



Title	境界埋め込みナビエ・ストークス方程式による移動境界流れ解析
Author(s)	中道, 信人; Laeron, Elias; Cho, Youngwa 他
Description	第38回数値流体力学シンポジウム, 2024年12月11日-13日, 東京大学生産技術研究所
Issue Date	2024-12
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/93762
Type	conference paper
File Information	CFD2024_nakamichi_submit.pdf



境界埋め込みナビエ・ストークス方程式による移動境界流れ解析

Moving boundary flow simulation using immersed boundary Navier–Stokes equation

○ 中道 信人, 北大, 札幌市北区北 13 条西 8 丁目, E-mail : nakamichi.nobuto.n7@elms.hokudai.ac.jp

ラエロン エリアス, ISAE-ENSMA, BP 40109, France

ジョ ヨンファ, 北大, 札幌市北区北 13 条西 8 丁目, E-mail : younghwa@eis.hokudai.ac.jp

大島 伸行, 北大, 札幌市北区北 13 条西 8 丁目, E-mail : oshima@eng.hokudai.ac.jp

Nobuto NAKAMICHI, Hokkaido univ., Kita-13, Nishi-8, Kita-ku, Sapporo, Hokkaido

Elias LAERON, ISAE-ENSMA, BP 40109, France

Younghwa CHO, Hokkaido univ., Kita-13, Nishi-8, Kita-ku, Sapporo, Hokkaido

Nobuyuki OSHIMA, Hokkaido univ., Kita-13, Nishi-8, Kita-ku, Sapporo, Hokkaido

The governing equation system for fluid flow with immersed solid boundaries have been formulated. These equations represent the entire flow field immersing solid body which is defined by a continuous variable as "porosity" based on level-set approach. This approach allows flow simulations to approximate slip/no-slip conditions of solid walls without boundary condition of interpolation formula. The porosity can be defined using a signed distance function (SDF), with an example under static boundary conditions presented in previous work. This study extends the method to moving boundary conditions. As applications, we present flow analysis around a moving and rotating two-dimensional object using porosity parameters derived from time-varying SDF geometry.

1. 緒言

近年, 数値流体力学 (CFD: Computational Fluid Dynamics) は, 航空機や自動車をはじめとした様々な機器開発に欠かせないツールとなっている。同時に, デジタルデータ処理技術の普及と発展により, CFD 解析での前後処理に対する計算手法の親和性が新たな評価軸として注目されている。特に, 複雑な形状を持つ物体に対する高速かつ高精度な解析が求められる中, 埋め込み境界法 (IBM: Immersed Boundary Method) (7),(11),(15),(16) に代表される直交格子法が, 数値計算における新たな可能性として盛んに研究されている。

IBM では, ナビエ・ストークス (NS: Navier–Stokes) 方程式と物体境界を独立して扱うため, 格子生成の自由度が高まる一方で, 物体形状に対するデータ親和性が低下するという課題がある。この課題に対処するため, 大島 (13),(14) は NS 方程式を修正し, 物体界面を基礎方程式に直接埋め込む「埋め込み境界ナビエ・ストークス (IB-NS: Immersed Boundary Navier–Stokes) 方程式」を定式化した。

著者らの先行研究では, 静的壁面における円柱まわり流れや平板間流れ, 球まわり流れに対して, 物体境界に特別な条件を課すことなく安定な数値解を与えることが明らかになった。さらに, 本手法を用いた流れ計算では, 物体境界を汎用画像や空間スキャンデータなどのデジタルデータにより与えることが可能であることが示され, 前後処理がより一般化された新たな CFD 解析への展開が示唆された (2),(9)。

このように, 先行研究では, 静的壁面条件に限定した解析が主に行われてきた。そこで本報では, IB-NS による動的壁面条件に対応した解析手法を提案し, その有効性を検証するために, 回転および振動円柱を用いた精度評価結果を報告する。

2. 埋め込み境界ナビエ・ストークス (IB-NS)

本研究では, 以下に示す埋め込み境界ナビエ・ストークス方程式 (IB-NS: Immersed boundary Navier–Stokes) (13),(14) を用いた。
質量保存則:

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \varepsilon \mathbf{v} = 0. \quad (1)$$

運動量保存則:

$$\frac{\partial \rho \varepsilon \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \varepsilon \mathbf{v} \mathbf{v} = -\varepsilon \nabla p + \nabla \cdot \varepsilon \mathbf{T} + \varepsilon \mathbf{f}, \quad (2)$$

$$\text{where } \mathbf{T} = \mu(\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^t) + \lambda(\nabla \cdot \mathbf{v})\mathbf{I}.$$

NS 方程式に新しいパラメタ ε と固体境界 (壁面) により付加される界面力 $\mathbf{f}$ が導入されており, 式 (1),(2) はそれぞれ質量保存式および運動量保存式を表している。ここで, ε は多孔質流れにおける多孔率 (porosity) を模しており, 仮想体積での流体占有率として固体領域 ($\varepsilon = 0$) から流体領域 ($\varepsilon = 1$) まで連続的に定義される。多孔質流れに倣い, $\mathbf{v}$ が流体領域の実質速度 (substantial velocity) を, $\varepsilon \mathbf{v}$ が全体積で換算した見かけの平均速度 (superficial velocity) を表す。質量保存則に ε (固体の存在を表す) を定式化することによって, 固体領域を含む流れ場の圧力が境界条件を用いずに表現される。さらに, 式 (2) 右辺付加項 $\mathbf{f}$ は流体と固体との粘性による抗力を表しており, 壁面 slip 条件では, $\mathbf{f} = 0$, no-slip 条件では後述の壁モデルが適用される。

