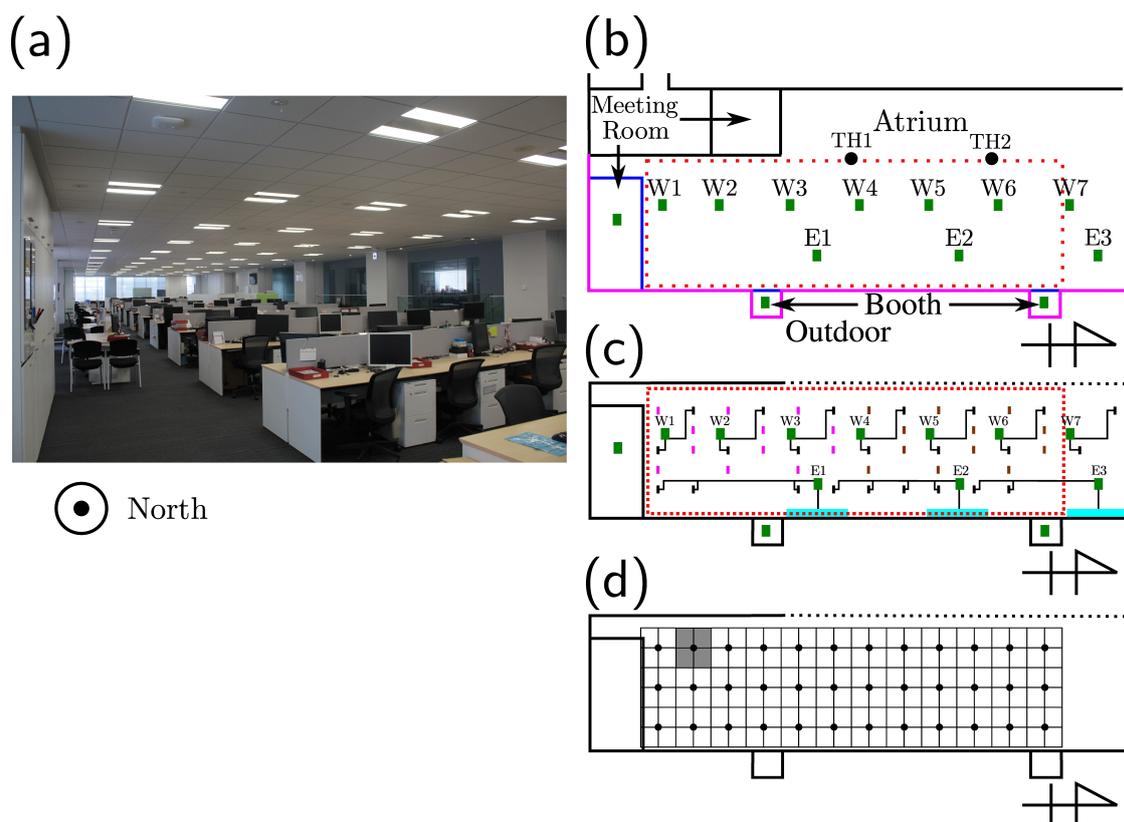


図 5.1: (a) 対象空間の写真. 写真中の奥から手前に向かう向きが北を表す. (b) 対象空間の概略図. 図中の赤色の破線で囲まれた部分がモデル化の対象とする空間である. また, 図中の青色の実線はガラス製の壁を, 黒色の実線は内壁または外壁を, 紫色の実線はガラスを含む外壁を表す. (c) 給気ダクトおよび還気ダクトの位置. 黒色の四角印はタスク空調の給気ダクトを, 緑色は W1 から W7 の還気ダクトを, 水色は E1 から E3 の還気ダクトを表す. また, 紫色および茶色の四角印はアンビエント空調の給気ダクトの位置を表す. (d) サーマル人感センサの検知エリア. 丸印が天井に設置されたセンサの位置を, 矩形領域がその検知エリアを表す. 1つのセンサは 1.8m×1.8m の検知エリアを周囲に 4つ有している.

次に, 対象ビルの空調設備について説明する. 対象とする事務室には局所向けおよび室内全体向けの 2 種類の空調機が設置されており, 本章ではこれらをタスク空調およびアンビエント空調と呼ぶ. タスク空調は 10 機設置されており, 図 5.1(b) の緑印でその位置を示す. 図中の通り, 本章では各タスク空調を W1 から W7, E1 から E3 と呼ぶ. 事務室内の全てのタスク空調機は図 5.1(c) 中の黒色のマークの位置で天井面から給気を行っている. 西側の空調機である W1 から W7 は図 5.1(c) 中の緑色のマークの位置で

表 5.1: 対象の事務室における空調機の運転条件.

	稼働時間	目標温度	風量設定	給気温度
タスク空調 (W1-W7)	8:00-22:00	28 °C	0.15 m <sup>3</sup> /s	非実測
タスク空調 (E1-E3)	8:00-22:00	28 °C	0.22 m <sup>3</sup> /s	非実測
アンビエント空調	7:30-17:35	26 °C	0.94 m <sup>3</sup> /s	実測

天井から還気を行っている。一方，東側の空調機である E1 から E3 は図 5.1(c) 中の水色のマークの位置で壁の下方から還気を行っている。同様にブース内，会議室内でも適当な位置で給気および還気が行われている。また，アンビエント空調は本空間に 2 機設置されており，天井面に設置された複数のダクトから給気を行っている。本空調機をそれぞれ H1 および H2 と呼ぶ。図 5.1(c) 中に紫色および茶色のマークでアンビエント空調 H1 および H2 の給気位置を表す。さらに，表 5.1 にモデル化対象の日時における空調機の運転設定を示す。空調機は既定のスケジュールで動作しており，目標温度および風量設定は各空調機で異なる値が設定されている。

続いて，対象空間における温度および人占有の実測システムについて説明する。本ビルでは，室内温度，空調給気温度，外気温度，日射量が 10 分毎に，人占有が 1 秒毎に実測されている。全ての温度データの解像度は 0.1 °C であり，NTC サーミスタにより実測されている。具体的には，事務室，ブース，および会議室内では，タスク空調機の還気温度が実測されている。また，図 5.1(b) 中の丸印の位置には温度計が設置されており，床から高さ 1.5 m の位置の温度が実測されている。以後図中のように温度計を TH1 および TH2 と呼ぶ。さらに，屋外に設置されたセンサにより外気温度が実測されている他，単位面積あたりの日射量も 0.1 kW/m<sup>2</sup> 刻みで実測されている。空調の給気温度については，表 5.1 に示すようにアンビエント空調の給気温度のみ実測されている。ただし，各給気口で給気温度を実測しているのではなく，2 つの空調機の本体の給気温度のみを実測している。一方，タスク空調の給気温度は実測されていない。人占有データは，解析空間の天井に設置された 36 個のサーマル人感センサ [6] により得られている。図 5.1(d) の丸印がセンサの位置であり，各センサは周囲の人の在・不在を感知している。人感センサは 1.8 m×1.8 m の検知エリアを自身の周囲に 4 つ有している。図 5.1(d) の矩形領域が検知エリアである。そして，センサは各エリア内に人がいる場合には 1，人がいない場合には 0 を 1 秒毎に出力する。

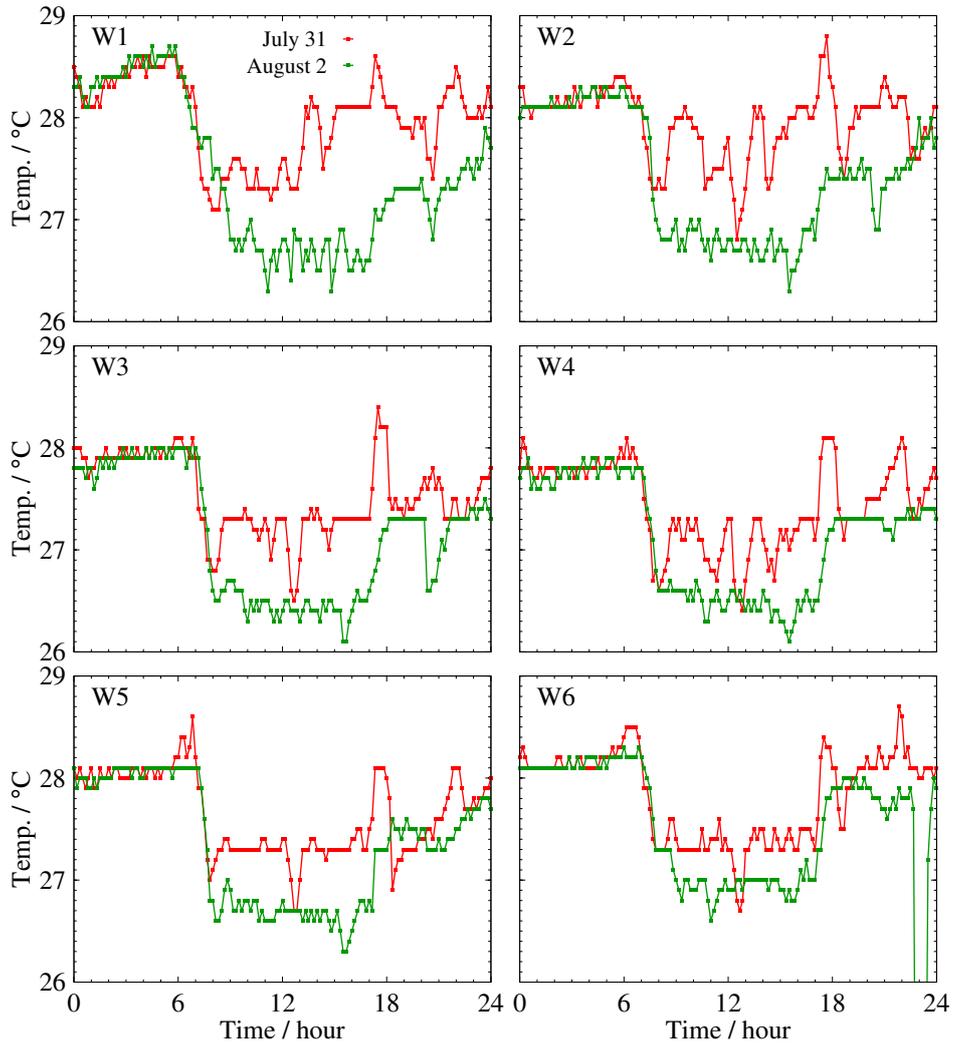


図 5.2: 2014 年 7 月 31 日 (木) および 8 月 2 日 (土) に測定された事務室内空調機 W1 から W6 の還気温度データ.

最後に、モデル化に活用する実測データを紹介する。図 5.2–5.4 に、2014 年 7 月 31 日 (木) および 8 月 2 日 (土) における事務室空調機 W1 から W6 の還気温度、ブース内空調機 B1 および B2 の還気温度、および会議室内空調機の還気温度をそれぞれ示す。位置に応じて温度が異なる挙動を示している。なお、図 5.2 を見ると、8 月 2 日の 23 時付近で W6 の温度が急変しているが、これは実測上の不具合と考え、以下では無視した。さらに、図 5.5 に 2014 年 7 月 31 日 (木) における人占有分布の一例を示す。ここでは午前 10 時 00 分 00 秒から 4 秒後までの分布を 1 秒毎に示す。分布の時間変化から、人の滞在

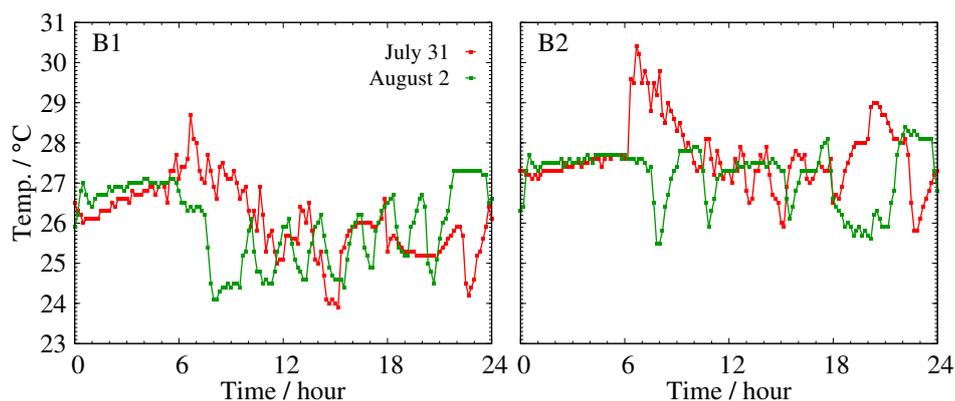


図 5.3: 2014 年 7 月 31 日 (木) および 8 月 2 日 (土) に測定されたブース内空調機 B1 および B2 の還気温度データ。

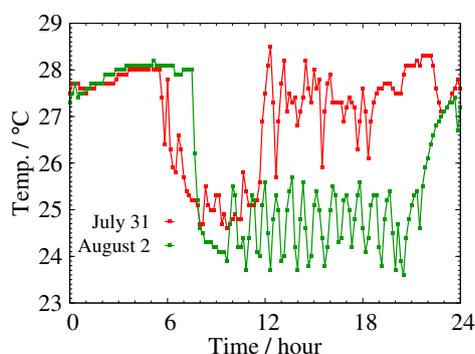


図 5.4: 2014 年 7 月 31 日 (木) および 8 月 2 日 (土) に測定された会議室内空調機の還気温度データ。

や動きが確かめられる。

## 5.2 室内温度場のモデル化手法

本節では、室内温度場をモデル化する手法について説明する。モデル化の基本アイデアは、人占有の実測データを有効拡散係数に組み込み、人体付近の局所的な気流の乱れによる影響を表現することにある。

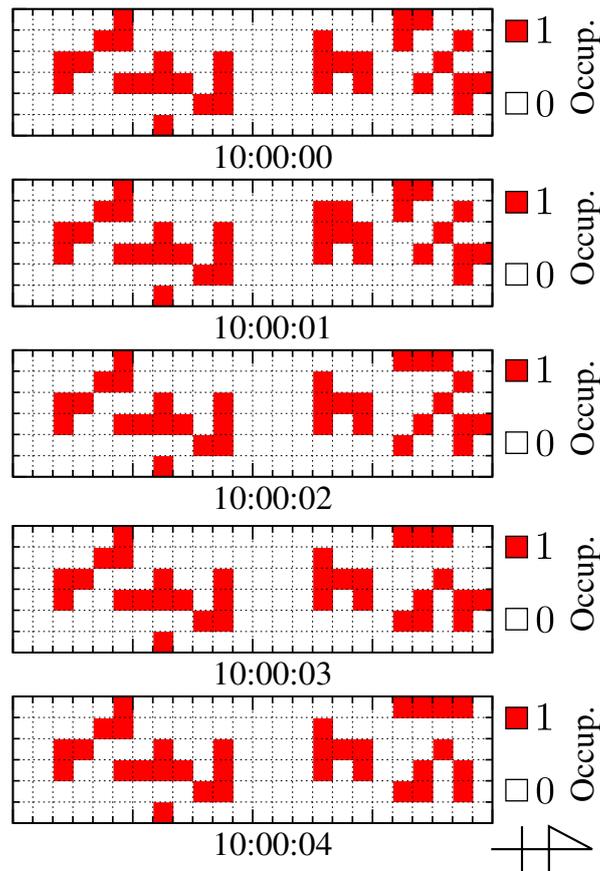


図 5.5: 2014 年 7 月 31 日 (木) に実測されたビル O の人占有分布の一例. 午前 10 時 00 分 00 秒から 4 秒後までの分布を 1 秒毎に示す. 人感センサデータは在・不在に応じて 1 および 0 を出力する. 図中の赤色の四角は人の存在を検知したエリア, 白色の四角は人を検知しなかったエリアを表す.

### 5.2.1 室内温度場の数値モデル

はじめに, 室内熱移動を有効拡散として記述し, 室内温度場の数値モデルを導く. ここでは, 解析空間を  $\mathbb{X} \subset \mathbb{R}^3$  とおき, 位置  $\mathbf{r} \in \mathbb{X}$  および時刻  $t$  における温度場を考える.

一般に, 人占有に応じた空調運用では室内水平方向の 2 次元温度場を検討対象とすることから, 本章ではこれをモデル化の主対象とする. これに合わせて,  $T(\mathbf{r}, t)$  を次式のような 2 つの関数に分解する.

$$T(\mathbf{r}, t) = T^{\text{H}}(x, y, t) + T^{\text{V}}(z) \quad (5.1)$$

ここで,  $x, y$  および  $z$  は解析空間の幅, 奥行き, および高さに対応する.  $T^{\text{H}}(x, y, t)$  は水

平方向の温度場を表す関数であり、その時空間発展は後述の通り有効拡散として表現される。一方、 $T^V(z)$  は鉛直（高さ）方向の時不変な温度場を表す関数である。式 (5.1) は、鉛直方向の温度場が水平方向の位置および時間に対して不変であることを意味しており、広く用いられている仮定である（例えば [14, 100] を参照）。この際、浮力の影響から天井付近の温度は高く、床付近の温度は低くなる。これを表す簡単なモデルとして、本章では、 $T^V(z)$  を次の 1 次関数として与える。

$$T^V(z) = c \left( z - \frac{h}{2} \right), \quad z \in [0, h] \quad (5.2)$$

ここで、 $c$  は鉛直方向の温度特性を決定する係数であり、5.3.2 項に示すように実測データから決定する。また、 $h$  は解析空間の床面から天井面までの高さである。

続いて、水平方向の温度場  $T^H(x, y, t)$  の時空間発展を表す数理モデルを導入する。図 5.1(c) に示すように、対象空間の天井面には 2m から 3m 程度の間隔で給気ダクトが設置されている。文献 [8, 13] および図 2.2 の数値シミュレーション結果から、ダクトの間には空間的に対称な気流構造が生じるものと推察される。各ダクトからの給気風量に大きな差異は見られないので（図 5.1(c) 中のダクト数および表 5.1 中の風量設定を参照）、室内の気流分布は空間周期成分が支配的になる。また、図 5.1(a) に示すように、対象空間には執務用の机や事務機器が多数設置されている。天井面からの給気がこれらに衝突することから、室内気流分布の（水平方向の）空間スケールはダクトの設置間隔より小さくなり得る。以上を考慮して、本章では、粗視化スケール  $L_\Omega$ （粗視化領域  $\Omega$  の空間スケール）をダクトの設置間隔より小さな値に設定し、その上での熱移動を有効拡散としてモデル化する。そして、人占有に応じて有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$  が変化するものとして、有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$  を位置  $(x, y)$  および時間  $t$  の関数として表す。以上より、解析空間  $\mathbb{X}$  上の 2 次元領域  $A$  における水平方向の温度場  $T^H$  の時空間発展を表す次の偏微分方程式モデルが得られる。

$$\partial_t T^H(\mathbf{x}, t) = D_{\text{eff}}(\mathbf{x}, t) \Delta T^H(\mathbf{x}, t) + \frac{P(\mathbf{x}, t)}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}}, \quad \mathbf{x} := (x, y) \in A \subset \mathbb{R}^2 \quad (5.3)$$

ここで、位置変数  $\mathbf{x}$  は  $L_\Omega$  と同じスケールであり、上記モデルは  $L_\Omega$  より小さな空間スケールでの熱移動を近似したものであることに注意する。さらに、熱入力  $P(\mathbf{x}, t)$  は次

のように分解される.

$$\begin{aligned} P(\mathbf{x}, t) = & P_{\text{HVAC}}(\mathbf{x}, t) + P_{\text{conv}}(\mathbf{x}, t) + P_{\text{rad}}(\mathbf{x}, t) \\ & + P_{\text{solar}}(\mathbf{x}, t) + P_{\text{eqp}}(\mathbf{x}, t) + P_{\text{human}}(\mathbf{x}, t) \end{aligned} \quad (5.4)$$

ここで,  $P_{\text{HVAC}}(\mathbf{x}, t)$  は空調機からの熱入力成分,  $P_{\text{conv}}(\mathbf{x}, t)$  は内壁からの対流熱伝達成分,  $P_{\text{rad}}(\mathbf{x}, t)$  は内壁を介した輻射に起因する成分,  $P_{\text{solar}}(\mathbf{x}, t)$ ,  $P_{\text{eqp}}(\mathbf{x}, t)$ , および  $P_{\text{human}}(\mathbf{x}, t)$  は日射, 事務用機器, および人占有による熱入力である. これらの成分の数理モデルは 5.3.3 項にて導入する.

さらに, 本章では人占有の温度場への影響をモデル化する. 人体は熱源として室内の温度場に影響を及ぼすだけでなく, 2.2.1 項で述べたように気流の乱れを招く. 本論文ではこれらの効果をそれぞれ「熱源効果」および「気流効果」と呼ぶ. この2つの効果により, 室内温度場は異なる時間スケールで変動し得る. 実際, 人体からの熱伝達の時定数は人の移動速度に伴う時定数よりも大きく, 熱源効果は気流効果よりも長い時間スケールで現れる (詳細は 5.3.1 項を参照). 本章では,  $P_{\text{human}}$  および  $D_{\text{eff}}$  を実測データに基づき変調することで, 複数時間スケールにおける人占有の影響を表現する (詳細は 5.2.2 項を参照). また, 人占有は関数  $N(\mathbf{x}, t)$  と表し, 実測データから求めるものとする (詳細は 5.3.4 項を参照).

## 5.2.2 人占有による影響のモデル化

本項では,  $P_{\text{human}}$  および  $D_{\text{eff}}$  を実測データに基づき定式化し, 熱源効果および気流効果のモデル化を行う.

### (a) 熱入力 $P_{\text{human}}$

人体を定熱源とみなすと, 熱入力  $P_{\text{human}}$  は次式で表される.

$$P_{\text{human}}(\mathbf{x}, t) := P_0 N(\mathbf{x}, t) \quad (5.5)$$

ここで  $P_0$  は人体の発熱量および離散化における空間刻み幅から決まる係数である (詳細は 5.3.3(e) 項を参照).

(b) 有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$

本章では、対象空間内に人がいない場合、有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$  は時不変関数  $D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x})$  で表されると仮定する。図 5.1 に示す事務室空間では、空調の給気風量の設定値は一定であり、人がいない場合には気流構造は時間によって変化しないため上記仮定は妥当である。以下では、 $N(\mathbf{x}, t)$  により  $D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x})$  が時空間的に変化するメカニズムを考える。

1つ目のメカニズムは人体の体積に起因するものである。今、微小体積  $|V_b|$  を有する位置  $\mathbf{x}$  の周りの閉領域  $V_b := A_b \times [0, h]$  (ただし  $A_b \subset A$ ) 内で時刻  $t$  に人が滞在する場合を考える。このとき、人体の平均体積  $|V_h|$  を大きさとしてもつ閉領域  $V_h \subset V_b$  を導入し、式 (5.1) を領域  $V_b \setminus V_h$  内で体積積分する。まず、拡散項に関する積分値を以下のように変形する。

$$\iiint_{V_b \setminus V_h} \Delta T dv = \iint_{\partial V_b} \nabla T \cdot \mathbf{n} dS + \iint_{\partial V_h} \nabla T \cdot \mathbf{n} dS = \iiint_{V_b} \Delta T dv \quad (5.6)$$

ただし  $\partial V_b$  および  $\partial V_h$  は  $V_b$  および  $V_h$  の境界表面であり、 $\mathbf{n}$  は  $V_b \setminus V_h$  の外向き法線ベクトルである。ここでは、人体の熱源効果を熱入力  $P$  と表したことから、人体表面  $\partial V_h$  は断熱であり温度勾配が零であるとした (同様の解析手法は文献 [34, 101] を参照)。式 (5.6) より、式 (5.1) の  $V_b \setminus V_h$  における体積積分は次のように表される。

$$\begin{aligned} \{|V_b| - |V_h|N(\mathbf{x}, t)\} \partial_t T^H(\mathbf{x}, t) &= |V_b| D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x}) \Delta T^H(\mathbf{x}, t) \\ &+ \{|V_b| - |V_h|N(\mathbf{x}, t)\} \frac{P(\mathbf{x}, t)}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} \end{aligned} \quad (5.7)$$

ただし、 $V_b \setminus V_h$  は微小であるため、内部で  $T(\mathbf{x}, t)$ 、 $D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x})$ 、および  $P(\mathbf{x}, t)$  が一定値であると仮定する。以上より、 $D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x})$  を次式の関数  $D_{\text{vol}}(\mathbf{x}, t)$  に変換することにより、人体の温度場への影響を表現できる。

$$D_{\text{vol}}(\mathbf{x}, t) := \frac{|V_b|}{|V_b| - |V_h|N(\mathbf{x}, t)} D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x}) \quad (5.8)$$

$$\simeq \{1 + \varepsilon_{\text{vol}} N(\mathbf{x}, t)\} D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x}) \quad (5.9)$$

ここで、式 (5.9) は式 (5.8) の1次近似に相当し、パラメータ  $\varepsilon_{\text{vol}} := |V_h|/|V_b|$  が2次のオーダーで無視できる場合に妥当である。

2つ目のメカニズムは人体まわりの気流に起因するものである。文献 [24] では、人体まわりの対流の速度スケールおよび長さスケールが、それぞれ 0.1 m/s および 0.6 m

であることが報告されている。このような小スケールの流れにより気流構造は局所的に変化し (図 2.2 を参照), 4.4 節で述べたように有効拡散係数の変動を招く。本章では,  $D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x})$  を人占有  $N(\mathbf{x}, t)$  の 1 次関数  $D_{\text{conv}}(\mathbf{x}, t)$  で表すことにより, 上記の局所的な影響を表現する。

$$D_{\text{conv}}(\mathbf{x}, t) := \{1 + \varepsilon_{\text{conv}}N(\mathbf{x}, t)\}D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x}) \quad (5.10)$$

ただし  $\varepsilon_{\text{conv}}$  は気流構造の変化に応じて決まるパラメータである。

以上より, 式 (5.9) および (5.10) の係数を乗じ  $\varepsilon_{\text{vol}}$  および  $\varepsilon_{\text{conv}}$  に関する 2 次の項を無視することで, 次の  $D_{\text{eff}}$  の関数を得る。

$$D_{\text{eff}}(\mathbf{x}, t) = D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x}) \{1 + \varepsilon N(\mathbf{x}, t)\} \quad (5.11)$$

ここで  $\varepsilon := \varepsilon_{\text{vol}} + \varepsilon_{\text{conv}}$  は人占有の影響を調整するパラメータである。  $D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x})$  は人占有がない場合, すなわち任意の  $\mathbf{x}$  および  $t$  に対して  $N(\mathbf{x}, t) = 0$  となる場合の有効拡散係数であり, 解析空間の構造および流れの特性から決定される (詳細は 5.3.2 項を参照)。

最後に, 人占有による影響のモデル化について, 4.1 節で提案したパルスに基づく記述の観点から見ておく。上述の通り人体まわりの対流の長さスケールは 0.6 m 程度であり,  $L_{\Omega}$  および気流の基本周期と比べて小さい (詳細は 5.3.2 項を参照)。これは 4.1 節の手法的前提を満たしていることから, 本モデル化は, 対流の長さスケールと同程度の幅を有する温度の「パルス」の局所的な広がり (拡散) を記述するものと言える。また,  $D_{\text{eff}}(\mathbf{x}, t)$  は, 人占有の有無に応じた気流の局所的かつ非定常的な変化を反映している。このため, 本モデル化は, 周期的な流速場による均質化ではなく, 有限スケールでのパルスに基づく記述により裏付けられるものである。

### 5.3 提案モデルの実装

本節では, 5.2.1 項で述べた数理モデルを対象空間に適用する。5.3.1 項では事務室空間における気流および熱移動に関する予備検討を行う。次に, 5.3.2 項ではシミュレーション設定について述べる。5.3.3 項では熱入力  $P$  のモデルを離散化形式で与えた後, 5.3.4 項で人占有データの処理を POD を用いて実行し, データのモデルへの組み込み方法を決定する。

### 5.3.1 モデル化対象の事前検討

はじめに、解析空間における気流および熱移動を特性数および幾何学的構造の観点から検討する。5.2.1 項で述べたように、本章でモデル化の対象とするのは 40 m (南北方向) × 10 m (東西方向) の 2 次元空間である。まず、熱移動における移流と拡散の寄与の比率をペクレ数  $Pe$  を用いて定量化する。今、空気の熱拡散係数  $D$  を文献 [102] より  $2.25 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ 、空間スケール  $L$  を給気ダクトの設置間隔を参考に 1.8 m、速度スケール  $U$  を設定風量を参考に 1.6 m/s とおく。このときペクレ数は  $Pe := LU/D = 1.3 \times 10^5$  と算出され、解析空間における熱移動には移流による影響が支配的であることが確かめられる。

次に、気流分布の基本成分の空間周期  $L$  について述べる。5.2.1 項で述べたように、対象空間の天井面には給気ダクトが偏りなく設置され、各ダクトからの給気風量にも大きな差異がないことから、気流分布は空間周期的と考えられる。給気ダクトは図 5.1(c) の通り 2 m から 3 m 程度の間隔で設置されているが、執務用の机や事務機器が多数設置されている影響から、 $L$  は上記よりも小さな値となる。

最後に、人占有による熱源効果および気流効果の時定数に関して述べる。人体まわりの熱伝達係数  $h_c$  を文献 [23] より  $5.0 \text{ W}/\text{m}^2\text{K}$ 、熱伝達における境界層の厚み  $d_b$  を文献 [22] より 0.11 m とおく。さらに、 $\rho_{\text{air}} = 1.006 \times 10^3 \text{ J}/\text{kgK}$  および  $c_{\text{air}} = 1.165 \text{ kg}/\text{m}^3$  を考慮すると、境界層における熱伝達、すなわち熱源効果に関する時定数  $\tau_t$  は  $\tau_t = \rho_{\text{air}} c_{\text{air}} d_b / h_c = 26 \text{ s}$  と算出される。一方、人の歩行速度  $U_w$  を文献 [21] より 1 m/s、モデル化の対象とする空間スケール  $L_\Omega$  を 1.8 m (詳細は 5.3.2 項を参照) とおくと、気流効果に関する時定数  $\tau_f$  は  $L_\Omega / U_w = 1.8 \text{ s}$  と算出される。よって、5.2.1 項で述べたように、熱源効果は気流効果よりも長い時間スケールで現れると考えられる。

### 5.3.2 数値シミュレーションの設定

本項では数値シミュレーションの設定について説明する。具体的には、拡散方程式 (5.3) の離散化、実測データの同化方法、境界条件およびモデルパラメータの同定方法について述べる。

以下の数値シミュレーションでは、式 (5.3) の解を求めるのに FTCS 法 [96] を用いた。

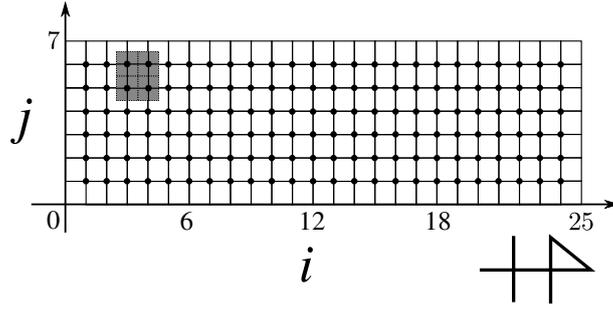


図 5.6: シミュレーションに用いる空間座標  $[i, j]$ . 各座標は, 人感センサの検知エリア (影付きの領域) の中心に位置している. 図中の丸印は内部ノード  $[i, j] \in A^\circ$  を表す.

