

人の歩行による室内塵埃の飛散の3次元解析のための数値計算法

本多宏輝*, 辻 紀子†, 加藤直朗‡, 中山 司§

Numerical Method for the Three-dimensional Analysis of the Scattering of Dust in a Room Caused by Human Walk

Hiroki HONDA, Noriko TSUJI, Naoaki KATO
and Tsukasa NAKAYAMA

abstract

A numerical method is proposed for the three-dimensional analysis of the scattering of dust in a room caused by human walk. The governing equations of fluid flow are the incompressible Navier-Stokes equations and the equation of continuity, and they are discretized by the finite element method in space and by the finite difference method in time. The discretized equations are assembled into a set of linear algebraic equations, which is solved by the conjugate residual method. The fluid region in a room is bounded partially by a moving boundary, that is the surface of a human body. To treat the moving boundary and the no-slip condition imposed on it numerically, the fictitious domain method is employed. The no-slip condition is considered as the subsidiary condition for the velocity field and is included into the weak form of the Navier-Stokes equations by using the Lagrangian method of undetermined multiplier. A dust is moved in a Lagrangian manner according to the flow velocity at the position of the dust. Numerical calculations by the proposed method have yielded the qualitative tendency of the dust motion caused by human walk. Encouraging results are obtained.

1 はじめに

Fig. 1 は文部科学省の学校保健統計調査 [1] による, 学校種別の喘息罹患率の経年変化を示したグラフである. 図のように, どの学校においても罹患率が年々高まってきている. 喘息に影響を及ぼす要因の一つが室内空間を浮遊する塵埃である. 塵埃とは, 空気中に浮遊する $100\mu\text{m}$ 以下の固形粒子のことを指し, 土埃や花粉, ダニの死骸などである. これらは室内に生じる気流によって飛散し, 人体に悪影響を及ぼす. 特に, 近年の窓枠へのアルミサッシの使用による室内の密閉化の傾向は, 塵埃の人体への悪影響を助長している. 人間生活における塵埃の影響に関しては, これまでにもさまざまな分野において調査や研究が行われてきた. たとえば, 家政学の分野から塵埃が室内にどのように分布しているかを調べる研究 [2, 3], 化学分野からは室内に生じている塵埃の成分を分析する研究 [4], 建築学の分野からは床材質の違いによる塵埃の飛散量に関する研究 [5] などである. また, 流体力学の見地から, たとえばクリーンルーム内の環境浄化を目的とした気流による浮遊微粒子の挙動の数値シミュ

*中央大学大学院理工学研究科精密工学専攻 (現在 三菱電機株式会社 勤務)

†中央大学大学院理工学研究科精密工学専攻 (現在 パナソニック エコシステムズ株式会社 勤務)

‡中央大学理工学部精密機械工学科 (現在 株式会社オールバル 勤務)

§中央大学理工学部精密機械工学科 (〒 112-8551 東京都文京区 1-13-27)

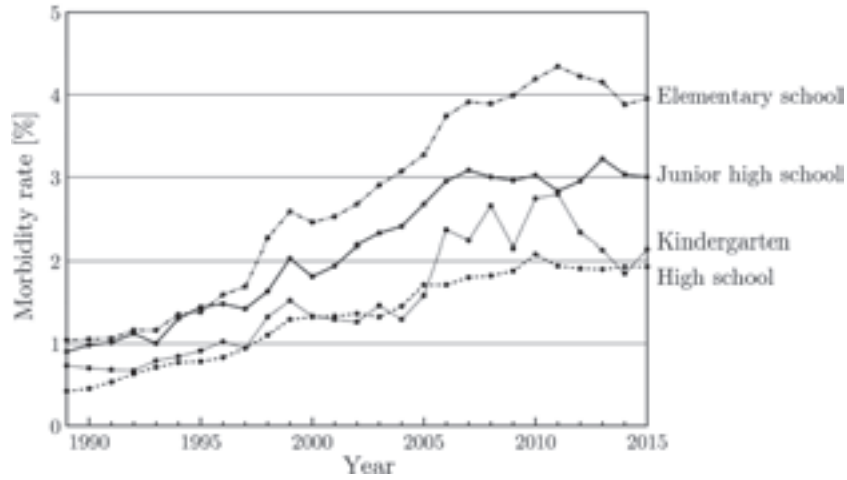


Fig. 1: Time history of morbidity rate of asthma

レーション [6] や、インターネットのサーバマシンを収納するサーバールームの効率的な熱排気を目的とした空調気流の数値シミュレーション [7] などがある。しかし、人の歩行を室内気流の発生源として塵埃の飛散を検討した研究はまだないようである。

そこで、本研究では、人の歩行によって生じる気流が塵埃を飛散させる様子を計算機シミュレーションによって明らかにすることを目的とし、そのための数値計算法を構築することをめざす。構築した計算方法と、それを用いたシミュレーションの結果について報告する。

2 基礎方程式

Fig. 2 に示す直方体の室内を人が直進歩行する 3 次元モデルを考える。室内の空気を非圧縮性ニュートン流体とし、流れは層流とする。このとき、流れの支配方程式はナビエ・ストークス方程式

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (\Omega_f \text{ 内}) \quad (1)$$

