

一般セッション | 一般セッション (第二部門：計算力学)

2026年5月17日(日) 10:35 ~ 11:50 | B会場(環境棟：3階講義室)

第2部門 (4)

座長:田中 聖三(広島工業大学)

10:35 ~ 10:50

[22006] Logarithm Conformation Representationによる圧縮性流体方程式の数値計算 (シンポジウム講演概要)

*中澤 嵩^{1,2} (1. 金沢大学学術メディア創成センター、2. 大阪大学D3センター)

10:50 ~ 11:05

[22007] 非圧縮性気液二相流に対する高次精度メッシュレス解法の開発 (シンポジウム講演概要)

*石川 玄貴¹、阿部 悠太¹、山田 正太郎¹ (1. 東北大学)

11:05 ~ 11:20

[22008] オイラー型流体-構造連成解析を用いた転倒骨折防止構造の大規模シミュレーション (シンポジウム講演概要)

*松本 大河^{1,2}、西口 浩司^{1,2}、下村 明司³、一木 昭洋³、横井 正人³、伊藤 麻由美³、加藤 準治¹ (1. 名古屋大学、2. 理化学研究所、3. 株式会社Magic Shields)

11:20 ~ 11:35

[22009] 超並列3次元流れ解析に基づく根固めブロック群の水理特性の解明 (シンポジウム講演概要)

*山田 晟太^{1,2}、西口 浩司^{1,2}、加藤 準治¹、戸田 祐嗣¹ (1. 名古屋大学、2. 国立研究開発法人 理化学研究所)

11:35 ~ 11:50

[22010] 樹木の対流体力挙動評価に向けた片方向流体・構造連成解析 (シンポジウム講演概要)

*武田 万有花¹、鈴木 祐太¹、中村 明莉¹、野村 怜佳¹、松原 成志朗¹、寺田 賢二郎¹、森口 周二¹ (1. 東北大学)

Logarithm Conformation Representation による圧縮性流体方程式の数値計算 (シンポジウム講演概要)

Numerical simulation of the compressible fluid equation based on Logarithm Conformation Representation (Proceedings of Symposium on Applied Mechanics)

中澤 嵩 (金沢大学・学術メディア創成センター)
Takashi NAKAZAWA, Kanazawa University
E-mail: tnakazawa@staff.kanazawa-u.ac.jp

F. De Vuyst suggests a new mathematical model for compressible Euler equation, which is able to decrease calculation costs because Galerkin method could be used for discretizing in space, FVM and DGM. are not used. In this presentation, the author focus on Compressible Navier-Stokes equation and try to solve 2D Viscous Sod Shock Tube Problem at $Re=200$.

1. はじめに

航空工学や自動車工学では非定常・圧縮性（高レイノルズ数）流体を扱う必要があるため、式(1)に記述している圧縮性 Euler 方程の利用が一般的である。

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) &= 0, \\ \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) + \nabla p &= 0, \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot \{(\rho E + p) \mathbf{u}\} &= 0.\end{aligned}\quad (1)$$

この圧縮性流体を扱う際、非圧縮性流体と比較して、時間間に複雑な応力分布が発生し、局所的に密度が集中する衝撃波が発生する。このような場合には、衝撃波を高精度に捕捉する必要があるため、界面を高精度に解像することが可能な有限体積法や不連続ガラキン法等を用いた空間離散化が行われるが、形状最適化を行う際には順問題だけでなく逆問題を解く必要があるためアルゴリズムが非常に煩雑となることが予想される。

2. 数理モデル：圧縮性 Euler 方程式

支配方程式として式(2)に記述している F. De Vuyst が提案している数理モデル(1)を活用することにする。

$$\begin{aligned}\frac{Da_p}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0, \\ \rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} + p \nabla a_p &= 0, \\ \frac{Da_p}{Dt} + \gamma \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0.\end{aligned}\quad (2)$$

この数理モデル(2)は、密度と圧力に対して $\log$ 変換を行うことで衝撃波近傍における数値フラックスを精度よく近似することが期待されている。

$$a_p = \log(\rho), a_p = \log(p)$$

また、数理モデル(1)と同様の位相速度 $\mathbf{u}, \mathbf{u} - c, \mathbf{u} + c$ や適合方程式

$$\begin{aligned}D_1 \rho - \frac{1}{c^2} D_1 p &= 0, \\ D_2 \mathbf{u} + \frac{1}{\rho c} D_2 p &= 0, \\ D_3 \mathbf{u} - \frac{1}{\rho c} D_3 p &= 0\end{aligned}$$

が得られることが分かっており、最終的にはリーマン

不変量も一致する。結果的に、この数理モデル(2)はこの数理モデル(1)と同等の数学的性質を引き継いでいると考えられる。

3. 数理モデル：圧縮性 Navier-Stokes 方程式

式(2)を圧縮性 Navier-Stokes 方程式に拡張すると下記のように記述することが出来る。

$$\begin{aligned}\rho \frac{Da_p(\mathbf{x})}{Dt} + \rho(\nabla \cdot \mathbf{k}) &= 0, \\ p \frac{D\mathbf{u}(\mathbf{x})}{Dt} + \nabla p &= (\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma})^T, \\ p \frac{Da_p}{Dt} + \gamma p(\nabla \cdot \mathbf{k}) &= (\gamma - 1) \boldsymbol{\sigma} : \nabla \mathbf{u}^T \\ &+ \frac{\gamma \mu}{RePr} \nabla \cdot \{ \exp(a_p - a_\rho) \nabla(a_p - a_\rho) \}\end{aligned}\quad (3)$$

ここで、

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{\mu}{Re} \left(\nabla \mathbf{u}^T + (\nabla \mathbf{u}^T)^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} \right), T = \frac{p}{\rho}$$

である。

4. 数理モデル：圧縮性 Euler 方程式

時間方向に離散化する際に、特性曲線法を用いて物質微分を数値的に近似することをするを前提とすると、下記のように $a_p, \mathbf{u}, a_p$ に関する偏微分方程式が得られる。

$$\begin{aligned}\rho^{n-1} \frac{Da_p^n(\mathbf{x})}{Dt} + \rho^{n-1}(\nabla \cdot \mathbf{u}^n) &= 0, \\ \rho^n \frac{D\mathbf{u}^n(\mathbf{x})}{Dt} + \nabla p^n - \frac{1}{2} \Delta t \nabla \cdot \{ (\nabla p^n) \mathbf{u}^n \} &= 0, \\ p^{n-1} \frac{Da_p^n(\mathbf{x})}{Dt} + \gamma p^{n-1}(\nabla \cdot \mathbf{u}^n) &= 0,\end{aligned}\quad (4)$$

圧縮性流体場の数値計算には、これまで保存系を用いることが一般的であり、非保存系で記述される数理モデル(2)に関する数値計算スキームはほとんど存在しない。

5. 数理モデル：圧縮性 Navier-Stokes 方程式

式(4)を圧縮性 Navier-Stokes 方程式に拡張すると下記のように記述することが出来る。

$$\rho^{n-1} \frac{Da_p^{n-1}(\mathbf{x})}{Dt} + \rho^{n-1}(\nabla \cdot \mathbf{k}) = 0,$$

$$\begin{aligned}
& \rho^n \frac{D\mathbf{u}^{n-1}(\mathbf{x})}{Dt} + \{1 + a_p^n - a_p^{n-1}\} \nabla p^n - \frac{1}{2} \Delta t \nabla \cdot \{(p^n \nabla a_p^n) \mathbf{k}^T\} \\
& = (\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}^n)^T - \frac{1}{2} \Delta t \nabla \cdot \{(\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}^n)^T \mathbf{k}^T\}, \\
& p^{n-1} \frac{Da_p^{n-1}}{Dt} + p^{n-1} (\nabla \cdot \mathbf{k}) + (\gamma - 1) M^{n-1} : \nabla \mathbf{k}^T \\
& = \frac{\gamma \mu}{RePr} \nabla \cdot \{T^n \nabla (a_p^n - a_p^n)\} - \frac{1}{2} \Delta t \frac{\gamma \mu}{RePr} \nabla \\
& \quad \cdot [\nabla \cdot \{T^n \nabla (a_p^n - a_p^n)\} \mathbf{k}^T]
\end{aligned} \tag{5}$$