まず, 空間方向の離散化, すなわち有効拡散を表す際の粗視化スケールについて説明する. 本章では, 人占有の影響を正確にモデル化するため, 粗視化スケール  $L_\Omega$  を人感センサの解像度に合わせ  $1.8\text{ m}$  とした. 5.3.1 項で述べたように気流の基本周期がダクト間隔 ( $2\text{ m}$  から  $3\text{ m}$ ) より小さいことを考えると,  $L_\Omega = 1.8\text{ m}$  は気流の基本周期と同程度ないしそれより大きいものと推察され, 有効拡散を記述する上で妥当な値である. これより, 離散化ステップを等方的に  $\Delta x = \Delta y = 1.8\text{ m}$  とし, 図 5.6 に示すように人感センサの各検知エリアの中心に座標  $[i, j]$  を導入した. ここで, 対象空間における内部ノードと境界ノードを区別するために集合  $A^\circ$  および  $\partial A$  を以下の通り導入する.

$$A^\circ := \{[i, j] : i \in \{1, \dots, 24\}, j \in \{1, \dots, 6\}\} \quad (5.12)$$

$$\partial A := \{[i, j] : i \in \{1, \dots, 24\}, j \in \{0, 7\}\} \cup \{[i, j] : i \in \{0, 25\}, j \in \{1, \dots, 6\}\} \quad (5.13)$$

図 5.6 に内部ノード  $[i, j] \in A^\circ$  を交点の丸印で示す. なお, タスク空調機によって実測された温度データとの比較のため, 高さ  $z$  は天井高さ  $2.8\text{ m}$  に固定した. 次に, 時間方向の離散化について説明する. シミュレーションにおける時間幅は空調の運転スケジュール (表 5.1 を参照) を参考に 9 時 00 分 00 秒から 18 時 00 分 00 秒とした. そして, 時間ステップ幅はクーラン条件 [96] を満たすよう  $\Delta t = 0.1\text{ s}$  とし計算を行った. また, 時間ステップ  $\Delta t$  毎の時点を表すために  $k_{\text{cal}}$  を以下のように導入する.

$$t = t_0 + k_{\text{cal}}\Delta t, \quad k_{\text{cal}} \in \{0\} \cup \mathbb{N} \quad (5.14)$$

ただし  $t_0$  は初期時刻である. 本章では,  $\Delta t = 0.1\text{ s}$  毎の温度場を計算し,  $1\text{ 秒}$  毎のデータ  $T[i, j, k]$  (上付き文字  $H$  は省略) をシミュレーション結果として出力した. ここで,

$k = 1, \dots, 32400$  は 1 秒毎の等間隔サンプリング時点を表し, サンプリング点数 32400 はシミュレーション区間である 9 時間に対応している.

本モデル化では, 実測データを拡散方程式に組込んだ上で数値シミュレーションを行う. 対象空間では, アトリウム温度, 外気温度, および人占有がシミュレーションにおける時間ステップ幅  $\Delta t = 0.1$  s よりも長い時間間隔で実測されている. これらのデータに 0 次ホールドを行い, 0.1 秒毎の信号に変換した上で拡散方程式 (5.3) に組み込みを行った.

次に, 拡散方程式 (5.3) が有するパラメータを決定する. ただし, 熱入力  $P(\mathbf{x}, t)$  に関しては 5.3.3 項にて詳述する. 定数  $\rho_{\text{air}}$  および  $c_p$  は  $1.006 \times 10^3$  J/kgK および  $1.165$  kg/m<sup>3</sup> とした. 有効拡散係数  $D_{\text{eff}}^{(0)}$  は, スケール分離が成り立つ状況での空間周期的な流速場に対する有効拡散係数とみなせるため, 均質化の公式 (2.18) に従うものと考えられる. ここでは, 分子拡散係数  $D = 2.25 \times 10^{-5}$  m<sup>2</sup>/s が非常に小さく, かつ空調の給気温度および風量の微小な変化や人の移動に伴い流速場に擾乱が生じていることを踏まえ, 定理 B の必要十分条件が満たされるものと考え,  $D_{\text{eff}}^{(0)}$  を式 (2.18) の上限に近い値として与える. 室内流速場の  $L_2$  ノルムは, よどみ領域を考慮すると給気速度よりも小さい値になる. ここでは, 表 2.1 を参考に給気速度のおおよそ 0.1 倍になるものと考え,  $\|\mathbf{u}\|_{L_2} = 0.03$  m/s と見積もる. また, 文献 [103] によると, 凸領域  $\Omega$  に対しポアンカレ定数  $C_p$  は高々  $d_\Omega^2/\pi^2$  となる.  $d_\Omega$  は  $\Omega$  の直径を表す無次元数であり, 流速場の空間スケール (基本周期) と  $L_\Omega = 1.8$  m が近いことから, ここでは 1 とおく. これを次元付きの値  $C_p \simeq L_\Omega/\pi^2$  と見なすと, 式 (2.18) の上限は次式の通り見積もられる.

$$D + \frac{(C_p \|\mathbf{u}\|_{L_2})^2}{D} \simeq 1.33 \text{ m}^2/\text{s} \quad (5.15)$$

ただし, 実際は対象空間の一部で給気ダクトが非等方的に設置されているため,  $D_{\text{eff}}^{(0)}$  の空間依存性によりこれを表現する必要がある. 境界ノードに隣接する内部ノード  $i = 1$  または  $j = 1, 6$  では, 壁またはアトリウム側に給気ダクトが存在しない. ゆえに, 上記ノードにおける熱移動は室内側のダクトからの給気によってのみ生じ, 熱移動に寄与するダクトの数は他のノードの場合の半分となる. 本章では上記ノードにおける熱流量をそれ以外のノードの半分となるように  $D_{\text{eff}}^{(0)}$  を設定した. 以上を踏まえ, 本章で用いる

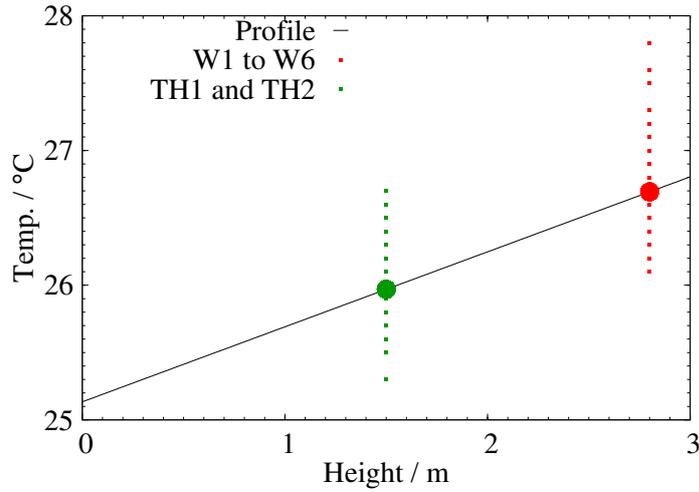


図 5.7: 2014 年 8 月 2 日 (土) に実測された解析空間における高さ方向の温度特性. 赤および緑の丸印は各高さにおける温度データの幅, 奥行き, および時間に関する時空間平均値を表す.

$D_{\text{eff}}^{(0)}$  の値を次式にまとめる.

$$D_{\text{eff}}^{(0)}[i, j] = \begin{cases} 0.6 \text{ m}^2/\text{s} & (i = 1 \text{ or } j = 1, 6) \\ 1.2 \text{ m}^2/\text{s} & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (5.16)$$

また, 気流効果を調整するパラメータ  $\varepsilon$  は, 5.3.4 項でデータの組み込み方法を述べる際に決定する.

続いて, 高さ  $z$  に関する温度特性 (5.2) 中の係数  $c$  を同定する. まず, 式 (5.1) の水平方向 (すなわち幅  $x$  および奥行き  $y$  方向) および時間  $t$  に関する時空間平均を求める.

$$\frac{1}{|A||I|} \iiint_{A \times I} T(x, y, z, t) dx dy dt = \frac{1}{|A||I|} \iiint_{A \times I} T^{\text{H}}(x, y, t) dx dy dt + c \left( z - \frac{h}{2} \right) \quad (5.17)$$

ここで,  $|A|$  は領域  $A$  の総面積であり,  $I$  は長さ  $|I|$  の有限時間区間である. 式 (5.17) の右辺は高さ  $z$  の 1 次関数であるため, 異なる高さで実測された温度データの回帰分析を行うことで  $c$  を同定することができる. 図 5.7 に 2014 年 8 月 2 日 (土) に実測された高さ方向の温度特性を示す. 赤色の点は W1 から W6 により実測された温度データ (高さ

表 5.2: ノード  $[i, j] \in \partial A$  における拡散方程式 (5.3) の境界条件. 境界条件の種類, 使用する温度データの実測位置, および各境界壁における熱貫流率  $U$  の値  $[\text{W}/\text{m}^2\text{K}]$  を示す.

境界	ノード $[i, j]$	種類	温度データ	$U$
$\partial A_{E1}$	$\{1, \dots, 4, 9, \dots, 12, 17, \dots, 20\} \times \{0\}$	ノイマン型	外気	1.6
$\partial A_{E2}$	$\{5, 6, 13, \dots, 16, 21, 22\} \times \{0\}$	ノイマン型	外気	1.0
$\partial A_{E3}$	$\{7, 8, 23, 24\} \times \{0\}$	ノイマン型	ブース	2.0
$\partial A_S$	$\{0\} \times \{1 \dots 6\}$	ノイマン型	会議室	2.0
$\partial A_N$	$\{25\} \times \{1 \dots 6\}$	ディリクレ型	事務室	—
$\partial A_{W1}$	$\{1 \dots 8\} \times \{7\}$	ノイマン型	—	0.0
$\partial A_{W2}$	$\{9 \dots 24\} \times \{7\}$	ディリクレ型	アトリウム	—

2.8 m) であり, 緑色の点は TH1 および TH2 によるもの (高さ 1.5 m) を表す. また, 赤色および緑色の丸印は各高さにおける上記データの時空間平均を表す. 実線は上記のデータから同定された高さ方向の特性 (5.17) を表しており, 対応する  $c$  は  $0.557 \text{ K/m}$  であった. 対象の日は休日であり解析空間内にほぼ人がいないため, 実測温度データは高さ方向の標準的な温度特性を表しているものと推察される. よって, 以下では係数  $c$  を  $0.557 \text{ K/m}$  とした上で数値シミュレーションを行った.

最後に, 式 (5.3) の境界条件を決定する. 本章では, ノード  $[i, j] \in \partial A$  における境界条件の決定に解析空間外部で実測された温度データを利用した. 壁を有する境界にはノイマン型の境界条件を設定した. 本条件により, 壁からの対流熱伝達項  $P_{\text{conv}}$  をモデル化した (詳細は 5.3.3 項を参照). 一方, 壁を有していない境界にはディリクレ型の境界条件を設定した. 表 5.2 に上記境界条件とその決定に用いる実測データをまとめる.

### 5.3.3 熱入力 $P(\boldsymbol{x}, t)$ の離散化モデル

本項では, 式 (5.4) に示す熱入力  $P(\boldsymbol{x}, t)$  の各項のモデルを, 数値シミュレーションに適用可能な離散化形式で与える.

#### (a) $P_{\text{HVAC}}$ および $P_{\text{solar}}$

本章では, 以下の理由から 2 つの熱入力の和  $P_{\text{HVAC}} + P_{\text{solar}}$  を合わせてモデル化し, 入力  $P_{\text{solar}}$  単体では考慮しない. 解析空間において, 空調は日射の振動成分による温度

表 5.3: パラメータ  $T_{\text{HVAC}}$  の設定値.

	2014年7月31日	2014年8月2日
タスク空調	20°C	21°C
アンビエント空調	実測データ	実測データ

の時間変化を打ち消すように働く. しかし, 実際の空調動作に関する情報は得られていないことから, 上記空調動作をモデル化することは困難である. このため, 熱入力  $P_{\text{HVAC}} + P_{\text{solar}}$  を対象としたモデル化を行う. なお, 日射量データを用いることで  $P_{\text{solar}}$  単体のモデル化を行うことは可能である (詳細は付録 C を参照). ここでは, 熱入力  $P_{\text{HVAC}} + P_{\text{solar}}$  は給気ダクトを有する全てのノードにおいて非零の値をとり, その他のノードでは  $0 \text{ W/m}^3$  であるものとする. Bulk convection [20] の形式を参考に,  $P_{\text{HVAC}} + P_{\text{solar}}$  を次式で与える.

$$P_{\text{HVAC}}[i, j, k] + P_{\text{solar}}[i, j, k] = \frac{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}} U_{\text{H}}[i, j] (T_{\text{HVAC}}[i, j, k] - T[i, j, k])}{h \Delta x^2 N_{\text{duct}}[i, j]} \quad (5.18)$$

ここで,  $U_{\text{H}}[i, j]$  はノード  $[i, j]$  における単位時間あたりの給気風量,  $T_{\text{HVAC}}[i, j, k]$  は給気温度,  $h = 2.8 \text{ m}$  は解析空間の高さ,  $N_{\text{duct}}[i, j]$  はノード  $[i, j]$  に給気を行う空調機に接続されたダクトの数である (図 5.1(c) を参照). なお, 対象空間では, 各空調機における給気風量の変化は実測されておらず不明である. 本章では給気風量  $U_{\text{H}}$  が時間的に変化しないと仮定し, 表 5.1 の設定風量値を採用する. また, アンビエント空調に関しては給気温度データを  $T_{\text{HVAC}}$  の値として用いる. 一方, タスク空調の給気温度は実測されていない. 本章ではタスク空調に対する  $T_{\text{HVAC}}$  を表 5.3 に示す一定値とおく. これらの値 ( $20^\circ\text{C}$  および  $21^\circ\text{C}$ ) は 2014 年 7 月 31 日 (木) および 8 月 2 日 (土) におけるアンビエント空調の給気温度を参考に決定したものである.

### (b) $P_{\text{conv}}$

本章では, 移流に伴う熱入力  $P_{\text{conv}}$  は式 (5.3) に対するノイマン型境界条件としてモデル化し, 式 (5.4) 中の同項は陽に考慮しない. 本条件において, 境界ノード  $[i_{\text{b}}, j_{\text{b}}] \in \partial A$  および時点  $k$  における  $T[i_{\text{b}}, j_{\text{b}}, k]$  は次のように与えられる.

$$\frac{T[i_{\text{b}}, j_{\text{b}}, k] - T[i, j, k]}{\Delta x} = K_{\text{conv}}[i_{\text{b}}, j_{\text{b}}, k] (T_{\text{ext}}[k] - T[i, j, k]) \quad (5.19)$$

ここで  $[i, j] \in A^\circ$  は  $[i_b, j_b]$  に隣接するノードである。パラメータ  $K_{\text{conv}}[i_b, j_b, k]$  は移流熱伝達量を決定する係数であり、 $T_{\text{ext}}[k]$  は解析空間外部の温度データである。なお、本データは会議室、ブース、および屋外で実測されたものである。壁中の温度が一様という仮定のもとで、式 (5.19) は壁を介した外部からの熱流、すなわち熱貫流 [20] を表す。なお、係数  $K_{\text{conv}}[i_b, j_b, k]$  は次式により決定される (導出の詳細は付録 D を参照)。

$$K_{\text{conv}}[i_b, j_b, k] = \frac{U[i_b, j_b]}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}} D_{\text{eff}}[i, j, k]} \quad (5.20)$$

ここで  $U[i_b, j_b]$  は表 5.2 に示す熱貫流率である。

### (c) $P_{\text{rad}}$

輻射熱は屋外に面した東側のガラス窓を介して室内に流入する。本章では、文献 [20] に従い輻射による熱流入量を線形の熱抵抗を用いてモデル化する。特に、モデル化に関して以下の3つの仮定をおく。

(A1) ガラス窓の温度は外気温度と同一である。

(A2) 内壁表面の温度の過渡変動は無視できる。

(A3) 内壁表面の温度および壁間の形態係数 [16] は空間的に一様である。

仮定 (A1) は、ガラス窓が高い熱伝導率を有しているため妥当である。また、仮定 (A2) も内壁表面の温度と比較して外気温度の変動が遅い場合に妥当である。仮定 (A3) は、平均放射温度 (Mean Radiant Temperature: MRT) 法 [20] において用いられる仮定である。以上の仮定のもと、熱抵抗の直列接続を考えることにより、 $P_{\text{rad}}$  は次式で与えられる。

$$P_{\text{rad}}[i, j, k] = K_{\text{rad}}[i, j](T_{\text{out}}[k] - T[i, j, k]) \quad (5.21)$$

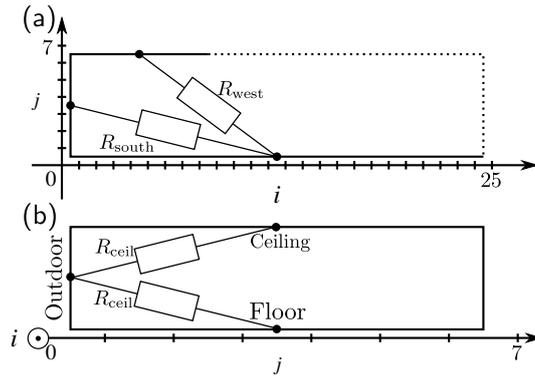


図 5.8: (a) 東側ガラス窓からの西側および東側窓への輻射熱抵抗. (b) 東側ガラス窓から天井および床への輻射熱抵抗.

表 5.4: 熱抵抗  $R_{\text{ceiling}}$ ,  $R_{\text{west}}$ ,  $R_{\text{south}}$  および  $R_{\text{conv}}$  の値 [ $\text{m}^2\text{K}/\text{W}$ ].

$R_{\text{ceiling}}$	$R_{\text{west}}$	$R_{\text{south}}$	$R_{\text{conv}}$
0.143	0.155	0.185	0.500

ただし  $T_{\text{out}}[k]$  は外気温の実測データである. 内部ノード  $[i, j] \in A^\circ$  におけるパラメータ  $K_{\text{rad}}[i, j]$  は輻射熱抵抗および対流熱抵抗を用いて次式で表される.

$$K_{\text{rad}}[i, j] = \begin{cases} \frac{2/h}{R_{\text{ceiling}}+R_{\text{conv}}} + \frac{1/\Delta x}{R_{\text{west}}+R_{\text{conv}}}, & \text{if } i \in \{2, \dots, 8\}, j = 6 \\ \frac{2/h}{R_{\text{ceiling}}+R_{\text{conv}}} + \frac{1/\Delta x}{R_{\text{south}}+R_{\text{conv}}}, & \text{else if } i = 1, j \in \{1, \dots, 5\} \\ \frac{2/h}{R_{\text{ceiling}}+R_{\text{conv}}} + \frac{1/\Delta x}{R_{\text{south}}+R_{\text{conv}}} + \frac{1/\Delta x}{R_{\text{west}}+R_{\text{conv}}}, & \text{else if } i = 1, j = 6 \\ \frac{2/h}{R_{\text{ceiling}}+R_{\text{conv}}}, & \text{else} \end{cases} \quad (5.22)$$

図 5.8 に示すように,  $R_{\text{ceiling}}$ ,  $R_{\text{west}}$ , および  $R_{\text{south}}$  はそれぞれ東側ガラス窓から天井 (または床), 西側内壁および南側内壁への長波熱輻射抵抗を表す. これらの抵抗は, MRT 法における輻射係数として算出される [20]. また,  $R_{\text{conv}}$  は各壁表面からの対流熱伝達抵抗を表す. 本章では,  $R_{\text{conv}}$  は全ての壁において同一の値であるとする. 表 5.4 に以下で用いる熱抵抗の値をまとめて示す.

(d)  $P_{\text{eqp}}$

本章では、解析空間において事務機器に由来する熱入力  $P_{\text{eqp}}$  は空間的に一様であると仮定する。文献 [20] にある事務用機器の一般的な消費電力の値を参考に  $P_{\text{eqp}}$  を次のように設定する。

$$P_{\text{eqp}} = 7.2 \text{ W/m}^3 \quad (5.23)$$

(e)  $P_{\text{human}}$

人占有による熱入力  $P_{\text{human}}$  は式 (5.5) によって定式化される。文献 [20] より単一の人体を 75 W の熱源とみなすと、式 (5.5) 中の係数  $P_0$  は次式で与えられる。

$$P_0 = \frac{75 \text{ W}}{h\Delta x^2} \quad (5.24)$$

ここで、右辺の分母は解析空間の離散化に伴うノード 1 個あたりの体積に相当する。

### 5.3.4 人占有データのモデルへの組み込み

本項では、モデル化の基本アイデアである人占有データの拡散方程式への組み込み方法について説明する。5.3.1 項に示したように、人占有は室内温度場に複数時間スケールで影響を及ぼす。この影響を適切にモデル化するため、本章ではデータ中の主要な時空間モードを POD により抽出し、2つのパラメータ  $P_{\text{human}}$  および  $D_{\text{eff}}$  を介してモデルへ組み込む。以下では、ベクトル系列  $\mathbf{N}[n]$  ( $n = 0, 1, \dots$  は時点) を人占有関数  $N(\mathbf{x}, t)$  の離散化表現とする。この際、 $\mathbf{N}[n]$  の次元は内部ノード  $[i, j] \in A^\circ$  の個数と等しい。

図 5.9 に 2014 年 7 月 31 日 (木) における人感センサデータに対する POD の適用結果を示す。まず、図 5.9(a) に、全 POD モードのエネルギーのうち 1 次モードから 10 次モードのエネルギー  $\langle p_m^2 \rangle$  が占める割合を示す。1 次モードに全エネルギーの 40% 程度が集中していることから、本モードが人占有の時空間ダイナミクスの主要なモードと言える。次に、図 5.9(b) および 5.9(c) に 1 次モード  $\mathbf{V}_1$  の空間分布およびその時変係数  $p_1$  を示す。図 5.9(b) は対象とする事務室空間内での執務者の分布に対応している。これは、 $\mathbf{V}_1$  の成分が図の端の通路部分 ( $i = 1$  または  $j = 1$ ) で小さくなることから確かめられる。図 5.9(c) も 1 日の労働パターンと対応している。

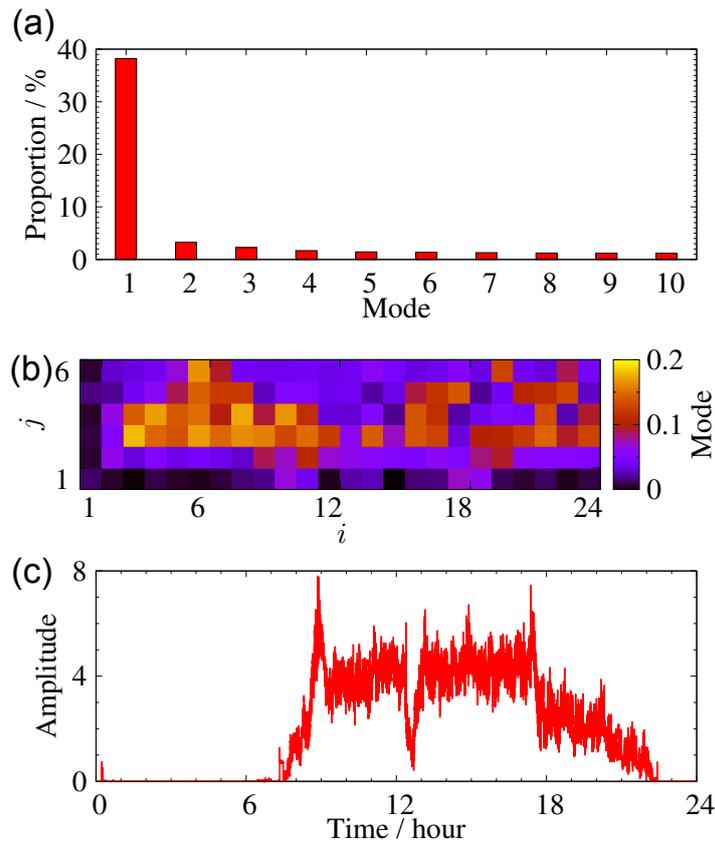


図 5.9: (a) 2014 年 7 月 31 日 (木) における人感センサーデータの POD モードのエネルギー含有率. (b) 1 次 POD モード  $\mathbf{V}_1$  の 2 次元空間分布. 図中右方向が北を表す. (c) 時変係数  $p_1$ .

ここで, 1 次 POD モードと元データの比較を行う. 本章では, 元データ  $N_0[n]$  および時系列  $p_1[n]\mathbf{V}_1$  の時間平均を計算し比較する. このような時間平均を用いる手法は, 動的システムモデルの長時間挙動の比較に有効であることが文献 [104] で示されている. 図 5.10 に時間平均  $\langle N_0 \rangle$  および  $\langle p_1 \rangle \mathbf{V}_1$  の空間分布を示す. 両者とも同様の分布を示していることから, 1 次 POD モードは元データの (バイアス成分を含む緩やかな) 長時間挙動をよく表現している. さらに, 図 5.9(c) を見ると時変係数  $p_1$  は数時間から 1 日単位の変動だけでなく, 元データ中の短時間挙動をも含んでいる. 以上より, 本 POD モードを用いることにより, 人占有の長時間挙動および短時間挙動の室内温度場への影響をモデル化できるものと期待される.