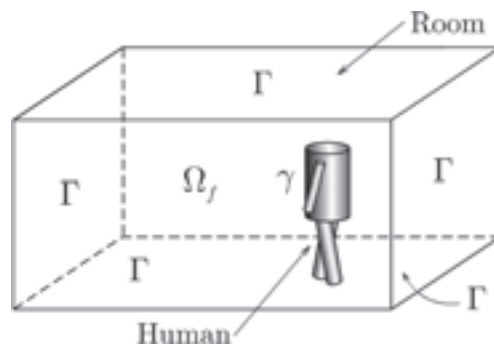


Fig. 2: Computational model

と連続の方程式

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (\Omega_f \text{ 内}) \quad (2)$$

である。ここに、 Ω_f は流体領域、 t は時間、 \mathbf{u} は速度、 p は圧力、 Re はレイノルズ数である。

領域 Ω_f の境界は、部屋の壁（天井と床を含む）と人体表面である。部屋の壁 Γ 上では、すべりなし条件

$$\mathbf{u} = \mathbf{0} \quad (\Gamma \text{ 上}) \quad (3)$$

を課し、人体表面 γ 上では同じくすべりなし条件

$$\mathbf{u} = \hat{\mathbf{u}}_b \quad (\gamma \text{ 上}) \quad (4)$$

を課す。ここに、 $\hat{\mathbf{u}}_b$ は人の歩行速度である。

初期条件は、

$$t = 0 \text{ において: } \mathbf{u} = \mathbf{0}, \quad p = 0 \quad (\Omega_f \text{ 内}) \quad (5)$$

とする。

3 基礎方程式の離散化

3.1 空間方向の離散化

本研究で扱う問題は、流体領域 Ω_f の中を人が移動することによって、人体表面境界 γ の位置が時間とともに変化する移動境界問題である。一般的な有限要素法を用いると、境界 γ の位置に応じて毎回計算メッシュを作り直す作業が必要になる。しかし、3次元解析においてメッシュを作り直しながら計算を進めることは、膨大な処理時間と複雑な計算機プログラムを必要とし、実用的ではない。そこで、本研究では、仮想境界法の一つである fictitious domain 法 [8] を採用する。

Fictitious domain 法では、人体が占める領域も流体領域と見なし、人体表面に課す境界条件 (4) を流れの支配方程式 (1), (2) に対する拘束条件として扱う。そして、この拘束条件はラグランジュの未定乗数法によってナビエ・ストークス方程式 (1) の弱形式に、次式の左辺第2項のように組み込まれる。

$$\int_{\Omega} \left\{ \mathbf{u}^* \cdot \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] - p \nabla \cdot \mathbf{u}^* + \frac{1}{Re} \nabla \mathbf{u}^* : \nabla \mathbf{u} \right\} d\Omega - \int_{\gamma} \mathbf{u}^* \cdot \boldsymbol{\lambda} d\gamma = 0 \quad (6)$$

ここに、 Ω は、流体領域 Ω_f と人体が占める領域を合わせた領域、すなわち Fig. 2 の直方体の内部領域の全体を表す。 \mathbf{u}^* は重み関数、 $\boldsymbol{\lambda}$ はラグランジュの未定乗数である。連続の方程式の弱形式は、

$$\int_{\Omega} p^* \nabla \cdot \mathbf{u} d\Omega = 0 \quad (7)$$

となる。ここに、 p^* は重み関数である。式 (6) においてラグランジュの未定乗数 $\boldsymbol{\lambda}$ も未知量となるから、式 (6), (7) に拘束条件の弱形式

$$\int_{\gamma} \boldsymbol{\lambda}^* \cdot (\mathbf{u} - \hat{\mathbf{u}}_b) d\gamma = 0 \quad (8)$$

が加わる。ここに、 $\boldsymbol{\lambda}^*$ は重み関数である。このように、人体が占める領域を流体領域と見なし、移動境界に課す条件式 (4) を拘束条件として式 (6), (8) のように扱うことによって、計算領域 Ω を覆う計算メッシュを固定したまま計算を進めることができる。

弱形式 (6)–(8) の離散化には有限要素法を用いる。領域 Ω を、Fig. 3 に示す四面体要素で分割する。速度 \mathbf{u} と重み関数 \mathbf{u}^* の節点を四面体の4頂点と重心とし、要素内の分布を空間座標の1次多項式と

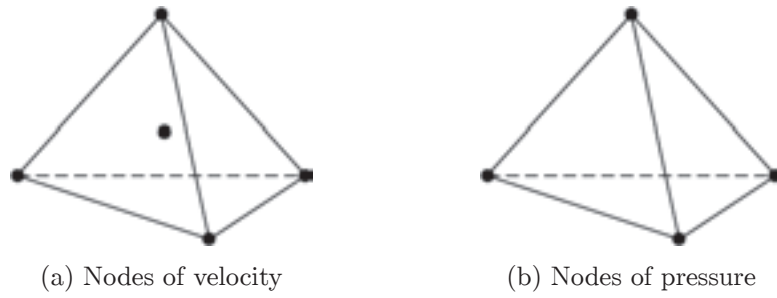


Fig. 3: Finite elements and nodes

気泡関数 [9] で構成される内挿関数で近似する. 圧力 p と重み関数 p^* の節点を四面体の 4 頂点とし, 要素内の分布を空間座標の 1 次多項式で近似する. 式 (6) の左辺第 2 項と式 (8) の境界 γ における面積分を実行するために, 人体表面を図 4 のように平面三角形で分割する (人体のモデル化については 5.2 節を参照). ラグランジュの未定乗数 λ と重み関数 λ^* を三角形の 3 頂点で定義し, 要素内の分布を三角形の面内に設けた局所座標の 1 次多項式で近似する. こうして, 弱形式 (6)–(8) を離散化すると, 次のような半離散化式を得る.