ここで, パラメタ ε は物体壁面を領域として定義しており, $\varepsilon = 0.5$ となる等値面が物体形状の代表界面 (interface) を表すという意味でレベルセット関数 (level set function) (12) である。レベルセット関数の再初期化法 (10) にならえば, 壁面からの位置を表す符号付き距離関数 ξ に単調な増加関数である sigmoid 関数が定義される。よって, 多孔率 (ε) を次式のように与える。

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \tanh \left(\frac{\xi}{\Delta} \right) + \frac{1}{2}. \quad (3)$$

ただし, Δ は固体境界厚さを意味し, 壁面は, 固体領域と流体領域は有限幅を持った境界領域として定義される。このとき, ε の勾配が界面の単位法線ベクトル

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \varepsilon}{|\nabla \varepsilon|}$$

を与える。

また, 式 (2) 右辺付加項 $\varepsilon \mathbf{f}$ は, 流れが壁面に平行 ($\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \rightarrow 0$) であるとき固体壁とのせん断応力は壁面近傍の速度に比例し,

$$\varepsilon \mathbf{f} \propto \mu |\nabla \varepsilon|^2 |\mathbf{v}_{\text{rel}}| \quad (4)$$

と評価される。ただし、 $\mathbf{v}_{\text{rel}}$ は壁面（速度 $\mathbf{v}_{\text{wall}}$ ）からみた流体（速度 $\mathbf{v}_{\text{fluid}}$ ）の相対速度 $\mathbf{v}_{\text{fluid}} - \mathbf{v}_{\text{wall}}$ である。 ε を式 (3) で与えるとき、 $\varepsilon \mathbf{f}$ は

$$\varepsilon \mathbf{f} = -\alpha \mu \left[\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{\Delta} \right]^2 \mathbf{v}_{\text{rel}} \quad (5)$$

となる。 α は比例係数であり、一次元数値解析により定数 $\alpha = 32$ が求められた⁽¹³⁾。よって、壁面条件 (slip/no-slip 条件) は以下のように与えられる。

$$\text{slip 条件: } \varepsilon \mathbf{f} = 0, \quad (6)$$

$$\text{no-slip 条件: } \varepsilon \mathbf{f} = -32\mu \left[\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{\Delta} \right]^2 \mathbf{v}_{\text{rel}}. \quad (7)$$

さらに、式 (2) 右辺第一項 ($-\varepsilon \nabla p$) は $\varepsilon \nabla p = \nabla \cdot (\varepsilon p \mathbf{I}) - p \nabla \varepsilon$ と式変形ができる。ここで、 $-p \nabla \varepsilon$ と $\varepsilon \mathbf{f}$ は非保存量であるから、流体と固体に相互に働く外力となる。したがって、抗力 D と揚力 L は次式で表される。

$$D = \int (-p \nabla \varepsilon + \varepsilon \mathbf{f}) \cdot \mathbf{n}_x dV, \quad (8)$$

$$L = \int (-p \nabla \varepsilon + \varepsilon \mathbf{f}) \cdot \mathbf{n}_y dV. \quad (9)$$

ただし、 $\mathbf{n}_x$ および $\mathbf{n}_y$ は抗力および揚力方向の単位ベクトルであり、 dV は計算領域全体での体積積分を表す。これらの式を用いると、速度の x 方向成分 U (m/s)、半径 R (m) の 2 次元円柱まわり流れの抗力係数 (C_d) および揚力係数 (C_l) は次式で表される。

$$C_d = \frac{D}{(\rho U^2/2) 2R} \quad (10)$$

$$C_l = \frac{L}{(\rho U^2/2) 2R} \quad (11)$$

3. 数値計算手法

本研究では、移動境界 ($\partial \varepsilon / \partial t \neq 0$) と非圧縮性流体 ($D\rho/Dt = 0$) を仮定して、圧力分離型ソルバーであるコロケート格子 MAC (Marker-and-Cell) 法を用いた。MAC 法は定常流れも非定常流れも時間進行法 (time marching method) で求められ、初期値から $\mathbf{v}$ 、境界条件から p が交互に繰り返し計算される。圧力の扱いに関しては、FSC (Fractional Step in Collocated) 法を用いており、圧力を考慮しない部分段階 (fractional step) の速度 $\mathbf{v}^+$ を求め、圧力計算段階で p^k を直接計算対象とする。

以下に、動的壁面条件下における IB-NS 法の離散化手法を示す。

まず、運動方程式 (運動量保存) (式 (2)) について、右辺の時刻を k として評価し、1 次のオイラー陽解法 (explicit Euler method) により次の形に離散化される。

$$\frac{\rho \varepsilon^{k+1} \mathbf{v}^{k+1} - \rho \varepsilon^k \mathbf{v}^k}{\Delta t} = -\varepsilon^k \nabla p^k + \mathbf{F}^k. \quad (12)$$