上記の POD 結果に基づき人占有データの組込み方法を示す. ここでは, 表 5.5 に示

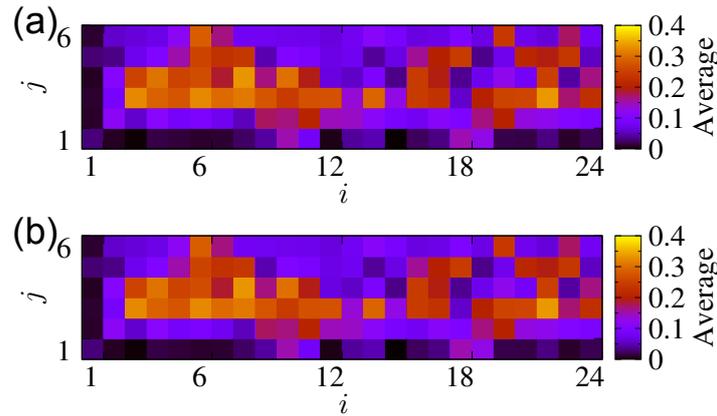


図 5.10: (a) 2014 年 7 月 31 日 (木) における元データ  $\mathbf{N}_0(nT_s)$  の時間平均  $\langle \mathbf{N}_0 \rangle$  の空間分布. (b) 2014 年 7 月 31 日 (木) における 1 次モード応答  $p_1[n]\mathbf{V}_1$  の時間平均  $\langle p_1 \rangle \mathbf{V}_1$  の空間分布.

す 6 通りの方法でデータを組み込んだシミュレーションを行う. Case:0 では, 人占有の影響を考慮する際の比較対象として, 人感センサデータを用いずにシミュレーションを行う. Case:1-a および Case:1-b では, 熱入力  $P_{\text{human}}$  にデータを組み込み, 人占有による熱源効果がどのように現れるかを検討する. 同様に, Case:2-a および Case:2-b では, 有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$  にデータを組み込み, 気流効果に関する検討を行う. 最後に, Case:3 では  $P_{\text{human}}$  と  $D_{\text{eff}}$  の両方にデータを組み込んだシミュレーションを行い, 上記 2 つの効果をあわせて検討する. なお, 以下では特に表記がない場合は, 調整パラメータ  $\varepsilon$  を 1.0 と固定してシミュレーションを行う. ただし,  $\varepsilon$  の変化が気流効果に及ぼす影響を確認するため, Case:3 では  $\varepsilon = 0.5, 1.5$  とした場合のシミュレーション結果も示す.

## 5.4 数値シミュレーションによる評価

### 5.4.1 シミュレーション結果

本項では, 対象空間における温度場の数値シミュレーション結果を示す. まず, Case:0 の方法, すなわち人占有データを組み込まずに休日を対象とした数値シミュレーション結果を示す. 次に, Case:1 から Case:3 の方法で平日を対象とした数値シミュレーション結果を示し, 人占有が温度場に複数時間スケールで影響を及ぼすことを検証する. また, シミュレーション結果の空間分布を合わせて示し, 複数空間スケールにおける影響

表 5.5: 人感センサデータの拡散方程式 (5.3) への組み込み方法. 人占有を表す関数を  $N(\mathbf{x}, t)$ , データ処理およびシミュレーションに用いる離散化表現を  $\mathbf{N}[n]$  とする. また, 元データを  $\mathbf{N}_0[n]$  とし, それに対する 1 次 POD モードの時変係数と空間分布の積を  $p_1[n]\mathbf{V}_1$  と表す. 定数  $P_0$  は式 (5.24) の単一の人体による熱量,  $D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x})$  は式 (5.16) に示す有効拡散係数の時不変関数,  $\varepsilon$  は式 (5.11) に示す気流効果を調整するパラメータである.

Case	$\mathbf{N}[n]$	$P_{\text{human}}(\mathbf{x}, t)$	$D_{\text{eff}}(\mathbf{x}, t)$
0	$\mathbf{0}$	0	$D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x})$
1-a	$\mathbf{N}_0[n]$	$P_0 N(\mathbf{x}, t)$	$D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x})$
1-b	$p_1[n]\mathbf{V}_1$	$P_0 N(\mathbf{x}, t)$	$D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x})$
2-a	$\mathbf{N}_0[n]$	0	$D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x}) \{1 + \varepsilon N(\mathbf{x}, t)\}$
2-b	$p_1[n]\mathbf{V}_1$	0	$D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x}) \{1 + \varepsilon N(\mathbf{x}, t)\}$
3	$\mathbf{N}_0[n]$	$P_0 N(\mathbf{x}, t)$	$D_{\text{eff}}^{(0)}(\mathbf{x}) \{1 + \varepsilon N(\mathbf{x}, t)\}$

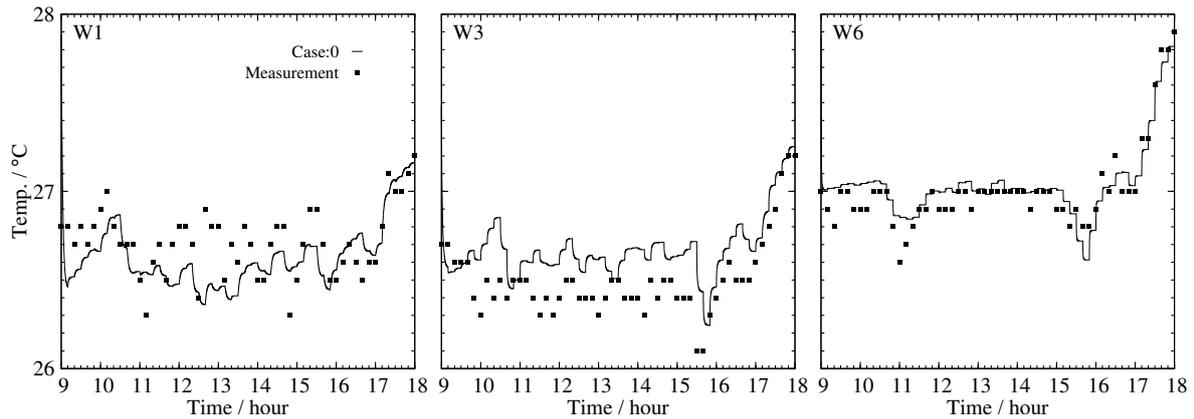


図 5.11: 2014 年 8 月 2 日 (土) を対象とした Case:0 による室内温度のシミュレーション結果. 赤色の実線がシミュレーション結果, 点列が実測データを示す.

についても言及する. なお, 比較に用いる室内温度のデータはダクトの還気温度として実測されたもの (すなわち天井付近の温度) であることから, 以下のシミュレーションでは鉛直方向成分は  $T^V(h)$  に固定する.

図 5.11 に 2014 年 8 月 2 日 (土) を対象とした空調機 W1 から W6 の位置における温度のシミュレーション結果を示す. 本シミュレーションは, 表 5.5 中の Case:0 に対応し, 人感センサデータを組み込まずに行ったものである. 対象日は休日であり, 人占有の影響

響を含まない場合の室内温度場の再現検証に適している。実際、人占有データから解析空間内に人がほぼ居ないことを確認している。図 5.11 から、実線のシミュレーション結果と点列の実測データが類似していることがわかる。特に、アトリウムに近い W6 の位置で類似性は高くなっており、これは提案モデルの境界条件がアトリウムからの熱入力をよく表現していることを示唆している。一方、W1 および W3 の位置において、実測データとシミュレーション結果の時間平均 (バイアス) 成分の間に差異が存在する。これは熱入力  $P_{\text{eqp}}$  の空間依存性に起因すると推察される。 $P_{\text{eqp}}$  は実際には不均一であるが、本モデル化では式 (5.23) に示すように一様性を仮定したため、上記の差異が生じたと考えられる。

次に、2014 年 7 月 31 日 (木) を対象としたシミュレーション結果を示す。本シミュレーションは表 5.5 の通り人占有データを組み込んで行った。図 5.12(a)–(c) に対象日におけるシミュレーション結果を示す。まず、データの組み込みがシミュレーション温度に及ぼす影響について説明する。図 5.12(a) を見ると、Case:1 における温度は Case:0 と比べて高く、熱入力  $P_{\text{human}}$  にデータを組み込むことでバイアス成分が上昇していることがわかる。一方、図 5.12(b) を見ると、Case:2 における温度変化の振幅が Case:0 と比べて大きく、有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$  にデータを組み込むことでバイアス成分からの偏差が大きくなることがわかる。図 5.12(c) では、Case:3 として  $P_{\text{human}}$  および  $D_{\text{eff}}$  の両者にデータを組み込むことにより、バイアス成分と偏差成分の両方が Case:0 と比べて大きくなることがわかる。また、データを組み込むことにより、Case:1 から Case:3 では Case:0 と比べて時系列が実測データに近づいていることが確かめられる。さらに、パラメータ  $\varepsilon$  への依存性を調べるため、図 5.13 に  $\varepsilon = 0.5, 1.0, 1.5$  に対する Case:3 のシミュレーション結果を示す。 $\varepsilon$  の値に応じて温度の偏差成分の振幅が大きくなっており、気流効果を調整できていることがわかる。

最後に、シミュレーション結果の空間分布の一例を示す。図 5.14(a) に 2014 年 7 月 31 日 (木) の時点  $k = 15600$  における空間分布を示す。Case:1 から Case:3 での分布は Case:0 と異なっており、これは熱源効果および気流効果が温度場に空間的に影響を及ぼすことを示している。上記効果をより詳細に検討するため、各シミュレーション結果の Case:0 からの差分  $\Delta_{n_c}$  ( $n_c \in \{1-a, 1-b, 2-a, 2-b, 3\}$ ) を次のように算出する。

$$\Delta_{n_c}[i, j, k] := T_{n_c}[i, j, k] - T_0[i, j, k] \quad (5.25)$$

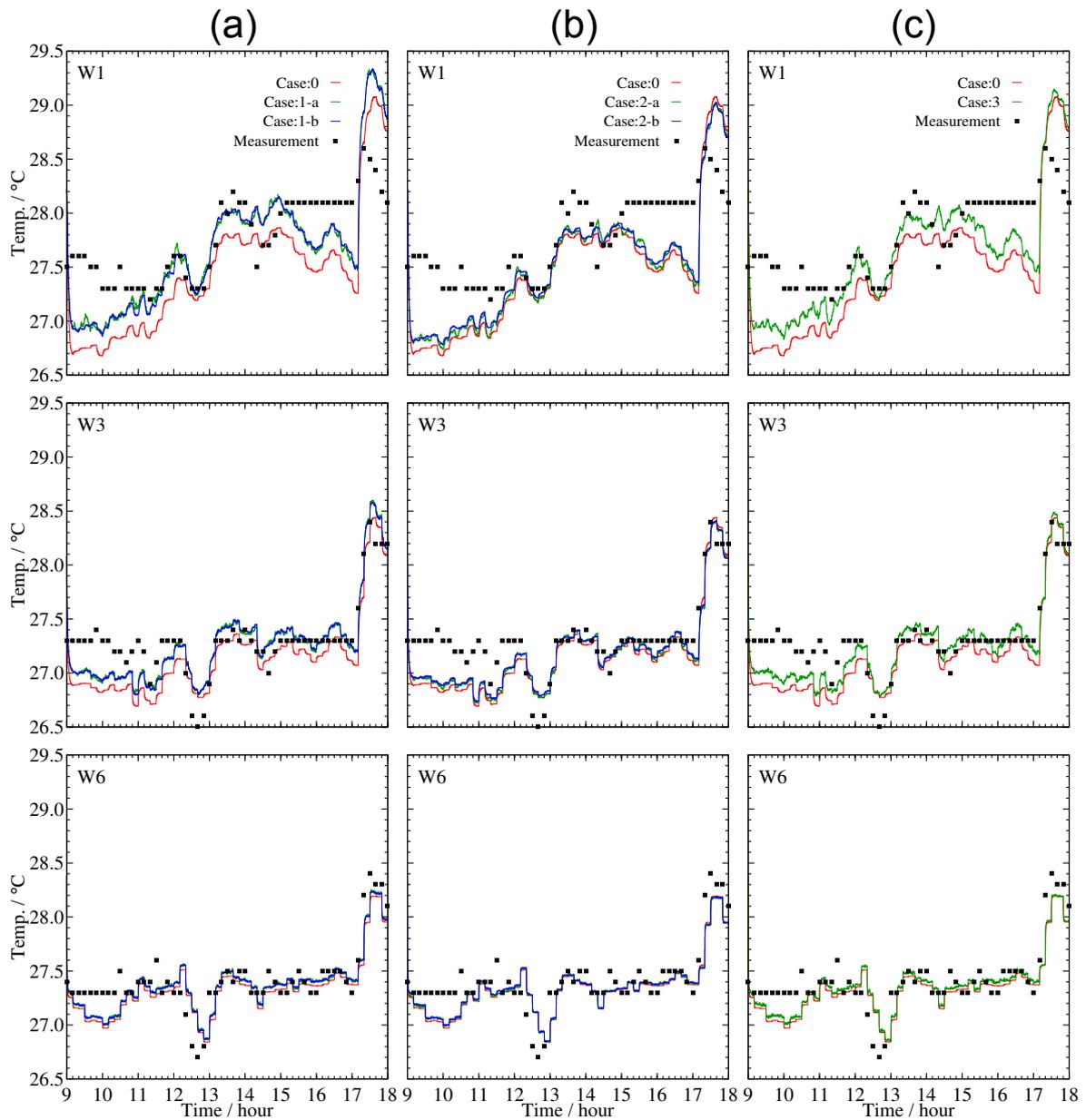


図 5.12: 2014 年 7 月 31 日 (木) を対象とした室内温度のシミュレーション結果 ( $\varepsilon = 1.0$ ). (a) Case:0, Case:1-a, および Case:1-b, (b) Case:0, Case:2-a, および Case:2-b, (c) Case:0 および Case:3.

ここで  $T_{nc}$  および  $T_0$  は Case: $n_c$  および Case:0 におけるシミュレーション結果である. 図 5.14(b) および (c) に  $k = 15600$  および  $k = 15900$  における  $T_0$  の空間分布 (1 行目) および  $\Delta_{nc}$  の分布 (2 行目から 6 行目) をそれぞれ示す. Case:1 における差分  $\Delta_{1-a}$  お

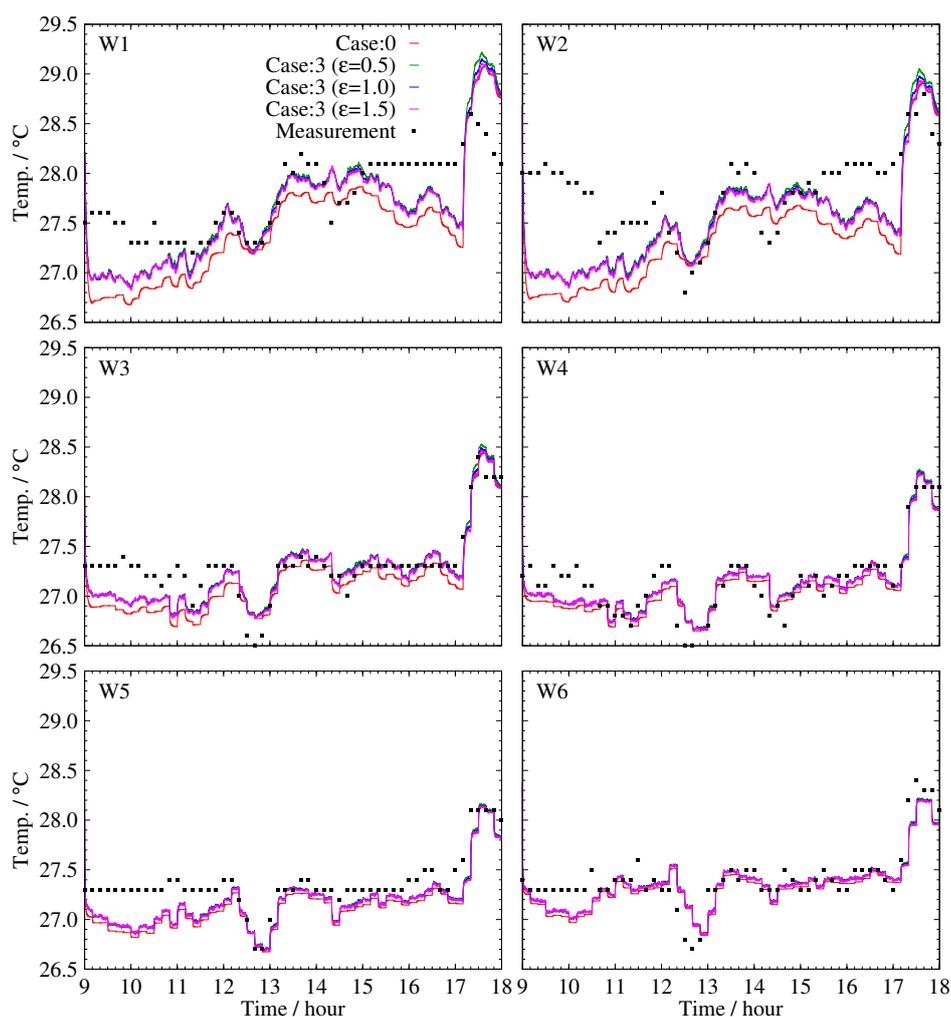


図 5.13: 2014 年 7 月 31 日 (木) を対象とした Case:0 および Case:3 による室内温度のシミュレーション結果. 赤色の実線が Case:0 の結果, 緑色, 青色, および紫色の実線が  $\varepsilon = 0.5, 1.0, 1.5$  とした場合の Case:3 の結果, 点列が実測データを示す.

よび  $\Delta_{1-b}$  は大域的に非零の値をとり, その空間分布は  $k = 15600$  から  $k = 15900$  の間でほぼ変化しない. 一方, Case:2 における差分  $\Delta_{2-a}$  および  $\Delta_{2-b}$  は局所的に非零の値をとり, その領域は時間的に移動している (白線で囲まれた部分を参照). これらの特徴は Case:3 でも同様に観察され, 熱源効果と気流効果の両者が空間的に影響を与えていることがわかる. 以上の結果から,  $P_{\text{human}}$  が熱源効果による大域的かつ長時間の室内温度場の変動を表現していること, および  $D_{\text{eff}}$  が気流効果による局所的かつ短時間の変動を表現していることが示された.

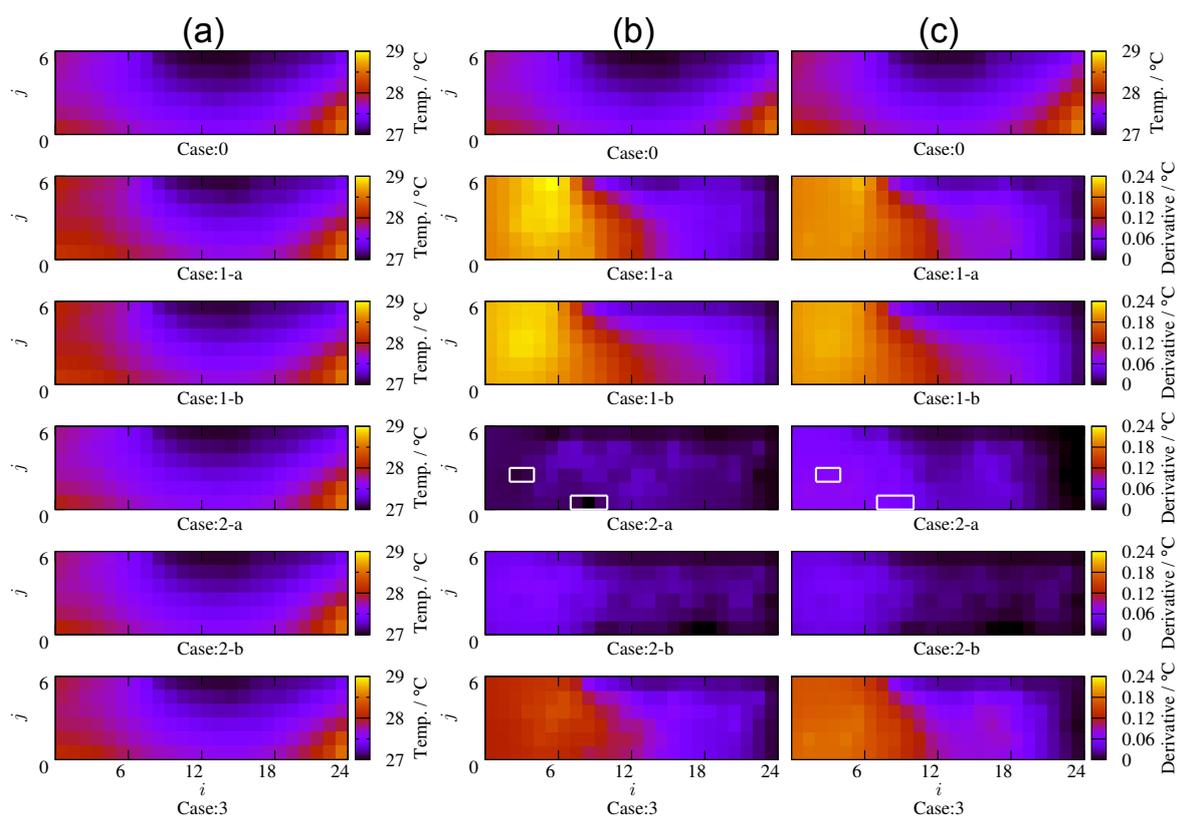


図 5.14: 2014 年 7 月 31 日 (木) を対象としたシミュレーション温度の空間分布およびその差分. (a) 時点  $k = 15600$  でのシミュレーション温度, (b) 時点  $k = 15600$  での Case:0 のシミュレーション温度 (1 行目) および Case:1 から Case:3 の差分  $\Delta_{nc}$ , (c) 時点  $k = 15900$  での Case:0 のシミュレーション温度 (1 行目) および Case:1 から Case:3 の差分  $\Delta_{nc}$ . Case:2-a の白線で囲まれた部分を見ると, 差分は局所的に非零の値を取り, その領域が時間的に移動していることがわかる.

最後に, 本シミュレーションの計算負荷に関して述べる. 本シミュレーションでは, キャッシュメモリ 8MB, 3.40GHz 駆動の 4 コア CPU を用いており, 対象とする 9 時間の温度の時空間発展を計算するのに約 7.3 秒を要した. 空調制御におけるサンプリング周期は, 人占有に合わせて最短でも秒スケールであることから, 提案手法は室内温度の実時間制御に活用できるものと見込まれる.

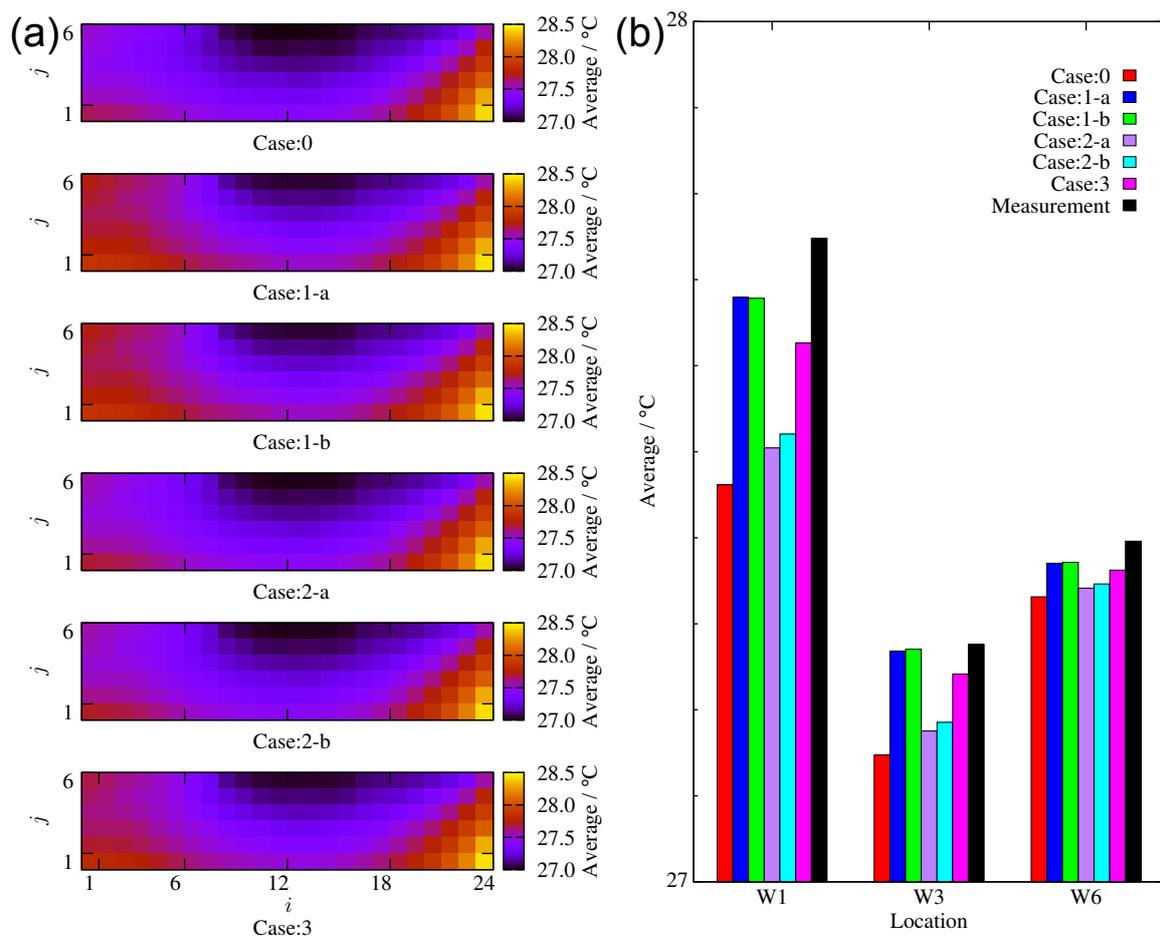


図 5.15: 2014 年 7 月 31 日 (木) を対象としたシミュレーション結果  $T[i, j, k]$  および実測データ  $T_m[i, j, k_m]$  の平均成分  $\langle T \rangle[i, j]$  および  $\langle T_m \rangle[i, j]$ . (a)  $\langle T \rangle[i, j]$  の空間分布. (b)  $\langle T \rangle[i, j]$  および  $\langle T_m \rangle[i, j]$  の W1, W3, および W6 での値.