$$\mathbf{M} \frac{d\mathbf{U}}{dt} + [\mathbf{K}(\mathbf{U}) + \mathbf{D}] \mathbf{U} - \mathbf{H}\mathbf{P} - \Phi\Lambda = \mathbf{0} \quad (9)$$

$$\mathbf{H}^T \mathbf{U} = \mathbf{0} \quad (10)$$

$$\Psi \mathbf{U} = \hat{\mathbf{U}}_b \quad (11)$$

ここに, \mathbf{U} , \mathbf{P} , Λ はそれぞれ節点速度, 節点圧力, λ の節点値を成分とするベクトルである. $\mathbf{K}(\mathbf{U})\mathbf{U}$, $\mathbf{D}\mathbf{U}$, $-\mathbf{H}\mathbf{P}$ は, それぞれナビエ・ストークス方程式の移流項, 拡散項, 圧力項の離散形である. $-\Phi\Lambda$ は式 (6) の左辺第 2 項の離散形である. 式 (11) は式 (8) の離散形であり, $\hat{\mathbf{U}}_b$ は人の歩行速度 $\hat{\mathbf{u}}_b$ の節点値を成分とするベクトルである.

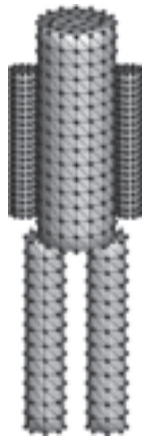


Fig. 4: Finite element mesh covering the surface of a human body

3.2 時間方向の離散化

時間方向の離散化には差分法を用いる．時間方向を一定の長さ Δt の小区間に分割し，時刻 $t^n = n\Delta t$ と時刻 $t^{n+1} = (n+1)\Delta t$ にはさまれた代表的な区間を考える．そこで，式 (9)–(11) を時間方向に次のように離散化する．

$$\mathbf{M} \frac{\mathbf{U}^{n+1} - \mathbf{U}^n}{\Delta t} + [\mathbf{K}(\mathbf{U}^n) + \mathbf{D}] \mathbf{U}^n - \mathbf{H} \mathbf{P}^{n+1} - \Phi \Lambda^{n+1} = \mathbf{0} \quad (12)$$

$$\mathbf{H}^T \mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{0} \quad (13)$$

$$\Psi \mathbf{U}^{n+1} = \hat{\mathbf{U}}_b \quad (14)$$

4 共役残差法

時刻 t^n の値を知って，式 (12)–(14) より時刻 t^{n+1} における値を求める方法を考える．有限要素法による粘性流れの解析では，ナビエ・ストークス方程式と連続の方程式を解いて速度と圧力を求めるとき，速度と圧力を分離して解く fractional step 法を用いることが多い．本研究の先行研究においても fractional step 法の一つである SMAC 法 [11] を用いていた．SMAC 法においては，圧力増分 $\Delta \mathbf{P} = \mathbf{P}^{n+1} - \mathbf{P}^n$ の連立1次代数方程式を解く必要がある．この代数方程式の係数行列は，たとえば本論文の計算例で用いるモデルの場合，約 45000 行 \times 45000 列の規模になる．その係数行列を格納するために計算機メモリの容量制限を受けやすく，メッシュを細かくしたり，計算領域を拡張することが困難になる．そこで，本研究では，少ないメモリ使用量での計算が期待できる，連立1次代数方程式の反復解法の利用を検討する．

式 (12)–(14) を1組の連立1次代数方程式にまとめると，

$$\begin{bmatrix} \mathbf{M}/\Delta t & -\mathbf{H} & -\Phi \\ \mathbf{H}^T & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \Psi & \mathbf{0} & \mathbf{0} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{U}^{n+1} \\ \mathbf{P}^{n+1} \\ \Lambda^{n+1} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathbf{M}\mathbf{U}^n/\Delta t - [\mathbf{K}(\mathbf{U}^n) + \mathbf{D}]\mathbf{U}^n \\ \mathbf{0} \\ \hat{\mathbf{U}}_b \end{Bmatrix} \quad (15)$$

となる．このとき，式 (15) の係数行列が非対称になることから，反復解法の中の共役残差法 [10] を採用する．式 (15) を $\mathbf{Ax} = \mathbf{b}$ のように簡単化して表すとき，共役残差法のアルゴリズムは次のようにまとめられる．

1. 初期値 \mathbf{x}_0 を与える．本論文の計算では，時刻 t^n における値を初期値とする．
2. 初期残差 $\mathbf{r}_0 = \mathbf{b} - \mathbf{Ax}_0$ と， $\mathbf{p}_0 = \mathbf{r}_0$ ， $\mathbf{q}_0 = \mathbf{Ap}_0$ を計算する．
3. 以下の計算を順に行い，解が収束するまで反復する．
 - 1) $\alpha_k = (\mathbf{r}_k \cdot \mathbf{q}_k) / (\mathbf{q}_k \cdot \mathbf{q}_k)$
 - 2) $\mathbf{x}_{k+1} = \mathbf{x}_k + \alpha_k \mathbf{p}_k$
 - 3) $\mathbf{r}_{k+1} = \mathbf{r}_k - \alpha_k \mathbf{q}_k$
 - 4) ε をあらかじめ定めた微小量として，収束判定条件 $|\mathbf{r}_{k+1}| / |\mathbf{r}_0| < \varepsilon$ を満たす場合は反復計算を終了する．収束判定条件を満たしていない場合は，以下の計算を行う．
 - 5) $\beta_k = -(\mathbf{Ar}_{k+1} \cdot \mathbf{q}_k) / (\mathbf{q}_k \cdot \mathbf{q}_k)$
 - 6) $\mathbf{p}_{k+1} = \mathbf{r}_{k+1} + \beta_k \mathbf{p}_k$

- 7) $\mathbf{q}_{k+1} = \mathbf{A}\mathbf{r}_{k+1} + \beta_k\mathbf{q}_k$
- 8) 手順1)にもどる.