ただし、

$$\mathbf{F}^k = -\nabla \cdot \rho \varepsilon^k \mathbf{v}^k \mathbf{v}^k + \nabla \cdot \varepsilon^k \mathbf{T}^k + \varepsilon^k \mathbf{f}^k$$

である。式 (12) の圧力項 (右辺第一項) と $\mathbf{F}$ 項 (右辺第二項) に分離することで次の二式が得られる。

$$\frac{(\rho \varepsilon \mathbf{v})^+ - \rho \varepsilon^k \mathbf{v}^k}{\Delta t} = \mathbf{F}^k, \quad (A)$$

$$\frac{\rho \varepsilon^{k+1} \mathbf{v}^{k+1} - (\rho \varepsilon \mathbf{v})^+}{\Delta t} = -\varepsilon^k \nabla p^k. \quad (B)$$

また、連続の式 (質量保存) (式 (1)) について、1 次のオイラー陰解法 (implicit Euler method) により時刻 $k+1$ にて次の形に離散化される。

$$\frac{\rho \varepsilon^{k+1} - \rho \varepsilon^k}{\Delta t} + \nabla \cdot \rho \varepsilon^{k+1} \mathbf{v}^{k+1} = 0. \quad (13)$$

ここで、式 (B) から導出される $\rho \varepsilon^{k+1} \mathbf{v}^{k+1}$ を代入すると、以下の式に帰着する。

$$\frac{\rho \varepsilon^{k+1} - \rho \varepsilon^k}{\Delta t} + \nabla \cdot (\rho \varepsilon \mathbf{v})^+ = \Delta t \nabla \cdot \varepsilon^k \nabla p^k. \quad (C)$$

この式は、移動境界 ($\partial \varepsilon / \partial t \neq 0$) を考慮した IB-NS における圧力 Poisson 方程式である。本研究で実装したプログラムでは、式 (A)→(C)→(B) の順番にそれぞれ $\mathbf{v}^+ \rightarrow p^k \rightarrow \mathbf{v}^{k+1}$ を算出し、時間発展計算を行った。

本研究では、式 (C) の解法として、並列加速を目的とした四分木構造を用いたマルチカラー法を適用した SOR (Successive Over-Relaxation) 法を実装した⁽¹⁾。

4. 回転運動の評価

本節では、静的壁面 ($\partial \varepsilon / \partial t = 0$) かつ物体が速度を有する ($\mathbf{v}_{\text{rel}} \neq 0$) ケースを対象に、回転運動の評価結果を示す。回転速度を持つ 2 次元円柱に対して、式 (7) に示される壁面 no-slip 条件を適用し、空力係数 (式 (10),(11)) を用いて数値解析の精度を評価した。

まず、円柱の直径、回転角速度、流入速度をそれぞれ D (m)、 ω (rad/s)、 U_{in} (m/s) とすると、2 つの代表無次元数である無次元回転速度

$$\alpha = D\omega/2U_{\text{in}} \quad (14)$$

およびレイノルズ (Reynolds) 数

$$Re = DU_{\text{in}}/\nu \quad (15)$$

が定義される。また、物体速度 $\mathbf{v}_{\text{wall}}$ を次のように定義した。

$$\mathbf{v}_{\text{wall}} = \begin{pmatrix} -\omega r \sin(\omega t) \\ \omega r \cos(\omega t) \end{pmatrix}. \quad (16)$$

ただし、 r および t はそれぞれ円柱中心からの距離 (m) および時間 (s) を示す。埋め込み境界法において $\mathbf{v}_{\text{wall}}$ は計算領域全体に定義されるが、式 (4) および (5) にてわかるように ε が勾配を持つ壁近傍でのみ意味を持つ。

計算領域の概略図および多孔率 (ε) 分布を図 1 に示す。計算領域は $-25D \leq x, y \leq 25D$ とし、中心 $(x, y) = (0, 0)$ に直径 $D = 20\Delta x$ (m)、境界厚さ $\Delta/dx = 1.5$ の円柱を配置した。境界条件は、流入境界に速度のディレクレ (Dirichlet) 条件 ($\mathbf{v} = (1, 0)$ m/s) および圧力のノイマン (Neumann) 条件 ($\partial p / \partial \mathbf{n} = 0$) を適用し、流出境界には速度のノイマン条件 ($\partial \mathbf{v} / \partial \mathbf{n} = 0$) および圧力のディレクレ条件 ($p = 0$ Pa) を課した。また、上下境界には周期境界条件を用いた。

検証では、 $Re = 20$ の一様流における $\alpha = 0, 0.25, 0.5, 1, 2$ の 5 ケースに対してグローバルステップ 50000step、SOR 反復 100step、計算時間 10 s の流れ解析を行った。計算結果 (step = 50000) の可視化画像を図 2 に示す。図 2 から、 α が大きくなるほど円柱上下の速度差が拡大し、圧力差が生じるマグヌス効果 (Magnus effect) が観察された。

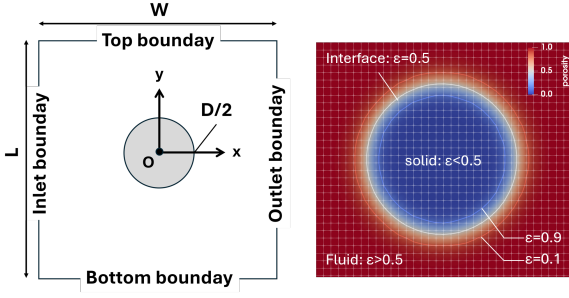


Fig. 1: Calculation condition (left) and localized porosity (ϵ) profile (right).