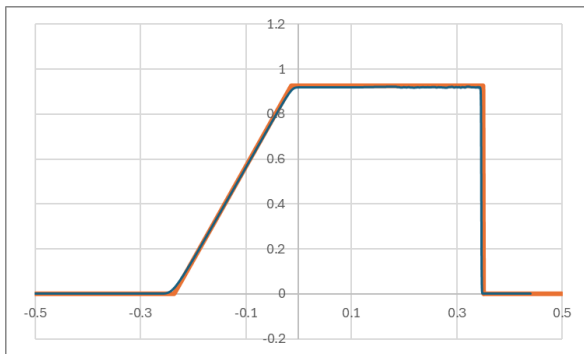
ここで,

$$\begin{aligned}
M^{n-1} &= p^{n-1} I - \boldsymbol{\sigma}^{n-1} = \begin{bmatrix} p^{n-1} - \sigma_x^{n-1} & -\tau^{n-1} \\ -\tau^{n-1} & p^{n-1} - \sigma_y^{n-1} \end{bmatrix}, \\
& \nabla \cdot \{T^n \nabla (a_p^n - a_p^n)\} \\
& = T^n [\{\nabla (a_p^n - a_p^n)\}^2 + \nabla \cdot \{\nabla (a_p^n - a_p^n)\}], \\
T^n &= \frac{p^n}{\rho^n} = \exp(a_p^n - a_p^n)
\end{aligned}$$

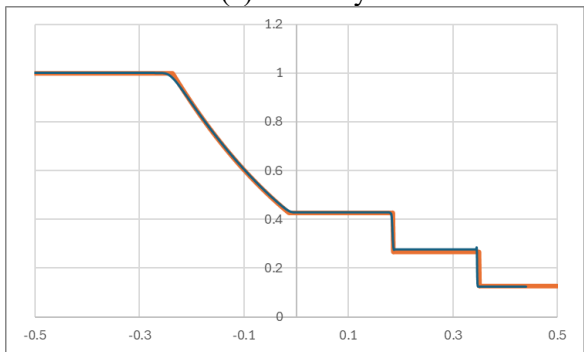
である.

6. 数値計算結果 : 1D Sod Shock Tube Problem

圧縮性 Euler 方程式を計算し, 1 次元 Sod Shock Tube Problem を解いた. まず初めに, 最小のエッジサイズ Δx を 5×10^{-4} として, a_p, u, a_p の基底関数として P2-P2-P2 (Fig.1) の計算を行った. 各図の橙色が $t = 0.2$ における厳密解, 青色が数値解のプロファイルとなっている. 数値結果から, 厳密解に近いプロファイルとなることが明らかとなった.



(a) Velocity.



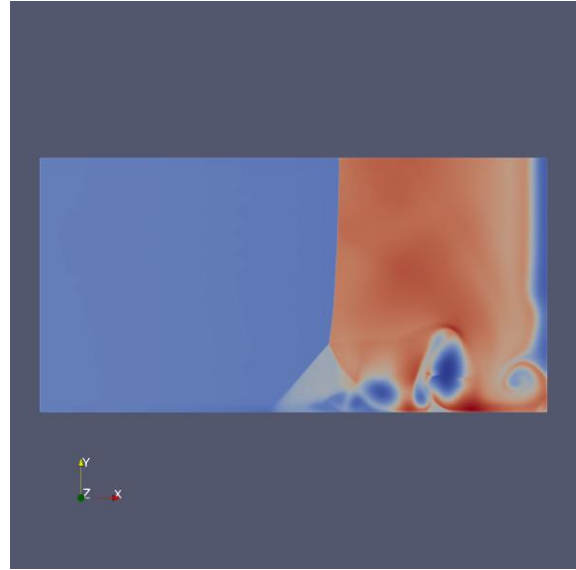
(b) Density.

Fig.1. a_p, u, a_p for P2-P2-P2.

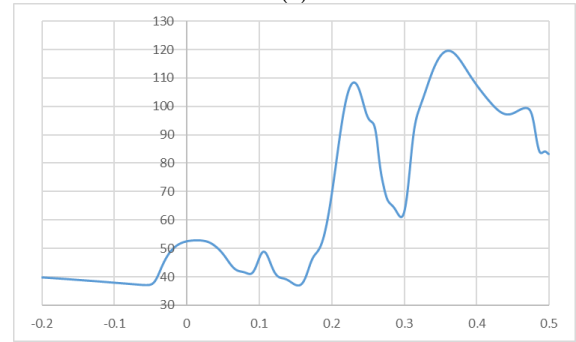
7. 数値計算結果 : 2D Sod Shock Tube Problem

最後に, 圧縮性 Navier-Stokes 方程式を解き, 2 次元 Sod Shock Tube Problem を解いた. その際, レイノルズ数 Re は 200 として, その他のパラメーターは圧縮性 Euler 方程式を解いた時と同じものを用いた. その結果, 先行研究と同様の密度分

布が得られていることが分かった.



(a)



(b)

Fig. 2. 時刻 $t = 1$ における(a)密度分布と(b)底面における密度プロファイル.

非圧縮性気液二相流に対する高次精度メッシュレス解法の開発（シンポジウム講演概要）

Development of a High-Order Accurate Meshless Method for Incompressible Gas-Liquid Two-Phase Flows (Proceedings of Symposium on Applied Mechanics)

石川 玄貴（東北大） 阿部 悠太（東北大） 山田 正太郎（東北大）
Genki ISHIKAWA, Tohoku University
Yuta ABE, Tohoku University
Shotaro YAMADA, Tohoku University
E-mail: ishikawa.genki.p2@dc.tohoku.ac.jp

This study proposes a high-order and stable meshless method for incompressible gas-liquid two-phase flows. To overcome the limitations of conventional meshless schemes, we employ a polyharmonic spline (PHS)-based RBF-FD method with polynomial augmentation, incorporating a staggered velocity-pressure arrangement is employed for accurate and stable spatial discretization. The incompressible Navier-Stokes equations are solved using a rotational incremental pressure-correction scheme with second-order temporal accuracy. The gas-liquid interface is captured by a Cahn-Hilliard phase-field model, integrated with the scalar auxiliary variable (SAV) approach. Benchmark results confirm the accuracy and stability of the proposed framework.

1. 研究背景と目的

本研究では, Flyer et. Al. (2016a, 2016b)が提案する PHS 補助多項式付き RBF-FD 法とスタガード配置に基づいて, 高精度な気液二層流解析法を構築する.

Navier-Stokes 方程式には回転増分型圧力修正法を適用し, Adams-Bashforth 法で時間 2 次精度を確保する. 界面追跡には Cahn-Hilliard 方程式に基づく Phase-Field 法を用い, SAV 法と BDF2 によりエネルギー安定かつ時間 2 次精度を実現する.