ここに, k は反復回数を表す. 共役残差法のアルゴリズムにおいて, 行列 \mathbf{A} が単独で現れることはなく, 必ずベクトルとの積の形で現れる. そこで, 要素ごとに \mathbf{A} の要素行列とベクトルの積を計算し, その結果の要素ベクトルを重ね合わせれば, 行列 \mathbf{A} をメモリに格納する必要がなく, メモリ使用量を減らすことができる.

SMAC 法における, 圧力増分 $\Delta\mathbf{P}$ の連立1次代数方程式の係数行列は, 式(15)中の記号を用いると $\mathbf{H}^T\mathbf{M}^{-1}\mathbf{H}$ で与えられる. 係数行列が三つの全体行列の積で構成されるため, たとえ共役残差法を用いたとしても, 係数行列とベクトルの積を要素ごとに計算することはできない. 共役残差法を用いて, 係数行列とベクトルの積を要素ごとに計算するためには, すべての支配方程式を式(15)のように一つにまとめる必要がある.

5 数値計算

5.1 計算領域

Fig. 5 に計算領域の大きさを示す. 寸法は, 人の胴体の直径 0.3m を代表長さとする無次元長さで示してある. この室内空間を, 要素数 246790, 圧力節点の数 45008 の有限要素メッシュで覆う. 初期状態において, 人は図に示す位置に立ち, その前方の床の上(図中の斜線部)に 392 個の埃に見立てる粒子を配置する. 粒子は, 人の進行方向に 14 列, 部屋の奥行き方向に 14 列, 高さ方向に 2 列で規則的に配置する. $t = 0$ の瞬間に人は図の位置から歩き始め, 直進したのち, 正面の壁の手前, 距離 2 の位置で停止する. レイノルズ数を $Re = 10^3$ とし, 時間増分を $\Delta t = 10^{-3}$ とする. 人の歩行速度は代表的な速度としているので 1 とする.

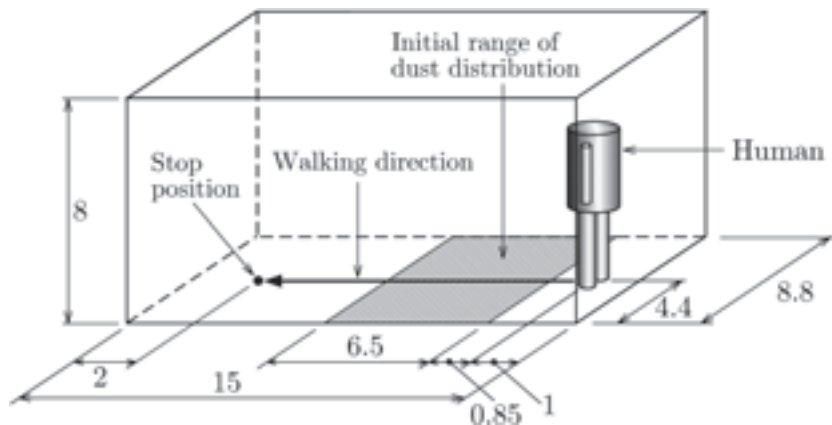


Fig. 5: Size of the computational region

5.2 人体モデル

人体は, 円筒形の胴体, 腕, 脚を組み合わせた Fig. 6 の形状とする. 歩行の際の手足の動きによって生じる気流の影響を考慮するため, 腕と脚を設けるが, 頭は塵埃の飛散には影響を与えないと考えて, 今回は無視する. 各部の寸法は Fig. 6 のように定める. 寸法は, 人の胴体の直径 0.3m を代表長

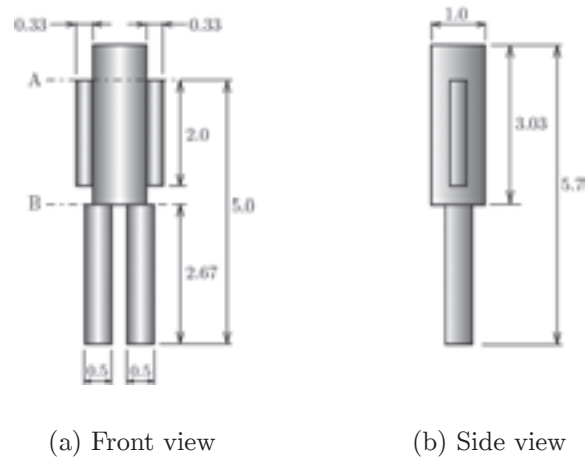


Fig. 6: Computational model of a human body

さとする無次元長さで示してある．歩行中，腕と脚には，図の軸 A, B を中心とする振幅 20° の振り子運動をさせる．

人体表面は Fig. 4 のように平面三角形要素に分割される．本論文の計算では，胴体は 588 個，両腕は 474 個，両脚は 228 個の要素で覆われている．

5.3 埃の取り扱い

本計算では，約 $0.3\mu\text{m}$ 以下の大きさの埃を対象とする．このとき，シミュレーションする時間を 100s と想定すると，その間の埃の沈降距離はたかだか $7\mu\text{m}$ 程度である．したがって，埃に対する重力の影響は無視できる．また，室内気流に対する埃の影響は無視できると仮定する．以上より，本計算では，埃は気流に乗って空間を漂うものとし，毎時刻，埃の位置における気流の速度に時間増分をかけて埃の移動量を求めることにする．