#### 5.4.2 熱源効果ならびに気流効果の評価

図 5.14 に示したスナップショットから、データを組み込んだモデル化により熱源効果および気流効果を表現できることが明らかとなった。本項では、シミュレーション結果のより詳細な解析を行い、上記効果がどのように現れるか、そしてシミュレーション結果が実測データの挙動にどの程度近づいているかを定量的に検討する。

まず、温度場の時間平均 (バイアス成分) について考える。図 5.15(a) にシミュレーション結果  $T[i, j, k]$  のバイアス成分  $\langle T \rangle[i, j]$  の空間分布を示す。図中の右側の領域では、バイアス成分はどの場合においてもほぼ変化しない。これは、図中右上に位置するアト

リウムからの熱入力が支配的であり、人占有の影響が見えなくなったためだと考えられる。これに対して、左側の領域ではアトリウムによる影響が小さく、バイアス成分はデータの組み込み方法により異なる。図 5.15(b) に W1, W3, および W6 の位置におけるバイアス成分  $\langle T \rangle$  および  $\langle T_m \rangle$  を示す。ただし、 $T_m[i, j, k_m]$  は離散時点  $k_m = 1, \dots, 54$  における実測温度データである。Case:1 および Case:3 において、バイアス成分  $\langle T \rangle$  は Case:0 と比べ高い値となっており、かつ実測データに近づいている。一方、Case:0 と Case:2 において  $\langle T \rangle$  の値はほぼ同一である。上記の結果から、 $P_{\text{human}}$  へデータを組み込むことで、人占有によるバイアス成分の増加、すなわち長時間スケールの熱源効果を表現することが可能となり、モデル化の妥当性を向上できることが定量的に示された。さらに、図 5.15(a) を見ると、Case:1-a および Case:1-b におけるバイアス成分の分布はほぼ同一であることがわかる。これは、人占有の長時間挙動を表すモードが熱源効果に寄与していることを表している。以上より、熱源効果のモデル化における役割について、時間平均を用いて定量的に確認することが出来た。

続いて、上記のバイアス成分からの偏差について考える。図 5.16(a) および (b) に、シミュレーション結果の偏差  $\tilde{T}[i, j, k]$  および実測データの偏差  $\tilde{T}_m[i, j, k_m]$  を示す。ただし  $\tilde{T}[i, j, k]$  および  $\tilde{T}_m[i, j, k_m]$  は以下で定義される。

$$\tilde{T}[i, j, k] := T[i, j, k] - \langle T \rangle[i, j] \quad (5.26)$$

$$\tilde{T}_m[i, j, k_m] := T_m[i, j, k_m] - \langle T_m \rangle[i, j] \quad (5.27)$$

図中に示すように、Case:1 から Case:3 における偏差は Case:0 のものと異なっており、人占有データを組み込むことで偏差に変化が生じている。特に、Case:2 および Case:3 ではその変化がより明瞭に現れており、偏差が実測データのものに近づいていることがわかる (図中左上の拡大図を参照)。定量的な評価を行うため、図 5.16(c) に偏差  $\tilde{T}[i, j, k]$  と  $\tilde{T}_m[i, j, k_m]$  との間の距離  $\tilde{d}[i, j]$  (スカラ値信号間の計量) を示す。距離  $\tilde{d}[i, j]$  は  $L_2$  ノルムと同様に以下で定義される。

$$\tilde{d}[i, j] := \left\{ \sum_{k_m=1}^{54} |\tilde{T}[i, j, 600k_m] - \tilde{T}_m[i, j, k_m]|^2 \times (1\text{ s}) \right\}^{1/2} \quad (5.28)$$

Case:0 および Case:1 において  $\tilde{d}[i, j]$  は全ての位置でほぼ同一の値である。一方、Case:2 および Case:3 では Case:0 と比べて  $\tilde{d}[i, j]$  の値が小さくなっている。上記の結果から、

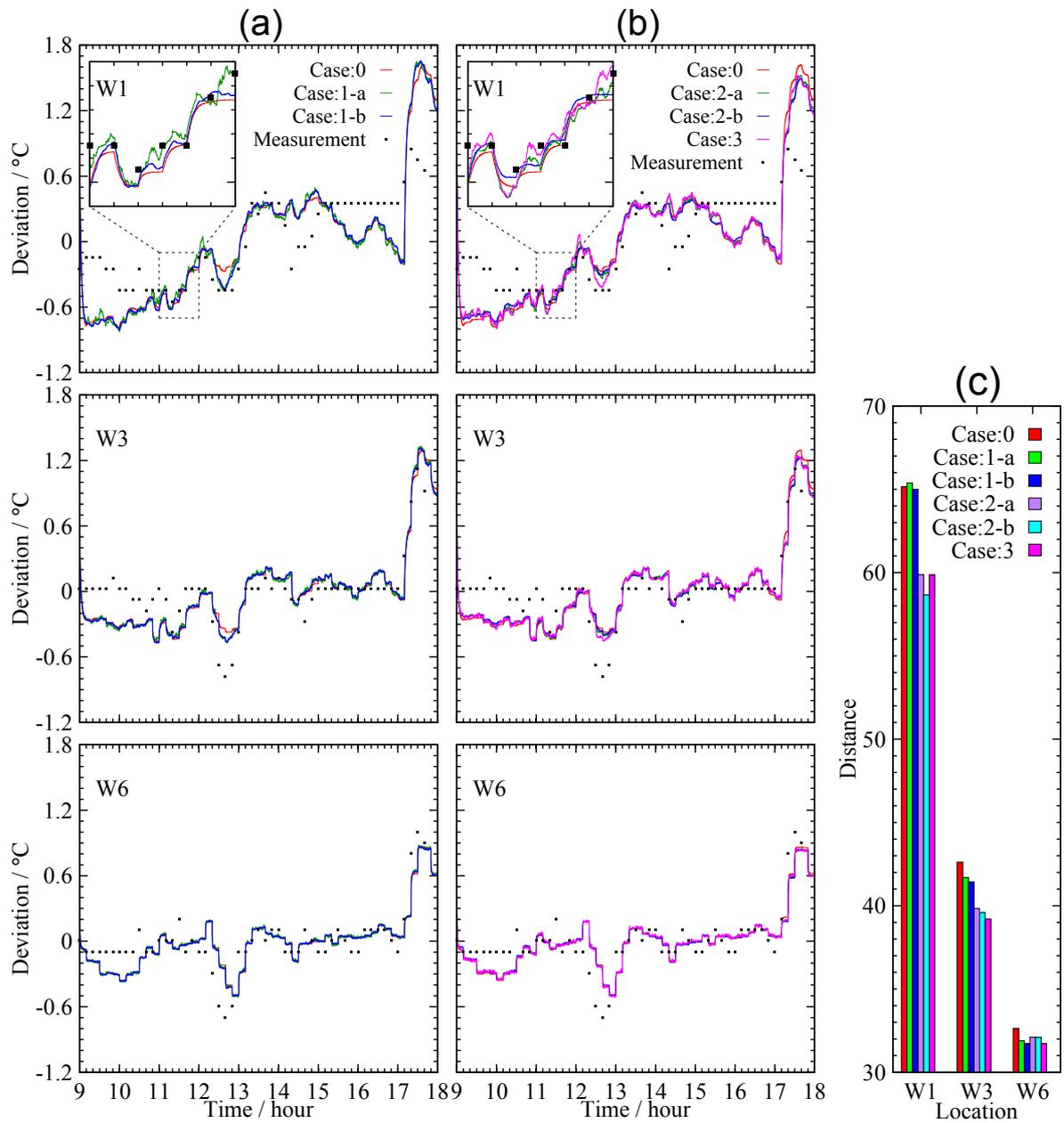


図 5.16: 2014 年 7 月 31 日 (木) を対象としたシミュレーション結果  $T[i, j, k]$  および実測データ  $\tilde{T}_m[i, j, k_m]$  に対する偏差成分  $\tilde{T}[i, j]$  および  $\tilde{T}_m[i, j, k_m]$  に関する時系列. (a,b)  $\tilde{T}[i, j, k]$  および  $\tilde{T}_m[i, j, k_m]$  の時系列. 破線で囲まれた部分を左上に拡大し合わせて示している. (c) 偏差成分  $\tilde{T}[i, j, k]$  と  $\tilde{T}_m[i, j, k_m]$  との間の距離  $\tilde{d}[i, j]$ .

$D_{\text{eff}}$  ヘデータを組み込むことで人占有による気流効果が表現可能であることが示された. また, Case:2-b は Case:2-a と比べ距離が小さく, 元データの代わりに主要な POD モー

ドを用いることで実測データとの類似性が高くなっている。これは POD に基づくデータ処理によって誤差が低減されたためと考えられる。一般に、センサデータは測定誤差を含み、本章の場合は実際の人動きに関係のない成分がこれに相当する。POD を用いると、人の動きや滞在の主要な傾向を低次 POD モードとして把握することができるため、エネルギーの小さい誤差成分は高次 POD モードとして現れる。よって、Case:2-b では、気流効果に寄与する成分のみを抽出しモデル化に利用することで、シミュレーション結果の類似性の向上につながったと推察される。以上より、気流効果のモデル化における役割について、式 (5.28) に示す計量を用いて定量的に確認することが出来た。

最後に、熱源効果と気流効果が同時に温度場に与える影響について、Case:3 の結果をもとに述べる。図 5.15 および 5.16 を見ると、Case:3 と Case:0 との間ではバイアス成分  $\langle T \rangle$  および偏差成分  $\tilde{T}$  の両方に差異が生じている。よって、 $P_{\text{human}}$  および  $D_{\text{eff}}$  にデータを組み込むことで、熱源効果および気流効果を同時に表現出来ていることが確かめられる。ここで、Case:3 における  $\langle T \rangle$  および  $\tilde{T}$  はそれぞれ Case:1-a および Case:2-a の場合と異なっている。具体的には、Case:3 におけるバイアス成分  $\langle T \rangle$  は Case:1-a より小さい値となっている。これは、流速場の時間依存性を関数  $D_{\text{eff}}$  の中で考慮したことで新しく見られた現象である。CFD に基づく従来の解析では、流速場を時不変ないし周期定常としているものがほとんどであり、これは式 (5.3) において  $D_{\text{eff}}$  を時不変とすることに相当する。一方、本章では式 (5.11) において人占有による  $D_{\text{eff}}$  の時空間変化を陽に考慮しモデル化を行っている。すなわち、本章で得られた結果は、人占有による室内温度場の時空間的変動を把握する上で、有効拡散の時間依存性が重要であることを示唆している。

## 5.5 まとめ

本章では、人占有データを組み込んだ室内温度場のモデル化手法を構築した。まず、室内温度場を水平方向成分と鉛直方向成分に分解し、対象空間の空調給気の特徴を踏まえて水平方向の熱移動を 2次元の有効拡散としてモデル化した。当該モデル中の拡散項  $D_{\text{eff}}(\mathbf{x}, t)\Delta T(\mathbf{x}, t)$  および熱入力  $P_{\text{human}}(\mathbf{x}, t)$  には人感センサデータを組み込み、人占有による複数時空間スケールでの影響 (熱源効果および気流効果) を表現することを試みた。上記のモデル化を人占有が詳細に実測されている事務室空間に適用し、温度場のシ

ミュレーション結果と実測データを比較したところ、提案モデルは実測温度の挙動を模擬しており、かつ人占有の熱源効果および気流効果が温度場の上で適切に表されていることが確かめられた。

本章で提案したモデル化手法は、室内の水平方向の熱移動が支配的となる場合において広く有効である。また、熱源効果および気流効果のモデル化については、人占有だけでなく他の熱源ないし構造物に対しても適用可能である。さらに、温度場  $T(\mathbf{x}, t)$  の計算負荷は 5.4.1 項で述べたように極めて小さいことから、実時間での空調制御において  $T(\mathbf{x}, t)$  をフィードバック信号として用いることが可能である。これにより、温度場を室内の人占有  $N(\mathbf{x}, t)$  に応じた目標分布  $T_{\text{ref}}(\mathbf{x}, t, N)$  に近づけるような制御の実現が見込まれる。



# 第6章 アトリウム内温度場のデータ駆動型モデリング

本章ではアトリウム内温度場のモデル化を行う。ここでは、アトリウム内の気流スケールに応じて、温度場の時空間発展を有効拡散またはドリフト輸送としてモデル化する。さらに、温度および空調給気の実測データの KMD に基づき、アトリウムを介した部屋間熱移動を表す時空間振動成分を抽出し、これを用いてモデルパラメータ (有効拡散係数ないし有効流速) を推定する手法を構築する。また、当該振動成分から、ビル全体での温度場が生じることを明らかにするとともに、アトリウムを介した熱移動および関連する空調動作を把握することを試みる。上記手法を空調を有していないアトリウムと有するアトリウムにそれぞれ適用し、得られた結果の妥当性をビルの構造および流れの特性数を用いて検証する。

## 6.1 モデル化の基本アイデア

本節では、アトリウム内温度場の数理モデルを導入し、そのパラメータを実測データに基づき推定する基本アイデアを示す。

### 6.1.1 数理モデルとパラメータ推定手法

式 (2.20) の通り、アトリウム内温度場の時空間発展は次式で表される。

$$\partial_t T(\mathbf{x}, t) = \begin{cases} -\mathbf{U}_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \cdot \nabla T(\mathbf{x}, t) + \frac{P(\mathbf{x}, t, T)}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} & (\text{空調機を有する場合}) \\ D_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \Delta T(\mathbf{x}, t) + \frac{P(\mathbf{x}, t, T)}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} & (\text{空調機を有さない場合}) \end{cases} \quad (6.1)$$

ここで、 $\mathbf{x}$  および  $t$  はそれぞれ粗視化スケール  $L_\Omega$  および  $\tau$  と同程度のスケールであることに注意する。また、空調動作が温度場に依存することを考慮し、熱入力  $P$  を  $T$  の関数

$P(\mathbf{x}, t, T)$ として記述している. なお,  $D_{\text{eff}}(\mathbf{x})$  および  $\mathbf{U}_{\text{eff}}(\mathbf{x})$  の空間依存性は, 空調の給気風量やアトリウム構造に伴う気流の空間的な差異を反映したものである.  $D_{\text{eff}}(\mathbf{x})$  の定式化は, 周期的な流速場に対する均質化ではなく, 有限スケールでのパルスに基づく記述により裏付けられるものと言える.

次に, 式 (6.1) のパラメータの同定手法を説明する. 実際の空調制御では, ビル内の流速場を得ることは難しい. そこで, 第5章のように流速場の特性からパラメータを見積もるのではなく, 温度場および空調給気の実測データからパラメータを推定することを考える. 一般に, 熱入力  $P$  は空調動作に由来し  $T$  の非線形関数になることから, これを考慮するために実測データのクープマンモード (KM)  $\tilde{a}_m(\mathbf{x})$  および  $\tilde{b}_m(\mathbf{x})$  に基づくパラメータ推定を行う. 今, クープマン固有値 (KE)  $\lambda_m$  が相異なるものとする. 式 (3.10) を式 (6.1) に代入し,  $\exp(\lambda_m t)$  で振動する成分毎の恒等式を立てると,  $m$  次 KM に対する偏微分方程式が次の通り得られる.

$$\lambda_m \tilde{a}_m(\mathbf{x}) = \begin{cases} -\mathbf{U}_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \cdot \nabla \tilde{a}_m(\mathbf{x}) + \frac{\tilde{b}_m(\mathbf{x})}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} & (\text{空調機を有する場合}) \\ D_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \Delta \tilde{a}_m(\mathbf{x}) + \frac{\tilde{b}_m(\mathbf{x})}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} & (\text{空調機を有さない場合}) \end{cases} \quad (6.2)$$

以下では, 式 (6.2) を実際のビルに適用し,  $\mathbf{U}_{\text{eff}}$  および  $D_{\text{eff}}$  を推定する.

### 6.1.2 波動の伝播としての表現

本項では, KMD で解析対象とする熱移動の現象を明確にするため, 発展方程式 (6.2) を式 (3.13) で示した波動の伝播の観点から見ておく. 以下では, 実測点  $\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_M$  に限らず, 一般の位置  $\mathbf{x}$  に対し波動の伝播としての表現 (3.13) が成り立つと仮定し, KM  $\tilde{a}_m(\mathbf{x})$  および  $\tilde{b}_m(\mathbf{x})$  を以下の通り記述する.

$$\tilde{a}_m(\mathbf{x}) = A_m(\mathbf{x}) \exp(-i\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{x}) \quad (6.3)$$

$$\tilde{b}_m(\mathbf{x}) = B_m(\mathbf{x}) \exp(-i\mathbf{l}_m \cdot \mathbf{x}) \quad (6.4)$$

まず, 機械換気型アトリウムでのドリフト輸送について考える. KM  $\tilde{a}_m(\mathbf{x})$  の勾配は式 (6.3) から以下の通り書き下される.

$$\nabla \tilde{a}_m(\mathbf{x}) = \{\nabla A_m(\mathbf{x}) - i\mathbf{k}_m A_m(\mathbf{x})\} \exp(-i\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{x}) \quad (6.5)$$

式 (6.3)–(6.5) を式 (6.2) に代入すると以下の恒等式を得る.

$$[\lambda_m A_m(\mathbf{x}) + \mathbf{U}_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \cdot \{\nabla A_m(\mathbf{x}) - i\mathbf{k}_m A_m(\mathbf{x})\}] \exp(-i\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{x}) = \frac{B_m(\mathbf{x})}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} \exp(-i\mathbf{l}_m \cdot \mathbf{x}) \quad (6.6)$$

上式をオイラーの公式を用いて展開すると, 実数成分と虚数成分についてそれぞれ以下の恒等式が得られる.

$$\begin{aligned} & \{\sigma_m A_m(\mathbf{x}) + \mathbf{U}_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \cdot \nabla A_m(\mathbf{x})\} \cos(\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{x}) \\ & + (\omega_m - \mathbf{U}_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{k}_m) A_m(\mathbf{x}) \sin(\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{x}) = \frac{B_m(\mathbf{x})}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} \cos(\mathbf{l}_m \cdot \mathbf{x}) \end{aligned} \quad (6.7)$$

$$\begin{aligned} & -\{\sigma_m A_m(\mathbf{x}) + \mathbf{U}_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \cdot \nabla A_m(\mathbf{x})\} \sin(\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{x}) \\ & + (\omega_m - \mathbf{U}_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{k}_m) A_m(\mathbf{x}) \cos(\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{x}) = -\frac{B_m(\mathbf{x})}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} \sin(\mathbf{l}_m \cdot \mathbf{x}) \end{aligned} \quad (6.8)$$

ここで,  $\sigma_m = \text{Re}[\lambda_m]$  は  $m$  次 KM の拡大ないし減衰率,  $\omega_m = \text{Im}[\lambda_m]$  は振動周波数である. 式 (6.7) および式 (6.8) の右辺第 2 項を消去すると以下を得る.

$$\sigma_m A_m(\mathbf{x}) + \mathbf{U}_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \cdot \nabla A_m(\mathbf{x}) = \frac{B_m(\mathbf{x})}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} \cos((\mathbf{k}_m - \mathbf{l}_m) \cdot \mathbf{x}) \quad (6.9)$$

式 (6.9) は振幅  $A_m(\mathbf{x})$  の空間依存性を記述するものであり, 左辺第 1 項は振幅の発散ないし減衰を表し, 左辺第 2 項は有効流速  $\mathbf{U}_{\text{eff}}$  によるドリフト輸送に対応する表現である. また, 右辺は熱入力  $P(\mathbf{x}, t)$  に由来するものであり, 温度場に対する位相  $\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{x}$  と熱入力に対する位相  $\mathbf{l}_m \cdot \mathbf{x}$  の差に依存する. ここで, 6.2 節および 6.3 節では, 定常的な (すなわち  $\sigma_m = 0$  となる) KM の振動成分に着目する. このとき, 式 (6.9) は有効流速の方向に沿った熱入力の空間変化に応じて振幅  $A_m(\mathbf{x})$  の空間分布を定めているものと言える. さらに, 式 (6.7) および式 (6.8) の右辺第 1 項を消去すると以下を得る.

$$(\omega_m - \mathbf{U}_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{k}_m) A_m(\mathbf{x}) = \frac{B_m(\mathbf{x})}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} \sin((\mathbf{k}_m - \mathbf{l}_m) \cdot \mathbf{x}) \quad (6.10)$$

式 (6.10) の左辺は, 温度場での単位時間あたりの波動の伝播のうち, 有効流速  $\mathbf{U}_{\text{eff}}$  によるドリフト輸送の成分を除いたものである. また, 右辺は式 (6.9) と同様に熱入力に由来する項である. すなわち, 式 (6.10) は, 有効流速によるドリフト輸送だけでなく, 熱入力による温度の空間分布の時間変化を波動の伝搬として表現し, これに応じた波数ベクトル  $\mathbf{k}_m$  を定めているものと言える.

次に、自然換気型アトリウムでの有効拡散について考える。  $\tilde{a}_m(\mathbf{x})$  のラプラシアンは以下の通り書き下される。

$$\Delta \tilde{a}_m(\mathbf{x}) = \{ \Delta A_m(\mathbf{x}) - \|\mathbf{k}_m\|^2 A_m(\mathbf{x}) - 2i\mathbf{k}_m \cdot \nabla A_m(\mathbf{x}) \} \exp(-i\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{x}) \quad (6.11)$$

式 (6.3), (6.4) および (6.11) を式 (6.2) に代入し、ドリフト輸送の場合と同様に実数成分と虚数成分に関する恒等式を整理すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \sigma_m A_m(\mathbf{x}) = & D_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \{ \Delta A_m(\mathbf{x}) - \|\mathbf{k}_m\|^2 A_m(\mathbf{x}) \} \\ & + \frac{B_m(\mathbf{x})}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} \cos((\mathbf{k}_m - \mathbf{l}_m) \cdot \mathbf{x}) \end{aligned} \quad (6.12)$$

$$\omega_m A_m(\mathbf{x}) + 2D_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \mathbf{k}_m \cdot \nabla A_m(\mathbf{x}) = \frac{B_m(\mathbf{x})}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} \sin((\mathbf{k}_m - \mathbf{l}_m) \cdot \mathbf{x}) \quad (6.13)$$

式 (6.12) は式 (6.9) と同様に振幅  $A_m(\mathbf{x})$  の空間依存性を記述するものである。ここで、左辺は振幅の発散ないし減衰を表し、右辺第1項は有効拡散、右辺第2項は熱入力に由来する。また、式 (6.13) は式 (6.10) と同様に波動の伝播を記述するものである。ここでは、有効流速  $\mathbf{U}_{\text{eff}}$  の代わりに、振幅の勾配に比例したベクトル  $-2D_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \nabla A_m(\mathbf{x})$  が波動の伝播の駆動力となる。

以上を踏まえ、発展方程式 (6.2) による温度場の時空間振動成分を波動の伝播として表現することについて考える。まず、サンプリング定理からの類推により、空間サンプリング  $\mathbf{x} = \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_M$  のもとで式 (6.2) の解を考えるには、解の半波長  $\pi/\|\mathbf{k}_m\|$  がサンプリングの空間スケール (センサの設置間隔) よりも大きいことが前提となる。また、振幅の空間依存性を表す式 (6.9) (ないし式 (6.12)) と波動の伝播を表す式 (6.10) (ないし式 (6.13)) の両辺を  $B_m(\mathbf{x})$  で除すと、それらの右辺は (関数の意味で) 互いに直交する。すなわち、式 (3.13) は、振幅  $A_m(\mathbf{x})$  の空間分布を波動の伝播と分離して定め、これに基づき発展方程式 (6.2) の解を仮定するものと言える。以下の実証では、有効拡散係数ないし有効流速の推定結果を用いて、上記の仮定の妥当性について検討する。

## 6.2 自然換気型アトリウムでの実証

本節では、アトリウム内に空調を有さないビルを対象にモデル化を行う。

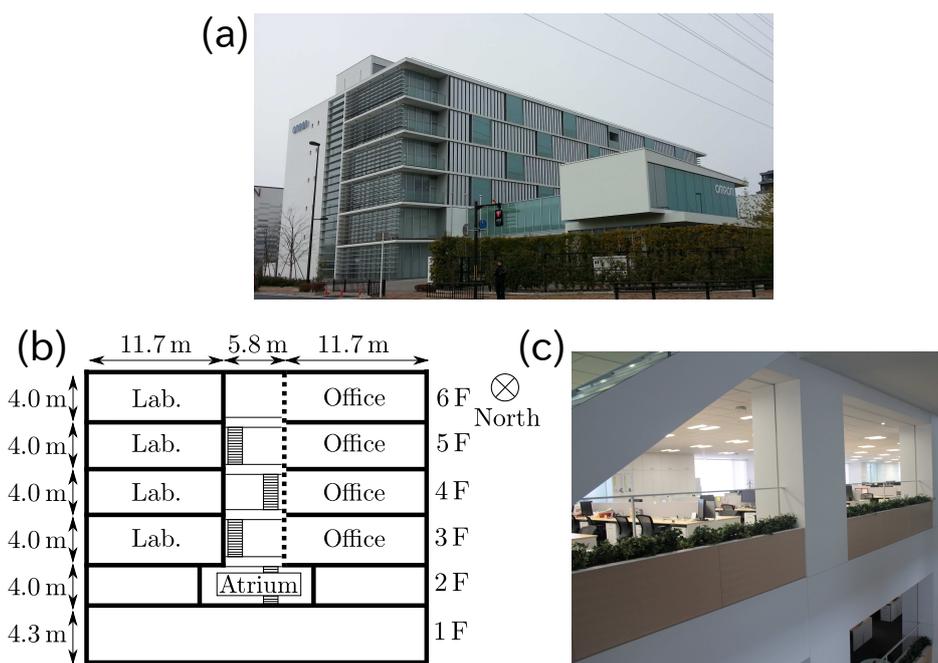


図 6.1: ビル O の概要. (a) 概観写真, (b) 断面図, (c) アトリウムの写真

### 6.2.1 モデル化対象のビル: オムロンヘルスケア株式会社本社ビル

まず, モデル化の実証対象であるオフィスビルにおける構造, 空調の配置, 温度および空調給気の計測について説明する.

本節では, 第 5 章と同様に, オムロンヘルスケア株式会社本社ビルを対象とする (以後, ビル O と呼ぶ). 図 6.1(a,b) に対象ビルの外観写真および断面図を示す. ただし, 図中の実線は壁を表し, 破線は部屋の境界を表す. 本ビルは 6 階建であり, ここではそのうち 3 階から 6 階を解析対象とする. 対象の空間では, 東側が事務室, 西側が実験室として供されている. また, 建物中央にはアトリウム構造が有り, 各階の事務室はアトリウムを介して壁に仕切られることなく連続的につながっている. 図 6.1(c) に本アトリウムの構造を写真で示す. この構造から, アトリウムを介した事務室間の熱移動が発生しているものと推測される. なお, 事務室およびアトリウムの構造は各階毎に若干異なっており, この差異については 6.2.4 項で言及する.

次に, 対象ビルの空調設備について説明する. 図 6.2 に対象ビルの平面図を示す. 第 5 章で述べたように, 事務室には局所向けおよび室内全体向けの 2 種類の空調機が設置さ

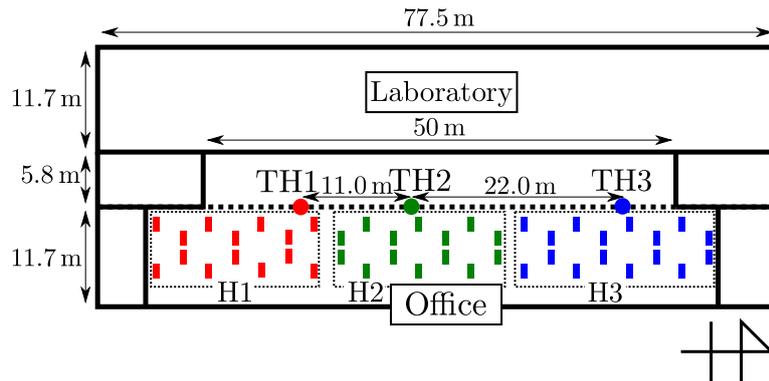


図 6.2: ビル O の 3 階から 6 階の平面図. 図中の丸印は温度計, 四角印はアンビエント空調の給気ダクトを表す.

れており, 前者はタスク空調, 後者はアンビエント空調と呼ばれる. アンビエント空調は各階に 3 機設置されており, 天井面に設置された複数のダクトから給気を行っている. 図 6.2 中に四角印でダクトの位置を示す. ここで, 破線で囲まれた部分が各空調機に対応しており, 本空調機をそれぞれ H1, H2 および H3 と呼ぶ.

続いて, 解析対象で実測されるデータについて説明する. 対象ビルでは, 3 階から 6 階の事務室において, アトリウム付近の温度およびアンビエント空調の給気温度が 10 分毎に  $0.1^{\circ}\text{C}$  刻みで測定されている. アトリウム付近の温度計は図 6.2 中の丸印の位置に設置されており, 床から高さ 1.5 m の位置の温度が測定されている. ここでは, 各階の温度計を南から順に TH1, TH2 および TH3 と呼ぶ. 図 6.3 に 2014 年 7 月 30 日 (水) の午前 8 時から午後 5 時の間に実測されたアトリウム温度および空調給気温度を示す. いずれの階においても両データは数時間スケールの変動成分を含んでいる.

### 6.2.2 温度および空調給気データのクーブマンモード分解

本項では, 図 6.3 に示した実測データに KMD を適用し, データに内在する時空間振動モードを抽出する.