2. RBFモデル

2.1. 散乱点に基づく局所差分近似

本研究で用いる RBF-FD 法は, 構造格子を前提とする従来の有限差分法(FDM)を一般化し, 任意配置の散乱点に対して局所的な差分近似を構築するメッシュレス法である. RBF-FD における考え方は, ある点 $\mathbf{x}_0$ の関数 $f(\mathbf{x}_0)$ の微分を stencil と称する近傍点集合 $\mathcal{N}$ の関数値を用いた線形結合として

$$\mathcal{L}f(\mathbf{x}_0) = \sum_{j=1}^n w_j f(\mathbf{x}_j) \quad (1)$$

と近似することである. ここで, $\mathcal{L}$ は微分演算子, w_j は重みであり, n は stencil を構成する散乱点の数である. 重み w_j を決定するために, 関数 $f(\mathbf{x})$ が動径基底関数 $\phi^k(\mathbf{x})$ ($k=1, \dots, n$) の線形結合で表されると仮定する.

$$\phi^k(\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^n \lambda_j \phi^k(\mathbf{x}_j) \quad (2)$$

式(2)に微分演算子を作用させ, 係数 λ_j の任意性を考慮することで次式を得る.

$$\mathcal{L}\phi^k(\mathbf{x}_0) = \sum_{j=1}^n w_j \phi^k(\mathbf{x}_j) \quad (3)$$

式(3)より, 連立一次方程式が得られる.

$$\mathbf{A}\mathbf{w} = \mathcal{L}\Phi_0 \quad (4)$$

ただし,

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \phi^1(\mathbf{x}_1) & \dots & \phi^1(\mathbf{x}_n) \\ \vdots & & \vdots \\ \phi^n(\mathbf{x}_1) & \dots & \phi^n(\mathbf{x}_n) \end{bmatrix}, \mathbf{w} = \begin{pmatrix} w_1 \\ \vdots \\ w_n \end{pmatrix}, \mathcal{L}\Phi_0 = \begin{pmatrix} \mathcal{L}\phi^1(\mathbf{x}_0) \\ \vdots \\ \mathcal{L}\phi^n(\mathbf{x}_0) \end{pmatrix} \quad (5)$$

である. 式(4)を解くことで, 重み w_j を求めることができる.

この重みの決定手法は以下の最適化問題として定式化できる.

$$\arg \min_{\mathbf{w} \in \mathbb{R}^n} J(\mathbf{w}) = \frac{1}{2} \mathbf{w}^T \mathbf{A} \mathbf{w} - \mathbf{w}^T \mathcal{L}\Phi_0 \quad (6)$$

2.2. PHSと補助多項式による重み決定

Flyer et. Al. (2016a, 2016b)は 基底関数に PHS を採用した上で, 多項式補強を行うことにより停滞誤差の生じない RBF-FD を構築できることを示した. PHS は次式で定義され, 図-2 に示す形状をとる.

$$\phi^i(r) = r^q, \quad r = \sqrt{(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j)^2} \quad (7)$$

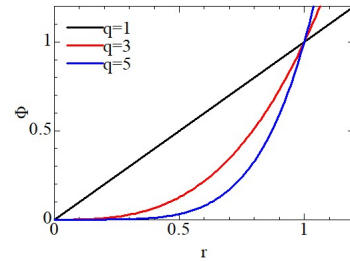


図-2 PHS 関数

一方で, PHS に基づく係数行列 $\mathbf{A}$ は, 条件付き正定値であり, PHS のみでは特異である. 補助的に, 多項式再現性を保証する条件を課す. べき関数 $p^\alpha(\mathbf{x})$ が微分演算子 $\mathcal{L}$ に対して正確に再現されるように重みを決定する.

$$\sum_{j=1}^n w_j p^\alpha(\mathbf{x}_j) = \mathcal{L}p^\alpha(\mathbf{x}_c) \quad (8)$$

式(8)は以下のように行列表現できる.

$$\mathbf{P}^T \mathbf{w} = \mathcal{L}\mathbf{p}_0 \quad (9)$$

ただし,

$$\mathbf{P} = \begin{bmatrix} p^1(\mathbf{x}_1) & \dots & p^1(\mathbf{x}_n) \\ \vdots & & \vdots \\ p^m(\mathbf{x}_1) & \dots & p^m(\mathbf{x}_n) \end{bmatrix}, \mathcal{L}\mathbf{p}_0 = \begin{pmatrix} \mathcal{L}p^1(\mathbf{x}_0) \\ \vdots \\ \mathcal{L}p^m(\mathbf{x}_0) \end{pmatrix} \quad (10)$$

である. Lagrange の未定乗数法を用いて, 式(6)の最適化問題に

式(9)を制約条件として課した以下の問題を考える.

$$\arg \min_{\mathbf{w} \in \mathbb{R}^n, \boldsymbol{\gamma} \in \mathbb{R}^m} L(\mathbf{w}, \boldsymbol{\gamma}) = \frac{1}{2} \mathbf{w}^T \mathbf{A} \mathbf{w} - \mathbf{w}^T \mathcal{L} \boldsymbol{\phi}_0 + \boldsymbol{\gamma}^T (\mathbf{P}^T \mathbf{w} - \mathcal{L} \mathbf{p}) \quad (11)$$

ただし, $\boldsymbol{\gamma}$ は Lagrange の未定乗数である. 停留条件より, 得られる以下の連立一次方程式を解くことで重みを決定する.

$$\begin{bmatrix} \mathbf{A} & \mathbf{P} \\ \mathbf{P}^T & \mathbf{0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{w} \\ \boldsymbol{\gamma} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathcal{L} \boldsymbol{\phi}_0 \\ \mathcal{L} \mathbf{p}_0 \end{bmatrix} \quad (12)$$

補助多項式で補強されたこの拡大行列は full-rank であり, 境界・内部を問わず一貫した手順で安定した差分重みを構築することが可能となる. なお, 本研究では, この空間離散化手法を Augmented PHS-FD (APF) と称することにする.

2.3. ノード配置

本研究では Navier-Stokes 方程式における速度-圧力連成の安定性を高めるため, 圧力ノードと速度ノードをスタガード配置する. 速度ノードでは, 微分演算子 $D(V \rightarrow V)$, $D(V \rightarrow P)$ を構築するため, 図-3 の(a)(b)のような stencil を用いる. 同様に, 圧力ノードでは微分演算子 $D(P \rightarrow V)$, $D(P \rightarrow P)$ を構築し, 図-3 の(c)(d)のような stencil を用いる.

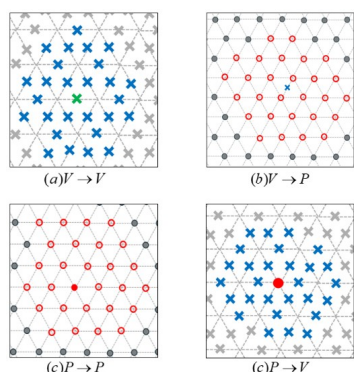


図-3 圧力点 p と速度点 v の stencil

3. Navier-Stokes 方程式による流体解析

本研究で対象とする非圧縮流れの支配方程式は, 非圧縮性の Navier-Stokes 方程式と連続式である.

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{g} \quad (13)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (14)$$

これらを数値的に解くために射影法を採用する. 標準型の射影法では, 仮速度が非圧縮性条件を満たさないことに起因して, 壁境界付近で数値境界層が発生することが知られているため, Timmerman et al. (1998) によって提案された回転増分型圧力修正法を本研究では採用する. さらに, 移流項に Adams-Bashforth 法を用いることで時間積分を行う.