5.4 計算結果

Fig. 7 に，各時刻における人の位置と埃の飛散の様子を示す．人の前方にある点が埃に見立てた粒子である．Fig 7 から，人の歩行と腕や脚の動きによって室内に気流が生じ，埃がその気流に乗って移動する様子が確認できる． $t = 0.0 \sim 4.5$ では，埃は床付近でうごめいているだけである． $t = 12.0$ で人は停止する． $t = 20.0$ の図を見ると，人の背後に多くの埃が分布している．これは，人の後流に取り込まれた埃が，人とともに前方へ移動しているためである．人が壁の直前で停止すると，壁に沿って上昇気流が発生し，この上昇気流によって $t = 40.0$ あたりから埃が人の頭上を越えて天井付近まで一気に舞い上がる．このことから，我々が部屋の中を移動した際に埃を頭の高さまで舞い上げ，埃を吸い込む危険性があることがわかる．

Fig. 8 に示すように部屋を高さ方向に三つの層に分割し， $t = 0.0 \sim 100.0$ の間の各層での埃の数の変化を調べた．その結果が Fig. 8 のグラフである．そのグラフより，どの時刻でも低層に埃が最も多く存在していることが確認できる．人が停止する $t = 12.0$ では，中層と高層の埃の数は 0 であり，まだ埃は舞い上がっていない．人が壁の手前で停止してからしばらく経過した $t = 25.0$ あたりから中層に埃が舞い上がり， $t = 35.0$ あたりから高層にも埃が舞い上がっている．人の後流に取り込まれ，人とともに移動してきた埃が，壁に沿って発生した上昇気流に乗って舞い上がったためである．