まず, KMD の対象とするデータについて述べる. ここでは, 午前 8 時から午後 17 時までの 9 時間を対象とし, 室内温度データ  $\mathbf{T}[n] \in \mathbb{R}^{12}$  (図 6.3(a)) とアンビエント空調の給気温度データ  $\mathbf{T}_{\text{out}}[n] \in \mathbb{R}^{12}$  ( $n = 0, \dots, 54$ ) (図 6.3(b)) に KMD を適用する. 適用にあたり, 空調給気が熱入力  $P$  の主要因であると考え, それ以外の熱源は対象とする

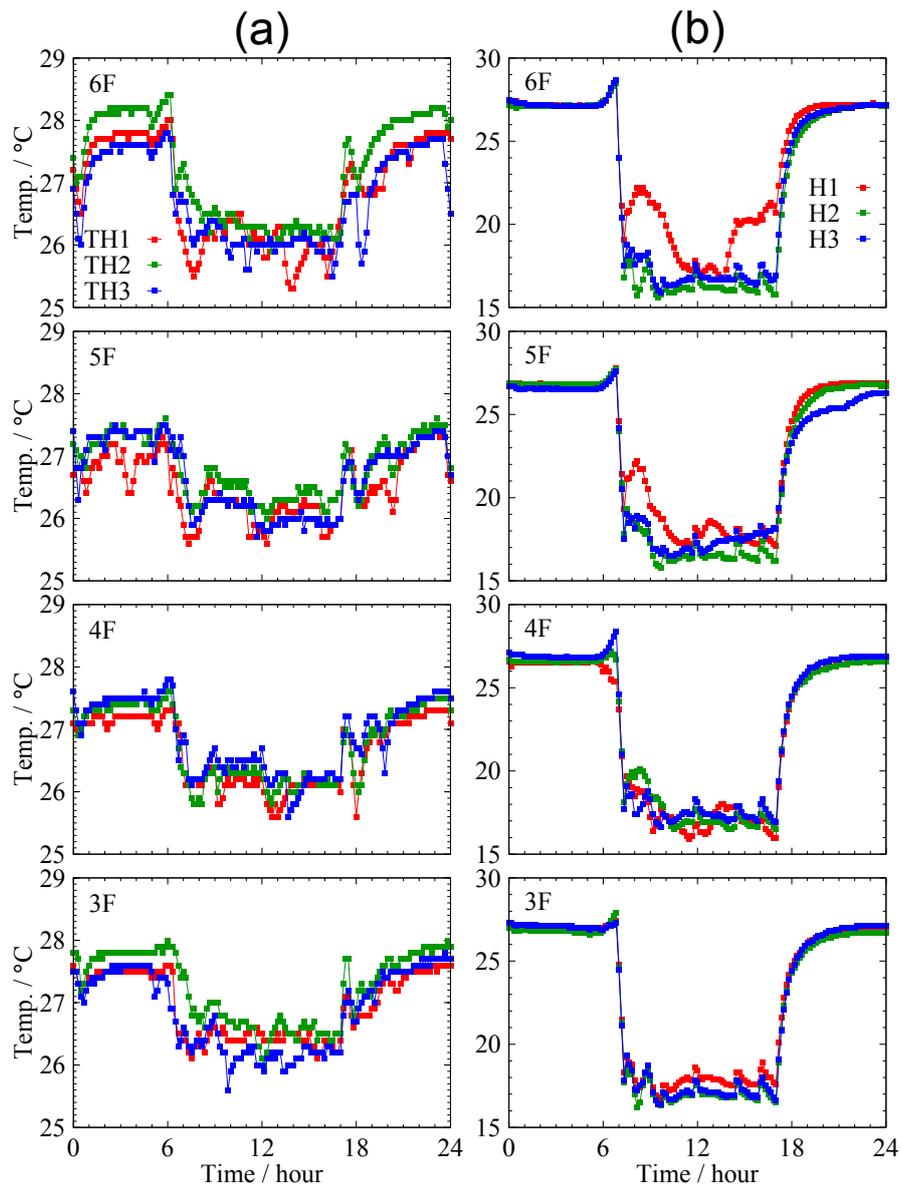


図 6.3: 2014 年 7 月 30 日 (水) における実測データ. (a) アトリウム付近の温度, (b) アンビエント空調の給気温度.

熱移動に影響しないものとした. この仮定の妥当性は, 着目する熱移動の時間スケールに依存する. 6.2.3 項では, 適切な KM を選ぶことにより, 熱移動の時間スケールと空調以外の熱源からの発熱量の時間スケールを分離でき, 上記仮定が成り立つことが示される. また, 対象ビルでは空調機の風量設定が固定されていることから, 給気風量は時間および位置に依らず一定と考え, 熱入力  $P[n]$  ではなく給気温度データ  $T_{out}[n]$  に直

表 6.1: 2014 年 7 月 30 日 (水) における実測データに対するクープマンモード分解.

$\{m, m+1\}$	$ \nu_m $	$\tau_m / \text{h}$	$\ \mathbf{A}_m\ $	$\ \hat{\mathbf{B}}_m\ $
{1, 2}	1.037	1.304	$2.36 \times 10^{-2}$	$9.90 \times 10^{-2}$
{3, 4}	1.025	1.099	$3.09 \times 10^{-2}$	$8.38 \times 10^{-2}$
{5, 6}	1.004	12.05	$1.94 \times 10^{-1}$	$9.66 \times 10^{-2}$
{7, 8}	1.003	0.512	$3.60 \times 10^{-2}$	$1.20 \times 10^{-1}$
{9, 10}	1.000	5.582	$2.51 \times 10^{-1}$	$8.09 \times 10^{-1}$
<b>{11, 12}</b>	<b>0.999</b>	<b>2.487</b>	<b><math>4.78 \times 10^{-1}</math></b>	<b>1.54</b>
{13, 14}	0.998	0.553	$6.31 \times 10^{-2}$	$1.88 \times 10^{-1}$

接 KMD を適用する ( $\mathbf{P}[n]$  の KM 毎の表現は式 (6.16) を参照). 以後, 給気温度データ  $\mathbf{T}_{\text{out}}[n]$  の KM を  $\hat{\mathbf{B}}_m$  ( $m = 1, \dots, 12$ ) と書き,  $\mathbf{P}[n]$  の KM  $\mathbf{B}_m$  と区別する.

表 6.1 に各モード対に関する諸量を,  $|\nu_m|$  が大きい順に示す. 固有周期  $\tau_m$  は以下で求められる.

$$\tau_m = \frac{2\pi\Delta t}{|\text{Im}[\ln \nu_m]|} \quad (6.14)$$

ここで,  $\Delta t$  はサンプリング周期で 10 分である. 絶対値  $|\nu_m|$  およびノルム  $\|\mathbf{A}_m\|, \|\hat{\mathbf{B}}_m\|$  が大きいモード対が元データ中の支配的な成分を表す. ただし  $\|\cdot\|$  はベクトルノルムである. 絶対値  $|\nu_m|$  が 1 より大きいモード対 {1, 2} および {3, 4} は, 元データ中の過渡的変動に関連すると考えられる. また, モード対 {5, 6} は, 固有周期がサンプリング期間 (9 時間) よりも長いことから, 元データ中のトレンド成分に関連すると考えられる. さらに, モード対 {7, 8} は, 固有周期が  $\Delta t$  程度と短く, 元データ中の主要な振動成分と対応しないため, アルゴリズムに起因する成分であると推察される. 本節の実証では, 定常的な熱移動に関するパラメータを推定するため, 以上のモード対を考慮しない. 一方, その他のモード対は  $|\nu_m|$  が 1 に近く, 定常的な振動成分を表している. このうち, ノルム  $\|\mathbf{A}_m\|, \|\hat{\mathbf{B}}_m\|$  の大きいモード対 {11, 12} を支配的なモード対として検討する. 図 6.3 の元データ中には固有周期  $T_{11} = 2.487 \text{ h}$  に近い振動成分が確認され, 本モード対はこの成分に対応すると考えられる. なお, モード対 {9, 10} もノルムが大きい, 固有周期  $T_9 = 5.582 \text{ h}$  に対応する成分は元データ中に見受けられないため, 本論文では検討対象とはしない.

続いて, 上記の支配的な KM の振幅および位相の空間分布を示す. 図 6.4(a-1,a-2) に図 6.3 に示すデータから抽出された KM  $\mathbf{A}_{11}$  の振幅および位相を, 図 6.4(b-1,b-2) に

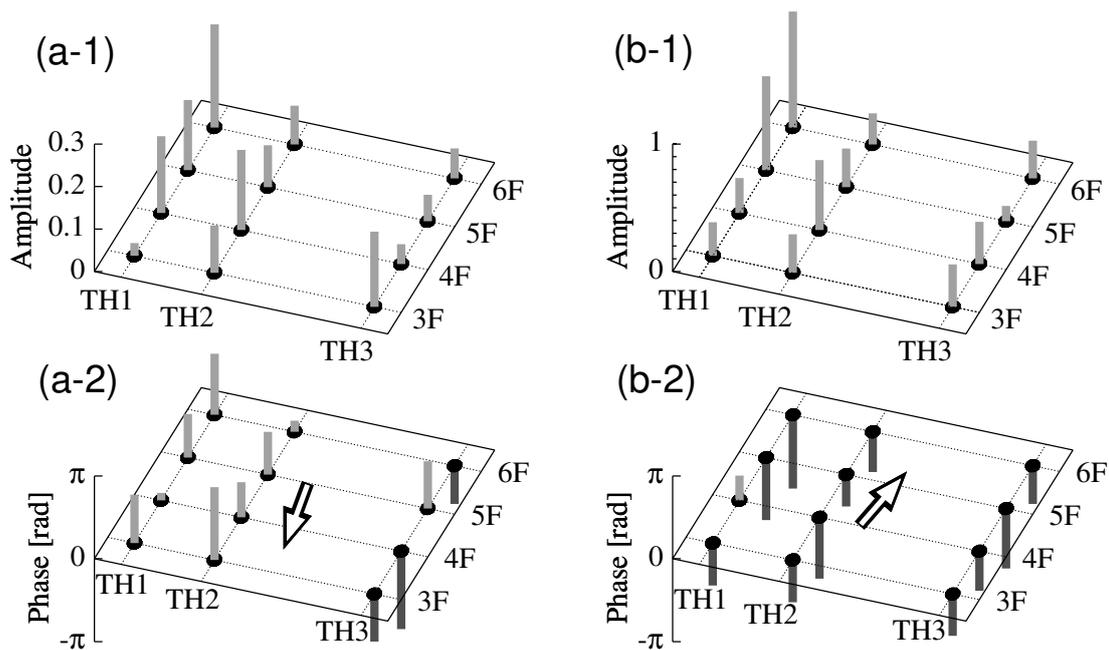


図 6.4: 表 6.1 中の 11 次のクーブマンモードの振幅および位相の空間分布. (a-1,a-2) アトリウム温度に対するクーブマンモード  $\mathbf{A}_{11}$ . 矢印は波数ベクトル  $\mathbf{k}_{11}$  の方向を表す. (b-1,b-2) 給気温度に対するクーブマンモード  $\hat{\mathbf{B}}_{11}$ . 矢印は波数ベクトル  $\mathbf{l}_{11}$  の方向を表す.

KM  $\hat{\mathbf{B}}_{11}$  の振幅および位相をそれぞれ示す. 図中の矢印は  $\mathbf{A}_{11}$  および  $\hat{\mathbf{B}}_{11}$  に対応する波数ベクトル  $\mathbf{k}_{11}$  および  $\mathbf{l}_{11}$  の向きを表す. なお,  $\mathbf{l}_{11}$  は, 式 (3.13) において  $\mathbf{B}_{11}$  を  $\hat{\mathbf{B}}_{11}$  に置き換えて算出した値である. 波数ベクトルは幅方向 (北向きが正) を第 1 成分, 高さ方向 (鉛直上向きが正) を第 2 成分としてそれぞれ  $\mathbf{k}_{11} = [5.50 \times 10^{-2} \text{ m}^{-1} \quad -0.146 \text{ m}^{-1}]^T$  および  $\mathbf{l}_{11} = [4.49 \times 10^{-2} \text{ m}^{-1} \quad 0.132 \text{ m}^{-1}]^T$  と算出された. 図 6.4(a-1,b-1) の振幅分布が互いに対応していることから, 各位置の温度が空調給気に応じて変動していると考えられる. また, 図 6.4(a-2) からわかるように KM  $\mathbf{A}_{11}$  の位相には空間的な差異が存在する. これはアトリウムを介して波数ベクトル  $\mathbf{k}_{11}$  の方向に熱移動が生じていることを表している. さらに, 図 6.4(b-2) の位相分布は図 6.4(a-2) と対応しておらず, かつ波数ベクトル  $\mathbf{l}_{11}$  が  $\mathbf{k}_{11}$  の反対方向であることから, ビル内に分散配置された空調機群が上記熱移動を打ち消そうと動作していることが推察される. なお, この空調機群の動作は各空調機のローカルな制御により出現したものであり, アトリウム全体の熱移動を陽に考慮したグローバルな空調制御として意図したものではない. よって, 熱移動を完全に打ち消

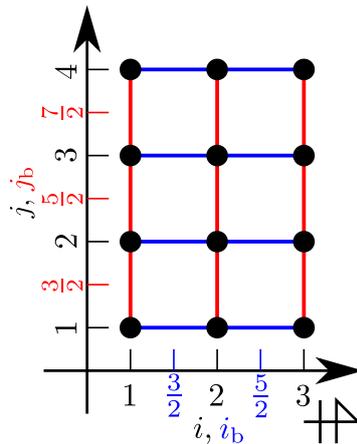


図 6.5: 空間方向の離散化に用いられるノードおよび枝 (離散グリッド). 整数インデックス  $i$  および  $j$  はそれぞれ幅方向および高さ方向の座標  $x, y$  に対応する. 分数インデックス  $i_b$  および  $j_b$  はノード間の枝を表すために導入される.

すことは出来ておらず, 結果としてモード対  $\{11, 12\}$  が顕在化したものと考えられる.

### 6.2.3 パラメータ推定手法

本項では, 式 (6.2) に基づき, 温度場のモデルパラメータを推定する手法について説明する. 具体的には, 対象空間における離散ノードの導入 (空間方向の離散化) と式 (6.2) の時間方向の離散化を行い, 6.2.2 項の KMD 結果を適用可能なモデルを構築する.

はじめに, パラメータ推定のために解析を行う領域および熱移動の現象について説明する. 本節の実証では, 図 6.4 で検討したアトリウムにおける熱移動を対象とする. 本アトリウムには空調が設置されていないことから, 階間高さ (4m) よりも小さなスケールの気流成分が支配的になると考えられる. すなわち, 本アトリウムにおける部屋間スケールの熱移動は有効拡散として表される. また, 各階の事務室では, 第 5 章の通り水平方向に有効拡散が生じ, アトリウム内の実測温度にもこの影響が現れるものと推察される.

次に, 式 (6.2) の空間方向の離散化を行う. 図 6.5 に離散化に伴うノードおよび枝を示す. 図中の丸印が各ノードを表す. ここでは,  $T$  および  $T_{\text{out}}$  の実測地点  $\mathbf{x}_p$  をノードとし, インデックス  $i \in \{1, 2, 3\}$  (TH1 から TH3 に対応),  $j \in \{1, \dots, 4\}$  (3 階から 6 階に対応),  $n = 0, \dots, N - 1$  (時刻) を用いて位置および時系列を表現する. 以上のノードを

用いることにより, KM  $\tilde{a}_m(\mathbf{x}_p)$  および KM  $\tilde{b}_m(\mathbf{x}_p)$  を  $\tilde{a}_m[i, j]$  および  $\tilde{b}_m[i, j]$  として離散化することが可能になる. さらに, データが空間的に非等間隔で実測されている点を考慮し, ノード間の離散化ステップ  $\Delta x$  を位置  $[i, k]$  に依存した形で与える. 図中の実線がノード間の枝を表しており, それぞれの長さは  $\Delta x_{3/2, j} = 11.0$  m,  $\Delta x_{5/2, j} = 22.0$  m,  $\Delta x_{i, j_b} = 4.0$  m である. 以後, ノード  $[i, j]$  と  $[i + 1, j]$  の間の枝を  $[i + 1/2, j]$  のように記述する ( $j$  についても同様).

続いて, 式 (6.2) の境界条件について検討する.  $i = 1, 3, j = 1, 4$  では, ノイマン型の境界条件として  $T$  の空間方向の導関数を 0 で与え, 壁からの熱移動が無視できるものとした. 本条件は, ビル内外の壁の熱容量が大きいことから, 着目する固有周期  $T_{11} = 2.478$  h で振動する成分が減衰することに対応する [19, 20]. これを表すため, 図 6.5 に示す離散グリッドでは, 外壁に相当する枝を省略した.

以上の検討に基づき, パラメータ推定の方法について説明する. アトリウム内の熱移動を有効拡散として記述し, 空間方向の導関数を中心差分で近似すると, 離散グリッドにおける式 (6.2) を次のように得る.

$$\begin{aligned} \lambda_m \tilde{a}_m[i, j] = & \sum_{i_b=i\pm\frac{1}{2}} D_{i_b, j} \frac{\tilde{a}_m[i \pm 1, j] - \tilde{a}_m[i, j]}{(\Delta x_{i_b, j})^2} \\ & + \sum_{j_b=j\pm\frac{1}{2}} D_{i, j_b} \frac{\tilde{a}_m[i, j \pm 1] - \tilde{a}_m[i, j]}{(\Delta x_{i, j_b})^2} + \frac{\tilde{b}_m[i, j]}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} \end{aligned} \quad (6.15)$$

ただし, 熱入力項の KM  $\tilde{b}_m[i, j]$  は, 温度データの KM  $\tilde{a}_m[i, j]$  および給気温度データの KM  $\hat{b}_m[i, j]$  を用いて次式で表す.

$$\tilde{b}_m[i, j] = \frac{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}} U_{\text{HVAC}} \hat{b}_m[i, j] - \tilde{a}_m[i, j]}{V_0[i, j]} \quad (6.16)$$

$U_{\text{HVAC}}$  は空調の給気風量であり, 給気風量の設定値を参考に位置および時刻に依らず  $0.875$  m<sup>3</sup>/s とした. また,  $V_0[i, j]$  は各ノードのコントロールボリュームであり, 対象空間の構造および各空調機のダクト配置エリアを基に決定した. さらに, アトリウム内の各ゾーン (ノード) において気流構造に極端な差異はなく, 有効拡散係数が大きく変動することはないと考え, 勾配  $\nabla D_{\text{eff}}$  を最小とする条件を付加する. 具体的には, 境界条件の影響が小さい枝  $[i, j_b] \in \{[1, 5/2], [2, 3/2], [2, 5/2], [2, 7/2], [3, 5/2]\}$  に対して,  $\|\nabla D_{\text{eff}}\|$

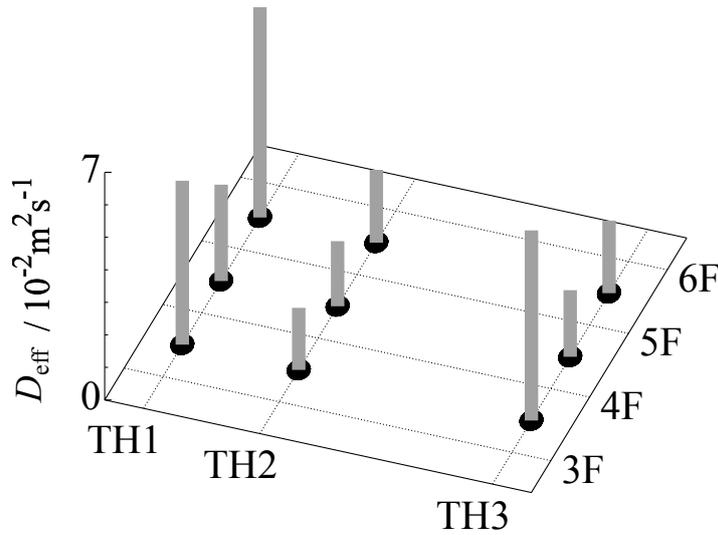


図 6.6: 枝  $[i, j_b]$  における有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$  の推定結果.

の最小条件を次式の加重平均で与える.

$$D_{i,j_b} = \frac{\frac{D_{i+1,j_b}}{\Delta x_{i+1/2}^2} + \frac{D_{i-1,j_b}}{\Delta x_{i-1/2}^2} + \frac{D_{i,j_b+1} + D_{i,j_b-1}}{H^2}}{\frac{1}{\Delta x_{i+1/2}^2} + \frac{1}{\Delta x_{i-1/2}^2} + \frac{2}{H^2}} \quad (6.17)$$

ここで,  $\Delta x_{i\pm 1/2}^2$  は枝  $[i \pm 1/2, j]$  における空間刻みであり,  $j$  に依らないため添字  $j$  を省略している. また,  $H$  は階間の高さであり 4.0m で一定である. 実際には, 枝  $[i, j_b] \in \{1, 2, 3\} \times \{3/2, 5/2, 7/2\}$  にのみ  $D_{\text{eff}}$  が定義されるため, その他の枝では有効熱拡散が起こらず  $D_{\text{eff}}$  が零であるとした. 式 (6.17) の右辺は,  $\|\nabla D_e\|$  を離散化し  $D_{i,j_b}$  に関して平方完成を行うことで導かれる (詳細は付録 E を参照). 枝  $[i, j_b]$  に関する条件のみを与えた理由は, 枝  $[i_b, j]$  上の  $D_{\text{eff}}$  は隣接する事務室内の平面方向の拡散の影響を含んでおり, アトリウムにおける有効拡散の評価において重要でないことに依る. 以上の 1 次方程式 (6.15) および (6.17) を連立して解くことで  $D_{\text{eff}}$  を算出した.

#### 6.2.4 パラメータ推定結果

図 6.6 に図 6.4 の KM11 を用いた  $D_{\text{eff}}$  の推定結果を示す. 枝  $[i_b, j]$  における結果は上述のように事務室内平面方向の強い拡散の影響を含んでいるため, ここではアトリ

ウム内の拡散特性として  $[i, j_b]$  の値のみに着目する. なお, 式 (6.15) および (6.17) において  $D_{\text{eff}}$  から成る係数行列にランク落ちが見られたため, 求解には擬似逆行列を用いた. 算出値は  $10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}$  オーダとなっており, これは以下の理由から有効熱拡散係数として妥当な値と考えられる. 今, アトリウム内の代表速度  $U$  を室内の給気風量を参考に  $0.1 \text{ m/s}$ , 空間スケール  $L$  を階間の高さを参考に  $4.0 \text{ m}$ , 熱の分子拡散係数  $D$  を文献 [102] より  $2.25 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  とおく. このとき, 時不変環状流に対する有効拡散係数の公称値は  $D\sqrt{Pe} = \sqrt{DUL} = 3 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ , 有効拡散係数の理論的な上限は  $DPe^2 = U^2L^2/D = 3.6 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}$  と見積もられる. 明らかに,  $D_{\text{eff}}$  の推定値は理論的な上限と比べて環状流に対する公称値に近い. これは環状流による有効拡散が支配的であることを示唆しており, 自然換気型の (空調給気のない) アトリウムの気流構造を反映した結果と言える.

次に  $D_{\text{eff}}$  の空間依存性について検討する. 図 6.6 を見ると, 枝  $[i, j_b] = [1, 3/2], [1, 7/2], [3, 3/2]$  では他の位置に比べ  $D_{\text{eff}}$  の値が大きくなっている. この空間依存性はアトリウムおよび事務室の構造に起因するものと考えられる. 本アトリウムは3階中央 ( $[i, j] = [1, 2]$  付近) に会議室を有しているため, 事務室内の給気が南側および北側に流入し, 枝  $[i, j_b] = [1, 3/2], [3, 3/2]$  での拡散係数が大きくなったと推測される. また, 6階南側 ( $[i, j] = [1, 4]$  付近) では, 他の階と事務室の形状が異なるため, ノードの体積が小さくなっている. これに起因し, 給気がより多くアトリウム内に流入し,  $[i, j_b] = [1, 7/2]$  での有効拡散係数が大きくなったと推察される.

最後に, 6.1.2 項で触れたように, 推定に用いた KM の振動応答を波動の伝播として表現することの妥当性について検討する. 対象とする波数ベクトルの鉛直成分を  $k_{11}^V = -0.146 \text{ m}^{-1}$  と書く. KM の半波長は  $\pi/|k_{11}^V| = 21.5 \text{ m}$  と見積もられ, 高さ方向のセンサの設置間隔である  $4 \text{ m}$  と比べて大きいことから, 対象とした KM は式 (6.2) の解を考えるのに適したものと言える. ここで, 図 6.4(a-1,b-1) を見ると, アトリウム温度の振幅の空間分布  $A_{11}(\mathbf{x})$  は給気温度の振幅の空間分布  $B_{11}(\mathbf{x})$  に対応する. 例えば6階の TH1 ではアトリウム温度と給気温度に対し振幅が共に大きくなっているのに対し, 3階の TH1 では振幅が共に小さくなっている. これは, 各実測点  $\mathbf{x}_p$  での振幅  $A_{11}(\mathbf{x}_p)$  がアトリウム内の有効拡散に依らず, 周辺の空調の給気温度の (時間的な) 変動によって定まることを示唆している. すなわち, 振幅の空間分布  $A_{11}(\mathbf{x})$  を, アトリウムを介した

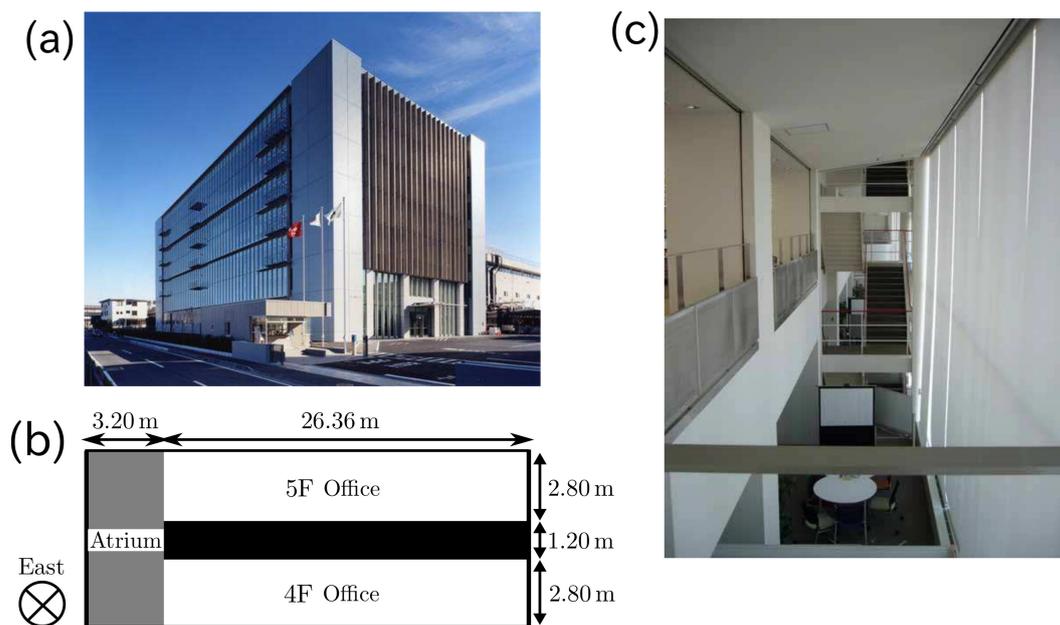


図 6.7: ビル A の概要. (a) 概観写真, (b) 断面図, (c) アトリウムの写真.

熱移動による波動の伝播と分離して定められたものと考えられる.

以上より, 実測データの KMD 結果を用いることで, 自然換気型のアトリウムを介した部屋間熱移動を有効拡散として記述することができた.

## 6.3 機械換気型アトリウムでの実証

本節では, アトリウム内に空調を有するビルを対象にモデル化を行う.

### 6.3.1 モデル化対象のビル: アズビル株式会社研究棟

本項では, モデル化の実証対象であるオフィスビルにおける構造, 空調の配置, 温度および空調給気の計測について説明する.

本節の実証で対象とするビルは, アズビル株式会社研究棟である (以後, ビル A と呼ぶ). 図 6.7(a,b) に対象ビルの外観写真および断面図を示す. 対象とする空間はビルの 4 階および 5 階部分であり, 南側は事務室として供されており, 北側はアトリウムを介して壁に仕切られることなく連続的につながっている. このアトリウム内の熱移動をモデル化の主対象とする. 図 6.7(c) に本アトリウムの構造を写真で示す.

