

## IB 法を用いた移動固体誘起流動場の数値計算

Numerical simulation of flow induced by moving rigid bodies using the immersed boundary method

河海工学研究室

石川智景

本研究では計算負荷や簡便性の面から有効的であり、かつ、固体流体間相互作用力を直接計算する IB 法を用い、固体の運動によって誘起される周辺流動を求めることが可能な数値モデルを構築した。モデルの構築にあたっては実用性にも配慮し、対象固体が他の固体に近接、あるいは隣接している場合にも適用可能な新補間法<sup>1)</sup>を採用した。その上で、異なる条件下における移動固体の挙動、および、周辺流動を計算し、本研究の有用性を示すと共に、移動固体誘起流動場に関する知見を得た。

A numerical model to simulate the flow induced by movable rigid bodies is developed in this study. The model is based on the Immersed Boundary Method, which has a great advantage of not only reduction of computational load and simplicity of algorithm but also direct calculation of the interaction force between fluid and rigid body without any empirical coefficient. The new interpolation scheme developed by Takeoka et al.<sup>1)</sup> is also applied in this study so that the fluid motion around rigid bodies in contact or with close distance can be solved. The validity of the developed model is shown through demonstrations for fluid motion induced by circular cylinders with translational and rotational motion and free-motion of circular cylinder in a shear flow.

### 1. 研究背景・目的

空気中を回転するファンや水中を沈降するブロックなど、流体中を移動する固体はその周辺に複雑な流動を誘起する。この流動は固体に流体力を作用し、機器のエネルギーロスや破損、構造物の建設効率の低下などを招く。流体力に耐え得る機器の設計や流体中における効率的な建設を行なうためには、この固体によって誘起される周辺流動と流体力を把握することが重要である。

これを把握する手法としては、実験による方法と数値計算による方法が考えられる。しかし、移動境界や複雑境界を有する流動場においては、計測器の設置場所や設置方法の問題から実験の実施が難しく、多くの場合、計算による方法が採られてきた。近年の流体数値計算では境界条件を厳密に満足させるため、境界適合格子や有限要素法などが広く用いられている。これらの方法では固体形状に沿って格子を生成するため、境界上格子点で境界条件を与えることで厳密に境界条件を実装することが可能であった。しかし一方で、格子形状が複雑になると同時に、境界の移動に伴い領域全域の格子を再生成する必要が生じ、格子生成スキームそのものにかかる労力や負荷が大きくなることが課題とされていた。

そこで、本研究では固体境界に依存しない直交格子を用いながらも境界条件を厳密に満足させることが可能な、Immersed Boundary 法 (IB 法) を用いることとした。IB 法では固体境界において強制力を作用させ、境界条件を満足させる。この強制力の算出方法には Silva<sup>2)</sup> の

提案する Physical Virtual Model (PVM) を用いた。PVM は、実験等によって決定する必要がある経験係数を用いないという点で優位性を持つ。しかし、従来の PVM では境界上で強制力を求める際に、固体外部のみの情報を用いなければならず、複数固体が近接・隣接している場合にはその適用が困難であった。これに対し、竹岡<sup>1)</sup> は境界内部の値も用いることで、固体同士が近接・隣接している場合についてもその適用を可能とした。ただし、竹岡は静止固体群を対象としており、移動固体については研究対象としていなかった。

本研究では計算負荷や簡便性の面から有効的な IB 法を用い、移動固体誘起流動を計算可能な数値モデルを構築する。また、竹岡の新補間法を移動固体に応用することで、近接・隣接した複数移動固体にも適用可能とする。その上で、異なる条件下における移動固体誘起流動場を計算し、本研究の有用性を示すと共に、移動固体誘起流動場に関する知見を得る。

### 2. 計算手法

#### 2.1. 基本的解法

IB 法では、固体境界内外にかかわらずすべての直交格子点上で流体の基礎方程式を解く。流体の基礎方程式には、流体の質量保存則である連続の式と運動方程式である Navier-Stokes 式を用いる。

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

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{\mu}{\rho} \Delta \mathbf{u} + \mathbf{F} + \mathbf{g}. \quad (2)$$

ここに、 $\rho$ は流体密度、 $\mu$ は粘性係数、 $\mathbf{u}$ は流速ベクトル、 $p$ は圧力である。 $\mathbf{g}$ はNS式の外力項のうち、流体に作用する重力による外力ベクトルを表している。 $\mathbf{F}$ は、強制力と呼ばれる仮想の外力ベクトルである。IB法では流体運動を境界形状に依存しない直交格子を用いて計算するため、境界上流速を直接境界条件として与えることはできない。代わりに固体境界上にLagrange点と呼ばれる点を配置し、この点と周辺直交格子点間で固体流体間相互作用力にあたる強制力を考慮することで、境界条件を満足させる(図-1-(a))。