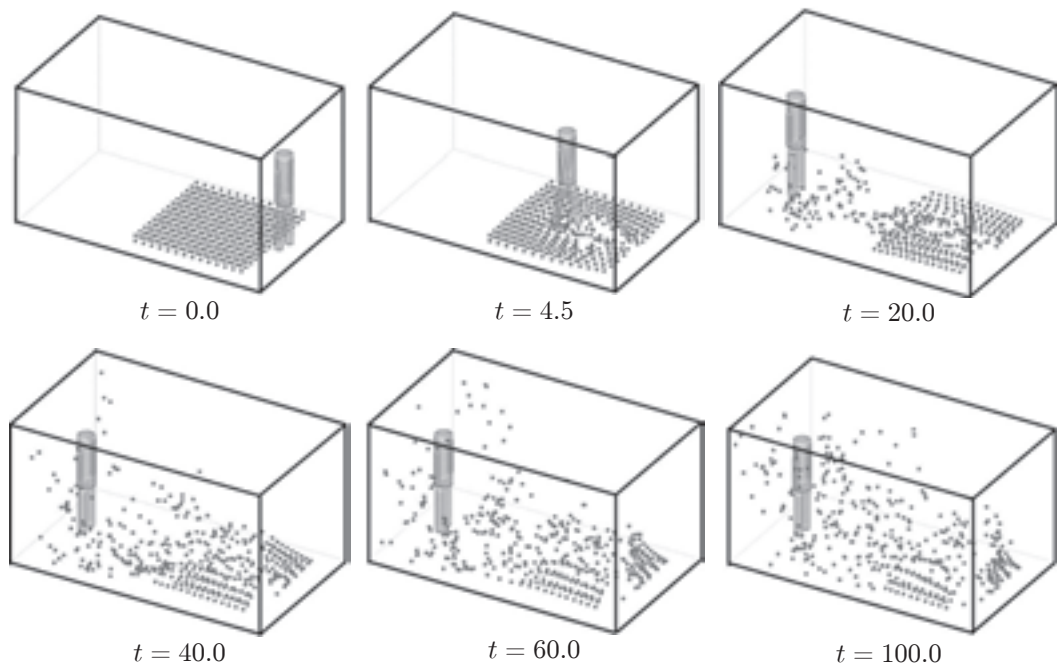


Fig. 7: Dust distributions at different time instants

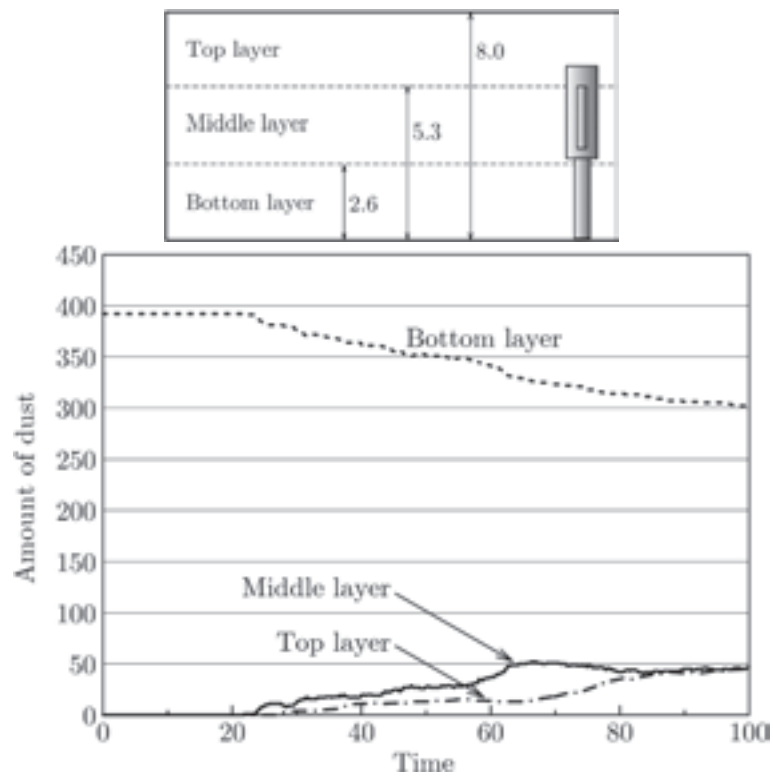


Fig. 8: Time histories of the amount of dust in three layers

Table 1: Comparison of the amount of dust in three layers at time $t = 54.0$ among four cases

	Case I	Case II	Case III	Case IV
Top layer	8	9	2	1
Middle layer	37	67	17	16
Low layer	347	316	373	375

本論文の計算では腕と脚の動きの有無が埃の飛散に及ぼす影響を調べることは行っていないが、SMAC法を用いた先行研究において調べている。Table 1は、Fig. 8に示す3層における $t = 54.0$ での埃の数を示したものである。表中の四つのケースは、

- ケース I : 腕と脚を動かさず場合
- ケース II : 脚だけを動かさず場合
- ケース III : 腕だけを動かさず場合
- ケース IV : 腕も脚も動かさない場合

である。四つのケースを比較すると、床付近の埃の舞い上がりには、脚の動きが大きく影響すること、腕の動きはさほど影響しないことがわかる。ケース I とケース II を比較すると、脚だけを動かさず場合の方が腕と脚の両方を動かさず場合よりも多くの埃が舞い上がることがわかる。特に、中層の埃の数を比べると、ケース II はケース I の約2倍である。腕を動かさずと中層の埃が減少する理由は、腕を振り下ろす際に生じる下降気流によって低層から中層へ上がってきた埃が再び低層へ流れ去るためであると考えられる。本研究で用いた脚の運動形態は単純な振り子運動であり、人の脚の実際の動きとは異なる。埃の飛散に対する脚の動きの影響を詳細かつ正確に調べるためには、脚の実際の動きを数値計算の中で模擬する必要がある。今後の課題としたい。

Fig. 9は、部屋の中心面における、ある瞬間の人体周辺の圧力分布を示したもので、本方法による結果とSMAC法による結果を比較している。SMAC法による結果であるFig. 9(a)を見ると、明らかに圧力が数値振動を起こしていることがわかる。これは、SMAC法では連続の方程式を離散化した式(10)を直接解くのではなく、圧力増分 ΔP の連立1次代数方程式を導く式変形の際に考慮されるだけであることから、式(10)が満足される精度が低いためである。これに対して、ナビエ・ストーク方程式と連続の方程式を式(15)のように一つの連立1次代数方程式にまとめて、連続の方程式(10)を直接解く本方法は圧力の計算精度が高く、Fig. 9(b)のように圧力振動のない良好な圧力分布が得られ

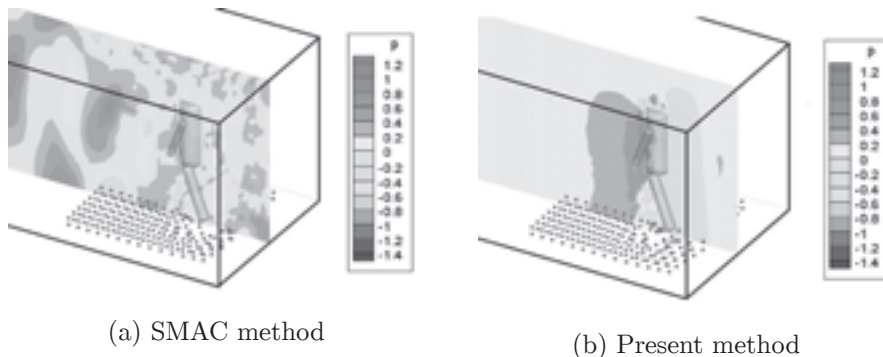


Fig. 9: Comparison of pressure distributions around a human body

る。このように速度と圧力を同時に解く方法は計算精度が高いことは知られているが、式 (15) に見られる大規模な係数行列を扱うために、計算機のメモリ容量の制約を受け易いのが難点であった。これに対して、共役残差法を用いることによってメモリ容量による制約を回避することができた。Fig. 9(a) の計算に要したメモリ使用量が 382MB であるのに対して、Fig. 9(b) の計算に要したメモリ使用量は 95MB であった。