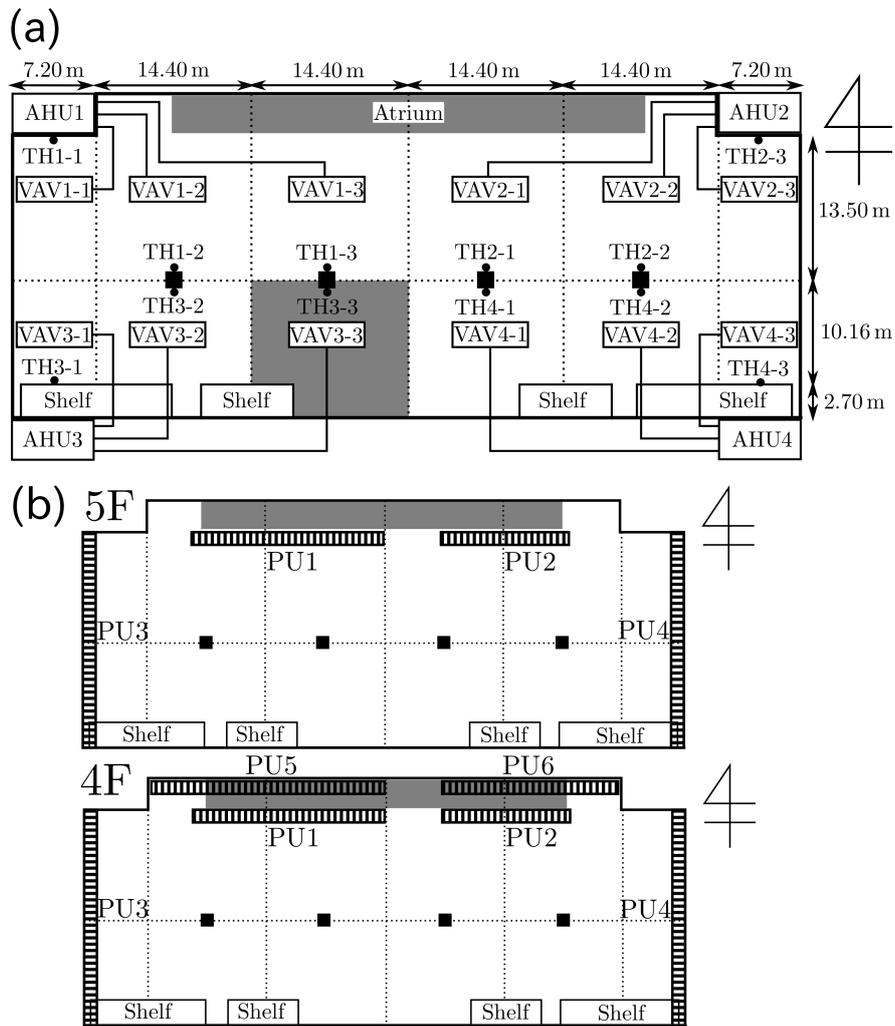


図 6.8: ビル A の平面図および空調設備の配置. (a) 4階および5階の平面図. 丸印は柱に設置された温度計, 四角印は VAV および AHU を表す. (b) 局所向け空調機 (PU) の給気ダクトの位置. PU1 から PU4 は天井から下向きの給気を, PU5 および PU6 は床面付近から上向きに給気を行っている.

次に, 対象ビルにおける空調設備について説明する. 図 6.8(a) に対象とするビルの平面図を示す. 図中の実線は壁を, 破線は空調の給気エリアに対応する部屋内の境界を表す. さらに, 黒塗りの正方形は室内の柱を, 白塗りの長方形は棚を表す. 対象の空間では各階に外部熱源を有する大型の空調機 (Air Handling Unit: AHU) が4つ設置されている. また, 各 AHU はそれぞれ3つの可変風量方式の空調機 (Variable Air Volume system: VAV) [105] に接続されており, AHU で生成した熱は各 VAV により室

内に分配される。以後、各 AHU をそれぞれ AHU1 から AHU4 と呼び、さらに  $AHU_{n_A}$  ( $n_A = 1, \dots, 4$ ) に接続された 3 つの VAV をそれぞれ  $VAV_{n_A-1}$ ,  $VAV_{n_A-2}$ ,  $VAV_{n_A-3}$  と呼ぶ。なお、各 VAV は複数のダクトを有しており、それらを介して室内に給気する。さらに、図 6.8(b) に示すように局所向けの空調機 (Perimeter Unit: PU) が 4 階に 6 機、5 階に 4 機設置されている。縞模様の長方形が上記空調機の給気ダクトを表す。これらを図中に示すように各階毎に PU1 から PU6 と呼ぶこととする。PU1 および PU2 の給気ダクトは天井面に設置されており、アトリウム内で下向きの給気を行っている。PU3 および PU4 も同様に天井面に設置されたダクトから窓に向けて給気を行っている。4 階の PU5 および PU6 に関しては、床面付近から上向きに給気を行っている。

続いて、対象空間でのデータ計測について説明する。対象の空間では、室内温度、空調機の給気温度および給気風量が、それぞれ 1 分毎に  $0.1^\circ\text{C}$  刻みあるいは  $1\text{m}^3/\text{h}$  刻みで実測されている。室内温度は各階 12 箇所に設置された温度計で実測されている。以後、これらの温度計を図 6.8(a) に示すように TH1-1 から TH4-3 と呼ぶ。TH1-1, TH2-3, TH3-1, および TH4-3 はそれぞれ壁および棚に設置されており、それ以外の温度計は柱に設置されている。給気風量は、VAV の給気風量として各階 12 箇所で実測されている。一方、給気温度は各階 4 つの AHU 内部で実測されている。また、局所向け空調に関しては、4 階の PU1, PU2 および 5 階の PU1 から PU4 の給気温度および風量のみが実測されている。

最後に、解析対象とする実測データを紹介する。ここでは 2014 年 8 月 1 日 (金) に実測されたデータを示す。図 6.9, 6.10 に室内温度を、図 6.11, 6.12 に VAV の給気風量を、図 6.13, 6.14 に AHU の給気温度データを示す。室内温度の変動に応じて給気温度および風量が変化しており、VAV 型の空調機が動作していることが確かめられる。例えば、午前 8 時および午後 1 時付近において、5 階では TH2-1 から TH2-3 および TH4-1 から TH4-3 で室内温度が急変している (図 6.9 を参照)。これに応じて、当該時刻における AHU2 および AHU4 の給気風量が変化している (図 6.11 を参照)。また、図 6.13 を見ると、AHU4 の給気温度が上記の温度変動に応じて増減していることが確かめられる。さらに、図 6.15 に PU の給気温度および風量を示す。各位置において給気温度および風量が異なっており、局所的な負荷に応じて空調が動作していることが確かめられる。

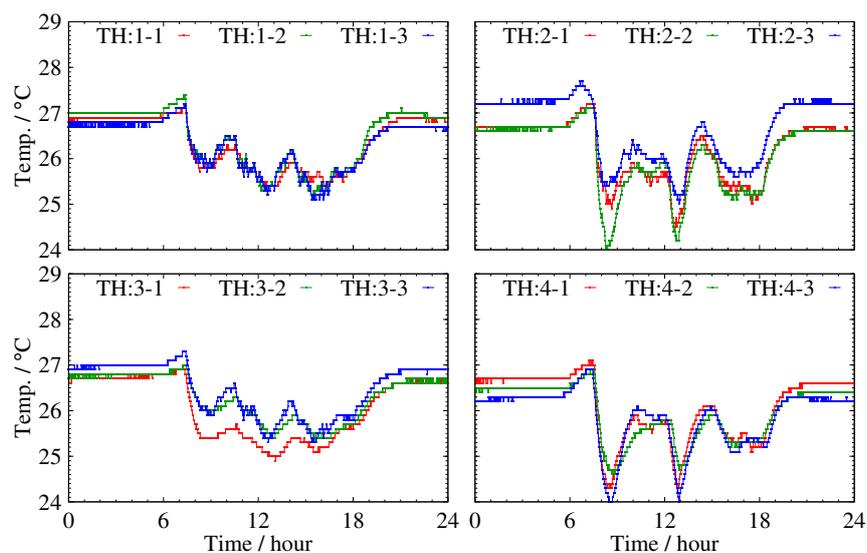


図 6.9: 2014 年 8 月 1 日 (金) にビル A の 5 階で実測された温度データ.

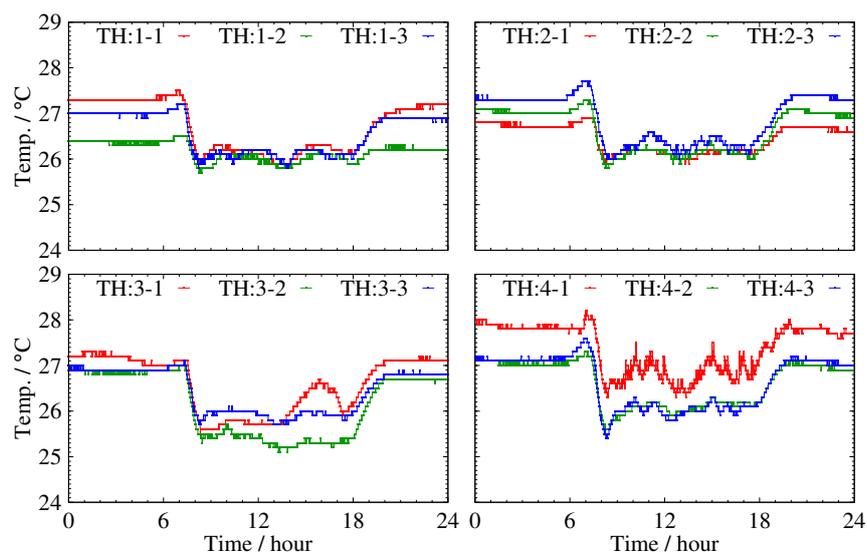


図 6.10: 2014 年 8 月 1 日 (金) にビル A の 4 階で実測された温度データ.

### 6.3.2 温度および空調給気データのクーブマンモード分解

本項では、6.3.1 項で示した実測データに KMD を適用し、データに内在する時空間振動モードを抽出する。

まず、KMD の対象とするデータについて述べる。本節の実証では、午前 8 時から午後

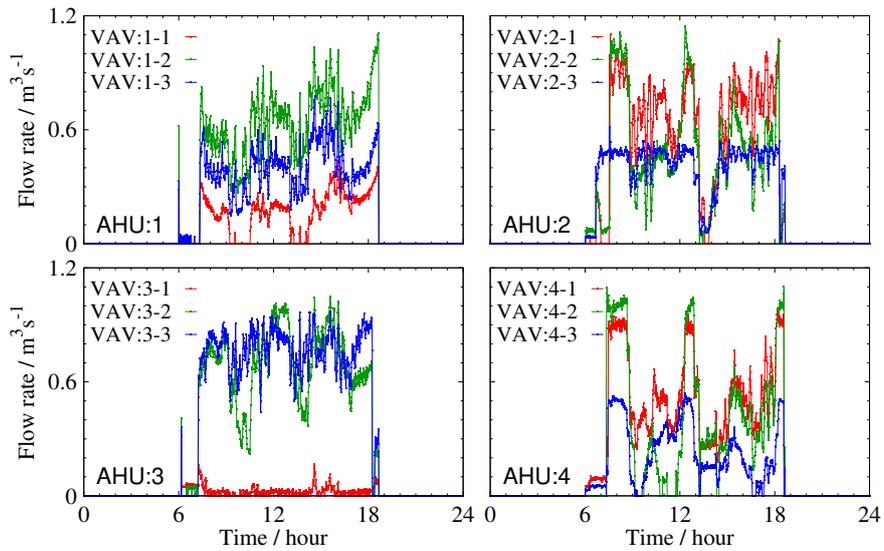


図 6.11: 2014 年 8 月 1 日 (金) にビル A の 5 階で実測された VAV の給気風量データ.

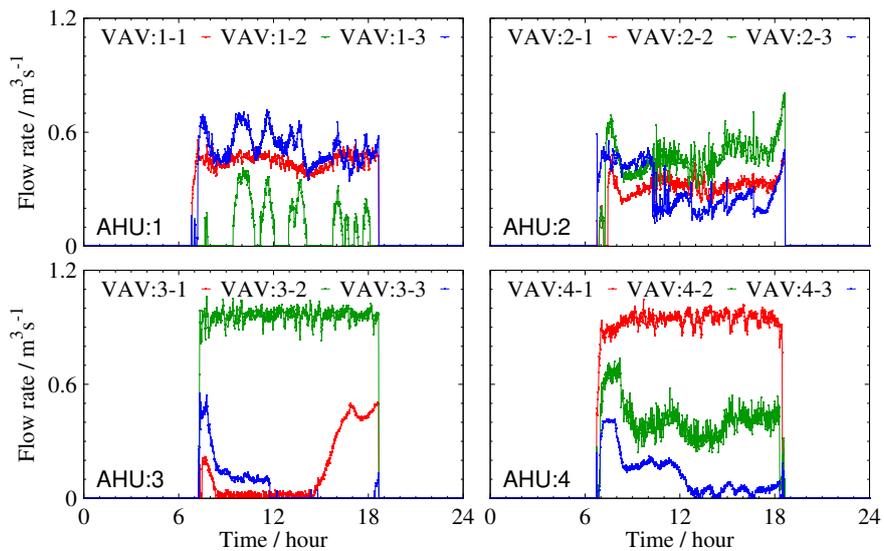


図 6.12: 2014 年 8 月 1 日 (金) にビル A の 4 階で実測された VAV の給気風量データ.

17 時までの 9 時間を対象とし, 室内温度データ  $T[n] \in \mathbb{R}^{24}$  (図 6.9, 6.10) と実測データから構成される熱入力データ  $P[n] \in \mathbb{R}^{24}$  ( $n = 0, \dots, 540$ ) に対して KMD を適用する. ここで, 6.2 節と同様に, 熱入力  $P$  は主に空調給気に由来し, それ以外の熱源は対象とする熱移動に影響しないものとする (妥当性については 6.3.3 項を参照). また, 対象ビルに設置されている空調機は 6.2 節の場合と異なり VAV 型であるため,  $P$  は給気風量に

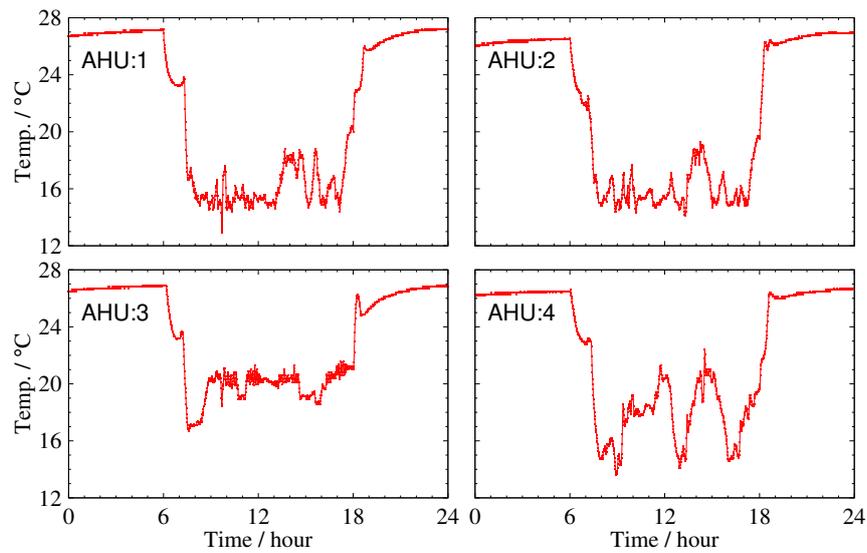


図 6.13: 2014 年 8 月 1 日 (金) にビル A の 5 階で実測された AHU の給気温度データ.

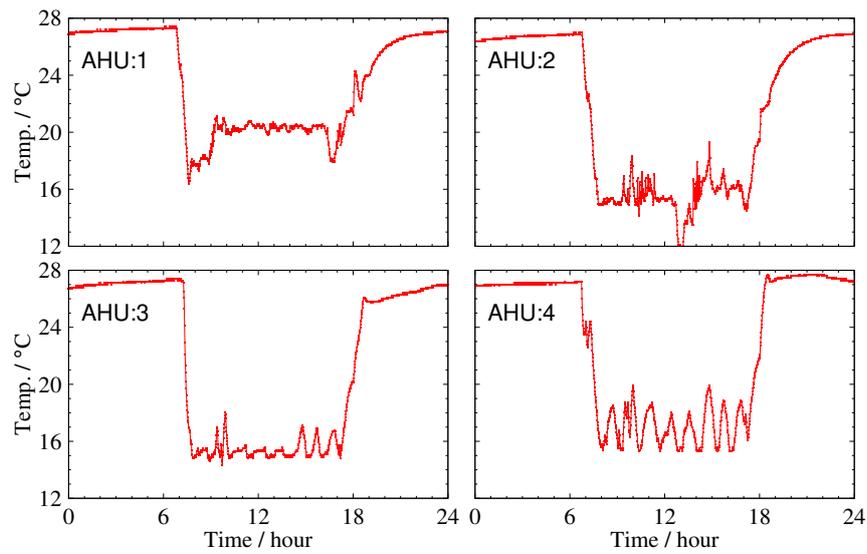


図 6.14: 2014 年 8 月 1 日 (金) にビル A の 4 階で実測された AHU の給気温度データ.

応じて変化する. 以上より, 熱入力  $\mathbf{P}[n]$  の各成分  $P_\ell[n]$  を Bulk convection [20] の形式

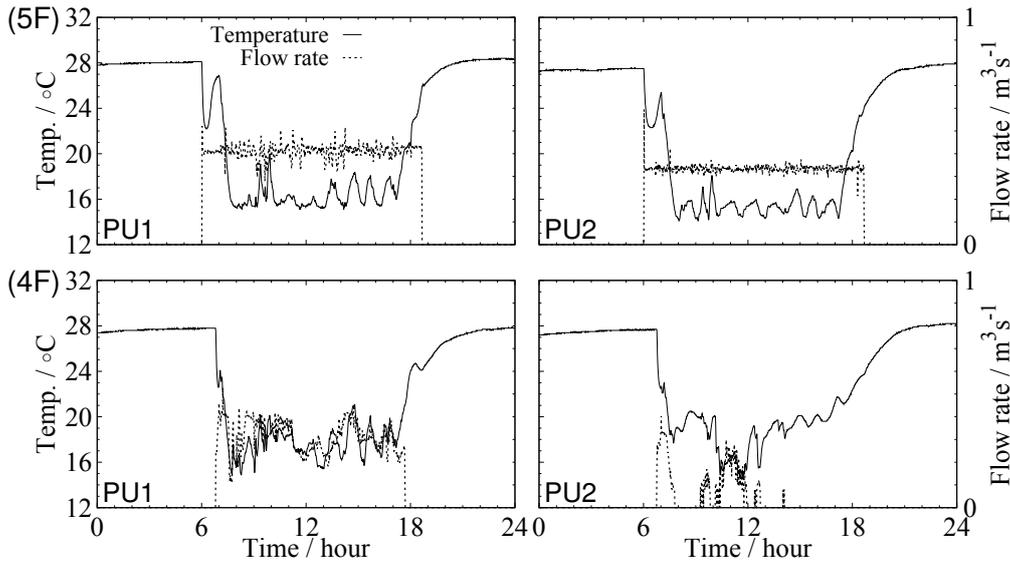


図 6.15: 2014 年 8 月 1 日 (金) にビル A で実測された PU1 および PU2 の給気温度および給気風量データ。

により次式で与える。

$$\begin{aligned}
 P_\ell[n] := & \frac{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}} V_{\text{out}}(\mathbf{x}_\ell, n\Delta t)}{V_\ell} \times (T_{\text{out}}(\mathbf{x}_\ell, n\Delta t) - T(\mathbf{x}_\ell, n\Delta t)) \\
 & + \frac{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}} V_{\text{out}}^{\text{P}}(\mathbf{x}_\ell, n\Delta t)}{V_\ell} \times (T_{\text{out}}^{\text{P}}(\mathbf{x}_\ell, n\Delta t) - T(\mathbf{x}_\ell, n\Delta t)) \quad (6.18)
 \end{aligned}$$

ただし、 $V_\ell$  は  $\mathbf{x} = \mathbf{x}_\ell$  周りのコントロールボリューム (図 6.8(a) の各区域の体積)、 $T$  は温度データ (図 6.9, 6.10)、 $V_{\text{out}}$  および  $T_{\text{out}}$  は VAV の給気風量および給気温度データ (図 6.11–6.14)、 $V_{\text{out}}^{\text{P}}$  および  $T_{\text{out}}^{\text{P}}$  は PU の給気風量および給気温度データ (図 6.15) を表す。

以上のデータセットに KMD を適用した結果を示す。表 6.2 に各モード対に関する諸量を、 $|\nu_m|$  が大きい順に示す。固有周期  $\tau_m$  は式 (6.14) と同様に算出される。また、サンプリング周期  $\Delta t$  は 1 分である。KE が 1 の KM 7 は元データ中のバイアス成分に対応する。それ以外の KM のうち、KE が 1 に近くかつノルムの大きいモード対 {16,17} を元データ中の支配的なモードとして見なす。元データ中には、固有周期  $\tau_{16} = 3.999$  h に近い振動成分が確認され、本モード対はこの成分に対応すると考えられる。なお、モード対 {10,11} もノルムが大きいだが、固有周期  $T_{10} = 6.490$  h に対応する成分は元データ中に見受けられないため、本章では検討対象とはしない。

表 6.2: 2014 年 8 月 1 日 (金) にビル A で実測されたデータのクーブマンモード分解.

$\{m, m + 1\}$	$ \nu_m $	$\tau_m / \text{h}$	$\ \mathbf{A}_m\ $	$\ \mathbf{B}_m / \rho_{\text{air}} c_{\text{air}}\ $
{1, 2}	1.0036	1.014	$2.68 \times 10^{-2}$	$3.76 \times 10^{-4}$
{3, 4}	1.0019	1.466	$8.59 \times 10^{-2}$	$9.46 \times 10^{-4}$
{5, 6}	1.0001	0.583	$3.00 \times 10^{-2}$	$6.92 \times 10^{-4}$
7	1.0000	$\infty$	$1.27 \times 10^2$	$4.63 \times 10^{-2}$
{8, 9}	0.9997	1.151	$1.46 \times 10^{-1}$	$1.86 \times 10^{-3}$
{10, 11}	0.9997	6.490	$4.24 \times 10^{-1}$	$6.01 \times 10^{-3}$
{12, 13}	0.9995	0.634	$4.16 \times 10^{-2}$	$7.30 \times 10^{-4}$
{14, 15}	0.9992	0.381	$4.83 \times 10^{-2}$	$8.39 \times 10^{-4}$
<b>{16, 17}</b>	0.9991	<b>3.999</b>	<b>1.06</b>	<b><math>7.66 \times 10^{-3}</math></b>
{18, 19}	0.9989	0.272	$3.45 \times 10^{-2}$	$7.38 \times 10^{-4}$

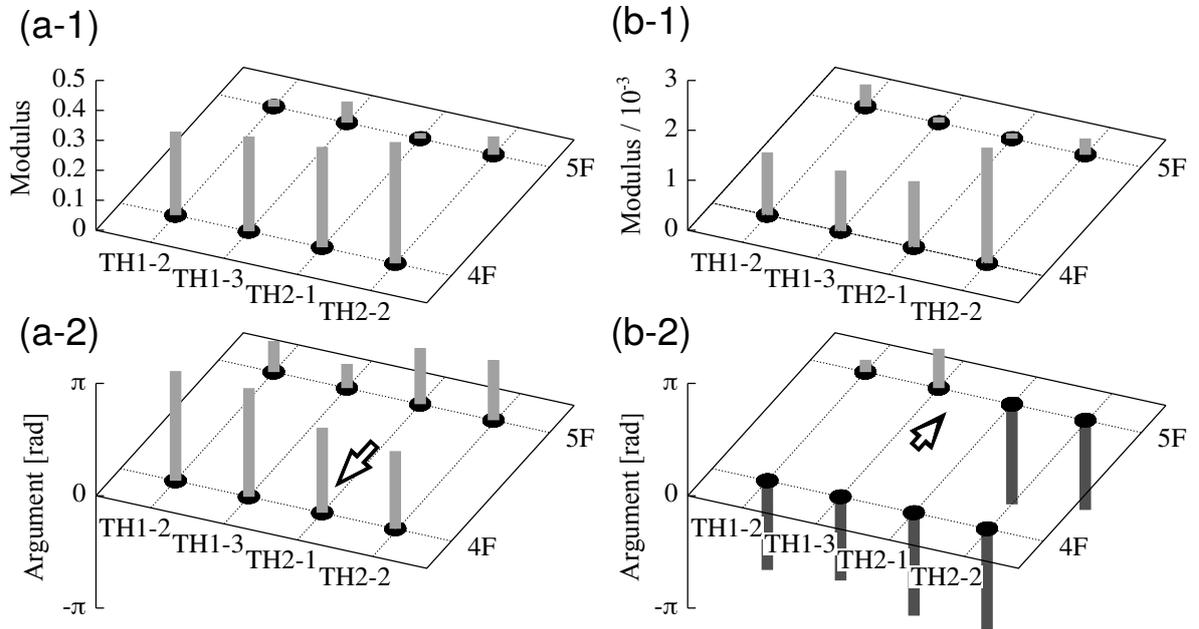


図 6.16: 表 6.2 中の 16 次のクーブマンモードの振幅および位相の空間分布.: (a-1,a-2) アトリウム温度に対するクーブマンモード  $\mathbf{A}_{16}$ , ここで矢印は波数ベクトル  $\mathbf{k}_{16}$  の方向を表す. (b-1,b-2) 給気温度に対するクーブマンモード  $\mathbf{B}_{16}$ , ここで矢印は波数ベクトル  $\mathbf{l}_{16}$  の方向を表す.

続いて, 上記の支配的な KM の振幅および位相の空間分布を示す. 図 6.16(a-1,a-2) に抽出した KM  $\mathbf{A}_{16}$  の振幅および位相を, 図 6.16(b-1,b-2) に KM  $\mathbf{B}_{16}$  の振幅および位相をそれぞれ示す. ただし, アトリウムに接する位置 TH1-2, TH1-3, TH2-1, および TH2-2 での成分のみを示している. 図中の矢印は,  $\mathbf{A}_{16}$  および  $\mathbf{B}_{16}$  に対応する波数ベクトル

$\mathbf{k}_{16}$  および  $\mathbf{l}_{16}$  を東西方向 × 高さ方向の 2 次元平面に射影したものに対応する。波数ベクトルは幅方向 (東向きが正) を第 1 成分, 奥行き方向 (北向きが正) を第 2 成分, 高さ方向 (鉛直上向きが正) を第 3 成分として, それぞれ  $\mathbf{k}_{16} = [-1.91 \times 10^{-2} \text{ m}^{-1} \quad -3.16 \times 10^{-2} \text{ m}^{-1} \quad -0.375 \text{ m}^{-1}]^T$  および  $\mathbf{l}_{16} = [-1.20 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1} \quad 5.41 \times 10^{-2} \text{ m}^{-1} \quad 0.334 \text{ m}^{-1}]^T$  と算出された。図 6.16(a-1,b-1) 共に 4 階で振幅が大きくなっていることから, 各位置の温度が空調給気に応じて変動していると考えられる。また, 図 6.16(a-2) からわかるように KM  $\mathbf{A}_{16}$  の位相には空間的な差異が存在する。これはアトリウムを介して波数ベクトル  $\mathbf{k}_{16}$  の方向の熱移動が生じていることを表している。さらに, 図 6.16(b-2) の位相分布は図 6.16(a-2) と対応しておらず, かつ波数ベクトル  $\mathbf{k}_{16}$  が  $\mathbf{l}_{16}$  の反対方向であることから, ビル内に分散配置された空調機群が上記熱移動を打ち消そうと動作していることが推察される。なお, この空調機群の動作は各空調機のローカルな制御により出現したものであり, アトリウム全体の熱移動を陽に考慮したグローバルな空調制御として意図したものではない。よって, 熱移動を完全に打ち消すことは出来ておらず, 結果としてモード対 {16, 17} が顕在化したものと考えられる。

### 6.3.3 パラメータ推定手法

本項では, 式 (6.2) に基づき, 温度場のモデルパラメータを推定する手法について説明する。具体的には, 対象空間における離散ノードの導入 (空間方向の離散化) と式 (6.2) の時間方向の離散化を行い, 6.3.2 項の KMD 結果を適用可能なモデルを構築する。

はじめに, パラメータ推定のために本節で解析する領域および熱移動の現象について説明する。本節で熱移動パラメータの推定対象となるのは, 図 6.16 で検討したアトリウムである。ただし, VAV からアトリウムへの熱流入を正確に表現するため, アトリウム内だけでなく 4 階および 5 階の事務室内の熱移動を同時に扱い, アトリウムにおける熱移動のパラメータ推定を行う。これらの事務室内では, 給気ダクトが各給気エリア毎に 6 個程度設置されており, 第 5 章と同様に水平方向の熱移動は有効拡散として表現される。また, アトリウム付近の空調は 5 階天井に設置された PU 1–PU 4 のみであることから, アトリウム内では 5 階から 4 階に向けた流れが支配的となり, 熱移動はドリフト輸送として表されるものと考えられる。アトリウムの幅が狭く, かつ水平方向では室内の有効拡散が支配的であることから, 上記のドリフト輸送は高さ方向でのみ顕在化する。

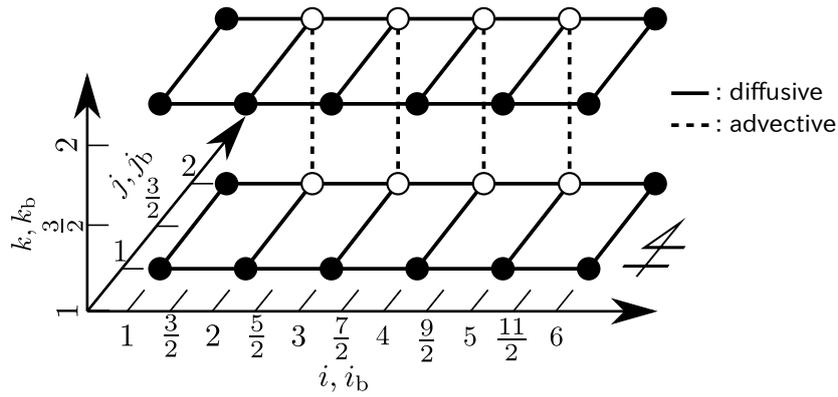


図 6.17: 空間方向の離散化に用いられるノードおよび枝 (離散グリッド). 白色の丸印はアトリウムに隣接するノード. 黒色の丸印は隣接しないノードを表す. 破線はアトリウム内の枝であり, 有効流速による熱移動が支配的となる. 一方, 実線は事務室内水平方向の枝であり, ここでの熱移動は有効拡散として表される. ここで, ノード間の枝を省略することにより, ノイマン型の境界条件 (境界からの熱流入がゼロ) であることを表現している.