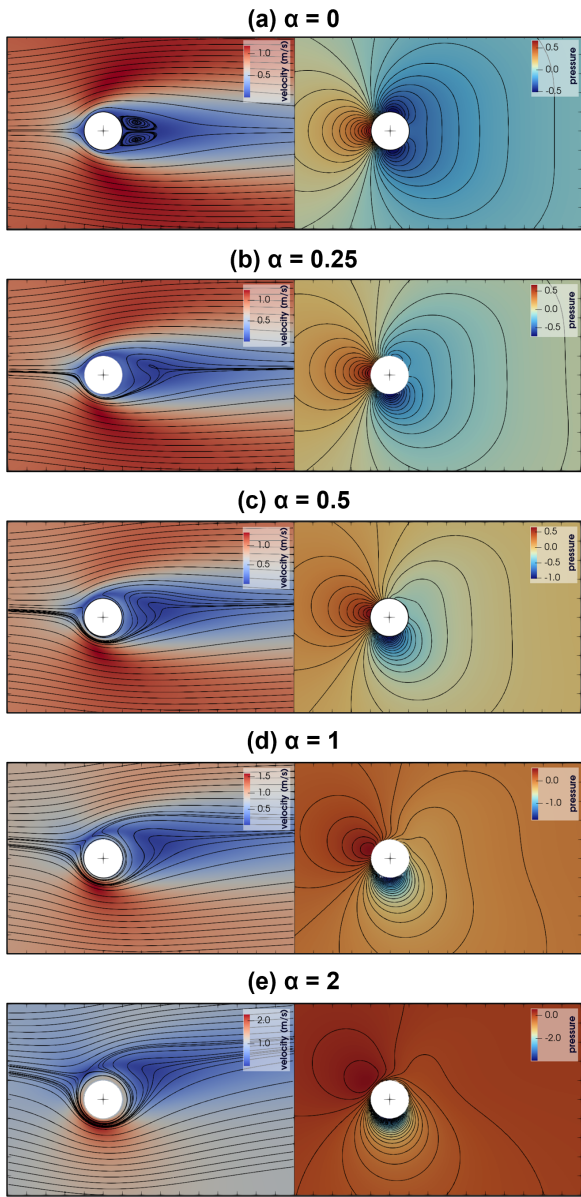


Fig. 2: Flow visualization of the steady-state flow for $Re = 20$ showing velocity with streamlines (left) and pressure with isolines (right) around a rotating circular cylinder.

抗力係数 (C_d) および揚力係数 (C_l) の時間履歴を図 3 に示す. 図 3 から, 十分に収束した定常解が得られていることが確認された. また, 従来の数値計算手法 (8), (3), (6) と比較した結果を図 4 に示す. 図 4 から, α の増大に伴い C_d が微減し, C_l が増大する傾向が捉えられ, IB-NS を用いた回転円柱に対する計算結果が従来研究と良好に一致することが検証された.

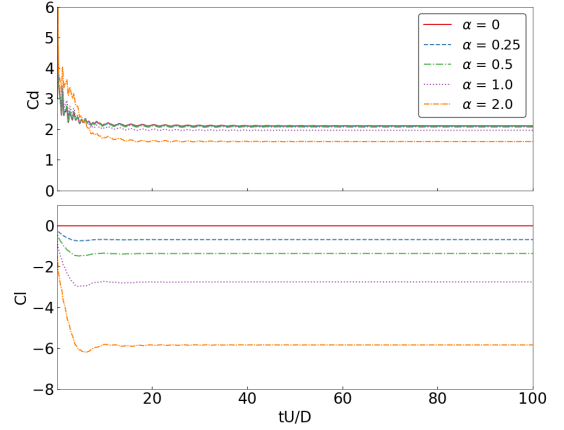


Fig. 3: Variation of drag coefficient (C_d) and lift coefficient (C_l) with non-dimensional time (tU_{in}/D) for $Re = 20$.

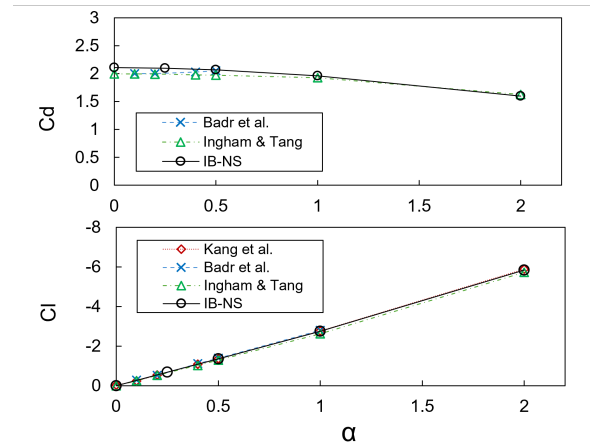


Fig. 4: Variation of drag coefficient (C_d) and lift coefficient (C_l) with α for $Re = 20$.