## 2.2. 強制力の算出方法 (PVM)

Silvaら<sup>2)</sup>の提案したPVMでは、固体境界においてNS式を考慮することで固体境界上の強制力を算出する。

$$\mathbf{f}_k = \frac{\mathbf{u}_{kb} - \mathbf{u}_k}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}(\mathbf{x}_k) - \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{u}(\mathbf{x}_k) + \frac{1}{\rho} \nabla p(\mathbf{x}_k) + \mathbf{g}. \quad (3)$$

$\mathbf{u}_{kb}$ はLagrange点 $k$ の移動速度であり、固体境界の移動速度に等しい。 $\mathbf{u}_k$ は周辺直交格子点上の流速から補間して算出した、Lagrange点 $k$ 上の流速であり、一般的には $\mathbf{u}_{kb}$ と異なる値をとる。 $\mathbf{f}_k$ は固体境界上微小流体領域であるLagrange点 $k$ における強制力を表す。上記の導関数横の $(\mathbf{x}_k)$ は、Lagrange点 $k$ における微分係数であることを意味している。上式の左辺はNS式の外力項であり、Lagrange点における強制力は、Lagrange点上流体に作用する外力として算出される。各微分係数の空間差分はLagrange補間多項式より求める。

$$\frac{\partial \phi}{\partial x}(\mathbf{x}_k) = \frac{(x_k - x_2)}{(x_1 - x_2)(x_1 - x_k)} \phi_1 + \frac{(x_k - x_1)}{(x_2 - x_1)(x_2 - x_k)} \phi_2 + \frac{(x_k - x_1) + (x_k - x_2)}{(x_k - x_1)(x_k - x_2)} \phi_{kb}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}(\mathbf{x}_k) = \frac{2\phi_1}{(x_1 - x_2)(x_1 - x_k)} + \frac{2\phi_2}{(x_2 - x_1)(x_2 - x_k)} + \frac{2\phi_{kb}}{(x_k - x_1)(x_k - x_2)}. \quad (5)$$

$\Delta$ は直交格子幅、 $\phi$ は物理量を表す。添字1, 2, 3, 4は点 $k$ から $x, y$ 方向に $\Delta x, 2\Delta x$ 離れた位置にとった点1, 2, 3, 4における物理量を表す(図-1-(b))。点 $k, 1, 2, 3, 4$ における物理量は、周辺直交格子点上物理量からDiracのDelta関数を模した重み付け関数 $D$ を用いて補間する。

$$\phi_k = \sum D_{i,j} \phi_{i,j} \Delta x \Delta y. \quad (6)$$

$$D_{i,j} = \frac{f[(x_k - x_i)/\Delta] f[(y_k - y_j)/\Delta]}{\Delta^2}, \quad (7)$$

$$f(r) = \begin{cases} f_1(r) & \text{if } \|r\| < 1 \\ 0.5 - f_1(2 - \|r\|) & \text{if } 1 < \|r\| < 2 \\ 0 & \text{if } \|r\| > 2 \end{cases}. \quad (8)$$

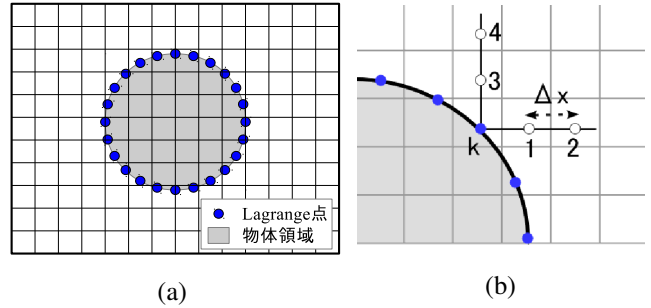


図-1 (a) 直交格子と Lagrange 点  
(b) Lagrange 点  $k$  と点 1 ~ 4

ただし、

$$f_1(q) = \frac{3 - 2\|q\| + \sqrt{1 + 4\|q\| - 4\|q\|^2}}{8}. \quad (9)$$

$\mathbf{x}_k = (x_k, y_k)$ はLagrange点の座標を、 $\mathbf{x}_i = (x_i, y_i)$ は直交格子点の座標を指す。 $r$ は $(x_k - x_i)/\Delta$ または $(y_k - y_i)/\Delta$ である。点1, 2, 3, 4については、上の式で $k$ を各点の番号に置き換えて計算する。

補間に用いる直交格子点上物理量 $\phi_{i,j}$ の範囲については、新補間法を導入し、被補間点から $2\Delta$ 以内に存在する境界内外すべての領域を対象とした。旧補間法では境界外部の物理量のみを対象としていたため、流動場中に固体が複数存在し、それらが互いに近接・隣接している場合には補間に採用できる物理量が限定され、補間が困難になる。新補間法では境界内外すべての点を対象としているため、そのようなケースについても容易に対応できる。

