

単純粗度配列建物モデルを対象とした自然通風解析 と室内換気効率評価

糸数, 立

九州大学大学院総合理工学府総合理工学専攻機械・システム理工学メジャー

<https://hdl.handle.net/2324/7178774>

出版情報：九州大学, 2023, 修士, 修士
バージョン：
権利関係：



令和 5 年 度

修 士 論 文

単純粗度配列建物モデルを対象とした
自然通風解析と室内換気効率評価

九州大学総合理工学府
総合理工学専攻
機械・システム理工学メジャー
建築環境工学研究室

糸数立

指導教員 伊藤一秀

提出年月日 令和 6 年 2 月 6 日

第 1 章 序論	1
1.1. 自然通風換気と都市建物群が形成する都市乱流境界層・SHELTER 効果	1
1.2. 換気効率指標	2
1.3. 研究目的	3
第 2 章 換気量の計算	7
序	7
2.1 オリフィス式に基づく換気量測定	7
2.1.1 風圧係数	7
2.1.2 開口部を通過する換気量と開口間の換気量	7
2.2 実際の換気量予測	8
第 3 章 室内換気効率指標	10
序	10
3.1 換気効率の考え方	10
3.2 空気交換効率	10
3.3 汚染物質除去効率	11
3.4 空気齢の概念	11
3.5 SVE3 AND SVE6	12
3.5.1 SVE3	12
3.5.2 SVE6	13
3.6 LOCAL PURGING FLOW RATE (L-PFR)	14
3.7 局所「点」における汚染物質除去効果を示す換気効率指標	14
3.7.1 CV でのフラックス計算	15
3.7.2 Net Escape Velocity (NEV)	15
3.7.3 Net Escape Probability (NEP)	16
3.8 「点」から「点」への輸送効率を示す換気効率	17
3.8.1 Transfer Probability (TP)	17
3.8.2 Travel Time (TT)	18
第 4 章 数値解析における各種方程式について	21

序.....	21
4.1 流体シミュレーションの支配方程式	21
4.2 スカラー輸送の支配方程式.....	21
4.3 レイノルズ数と支配方程式の無次元化.....	22
4.4 乱流モデルの必要性.....	22
4.5 RANS モデル.....	23
4.5.1 レイノルズ方程式	23
4.5.2 渦粘性(勾配拡散近似)モデル.....	24
4.5.3 2 方程式モデル.....	25
4.6 移流項の差分スキーム	27
4.6.1 離散化手法.....	28
4.6.2 有限体積法と変数配置.....	28
4.6.3 空間微分項の離散化.....	29
4.7 圧力と速度の連成手法	31
4.7.1 <i>Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations (SIMPLE 法)</i>	31
第 5 章 解析結果	34
5.1 解析領域・境界条件.....	34
5.1.1 室内流れ場分布.....	36
5.1.2 換気量比較.....	37
5.2 濃度場解析	39
5.2.1 <i>SVE3 and SVE6</i> 解析	39
5.2.2 <i>NEP and NEV</i> 解析.....	41
5.2.3 局所点での詳細な <i>NEV*</i> 特性.....	43
5.2.4 <i>TP and TT</i> 解析.....	46
第 6 章 総括	53
謝辞	54

第1章 序論

1.1. 自然通風換気と都市建物群が形成する都市乱流境界層・Shelter 効果

建物内の空気汚染物質を除去または希釈し、居住者の健康を促進するために、換気は建物にとって重要な要素である。機械的な駆動力に依存しない自然換気は、持続可能な建築とエネルギー効率の向上の観点から、オフィスビルや教室など様々な建物に長い間導入されてきた^[1-1]。さらに、自然換気は我々人間にとって比較的簡単でシンプルな行為であり、居住者は窓の開閉によって自分の局所的な環境を容易に制御することができる。しかし、自然風などのパッシブな駆動力を使用するため、自然換気を導入する際には換気量を正確に推定し、設計することが大きな課題である。

建築物内の換気現象は、衛生学に起源を持ち、建築環境工学の分野として長い間研究されてきた^[1-2]。それ以来、オリフィス式に基づく風圧係数に関する基礎データの開発^[1-3,4]、風速と風向^[1-5]、窓の数、位置^[1-6,7]、サイズ、ウィンドキャッチャーの幾何構造^[1-8]、建物の位置^[1-9]など、実験および数値流体力学（CFD）を用いた研究成果が着実に蓄積されている。しかし、建物群によって形成される都市域では、建物による大きな形状抵抗があるため、水平および垂直方向の両方で流れ場の複雑な分布が示され、都市独特の乱流境界層が現れる。必然的にこの分布は、都市域での自然換気の導入を考慮する際に重要な要素となってくる。都市の建物群が室内換気に与える影響は、Shelter 効果^[1-10]と呼ばれ、先駆的な研究で、Tominaga と Blocken^[1-10]は、Shelter 効果により平均風速が減少し、都市建物群内での条件と単一ブロックの条件では、室内空気流の乱流エネルギーと濃度分布が著しく変化することを報告した。Ikegaya ら^[1-11]は、Particle Image Velocimetry (PIV)法を使用して、建物と開口部の位置によって室内の不安定な空気流分布が著しく異なることを発見し、その後、Adachi ら^[1-12]はその実験のセットアップを再現し、詳細な議論を行うために LES を実施した。このような Shelter 効果に関する研究は風洞実験^[1-11,13-16]、現場測定^[1-17,18]、および Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) simulations^[1-13,15,16]や large-eddy simulations (LES)^[1-12,13,16,20]を用いて多く報告されている。しかし、数 km から数百 km の長さスケールからなる都市乱流境界層や屋外風・温熱環境を形成する流体现象と数メートル程度しかないスケールでの室内換気現象はその対象スケールが異なりすぎるために、屋外気流から室内気流への影響因子について未だ不明なことが多く、また、スケールの隔たりから同時に観察、観測することが難しい場合もある。そこで、CFD の観点から Shelter 効果を議論することは非常に有効な手段である。

1.2. 換気効率指標

換気システムの設計及び評価において、いくつかの指標が提案され、使用されています。その最も代表的なものは、Sandberg によって提案された空気齢(Age of air)があげられる。Sandberg^[1-20]は、Chen ら^[1-21]の研究で利用された年齢分布概念の発展として、ガストレーサー技術を使用し、これにより部屋内の空気塊が過ごした時間を空気齢として定義し、新鮮空気の供給を評価する換気効率指標を開発した。加藤と村上^[1-22]は、定常状態における CFD シミュレーションで空気齢を使用するために Scale for ventilation efficiency 3 (SVE3)を定義し、移流項を逆転させた流れ場においてその概念を適応させ、SVE6 を続けて提案し^[1-23]、汚染物質が室内のある点を通り、その後室外へと排出される時間を表す空気余命を SVE6 で評価できることを示した。今日、実務の現場において CFD 解析を用いた空気齢・空気余命評価を行うことが珍しくなくなったのは彼ら二人の功績が大きい。

近年、COVID-19 の影響により実際の換気設計において居住域や呼吸域などの局所領域での換気効率の最適化が再認識された。これは、CFD を用いた解析で非常に有効であり、瞬時一様拡散が仮定できない場合には、局所換気効率の評価が必要不可欠である。そのため、以前からよく研究され、様々な指標が開発され、適応されてきた。Zvirin と Shinnar^[1-24]による海洋の汚染物質拡散の研究において、局所領域の局所濃度で定義された汚染物質を除去するための有効換気量として Local Purging Flow Rate (L-PFR)の概念が示され、Sandberg and Sjöberg^[1-25]によって建築環境工学分野へと適応された。また、Kato ら^[1-26]は海洋汚染での研究で Csanady ら^[1-27]が提案した、一度局所領域から排出された汚染物質が再度その領域に移流されてくる回数を示す Visitation Frequency (VF)を建築環境工学分野へと導入した。

しかし、L-PFR や VF 等の局所領域を想定した換気効率指標は、その概念に部屋や局所領域の体積依存があるため、室内の局所換気性状を分布として示すことが困難である。そこで、Lim ら^[1-28]と Chung ら^[1-29]は CFD の最小単位である CV を局所領域とし、その CV のフラックスに焦点を当て、Net Escape Velocity (NEV)と Net Escape Probability (NEP)を定義した。NEV, NEP はそれぞれ部屋の局所点における有効輸送率と排出確率を示しており、汚染物質輸送が単に移流速度によって決まらないときに有効な指標となる。

上記の換気効率指標は、新鮮空気の供給と汚染物質の除去を定量的に評価できる有益な情報を提供できるが、Sandberg^[1-30]が指摘しているように、換気によって形成された室内の空気気流は汚染物質を希釈・除去して切れる一方で、室内の汚染物質を拡散させてしまう可能性もある。その評価には、新たな換気効率指標である Transfer Probability (TP)と Travel Time (TT)を用いた評価が有効である Ikegaya ら^[1-31]は Peng ら^[1-32]が提案した TP の概念を NEV や NEP の様に CV に適応させることで、ある局所点からほかの局所点への輸送確率を示す TP へと再構築した。Efthimoiu と Bartzis^[1-33]は、オイラー型 RANS シミュレーションで

ある点からの輸送時間を示す **Travel Time** を評価する方法を定義した．TP と TT を同時に示すことにより，ある局所点から発生する汚染物質の拡散性状を総合的に評価できる．

1.3. 研究目的

私たちが調査したすべての自然換気研究の中で，Kobayashi ら^[1-34]と Fernandez ら^[1-19]の研究のみが換気効率を用いて自然換気を評価しており，その他の自然換気の既往研究はそのほとんどが換気量と流れ場特性にのみ焦点が当てられている．総合的な自然換気システムの確立には，以前の換気システムがそうであったように，室内の汚染物質制御にどのように寄与するか換気効率指標を用いて評価することがもとめられる．

Fernandez ら^[1-19]は，遮蔽条件での建物内部の室内気流を LES で解析し，室内の数点における局所的な汚染物質排出特性を NEV*で評価した．LES は非定常の計算のため計算負荷が非常に大きく，Fernandez ら^[1-19]は数点に絞られていた．LES の高コストであるが高精度の数値解析アプローチと比較して，建築環境工学分野ではアンサンブル平均が適応可能な範囲において，RANS シミュレーションは非常に多く適応され，多くの実績を残している．さらに，既往研究^[1-28,29,31,34]で行われたように，計算負荷が小さい定常 RANS では NEV の空間分布を比較的容易に示すことができる．そこで，本研究では，RANS に立ち返り，自然換気の換気性状を様々な換気効率ツールを用いて評価することを目的とする．

自然換気は，風上開口にある窓であっても空気が出たり入ったりするために，非定常的な流れ場特性を議論できる LES が好まれるが，換気設計上，非常に重要な情報となる平均流であれば十分な予測精度があることが多くの既往研究で示されている．そこで，まず初めに，RANS で Ikegaya ら^[1-11]が行った WTE のセットアップを再現し，流れ場解析を行い，室内の流れ場性状と換気量を WTE 結果と既往研究での LES 結果と比較した．

そして，その流れ場をもとに汚染物質室内一様発生条件，局所発生条件で換気効率解析を行った．室内一様発生条件では，SVE3，SVE6 の解析を行い，局所発生条件では NEV，NEP，TP，TT の解析を行った．

参考文献

- [1-1] Z. Jiang, T. Kobayashi, T. Yamanaka, and M. Sandberg, “A literature review of cross ventilation in buildings,” *Energy Build*, vol. 291, p. 113143, 2023, doi: 10.1016/j.enbuild.2023.113143.
- [1-2] 小林知広，我が国における建築の自然換気及び通風に関する研究の 130 年の歴史，日本建築学会論文集，84, 749-759(2018).
- [1-3] H. Kotani and T. Yamanaka, “Prediction of inflow direction at large opening of cross ventilated apartment building,” *Journal of Environmental Engineering*, no. 609, pp. 39–45, 2006.

[1-4] T. Kurabuchi, M. Ohba, T. Endo, Y. Akamine, and F. Nakayama, “Local Dynamic Similarity Model of Cross-Ventilation Part 1 - Theoretical Framework,”

<http://dx.doi.org/10.1080/14733315.2004.11683679>, vol. 2, no. 4, pp. 371–382, Apr. 2004, doi: 10.1080/14733315.2004.11683679.

[1-5] X. Zhang, A. U. Weerasuriya, and K. T. Tse, “CFD simulation of natural ventilation of a generic building in various incident wind directions: Comparison of turbulence modelling, evaluation methods, and ventilation mechanisms,” *Build Environ*, vol. 242, 2023, doi:

10.1016/j.enbuild.2020.110516.

[1-6] H.-Y. Zhong et al., “Single-sided natural ventilation in buildings: a critical literature review,” *Build Environ*, vol. 212, 2022, doi: 10.1016/j.buildenv.2022.108797.

[1-7] T. Kobayashi, K. Sagara, T. Yamanaka, H. Kotani, S. Takeda, and M. Sandberg, “Stream Tube based Analysis of Problems in Prediction of Cross-Ventilation Rate,”

<http://dx.doi.org/10.1080/14733315.2009.11683822>, vol. 7, no. 4, pp. 321–334, 2009, doi: 10.1080/14733315.2009.11683822.

[1-8] H. Montazeri, “Experimental and numerical study on natural ventilation performance of various multi-opening wind catchers”, doi: 10.1016/j.buildenv.2010.07.031.

[1-9] Y. Chen, Z. Tong, and A. Malkawi, “Investigating natural ventilation potentials across the globe: Regional and climatic variations,” *Build Environ*, vol. 122, pp. 386–396, 2017, doi: 10.1016/j.buildenv.2017.06.026.

[1-10] Y. Tominaga and B. Blocken, “Wind tunnel experiments on cross-ventilation flow of a generic building with contaminant dispersion in unsheltered and sheltered conditions,” *Build Environ*, vol. 92, pp. 452–461, Oct. 2015, doi: 10.1016/j.buildenv.2015.05.026.

[1-11] N. Ikegaya, S. Hasegawa, and A. Hagishima, “Time-resolved particle image velocimetry for cross-ventilation flow of generic block sheltered by urban-like block arrays,” *Build Environ*, vol. 147, pp. 132–145, 2018, doi: 10.1016/j.buildenv.2018.10.015.

[1-12] Y. Adachi, N. Ikegaya, H. Satonaka, and A. Hagishima, “Numerical simulation for cross-ventilation flow of generic block sheltered by urban-like block array,” *Build Environ*, vol. 185, Nov. 2020, doi: 10.1016/j.buildenv.2020.107174.

[1-13] M. Shiradi, P. A. Mirzaei, and Y. Tominaga, “CFD analysis of cross-ventilation flow in a group of generic buildings: Comparison between steady RANS, LES and wind tunnel experiments,” *Build Simul*, vol. 13, no. 6, pp. 1353–1372, 2020.

- [1-14] Z. Jiang et al., “Wind tunnel experiment of wind-induced single-sided ventilation under generic sheltered urban area,” *Build Environ*, vol. 242, p. 110615, Aug. 2023, doi: 10.1016/J.BUILDENV.2023.110615.
- [1-15] M. Shirzadi, Y. Tominaga, and P. A. Mirzaei, “Experimental and steady-RANS CFD modelling of cross-ventilation in moderately-dense urban areas,” *Sustain Cities Soc*, vol. 52, Jan. 2020, doi: 10.1016/j.scs.2019.101849.
- [1-16] T. van Hooff, B. Blocken, and Y. Tominaga, “On the accuracy of CFD simulations of cross-ventilation flows for a generic isolated building: Comparison of RANS, LES and experiments,” *Build Environ*, vol. 114, pp. 148–165, Mar. 2017, doi: 10.1016/j.buildenv.2016.12.019.
- [1-17] C. Hirose, N. Ikegaya, A. Hagishima, and J. Tanimoto, “Outdoor measurement of wall pressure on cubical scale model affected by atmospheric turbulent flow,” *Build Environ*, vol. 160, Aug. 2019, doi: 10.1016/j.buildenv.2019.106170.
- [1-18] C. Hirose, N. Ikegaya, and A. Hagishima, “Outdoor measurements of relationship between canopy flow and wall pressure distributions of a block within urban-like block array,” *Build Environ*, vol. 176, p. 106881, 2020, doi: 10.1016/j.buildenv.2020.106881.
- [1-19] K. Bryan Fernandez, N. Ikegaya, K. Ito, and Q. Chen, “Age of air, purging flow rate, and net escape velocity in a cross-ventilation model sheltered by urban-like blocks using LES,” *Build Environ*, vol. 226, p. 109759, 2022, doi: 10.1016/j.buildenv.2022.109759.
- [1-20] M. Sandberg, “What is ventilation efficiency?,” *Build Environ*, vol. 16, no. 2, pp. 123–135, 1981, doi: 10.1016/0360-1323(81)90028-7.
- [1-21] M. S. K. Chen, L. T. Fan, C. L. Hwang, and E. S. Lee, “Air flow models in a confined space a study in age distribution,” *Building Science*, vol. 4, no. 3, pp. 133–143, 1969, doi: 10.1016/0007-3628(69)90003-6.
- [1-22] 村上 周三. ほか. 新たな換気効率指標と三次元乱流数値シミュレーションによる算出法：換気効率の評価モデルに関する研究. 空気調和・衛生工学会論文集. 空気調和・衛生工学会. (1986) no.32, p.91-102.
- [1-23] 小林 光. ほか. 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1報-CFDに基づく局所領域の換気効率評価指標の開発. 空気調和・衛生工学会論文集. 空気調和・衛生工学会. (1998) no.68, p.29-36.
- [1-24] Zvirin Y, Shinnar R. Interpretation of internal tracer experiments and local sojourn time distributions. *Int J Multiphase Flow*. 1976; 2: 495-520.
- [1-25] Sandberg M, Sjöberg M. The use of moments for assessing air quality in ventilated rooms. *Build Environ*. 1983; 18(4): 181-197.

- [1-26] S. Kato, K. Ito, and S. Murakami, "Analysis of visitation frequency through particle tracking method based on LES and model experiment," *Indoor Air*, vol. 13, no. 2, pp. 182–193, 2003, doi: 10.1034/j.1600-0668.2003.00173.x.
- [1-27] G. T. Csanady, "Dispersal by randomly varying currents," *J Fluid Mech*, vol. 132, pp. 375–394, 1983, doi: 10.1017/S0022112083001664.
- [1-28] E. Lim, K. Ito, and M. Sandberg, "New ventilation index for evaluating imperfect mixing conditions e Analysis of Net Escape Velocity based on RANS approach," *Build Environ*, vol. 61, pp. 45–56, 2013, doi: 10.1016/j.buildenv.2012.11.022.
- [1-29] J. Chung, E. Lim, and K. Ito, "Returning and net escape probabilities of contaminant at a local point in indoor environment," *Build Environ*, vol. 125, pp. 67–76, 2017, doi: 10.1016/j.buildenv.2017.08.028.
- [1-30] M. Sandberg, "The Dual Role of an Air Distribution System, Both Reducing the Concentration of Infectious Agents and Spreading Infectious Agents," *Front Built Environ*, vol. 7, Jan. 2022, doi: 10.3389/fbuil.2021.728968.
- [1-31] N. Ikegaya, K. Ito, and M. Sandberg, "Rigorous mathematical formulation of net escape velocity and net escape probability determining a macroscopic concentration," *Indoor Air*, vol. 32, no. 7, Jul. 2022, doi: 10.1111/ina.13072.
- [1-32] S. H. Peng and L. Davidson, "Towards the determination of regional purging flow rate," *Build Environ*, vol. 32, no. 6, pp. 513–525, Nov. 1997, doi: 10.1016/S0360-1323(97)00021-8.
- [1-33] G. C. Efthimiou and J. G. Bartzis, "Atmospheric dispersion and individual exposure of hazardous materials," *J Hazard Mater*, vol. 188, pp. 375–383, 2011, doi: 10.1016/j.jhazmat.2011.01.120.
- [1-34] E. Lim, K. Ito, and M. Sandberg, "Performance evaluation of contaminant removal and air quality control for local ventilation systems using the ventilation index Net Escape Velocity," *Build Environ*, vol. 79, pp. 78–89, 2014, doi: 10.1016/j.buildenv.2014.04.020.