5. 周期運動の評価

本節では, 動的壁面 ($\partial\epsilon/\partial t \neq 0$) かつ物体が速度を有する ($\mathbf{v}_{rel} \neq 0$) ケースを対象に, 周期運動の評価結果を示す. x 軸方向に周期運動する速度を持つ 2 次元円柱に対して, 式 (7) に示される壁面 no-slip 条件を適用し, x 方向に固定された断面における速度成分を用いて数値解析の精度を評価した.

まず, 前節と同様に諸量を定義し, 物体の最大速度を U_{max} (m/s) とすると, KC (Keulegan-Carpenter) 数

$$KC = 2\pi U_{max}/D\omega \quad (17)$$

およびレイノルズ数

$$Re = DU_{max}/\nu \quad (18)$$

が定義される。また、円柱中心位置 x_c を時間関数として以下のように定義した。

$$x_c = -A \sin(\omega t). \quad (19)$$

ゆえに、物体速度 $\mathbf{v}_{\text{wall}}$ は次のように記述される。

$$\mathbf{v}_{\text{wall}} = \begin{pmatrix} -\omega A \cos(\omega t) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (20)$$

ただし、 A は振幅 (m) である。ここで、式 (20) から、 $U_{\text{max}} = \omega A$ であるから、 KC 数は次のように振幅 (A) と直径 (D) で記述できる。

$$KC = 2\pi A/D. \quad (21)$$

計算領域は $-20D \leq x, y \leq 20D$ とし、 $t = 0$ s において中心 $(x, y) = (0, 0)$ に直径 $D = 100\Delta x$ (m)、境界厚さ $\Delta/dx = 1.5$ の円柱を配置した。境界条件は、上下左右すべて速度のノイマン条件 ($\partial \mathbf{v} / \partial \mathbf{n} = 0$) および圧力のディレクレ条件 ($p = 0$ Pa) を課した。

検証では、 $Re = 100$ および $KC = 5$ のケースに対してグローバルステップ 12000step, SOR 反復 100step, 計算時間 2.0 s の流れ解析を行った。計算結果の可視化画像 (step = 9000 (180°), 9250 (210°), 10250 (330°)) を図 5 に示す。図 5 から、円柱の上下に低圧領域が発生し、渦を生じさせながら移動している現象が確認された。この可視化結果は、実験および従来の数値計算手法を用いた結果⁽⁴⁾と定性的に一致していることが確認された。

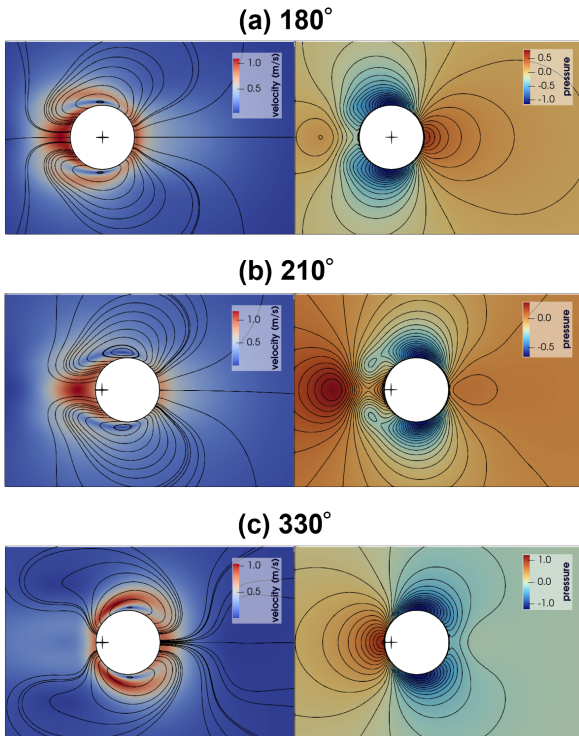


Fig. 5: Flow visualization for $Re = 100$ and $KC = 5$ showing velocity with streamlines (left) and pressure with isolines (right).

さらに、 $x = -0.6D$ (m) における速度成分の比較を図 6 に示す。ただし、従来研究⁽⁴⁾にスケールを合わせていることに注意されたい。図 6 から、IB-NS を用いた周期運動する円柱に対する計算結果が従来研究と良好に一致することが検証された。

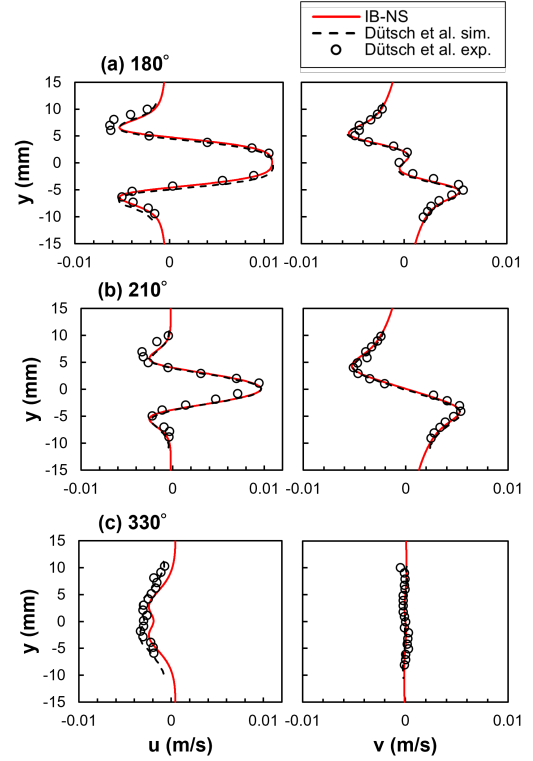


Fig. 6: Comparison of the velocity components at cross-section with constant $x = -0.6D$.