5.5 計算領域の拡張

先行研究で使用した SMAC 法においては、圧力増分 ΔP の連立 1 次代数方程式を解く必要があり、大規模な係数行列をメモリ上に格納する必要がある。そのため、SMAC 法で計算できるのは Fig 5 の計算モデルの規模までで、たとえば長い廊下のような空間を計算対象とするために計算領域を拡張することはできなかった。本論文のように共役残差法を用いる計算法はメモリの使用量を大幅に低減することができるので、計算領域の拡張にも対応できることが期待できる。そこで、拡張した計算領域でのシミュレーションを行ってみる。

Fig. 5 に示す計算領域を人の進行方向に 2 倍に拡張した Fig. 10 のモデルを用いる。この拡張した計算領域を、要素数 610700、圧力節点の数 110688 の有限要素メッシュで覆う。初期状態での人の位置、埃の数、埃の分布の位置と範囲は Fig. 5 と同じである。また、計算の諸条件も Fig. 5 のモデルの計算条件と同じである。人の歩行パターンも同じとする。すなわち、Fig. 10 の初期位置から速さ 1 で歩き始め、Fig. 5 に示す位置で停止する。このとき、人の歩行によって生じる気流によって埃が進行方向にどのように飛散するかを観察する。

Fig. 11 に各時刻における人の位置と埃の飛散の様子を示す。人は $t = 12.0$ で停止する。前節の計算モデルとは異なり、今回のモデルでは人の停止位置の正面に壁がないので、上昇気流は発生しない。そのため、天井付近まで舞い上がる埃は少ない。代わって、人の歩行によって生じた進行方向の流れに乗って、人の背後に付き添っていた埃が人の前方へ流れていくのがわかる。

そこで、Fig. 12 のように計算領域を人の進行方向に六つの区間に等分割し、各区間に含まれる埃の数の時間変化を調べた。その結果が Fig. 12 のグラフである。曲線の右端に付けた A~F の記号は、グラフの上図に示すように六つの区間を表す。初期状態では、埃は区間 A と B に同数ずつ分布している。グラフの a の箇所注目すると、区間 A の埃の減少分と同数の埃が区間 B で増えている。b の箇所注目すると、区間 B の埃が減り、区間 C の埃が増え、さらに、区間 C の埃が減少に転じると、区間 D, E, F の埃が順次増加し始める。これらの結果は、埃が気流に乗って人が歩く向きに向かって流れていくことを示している。

また、埃は人の歩く向きに向かって流れるばかりではなく、グラフの c の箇所にみられるように、

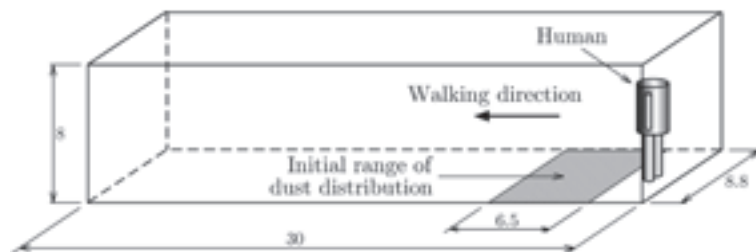


Fig. 10: Size of the extended computational region

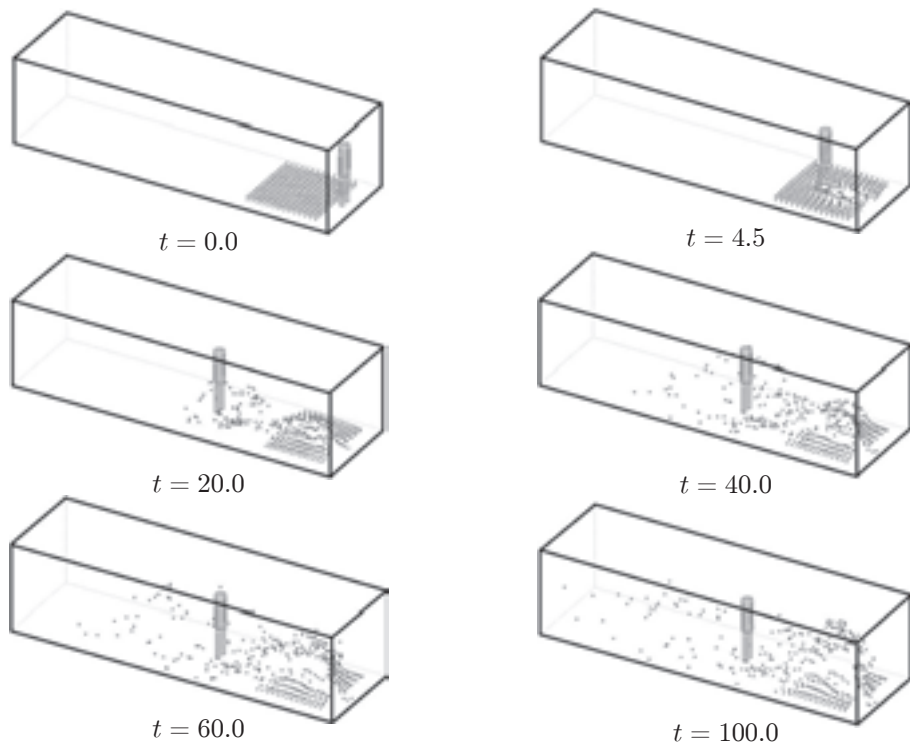


Fig. 11: Dust distributions at different time instants in the extended computational region