第2章 換気量の計算

序

自然換気を導入する上で、まず必要となってくるその換気量を正確に予測することが重要である。自然換気はその換気駆動力によって温度差換気と風力換気に分けられる。今回は、等温条件における開口同士が向き合った Cross-Ventilation モデルを使用したため、開口が直列している風力換気を中心に概説する。

2.1 オリフィス式に基づく換気量測定

2.1.1 風圧係数

流れの持っている速度エネルギーが圧力に変換される割合のことを風圧係数といい、建物の風上側では正の値を取り、風下側では負圧が形成されていることから全般的に一様な負の値を持っている。もし内外の空気の温度が同じで風圧の異なる場所に開口があると、ベルヌーイの式から風上開口部から風下開口部へ向けて以下のような風力換気駆動力が作用する。

$$\Delta p = 0.5 \rho C_{Ap} U^2 \quad (2.1)$$

C_{Ap} は両開口の風圧係数の差、 U は代表風速を示す。自然換気による換気駆動力を確保するにはできるだけ大きな C_{Ap} を確保できる開口を設けることが望ましいが風向によって風圧係数が逆転する場合もあるため気象条件、風向別風圧係数分布から開口位置を決定する必要がある。

2.1.2 開口部を通過する換気量と開口間の換気量

また、開口部を通る代表速度 U [m/s] は風量 Q [m³/s] を有効換気量 αA [m²] で割った値となるので換気量 Q を予測するオリフィス式が以下の様に表現される。

$$Q = \alpha A \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}} \quad (2.2)$$

α は流量計数であり、開口の形状により値が異なる。

ここで、Fig. 2.1 の様な開口が直列に配置されている単純部屋を想定する。単室の自然換気量は有効開口面積の直列合成値 $(\alpha A)_{1+2}$ を αA に代入することで求めることができる。ベルヌーイ式より、以下の(2.3)、(2.4)式が成立している。

$$p_1 = p_i + C_1 \cdot \frac{1}{2} \rho_0 U^2 \quad (2.3)$$

$$p_2 = p_i + C_2 \cdot \frac{1}{2} \rho_0 U^2 \quad (2.4)$$

また、(2.2)式より各開口を通る通風量をそれぞれの $\alpha_i A_i$ で表すと有効開口面積の公式を導くことができる。

$$\left(\frac{1}{(\alpha A)_{1+2}}\right)^2 = \left(\frac{1}{\alpha_1 A_1}\right)^2 + \left(\frac{1}{\alpha_2 A_2}\right)^2 \quad (2.5)$$

ここで同じ α と A と仮定すると開口間の通風量は以下の様になる．

$$Q = \frac{\alpha A}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}} = \alpha A \sqrt{\frac{\Delta p}{\rho}} \quad (2.6)$$

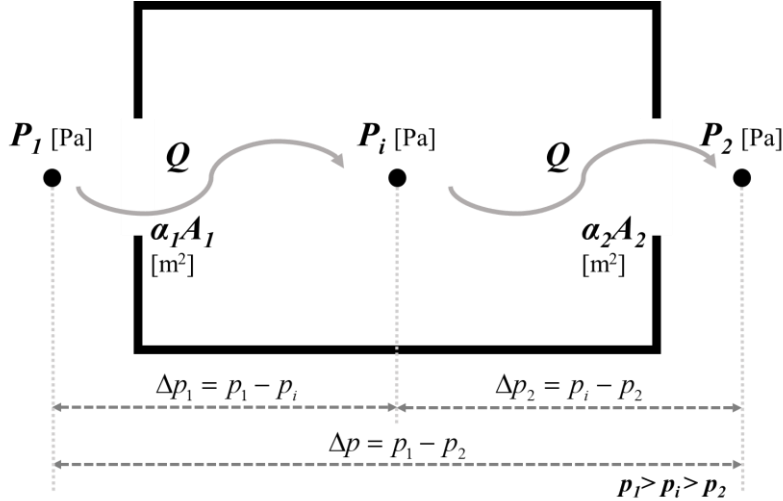


Fig.2.1. 直列配置された開口部を通過する風量

単体模型に対する風向や形状をパラメータとした風圧係数や流量計数の整理は古くから研究テーマとされ莫大な研究成果が蓄積されている．また近年，都市空間を想定した建物群における当該係数もテーマとされ，新たな換気量推定モデルの構築が進められている．

2.2 実際の換気量予測

CFD 解析では，開口部の風速に基づき，直接換気量を求めることができる．本研究では，平均換気量(Q_{net} :Net ventilation rate)と総換気量(Q_{gross} :Gross ventilation rate)を用いて LES の結果と比較を行った．

$$Q_{net} = \sum_i \overline{u_{n,i}} \Delta A_i \quad (2.7)$$

$$Q_{gross} = \sum_i \left| \overline{u_{n,i}} \right| \Delta A_i \quad (2.8)$$

Q_{net} は開口に直行する時間平均風速と開口面積から算出される換気量であり，一般的で直感的な換気量である．一方で， Q_{gross} は開口に直行する風量の絶対値と開口面積から算出され，逆流する流れもポジティブな換気として想定される換気量である．

参考文献

[2-1] 日本建築学会，実務者のための自然換気ハンドブック，技報堂出版，2013

[2-2] Y. Murakami, N. Ikegaya, Coupled Simulations of Indoor-Outdoor Flow Fields for Cross-ventilation of Building in a Simplified, 2018 Atmosphere **2018**, 9,217.

<https://doi.org/10.3390/atmos9060217>

第3章 室内換気効率指標

序

良好な換気は、居住者の快適性、労働者の生産性、経済性の観点から私たちの生活に不可欠なものである。そこで、古くから建物の換気性能は換気回数を用いて示されてきた。これは室内の汚染物質の完全混合を仮定した考え方であり、実際の室内環境では瞬時一様拡散や完全混合が起こらないことは明らかである。そこで近年、実験技術や CFD 技術の発展により室内の速度分布並びに汚染物質濃度分布の構造も詳細に把握できるようになってきた。その結果、室内空気清浄度の評価のためには完全混合仮定ではなく、濃度分布を組み込んだ指標の必要性が認識されるようになり換気効率の概念や指標の開発と実際の設計に反映させようとする機運が生まれ、多くの換気効率研究が行われてきた。そこで、本章では換気効率指標の理論と CFD 解析を用いた換気効率解析を中心に解説していく。

3.1 換気効率の考え方

換気効率の基本的な考え方は、換気システムの室空気交換能力を示す空気交換効率と換気システムの空気中の汚染物質除去効果を示す汚染質除去効率の二つがある。評価のためにどちらの指標を選ぶかは換気設計の手法によって異なるが、空気交換効率は汚染質発生源の情報がないもしくは少ない場合に有効であり、汚染物質除去効率は反対に発生源の詳細な情報が与えられたときに有効である。

3.2 空気交換効率

空気交換効率 ε^a は、室内の空気がどのくらい入れ替わるのかを示した指標で、同じ換気量で年齢論上最短で交換された場合の空気交換時間である名目換気時間 τ_n と比較して求められる。実際の空気交換時間 $\overline{\tau_r}$ は後述する室平均空気齢 $\langle \overline{\tau} \rangle$ に直接関連し、空気交換効率は、 $\overline{\tau_r}$ と名目換気時間 τ_n との比で定義される。また、最小の空気交換時間はピストンフローの場合のみ得られ、 $\overline{\tau_r}$ は室平均空気齢の 2 倍となる。 $\left(2\overline{\tau_r} = \langle \overline{\tau} \rangle\right)$ それと比較して空気交換効率 ε^a は以下の様に定義されることもある。

$$\varepsilon^a = \frac{\tau_n}{\overline{\tau_r}} \cdot 100 = \frac{\tau_n}{2\langle \overline{\tau} \rangle} \cdot 100 \quad (3.1)$$

局所空気交換効率 ε_p^a は特定の状態を特徴づけるものであり、測定地点によって大きく影響する。 ε_p^a は、局所平均空気齢と名目換気時間との比で定義される。

3.3 汚染物質除去効率

汚染物質除去効率 ε^c は、空気中の汚染物質がどのくらい早く室内から除去されるかを表す指標である。以下の様に、定常状態での汚染物質の排気濃度 C_e と室平均汚染物質濃度 $\langle C \rangle$ の比で定義される。

$$\varepsilon^c = \frac{C_e}{\langle C \rangle} \quad (3.2)$$

汚染物質除去効率 ε^c と空気交換効率 ε^a は汚染物質一様発生条件のみで関連づけることができ、また、完全混合状態の時も同様に関連づけることが出来る。汚染物質発生条件が一様でないとき、発生位置が ε^c に大きく影響を及ぼし、 ε^c の値が高くても換気システムが十分に機能しているとは限らない。そこで、局所清浄度 ε_p^c は、与えられた点での局所汚染物質濃度を示す指標であり、定常状態での排気濃度 C_e と局所点 P での汚染物質濃度 C_p との比で定義される。

$$\varepsilon_p^c = \frac{C_e}{C_p} \quad (3.3)$$

類似した清浄度指数はこれまでも多く提案されており、 ε_{oz}^c 、 ε_b^c 、 ε_{exp}^c は、それぞれ居住域、呼吸域、吸気での清浄度指数を示している。以下の様に表現される。

$$\varepsilon_{oz}^c = \frac{C_e}{C_{oz}} \quad (3.4)$$

$$\varepsilon_b^c = \frac{C_e}{C_b} \quad (3.5)$$

$$\varepsilon_{exp}^c = \frac{C_e}{C_{exp}} \quad (3.6)$$

ε_{exp}^c は、個人暴露指数とも呼ばれている。人体周りの熱上昇流や人の動きによる気流の発生で吸気濃度は人がいない場合の頭の高さの濃度とは異なる可能性がある。置換換気の場合は、呼吸域の高さより低い成層の空気となる場合がある。個人暴露指数は局所清浄度よりも高い場合があるが、これは人体周りの熱上昇流の影響で空気が室内の下層部から呼吸域まで輸送されるからである。

3.4 空気齢の概念

換気効率の有効性を説明するための出発点となったのがスウェーデンの M. Sandberg らによって定義された空気齢(Age of air)の概念である。これは室内の換気性状を表す指標として導入され、ある点での空気要素の年齢分布を基礎に置いた統計的な概念である。空気齢は、空気が室内に流入した時点からの経過時間であり、評価点の空気は、それぞれの時間を汚染

されながら経過してきた空気要素の集まりとして考えられる。したがって局所平均空気齢 $\overline{\tau_p}$ は、評価点での空気質の尺度を示している。完全混合としたときの局所平均空気齢は室内全体で同じになり、ショートサーキット域では低く、滞留域では高い傾向を取る。また、どの場合でも排気空気の局所平均空気齢は必ず名目換気時間と同じ値となる。Fig.2.1 に示すように M. Sandberg は空気齢の概念のほかに空間のある点を通り過ぎてから排出されるまでの空気余命(residual life time of air)と排出口から供給され、排出されるまでの時間を示す滞在時間(residence time of air)などの重要な概念を提案している。空気齢は換気性状、あるいは換気効率を評価する指標として実務の現場でも広く適応されている。

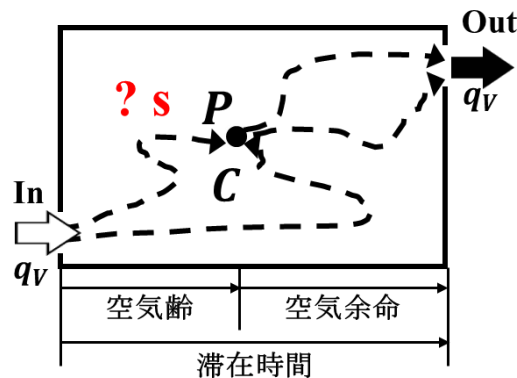


Fig.3.1 M. Sandberg による 3 つの空気の年齢

3.5 SVE3 and SVE6

村上・加藤らは Scale for Ventilation Efficiency (SVEs)を提案し、CFD 技術を用いた換気効率指標を体系化した。ここでは、本研究で用いた SVE3 と SVE6 について解説を行う。

3.5.1 SVE3

SVE3 は室内一様発生する際の定常濃度及びその分布により定義され、室内の任意の点に関し吹き出し空気がそこに到達するまでに要した平均時間つまり空気齢を示すものである。吹き出し空気の平均到達時間は短ければ短いほど汚染されている可能性が低く、時間が長くなるほど汚染されている可能性が高いという直感的な発想に基づいている。以下その解析手法等を解説する。

- 1) 吹き出し口からの慣性を持たない粒子の到達時間を $T[s]$ は、流れが層流の場合、空間一様発生項 T_p がある以下の輸送方程式で表される。

$$\frac{\partial u_i T}{\partial x_i} = T_p \quad (3.7)$$

2) 通常の室内気流は乱れており、慣性を持たない粒子は輸送の平均流だけではなく、乱れによる輸送も考慮して(1.1)式をアンサンブル平均操作(ある物理量 f を平均値と乱れの成分に分解する $f = \bar{f} + f'$)し、その平均到達時間 $\bar{T}$ は以下の様に表現できる.

$$\frac{\partial \bar{u}_i \bar{T}}{\partial x_i} = -\frac{\partial \bar{u}_i' T'}{\partial x_i} + T_p \quad (3.8)$$

3) 汚染物質の平均濃度 $\bar{C}$ は分子拡散を無視することができるとき以下の様に表現することができる. (汚染物質室内一様発生の場合, 分子拡散は非常に小さい)

$$\frac{\partial \bar{u}_i \bar{C}}{\partial x_i} = -\frac{\partial \bar{u}_i' C'}{\partial x_i} + C_p \quad (3.9)$$

4) (1.2), (1.3)式を比較すると、それぞれの乱流拡散項を対応させることで粒子の平均到達時間を室内一様発生条件での局所濃度に対応させて解釈することができる.

また、ここで $T_p = 1.0, C_p = 1.0$, Q を換気量とすると、排気口での平均濃度と同義である

瞬時一様拡散濃度 $C_s = \int_V C_p dV / Q$ は名目換気時間 τ と一致する.

以上から、SVE3 は以下の様に表現できる.

$$SVE3(x) = \frac{C'(x)}{C_s} \quad (3.10)$$

$C'(x)$ は瞬時一様発生条件における局所濃度, C_s は瞬時一様拡散濃度

SVE3 の登場前, 空気齢の室内分布を算出するのは至難の業であったが, 汚染物質一様発生に基づく CFD 技術のこれはきわめて容易なものにした.

3.5.2 SVE6

SVE6 は時間逆転した流れ場のもとでトレーサーガスを室内で一様発生させて求められた局所濃度で定義され, 逆転流れ場上での SVE3 を適応させたものに相当する. そのため, M. Sandberg によってその概念が示された空気余命(residual life time of air)を示す. SVE6 は以下の様に表現できる.

$$SVE6(x) = \frac{C''(x)}{C_s} \quad (3.11)$$

$C''(x)$ は逆転流れ場における瞬時一様発生条件における局所濃度, C_s は瞬時一様拡散濃度

SVE6 の計算では, 移流のみを逆転し, 逆方向の拡散を意味する負拡散は考慮されておらず, 便宜的に正の拡散がそのまま付加されている. 一般に室内気流では移流による輸送が非常に支配的であり, 汚染物質発生位置が室内全体など, 乱流拡散が支配的でない領域で行われる場合, 濃度分布は拡散効果は無視しても大きな影響を及ぼさないと期待される想定の下で解析が行われている.

また、汚染物質室内一様発生における条件順転流れ場と逆転流れ場の下でそれぞれ算出した SVE3 と SVE6 の和を取ることで M. Sandberg がその概念を示したその点を通過する空気の室内における滞在時間を評価できる。

3.6 Local Purging Flow Rate (L-PFR)

PFR は Zvirin and Shinnar による海洋の汚染物質拡散の研究においてその概念が示され、Sandberg and Sjöberg によって建築空間の換気性状の評価への適応可能性が示された換気効率指標である。PFR は特定のサイズを有する領域を対象として(例えば室内や居住域、呼吸域)、その領域中で発生する汚染物質の希釈に有効な換気量を示し、その次元は[m³/s]となっている。以下に室内を対象としたオリジナルな PFR の定義を示す。

$$PFR = \frac{\dot{m}}{C_{room}} = \dot{m} \cdot \frac{V_{room}}{\int_{V_{room}} C_p(x) dx} \quad (3.12)$$

$\dot{m}$: 汚染物質発生量, C_{room} : 室内平均濃度, $C_p(x)$: 室内局所平均濃度, V_{room} : 室内体積
完全混合が仮定される場合、PFR と室内換気量は同一となるが、不均一濃度場を示す場合、平均濃度を定義する実質的な流入空気量を定義するものとなる。

(3.6)式で定義される室全体の PFR に対し、特定の局所領域において定義される PFR が Local Purging Flow Rate (L-PFR)とされ以下の様に表現される。

$$L-PFR = \frac{\dot{m}}{C_{domain}} = \dot{m} \cdot \frac{V_{domain}}{\int_{V_{domain}} C_p(x) dx} \quad (3.13)$$

$\dot{m}$: 汚染物質発生量, C_{domain} : 室内平均濃度, $C_p(x)$: 室内局所平均濃度, V_{domain} : 室内体積

積

L-PFR は(3.7)式の定義からもわかるように、定義自体に局所領域の体積のが含まれていることから領域の体積設定によってその値が大きく変化する。

3.7 局所「点」における汚染物質除去効果を示す換気効率指標

Davidson and Olsson は RANS モデルを用いて室内の L-PFR 分布を CV を局所領域とすることで算出している。しかし、前述したように体積依存性が大きく関係するため、複数の CV から構成されている場合には、メッシュ依存性を含んでいるためにその情報は換気設計上、重要な意味を持たない。そこで、Lim らは CV を局所領域として L-PFR を算出したものの速度スケールで再整理することで Net Escape Velocity (NEV)と定義することにより、この問題を解決した。さらに、対象とする CV から直接室の排気口へ向かう成分と再循環して対象とした

CV に再帰する成分に分離し、直接排気口に向かう確率を以下、Net Escape Probability (NEP) と定義した。以下、その定義並びに物理的な意味を解説する。

3.7.1 CV でのフラックス計算

ここでは、NEV と NEP の換気効率計算で重要なフラックスの計算方法について解説する。Fig3.2 の様に、局所的な CV が 3 次元空間 $x=(x,y,z)$ に存在し、スカラー源の発生量 S_ϕ が $[\text{kg}/\text{m}^3\text{s}]$ 、濃度 $C(x)[\text{kg}/\text{m}^3]$ があるとする。その CV における Scalar フラックスは次式のように計算できる。

$$\mathbf{F} = C\mathbf{u} - D_{\text{eff}}\nabla C \quad (3.14)$$

$\mathbf{u}$ は CV における速度、 $D_{\text{eff}} [\text{m}^2/\text{s}]$ は有効拡散係数(分子+乱流拡散)を表している。ここで、各面に対してフラックスを計算することで、CV におけるスカラー発生量 $\dot{m}$ $[\text{kg}/\text{s}]$ が得られ、またこれらは(3.10), (3.11)式の様に表示される流入フラックス $\dot{m}_i$ 、流出フラックス $\dot{m}_o$ に分解できる。本研究では、質量保存則をより満足させるためにスカラーの輸送方程式では 2 次精度で計算を行い、換気効率を計算する際はテイラー級数の打ち切り誤差を 1 次とした。

$$\int_S \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} = \int_{S_o} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} - \int_{S_i} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} = \dot{m} \quad (3.15)$$

$$\int_{S_i} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} = \dot{m}_i \quad (3.16)$$

$$\int_{S_o} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} = \dot{m}_o \quad (3.17)$$

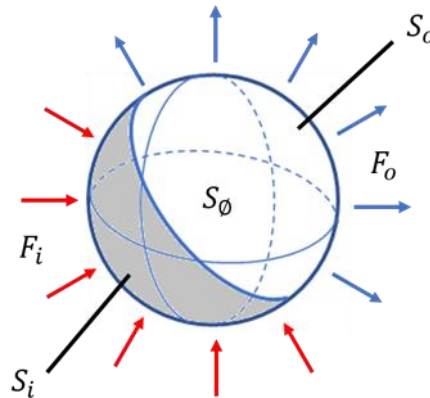


Fig.3.2 局所 CV におけるフラックス計算の概念図

3.7.2 Net Escape Velocity (NEV)

NEV は、移流と拡散（分子と乱流）の効果を検討し、汚染物質が発生点から脱出する実効速度として定義されるベクトルである。Lim らは(3.12), (3.13)の様に 2 種類定義した。

[Definition1]

$$NEV = \frac{F}{C(x)} \quad (3.18)$$

[Definition2]

$$NEV^* = \frac{\dot{m}_o}{C(x)} = NEP \cdot NEV \quad (3.19)$$

Definition1 は汚染物質が発生した場所で希釈・除去される実質的な排出速度を示しており，CV で L-PFR を定義した場合の NEV に相当する． Definition2 は，汚染物質が対象とする CV を離れるときの排出効果のみに着目した場合の輸送速度を示す． Definition1 は CV に対する汚染物質の再循環分を差し引くことで，CV 内で発生した成分のみに着目した排出効率であるのに対し， Definition2 では再循環分も含めた全成分の排出特性を評価しており，両者の定義はどのような換気設計の評価を行うかによって使い分けなければならない．本研究では，NEV*を用いて自然換気条件下における室内の排出特性を評価した．

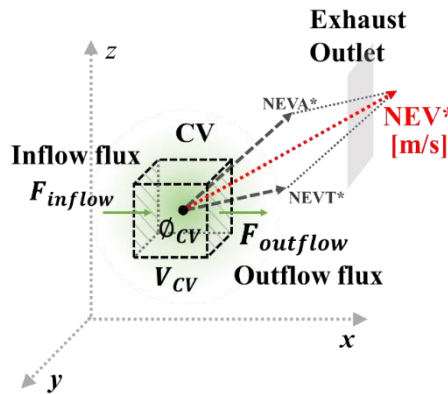


Fig.3.3 NEV*の概念図

3.7.3 Net Escape Probability (NEP)

NEP は室内から再回帰することなく直接排出される確率を示し，それと対をなす再回帰する確率は Return Probability (RP)と定義される． Fig.3.4 のような室モデル中のひとつの CV に着目し，この CV 内での発生量を $\dot{m}$ [kg/s]とする． CV 内で発生した汚染物質は排出後，その一部は CV に再循環し，最終的には室外に排出される．その確率を α とすると，CV に対する流入フラックスが汚染物質再回帰確率の無限級数の和とバランスし，以下の式が成立する．

$$\dot{m} \sum_{n=1}^{\infty} \alpha^n = \dot{m} \frac{\alpha}{1-\alpha} = F_{inflow} \cdot A_{inflow} \quad (3.20)$$

F_{inflow} は CV の流入フラックス， A_{inflow} はその流入フラックスとなる面の面積[m²]を表す． また，以下の式の様に質量保存の式も成立している．

$$F_{inflow} A_{inflow} + \dot{m} = F_{outflow} A_{outflow} \quad (3.21)$$

これより, RP と NEP である α と $1-\alpha$ それぞれ以下の様に定義できる.

$$RP = \alpha = \frac{F_{inflow} A_{inflow}}{F_{inflow} A_{inflow} + \dot{m}} = \frac{F_{inflow} A_{inflow}}{F_{outflow} A_{outflow}} \quad (3.22)$$

$$NEP = 1 - \alpha = \frac{\dot{m}}{F_{outflow} A_{outflow}} = \frac{F_{outflow} A_{outflow} - F_{inflow} A_{inflow}}{F_{outflow} A_{outflow}} \quad (3.23)$$

上記の議論では, α は一定であると想定されている. この仮定は定常流れ場を仮定した流れ場の下で限定すれば一定の合理性があり, 換気設計において非常に有益な情報である. NEP は Visitation Frequency を CV に着目して適応させた概念に相当する.