6. 一様流れ+周期運動における境界厚さの影響

最後に、一様流中での周期運動を例に挙げ、境界厚さ Δ/dx の影響を検証した結果を示す。y 軸方向に周期運動する速度を持つ 2 次元円柱 ($\Delta/dx = 1.5, 3.0, 6.0$) に対して、式 (7) に示される壁面 no-slip 条件を適用し、x 方向に固定された断面における速度成分を用いて、異なる境界厚さが流れに与える影響を比較した。ここで、異なる境界厚さによる境界領域 ($0.1 < \varepsilon < 0.9$) の違いを図 7 に示す。

まず、前節と同様に諸量を定義し、円柱中心位置 y_c を時間関数として以下のように定義した。

$$y_c = A \sin(\omega t). \quad (22)$$

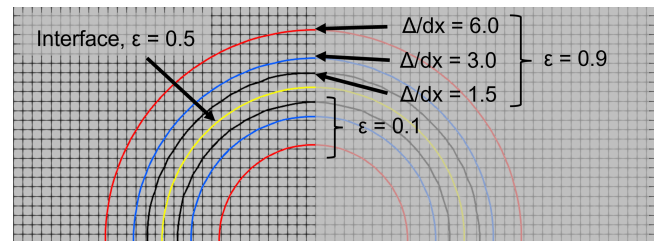


Fig. 7: Isolines of porosity distribution for varying boundary thickness (Δ/dx).

ゆえに、物体速度 $\mathbf{v}_{\text{wall}}$ は次のように記述される。

$$\mathbf{v}_{\text{wall}} = \begin{pmatrix} 0 \\ \omega A \cos(\omega t) \end{pmatrix}. \quad (23)$$

計算領域は $-31.25D \leq x, y \leq 31.25D$ とし、 $t = 0$ s において中心 $(x, y) = (0, 0)$ に直径 $D = 32\Delta x$ (m) の円柱を配置した。境界条件は、流入境界に速度のディレクレ条件 ($\mathbf{v} = (1, 0)$ m/s) および圧力のノイマン条件 ($\partial p / \partial \mathbf{n} = 0$) を適用し、流出境界には速度のノイマン条件 ($\partial \mathbf{v} / \partial \mathbf{n} = 0$) および圧力のディレクレ条件 ($p = 0$ Pa) を課した。また、上下境界には周期境界条件を用いた。

検証では、 $Re = 32$ および $\Delta/dx = 1.5, 3.0, 6.0$ のケースに対して、グローバルステップ 15000step, SOR 反復 100step, 計算時間 3.0 s の流れ解析を行った。 $\Delta/dx = 1.5$ における計算結果の可視化画像 (step = 10000 (0°), 11250 (90°), 12500 (180°), 13750 (270°)) を図 8 に示す。図 8 から、 180° ごとに流れ場が x 軸対称に反転し、周期的な流れが計算できていることが定性的に示された。また、 $x = D$ (m) における速度成分および圧力を 0° – 360° に対して 90° 刻みでプロットした結果を図 9 に示す。図 9 から、 0° と 360° の速度および圧力場の一致から周期的な解が得られていることが確認された。

さらに、異なる境界厚さ $\Delta/dx = 1.5, 3.0, 6.0$ に対し、 $x = 2D$ (m) における速さと圧力の比較を図 10 に示す。

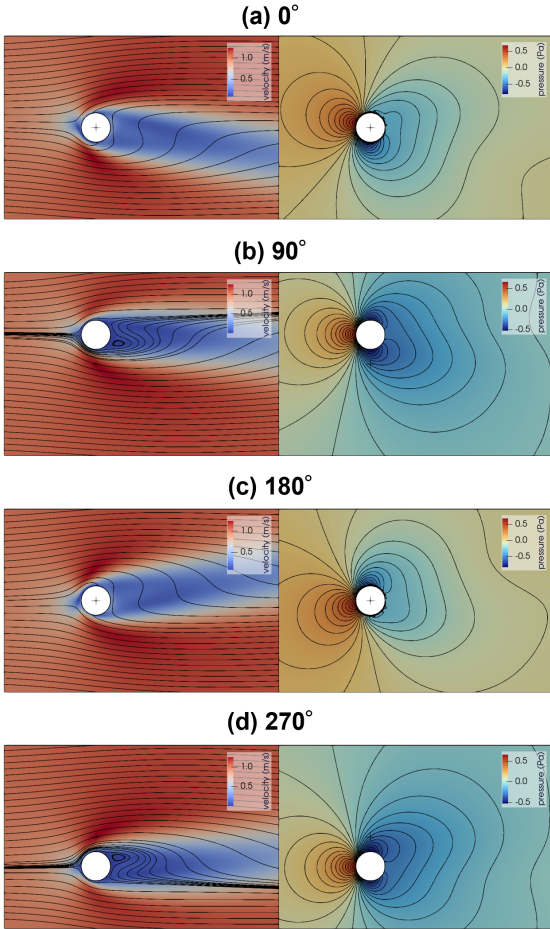


Fig. 8: Flow visualization for $Re = 32$ showing velocity with streamlines (left) and pressure with isolines (right) around a oscillating circular cylinder.