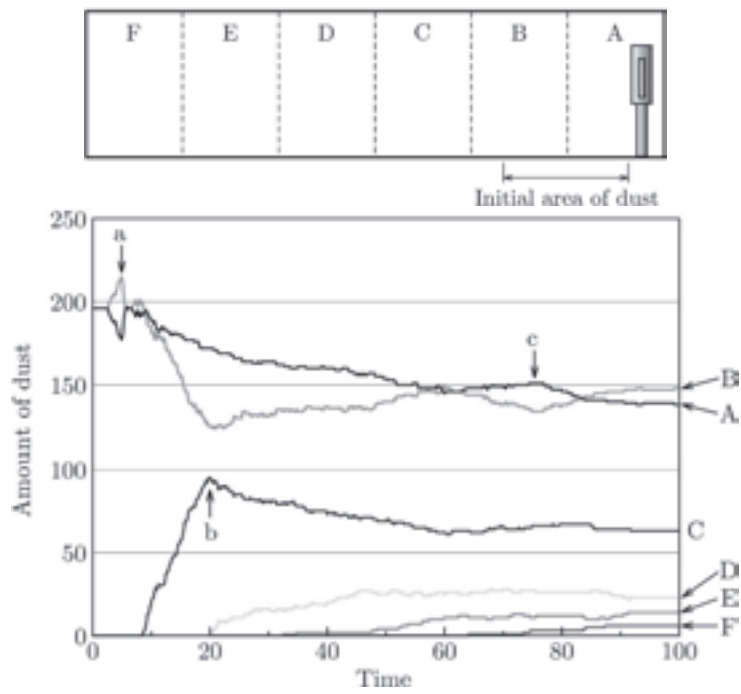


Fig. 12: Time histories of the amount of dust in six blocks

区間 B から区間 A へ逆流する場合もあることがわかる。

6 おわりに

人が歩くことで発生する気流によって室内の塵埃が飛散する現象の 3 次元解析のための数値計算法を構築した。流体領域内で人という物体を移動させながら流れの解析を行う問題は、移動境界問題である。境界の移動に伴う毎回の計算メッシュの再構築を排除し、固定メッシュ上での計算を可能とするために、fictitious domain 法を採用した。

通常、有限要素法による非圧縮性粘性流れの解析では、速度と圧力を分離して解く fractional step 法を用いることが多い。しかし、本方法では、速度と圧力を同時に解く直接法 [11] を採用し、これと共役残差法を組み合わせてることによって、連立 1 次代数方程式の大規模な係数行列を計算機メモリ上に格納する必要のない省メモリ型の計算方法を採用した。直接法の採用によって連続の方程式を厳密に解くことができ、数値振動のない良好な圧力分布を得られることを確認した。

6 畳間相当の室内空間と、それを 2 倍に拡張した室内空間を使って、埃の飛散シミュレーションを行い、埃の挙動に関する定性的な傾向をとらえることができた。今後は、測定データに基づく定量的な検証に努めたい。

参考文献

- [1] 文部科学省：学校保健統計調査－年次統計 (2016).
<http://www.e-stat.go.jp/SG1/estat/List.do?bid=000001014499&cycocode=0>.
- [2] 田中良太郎, 太田洋一：上昇気流における塵埃の分布について (その 1)－点状発生源上の垂直分布－. 日本建築学会 (1957).
- [3] 田中良太郎, 太田洋一：上昇気流中における塵埃の分布について (その 2)－円型発生源上の垂直分布－. 日本建築学会研究報告, **41**, pp. 116–119 (1957).
- [4] 高木理恵, 吉野博, 呂陽, 中村安季, 田辺新一, 林基哉, 長谷川兼一：宮城県内の住宅 8 件を対象とした室内微生物とハウスダストの実測調査: その 2 ハウスダストとダニの測定結果 (生物汚染 (2), 環境工学 II). 日本建築学会大会学術講演梗概集 D-2, 環境工学 II, 熱, 湿気, 温熱感, 自然エネルギー, 気流・換気・排煙, 数値流体, 空気清浄, 暖冷房・空調, 熱源設備, 設備応用, pp. 907–908 (1995).
- [5] 竹内健一郎, 吉田伸治, 大橋えり, 大岡龍三：床面に堆積する粉体粒子の再飛散に関する研究 (その 1): 床面の被覆が粉体粒子の再飛散に与える影響 (浮遊粒子状物質の挙動解析 (1), 環境工学 II). 日本建築学会大会学術講演梗概集 D-2, 環境工学 II, 熱, 湿気, 温熱感, 自然エネルギー, 気流・換気・排煙, 数値流体, 空気清浄, 暖冷房・空調, 熱源設備, 設備応用, pp. 875–876 (2006).
- [6] 村上周三, 加藤信介：クリーンルーム内の流れ場と拡散場. エアロゾル研究, **3**, pp. 262–272 (1988).
- [7] 諏訪好英：データセンターにおける空調気流方式の高効率化に関する研究. 日本建築学会環境系論文集, **76**, pp. 501–508 (2011).
- [8] Glowinski, R.: *Finite element methods for incompressible viscous flow*. P. G. Ciarlet and J. L. Lions (eds) “Handbook of Numerical Analysis”, Volume IX, Elsevier B. V. (2003).

- [9] Zienkiewicz, O. C. and Taylor, R. L.: “The Finite Element Method” Fourth edition, Volume 1, McGraw-Hill Book Company Ltd. (2003).
- [10] 金田康正 : “並列数値処理 – 高速化と性能向上のために –” コロナ社 (2010).
- [11] 中山 司 : “流れ解析のための有限要素法入門” 東京大学出版会 (2008).