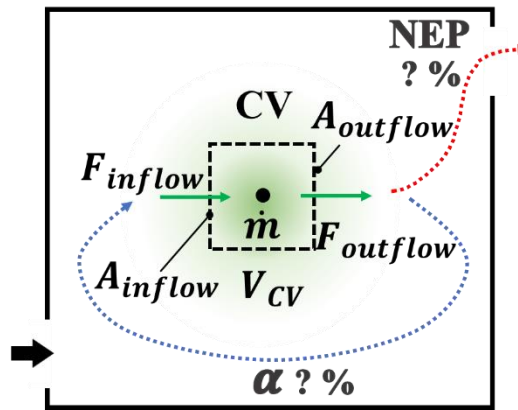


Fig.3.4 NEP の概念

3.8 「点」から「点」への輸送効率を示す換気効率

従来の換気効率は, 上述の換気効率の様に新鮮空気の供給と汚染物質の除去を定量的に評価するための重要な情報を提供する. しかし, M. Sandberg が指摘するように, 換気によって形成される室内気流は汚染物質を希釈して除去する一方で, 汚染物質を室内に拡散させる可能性もある. そこで, 新たな換気効率指標である Transfer Probability (TP) と Travel Time (TT) を用いて評価する. 両者はそれぞれ, 発生点から検出点への輸送確率, 輸送時間をそれぞれ示す. 以下その解説を行う.

3.8.1 Transfer Probability (TP)

池谷らは CV の流入・流出フラックスに着目した NEV と NEP の概念を拡張し, TP の概念を示した. Fig.3.5 の様に, 発生点が P から検出点が P' へと輸送される確率 TP を(3.18)式で定義する.

$$\Delta \dot{m} = TP(x', x) \cdot \dot{m}(x) \quad (3.24)$$

ここで、 $\Delta\dot{m}$ は P から P' への輸送量を示す．式(3.19)式の様に、P'での輸送量と無限級数の和が流入フラックスにバランスするため以下の様になる．

$$\dot{m}_i(x') = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha(x')^n \Delta\dot{m} + \Delta\dot{m} = \frac{\Delta\dot{m}}{1 - \alpha(x')} \quad (3.25)$$

$\dot{m}_i(x'), \alpha(x')$ は P' での流入フラックス，RP を表す．(3.18)と(3.19)より，TP を以下の様に表現できる．

$$TP = \frac{NEP(x') \cdot \dot{m}_i(x')}{\dot{m}(x)} \quad (3.26)$$

ここで、発生量 $\dot{m}(x)$ は解析条件で一定なので、室内の換気によって決まる各 CV の NEP 性状とその発生条件での各 CV の流入フラックスが TP の性状を決める重要なパラメーターである．

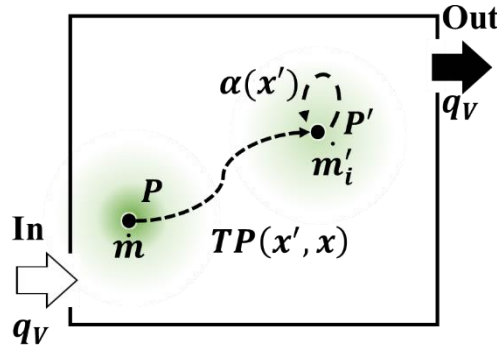


Fig.3.5 TP の概念図

3.8.2 Travel Time (TT)

Efthimoiu and Bartzis は Radioactive トレーサーという仮想的なトレーサーを用いてある「点」から「点」への輸送時間である Travel Time (TT)を定義した．以下の(3.21)，(3.22)のスカラ輸送方程式で表現される Passive/Inert トレーサーと Radioactive トレーサーの両者を同じ位置，強度で発生させる．

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{C} u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D_{eff} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_i} \right) + S \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial \bar{C}_r}{\partial t} + \frac{\partial \bar{C}_r u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D_{eff} \frac{\partial \bar{C}_r}{\partial x_i} \right) + S - \lambda \bar{C}_r \quad (3.28)$$

Passive/Inert トレーサーは通常のスカラー輸送方程式である一方で、Radioactive トレーサーは一定の崩壊定数 λ と自身の濃度によって減衰する崩壊項を右辺第 3 項に持つ．その後、検出点において両者の濃度を検出し、その比を(3.23)式の様に時間に読み解くことによって輸送時間 TT を求めることが出来る．

$$T_{travel} = -\frac{1}{\lambda} \ln \frac{\overline{C_r}}{\overline{C}} \quad (3.29)$$

この TT を名目換気時間 τ で無次元化することで室内の換気効率指標として用いることが出来る。通常、(3.23)式で λ の影響を打ち消しあうために、TT は λ によらず一定の値を得るはずである。しかし、非常に小さな λ だと、 $\overline{C}, \overline{C_r}$ の値の差が非常に小さくなりすぎてしまい、数値誤差を含みやすくなってしまう。そのため、既往研究から $\lambda = 0.10$ とした。

参考文献

- [3-1] REHVA, Ventilation Effectiveness, 丸善, 2004
- [3-2] 村上周三, CFD による建築・都市の環境設計工学, 東京大学出版, 2000.
- [3-3] M. Sandberg, “What is ventilation efficiency?,” *Build Environ*, vol. 16, no. 2, pp. 123–135, 1981, doi: 10.1016/0360-1323(81)90028-7.
- [3-4] 村上周三. ほか. 新たな換気効率指標と三次元乱流数値シミュレーションによる算出法：換気効率の評価モデルに関する研究. 空気調和・衛生工学会論文集. 空気調和・衛生工学会. (1986) no.32, p.91-102.
- [3-5] 小林 光. ほか. 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 1 報-CFD に基づく局所領域の換気効率評価指標の開発. 空気調和・衛生工学会論文集. 空気調和・衛生工学会. (1998) no.68, p.29-36.
- [3-6] Zvirin Y, Shinnar R. Interpretation of internal tracer experiments and local sojourn time distributions. *Int J Multiphase Flow*. 1976; 2: 495-520.
- [3-7] Sandberg M, Sjöberg M. The use of moments for assessing air quality in ventilated rooms. *Build Environ*. 1983; 18(4): 181-197.
- [3-8] Davidson L, Olsson E. Calculation of age and local purging flow rate in rooms. *Build Environ*. 1987; 22: 111-127.
- [3-9] E. Lim, K. Ito, and M. Sandberg, “New ventilation index for evaluating imperfect mixing conditions e Analysis of Net Escape Velocity based on RANS approach,” *Build Environ*, vol. 61, pp. 45–56, 2013, doi: 10.1016/j.buildenv.2012.11.022.
- [3-10] J. Chung, E. Lim, and K. Ito, “Returning and net escape probabilities of contaminant at a local point in indoor environment,” *Build Environ*, vol. 125, pp. 67–76, 2017, doi: 10.1016/j.buildenv.2017.08.028.
- [3-11] M. Sandberg, “The Dual Role of an Air Distribution System, Both Reducing the Concentration of Infectious Agents and Spreading Infectious Agents,” *Front Built Environ*, vol. 7, Jan. 2022, doi: 10.3389/fbuil.2021.728968.

[3-12] N. Ikegaya, K. Ito, and M. Sandberg, “Rigorous mathematical formulation of net escape velocity and net escape probability determining a macroscopic concentration,” *Indoor Air*, vol. 32, no. 7, Jul. 2022, doi: 10.1111/ina.13072.

[3-13] G. C. Efthimiou and J. G. Bartzis, “Atmospheric dispersion and individual exposure of hazardous materials,” *J Hazard Mater*, vol. 188, pp. 375–383, 2011, doi: 10.1016/j.jhazmat.2011.01.120.

[3-14] C. Lin, R. Ooka, H. Kikumoto, and H. Jia, “Eulerian RANS simulations of near-field pollutant dispersion around buildings using concentration diffusivity limiter with travel time,” *Build Environ*, vol. 202, p. 108047, 2021, doi: 10.1016/j.buildenv.2021.108047.

第4章 数値解析における各種方程式について

序

我々が普段生活している環境における空気は一般に非圧縮性，乱流，粘性のある流れである．そこで，本研究では室内環境中における流れ場，濃度場を非圧縮性流体と想定して解析を実施した．以下では，非圧縮性流体を対象とした各種方程式の解説を行う．

4.1 流体シミュレーションの支配方程式

流体は連続の式及び Navier-Stokes 方程式によって輸送現象が記述され，それらの式は非圧縮性流体の場合以下(2.1)，(2.2)となる．

連続の式

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.1)$$

Navier-Stokes 方程式

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right) + S_M \quad (4.2)$$

ここで，各項においてそれぞれ u_i : 瞬時の風速成分 ($(u_1, u_2, u_3) = (u, v, w)$) [m/s]， ρ : 流体密度 [kg/m³]， P : 圧力 [Pa]， ν : 動粘性係数 [m²/s] を示している．本研究では，ANSYS Fluent のデフォルト流体を想定して解析が行われており， $\rho = 1.225$ [kg/m³]， $\nu = 1.460 \times 10^{-5}$ [m²/s] となっている． S_M は外力による運動力の生成を示している．今回のケースでは解析対象空間内で等温と仮定しているから S_M は 0 である．

4.2 スカラー輸送の支配方程式

熱や汚染物質など流れによって運ばれる大きさを持つ量は一般にスカラーと呼ばれる．スカラーには流れに影響を与えず単に輸送されるだけのパッシブスカラーと浮力などを介して流れにも影響を与えるアクティブスカラーの2種類ある．本研究で対象とする汚染物質の輸送に関してパッシブスカラーを想定し行い，その支配方程式は次式で表現される．

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial u_i C}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu}{Sc} \cdot \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) \quad (4.3)$$

Sc はシュミット数であり，濃度拡散率 D [m²/s] と ν 動粘性係数の比を表している．

4.3 レイノルズ数と支配方程式の無次元化

流体の運動及び物体に働く力は、慣性力、圧力、粘性力のつり合いによってきまる。そこで慣性力と粘性力の大きさの比を次式のようにレイノルズ数と定義されている。

$$\text{Re} = \frac{UL}{\nu} \quad (4.4)$$

U は代表速度[m/s], L は代表長さ[m], ν は動粘性係数である。ある二つの流れがあり、その二つの流れのレイノルズ数が等しい場合、たとえ物体の大きさが異なり、流体の種類が異なってもこの二つの流れは力学的に相似であり、一方の流れの性状がわかれば幾何学的または力学的倍率をかけることで他方の流れの性状がわかる。これはレイノルズ相似法則と呼ばれ、大きなスケールの実験を小さな模型実験により推定することができる。そこで(2.2)の Navier-Stokes 方程式と(2.3)のスカラーの輸送方程式に以下の代表的スケールより無次元化する。

$$x_i^* = \frac{x_i}{L}, \quad u_i^* = \frac{u_i}{U_i}, \quad t^* = \frac{t}{L/U}, \quad p^* = \frac{p}{\rho U^2}, \quad C^* = \frac{C}{C_0}$$

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + \frac{\partial u_i^* u_j^*}{\partial x_j^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{1}{\text{Re}} \cdot \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} \right) \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial C^*}{\partial t^*} + \frac{\partial u_i^* C^*}{\partial x_j^*} = \frac{1}{\text{Re}} \cdot \frac{1}{\text{Sc}} \cdot \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left(\frac{\partial C^*}{\partial x_j^*} \right) \quad (4.6)$$

これからもわかるようにレイノルズ数を合わせれば質量力の関与しない二つの流れは相似になることがわかる。

4.4 乱流モデルの必要性

都市境界層流れは一般にレイノルズ数が非常に大きい乱流である。乱流には微細な変動から大きな変動まで、さまざまなスケールの乱れが含まれている。乱流を数値的に解析する場合、直接数値シミュレーション(Direct Numerical Simulation: DNS)を用いて式(2.1), (2.2), (2.3)に示すような支配方程式をそのまま解くことで、流れに含まれるすべてのスケールの渦を解析することが可能であるが、そのためにはすべてのスケールの渦を解像できるように十分に細かい計算格子(メッシュ)を用いる必要がある。運動エネルギーが散逸し熱エネルギーに変わる非常に小さなスケールは Kolmogorov のマイクロスケール η と呼ばれており、次元解析により対象とする系の代表的な渦の長さスケールを L とすると L と η の比は、レイノルズ数を用いて以下のように表現される。

$$\frac{L}{\eta} \sim \text{Re}^{3/4} \quad (4.7)$$

乱流の3次元性を考慮すると、代表的な渦のスケール L を解像する格子分割数は少なくとも $(L/\eta)^3 \sim \text{Re}^{9/4}$ のオーダーで必要となる。都市乱流境界層では、レイノルズ数が 10^6 程度と非常に大きいため計算負荷等を考慮すると DNS で解析することが困難である。定常場の平均値のみが必要である本研究では、Kolmogorov のマイクロスケールの渦まで解像する DNS の必要性は乏しい。そこで、ある程度の大きさ以上のスケールの渦のみを解析対象とし、それ以下のスケールの変動はモデル化して表現する手法が一般的に用いられる。その手法は、流れの支配方程式をアンサンブル平均し、その平均値からのずれの変動成分についてモデル化し表現する Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) モデルとその支配方程式を適当な空間フィルタを施して粗視化を行い、フィルタ幅よりも大きなスケールの流れを直接計算し、それよりも小さなスケールの流れはモデル化する Large-Eddy Simulation (LES) の二つがあげられる。以下では、本研究で使用した RANS モデルについて解説する。

4.5 RANS モデル

本研究では、SST $k-\omega$ モデルを適応させた RANS モデルを用い解析を行った。以下 RANS の特徴を示す大事な構成要素であるレイノルズ方程式、渦粘性近似、2 方程式モデルを解説する。

4.5.1 レイノルズ方程式

RANS で用いられるレイノルズ方程式は連続式(2.1)、N-S 式(2.2)、スカラー輸送方程式(2.3)に対してアンサンブル平均(系の取りうるすべての状態に対してその出現確率に対して重み付けした平均)を施すことに考える。なお、物理量 f のアンサンブル平均操作を $\bar{f}$ と表す。

$$f = \bar{f} + f' \quad (4.8)$$

(2.6)式の関係(2.1)、(2.2)に代入し、これにアンサンブル平均をとれば次式のように表される。また、アンサンブル平均の基本性質として、 $\overline{f'} = 0$ と $\overline{\bar{f}} = \bar{f}$ である。

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (4.9)$$

$$C = \bar{C} + C' \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{C}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu}{Sc} \cdot \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j} - \overline{u'_i C} \right) \quad (4.13)$$

(2.7), (2.8), (2.9)はそれぞれ連続の式, N-S 式, スカラー輸送方程式にアンサンブル平均を施した式である. (2.2)と(2.8)式, (2.3)と(2.9)式をそれぞれ比較すると, 右辺に新たな項としてレイノルズ応力 $\overline{u'_i u'_j}$ と乱流スカラーフラックス $\overline{u'_i C}$ が新たに加わっている. この新たな未知数が加わるために上記の式のみでは方程式が閉じなくなる. そのため, この新しい未知数を何らかの方法で $\bar{u}_i$ などの既知情報と結び付けて(2.7), (2.8), (2.9)の方程式系をクローズした方程式系にする工夫を行わなければならない. これをクロージャープロblem(完結問題)という.

4.5.2 渦粘性(勾配拡散近似)モデル

レイノルズ応力 $\overline{u'_i u'_j}$ のモデル化として, 最も簡易で基本的なモデルは渦粘性モデル(勾配拡散近似モデル)と呼ばれるモデルである. このモデルでは, ニュートンの粘性則で述べられている粘性応力は流体要素のひずみ速度に比例するとされているアナロジーから生まれている. Boussinesq はレイノルズ応力が平均ひずみ速度に比例するだろうと提案し, 乱流動粘性係数 ν_t を導入することで $\overline{u'_i u'_j}$ と平均速度勾配と ν_t に関連付けて以下のように表現する.

$$\overline{u'_i u'_j} = -\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (4.14)$$

(2.10)式中の k は乱流エネルギー ($k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}$) である. δ_{ij} はクロネッカーのデルタであり, $i = j$ の時に 1, $i \neq j$ の時 0 になる関数である. ただし, この項は一般に(2.8)式の圧力項に含まれるものとして陽的に取り扱われないことが多い. 圧力を求める際には乱流エネルギーの影響を差し引く必要があることに注意が必要である. 以上をまとめると次式のようになる.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right) \quad (4.15)$$

ν_t に対し ν が十分に小さい場合 ν が無視される場合がある. 渦動粘性近似により導入した ν_t は新たな未知数であり, 何らかの方法でモデル化する必要がある. その手法の一つが $k-\epsilon$ 型 2 方程式モデルである.

乱流スカラーフラックスも同様にモデル化することができる．(2.10)式との相似性から，スカラーの乱流輸送は，輸送されるスカラーの平均値の勾配に比例すると記述できる．

$$\overline{u'_i C} = -\frac{\nu_t}{Sc_t} \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_j} \quad (4.16)$$

ここで、 Sc_t は乱流シュミット数である．以上スカラーの輸送方程式についてもまとめると次式のようになる．

$$\frac{\partial \overline{C}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_i C}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\frac{\nu}{Sc} + \frac{\nu_t}{Sc_t} \right) \cdot \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_j} \right) \quad (4.17)$$

4.5.3 2 方程式モデル

2 方程式モデルは、 ν_t の評価のために乱流エネルギー k と乱流散逸率 ε をはじめとする物理量の輸送方程式を導入するモデルである．以下一般的に用いられる標準 k - ε モデルの解説と本研究で採用された SST k - ω モデルの解説を行う．

4.5.3.1 標準 k - ε モデル

k - ε モデルでは，乱流運動エネルギーに影響を及ぼす機構について焦点をあてる．乱流運動エネルギー $k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ の輸送方程式は(2.2)式の N-S 式から(2.10)式のレイノルズ方程式を差し引いて変動成分である u'_i の方程式を求め，これに u'_i を乗じ，アンサンブル平均を施すことで求めることができる．これを以下に示す．

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k \overline{u_i}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - \varepsilon \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial \overline{u'_j k'}}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{u'_j p'}}{\partial x_j}, \quad P_k = 2\nu_t S_{ij} S_{ij}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right), \quad \varepsilon = -\nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}}$$

第1項， P_k ， ε はそれぞれ拡散項，生産項，散逸項である． ε の輸送方程式は k の場合と同様に変動成分 u'_i に関する方程式をもとに導出され以下のように表される．

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon \overline{u_i}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\varepsilon}{k} [C_{1\varepsilon} P_k - C_{2\varepsilon} \varepsilon] \quad (4.19)$$

また， ν_t は次式のように評価される．

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.20)$$

標準 k - ε モデルでは, (2.16), (2.17), (2.18)における定数 C_μ , σ_k , σ_ε , $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ は幅広い乱流流れの範囲において適合する総合的なデータが最適化されている. 以下のように与えることが多い.

$$C_\mu = 0.09, \quad \sigma_k = 1.00, \quad \sigma_\varepsilon = 1.30, \quad C_{1\varepsilon} = 1.44, \quad C_{2\varepsilon} = 1.92$$

k - ε モデルは様々な流れ場解析に適応されかなりの成功を収めている. しかし一方で, いくつかの問題点も指摘されている.