次に, 式 (6.2) の空間方向の離散化を行う. 図 6.17 に離散化に伴うノードおよび枝を示す. ここでは,  $T$  および  $P$  の実測地点  $\mathbf{x}_p$  をノードとし, 以下で定義する.

$$(i, j, k) \in \mathbb{I} := \{1, \dots, 6\} \times \{1, 2\} \times \{1, 2\}$$

ここで,  $i$  および  $j$  は幅方向および奥行き方向の位置であり,  $[i, j]$  は図 6.8(a) の各区域の中心に対応する. また,  $k$  はノードが 4 階または 5 階のどちらに位置するかを表す. 以上のノードを用いることにより,  $\text{KM} \tilde{a}_m(\mathbf{x}_p)$  および  $\tilde{b}_m(\mathbf{x}_p)$  を  $\tilde{a}_m[i, j, k]$  および  $\tilde{b}_m[i, j, k]$  と離散化することが可能になる. さらに, 温度センサが室内に不均一に設置されていることから (図 6.8(a) を参照), ノード間の離散化ステップ  $\Delta x$  を位置  $[i, j, k]$  に依存した形で与える. 具体的には, まず, ノード間の枝を表すインデックスを次のように導入する.

$$i_b \in \mathbb{I}_b := \{3/2, 5/2, \dots, 11/2\}, \quad j_b \in \mathbb{J}_b := \{3/2\}, \quad k_b \in \mathbb{K}_b := \{3/2\}$$

そして, 離散化ステップ  $\Delta x$ , 有効拡散係数  $D_{\text{eff}}$ , および有効流速  $\mathbf{U}_{\text{eff}}$  を枝に依存するパラメータ  $\Delta x_{i_b, j_b, k}, \Delta x_{i, j_b, k}, \Delta x_{i, j, k_b}, D_{i_b, j_b, k}, D_{i, j_b, k}, U_{i, j, k_b}$  として表す. なお, 図 6.17 中の白色の丸はアトリウムに接しているノード, 黒色の丸はそれ以外のノードである. また, 破線で示す鉛直方向の枝はアトリウム内に相当する枝であり, 実線で示す水平方向の枝は室内に相当する枝である.

また,  $i = 1, 6, j = 1, 2$  および  $k = 1, 2$  では, ノイマン型の境界条件として  $T$  の空間方向の導関数を 0 で与え, 壁からの熱移動が無視できるものとした. 本条件は, モデル化に用いる KM の固有周期が  $T_{16} = 3.999$  h であり, ビル内外の壁の熱容量が大きいことから当該周期成分が減衰することに対応する [19, 20]. 対象のビルでは, 事務室およびアトリウムは壁に囲まれており, かつ 4 階と 5 階の間も壁で区切られている. ここでは, 図 6.17 に示すように, 外壁や天井に相当する枝を省略することにより, 上記の境界条件を表現する.

以上の実装に基づき, パラメータ推定の方法について説明する. 上記の議論から, 水平方向の枝 (図 6.17 の実線) での熱移動は有効拡散, 鉛直方向の枝 (図 6.17 の破線) での熱移動はドリフト輸送として表される. さらに, 導関数を 1 階および 2 階の中心差分で近似すると, 離散グリッドにおける式 (6.2) を次のように得る.

$$\begin{aligned} \lambda_m \tilde{a}_m[i, j, k] = & \sum_{i_b=i\pm 1/2} D_{i_b, j, k} \frac{\tilde{a}_m[i \pm 1, j, k] - \tilde{a}_m[i, j, k]}{\Delta x_{i_b, j, k}^2} \\ & + \sum_{j_b=j\pm 1/2} D_{i, j_b, k} \frac{\tilde{a}_m[i, j \pm 1, k] - \tilde{a}_m[i, j, k]}{\Delta x_{i, j_b, k}^2} \\ & + \sum_{k_b=k\pm 1/2} V_{i, j, k_b} \frac{\pm \tilde{a}_m[i, j, k \mp 1] \pm \tilde{a}_m[i, j, k]}{2\Delta x_{i, j, k_b}} + \frac{\tilde{b}_m[i, j, k]}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} \\ & ((i, j) \in \{2, 3, 4, 5\} \times \{2\}) \end{aligned} \quad (6.19)$$

$$\begin{aligned} \lambda_m \tilde{a}_m[i, j, k] = & \sum_{i_b=i\pm 1/2} D_{i_b, j, k} \frac{\tilde{a}_m[i \pm 1, j, k] - \tilde{a}_m[i, j, k]}{\Delta x_{i_b, j, k}^2} \\ & + \sum_{j_b=j\pm 1/2} D_{i, j_b, k} \frac{\tilde{a}_m[i, j \pm 1, k] - \tilde{a}_m[i, j, k]}{\Delta x_{i, j_b, k}^2} \\ & + \frac{\tilde{b}_m[i, j, k]}{\rho_{\text{air}} c_{\text{air}}} \quad (\text{otherwise}) \end{aligned} \quad (6.20)$$

ここで,  $D$  および  $U$  は下付き添字  $i_b \in \mathbb{I}_b, j_b \in \mathbb{J}_b, k_b \in \mathbb{K}_b$  に対してのみ非零の値を取る. さらに, 室内において隣り合う枝同士は同一の VAV から給気の影響を受けていることから, 有効拡散係数は位置によって大きく変化することはないと考え,  $(i, k) \in$

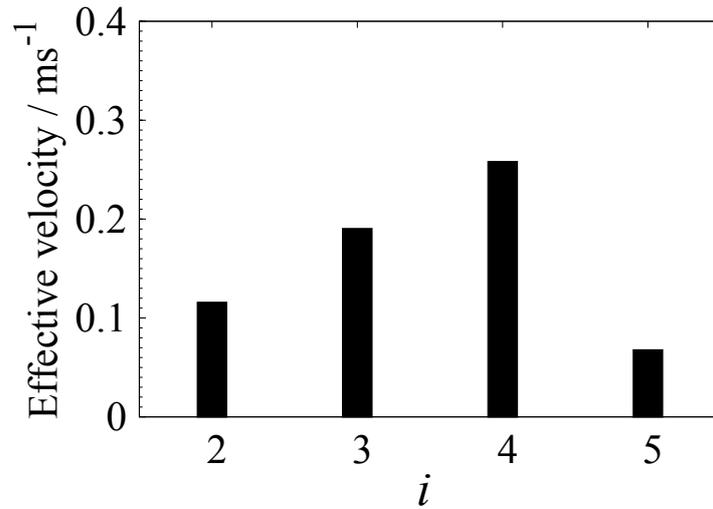


図 6.18: ノード  $[i, 2, 3/2]$  ( $i = 2, \dots, 5$ ) における有効流速  $U_{\text{eff}}$  の推定値. 鉛直下向き (5階から4階の向き) を正の値としている.

$\{1, \dots, 6\} \times \{1, 2\}$  に対する  $D_{\text{eff}}$  を次式の加重平均に拘束する.

$$D_{i,3/2,k} = \frac{\Delta x_{i+1/2,1,k} D_{i+1/2,1,k} + \Delta x_{i-1/2,1,k} D_{i-1/2,1,k}}{2(\Delta x_{i+1/2,1,k} + \Delta x_{i-1/2,1,k})} + \frac{\Delta x_{i+1/2,2,k} D_{i+1/2,2,k} + \Delta x_{i-1/2,2,k} D_{i-1/2,2,k}}{2(\Delta x_{i+1/2,2,k} + \Delta x_{i-1/2,2,k})} \quad (6.21)$$

これは, 室内の有効拡散係数の勾配  $\|\nabla D_{\text{eff}}\|$  を小さくすることに相当する. 式 (6.19)–(6.21) を連立して解くことにより, パラメータ  $D$  および  $U$  を推定する.

### 6.3.4 パラメータ推定結果

図 6.18 に図 6.16 の KM 16 を用いて推定した有効流速  $U_{i,2,3/2}$  ( $i = 2, \dots, 5$ ) の値を示す. ただし, 5階から4階への向きを正としている. なお, 式 (6.19), (6.20) において  $U_{\text{eff}}$  および  $D_{\text{eff}}$  から成る係数行列にランク落ちが見られたため, 求解には疑似逆行列を用いた. 推定値はいずれの位置においても  $0.1 \text{ m/s}$  のオーダーとなっている. 空調機 PU1 および PU2 の給気風量から概算される速度は  $3 \text{ m/s}$  であり算出値とオーダーが近く, これは対象のアトリウムでは空調給気に起因するドリフト輸送が支配的であることを示している. また, 全ての位置で有効流速の値が正であることから, 5階から4階への (モデル化に用いた波数ベクトル  $\mathbf{k}_{16}$  と同一の方向の) 平均的な流れが存在している. これは,

データを取得した時期のアトリウム内では空調が冷房運転でかつ給気方向が下向きであり (6.3.1 項を参照), 下降気流が支配的になる事実を反映した結果である. ここで,  $U$  の空間依存性に着目すると,  $i = 4$  で特に大きい値を取っていることがわかる. これは対象アトリウムの構造に起因していると考えられる.  $i = 4$  の位置には他の位置と異なり階段があり, 上の階と天井に仕切られることなく接続されている (図 6.7(c) を参照). このため, 他の位置と異なり上階からの成分が重畳し下降気流が卓越し, 算出結果はこれを反映したものと考えられる.

最後に, 6.1.2 項で触れたように, 推定に用いた KM の振動応答を波動の伝播として表現することの妥当性について検討する. 対象とする波数ベクトルの鉛直成分を  $k_{16}^V = -0.375 \text{ m}^{-1}$  と書く. KM の半波長は  $\pi/\|k_{16}^V\| = 8.38 \text{ m}$  と見積もられ, 高さ方向のセンサの設置間隔である 4m と比べて大きいことから, 対象とした KM は式 (6.2) の解を考えるのに適したものと言える. ここで, 図 6.16(a-1,b-1) を見ると, 温度場の振幅の空間分布  $A_{16}(\mathbf{x})$  は熱入力の振幅の空間分布  $B_{16}(\mathbf{x})$  に対応する. すなわち, 6.2.4 項と同様に, 振幅の空間分布  $A_{16}(\mathbf{x})$  は空調による熱入力の (時間的な) 変動に依るものであり, これを波動の伝播と分離して定められたと考えられる.

以上より, 実測データの KMD 結果を用いることで, 機械換気型アトリウムを介した部屋間熱移動をドリフト輸送として記述することができた.

## 6.4 まとめ

本章では, ビル内アトリウムの温度場の時空間発展をモデル化し, そのパラメータを KMD に基づき推定する手法を構築した. まず, 6.1 節では, アトリウム内温度場の時空間発展を有効拡散ないしドリフト輸送として記述し, 温度場および熱入力の KMD に基づきそのパラメータ (有効拡散係数および有効流速) を推定する基本アイデアを示した. そして, 6.2 節では空調が設置されていない自然換気型アトリウム, 6.3 節では空調の設置された機械換気型アトリウムを対象に提案手法の適用を試みた. どちらのアトリウムにおいても, 実測データから KMD により支配的な時空間応答を抽出することで, アトリウムを介した熱移動の伝播方向や空調機間の相互作用 (ハンチング) の影響を可視化することに成功した. 特に, 当該時空間応答の波数ベクトルの方向から, 複数の空調機がアトリウム内の熱移動を打ち消そうと動作していることを明らかにした. これは,

異なる階の空調機が互いに影響し、ビル全体の温度場が変動することを示唆する結果と言える。また、推定した有効拡散係数および有効流速は、対象とした流速場およびビル内の構造を反映したものであり、提案手法の妥当性を確かめることができた。

最後に、提案したモデル化の適用結果はいずれも空調機の運転状態や建物構造を反映したものであった。よって、本モデル化は空調システムの設計段階において、アトリウムを介した熱移動の空調運用への影響を把握する上で有用である。特に、6.2節と6.3節のそれぞれのモデル化手法の適用結果を比較することにより、アトリウム内流速場の構造を空間スケールも含めた形で把握することができ、空調システムの性能評価につながるものと考えられる。さらに、本モデル化の計算負荷は小さく、実時間での空調制御および異常検知への応用が期待でき、今後の課題として挙げられる。



## 第7章 結論

本論文は、空調制御への応用を目的とし、ビル内温度場の時空間発展を実測データを用いてモデル化したものである。ここでは、ビル内空間を人の滞在に合わせて数 m 単位の「ゾーン」に分割し、ゾーン間の熱移動を有効拡散またはドリフト輸送として記述することを試みた。以下では、各章の概要と得られた結果をまとめるとともに、空調制御への応用可能性について議論する。

第2章では、流体の保存則に基づく数値シミュレーションによりビル内の気流構造を調べ、室内の熱移動を非定常な有効拡散、アトリウム内の熱移動を空調給気の有無に応じて有効拡散またはドリフト輸送として記述する見通しを得た。また、既存のモデル化手法である均質化の適用範囲を示し、ビル内温度場に適用する上で、有限時空間スケールにおける有効拡散の記述可能性とパラメータ推定に課題があることを明確にした。

第3章では、第5章および第6章で用いるデータ分析手法として、固有直交分解 (POD) およびクープマンモード分解 (KMD) を導入した。また、熱移動および空調機動作の解析に向け、クープマンモードの時空間振動成分を波動として解釈できることを示した。

第4章では、有限の時空間スケールにおける有効拡散を定式化する手法を構築し、基本的な流れモデルへの適用を通してその妥当性を検証するとともに、気流構造に応じた有効拡散係数の振る舞い (スケーリング則) が見られることを示した。これは、室内および自然換気型アトリウムでの有限時空間スケールでの熱移動を有効拡散として表現する上での物理的な裏付けとなる結果である。

第5章では、室内温度場を時空間的に変化する拡散係数を有する (有効) 拡散方程式を用いてモデル化した。特に、人占有データを熱入力および有効拡散係数に組み込むことで、時間スケールの異なる2つの効果 (熱源効果および気流効果) を表現することを試みた。人占有が詳細に実測されている事務室空間に提案モデルを適用し、温度場のシミュレーション結果と実測データを比較したところ、提案モデルは実測温度の挙動を模擬し

つつ、人占有の熱源効果および気流効果が適切に表現されていることが確かめられた。

第6章では、自然換気型アトリウムと機械換気型アトリウムに対して、実測データに基づきアトリウム内の温度場をモデル化した。ここで、温度場のモデル化に加え、アトリウムを介した熱移動および空調機間の相互作用を把握することを目的として、それぞれのアトリウムで得られる温度および空調給気の実測データにKMDを適用し、支配的な時空間振動成分を抽出した。上記の振動成分を用いてモデルパラメータを推定したところ、推定値がアトリウムの構造および流速場の特性から妥当であることが確かめられた。

次に、本論文で得られた結果を以下の通り整理する。1つ目の結果として、有限時空間スケールにおいて有効拡散を物理的に特徴付けたことが挙げられる。既存の均質化はスケール分離を前提として構築された理論であった。これに対し、第4章では、初期分布としてパルス(ガウス関数)を用いた際の温度場の時空間発展に基づき、有効拡散の時間スケールおよび係数を同定した。これは、インパルス応答に基づく線形システムの同定[106]から着想を得た新しい表現である。これにより、より広いクラスの熱移動(ないし物質輸送)に有効拡散による表現を適用することが可能となった。2つ目の結果として、上記のパルスに基づく表現を用いて、有効拡散の気流構造に対する依存性を明らかにしたことが挙げられる。第4章では、環状流およびせん断流の基本モデルに対し、有効拡散のペクレ数(移流拡散現象における無次元数)への依存性が気流構造に支配されることを明らかにした。さらに、第5章では、人占有による気流構造の変化を有効拡散係数の時空間的な変化として表現し、これにより温度場に秒スケールの変動が現れることを実測データを用いて検証した。3つ目の結果として、温度場のモデル化ならびに空調機のハンチング現象の解析に効果的なセンサデータの活用方法を検討したことが挙げられる。第5章では、人の在・不在を計測するセンサ(人感センサ)の出力にPODを適用し、数時間スケールの人の滞在と秒スケールの人の移動の両方を含む主成分を抽出することに成功した。また、これを上述の有効拡散係数に組み込むことで、より正確に温度場の実測データを模擬できることを確認した。第6章では、KMDを用いて実測データからアトリウムを介した熱移動の支配的な周期および方向(波数ベクトル)を抽出した。当該波数ベクトルから、アトリウム内で高さ方向に熱移動が生じていること、および複数の空調機がこれを打ち消そうと動作していることを明らかにした。この空

調機群の動作は各空調機のローカルな制御により出現したものであり、空調機の相互作用によるハンチング現象を可視化した結果である。これにより、異なる階の空調機が互いに影響し、ビル全体の温度場が変動することが明らかになった。以上の結果は、ビル内のゾーン間で生じる熱移動を記述する枠組みと温度場の時空間発展をモデル化する手法を与えるもので、従来の熱回路網の考え方に基づく経験的なモデル化と比べ、ゾーン内の流体運動や空調機の動作との関係性を明確にしたものと言える。

最後に、本研究の空調制御への応用可能性について述べる。本論文で提案したモデル化を用いると、人占有と熱移動の両方を考慮したオンデマンド型の空調制御が可能になると考えられる。従来の Demand-controlled Ventilation はビル内の人占有に関する情報のみを用いていると文献 [4,5] において報告されており、温度場のデータは空調制御に直接用いられていない。この状況では、空調機間の熱移動は考慮されておらず、第6章で述べたように温度場の振動 (ハンチング) が生じる可能性がある。提案したモデル化を用いると、人占有や空調動作による複数スケールでの熱移動を詳細かつ動的に把握できる。このため、本モデルの出力を用いたフィードバック制御を検討することで、空調機間のハンチングを回避しつつ、人占有に応じて局所的に温度場を制御する空調システムの設計が可能になると期待される。上述の温度場のモデルに基づく制御に加えて、空調機間のハンチングの低減に向けたデータ駆動型の制御も考えられる。第6章で述べた通り、ビル内の温度データおよび空調給気データに KMD を適用すると、その波数ベクトルに基づき空調機間のハンチングを把握することができる。すなわち、主要な KM の時空間応答を空調システムにフィードバックすることにより、ビル内のハンチングを低減するような空調制御の実現が見込まれる。なお、これに関連する取組みとして、文献 [107,108] では KMD により室内の温度勾配を推定している。また、従来の空調システムでは、空調機器の定格が1年間の最大熱負荷に応じて決定されており [14]、負荷の小さい時間には運転効率が低下するといった課題があった。上述のように空調機間の熱移動を考慮した制御を検討することで、1空調機あたりの熱負荷を抑えることができ、空調システムの新たな設計指針が生まれる可能性がある。以上のように、本論文で提案したモデル化は空調制御の発展に寄与することが期待でき、本論文のまとめとする。



# 謝辞

本論文の作成とそれに関する研究は、京都大学大学院工学研究科教授 引原 隆士 先生のご指導のもとで行われたものです。先生には、研究室に配属されてから今日に至るまで、研究を進める上で多様なご教示とご鞭撻を賜わるとともに、常日頃から研究に対する心構えを示して頂きました。特に、既存の分野に囚われずに物理と現象を探求する先生の姿勢を学んだことは、研究者としての価値観を築く上で大変貴重な経験でした。著者が博士後期課程へ進むことを決意したのは、このような姿勢に感銘を受けたからに他なりません。心より御礼申し上げます。

京都大学大学院工学研究科教授 大村 善治 先生、松尾 哲司 先生には、現象の解釈から数値計算ないしデータ分析の手法に至るまで、本研究に関するご助言を多数賜りました。厚く御礼申し上げます。

大阪府立大学大学院工学研究科准教授 薄 良彦 先生には、引原研究室にて本論文に関する研究テーマを分け与えて頂き、日々の議論や論文執筆のご指導を通じて研究の基礎体力を鍛えて頂きました。先生のご指導のもとで新たな研究テーマの立ち上げを経験したおかげで、研究の面白さと奥深さを知り、研究意欲を絶やすことなく本論文の執筆を完遂することが出来ました。また、先生が大阪府立大学に異動された後も一貫してご指導を賜るとともに、研究者としてのあるべき姿を示して頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

京都先端科学大学工学部准教授 高橋 亮 先生には、引原研究室での研究会にて多数のご助言とご討論を賜るとともに、研究の推進に際しご激励頂きました。厚く御礼申し上げます。

本研究で使用したデータをご提供頂いた、オムロン株式会社様に厚く御礼申し上げます。同社 林田 光紀 氏、和田 幹彦 氏には、研究に関し多数の有益なご議論を賜りました。深く感謝の意を表します。

本研究で使用したデータをご提供頂いた、アズビル株式会社様に厚く御礼申し上げます。同社 総田 長生 氏, 西口 純也 氏, 古賀 圭 氏にはデータおよび設備のご説明と解析手法に関するご助言およびご討論を賜りました。心より御礼申し上げます。

カリフォルニア大学サンタバーバラ校機械工学科教授 Igor Mezić 先生には、室内温度場のモデル化とそれに関する論文執筆について、貴重なご助言とご議論を賜りました。ここに感謝の意を表します。

本研究で対象としたビルおよび空調設備に関して有益なご助言を賜りました、鹿島建設株式会社 弘本 真一 氏, 神谷 真理子 氏に感謝の意を表します。

空調設備と制御方式に関して実りあるご議論を賜りました、ダイキン工業株式会社 伊能 利郎 氏, 橋本 哲 氏に御礼申し上げます。

京都大学大学院工学研究科 引原研究室では、本研究の遂行にあたり様々な方のお世話になりました。同研究室 事務補佐員 出口 良子 氏には、本研究を事務面からご支援頂くとともに、温かいご激励を頂きました。ここに感謝の意を表します。同研究室の先達である八尾 惇 博士, 縄田 信哉 博士, 星野 光 博士, Johan Fredrik Raak 博士, 長岡 晃平 氏, 藤居 直章 氏には、研究内容に関し有意義な議論の機会を頂きました。厚く御礼申し上げます。同研究室の同期生である梅崎 雄二郎 氏, 小野 愛美 氏, 中村 洋平 氏, 西原 大智 氏をはじめとする皆様には、研究室での生活を送る上で様々な形でご支援頂きました。ここに御礼申し上げます。

本研究の一部は、著者が株式会社日立製作所に所属している間に行ったものであり、同社での勤務と研究の両立をご支援頂いた皆様に御礼申し上げます。特に、同社 小泉 稔 博士, 志村 明俊 博士, 望月 義則 氏, 門田 和也 氏, 高橋 由泰 博士には、博士後期課程への編入学と研究の推進に関し多大なご尽力を賜りました。深く感謝の意を表します。

## 参考文献

- [1] A. I. Dounis and C. Caraiacos, Advanced Control Systems Engineering for Energy and Comfort Management in a Building Environment—A Review, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, **13** (6–7), 1246–1261 (2009).
- [2] 総田長生, 平田眞基, 瀬川潔, 業務用建物・工場における省エネルギー技術動向, システム/制御/情報, **55** (6), 227–233 (2011).
- [3] L. Pérez-Lombard, J. Ortiz, and C. Pout, A Review on Buildings Energy Consumption Information, *Energy and Buildings*, **40** (3), 394–398 (2008).
- [4] W. J. Fisk and A. T. D. Almeida, Sensor-based Demand-controlled Ventilation: A Review, *Energy and Buildings*, **29** (1), 35–45 (1998).
- [5] M. J. Brandemuehl and J. E. Braun, The Impact of Demand-controlled and Economizer Ventilation Strategies on Energy Use in Buildings, *ASHRAE Transactions*, **105** (2), (1999).
- [6] M. Kuki, H. Nakajima, N. Tsuchiya, and Y. Hata, Multi-human Locating in Real Environment by Thermal Sensor, *Proceedings of 2013 IEEE International Conference on Systems, Man, and Cybernetics*, 4623–4628 (2013).
- [7] Y. Agarwal, B. Balaji, R. Gupta, J. Lyles, M. Wei, and T. Weng, Occupancy-Driven Energy Management for Smart Building Automation, *Proceedings of the 2nd ACM Workshop on Embedded Sensing Systems for Energy-Efficiency in Building*, 1–6 (2010).
- [8] ASHRAE, *ASHRAE Handbook: Fundamentals* (1985).

- [9] R. Chintala, C. Price, and B. Rasmussen, Identification and Elimination of Hunting Behavior in HVAC Systems, *ASHRAE Transactions*, **121**, 294–305 (2015).
- [10] 笹本太郎, 加藤信介, 村上周三, 大森敏明, 室内温熱環境形成寄与率 (CRI) を利用した室内温熱環境制御に関する研究: 第1報 温度センサーと制御対象点の関係を記述するための数学的定式化, *日本建築学会環境系論文集*, **69** (586), 33–38 (2004).
- [11] 笹本太郎, 加藤信介, 村上周三, 大森敏明, 室内温熱環境形成寄与率 (CRI) を利用した室内温熱環境制御に関する研究: 第2報  $CRI_{(C)}$  と  $CRI_{(R)}$  を組み合わせた室内任意点における温度予測式の開発, *日本建築学会環境系論文集*, **72** (612), 39–43 (2007).
- [12] 原山和也, 本田光弘, 総田長生, CFD解析を用いた局所温熱環境制御技術の開発, *日本建築学会大会学術講演梗概集. D-2, 環境工学 II*, 1161–1162 (2010).
- [13] 大澤周平, 原辰次, 古賀圭, 本田光弘, 総田長生, 時空間マルチスケールモデリングによる室内空調の最適制御, *計測自動制御学会制御部門大会予稿集*, **13**, 8F3–5 (2013).
- [14] G. J. Levermore, *Building Energy Management Systems: Applications to Low-energy HVAC and Natural Ventilation Control*, 2nd Edition, (E & FN Spon, 2000).
- [15] R. Saxon, *Atrium Buildings: Development and Design* (London Architectural Press, 1983).
- [16] 吉田駿, *伝熱学の基礎* (理工学社, 1999).
- [17] A. C. Megri and F. Haghghat, Zonal Modeling for Simulating Indoor Environment of Buildings: Review, Recent Developments, and Applications, *HVAC&R Research*, **13** (6), 887–905 (2007).

- [18] J. Verhelst, G. Van Ham, D. Saelens, and L. Helsen, Model Selection for Continuous Commissioning of HVAC-Systems in Office Buildings: A Review, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, **76**, 673–686 (2017).
- [19] M. M. Gouda, S. Danaher, and C. P. Underwood, Building Thermal Model Reduction using Nonlinear constrained Optimization, *Building and Environment*, **37** (12), 1255–1265 (2002).
- [20] J. L. M. Hensen and R. Lamberts (editors), *Building Performance Simulation for Design and Operation* (Spon Press, 2011).
- [21] J. W. Tang, Y. Li, I. Eames, P. K. S. Chan, and G. L. Ridgway, Factors Involved in the Aerosol Transmission of Infection and Control of Ventilation in Healthcare Premises, *Journal of Hospital Infection*, **64** (2), 100–114 (2006).
- [22] S. Murakami, S. Kato, and J. Zeng, Combined Simulation of Airflow, Radiation and Moisture Transport for Heat Release from a Human Body, *Building and Environment*, **35** (6), 489–500 (2000).
- [23] N. P. Gao and J. L. Niu, CFD Study of the Thermal Environment around a Human Body: A Review, *Indoor and Built Environment*, **14** (1), 5–16 (2005).
- [24] J. Srebric, V. Vukovic, G. He, and X. Yang, CFD Boundary Conditions for Contaminant Dispersion, Heat Transfer and Airflow Simulations around Human Occupants in Indoor Environments, *Building and Environment*, **43** (3), 294–303 (2008).
- [25] C. Price, S. Liang, and B. Rasmussen, HVAC Nonlinearity Compensation Using Cascaded Control Architectures, *ASHRAE Transactions*, **121**, 217 (2015).
- [26] 高橋隆勇, 実用 空調設備の自動制御 (オーム社, 2003).
- [27] 西口純也, Personal Communication (2016).