4. Phase-Field 法による界面捕捉

Phase-Field 法は, 界面を明示的に追跡することなく, フェーズフィールド変数 ϕ を用いて相分布および界面を連続的に表現する手法である. 本研究では, 以下の Cahn-Hilliard 方程式を解くことで, 界面の時間発展を記述する.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \phi = M \nabla^2 \mu \quad (15)$$

$$\mu = -\varepsilon^2 \nabla^2 \phi + f'(\phi) \quad (16)$$

ただし, M はモビリティ係数, ε は界面幅を制御するパラメータ, $f(\phi)$ はダブルウェルポテンシャルである.

Cahn-Hilliard 方程式を解くに際し, ϕ に関する 4 階の微分方程式を, ϕ と μ に関する 2 本の 2 階微分方程式に分解する混合法を採用する. さらに, Shen et al., (2018) に倣い, 非線形自由エネルギー項を次式の補助変数を導入することで線形化する Scalar Auxiliary Variable (SAV) 法によって解く.

$$r(t) = \sqrt{\int_{\Omega} f(\phi) dx + C} \quad (17)$$

ただし, C は正の定数である.

この手法では, 式(15), (16)に加え, 式(17)から導出される次式が支配方程式となる.

$$\frac{dr}{dt} = \int_{\Omega} \frac{f'(\phi)}{2r} \frac{\partial \phi}{\partial t} dx \quad (18)$$

時間微分項を 2 次の後退差分法(BDF2)で近似することで, 時間 2 次精度を有する無条件安定スキームの構築が可能となる.

5. 数値解析例

構築した解析手法を用いて, 液滴衝突解析を行った. 同じ大きさの 2 つの液滴に向かい合うように正反対の速度を与え, 衝突した際の挙動を確認した. 初期高さが異なるため, 2 つの液滴は合体した後, 楕円型となり回転し円形に近づく様子が確認された.

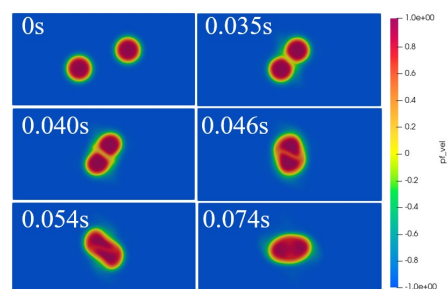


図-8 液滴の合体の様子

6. 結論

本研究では, PHS+補助多項式型 RBF-FD 法に基づく高次精度メッシュレス解法 (APF) と, 回転増分型圧力修正法および Phase-Field 法を組み合わせた非圧縮性気液二相流解析手法を構築した.

参考文献

1. Flyer, N., Barnett, G. A., and Wicker, L. J. (2016a): Enhancing finite differences with radial basis functions: Experiments on the Navier-Stokes equations., *Journal of Computational Physics*, 316, 39-62.
2. Flyer, N., Fornberg, B., and Barnett, G. A. (2016b): On the role of polynomials in RBF-FD approximations: I. Interpolation and accuracy, *Journal of Computational Physics*, 321, 21-38.
3. Shen, J., Xu, J., Yeng J. (2018): The scalar auxiliary variable (SAV) approach for gradient flows, *Journal of Computational Physics* 353, 407-416.
4. Timmermans, L.J.P., Mineev, P.D., Van de Vosse, F.N. (1996): An approximate projection scheme for incompressible flow using spectral elements, *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 22, 673-688.

オイラー型流体-構造連成解析を用いた転倒骨折防止構造の大規模シミュレーション (シンポジウム講演概要)

Large scale simulation of fall fracture prevention structures using Eulerian fluid-structure interaction analysis (Proceedings of Symposium on Applied Mechanics)

松本 大河 (名古屋大学・工 / 理研) 西口 浩司 (名古屋大学・工 / 理研)
下村 明司 (株式会社 Magic Shields) 一木 昭洋 (株式会社 Magic Shields)
横井 正人 (株式会社 Magic Shields) 伊藤 麻由美 (株式会社 Magic Shields)
加藤 準治 (名古屋大学・工)

Taiga MATSUMOTO, Nagoya University/RIKEN

Koji NISHIGUCHI, Nagoya University/RIKEN

Hiroshi SHIMOMURA, Magic Shields, Inc.

Akihiro IKKI, Magic Shields, Inc.

Masato YOKOI, Magic Shields, Inc.

Mayumi ITO, Magic Shields, Inc.

Junji KATO, Nagoya University

E-mail: matsumoto.taiga.w3@s.mail.nagoya-u.ac.jp

To prevent fall-related fractures in the elderly, flooring materials must ensure both walking stability and impact absorption. This study aims to evaluate practical-scale mechanical metamaterials designed to meet these conflicting requirements using Eulerian fluid-structure interaction analysis. We compared a 20 mm thick structure utilizing internal air pressure with a 10 mm thick structure employing negative stiffness. Results demonstrated that the negative stiffness structure, despite half the thickness, exhibited a 15 percent higher energy absorption density. Furthermore, its superior initial stiffness to peak load ratio confirms that negative stiffness behavior effectively achieves both high walking stability and efficient energy dissipation.

1. はじめに

高齢者の転倒骨折が深刻な社会問題となっており, これを防止する衝撃吸収技術が求められている¹⁾. しかし, 従来の材料では歩行時の安定性と衝撃吸収性を両立することが難しく, 転倒リスクが高まるおそれがある²⁾.

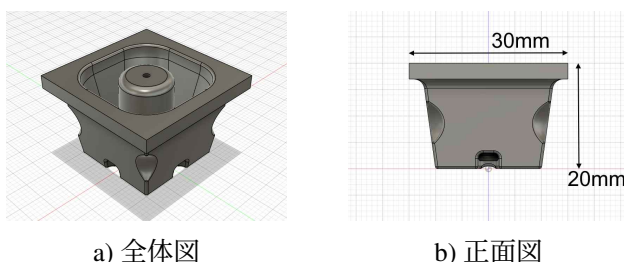
この課題に対して, メカニカルメタマテリアル (MM) が注目されている. MM は, 特定のユニット形状を設計し, 従来の材料では実現困難な特性を実現できる人工構造である. 近年では, MM 特性を用いた歩行時に剛性を維持し, 転倒時にのみ衝撃を吸収する床材が開発されている.

竹内らはオイラー型流体-構造連成解析において粘性-超弾性構成則を提案し, シミュレーションを実施した. しかし, 実用サイズでの性能検証や, 複数構造の比較は十分に行われていない.

本研究では, 複数の MM を用いた実用サイズの衝撃吸収構造を数値解析し, 力学的性能を多角的に評価する.

2. 衝撃吸収構造の設計

本研究では Fig.1, Fig.2 に示す 2 種類の MM の力学的考察を行う.



a) 全体図

b) 正面図

Fig.1 Type A のイメージ図

Type A は厚さ 20mm のユニット構造を持ち, ユニット中央円柱内部の空気圧を利用し, 衝撃吸収性能を高めている.

Type B は Type A と比較し, 厚さが 1/2 となり, 軽量化や床材としての実用化に向けた改良モデルである. ユニット四隅に配置した中央にくぼみがある L 字柱により, 座屈制御を行う.

3. 基礎方程式

複雑な大変形が予想される MM の衝撃吸収性能を検証するにあたり, オイラー型流体-構造連成解析を用いる.

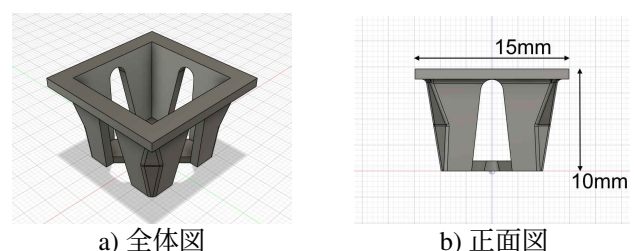
非圧縮性を仮定した, 空間平均化を施した支配方程式を以下に示す.