(1) 等方的な渦粘性 ν_t に基づいてモデル化されているため, 複雑乱流場でみられ

るようなレイノルズ応力 $\overline{u_i' u_j'}$ が顕著な非等方性を有する流れ場を解析対象とするとき, 予測精度に限界がある.

(2) 十分に乱れた流れ場を対象として開発されたモデルのために, 壁面近傍や壁の減衰効果や粘性効果のある流れ場, また強い安定層が生まれ, 乱れが減衰し, 疑似的に層流化する流れ場に対しては高精度の解を与えることができない.

そこで, その問題点を改善するために多くの改良 k - ε モデルが提案されている.

4.5.3.2 SST k - ω モデル

標準型 k - ε モデルに対して, 壁近傍の領域で k - ω モデルを適応し, 壁から離れた完全乱流領域では標準的な k - ε モデルを用いるというハイブリットモデルである.

k - ε モデルでは渦動粘度 ν_t を速度スケール $v = \sqrt{k}$, 長さスケール $l = k^{3/2} \varepsilon$ の積として記述されている. Wilcox が提案した k - ω モデルは 2 つ目の変数として乱れの周期 $\omega = \varepsilon/k$ [s^{-1}]を用いる. この変数を用いる場合, 長さスケールは $l = \sqrt{k}/\omega$ であり, 渦粘性は次式から求める.

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (4.21)$$

このとき, k の輸送方程式は以下ようになる.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - \beta^* k \omega \quad (4.22)$$

$$P_k = 2\nu_t S_{ij} S_{ij} - \frac{2}{3} \omega \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \delta_{ij}$$

これに加え, Menter が提案した SST k - ω モデルは(2.17)式の ε の輸送方程式に $\varepsilon = k\omega$ を代入し整理することで ε の式を ω に変換する. ω の支配方程式は以下ようになる.

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \omega \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + \gamma_2 \left(2S_{ij} \cdot S_{ij} - \frac{2}{3} \omega \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \right) - \beta_2 \omega^2 + 2(1-F_1) \frac{\sigma_{\omega 2}}{\omega} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (4.23)$$

壁から離れた標準 k - ε モデルと、変換した壁近傍の k - ω モデルによる渦粘性の計算値の違いによって数値不安定性が生じる。二つのモデルの間の推移をなめらかにするために混合関数を用いる。 F_1 は k - ε モデルと k - ω モデルの混合割合を決定するパラメータであり、壁で 0、壁から十分離れたところで 1 となり、この方法は、数値的に安定な方法で、 k - ω モデルの壁近傍での良い挙動と壁から離れた場所での k - ε モデルの安定性を組み合わせている。

$$\sigma_k = \frac{1}{F_1 / \sigma_{k,1} + (1 - F_1) / \sigma_{k,2}} \quad (4.24)$$

$$\sigma_\omega = \frac{1}{F_1 / \sigma_{\omega,1} + (1 - F_1) / \sigma_{\omega,2}} \quad (4.25)$$

$$\beta_i = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2} \quad (4.26)$$

$$F_1 = \tanh(\Phi_1^4) \quad (4.27)$$

$$\Phi_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{\omega y^2} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega,2}k}{D_\omega^+ y^2} \right] \quad (4.28)$$

また、逆圧力勾配と後流領域のある流れの性能を改善するために渦粘性を制限し、よどみ領域での乱れの生成を抑制するために乱流エネルギー k の生成を制限するリミッターがある。それは以下のようになる。

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1, SF_2)} \quad (4.29)$$

ここで、 $S = \sqrt{2S_{ij} \cdot S_{ij}}$, a_1 = 定数, F_2 は混合関数である。

$$F_2 = \tanh(\phi_2^2) \quad (4.30)$$

$$\phi_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \quad (4.31)$$

モデルパラメータは次の値を示す。

$$\alpha^* = 1.0, \alpha = 0.52, \beta^* = 0.09, a_1 = 0.31 \\ \sigma_{k,1} = 1.176, \sigma_{k,2} = 1.0, \sigma_{\omega,1} = 2.0, \sigma_{\omega,2} = 1.168, \beta_{i,1} = 0.075, \beta_{i,2} = 0.0828$$

4.6 移流項の差分スキーム

流れのシミュレーションを実施する場合、移流-拡散方程式をどのように離散化するかが非常に重要になってくる。それは、拡散と移流の物理量輸送のメカニズムが大きく異なることが大きく影響しており、その議論を怠ると計算が不安定化しやすい。ここでは、離散化

の手法並びに移流項の離散化について本研究で使用した 2 次風上差分法を中心に解説していく。

4.6.1 離散化手法

CFD 解析で用いられる離散化手法には以下の例があり，その特徴を概説する。

(1) 有限差分法 (Finite Difference Method :FDM)

偏微分方程式の数値解法として最も古典的な手法であり，計算領域を差分格子に分割し領域内の未知変数の分布を格子点上の近似解として求める。子の近似解を得るために，偏微分方程式の微分項をテイラー展開または多項式近似などを用いて近似式に置き換える。これにより離散点数の未知変数の代数方程式が得られ，必要に応じて大規模な連立 1 次方程式として解を求める。有限差分法は基本的に構造格子に適応され，単純な形状ならデカルト座標系において，簡単に支配方程式を離散化できるとともに高次精度の差分式を用意に導出することができる。

(2) 有限体積法 (Finite Volume Method :FVM)

計算領域を有限の数の微小体積空間で細分化し，それぞれの微小空間において各物理量の収支を考える。この収支を考える微小体積のことをコントロールボリューム(CV)と呼ぶ。各 CV で支配方程式を積分することで，物理量の収支を表現する離散化式を得る。そして，各 CV 中心での未知変数を定義し，その値をもとに各 CV の境界面での物理量の流入・流出を算出し，離散式に代入することで解を得る。支配方程式を積分した後離散化するため，正しく CV が配置されていれば常に保存則を満たす離散式を得ることができる。任意の多面体格子にも適応することができるため人体モデル等の複雑形状にも適している。だがしかし，2 次精度を超えて高次精度化することがむずかしい。

(3) 有限要素法 (Finite Element Method :FEM)

計算領域を有限の要素に分割し，それぞれの要素において満足する支配方程式を補間関数で近似して扱う。FEM でも FVM のように任意の格子形状で用いることができ，さらに扱いやすいという特徴から，流体-個体連成などの問題で適応されているケースが多い。

(4) その他の流れの解法

近年では，固定された粒子を配置して粒子間の衝突・平進を計算する格子ボルツマン法などに関する研究事例が数多く発表されている。

4.6.2 有限体積法と変数配置

本研究では，FVM を採用し，FVM では CV ごとに支配方程式を離散化方程式に変換する。その際に，速度，圧力，濃度等の従属変数をあらかじめ定めておく必要がある。格子点

にすべての変数を定義する **Regular grid**, 圧力を格子の中心, 速度を界面中心に定義する **Staggered grid** などがあげられるが, 今回商用の CFD ソフトウェアである ANSYS Fluent を用いたため, そこで採用されている Rhie-Chow らが開発した **Co-location grid** を用いて解析を行った. この方法では, 運動方程式を解く際には CV 中心の速度を, 連続式の評価には界面速度を用いて計算を行う. そうすることで, **Regular grid** で起こりやすい圧力及び連続式の空間振動を防ぐ.

4.6.3 空間微分項の離散化

ここでは, FVM における移流項の離散化手法について解説する. ある物理量 ϕ の移流拡散方程式を以下の形で一般化できる.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial u_i \phi}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} + S_\phi \quad (4.32)$$

(2.30)式を CV で積分し, さらに時間項, ソース項は CV 内で一定であるとする次式が得られる.

$$V \frac{\partial \phi}{\partial t} + \int_{CV} \left(\frac{\partial u_i \phi}{\partial x_j} \right) dV = \int_{CV} \left(\frac{\partial}{\partial x_j} \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dV + VS_\phi \quad (4.33)$$

移流項および拡散項にガウスの発散定理を適応させ, CV に対する体積積分を CV の界面 A に対する面積分に置き換えることができ, 以下の様に表現できる.

$$V \frac{\partial \phi}{\partial t} + \int_A n_j (u_i \phi) dA = \int_A n_j \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dA + VS_\phi \quad (4.34)$$

ただし, n_j は界面の法線ベクトルを示す. これら面積分の計算には CV の界面上における $u_j \phi$ および $\partial \phi / \partial x_j$ の値が必要となってくる. 簡単のために以下のような解析領域を想定して離散化する.

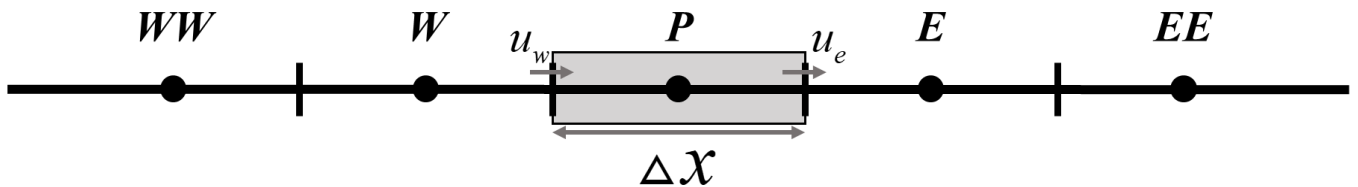


Fig. 4.1 一次元における等間隔コロケーション格子上の CV イメージ図

拡散項は次のように展開され, 界面 e 及び界面 w における勾配は通常中心差分法を用いる.

$$\int_A n_j \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dA = \Gamma A \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \Big|_e - \Gamma A \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \Big|_w = \Gamma_e A_e \frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x} - \Gamma_w A_w \frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta x} \quad (4.35)$$

移流項を中心差分法で表現した場合、以下の様に展開される．

$$\int_A n_j (u_i \phi) dA = (\phi u A)_e - (\phi u A)_w = \frac{\phi_p + \phi_e}{2} u_e A_e - \frac{\phi_w + \phi_p}{2} u_w A_w \quad (4.36)$$

このとき、 $D = \Gamma A$, $F = uA$ とすると、移流-拡散方程式に中心差分法で離散化した方程式の形は以下の様になる．

$$a_p \phi_p = a_w \phi_w + a_e \phi_e \quad (4.37)$$

$$a_w = D_w + \frac{F_w}{2}, \quad a_e = D_e - \frac{F_e}{2}, \quad a_p = a_w + a_e + (F_e - F_w)$$

中心差分法では、CV 界面での移流フラックスと拡散フラックスを計算するために整合性があり、保存性がある一方で、 a_e に対する移流の影響が負であるため Scarborough の反復法が収束する十分条件を満たさない可能性がある．(連続の式を満足している場合、 $F_e - F_w = 0$ であり、Scarborough の条件を満たす．) a_e を正とするためには、 D_e と F_e は以下の関係式を満たさなければならない．

$$\frac{F_e}{D_e} = Pe_e < 2 \quad (4.38)$$

Pe はペクレ数を表している． Pe_e が 2 よりも大きい場合(特に高レイノルズ数流れの場合)、東側の離散化係数が負になり、有界性の必要条件を逸脱し非合理的な解となる．これは、計算結果のアンダーシュート、オーバーシュートを引き起こす．このような、結果を招かないために、セル Pe を十分に小さくするように計算格子を作成することが求められるが、計算リソースをいたずらに増やすことにもつながる．RANS による計算では、リーズナブルな計算が求められるために、以下のような風上差分法を適応させることが多い．

一次風上差分法では、以下の様に界面における物理量を与える．

$$\phi_e = \begin{cases} \phi_p & (u_e > 0) \\ \phi_e & (u_e < 0) \end{cases} \quad (4.39)$$

$$a_p \phi_p = a_w \phi_w + a_e \phi_e \quad (4.40)$$

$$a_w = D_w + \max(F_w, 0), \quad a_e = D_e + \max(0, -F_e), \quad a_p = a_w + a_e + (F_e - F_w)$$

これは界面における流速の方向に応じて文字通り界面より風上側に位置する定義点により補間する．補間による打ち切り誤差は格子幅の 1 乗に比例し、1 次精度の補間手法となる．風上補間では、打ち切り誤差の主要項が流体の粘性を高める働きをし(この効果は数値粘性と呼ばれる)、高レイノルズ数の流れであっても中心差分法の様に振動解とはならないが、本来の現象に比べて時空間的にかなり平滑化された解となってしまう．そのため、本研究では、2 次精度風上差分法を用いて解析を行った．

1 次精度に差分参照点を 1 点追加することで 2 次精度の差分スキームを定式化する．ここで $u_e > 0$ の時，フーリエ展開により， $\phi_E, \phi_W, \phi_{WW}$ は以下の様に表現でき，それらから物理量 ϕ の一次微分項は(2.42)式のようになる．

$$\phi_E = \phi_P + \Delta x \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{(\Delta x)^2}{2!} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + o(\Delta x^3) \quad (4.41)$$

$$\phi_W = \phi_P - \Delta x \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{(-\Delta x)^2}{2!} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + o(\Delta x^3) \quad (4.42)$$

$$\phi_{WW} = \phi_P - 2\Delta x \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{(-2\Delta x)^2}{2!} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + o(\Delta x^3) \quad (4.43)$$

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_P = \frac{3\phi_P - 4\phi_W + \phi_{WW}}{2\Delta x} \quad (4.44)$$

ここで， $u_e < 0$ の場合も含めてまとめると以下の様になる．

$$a_P \phi_P = a_W \phi_W + a_E \phi_E + S_P \quad (4.45)$$

$$a_W = D_w + \max(F_w, 0), \quad a_E = D_e + \max(0, -F_e), \quad a_P = a_W + a_E + (F_e - F_w)$$

$$S_P = \begin{cases} F_w \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_W \Delta x - F_e \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_P \Delta x & u_e > 0 \\ F_w \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_P \Delta x - F_e \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_E \Delta x & u_e < 0 \end{cases}, \quad \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_P = \begin{cases} \frac{3\phi_P - 4\phi_W + \phi_{WW}}{2\Delta x}, & u_e > 0 \\ \frac{-3\phi_P + 4\phi_E - \phi_{EE}}{2\Delta x}, & u_e < 0 \end{cases}$$

4.7 圧力と速度の連成手法

4.7.1 Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations (SIMPLE 法)

SIMPLE 法は，有限体積法を応用した N-S 式の数値解法として Patanker-Spalding によって開発されたアルゴリズムである．次式に N-S 式の圧力項以外を離散化した式を示す．

$$a_P \mathbf{u}_P + \sum a_N \mathbf{u}_N = -\nabla p + \mathbf{b} \quad (4.46)$$

ここで， a は離散化方程式の係数，添え字 P は有限体積法での CV， N は隣接セル， $\mathbf{b}$ は速度と圧力に依存しない項である．

SIMPLE 法では，連続式と運動方程式を精度良く満たすまで反復法により速度と圧力を更新するが，反復途中での予測値 $\mathbf{u}^*, p^*$ とその修正量 $\mathbf{u}', p'$ に分解して以下の様に表す．

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}^* + \mathbf{u}' \quad (4.47)$$

$$p = p^* + p' \quad (4.48)$$

まず，圧力の予測値 p^* を用い，以下の式を解いて速度の予測値 $\mathbf{u}^*$ を求める．

$$a_P \mathbf{u}_P^* + \sum a_N \mathbf{u}_N^* = -\nabla p^* + \mathbf{b} \quad (4.49)$$

(4.46)式に(4.49)，(4.48)式に代入し，(4.49)式を差し引くと修正量に対する次式を求まる．

$$a_P \mathbf{u}_P' + \sum a_N \mathbf{u}_N' = -\nabla p' \quad (4.50)$$

また、連続式より以下が成立

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_p = \nabla \cdot \mathbf{u}_p^* + \nabla \cdot \mathbf{u}'_p \quad (4.51)$$

(4.50)式の両辺を a_p で除して、(4.51)式に代入すると圧力の修正項に関するポアソン方程式を得る.

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{a_p} \nabla p' \right) = \nabla \cdot \mathbf{u}_p^* - \nabla \cdot \left(\frac{\sum a_N \mathbf{u}'_N}{a_p} \right) \quad (4.52)$$

この時点で速度の修正量 $\mathbf{u}'$ は決まっていないため、常識は右辺第2項が未知数となり方程式が解けない. そこで、SIMPLE 法では隣接セルによる速度修正量による影響は小さいとし、隣接セルの速度修正項 $\sum a_N \mathbf{u}'_N$ は無視する近似を行う. したがって(4.50), (4.52)式は以下の様に近似される.

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{a_p} \nabla p' \right) = \nabla \cdot \mathbf{u}_p^* \quad (4.53)$$

$$\mathbf{u}'_p = -\frac{1}{a_p} \nabla p' \quad (4.54)$$

これにより、ポアソン方程式を解くことができ、求めた圧力修正量 p' を(4.54)式に代入することで、容易に速度修正量 $\mathbf{u}'$ が求まる. ここで、SIMPLE 法の名前における Semi-Implicit(半陰解法)は、隣接セルの速度修正項を無視していることから Full-Implicit(完全陰解法)ではないことを意味している.

SIMPLE 法では、隣接セルの速度修正に伴う移流項・拡散項の変化影響が速度式から取り除かれるために速度修正の精度は圧力修正に大きく依存し、圧力修正が非常に厳しい制約を受ける. このため、過大な圧力修正を避けるために圧力修正については、緩和係数 α_p を用いて以下の様な不足緩和を導入している.

$$p = p^* + \alpha_p p' \quad (4.55)$$

N-S 式に関しても、非線形性が強く繰り返し計算が不安定となりやすいのでこれを回避し収束解を得るために(4.49)式に不足緩和を施した次式を解くことになる.

$$\frac{1}{\alpha_u} a_p \mathbf{u}_p^* + \sum a_N \mathbf{u}_N^* = -\nabla p^* + \mathbf{b} + \frac{(1-\alpha_p)}{\alpha_p} a_p \mathbf{u}_p^{old} \quad (4.56)$$

ここで、 α_u は緩和係数であり、 $\mathbf{u}_p^{old}$ は前反復での速度である. Patanker は緩和係数の値として $\alpha_p = 0.7, \alpha_u = 0.5$ が多くの流れ計算で十分なものとしているが、安定で収束性が良い緩和係数は流れ場や格子、離散化スキームなど多くの解析条件に依存するため、最適な緩和係数を設定することは難しい.

参考文献

- [4-1] 空気調和・衛生工学会, はじめての環境・設備設計シミュレーション CFD ガイドブック, オーム社, 2019.
- [4-2] ANSYS Inc. Ansys Fluent Theory Guide v2021 R2. ANSYS Inc, 2021.
- [4-3] 日本建築学会, 都市の風環境予測のための CFD ガイドブック, 丸善出版, 2020.
- [4-4] H. K. Versteeg and W. Malalasekera, An Introduction to Computational Fluid Dynamics 2nd Edition, 森北出版, 2011.
- [4-5] 村上周三, CFD による建築・都市の環境設計工学, 東京大学出版, 2000.
- [4-6] Suhas V. Patanker, コンピュータによる熱移動と流れの数値解析, 森北出版, 1985.

第5章 解析結果

5.1 解析領域・境界条件

数値計算領域と数値条件については, Ikegaya らが行った WTE と Fernandez らが行った LES のセットアップを再現し, 都市部の建物群における自然換気現象の換気性状を解析した. ベースモデルは Fig.5.1 の(a)に示すように, 3つの単純建物ブロックと一つの換気建物が千鳥配列したものである. また, 建物ブロックは高さが $H=100$ [mm]であり, 壁の厚さは 2 [mm]となっている. 計算領域は x, y, z 方向に $4H \times 4H \times 4H$ とし, ブロックの建蔽率は 25% である. 換気ブロックは(b)に示すような開口が二つあり, それらは向かい合って配置されており, 開口部の面積は, 壁面積 H^2 [mm²]の 10% である. 流れの方向に沿った開口条件を Streamwise direction 条件(STR), 流れの方向と垂直な開口条件を Lateral direction 条件(LAT)とした. (c)に室内の水平面・鉛直面でのメッシュデザインを示している. 計算負荷をできるだけ小さくするために既往研究で示されたメッシュ作成ガイド手引きに従い, 不等間隔構造メッシュを ANSYS/Design Modeler で作成した. STR 条件では, $3,484,344$ メッシュ, LAT 条件では $3,365,112$ メッシュ数となっており, 室内の壁面第一セルの大きさを示す無次元数である y^+ は 3 以下であった. 本研究では, 商用コードである ANSYS/Fluent 2022R2 を用いて, 第4章で解説した質量保存則, N-S 式, スカラーの輸送方程式を離散化し数値解析を行った.