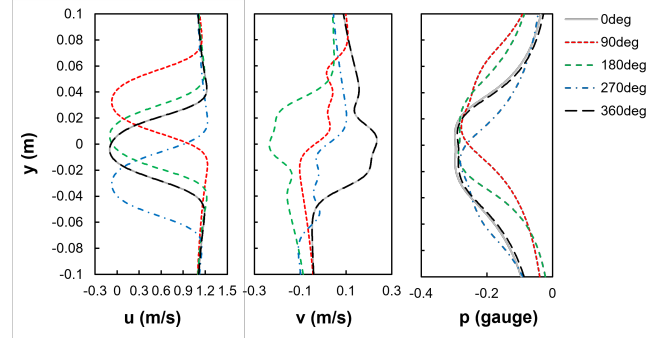


Fig. 9: Variation of velocity component and pressure at cross-section with $x = D$.

図 10 から、境界厚さの違いは速度場には大きな影響を与えていないが、圧力場には流出圧力 (0 Pa) に対して約 5% 程度影響を与えていることがわかる。これは、物体直径と境界厚さの比 (Δ/D) が大きい場合、境界領域 ($0.1 < \varepsilon < 0.9$) (図 7) が物体周囲の流れに影響を及ぼすことが起因していると考えられる。

最後に、本節では x 軸に対称な周期運動を対象としているため、抗力係数 C_d の時間平均値は、一様流れの場合と一致する。そこで、最後の一周期 ($t = 2-3$ s) における抗力係数の平均値 $\bar{C}_d$ を式 (10) から算出すると、 $\Delta/dx = 1.5, 3.0, 6.0$ のケースに対しそれぞれ $\bar{C}_d = 1.74, 1.77, 1.87$ となった。これらの値を実験値 (18), (17) と比較すると図 11 のようになった。図 11 から、抗力係数の算出においては境界厚さに関わらず十分な精度で計算できることがわかる。一方で、境界厚さの増加に対して $\bar{C}_d$ も単調に増加している傾向がみられることから、 Δ/D を十分小さく取り、境界厚さを $\Delta/dx = 1.5$ に設定することが望ましいと考えられる。

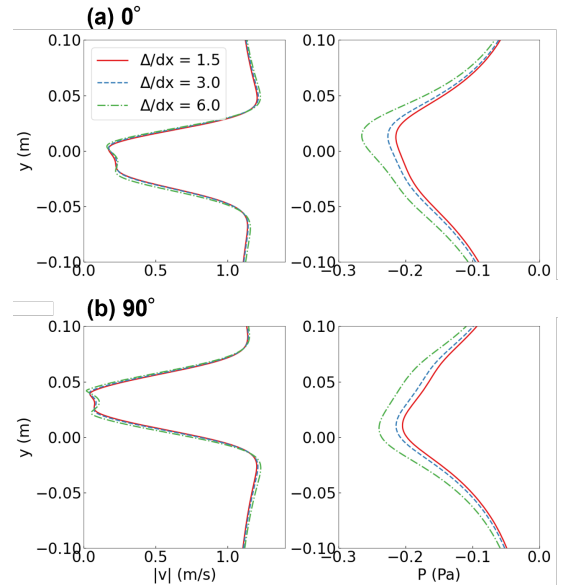


Fig. 10: Comparison of absolute velocity ($|\mathbf{v}|$) and pressure at cross-section with $x = 2D$ for varying boundary thickness (Δ/dx).

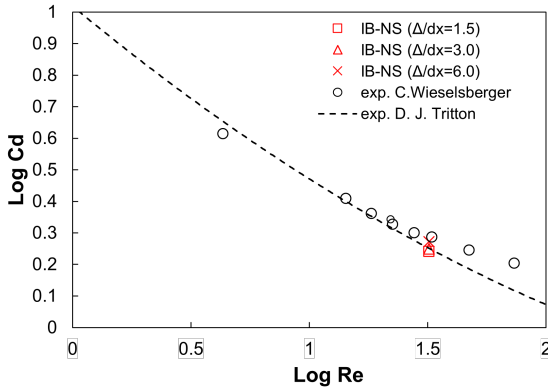


Fig. 11: Comparison of drag coefficient (C_d) with experimental values for varying boundary thickness (Δ/dx).