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_{\text{mix}} = 0 \quad (1)$$

$$\rho_{\text{mix}} \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}_{\text{mix}}}{\partial t} + (\mathbf{v}_{\text{mix}} \cdot \nabla) \mathbf{v}_{\text{mix}} \right\} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\text{mix}} + \rho_{\text{mix}} \mathbf{b} \quad (2)$$

ここで, 混合物の物理量は体積率 ϕ_i を用いて以下のように定義される.

$$\mathbf{v}_{\text{mix}} = \sum_{i=1}^n \phi_i \bar{\mathbf{v}}_i, \quad \rho_{\text{mix}} = \sum_{i=1}^n \phi_i \rho_i, \quad \boldsymbol{\sigma}_{\text{mix}} = \sum_{i=1}^n \phi_i \bar{\boldsymbol{\sigma}}_i \quad (3)$$



a) 全体図

b) 正面図

Fig.2 Type B のイメージ図

固体の構成方程式においては、Simo の粘性-超弾性モデル⁴⁾を採用し、Cauchy 応力を次のように加算分解する。

$$\sigma = \sigma_{\text{iso}} + \sigma_{\text{vol}} \quad (4)$$

体積変化項 σ_{vol} は非圧縮性条件より決定され、等積変化項 σ_{iso} は次式で定式化される。

$$\sigma_{\text{iso}} = \sigma_{\text{iso}0} - \sum_{i=1}^m Q_i \quad (5)$$

$$\frac{DQ_i}{Dt} + \frac{1}{\tau_i} Q_i = \frac{g_i}{\tau_i} \sigma_{\text{iso}0} \quad (i = 1, \dots, m) \quad (6)$$

ここで、 $\sigma_{\text{iso}0}$ は超弾性体構成則に従い、 Q_i は粘性-超弾性ユニットの応力であり、 τ_i は緩和時間、 g_i は実験のパラメータである。

超弾性体の偏差応力 $\sigma_{\text{iso}0}$ は、非圧縮性 neo-Hooke 体を仮定して以下で計算される。 G_0 は瞬間せん断弾性率である。

$$\sigma_{\text{iso}0} = G_0(\mathbf{B} - \mathbf{I}), \quad (7)$$

流体については、非圧縮性 Newton 流体の構成方程式を用いる。

4. 各構造の力学的性能検証

本節では、各構造の力学的性能を数値解析により比較検証する。中心剛体を 5 m/s で押し込み、圧縮試験を実施した。解析対象は、Type A が 5×5 、Type B が 10×10 のユニットを配置した 15cm 四方の MM 構造である。計算には理化学研究所のスーパーコンピュータ「富岳」を用い、OpenMP と MPI によるハイブリッド並列計算を実施した。

Fig.3 に各構造で得られた荷重変位曲線を示す。すべての構造において初期剛性は高く維持できている。

各構造の力学的特性をより深く比較するため、単位体積

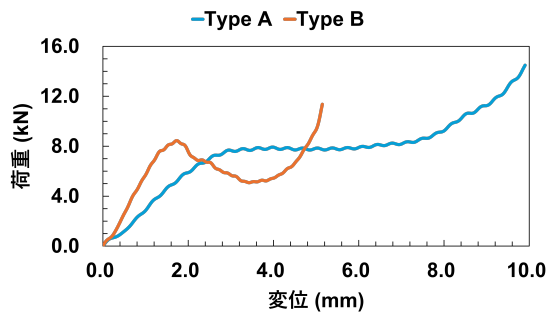


Fig. 3 各構造の荷重変位曲線比較

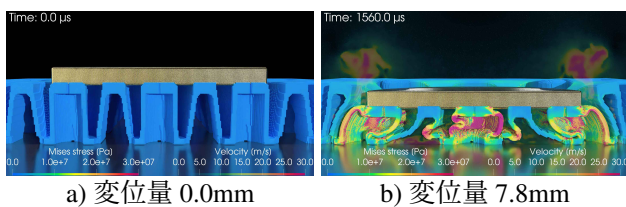


Fig. 4 Type A の断面図

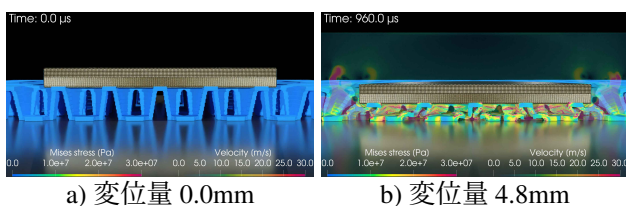


Fig. 5 Type B の断面図

あたりの衝撃吸収エネルギーを評価した。厚さ 20mm の Type A におけるエネルギー吸収密度は約 0.641 J/cm^3 であったのに対し、厚さ 10mm の Type B は約 0.735 J/cm^3 を示した。これは、Type B が体積比で約 15 % 高いエネルギー吸収効率を持つことを意味する。さらに、本研究の主目的である歩行安定性と衝撃吸収性の両立を示す指標として、初期剛性を初期ピーク荷重で除した値を算出した。結果として、Type A が 0.379 にとどまる中、Type B は 0.578 と明確に高い数値を示した。Type B に見られる底面の大きな変形を伴う負の剛性挙動は、高い初期剛性を維持したまま転倒時のエネルギーを極めて効率的に散逸させていると推察される。

次に、各構造の変形挙動を可視化した断面図を Fig.4, Fig.5 に示す (変位量 0.0 mm および平坦領域終了時)。すべての構造においてユニット間の空気の流れが観察される。特に Type A では、中央部の円柱状部材に流出口がないため、内部の空気圧が衝撃吸収に寄与するものの、空気の流れが阻害され、厚みの半分に到達する前に荷重が上昇する傾向が見られた。Type B では、底面の大きな変形により各ユニットが不安定になり、負の剛性挙動⁵⁾による衝撃吸収が確認された。しかし、全方向に空隙が存在するため、内部空気が停滞せず、Type A に比べると空気圧による衝撃吸収効果は小さい。

5. 結論

本研究では、内部空気圧を主要な吸収機構とする Type A に対し、座屈と負の剛性を活用する Type B は、厚さが半分であるにもかかわらず、単位体積あたりのエネルギー吸収効率が約 15 % 向上することが明らかとなった。加えて、初期剛性とピーク荷重の比を用いた独自の評価手法により、Type B が歩行安定性の確保と転倒時の衝撃緩和という相反する要求をより高い水準で両立し得ることが定量的に示された。今後は、これら異なる衝撃吸収メカニズムを複合的に最適化し、高齢者の安全を支える新たな床材設計指針の構築が期待される。

参考文献

- Moreland, Briana. "Trends in nonfatal falls and fall-related injuries among adults aged ≥ 65 years-United States, 2012-2018." MMWR. Morbidity and mortality weekly report 69 (2020).
- Laing, Andrew C., and Stephen N. Robinovitch. "Low stiffness floors can attenuate fall-related femoral impact forces by up to 50 % without substantially impairing balance in older women." Accident Analysis & Prevention 41.3 (2009): 642-650.
- 竹内秀輔, et al. "マーカー粒子を用いたオイラー型構造解析による粘性-超弾性解析." 計算工学講演会論文集= Proceedings of the Conference on Computational Engineering and Science/日本計算工学会 編. Vol. 27. 東京: 日本計算工学会, 2022.
- Simo, J.C. (1987) : ON A FULLY THREE-DIMENSIONAL FINITE-STRAIN VISCOELASTIC DAMAGE-MODEL: FORMULATION AND COMPUTATIONAL ASPECTS, COMPUTER METHODS IN APPLIED MECHANICS AND ENGINEERING Vol.60, pp.153-173
- Tan, Xiaojun, et al. "Negative stiffness mechanical metamaterials: a review." SMS (2024).