Table 5.1 解析条件

Algorithm	SIMPLE	
Advection Schemes	2^{nd} -order upwind difference scheme	
Other gradient schemes	2^{nd} -order central difference scheme	
Turbulence model	SST k - ω model	
Boundary conditions	Inlet	$u_{in} = u_{LES}, k_{in} = k_{LES}, \omega_{in} = \frac{C_\mu^{3/4} \times k_{LES}^{1/2}}{l_{in}}$
		LES profile by Fernandez et al., $l_{in} = H, C_\mu = 0.09$
	Outlet	Gradient-zero
	Spanwise	Periodic boundary condition
	Wall	Free slip (i.e., $\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = 0, w = 0$) at $z = 4H$
		No slip (i.e., $u_i = 0$) at floor and model surface
	Scalar	Gradient-zero

Table 5.1 に今回の解析条件を示している．本研究では，速度場と圧力場の連成には SIMPLE アルゴリズム，乱流モデルには SST $k-\omega$ モデル，移流項には 2 次風上差分法，その他の離散化には 2 次精度中心差分法を適応させた．また，流れ場を再現するために流入境界条件に Fernandez らが行った既往研究の速度・乱流エネルギーのプロファイルに適応させ， ω は表の様に設定した．流出境界条件は勾配ゼロ，建物の表面と解析領域の床面には No Slip 境界条件，解析領域の上面には Free Slip 境界条件を適応させた．

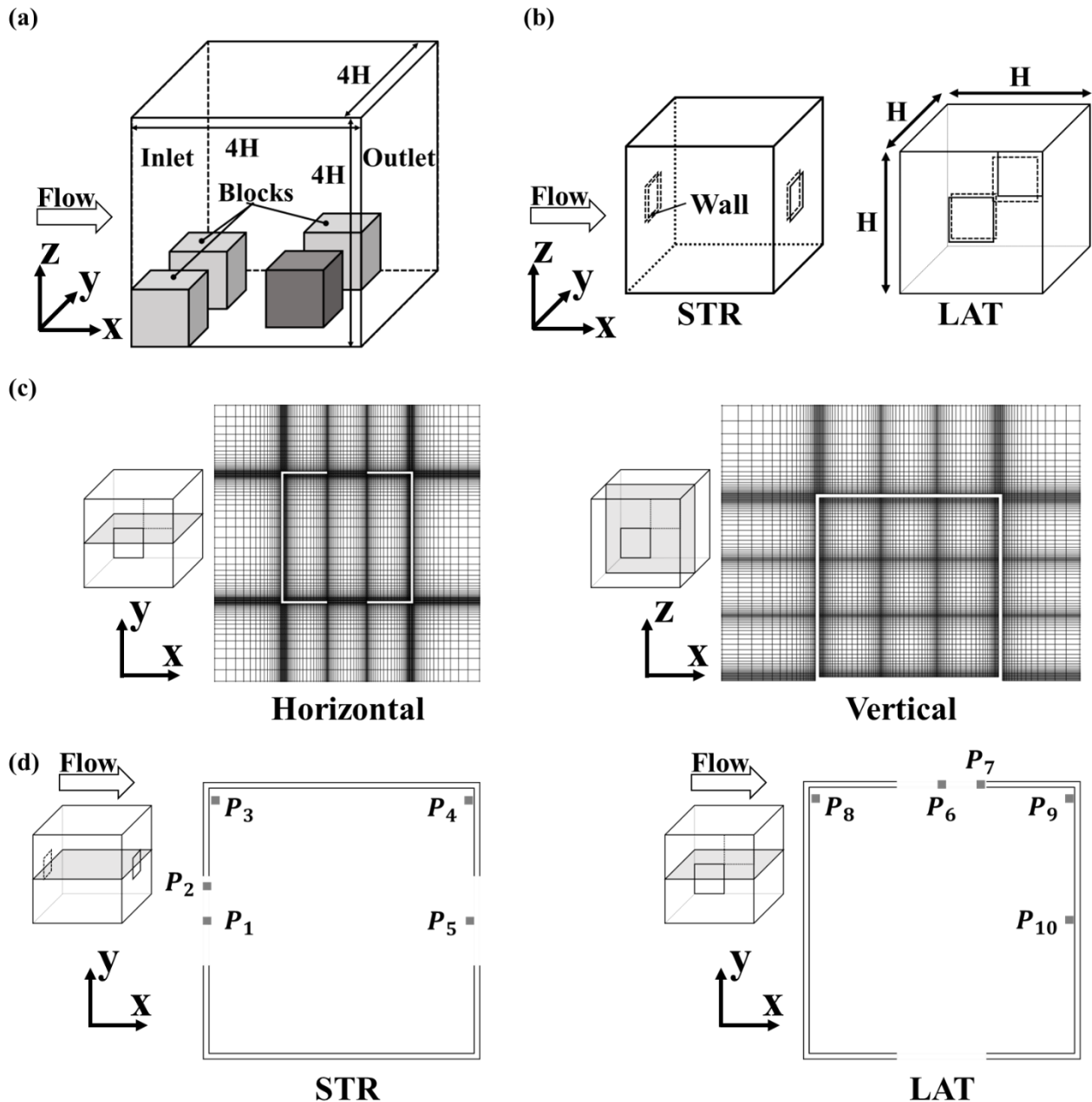


Fig.5.1 (a)解析領域，(b)STR，LAT の開口条件，(c)計算格子，(d)汚染物質の発生条件の概略図流れ場解析

5.1.1 室内流れ場分布

Fig. 5.2(a)-(c)は、STR 条件における室内中央水平面($z/H = 0.5$)、STR 条件における鉛直面($y/H = 0.0$)、および LAT ケースにおける水平面($z/H = 0.5$)の速度プロファイルの比較図を示している。また、同時に既往研究の WTE, LES データも同時に示しており、すべてのデータは解析領域の中心平面における流れ方向の平均風速で定義される代表風速 u_{reff} で無次元化している。(a)より、LES と比較して RANS は風上開口部と中央付近で WTE データからの誤差が若干見られる。(b)では、開口部の端で陰ができてしまい、レーザーが減衰してしまうため、WTE データの $0.3 < z/H < 0.4$ と $0.6 < z/H < 0.7$ の間の値を削除して示している。風上開口部では、RANS, LES と WTE データとの差異が確認されました。これは、同様の WTE と LES の詳細を比較した Adachi らが言及しているように、WTE の開口部でうまく速度が図れてないことが原因だと考えられる。(c)より、LAT 条件では、CFD の速度プロファイルは実験データと概ね良好な一致が示されたが、開口近くでは若干の差異が確認された。乱れが大きな開口付近では若干の差異が確認されたが、全体的には RANS は LES, WTE の速度プロファイルを非常によく再現できているといえる。

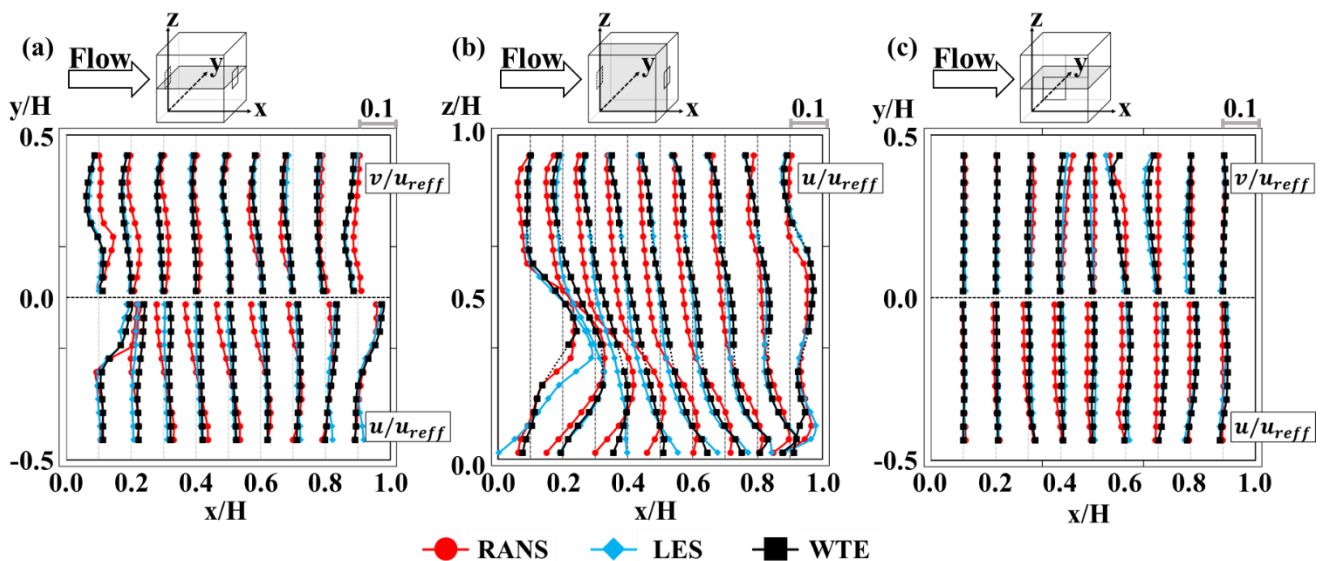


Fig. 5.2 各平面における速度プロファイルの比較図

Fig. 5.3 に 5.2 の時と同様に STR 条件での(a)水平面(b)鉛直面、LAT 条件での(c)水平面における (1) RANS, (2) LES, (3) WTE の速度コンター図並びにベクトル図を示している。これも代表風速 u_{reff} で無次元化した値を用いて示している。(a)より、すべての結果で、風上開口から室内に広がるように流入した空気が風下開口で縮流とともに外部に排出されていることがわかる。Fig. 5.2 の(a)からも読み取れるが、風上開口部の縁部分で y 方向の速度 v が

LER, WTE よりも大きな値を示し室内の側壁面へと空気が広がりやすくなっていること, (LES でも若干確認されるが)室内中央付近で流れ方向とは逆のネガティブな流れが確認される. (b)より, すべてのケースで風上開口で強い下降流とともに空気が導入され, 風下開口で上昇流とともに空気が室外へと排出されることがわかる. RANS の結果では, LES, WTE よりも風上開口での噴流の幅が若干狭く, 前述したように, WTE ではレーザーの減衰から開口の縁部分でベクトルが急激に減衰する領域が確認された. LAT 条件では, すべての結果で両開口が流入・流出を担っていることが確認され, RANS では LES, WTE に比べて開口に対し垂直に空気が導入, 排出されていることがわかる. これらの RANS と LES, WTE の差異は非定常的な流れを再現できない RANS のデメリットではあるが, 流れ場の全体的な形相はとらえることができており, 計算負荷を考えると今回の結果は非常に理にかなった結果であるといえる.

5.1.2 換気量比較

多くの自然換気研究で行われているように, 換気量での比較は非常に重要である. 今回の解析では, Steady RANS と LES の時間平均データから得られた速度場の値を用いて(2.7), (2.8)式から求まる平均換気量 Q_{net} と総換気量 Q_{gross} を算出し, 比較を行った. Fig. 5.4 に STR, LAT 両条件での換気量をそれぞれ示す. RANS の STR 条件での Q_{net} と Q_{gross} の比を取ると 1.01 であり, LES の場合では 0.99 となり両者の差がほとんどなかった. これは, 流れの向きと窓の向きが同じであるため, RANS, LES とともに風上開口, 風下開口での流れの方向からの逆流が極端に少ない傾向であるとわかった. また, LAT 条件で同様に比を取ると RANS, LES の場合で, それぞれ 0.0058, 0.087 と, Q_{net} と Q_{gross} で値が大きく異なっていた. これは, LAT 条件では, 両開口が流入・流出ともに担っているため, 開口での速度平均値を使う Q_{net} は 0 に近づき, 非常に小さな値を示すが, 開口面内での非一様な空気導入より, Q_{gross} にあるように空気交換が行われている. 一方で, モデル化手法の異なる RANS と LES とで換気量を比較すると, STR 条件では, RANS と LES の Q_{net} が値の比が 0.90, Q_{gross} の場合 0.89, LAT 条件では, Q_{net} の比が 0.075, Q_{gross} が 1.13 となっていた. STR 条件では, Q_{net} , Q_{gross} とともに 10%程度 RANS が過小評価, LAT 条件では, Q_{gross} で 13%の過大評価となっていたが, RANS が自然換気条件下における開口での換気量を見積もることがいくつかの既往研究で苦手であることを報告されていることを加味すると, 今回の解析は理にかなった解析であると言える.

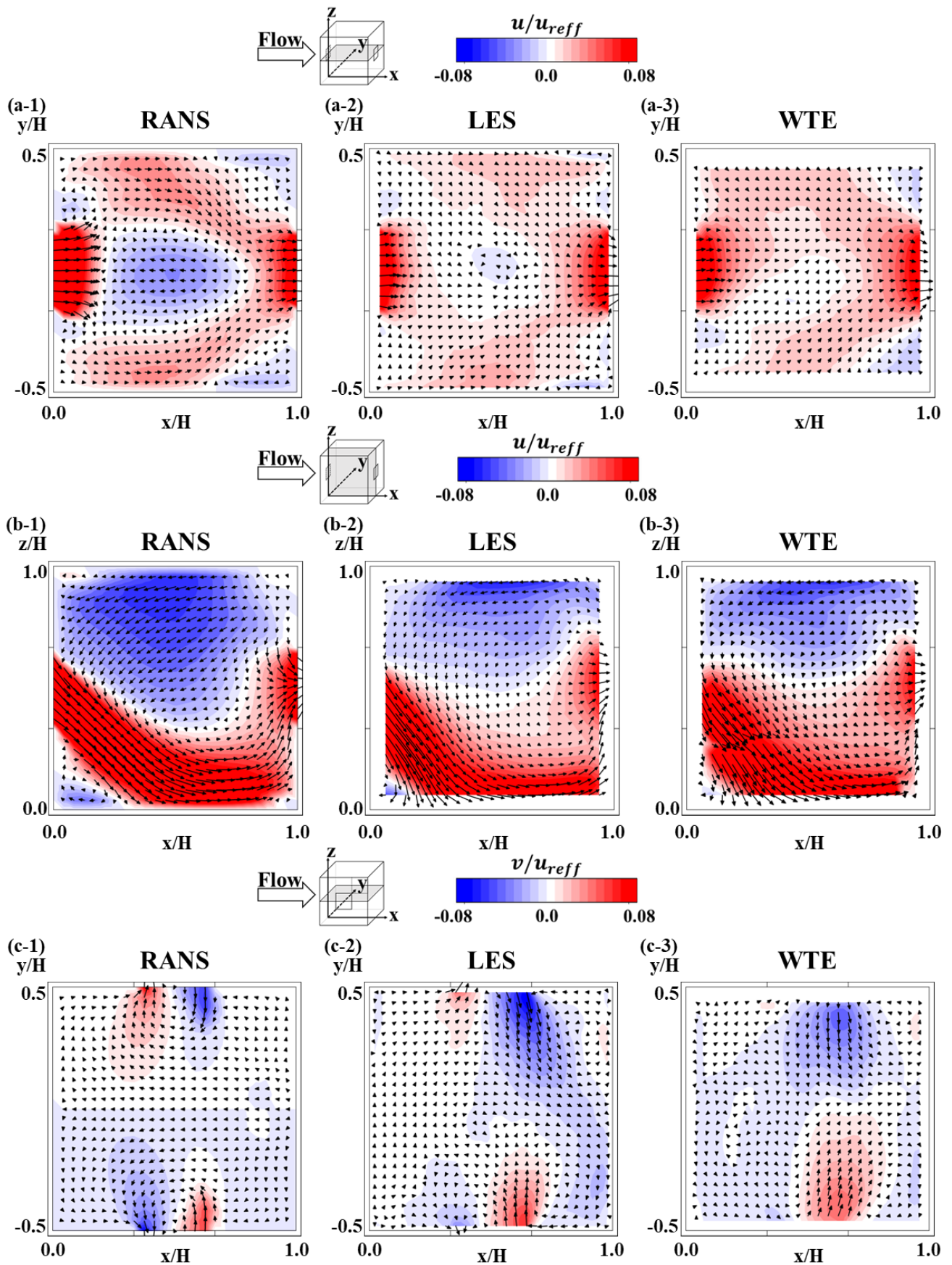


Fig. 5.3 各平面における流れ場分布

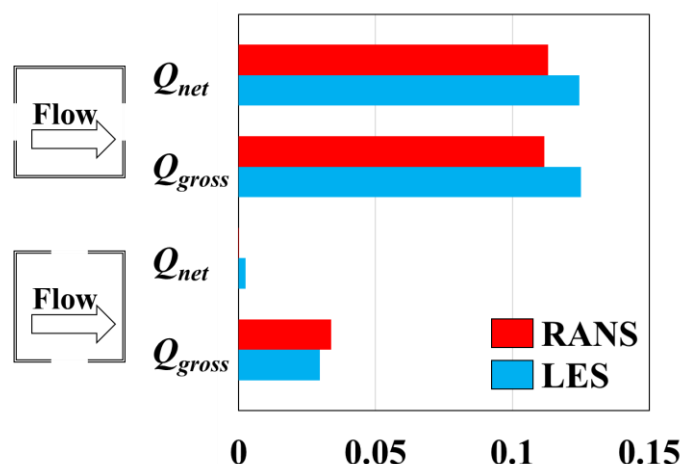


Fig.5.4 換気量比較

5.2 濃度場解析

そして、定常となった流れ場の下で濃度解析を行う。SVE3, SVE6 の換気効率解析は、それぞれ順転流れ場、逆転流れ場の下でパッシブスカラーを室内一様発生させ、その濃度完全混合濃度で無次元化することでそれぞれを空気齢、空気余命に読み解く。NEV, NEP の解析は、室内空間における各 CV でパッシブスカラーを発生させ、その CV での流入・流出フラックスを計算し、それを第 4 章で解説通りにそれぞれ計算する。本研究では、室内中央水平面と鉛直面での分布を求めるためにその各 CV で発生させ、その値を用いて分布を示す。つまり、STR, LAT ケースそれぞれ 10,224 ケースの解析を行った。TP の解析については、(3.20)式にあるように、その各 CV での NEP の値と検出点での流入フラックスから求められ、TT は(3.23)式より、検出点での両スカラーの比によって計算される。TP, TT の解析は (d)にあるような局所点 10 点で汚染物質を発生させ、それぞれの結果を示す。

5.2.1 SVE3 and SVE6 解析

自然換気条件下における、空気交換の性状を図るために SVE3, SVE6 の解析を行った。Fig. 5.4 に各平面における SVE3 の空間分布を示している。STR 条件では、水平面において風上開口で SVE3 の値が低く、鉛直面では、同様に風上開口で低く、 $z < 0.5$ の領域では低い値となっている。両平面で共通していることは室内のコーナーの位置で SVE3 が高く、風下壁面付近の SVE3 の値よりも室内中央付近での値よりも低い傾向にある。これは、風上開口の主流により、新鮮空気が強い下降流とともに導入されること、風速が大きな領域では汚染物質の濃度低減させる除去効果が大きいこと、主流の下降流が強いために導入後、新鮮空気が室中央よりも早く風下壁面に到達することが原因であると考えられる。LAT 条件では、開口の風下付近で SVE3 の値が高く、風上壁面のほうが風下側よりも SVE3 の値が低くなっている。これは、両開口の風下側が流入を担っていること、また開口の垂直方向に新鮮空気

が導入されるため、風下壁面側に供給されづらいことが原因だと考えられる。また、それぞれの(3.1)式で表される空気交換効率は、STR 条件で 43.8%と LAT 条件では 49.4%であった。

Fig. 5.5 に SVE6 の結果を示す。STR 条件では、排出口である風下開口に近い領域程 SVE6 の値が低く、また風速が大きな領域で低い値をとる。これは、排出口近くであると汚染物質が排出されやすく、風速が大きい場所ほど汚染物質除去効果が大きいためである。LAT 条件だと、開口の風上付近で SVE6 の値が低く、開口よりも風下側の領域では、値が高い。これは、開口の風上側が流出を担っており排出されやすく、開口の風下側が流入となっているためにすぐに排出されず室内を循環してから排出するためである。