7. 結言

本研究では、埋め込み境界ナビエ・ストークス方程式を用いて移動境界問題を解く手法を提案し、その有効性を検討した。結果を以下のように要約する：

- $Re = 20$, $\alpha (= D\omega/2U_{in}) = 0, 0.25, 0.5, 1, 2$ における回転円柱まわりの流れ解析を行い、抗力係数および揚力係数が従来の数値計算手法と一致することが確認された。
- 静止流体中において $Re_{max} = 100, FC (= 2\pi A/D) = 5$ で周期運動する円柱まわりの流れ解析を行い、従来の数値計算手法および実験値と一致することが確認された。
- 一様流れ+周期運動する円柱まわりの流れ解析を行い、十分に小さい Δ/D および $\Delta/dx = 1.5$ が望ましいことが示唆された。

今後の課題としては、より高いレイノルズ数を対象とした解析や複雑な界面を有する移動境界問題への適用が挙げられる。

謝辞

本研究は北海道大学 工学教員研究センター f3 プロジェクトの支援を得て行われた。ここに謝意を表す。本研究の一部は、HPCI システム利用研究課題 (課題番号：hp240055) を通じて、大阪大学が提供するスーパーコンピュータ SQUID の計算資源の提供を受け、実施された。記して謝意を示す。

参考文献

- (1) 大島, 中道, 白井, “マルチカラー法によるポアソン方程式 SOR 解法の加速化と境界埋め込みナビエ・ストークス方程式への適用,” 第 38 回数値流体力学シンポジウム, (2024)
- (2) 中道, ジョ, 大島, “3 次元画像データを直接用いた流れシミュレーション,” 第 52 回可視化情報シンポジウム, (2024)
- (3) Badr, H. M., Dennis, S. C. R., and Young, P. J. S., “Steady and unsteady flow past a rotating circular cylinder at low Reynolds numbers,” *Computers & Fluids*, Vol. 17, No. 4 (1989), pp. 579-609. DOI: 10.1016/0045-7930(89)90030-3
- (4) Dütsch, H., Durst, F., Becker, S., and Lienhart, H., “Low-Reynolds-number flow around an oscillating

circular cylinder at low Keulegan–Carpenter numbers,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 360 (1998), pp. 249-271, DOI: 10.1017/S002211209800860X

- (5) Hu, G. H., Sun, D. J., Yin, X. Y., and Tong, B. G., “Hopf bifurcation in wakes behind a rotating and translating circular cylinder,” *Physics of Fluids*, Vol. 8, No. 7 (1996), pp. 1972-1974. DOI: 10.1063/1.868976
- (6) Ingham, D. B., and Tang, T., “A numerical investigation into the steady flow past a rotating circular cylinder at low and intermediate Reynolds numbers,” *Journal of Computational Physics*, Vol. 87, No. 1 (1990), pp. 91-107. DOI: 10.1016/0021-9991(90)90227-R
- (7) Ishida, T., Takahashi, S. and Nakahashi, K., “Efficient and Robust Cartesian Mesh Generation for Building-Cube Method,” *Journal of Computational Science and Technology*, Vol. 2, No. 4 (2008) pp. 435-446. DOI: 10.1299/jcst.2.435
- (8) Kang, S., Choi, H., and Lee, S., “Laminar flow past a rotating circular cylinder,” *Physics of Fluids*, Vol. 11, No. 11 (1999), pp. 3312-3321. DOI: 10.1063/1.870190
- (9) Nakamichi, N., “Image-data-driven simulation of fluid dynamics (proposal and evaluation),” *Mechanical Engineering Journal*, Advanced online publication (2024). DOI: 10.1299/mej.24-00196
- (10) Olsson, E. and Kreiss, G., “A conservative level set method for two phase flow,” *Journal of Computational Physics*, Vol. 210 (2005) pp. 225-246. DOI: 10.1016/j.jcp.2005.04.007
- (11) Onishi, K. and Tsubokura, M., “Topology-free immersed boundary method for incompressible turbulence flows (An aerodynamic simulation for “dirty” CAD geometry),” *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 378 (2021) p. 113734. DOI: 10.1016/j.cma.2021.113734
- (12) Osher, S. and Fedkiw, R. P., “Level set methods: an overview and some recent results,” *Journal of Computational physics*, Vol. 169, No. 2 (2001), pp. 463-502. DOI: 10.1006/jcph.2000.6636
- (13) Oshima, N., “A novel approach for wall-boundary immersed flow simulation (proposal of modified Navier-Stokes equation),” *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 18, No. 4 (2023), p. 23-00192. DOI: 10.1299/jfst.2023jfst0034
- (14) Oshima, N., “A novel approach for wall-boundary immersed flow simulation (part 2: modeling of wall shear stress),” *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 19, No. 3 (2024), p. 24-00062. DOI: 10.1299/jfst.2024jfst0026
- (15) Peskin, C. S., “The immersed boundary method,” *Acta numerica*, Vol. 11, (2002), pp. 479-517, DOI: 10.1017/S0962492902000077.
- (16) Roma, A. M., Peskin, C. S. and Berger, M. J., “An adaptive version of the immersed boundary method,” *Journal of Computational Physics*, Vol. 153, No. 2 (1999) pp. 509-534. DOI: 10.1006/jcph.1999.6293

- (17) Tritton, D. J., “Experiments on the flow past a circular cylinder at low Reynolds numbers,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 6. No. 4 (1959), pp. 547-567. DOI: 10.1017/S0022112059000829
- (18) Wieselsberger, C., “New data on the laws of fluid resistance,” Technical Note, 84 (1922), National Advisory Committee for Aeronautics, Washington, DC.