**超並列3次元流れ解析に基づく
根固めブロック群の水理特性の解明（シンポジウム講演概要）**
Elucidation of Hydraulic Characteristics of Foot Protection Blocks Based on
Massively Parallel 3D Flow Analysis
(Proceedings of Symposium on Applied Mechanics)

山田 晟太（名古屋大・工，理研） 西口 浩司（名古屋大・工，理研）
加藤 準治（名古屋大・工） 戸田 祐嗣（名古屋大・工）

Seita YAMADA, Nagoya University, RIKEN

Koji NISHIGUCHI, Nagoya University, RIKEN

Junji KATO, Nagoya University

Yuji TODA, Nagoya University

E-mail: yamada.seita.s2@s.mail.nagoya-u.ac.jp

The intensification of flood flows driven by recent climate change has created an urgent need to ensure the stability of foot protection works. Conventional design methods fail to sufficiently account for block behavior within actual complex turbulent flow fields, making the accurate prediction of failure risks difficult. To address this challenge, this study evaluated the hydraulic characteristics of solitary and grouped foot protection blocks using large-scale parallel 3D flow analysis on the supercomputer "Flow".

1. はじめに

近年，気候変動に伴う水災害が激甚化する中，侵食や洗掘による河川堤防の破堤危険度を正確に評価することが治水上の喫緊の課題となっている．例えば，令和元年東日本台風における千曲川の被災事例では，砂州の移動に伴う洗掘により護岸基礎部が崩壊し，堤防の欠損へと至ったことが報告されている．このような洗掘への対策として，流勢を減じ洗掘を緩和することを目的に根固め工が広く設置されている．しかし，現行の根固めブロックの設計法にはいくつかの課題が指摘されている．第一に，ブロックの安定性は水路実験に基づく限界流速式を用いて所要重量が決定されているが，実河川で期待される「群体効果」（粗度や噛み合わせによる安定性向上）のメカニズムは明確化されていない．第二に，ブロック自体の滑動に加え，近年の被災事例で確認されている「吸い出し現象」（河床低下に伴いブロック下の土砂が吸い出され沈下・流出する現象）に対して，現行基準は定性的な記述にとどまっており，具体的な機能要件の評価手法が確立されていない．これらの被災メカニズムを解明するため，物理模型実験による検証が進められているが，ブロック周辺の複雑な乱流場に計測器を設置すると本来の流況が変化してしまう懸念があり，実験のみで詳細な流体力の分布や微細な流況構造を捉えることには困難が伴う．一方で数値解析は，流れの中に計測器を設置することなく任意の点における速度や圧力を評価でき，3次元的な渦構造の可視化が可能である．そこで本研究では，スーパーコンピュータ「不老」を用いた大規模並列3次元流体解析を導入し，根固めブロック周辺の水理特性を解明することを目的とする．従来の実験計測ではブラックボックスとされてきたブロック近傍の詳細な速度場および圧力場を数値的に再現・可視化することで，ブロック移動の駆動力となる流体力を評価し，将来的な被災機構解明と堤防危険度評価技術の高度化に向けた基礎的知見を得ることを目指す．

2. 基礎方程式

本研究では，対象とする流体は水であり，密度変化を無視でき，せん断応力がせん断速度に比例する非圧縮性ニュートン流体であると仮定する．流体の質量が時間変化

によって消滅・生成することなく保存されることを示す連続の式を以下に示す．

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (1)$$

ここで， $\mathbf{v}$ は物質点の速度ベクトルである．また，流体の運動量は，流体に作用する力との釣り合いによって変化することを示すコーシーの運動方程式を以下に示す．

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{b} \quad (2)$$

ここで， D/Dt は物質時間導関数， ρ は物質の質量密度， $\boldsymbol{\sigma}$ はコーシー応力， $\mathbf{b}$ は単位質量あたりの物体力を表す．方程式を閉じた系として解くために，応力テンソルと流体の変形との関係を結びつける構成方程式は以下のように示される．

$$\boldsymbol{\sigma} = 2\mu \mathbf{D} - p \mathbf{I} \quad (3)$$

ここで， μ は粘性係数， $\mathbf{D}$ は変形速度テンソル， p は流体の圧力である．

3. 数値解析手法

本研究では，計算コストの削減と並列計算効率の向上を目的とし，解析領域の分割には階層直交メッシュを採用する．この手法では，物体近傍や流れの変動が激しい領域には微細な格子を配置し，それ以外の領域には粗い格子を配置することで，計算精度を維持しつつ格子点数を抑制することが可能となる．運動方程式の時間方向の離散化にはフラクショナルステップ法を用いる．この手法は，速度場と圧力場の計算を分離して行う解法である．空間方向の離散化にはセル中心有限体積法を用いる．これは，計算格子の中心に速度や圧力などの物理量を定義し，検査体積（セル）に出入りする流束（フラックス）の収支に基づいて保存則を満たすように離散化する手法である．物体表現手法として Constraint Immersed Boundary Method (C-IBM) を用いる．C-IBM は仮想外力項を離散化前の運動方程式に加えることで物体を表現する手法である．

4. 単体の根固めブロックの流れ解析

本節では，本研究で用いる数値解析手法の妥当性の検証

を目的とし、単体の根固めブロックを設置した流れ解析を行い、一定の範囲のレイノルズ数における抗力係数、揚力係数について、既往の水理実験の結果と比較する。レイノルズ数、抗力係数、揚力係数は以下の式を用いて算出した。

$$Re = \frac{\rho U l}{\mu}$$
 (4)

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho U^2 A_D}$$
 (5)

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho U^2 A_L}$$
 (6)

本研究では、 ρ は流体の密度 [kg/m³]、 U は流体の流入速度 [m/s]、 l は根固めブロックの高さ [m]、 μ は流体の粘性係数 [Pa・s]、 F_D は抗力 [N]、 F_L は揚力 [N]、 A_D 、 A_L はそれぞれ抗力、揚力が作用する面積 [m²] とする。流入流速を 0.4 ~ 1.0 m/s ($Re = 24,000 \sim 60,000$) の範囲で変化させ、抗力係数 C_D および揚力係数 C_L を算出した。既往の水理実験と本研究での数値計算によって得られた抗力係数とレイノルズ数の関係、揚力係数とレイノルズ数の関係を Fig. 1, Fig. 2 に示す。また、抗力係数・揚力係数の、実験値および計算値のそれぞれの平均値を Table 1 に示す。