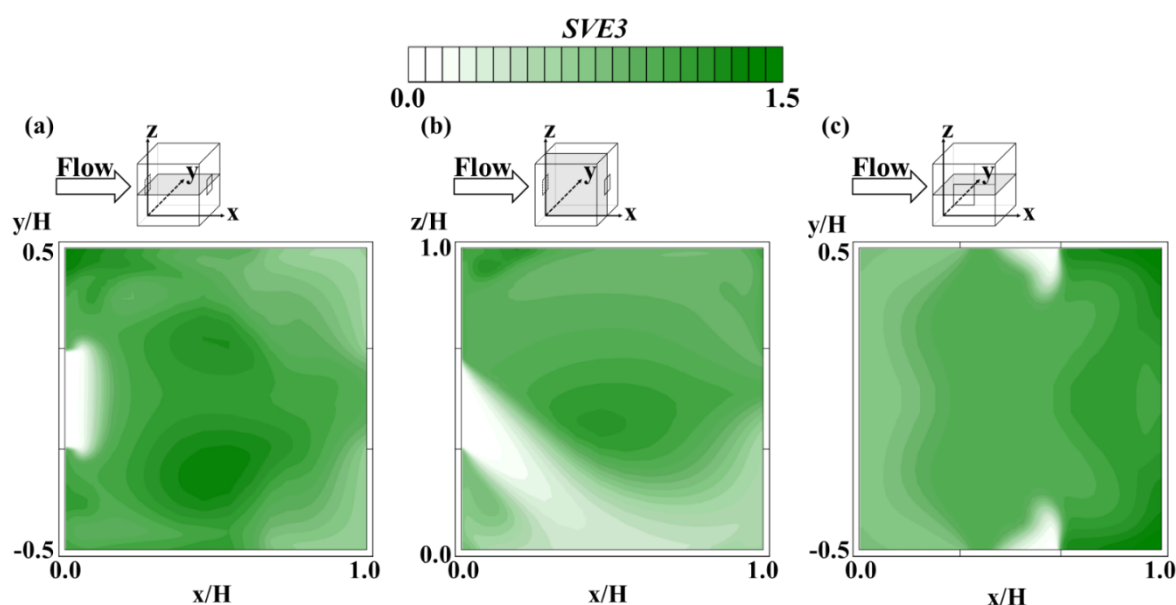


Fig. 5.4 各平面における SVE3 分布

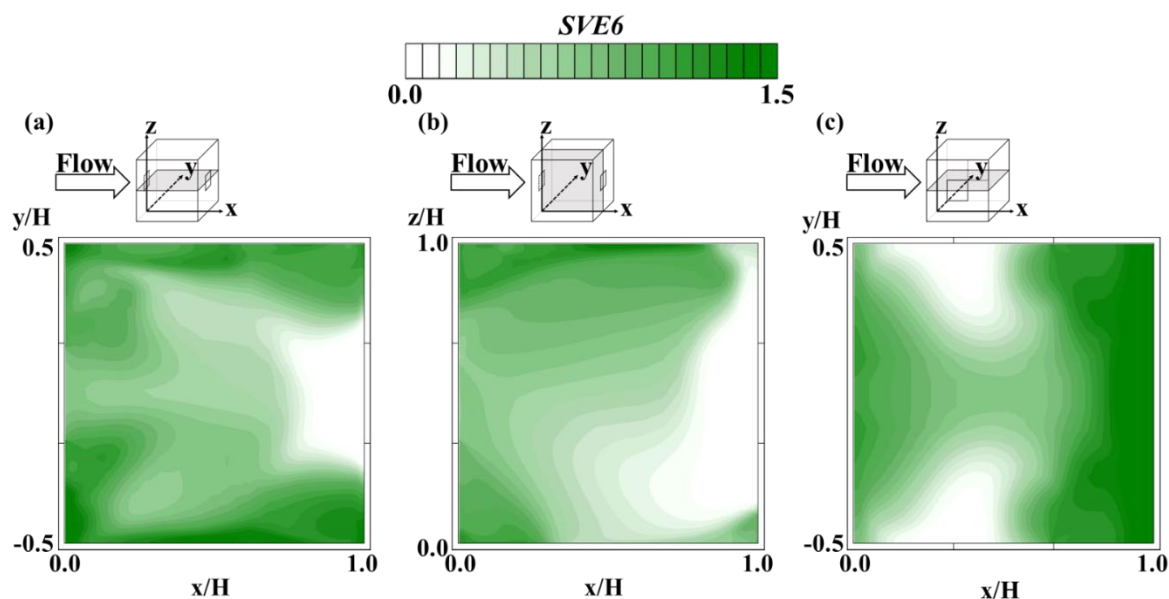


Fig. 5.5 各平面における SVE6 分布

STR 条件では、風上、風下開口が流入、流出をそれぞれ担当しているために、SVE3 と SVE6 の関係が逆相関の様になり、風上側ほど新鮮空気が届きやすく、排出に時間がかかり、逆に風下側だと新鮮空気が届くのには時間がかかり、排出効率が高い直感的にも即座に理解しやすいような分布になっている。その一方で、LAT 条件では、両開口がともに流入、流出を担っているために、分布の様相が大きく変わり、風上側では新鮮空気供給、空気の排出が比較的即座に行われ、風下側では、新鮮空気の供給、空気の排出に時間を有することが分かった。このように、SVE3 と SVE6 を同時に示すことで開口条件の違いが換気性状に大きく影響を及ぼすことがわかった。

5.2.2 NEP and NEV 解析

ここでは、各 CV ごとにパッシブスカラーを発生させて算出した NEP と NEV の空間分布について考察する。

今回の解析結果では、ほぼすべての CV で $NEP=1.0$ であった。今回の RANS モデルによる NEP 計算では、計算を行う発生 CV とターゲット CV が同じであるため、隣接セルとの濃度勾配が最大となる位置で計算が行われ、拡散フラックスが移流フラックスよりも大きくなる傾向となった。これが、発生 CV にスカラーが戻らなかった主な原因であると考えられる。その他の原因としては、本研究で採用した CV が小さすぎることで、あるいは本研究で解析した部屋の中心水平面及び中心鉛直面近傍に大きな開口があり、発生した汚染物質が循環せずに直接排気される可能性が高いことなどが考えられる。

自然換気条件下における汚染物質が局所発生した場合の排出特性を議論するために、Lim らや Ikegaya らによって導入されたリターンを考慮せずに流出フラックスのみで(3.19)式の様に定義される NEV^* の分布を Fig. 5.6 に示す。ここでは、各 CV における NEV^* の値をその CV の移流風速で無次元化した無次元 NEV^* をコンター図として表示し、黒矢印が移流風速、赤矢印が NEV^* であるベクトル図を示している。各 CV における無次元化 NEV^* は一定ではなく、0.5 以上 1.5 以下の範囲であった。無次元化 NEV^* が 1 の値を取らない場合、その差は拡散フラックスによる汚染物質輸送の影響を示しており、ほとんどの CV で無次元化 NEV^* は 1 以下となっているが、循環流の中心や室内のコーナー等の滞留域の一部では、1.0 を超えている。ベクトルの方向を比較すると、乱れが大きな開口付近では NEV^* が移流風速から大きくずれる。また、Fig. 5.7 に移流風速並びに NEV^* の速度を用いてそれぞれ描いた流線を示す。黒の流線が移流風速で描いたものであり、赤が NEV^* で描いたものである。 NEV^* は拡散の効果も含まれているため、移流のみで書かれた流線とは全体的にずれが生じている。STR 条件の水平面では、風下壁面付近で移流のみの流線では、現れなかったような流線の渦が確認され、鉛直面では、主流付近の渦が NEV^* の流線では消滅していることがわかる。両者はともに拡散の影響であり、前者は、後述する P4 での NEV^* の性状からわかる

ように、水平方向の汚染物質輸送が拡散により阻害され、滞留しやすくなったことが原因であり、後者は、Fig. 5.6 より NEV^* が移流速度を上回っていることから、乱流拡散が汚染物質輸送を高めているため、滞留によって生まれる渦が消滅したと考えられる。LAT 条件では、移流の流線と性状はほぼ同一であるが、やはり拡散の影響が加わりその軌跡に違いが生まれている。

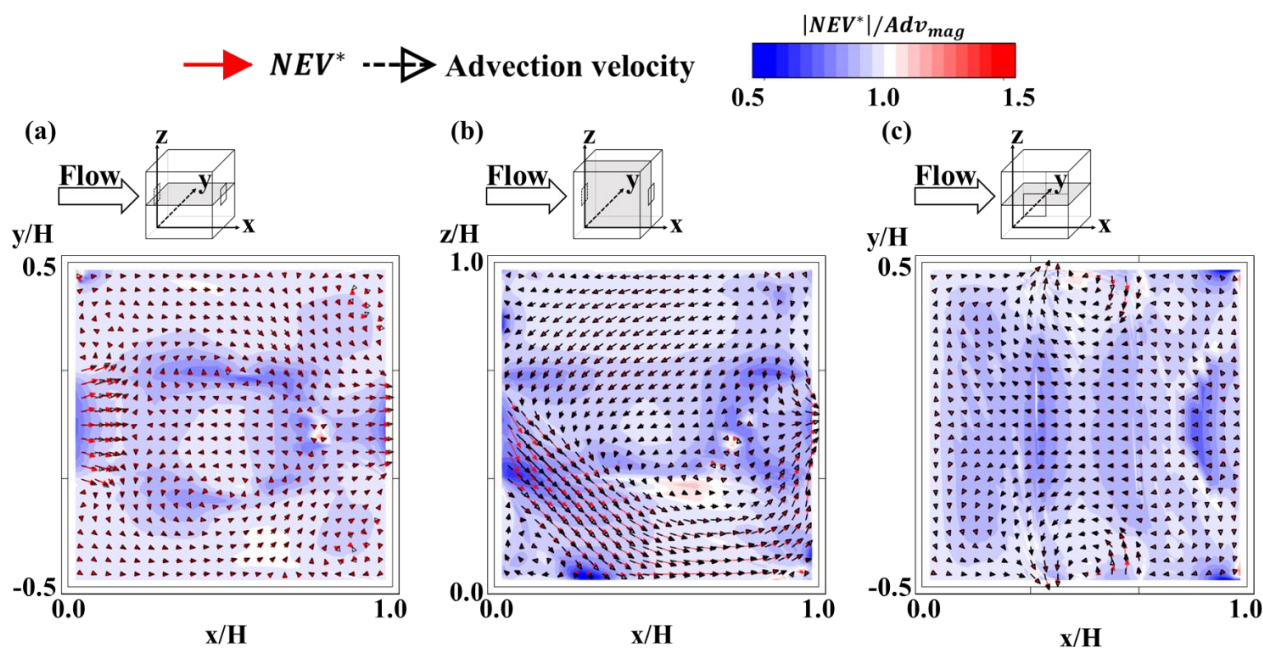


Fig. 5.6 各平面における無次元化 NEV^* と移流風速の比較図

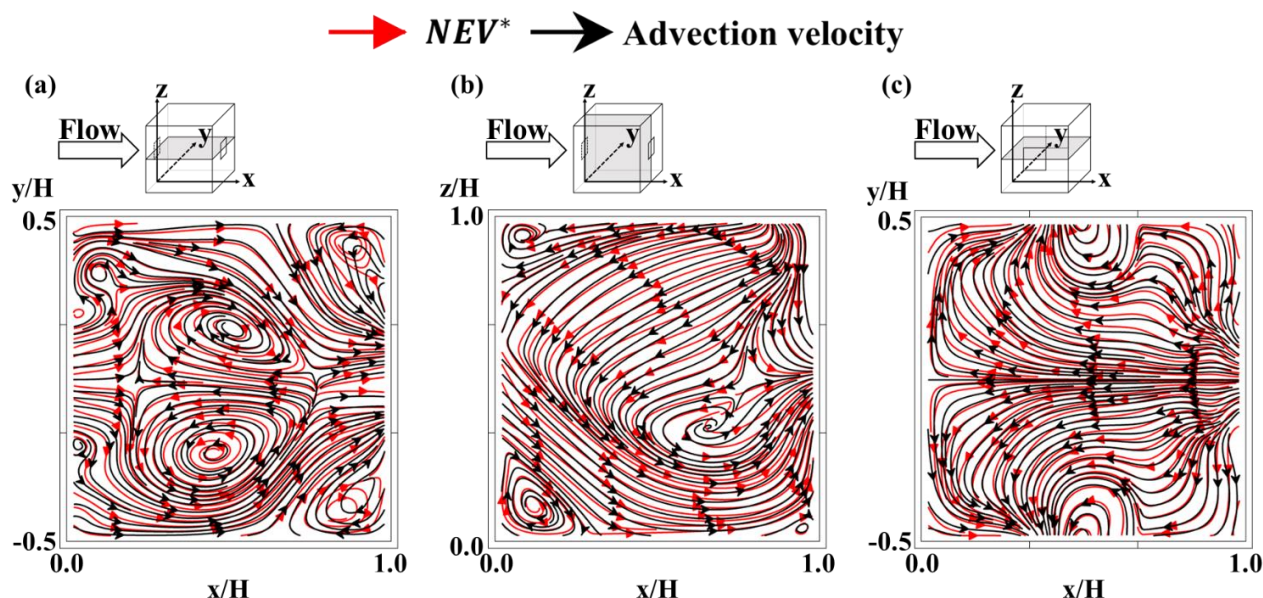


Fig. 5.7 各平面における移流、 NEV^* の流線比較図

いくつかの NEV^* の既往研究では、ベクトル、スカラー風速比較のみで行われていることが多かった。しかし今回の様に、流線図で比較すると、ベクトル比較では差があまり確認されないような開口部以外の領域でも、拡散フラックスの寄与が明確に確認できた。 NEV^*

は、移流と拡散の効果を統合した速度スケールであるため、NEV*の成分で描かれた流線は汚染物質輸送の軌跡を示している。(実際は3次元での拡散であるために非常に限定的な軌跡であるが) そのため、任意の点で発生した汚染物質はそのNEV*の流線上の軌道をたどり、室内から排出または室内に分散していることとなる。

5.2.3 局所点での詳細なNEV*特性

上述したように、本研究で対象としたCVのほとんどで、無次元化NEV*が1.0よりも低くなっていた。通常、無次元化NEV*が1.0よりも低いということは拡散フラックスと移流フラックスの向きが逆転していることを意味し、拡散フラックスによって汚染物質の輸送が衰勢されたこと読み取りやすい。しかし、汚染源地点で最も濃度が高くなることを想定すれば、拡散フラックスは汚染物質の輸送を促進することは容易に想像できる。この矛盾は、NEP=1.0であることにより、その条件でNEV*を計算すると、計算の際に定義上、相反するNEV*の成分を打ち消しあってしまうことに起因する。例えば、NEP=1.0の条件では、西側と東側の両方が汚染物質の流出面となり、お互いの流出フラックスは線形従属で逆方向を向いている。そのため、2つの成分を足し合わせるとx方向での西側、東側のそれぞれの汚染物質拡散の影響を打ち消しあってしまい、実際の汚染物質拡散効果を真に評価できていない。そこで、汚染物質発生源近傍の詳細な拡散効果を評価するために、P1~P10における各CVにおけるNEV*の値をwest, east, south, north, bottom, topの6成分に分解し、その向きとスカラー値をFig. 5.8(STR条件), Fig. 5.9(LAT条件)に示している。また、6成分を足し合わせて求めたNEV*と移流風速の方向とスカラー値もともに示している。また、スカラー値は代表風速 u_{ref} で無次元化した値を示している。

乱れが大きな開口部付近での局所点P1, P2, P6, P7では、相反する成分が打ち消しあうため、全成分を足し合わせて算出した定義通りのNEV*のスカラー値は各方向成分の値よりも非常に小さい傾向となっている。また、ある方向へのNEV*の値が小さくてもその方向に全く輸送されていないとは限らない。例えばP2では、 $|NEV_z^*|/u_{\text{ref}} = 3.0 \times 10^{-3}$ であるが、

south, north成分はそれぞれ $NEV_{\text{south}}^*/u_{\text{ref}} = -0.240$, $NEV_{\text{north}}^*/u_{\text{ref}} = 0.237$ となっており、汚染物質がかなりの量南北に拡散していることがわかる。その一方P4, P8, P10の様に、移流が非常に支配的で、輸送方向と移流の向きがほぼ同一であるところもあった。

以上のから、NEP=1.0の条件では、NEV*が相反する成分で打ち消しあうために、そのスカラー値とベクトル値が移流風速よりも小さくなり、局所点近傍の汚染物質拡散性状を正確に見積もることが出来ない可能性がある。しかし、前述したように定義通りのNEV*は流線などを用いて汚染物質の軌道を描けるなど依然として非常に有効な指標であることに変わりはない。

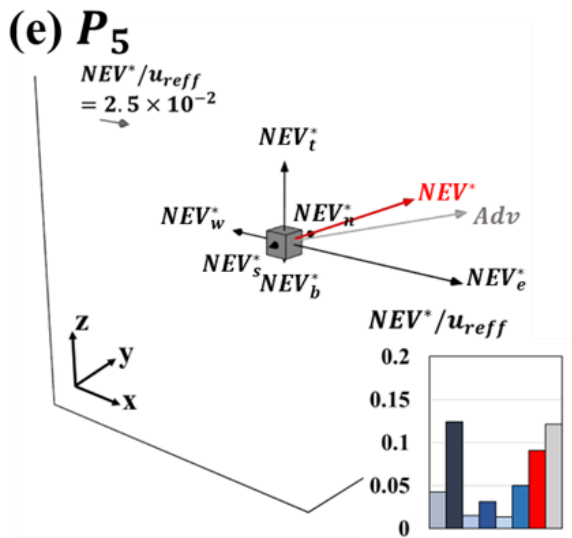
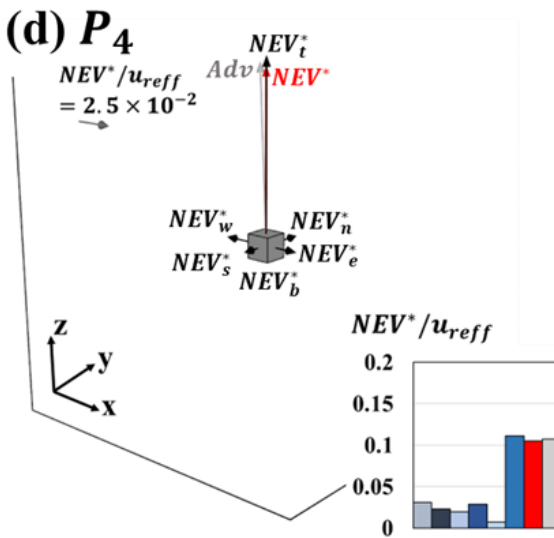
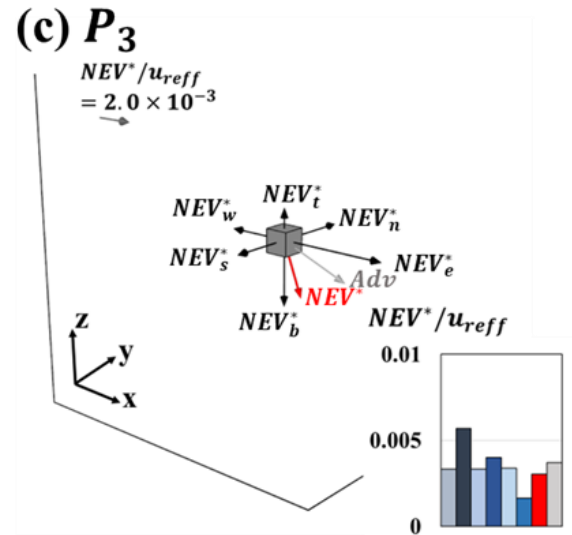
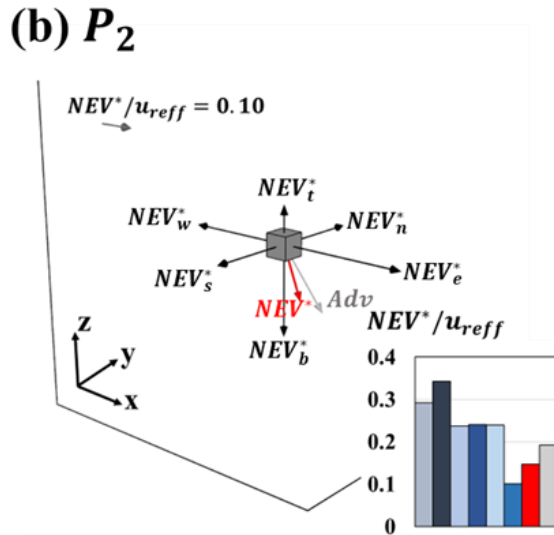
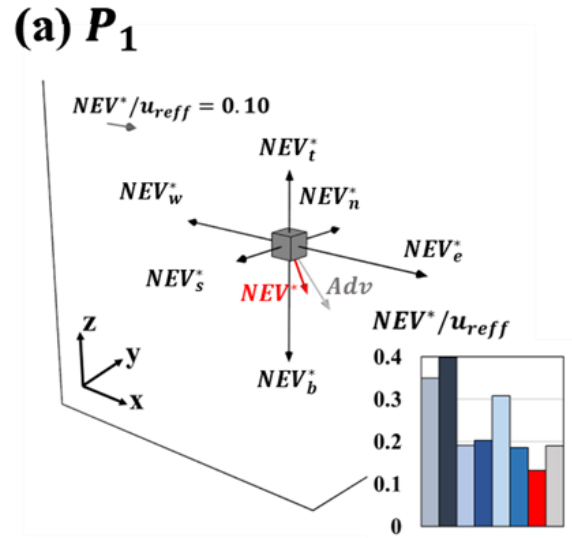
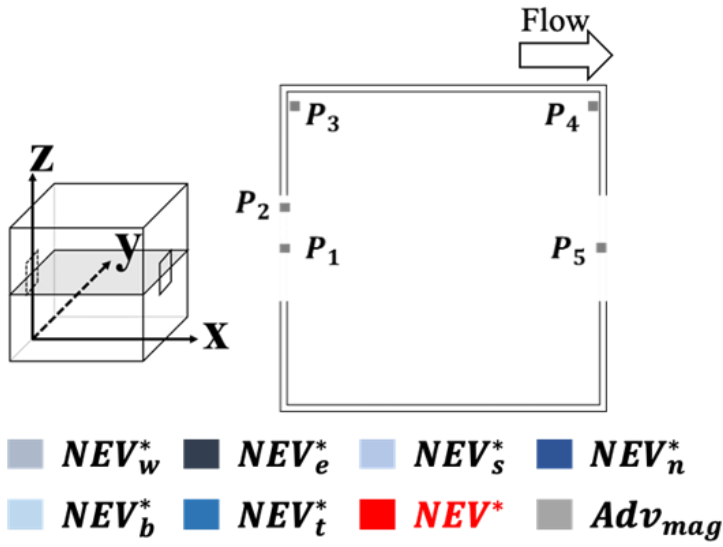