- [28] 佐藤孝輔, 橋本哲, 坂本雄三, 大規模空調空間を複数の室内機で分担処理するビル用マルチエアコンの挙動実態とその評価手法: ビル用マルチエアコンの最適運用・最適設計に関する調査研究 (その 1), 日本建築学会環境系論文集, **72** (618), 85–92 (2007).
- [29] 中原信生, 梶原豊久, 伊藤尚寛, 空気調和における室内混合損失の防止に関する研究: 第 1 報—実大実験による要因効果分析, 空気調和・衛生工学会論文集, **12** (33), 1–12 (1987).
- [30] 伊藤尚寛, 中原信生, 空気調和における室内混合損失の防止に関する研究: 第 2 報—期間損失発生量のケーススタディ, 空気調和・衛生工学会論文集, **12** (33), 13–22 (1987).
- [31] 伊藤尚寛, 中原信生, 空気調和における室内混合損失の防止に関する研究: 第 3 報—インテリア部吹出し方式, 蓄熱負荷の効果分析と室内温度分布特性に関する解析, 空気調和・衛生工学会論文集, **14** (41), 51–60 (1989).
- [32] S. Iizuka, M. Sasaki, G. Yoon, M. Okumiya, J. Kondo, and Y. Sakai, Coupling Strategy of HVAC System Simulation and CFD Part 2: Study on Mixing Energy Loss in an Air-conditioned Room, Proceedings of 12th Building Simulation Conference, 2096–2101 (2011).
- [33] 近藤順也, 飯塚悟, 尹奎英, 坂井友香, 佐々木美奈, 奥宮正哉, CFD・空調システムシミュレーション連成解析による室内混合損失の推定, 日本建築学会環境系論文集, **77** (672), 81–87 (2012).
- [34] W. Zhang, K. Hiyama, S. Kato, and Y. Ishida, Building Energy Simulation Considering Spatial Temperature Distribution for Nonuniform Indoor Environment, Building and Environment, **63**, 89–96 (2013).
- [35] Z. Du, P. Xu, X. Jin, and Q. Liu, Temperature Sensor Placement Optimization for VAV Control Using CFD–BES Co-simulation Strategy, Building and Environment, **85**, 104–113 (2015).

- [36] Z. Ren and J. Stewart, Simulating Air Flow and Temperature Distribution inside Buildings using a Modified Version of COMIS with Sub-zonal Divisions, *Energy and Buildings*, **35** (3), 257–271 (2003).
- [37] W. O’Brien, A. Athienitis, and T. Kesik, Thermal Zoning and Interzonal Airflow in the Design and Simulation of Solar Houses: A Sensitivity Analysis, *Journal of Building Performance Simulation*, **4** (3), 239–256 (2011).
- [38] V. Chandan and A. Alleyne, Optimal Partitioning for the Decentralized Thermal Control of Buildings, *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, **21** (5), 1756–1770 (2012).
- [39] E. F. Camacho and C. Bordons, *Model Predictive Control: Second Edition*, (Springer-Verlag London, 2007).
- [40] Y. Ma, G. Anderson, and F. Borrelli, A Distributed Predictive Control Approach to Building Temperature Regulation, *Proceedings of the 2011 American Control Conference*, 2089–2094 (2011).
- [41] Y. Ma, J. Matuško, and F. Borrelli, Stochastic Model Predictive Control for Building HVAC Systems: Complexity and Conservatism, *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, **23** (1), 101–116 (2015).
- [42] A. Afram and F. Janabi-Sharifi, Theory and Applications of HVAC Control Systems—A Review of Model Predictive Control (MPC), *Building and Environment*, **72**, 343–355 (2014).
- [43] G. A. Pavliotis and A. M. Stuart, *Multiscale Methods: Averaging and Homogenization* (Springer-Verlag, 2008).
- [44] A. M. Soward, Fast Dynamo Action in a Steady Flow, *Journal of Fluid Mechanics*, **180**, 267–295 (1987).

- [45] T. Gerz, T. Dürbeck, and P. Konopka, Transport and Effective Diffusion of Aircraft Emissions, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **103** (D20), 25905–25913 (1998).
- [46] U. Hornung (editor), *Homogenization and Porous Media* (Springer-Verlag, 1997).
- [47] D. Mu, Z.-S. Liu, C. Huang, and N. Djilali, Determination of the Effective Diffusion Coefficient in Porous Media Including Knudsen Effects, *Microfluidics and Nanofluidics*, **4** (3), 257–260 (2008).
- [48] 巽友正, *流体力学* (培風館, 1982).
- [49] R. F. Probstein, *Physicochemical Hydrodynamics: An Introduction*, 2nd Edition (Wiley-Interscience, 2003).
- [50] COMSOL Multiphysics: Reference Manual, [https://doc.comsol.com/5.4/doc/com.comsol.help.comsol/COMSOL\\_ReferenceManual.pdf](https://doc.comsol.com/5.4/doc/com.comsol.help.comsol/COMSOL_ReferenceManual.pdf) (2021年2月21日閲覧).
- [51] I. Mezić, J. F. Brady, and S. Wiggins, Maximal Effective Diffusivity for Time-periodic Incompressible Fluid Flows, *SIAM Journal on Applied Mathematics*, **56** (1), 40–56 (1996).
- [52] G. A. Pavliotis, *Homogenization Theory for Advection–diffusion Equations with Mean Flow*, PhD thesis (Rensselaer Polytechnic Institute, 2002).
- [53] P. McCarty and W. Horsthemke, Effective Diffusion Coefficient for Steady Two-Dimensional Convective Flow, *Physical Review A*, **37** (6), 2112–2117 (1988).
- [54] F. Sagués and W. Horsthemke, Diffusive Transport in Spatially Periodic Hydrodynamic Flows, *Physical Review A*, **34** (5), 4136–4143 (1986).
- [55] H. K. Moffatt, Transport Effects Associated with Turbulence with Particular Attention to the Influence of Helicity, *Reports on Progress in Physics*, **46** (5), 621 (1983).

- [56] M. B. Isichenko, Percolation, Statistical Topography, and Transport in Random Media, *Reviews of Modern Physics*, **64** (4), 961 (1992).
- [57] M. Avellaneda and A. J. Majda, An Integral Representation and Bounds on the Effective Diffusivity in Passive Advection by Laminar and Turbulent Flows, *Communications in Mathematical Physics*, **138** (2), 339–391 (1991).
- [58] A. Fannjiang and G. Papanicolaou, Convection Enhanced Diffusion for Periodic Flows, *SIAM Journal on Applied Mathematics*, **54** (2), 333–408 (1994).
- [59] A. J. Majda and R. M. McLaughlin, The Effect of Mean Flows on Enhanced Diffusivity in Transport by Incompressible Periodic Velocity Fields, *Studies in Applied Mathematics*, **89** (3), 245–279 (1993).
- [60] A. J. Majda and P. R. Kramer, Simplified Models for Turbulent Diffusion: Theory, Numerical Modelling, and Physical Phenomena, *Physics Reports*, **314** (4-5), 237–574 (1999).
- [61] Y. B. Zel’dovich, Exact Solution of the Problem of Diffusion in a Periodic Velocity Field, and Turbulent Diffusion, *Doklady Akademii Nauk*, **266**, 821–826 (1982).
- [62] I. Frankel and H. Brenner, On the Foundations of Generalized Taylor Dispersion Theory, *Journal of Fluid Mechanics*, **204**, 97–119 (1989).
- [63] H. Owhadi and L. Zhang, Metric-based Upscaling, *Communications on Pure and Applied Mathematics: A Journal Issued by the Courant Institute of Mathematical Sciences*, **60** (5), 675–723 (2007).
- [64] H. Owhadi and L. Zhang, Homogenization of Parabolic Equations with a Continuum of Space and Time Scales, *SIAM Journal on Numerical Analysis*, **46** (1), 1–36 (2008).
- [65] L. Berlyand and H. Owhadi, Flux Norm Approach to Finite Dimensional Homogenization Approximations with Non-separated Scales and High Contrast, *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, **198** (2), 677–721 (2010).

- [66] I. Babuska and R. Lipton, Optimal Local Approximation Spaces for Generalized Finite Element Methods with Application to Multiscale Problems, *Multiscale Modeling & Simulation*, **9** (1), 373–406 (2011).
- [67] P. Constantin, A. Kiselev, L. Ryzhik, and A. Zlatoš, Diffusion and Mixing in Fluid Flow, *Annals of Mathematics*, **168**, 643–674 (2008).
- [68] P. Holmes, J. L. Lumley, and G. Berkooz, *Turbulence, Coherent Structures, Dynamical Systems and Symmetry* (Cambridge University Press, 1996).
- [69] B. F. Feeny and R. Kappagantu, On the Physical Interpretation of Proper Orthogonal Modes in Vibrations, *Journal of Sound and Vibration*, **211** (4), 607–616 (1998).
- [70] M. Georgescu and I. Mezić, Building Energy Modeling: A Systematic Approach to Zoning and Model Reduction Using Koopman Mode Analysis, *Energy and Buildings*, **86**, 794–802 (2015).
- [71] B. O. Koopman, Hamiltonian Systems and Transformations in Hilbert Space, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, **17**, 315–318 (1931).
- [72] B. Eisenhower, T. Maile, M. Fischer, and I. Mezić, Decomposing Building System Data for Model Validation and Analysis Using the Koopman Operator, *Proceedings of Fourth National Conference of IBPSA-USA (SIMBUILD 2010)*, (2010).
- [73] M. Georgescu, B. Eisenhower, and I. Mezić, Creating Zoning Approximations to Building Energy Models Using the Koopman Operator, *Proceedings of Fifth National Conference of IBPSA-USA (SimBuild2012)*, **5**, 40–47 (2012).
- [74] M. Georgescu and I. Mezić, Improving HVAC Performance through Spatiotemporal Analysis of Building Thermal Behavior, *Proceedings of 3rd International High Performance Buildings Conference at Purdue*, 3619 (2014).

- [75] M. Georgescu and I. Mezić, Site-Level Energy Monitoring and Analysis using Koopman Operator Methods, Proceedings of 2014 ASHRAE/IBPSA-USA Building Simulation Conference (SimBuild 2014) (2014).
- [76] B. Littooy, S. Loire, M. Georgescu, and I. Mezić, Pattern Recognition and Classification of HVAC Rule-based Faults in Commercial Buildings, Proceedings of 2016 IEEE International Conference on Big Data (Big Data), 1412–1421 (2016).
- [77] M. Georgescu, S. Loire, D. Kasper, and I. Mezić, Whole-Building Fault Detection: A Scalable Approach Using Spectral Methods, Proceedings of the 2017 ASHRAE Winter Meeting (2017).
- [78] A. S. Sharma, I. Mezić, and B. J. McKeon, Correspondence between Koopman Mode Decomposition, Resolvent Mode Decomposition, and Invariant Solutions of the Navier-Stokes Equations, *Physical Review Fluids*, **1** (3), 032402 (2016).
- [79] I. Mezić, Spectral Properties of Dynamical Systems, Model Reduction and Decompositions, *Nonlinear Dynamics*, **41** (1), 309–325 (2005).
- [80] I. Mezić, Analysis of Fluid Flows via Spectral Properties of the Koopman Operator, *Annual Review of Fluid Mechanics*, **45**, 357–378 (2013).
- [81] R. Temam, *Infinite-Dimensional Dynamical Systems in Mechanics and Physics*, Vol. 68 (Springer Science & Business Media, 2012).
- [82] Y. Susuki, I. Mezić, F. Raak, and T. Hikihara, Applied Koopman Operator Theory for Power Systems Technology, *Nonlinear Theory and Its Applications, IEICE*, **7** (4), 430–459 (2016).
- [83] V. I. Arnol'd and A. Avez, *Ergodic Problems of Classical Mechanics* (WA Benjamin, 1968).
- [84] C. W. Rowley, I. Mezić, S. Bagheri, P. Schlatter, and D. S. Henningson, Spectral Analysis of Nonlinear Flows, *Journal of Fluid Mechanics*, **641**, 115–127 (2009).

- [85] P. J. Schmid, Dynamic Mode Decomposition of Numerical and Experimental Data, *Journal of Fluid Mechanics*, **656**, 5–28 (2010).
- [86] J. H. Tu, C. W. Rowley, D. M. Luchtenburg, S. L. Brunton, and J. N. Kutz, On Dynamic Mode Decomposition: Theory and Application, *Journal of Computational Dynamics*, **1** (2), 391–421 (2015).
- [87] M. O. Williams, I. G. Kevrekidis, and C. W. Rowley, A Data-Driven Approximation of the Koopman Operator: Extending Dynamic Mode Decomposition, *Journal of Nonlinear Science*, **25** (6), 1307–1346 (2015).
- [88] Y. Susuki and I. Mezić, A Prony Approximation of Koopman Mode Decomposition, *Proceedings of 54th IEEE Conference on Decision and Control*, 7022–7027 (2015).
- [89] F. Raak, Y. Susuki, I. Mezić, and T. Hikiyama, On Koopman and Dynamic Mode Decompositions for Application to Dynamic Data with Low Spatial Dimension, *Proceedings of 2016 IEEE 55th Conference on Decision and Control (CDC)*, 6485–6491 (2016).
- [90] E. Shuckburgh, H. Jones, J. Marshall, and C. Hill, Robustness of an Effective Diffusivity Diagnostic in Oceanic Flows, *Journal of Physical Oceanography*, **39** (9), 1993–2009 (2009).
- [91] I. Mezić and S. Wiggins, On the Dynamical Origin of Asymptotic  $t^2$  Dispersion of a Nondiffusive Tracer in Incompressible Laminar Flows, *Physics of Fluids*, **6** (6), 2227–2229 (1994).
- [92] S. W. Smith, *The Scientist and Engineer’s Guide to Digital Signal Processing*, (California Technical Pub. San Diego, 1997).
- [93] C.-W. Hsu, C.-C. Chang, C.-J. Lin, et al., *A Practical Guide to Support Vector Classification*, Department of Computer Science National Taiwan University Technical Report (2003).

- [94] D. Chicco, Ten Quick Tips for Machine Learning in Computational Biology, *BioData Mining*, **10** (1), 35 (2017).
- [95] E.-G. Talbi, *Metaheuristics: From Design to Implementation*, Vol. 74 (John Wiley & Sons, 2009).
- [96] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes in C* (Cambridge University Press, 1988).
- [97] J. M. Ottino, *The Kinematics of Mixing: Stretching, Chaos, and Transport*, Vol. 3 (Cambridge University Press, 1989).
- [98] W. Tang and P. Walker, Finite-time Statistics of Scalar Diffusion in Lagrangian Coherent Structures, *Physical Review E*, **86** (4), 045201 (2012).
- [99] G. Haller, Lagrangian Coherent Structures, *Annual Review of Fluid Mechanics*, **47**, 137–162 (2015).
- [100] X. Wu, B. W. Olesen, L. Fang, J. Zhao, and F. Wang, Indoor Temperatures for Calculating Room Heat Loss and Heating Capacity of Radiant Heating Systems Combined with Mechanical Ventilation Systems, *Energy and Buildings*, **112**, 141–148 (2016).
- [101] 加藤信介, 小林光, 村上周三, 不完全混合室内における換気効率・温熱環境形成効率評価指標に関する研究: 第2報 CFD に基づく局所領域の温熱環境形成寄与率評価指標の開発, *空気調和・衛生工学会論文集*, **69**, 39–47 (1998).
- [102] F. Kreith (editor), *Fluid Mechanics* (CRC Press, 2000).
- [103] L. E. Payne and H. F. Weinberger, An Optimal Poincaré Inequality for Convex Domains, *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, **5** (1), 286–292 (1960).
- [104] I. Mezić and A. Banaszuk, Comparison of Systems with Complex Behavior, *Physica D: Nonlinear Phenomena*, **197** (1–2), 101–133 (2004).

- [105] G. S. Okochi and Y. Yao, A Review of Recent Developments and Technological Advancements of Variable-Air-Volume (VAV) Air-conditioning Systems, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, **59**, 784–817 (2016).
- [106] L. Ljung, *System Identification: Theory for the User*, 2nd Ed. (PTR Prentice Hall, 1999).
- [107] N. Hiramatsu, Y. Susuki, and A. Ishigame, An Estimation of In-room Temperature Gradient Using Koopman Mode Decomposition, *Proceedings of SICE Annual Conference 2018 (SICE2018)*, 78–82 (2018).
- [108] N. Hiramatsu, Y. Susuki, and A. Ishigame, Koopman Mode Decomposition of Oscillatory Temperature Field inside a Room, *Physical Review E*, **102** (2), 022210 (2020).

# 研究業績

## 書籍 (分担執筆)

- Y. Kono, Y. Susuki, and T. Hikihara, Modeling of Advective Heat Transfer in a Practical Building Atrium via Koopman Mode Decomposition, in *The Koopman Operator in Systems and Control: Concepts, Methodologies, and Applications*, eds. by A. Mauroy, I. Mezić, and Y. Susuki (Springer Nature, 2020), pp.481–506.

## 学術論文

- 河野洋平, 薄良彦, 林田光紀, 引原隆士, ビル内アトリウムの熱移動モデリングへのクープマンモード分解の適用—I—小スケール流速場による有効熱拡散, 計測自動制御学会論文集, **53** (2), 123–133 (2017).
- 河野洋平, 薄良彦, 引原隆士, ビル内アトリウムの熱移動モデリングへのクープマンモード分解の適用—II—小スケール流速場による有効熱拡散, 計測自動制御学会論文集, **53** (2), 188–197 (2017). (論文賞・武田賞)
- Y. Kono, Y. Susuki, M. Hayashida, I. Mezić, and T. Hikihara, Multiscale Modeling of In-room Temperature Distribution with Human Occupancy Data: A Practical Case Study, *Journal of Building Performance Simulation*, **11** (2), 145–163 (2018).
- Y. Kono, Y. Susuki, and T. Hikihara, Characterizing Scale Dependence of Effective Diffusion Driven by Fluid Flows, arXiv:2009.14104 (2020). (submitted for possible publication)

## 国際会議録 (査読有)

- Y. Kono, Y. Susuki, M. Hayashida, and T. Hikihara, Modeling of Effective Heat Diffusion in a Building Atrium via Koopman Mode Decomposition, Proceedings of the 2016 International Symposium on Nonlinear Theory and its Applications (NOLTA2016), 362–365, Yugawara, Japan, November 28-30, 2016.

## 国内会議発表

- 河野洋平, 薄良彦, 林田光紀, I. Mezić, 引原隆士, オフィス内温度分布の有効拡散係数を用いたモデル化, システム制御情報学会研究発表講演会, システムデザインのための応用マルチスケールシミュレーション 223-6, 京都テルサ, 2014年5月22日.
- 河野洋平, 薄良彦, 林田光紀, 引原隆士, 熱環境モデリングに向けたビル内アトリウムにおける温度分布データの解析, 空気調和・冷凍連合講演会, 温熱・環境 33, 東京海洋大学, 2015年4月17日.
- 河野洋平, 薄良彦, 林田光紀, 引原隆士, ビル内アトリウムにおける有効熱拡散特性のクープマンモード分解を用いた検討, 自動制御連合講演会, 熱エネルギー管理のシステム技術 1A3-3, 神戸大学, 2015年11月14日. (優秀発表賞)
- 河野洋平, 薄良彦, 引原隆士, 室内温度分布の拡散挙動の1数値的評価, 電子情報通信学会 NOLTA ソサイエティ大会, ポスターセッション 2 B-16, 京都テルサ, 2018年6月9日. (査読有)

## 国内研究会発表

- Y. Kono, Y. Susuki, M. Hayashida, I. Mezić, and T. Hikihara, Modeling of Temperature Distribution in Office Incorporated with Human Sensor Data, 信学技報, 114 (55), NLP2014-1, 1–6, 2014年5月.

- 河野洋平, 薄良彦, 林田光紀, 引原隆土, ビル内アトリウムにおける温度分布データのダイナミックモード分解を用いた解析, 信学技報, **114** (414), NLP2014-124, 65-70, 2015年1月.

## 受賞

- 2015年度自動制御連合講演会優秀発表賞
- 2019年度計測自動制御学会論文賞・武田賞



## 付録 A 固有直交分解の算出手順

本付録では、文献 [68] を参考に POD の算出手順について説明する。まず、データ列  $\mathbf{N}[n] \in \mathbb{R}^M$  ( $n = 0, \dots, N-1$ ) を用いて  $M \times M$  次元の相関行列  $\mathbf{R} = (1/N)\mathbf{N}^T\mathbf{N}$  を定義する。今、 $\mathbf{R}$  は実対称行列であるためその固有ベクトルは互いに直交する。 $\mathbf{R}$  の正規化された固有ベクトル  $\{\mathbf{V}_1, \dots, \mathbf{V}_M\}$  を基底に用いて、元データ  $\mathbf{N}[n]$  を分解すると式 (3.1) を得る。このとき、 $p_m[n] = \mathbf{V}_m^T\mathbf{N}[n]$  であり式 (3.2) が成立する。POD では、行列  $\mathbf{R}$  の固有値の比が時変係数  $p_m$  の二乗平均  $\langle p_m^2 \rangle$  の比に相当する。この比をエネルギー含有率と呼び、POD モード  $\mathbf{V}_m$  をエネルギー含有率の高い順に 1 次モード、2 次モード、... と呼ぶ。



## 付録B Arnoldi アルゴリズム

本付録では, KMD の近似算出法である Arnoldi アルゴリズム [84] について説明する.

- (i) データ列  $\mathbf{X}[n] \in \mathbb{R}^M$  ( $n = 0, \dots, N-1$ ) から定数  $c_m$  ( $m = 0, \dots, N-2$ ) を以下を満たすように求める.

$$\mathbf{R} = \mathbf{X}[N-1] - \sum_{m=0}^{N-2} c_m \mathbf{X}[m], \quad \mathbf{R} \perp \text{span}\{\mathbf{X}[1], \dots, \mathbf{X}[N-1]\} \quad (\text{B.1})$$

- (ii)  $c_m$  を用いてコンパニオン行列  $\mathbf{C}$  を定義する.

$$\mathbf{C} := \begin{bmatrix} 0 & 0 & \dots & 0 & c_0 \\ 1 & 0 & \dots & 0 & c_1 \\ 0 & 1 & \dots & 0 & c_2 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 1 & c_{N-2} \end{bmatrix} \quad (\text{B.2})$$

- (iii) 行列  $\mathbf{C}$  の  $N-1$  個の固有値  $\tilde{\lambda}_1, \dots, \tilde{\lambda}_{N-1}$  を求める.

- (iv)  $\tilde{\lambda}_m$  を用いてファンデルモンド行列  $\mathbf{T}$  を次で定義する.

$$\mathbf{T} := \begin{bmatrix} 1 & \tilde{\lambda}_1 & \tilde{\lambda}_1^2 & \dots & \tilde{\lambda}_1^{N-1} \\ 1 & \tilde{\lambda}_2 & \tilde{\lambda}_2^2 & \dots & \tilde{\lambda}_2^{N-1} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & \tilde{\lambda}_{N-1} & \tilde{\lambda}_{N-1}^2 & \dots & \tilde{\lambda}_{N-1}^{N-1} \end{bmatrix} \quad (\text{B.3})$$

- (v) 行列  $\mathbf{V} := [\mathbf{X}[0], \dots, \mathbf{X}[N-2]]\mathbf{T}^{-1}$  の  $m$  番目の列ベクトルを  $\tilde{\mathbf{V}}_m$  と表す.

以上より,  $\tilde{\lambda}_m$  が相異なる場合, 与えられたデータ列  $\mathbf{X}[n]$  ( $n = 0, \dots, N-1$ ) に対する分解 (3.14) が得られる.



## 付録C $P_{\text{solar}}$ の離散化表現

本付録では日射による室内温度分布に対する熱入力  $P_{\text{solar}}$  を定式化する。日射量が解析空間内で均一であるという仮定のもと、文献 [20] では  $P_{\text{solar}}$  が次式で表されている。

$$P_{\text{solar}}[k] = K_{\text{solar}} \frac{P_{\text{m}}[k] S_{\text{wind}}}{144h\Delta x^2}, \quad (\text{C.1})$$

ただし、 $P_{\text{m}}$  は窓を介して流入する単位面積および単位時間あたりの日射量、 $S_{\text{wind}} = 44.8 \text{ m}^2$  は東側の窓の総面積である。式 (C.1) の右辺の分母は3次元解析空間の総体積に相当する。係数  $K_{\text{solar}}$  は屋外のルーバや屋内のブラインドによる日射遮蔽の影響を表現するためのものであり、実用値を参考に文献 [20] から  $5.1 \times 10^{-2}$  とした。



## 付録D 熱貫流に関する係数 $K_{\text{conv}}[i_b, j_b, k]$ の導出

本付録では表 5.2 に示す熱貫流率  $U$  を用いて係数  $K_{\text{conv}}[i_b, j_b, k]$  を導出する。境界ノード  $[i_b, j_b] \in \partial A$  における単位体積あたりの熱貫流量は次のように表される。

$$U[i_b, j_b] \frac{T_{\text{ext}}[k] - T[i, j, k]}{\Delta x} = U[i_b, j_b] \frac{T[i_b, j_b, k] - T[i, j, k]}{K_{\text{conv}}[i_b, j_b, k] \Delta x^2} \quad (\text{D.1})$$

$$= \rho c_p D_{\text{eff}}[i, j, k] \frac{T[i_b, j_b, k] - T[i, j, k]}{\Delta x^2} \quad (\text{D.2})$$

ここで、式 (D.1) の右辺の導出には式 (5.19) を、式 (D.2) の右辺の導出にはノード  $[i, j]$  における式 (5.3) の離散化した拡散項を用いた。式 (D.1), (D.2) の右辺から  $K_{\text{conv}}$  の形式 (5.20) が得られる。



## 付録E 拘束条件の導出

本付録では、6.2.3 項において用いた拘束条件 (6.17) を導出する。枝  $[i, j_b]$  における  $\|\nabla D_{\text{eff}}\|^2$  を周囲の枝  $[i \pm 1, j_b]$  および  $[i, j_b \pm 1]$  での値を用いて近似的に表現すると次のようになる (複合同順)。

$$\begin{aligned}
 \|\nabla D_{\text{eff}}\|^2 &= \left(\frac{\partial D_{\text{eff}}}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial D_{\text{eff}}}{\partial z}\right)^2 \\
 &\sim \frac{1}{2} \sum_{\tilde{i}=i\pm 1} \left(\frac{D_{\tilde{i},j_b} - D_{i,j_b}}{\Delta x_{i\pm 1/2}}\right)^2 + \frac{1}{2} \sum_{\tilde{j}_b=j_b\pm 1} \left(\frac{D_{i,\tilde{j}_b} - D_{i,j_b}}{H}\right)^2 \\
 &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\Delta x_{i+1/2}^2} + \frac{1}{\Delta x_{i-1/2}^2} + \frac{2}{H^2}\right) \\
 &\quad \times \left(D_{i,j_b} - \frac{\frac{D_{i+1,j_b}}{\Delta x_{i+1/2}^2} + \frac{D_{i-1,j_b}}{\Delta x_{i-1/2}^2} + \frac{D_{i,j_b+1} + D_{i,j_b-1}}{H^2}}{\frac{1}{\Delta x_{i+1/2}^2} + \frac{1}{\Delta x_{i-1/2}^2} + \frac{2}{H^2}}\right)^2 \\
 &\quad + F_{i,j_b}
 \end{aligned} \tag{E.1}$$

式 (E.1) の右辺 3 式目は右辺 2 式目を  $D_{i,j_b}$  に関して平方完成することで得られる。ただし、 $F_{i,j_b}$  は平方完成の際に得られる  $D_{i,j_b}$  の 0 次項である。 $\|\nabla D_{\text{eff}}\|^2$  の最小条件、すなわち  $\|\nabla D_{\text{eff}}\|$  の最小条件は式 (E.1) から式 (6.17) で与えられる。