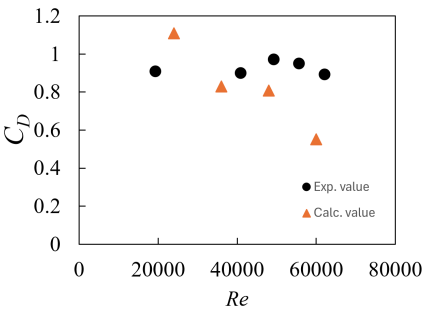


Fig. 1 Drag coefficients at various Reynolds numbers

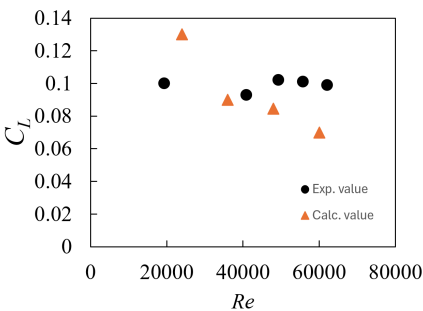


Fig. 2 Lift coefficients at various Reynolds numbers

Table 1 Experimental and calculated values of each coefficient

	C_D	C_L
Mean experimental values	0.92	0.10
Mean calculated values	0.83	0.094

5. 群体の根固めブロックの流れ解析

本節では、国総研の群体の根固めブロックを設置した水理実験を数値解析でモデル化し、解析領域全体の速度場、圧力場を計算し、群体の根固めブロックの被災につながる流体力の影響について考察を行う。速度場の可視化結果より、ブロック群への衝突による減速域の形成と、下流側における渦の発生が確認された (Fig. 3)。特にブロック下流側には時計回りの渦が形成されており、この渦による流体力がブロックに作用していることが示唆された。また、圧力場においては、ブロック上流側で高圧、下流側および内側で低圧となる傾向が確認された (Fig. 4)。実験では最下流部のブロックから滑動が確認されているが、解析結果においても同箇所周辺で顕著な圧力勾配が生じており、この圧力差が移動を促す駆動力として作用したと推察される。

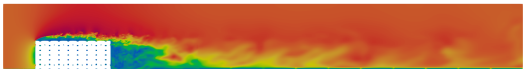


Fig. 3 Velocity field



Fig. 4 Pressure field

6. 結論

スーパーコンピュータ「不老」を用いた C-IBM による大規模流体解析を行い、根固めブロック周辺の水理特性を評価した。単体解析による既往実験との比較から手法の妥当性を示した上で、群体解析により、従来計測が困難であったブロック間隙や近傍の詳細な 3 次元流況および圧力分布を明らかにした。今後は、流体力によるブロックの移動や、河床材料（土砂）の影響を考慮した連成解析への拡張が課題である。

参考文献

1) 西口浩司, 岡澤重信, 坪倉誠: 大規模並列計算に適した階層型直交メッシュ法による完全オイラー型固体-流体連成解析, 土木学会論文集 A2(応用力学), 73, 2, pp.153-163, 2017.
2) 松尾峰樹, 三好朋宏, 平出亮輔: 根固めブロックの群体効果に関する水理実験について, 河川技術論文集, 30, pp.245-250, 2024.
3) Rahul Bale, Neelesh A. Patankar, Niclas Jansson, Keiji Onishi, Makoto Tsubokura: Stencil Penalty approach based constraint immersed boundary method, Computers & Fluids, 200, 104457, 2020.
4) 戸田 祐嗣, 岩崎 理樹, 溝口 敦子, 磯部 良太, 鈴木 克尚, 坂野 アイカ, 中島 由以佳, 田中 規夫, 藤田 光一 (2024.7): 現況河道の状態把握を起点とした堤防の侵食・洗掘破堤危険度評価手法の実践的開発 ~2019 年 10 月洪水による千曲川での被災事例を検討対象として~, 土木学会論文集, 80, 7, 2024.

樹木の対流体力挙動評価に向けた片方向流体・構造連成解析 (シンポジウム講演概要)

One-way fluid–structure interaction analysis
for evaluating the mechanical behavior of trees under fluid forces
(Proceedings of Symposium on Applied Mechanics)

武田 万有花 (東北大) 鈴木 祐太 (東北大) 中村 明莉 (東北大)
野村 怜佳 (東北大) 松原 成志朗 (東北大) 寺田 賢二郎 (東北大)
森口 周二 (東北大)

Mayuka TAKEDA, Tohoku University
Yuta SUZUKI, Tohoku University
Akari NAKAMURA, Tohoku University
Reika NOMURA, Tohoku University
Seishiro MATSUBARA, Tohoku University
Kenjiro TERADA, Tohoku University
Shuji MORIGUCHI, Tohoku University
E-mail: takeda.mayuka.s5@dc.tohoku.ac.jp

This study conducts a one-way fluid–structure interaction analysis to evaluate the behavior of a tree in flowing water. In the fluid analysis, we employ the SUPG/PSPG stabilized finite element method, and free surface of the water waves is captured using the Phase-field method. The fluid forces calculated from the fluid analysis result are input to the structure analysis as boundary conditions. To evaluate the structural response against the fluid flow, we conduct dynamic analysis of a continuum using the finite element method. The deformation and stress distribution under fluid forces are visualized, and the effect of the tree's complex shape on the mechanical behavior is discussed. Additionally, we consider the implication of one-way coupling for evaluating the trees' performance and vulnerability from the perspective of disaster mitigation.

1. はじめに

津波や洪水などの水害に対して、防潮林を利用した防災・減災の取り組みが行われている。一方で、流木化による被害増大も懸念されており、防災設備としての樹木の限界を把握することが求められる。現地調査や実験、数値解析により樹木の減災効果を評価する研究¹⁾²⁾は多く行われているが、没水した樹木の力学挙動やその複雑形状が流れから受ける作用については未解明な部分が多い。

本研究では、流体力が作用する樹木の力学挙動評価に向けて、片方向流体・構造連成解析を実施する。流体解析結果から算出される流体力を構造解析において荷重境界条件として課すことで片方向に連成する。構造解析では樹木を連続体としてモデル化し、流体力作用時の応力状態や変形を観察することで、樹木の減災性能および限界評価に向けた片方向連成解析の有効性を検証するとともに、双方向連成解析への展望を述べる。

2. 片方向流体・構造連成解析手法

2.1. 3次元流体解析

本研究では、樹木まわりの流れを記述する支配方程式として、以下の非圧縮性 Navier–Stokes 方程式と連続式を用いる。

$$\left. \begin{aligned} \rho_f \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} - \mathbf{f} \right) - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_f &= \mathbf{0} \\ \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{ in } \Omega_f \quad (1)$$

ここで、 ρ_f は密度、 $\mathbf{u}$ は流速ベクトル、 $\mathbf{f}$ は物体力ベクトル、 $\boldsymbol{\sigma}_f$ は応力テンソル、 Ω_f は流体解析領域である。下付きの“f”は流体に関する物理量であることを意味する。本研究で対象とする水はニュートン流体であることから、応力テンソル $\boldsymbol{\sigma}_f$ は圧力 p 、粘性係数 μ 、変形速度テンソル $\mathbf{D}$

を用いて以下のように表される。

$$\boldsymbol{\sigma}_f = -p\mathbf{I} + 2\mu\mathbf{D} \quad (2)$$

空間離散化には SUPG/PSPG 安定化有限要素法を適用する。自由表面の捕捉には Phase-field 法を適用し、時間離散化には Crank–Nicolson 法を適用する。

2.2. 構造解析

構造解析では、樹木を連続体としてモデル化し、動的つり合い問題を考える。時刻 t における現在配置 B_t 内の任意の物質点 $\mathbf{x}$ での動的つり合い問題は、運動方程式、モーメントのつり合い式、材料構成則、変位・ひずみ関係式、変位境界条件、荷重境界条件による境界値問題として記述される。なお、 B_t における Dirichlet 境界、Neumann 境界をそれぞれ $\partial_D B_t$ 、 $\partial_T B_t$ とする。

$$\nabla_{\mathbf{x}} \cdot \boldsymbol{\sigma}_s - c\dot{\mathbf{d}} + \rho_s \mathbf{g}(t) = \rho_s \ddot{\mathbf{d}} \quad \text{in } B_t \quad (3)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_s = \boldsymbol{\sigma}_s^T \quad \text{in } B_t \quad (4)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_s = \boldsymbol{\sigma}_s(\mathbf{F}) \quad \text{in } B_t \quad (5)$$

$$\mathbf{F} = \nabla_{\mathbf{X}} \mathbf{x} = \nabla_{\mathbf{X}} \mathbf{d} + \mathbf{I} \quad \text{in } B_t \quad (6)$$

$$\mathbf{d} = \mathbf{d}_0(t) \quad \text{on } \partial_D B_t \quad (7)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_s \mathbf{n} = \bar{\mathbf{t}}_s(t) \quad \text{on } \partial_T B_t \quad (8)$$