Fig. 5.8 STR 条件における各局所点での NEV^* の方向とスカラー値

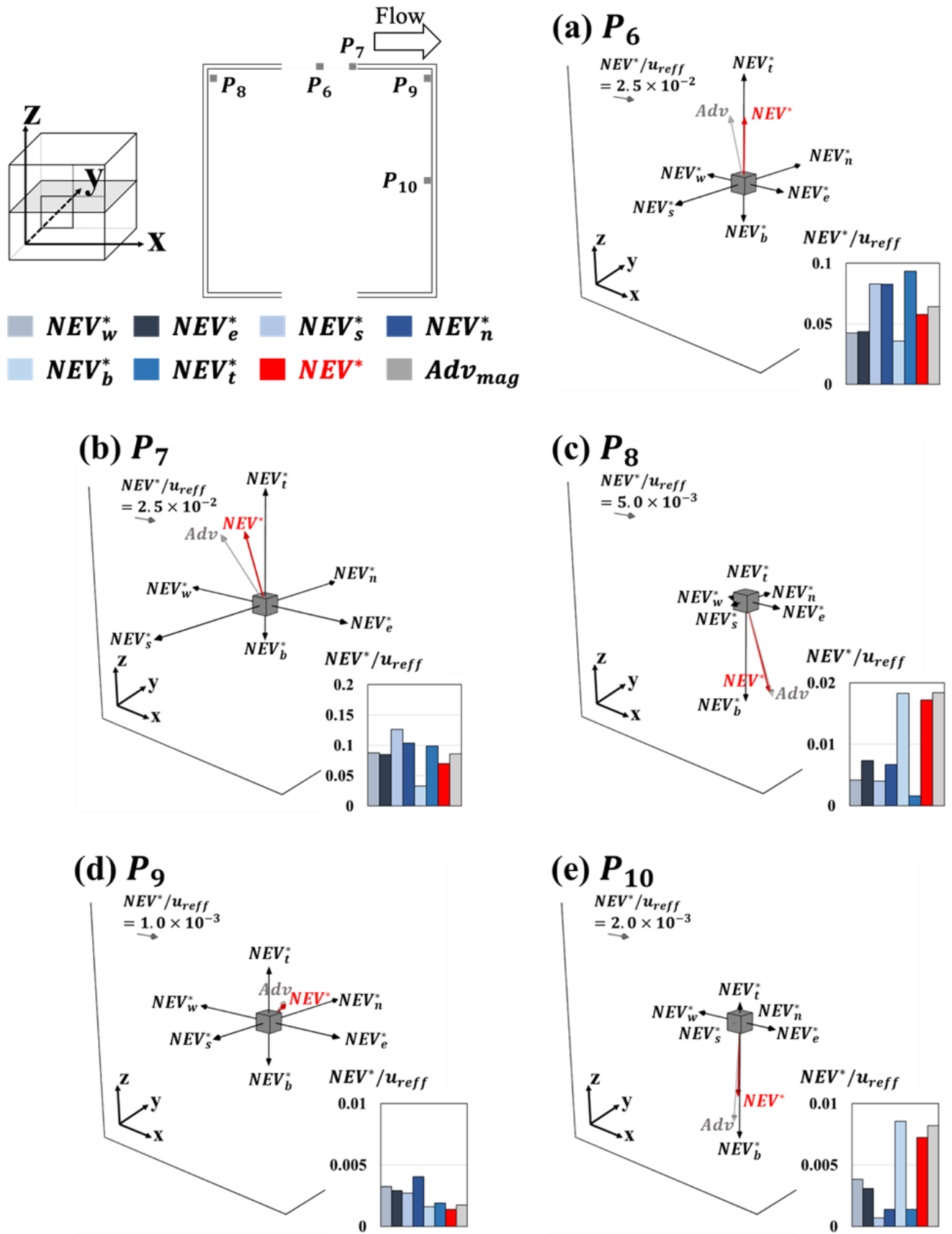


Fig. 5.9 LAT 条件における各局所点での NEV^* の方向とスカラー値

5.2.4 TP and TT 解析

NEV*を用いて 5.2.2 では、流線図による平面内の汚染物質輸送経路の可視化、5.2.3 で汚染物質の発生源周りの詳細な拡散性状を議論したが、実際に汚染物質が室内のどこに、どのような輸送効率で輸送されるかを定量的に評価するには TP と TT の適応が有効である。Fig. 5.10 ~ Fig. 5.19 は各局所点から発生した場合のスカラー濃度、TP、TT の空間分布を示している。ここでは、濃度分布と TT 分布はそれぞれ完全混合濃度 C_{pm} と名目換気時間 τ で無次元化した値を用い、濃度分布と TP 分布は対数表示で表示している。また、赤枠で囲われた領域は発生点を示しており、P5 では風下開口内での汚染物質発生のため、汚染物質が室内へと輸送されなかったため結果は省略する。

スカラーの濃度分布をみると、全体的に発生源近傍では値が高く、発生源から離れるほど値が低くなっていることが確認でき、これは直感的に妥当な結果である。また、風上開口近傍では新鮮空気が供給され易く、移流風速が大きいため汚染物質除去効果が大きいことから、濃度が低くなる。

TP は発生点の周りで値が高く、発生点から遠ざかるにつれて値が小さくなっていき、これは発生源周りでは、最大濃度勾配による拡散フラックスが大きいため、隣接セルに流入するフラックスが高くなること、また、発生点から離れる程、スカラーの濃度勾配が小さくなるため、局所 CV に流入するフラックスは移流フラックスが支配的になり、その上、発生点よりも濃度が急激に小さくなるため、必然的に流入フラックス低くなることが原因であり、妥当な結果である。しかし、いくつかの条件では室内にローカルピークを持っている。

P1 での発生の場合、汚染物質は風上開口での強い下降流とともに水平的な広がりよりも鉛直下向きへと高い確率で輸送されている。P1 と P2 の条件を比較すると、両者とも開口付近の発生し、開口付近での下降流に乗って汚染物質が室内へと輸送されるために似通った TP 分布を持つが、P2 では、開口部エッジ付近の室内水平面へと広がる流れに乗って、 $y > 0$ の側面付近で到達確率 TP が P1 の条件よりも高い値を持っている。室内コーナー位置での発生条件だと、P3 と P4 の結果より、両者は発生源近傍を除けば似通った分布となっており、 $y > 0$ の領域で確率よく汚染物質が拡散している。そのため、室内のコーナー位置で汚染物質が発生すると、 $y < 0$ の領域へと輸送されづらいことがわかる。LAT ケースでの P6 と P7 の条件を比較すると、TP の分布は似通ってはいるが、輸送確率が大きく異なる。P6 は開口の流入、流出を担う循環流の渦の中心付近に位置するため、その汚染物質が渦に拘束され、(また、閉鎖空間内でないために)室内の中まで輸送されにくくなっているが、P7 付近の流れは、室内側へと流入していく流れなので、その流れに乗り、室内へと確率高く輸送されていく。P8 と P9 とでは、流出側の開口に近い P8 と流入側に近い P9 では TP の性状が大きく異なる。P8 では、発生源近傍を除けば、排出口が近いとその近傍で TP が高くなる一方で、

P9 では、流入側での発生のため導入された空気が汚染物質を室内全体へと掻き混ぜる働きをしているために、室内中央付近でも高い TP の値を示している。室内の側面中央付近で発生する条件である P10 は、室内全体に確率よく輸送されている。これは、Fig. 5.7 の NEV* の流線からわかるように、P10 は平面内での最も長いストリームライン上の始点位置であるため、その軌跡に従って平面内に確率よく拡散するからである。まとめると以下の様になる。

STR ケースでは、開口付近での発生条件(P1 と P2)の場合、汚染物質は水平的な広がりよりも比較的鉛直下向きに確率高く輸送され、TP は発生源近くで高くなり、下流に行くほど TP は低くなる。また、発生位置が変わると水平的に輸送される推進力が加わり局所的なピークが発生することがある。コーナーでの発生条件(P3 と P4)だと、汚染物質は水平方向にも広く拡散するが、室内水平方向に y 軸をまたいで反対側へと輸送されることはほとんどない。LAT ケースの開口発生条件(P6 と P7)の場合、両開口が流入、流出をともに担っているため、発生位置によって室内への汚染物質拡散性状が大きく異なる。開口中心での発生だと、その発生源付近は渦の中心となっており、その渦汚染物質を拘束し、室内側へと輸送しづらくなっている。開口の風下側での発生だと、汚染物質が流入風に乗って室内へと確率高く輸送されている。LAT ケースでのコーナー発生条件(P8 と P9)だと、やはり両開口が流入、流出を担っているために TP の分布が大きく異なり、風上側での発生条件だと流出風に乗って開口付近へと輸送される確率が高く、風下側のポイントだと流入風に乗って室内全体へ汚染物質がかき混ぜられ全体的に TP の値が大きい。また、風下壁面(P10)で汚染物質が発生すると室内全体へと確率よく輸送される。

TT は発生源近くで値が低く、下流に行くほど値が高くなっている。これは、発生源近くだと両者のスカラー比 $\overline{C_r}/\overline{C}$ がほぼ 1 になるのに対し、発生源から離れる程、崩壊項が $\overline{C_r}/\overline{C}$ に大きく影響し小さくなるからである。

P1 では、水平的な広がりよりも鉛直下向きに即座に輸送され、水平、鉛直両面の循環流の渦の中心において TT の値が大きくなっている。P1 と P2 での条件を比較すると、発生源の変化により、P2 条件での $y > 0$ 領域への輸送時間が低く、反対に $y < 0$ の領域へは高くなった。これは、汚染物質が $y > 0$ の領域に存在する室内へと広がる流れに乗って $y > 0$ の領域に輸送されやすく、反対に $y < 0$ 領域へは輸送されにくいことが原因である。P3 と P4 を比較すると、TT の性状が大きく異なる。P3 では、 $y > 0$ の領域よりも $y < 0$ の領域への輸送時間が非常に高い正常になっているが、P4 では、汚染物質近傍を除けば室内全体へと輸送されるのに非常に時間がかかることがわかる。これは、Fig 5.7 からにあるように、P4 近傍では NEV* のストリームラインで渦が確認でき、そのため汚染物質が拘束されやすく、渦を抜けるのに非常に時間を有してしまうこと、また、流れ方向に逆らって室内に輸送されるため、室内全体へと輸送されるには時間がかかってしまうことが原因であると考えられる。

P6 と P7 を比較すると、汚染物質近傍を除けば非常に似通った TT 分布となっている。これは、P6 での条件でも、流入風に乗ってある程度室内へと輸送されるために、P7 の条件と似通った TT 分布になると考えられる。P8 と P9 を比較すると、発生位置によって大きく TT 分布が依存する。これは、空気が開口から極端に垂直に導入されるため、P9 では、極端に滞留域となっており、汚染物質の輸送に時間がかかってしまう。P10 でも同様に、風下壁面近くでは空気が混ざりにくいため、室内へと拡散されるのに時間を有する。これらをまとめると以下の様になる。

STR ケースでは、開口付近での発生条件(P1 と P2)の場合、汚染物質は水平的な広がりよりも比較的鉛直下向きに即座に輸送され、TT は発生源近くで低くなり、下流に行くほど TT は高くなる。また、発生位置が変わると水平的に輸送される推進力が加わり、発生源側の輸送時間が低く、反対側は高くなる。コーナーでの発生条件(P3 と P4)だと、汚染物質発生位置により輸送時間の性状が大きく変わり、風下側のほうが風上側に比べて室内全体へと輸送されるのに時間を有する。それは、風下壁面付近に NEV*流線の渦が見られ、汚染物質が拘束されやすいこと、流れに逆らって拡散するために時間を有すること原因だと考えられる。

LAT ケースの開口発生条件(P6 と P7)の場合、両開口が流入、流出を担っているために、開口の循環流の中心位置で発生する条件(P6)でも、ある程度流入風に乗って室内へと輸送されるためであると考えられる。LAT ケースのコーナー発生条件(P8 と P9)だと、空気が開口で極端に垂直に導入されているため、風下側での条件(P9)では、汚染物質がかき混ざりにくく、室内全体へと輸送されるのに時間を有する。風下壁面付近(P10)の条件だと同様の理由で、発生源近傍を除けば、室内全体へと輸送されるのに時間を有する。