ここで、 $\boldsymbol{\sigma}_s$ は応力テンソル、 c は減衰係数、 $\mathbf{g}(t)$ は体積力ベクトル、 $\mathbf{F}$ は変形勾配テンソル、 $\mathbf{d}$ は変位ベクトル、 $\mathbf{d}_0(t)$ は強制変位ベクトル、 $\bar{\mathbf{t}}_s(t)$ は表面力ベクトルである。下付きの“s”は構造に関する物理量であることを意味する。空間離散化には有限要素法、時間離散化には Newmark- β 法を適用する。

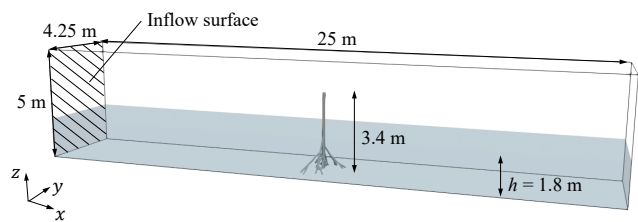


Fig. 1 Fluid domain

Table 1 Parameters used in the analysis

Parameters	Values
Density of water ρ_w	998 kg/m ³
Density of air ρ_a	1.205 kg/m ³
Viscosity of water μ_w	1.01 $\times 10^{-3}$ Pa $\cdot$ s
Viscosity of air μ_a	1.81 $\times 10^{-5}$ Pa $\cdot$ s
Initial water depth h	1.8 m
Density of tree ρ_s	800 kg/m ³
Young's modulus E	1.0 $\times 10^9$ Pa
Poisson's ratio ν	0.0

2.3. 流体力の算出

本研究では、流体解析において樹木の変形・運動による作用を考慮しない。ゆえに、流体解析では構造物表面を静止した壁面として考慮し、底面と同様のすべりなし条件を課す。構造解析では、流体解析から算定される流体力を境界上に外力として作用させることにより片方向連成解析を行う。すなわち式 (8) の $\bar{t}_s$ について、

$$\bar{t}_s = t_f \tag{9}$$

と定義する。 t_f は流体解析によって算定される流体力ベクトルである。流体力は、以下の Cauchy の式に基づいて構造物表面の各節点における表面力ベクトルとして算定する。

$$t_f = \sigma_f n = (-pI + \tau) n \tag{10}$$

ここで、 t_f は流体と構造物境界の表面力ベクトル、 σ_f は流体の応力テンソル、 n は外向き単位法線ベクトル、 p は圧力、 τ はせん断応力である。

流体解析では 4 節点四面体要素を用いており、境界面上では三角形メッシュが形成される。この三角形メッシュにおいて、各節点における外向き単位法線ベクトル n_{node} は隣接・近傍の三角形要素の外積によって算定される外向き単位法線ベクトルを足し合わせ、正規化することで求める。

流体解析において、各要素のせん断応力 τ^e は形状関数と流速の節点値を用いて、次式で近似する。

$$\tau_{ij}^e = \mu \left(\frac{\partial u_i^e}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j^e}{\partial x_i} \right) \approx \mu \left(\frac{\partial N_\alpha}{\partial x_j} u_{i\alpha} + \frac{\partial N_\alpha}{\partial x_i} u_{j\alpha} \right) \tag{11}$$

上式で得られる各要素のせん断応力 τ^e について、要素体積 V^e で重み付き平均をとり、各節点に振り分けることで各節点のせん断応力 τ_{node} を算出する。以上で算出された各節点の外向き単位法線ベクトル n_{node} 、せん断応力 τ_{node} 、圧力値 p を Cauchy の式 (10) に代入することで、各節点の流体力を表面力ベクトルとして得る。

3. 樹木モデルの片方向連成解析

提案手法を用いて、マングローブを模した樹木モデルの

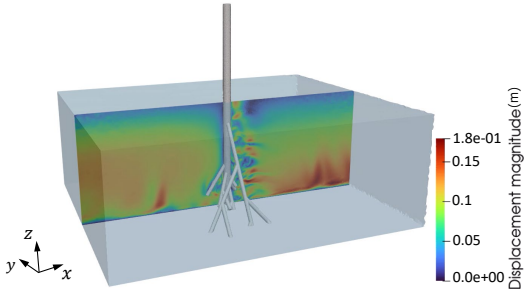


Fig. 2 Flow around the tree

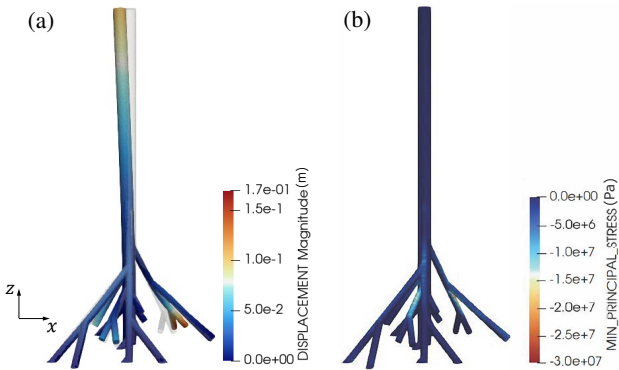


Fig. 3 Results of the structure analysis: (a) Deformation, (b) Stress distribution

解析を行う。樹木モデルは植物の自己相似性を考慮して作成した。流体解析領域を Fig. 1 に示す。流入境界では x 軸方向に流速 $\hat{u} = 0.1$ m/s を課す。構造解析では、有限変形を仮定し、材料モデルには圧縮性 neo-Hookean 超弾性モデルを用いる。その他の解析条件は Table 1 の通りである。

流体および構造解析結果を Figs. 2, 3 に示す。構造解析結果 (Fig. 3) より、樹木の上部および底面に拘束されていない根の部分における変形と根の分岐部分への応力集中が確認される。根の非拘束部における大変形は、樹木の複雑形状が流れに影響を及ぼすことを示唆している。また、根の分岐部分への応力集中より、マングローブのような樹形では根の分岐部分から破断し、流木化につながる可能性が考えられる。

4. 結論

流体力が作用する樹木の力学挙動評価に向けて、片方向流体・構造連成解析を実施した。マングローブを模した樹木モデルの解析結果は、根という樹木特有の形状が流体力により変形し、流れに影響を及ぼすことを示唆した。加えて、根の分岐部分から破断し、流木化につながる可能性も示された。没水した樹木の力学挙動について体系的な知見を得るには、様々な樹種の物性・形状を考慮した解析が必要であることから、計算コストを抑えた片方向連成解析は有効な手法となり得る。一方で、樹木が流れに与える影響など相互作用の考慮のためには双方向連成解析の開発が必須であり、今後の課題としたい。

参考文献

1) 首藤伸夫: 防潮林の津波に対する効果と限界, 海岸工学講演会論文集, Vol. 32, pp. 465–469, 1985.
2) Mukherjee, A., Cajas, J. C., Houzeaux, G., Lehmkuhl, O., Suckale, J. and Marras, S.: Forest density is more effective than tree rigidity at reducing the onshore energy flux of tsunamis, *Coastal Engineering*, Vol. 182, p. 104286, 2023.