TP と TT の分布は、全体的に互いに逆相関になっていることがわかる。これは到達に時間がかかるほど到達確率が低いという直感的な見解とも一致している。

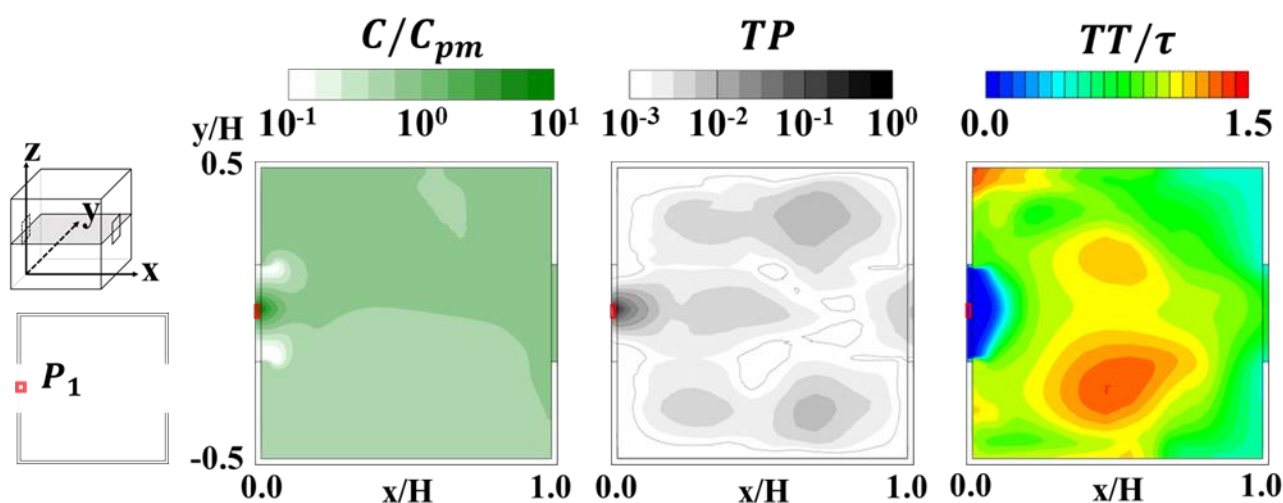


Fig. 5.10 P1 から発生した場合の濃度，TP，TT の水平空間分布

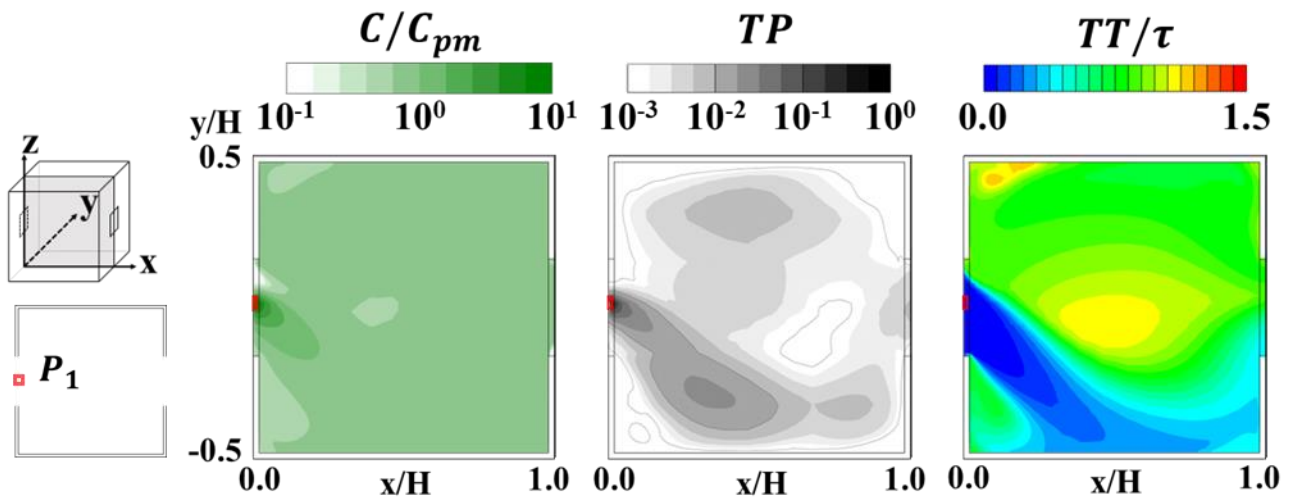


Fig. 5.11 P1 から発生した場合の濃度, TP, TT の鉛直空間分布

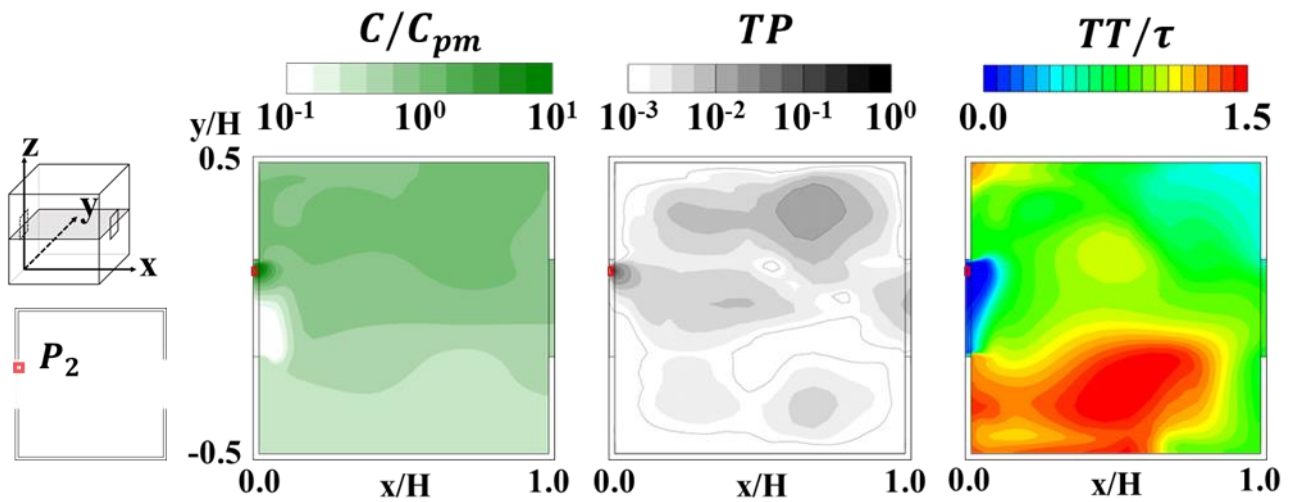


Fig. 5.12 P2 から発生した場合の濃度, TP, TT 水平空間分布

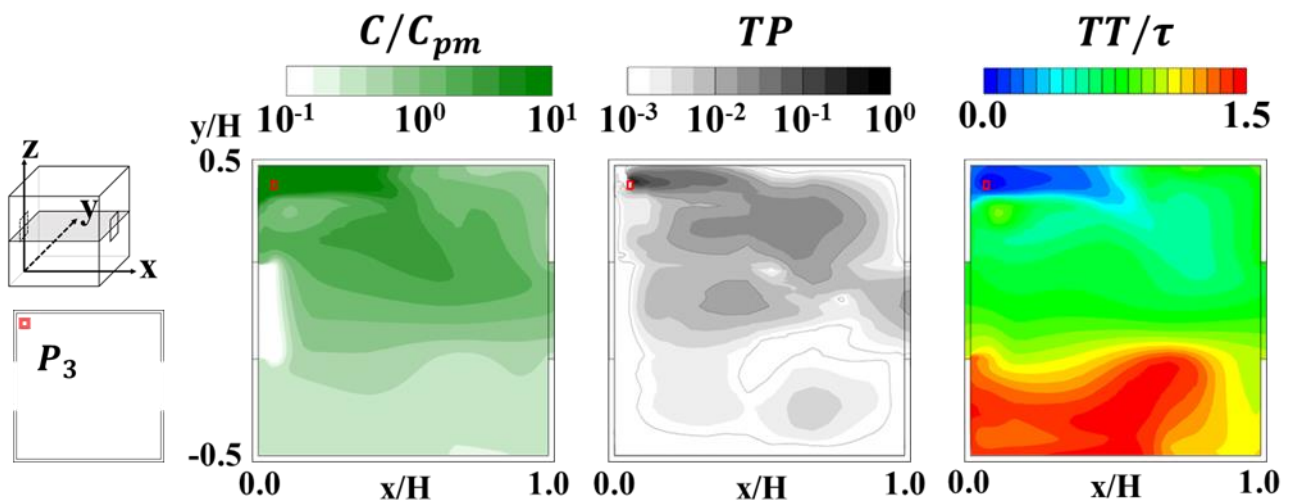


Fig. 5.13 P3 から発生した場合の濃度, TP, TT 水平空間分布

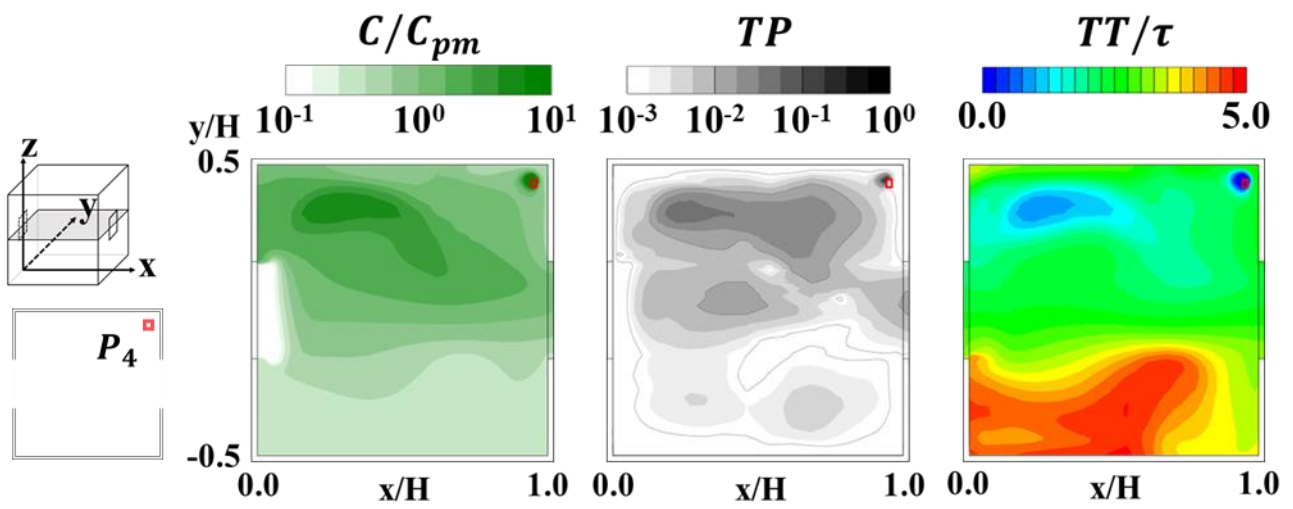


Fig. 5.14 P4 から発生した場合の濃度, TP, TT 水平空間分布

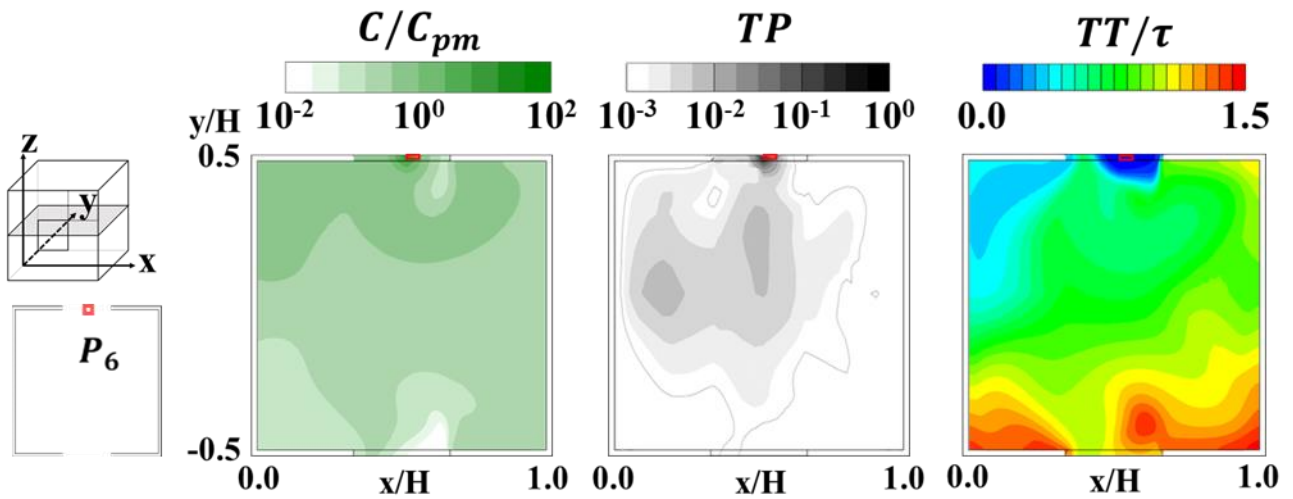


Fig. 5.15 P6 から発生した場合の濃度, TP, TT 水平空間分布

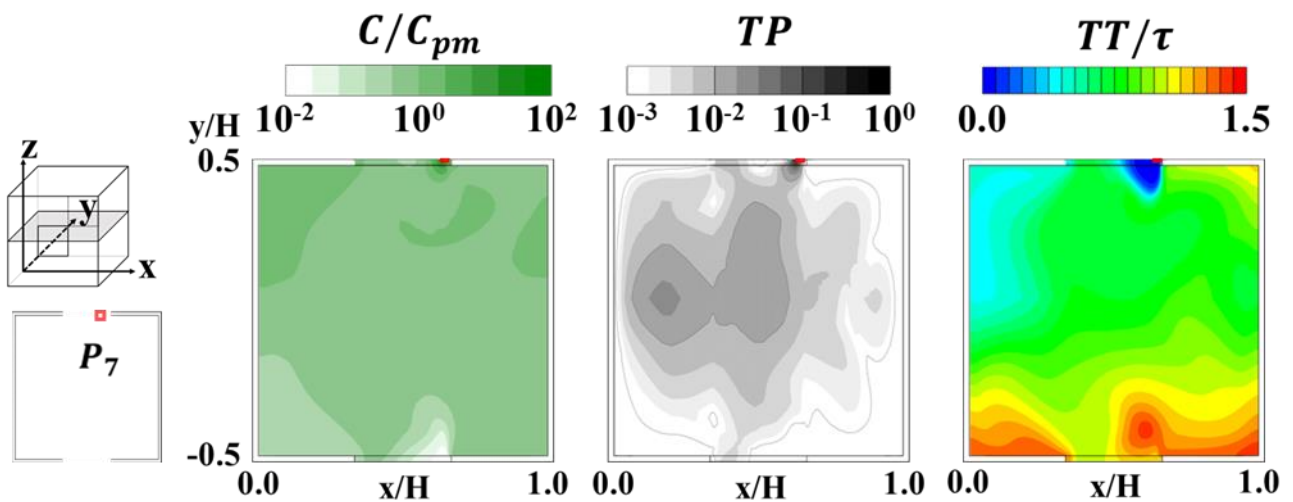


Fig. 5.16 P7 から発生した場合の濃度, TP, TT 水平空間分布

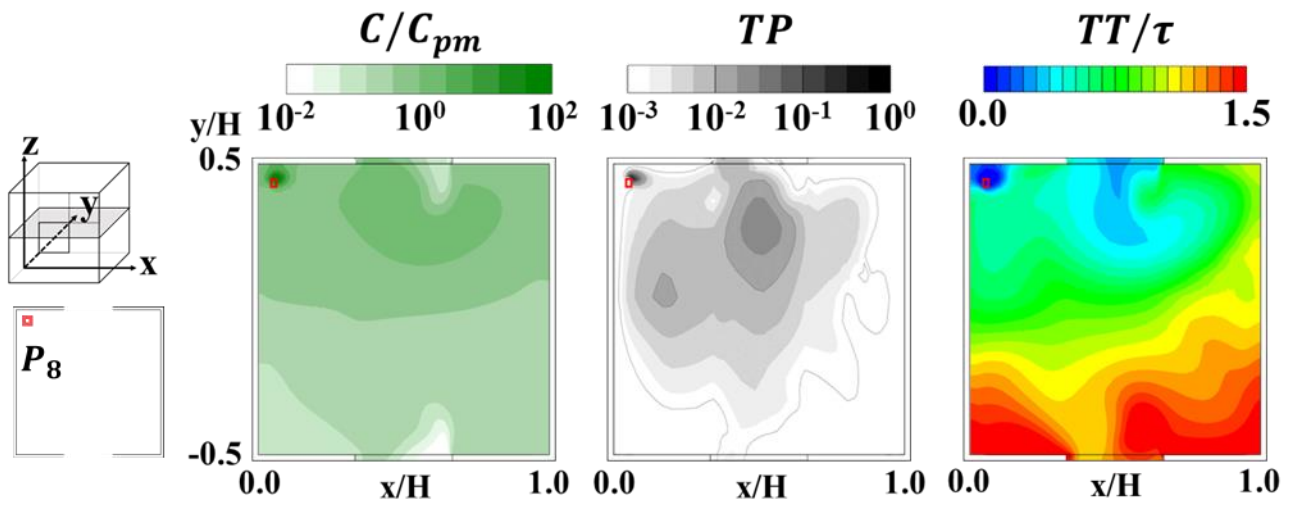


Fig. 5.17 P8 から発生した場合の濃度, TP, TT 水平空間分布

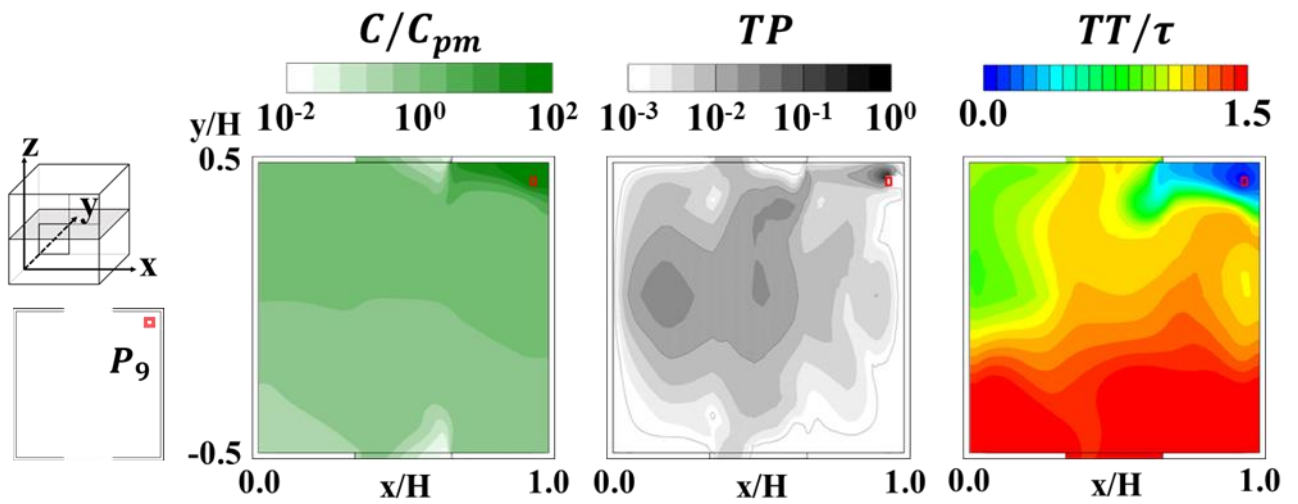


Fig. 5.18 P9 から発生した場合の濃度, TP, TT 水平空間分布

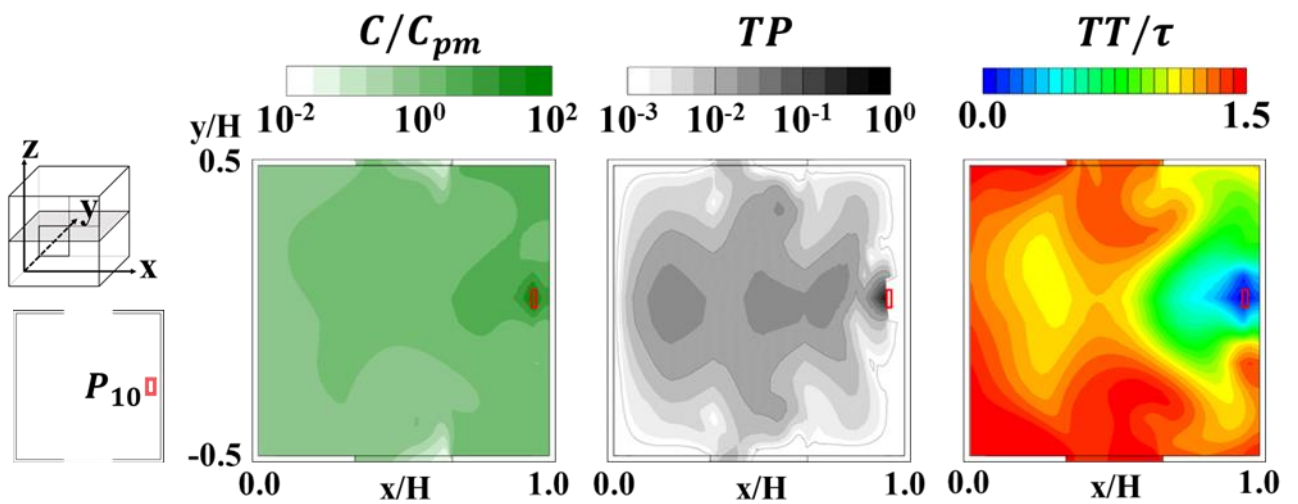


Fig. 5.19 P10 から発生した場合の濃度, TP, TT 水平空間分布

[参考文献]

- [5-1] N. Ikegaya, S. Hasegawa, and A. Hagishima, “Time-resolved particle image velocimetry for cross-ventilation flow of generic block sheltered by urban-like block arrays,” *Build Environ*, vol. 147, pp. 132–145, 2018, doi: 10.1016/j.buildenv.2018.10.015.
- [5-2] K. Bryan Fernandez, N. Ikegaya, K. Ito, and Q. Chen, “Age of air, purging flow rate, and net escape velocity in a cross-ventilation model sheltered by urban-like blocks using LES,” *Build Environ*, vol. 226, p. 109759, 2022, doi: 10.1016/j.buildenv.2022.109759.
- [5-3] Y. Adachi, N. Ikegaya, H. Satonaka, and A. Hagishima, “Numerical simulation for cross-ventilation flow of generic block sheltered by urban-like block array,” *Build Environ*, vol. 185, Nov. 2020, doi: 10.1016/j.buildenv.2020.107174.
- [5-4] F. R. Menter, “Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications,” *AIAA Journal*, vol. 32, no. 8, pp. 1598–1605, 1994, doi: 10.2514/3.12149.
- [5-5] Kazuhide Ito et al., “CFD Benchmark Tests for Indoor Environmental Problems: Part 1 Isothermal/Non-Isothermal Flow in 2D and 3D Room Model,” *International Journal of Architectural Engineering Technology*, vol. 2, no. 1, pp. 01–22, Apr. 2015, doi: 10.15377/2409-9821.2015.02.01.1.
- [5-6] K. Ito et al., “CFD Benchmark Tests for Indoor Environmental Problems: Part 2 Cross-Ventilation Airflows and Floor Heating Systems,” *International Journal of Architectural Engineering Technology*, vol. 2, pp. 23–49, 2015, doi: 10.15377/2409-9821.2015.02.01.2.

第6章 総括

本研究では、都市建物群を想定した単純建物群内に位置する換気建物を対象として RANS を用いた CFD 解析を行い、その建物内の室内気流、換気量、並びに室内換気効率指標を用いて定量的に評価した。解析領域は、既往研究で行われた風洞実験のセットアップを再現し、流れ場解析を行い、その後定常となった流れ場の下でパッシブスカラーを発生させ、換気効率解析を行った。

室内の気流性状は既往研究で行われた風洞実験、LES データと比較を行った。乱れが大きな開口付近等で若干の差異が確認されたが流れ場の全体的な形相はとらえることができおり、計算負荷を考えると今回の結果は非常に理にかなった結果であった。

また、多くの自然換気研究で行われているように換気量を正確に予測することは非常に重要であるため、平均換気量 Q_{net} と総換気量 Q_{gross} を RANS と既往研究で行われた LES で算出し比較を行った。STR 条件では、 Q_{net} 、 Q_{gross} とともに 10% 程度 RANS が過小評価、LAT 条件では、 Q_{gross} で 13% の過大評価となっていたが、RANS が自然換気条件下における開口での換気量を見積もることが難しいことを加味すると、今回の解析は理にかなった解析であった。

換気効率解析では汚染物質室内一様発生条件で SVE3、SVE6 解析を、汚染物質局所発生条件で NEV、NEP、TP、TT の解析を行った。空気交換効率を評価するために SVE3 と SVE6 の解析を行い、同時に示すことで開口条件の違いが換気性状に大きく影響を及ぼすことを確認した。汚染物質除去効率を比較するために、各 CV ごとにパッシブスカラーを発生させ、NEV の空間分布を示した。いくつかの NEV* の既往研究では、ベクトル、スカラー風速比較のみで行われていることが多かったが、今回、NEV* を流線図で表現した。それにより、ベクトル比較では差があまり確認されないような開口部以外の領域でも、拡散フラックスの寄与が明確に確認できた。また、汚染物質発生源近傍の詳細な拡散効果を評価するために、室内の任意の局所点における NEV* の値を west, east, south, north, bottom, top の 6 成分に分解し、その向きとスカラー値を示し、詳細な議論を行った。自然換気によって形成される室内気流は汚染物質を希釈・除去する一方で、汚染物質の室内空間への拡散にも寄与することから、TP、TT を用いて室内拡散性状を評価した。TP、TT の情報から、似通って発生条件であっても Scalar 発生位置や開口条件等が変わることで輸送確率・到達時間が大きく変化することを確認した。

本研究を通して、自然換気条件下による様々な換気効率評価を用いた換気性状の定量評価を行ってきた。換気効率指標を用いることで単なる流れ場やスカラーの濃度場からは得られないような空気交換効率、汚染物質除去効率、室内拡散効率等の換気設計上非常に有益な情報を提供可能である。

謝辞

本論文は、筆者が九州大学総合理工学府総合理工学専攻機械・理工学メジャー建築環境工学研究室で行った修士2年間に及ぶ研究成果についてまとめたものである。

本研究を実施するにあたって多くの方のご協力を賜りました。指導教員である伊藤一秀教授は、指導教員として常に誠実な態度で向き合ってくださいました。本研究遂行にあたり時に厳しく、時に暖かく、公私にわたり数々のご鞭撻を賜り常に敬意をもってご指導いただきました。本研究室に所属し、ご指導いただく機会を得たことを非常に幸運に思い、ここに感謝申し上げます。久我一喜助教には、いつもお心をかけていただき、本研究実施において殊にご支援いただいた。幾度となく相談に乗っていただき多くの知見を賜るとともに、筆者にとって研究遂行の励みとなった。ご指導を賜った同氏に対し感謝申し上げます。同研究室の秘書である山崎延美子さんには、研究生活全般にわたって様々な方面でご支援頂きました。また、昨年度まで同研究室に所属されていた九州大学の劉城準准教授、大阪大学の山澤春奈助教には、研究活動にてご協力頂いたことに加え、私生活でもお世話になりました。ここに感謝申し上げます。また、本論文を執筆するにあたり風洞実験データや貴重な意見をいただいた池谷直樹教授に感謝を申し上げます。

九州大学大学院総合理工学府総合理工学専攻機械・理工学メジャー建築環境工学研究室の Ken Bryan Fernandez 氏は、本研究を行うにあたり、LES データの提供並びに多大なるご指導をいただきました。本研究の成果は Fernandez 氏のご協力あってのものであり、ここに感謝申し上げます。また、研究室の同期である西原拓海さん、Qi Wang さん、Jiayi Zhu さんには研究で共に切磋琢磨し、私生活においても親しくしていただき筆者の修士課程2年間のより充実したものとなりました。他にも同研究室の Li Hanyu 氏、Nguyen Dang Khoa 氏、Hyungyu Park 氏、Islam Abouelhamd 氏、Ruth Onkangi 氏、平山瑛章君、仁田一真君、三浦楽人君、浦志純弥君、倉永拓明君ら研究室の皆様から様々なサポートをいただきました。

最後に、両親を中心とした家族一同にこれまでの多大なご支援とご協力に感謝申し上げます。

2024 2 月

糸数 立