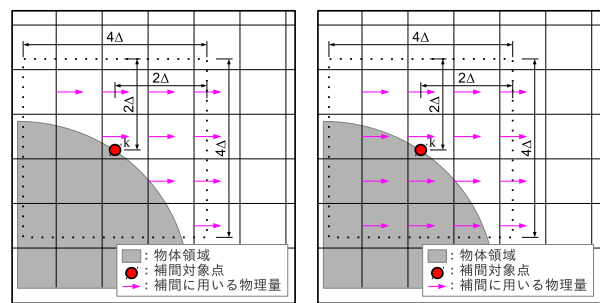


図-2 補間に用いる物理量。左: 旧補間法, 右: 新補間法。

## 2.3. 固体に作用する流体力 $F_b$ の算定方法

IB法は固体境界内部も流体としてNS式を解くことに特徴がある。境界周辺流体に作用させる強制力は、境界内外の流体運動に基づいて求められるため、境界外部の流体から作用する力と境界内部から作用する力の両方が作用していると考えられる。したがって、ten Cateら<sup>3)</sup>が指摘しているように、固体が受ける流体力は外部流体から受ける力として評価されるべきであり、式(10)よ

り求める必要がある。

$$\mathbf{F}_b = \mathbf{F}_{ext} = \mathbf{F} - \mathbf{F}_{int} \quad (10)$$

$\mathbf{F}_b$  は固体が周辺流体から受ける流体力,  $\mathbf{F}_{ext}$ ,  $\mathbf{F}_{int}$  はそれぞれ, 境界外部の流体による力と境界内部の流体による力を表している。式(10)は, 流体力 $\mathbf{F}_b$ は強制力 $\mathbf{F}$ から内部流体による力 $\mathbf{F}_{int}$ を差し引くことで求められることを意味している。

内部流体による力 $\mathbf{F}_{int}$ の算出方法はFengら<sup>4)</sup>の提案する式(11)を用いた。

$$\mathbf{F}_{int}^n = \frac{1}{\rho_b} m \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_b} m \frac{\mathbf{u}_G^n - \mathbf{u}_G^{n-1}}{\Delta t} \quad (11)$$

ここに,  $\rho_b$ ,  $m$ ,  $\mathbf{u}_G$ はそれぞれ, 固体の密度, 質量, 重心の移動速度ベクトルである。右辺第一項は固体に作用する浮力であり, 境界内部の圧力の総和の近似を表す。第二項は内部流体の運動量変化量の近似を表している。

固体の運動を考慮する際には固体に作用するトルク $\mathbf{T}_b$ も算出する必要があるが, トルクについても同様に, 内部流体によるトルク $\mathbf{T}_{int}$ を考慮する必要がある。式(10), 式(11)と同様にして,

$$\mathbf{T}_b = \mathbf{T}_{ext} = \mathbf{T} - \mathbf{T}_{int} \quad (12)$$

$$\mathbf{T}_{int}^n = \frac{1}{\rho_b} \mathbf{R}^n \left\{ \mathbf{I} \frac{\boldsymbol{\omega}^n - \boldsymbol{\omega}^{n-1}}{\Delta t} + \boldsymbol{\omega}^n \times (\mathbf{I} \boldsymbol{\omega}^n) \right\}. \quad (13)$$

$\mathbf{T}_{ext}$ は外部流体に作用するトルク,  $\mathbf{R}$ は基本姿勢に対する回転行列,  $\mathbf{I}$ は慣性テンソル,  $\boldsymbol{\omega}$ は固体の角加速度ベクトルを表す。

#### 2.4. 流体力を受けて移動する固体の運動の定義

流体力を受けて自由に運動する固体は, 流体力を受けてその位置と移動速度を時々刻々と変化させる。したがって, そのような固体を考慮する際には, 次時刻における固体の座標および, 移動速度を流体力から算出する必要がある。固体の並進運動は, ニュートンの運動方程式により定義できるので,

$$\rho \mathbf{F}_b = m \frac{d\mathbf{u}_G}{dt}. \quad (14)$$

したがって, 次時刻における重心移動速度は, 上式の一階積分より,

$$\mathbf{u}_G^{n+1} = \mathbf{u}_G^n + \rho \frac{\mathbf{F}_b^n}{m} \Delta t. \quad (15)$$

次時刻における重心位置は, これのさらに一階積分として得られるので,

$$\mathbf{x}_G^{n+1} = \mathbf{x}_G^n + \mathbf{u}_G^{n+1} \Delta t \quad (16)$$

また, 回転運動はオイラーの運動方程式で定義できるので,

$$\rho \mathbf{T}_{ext} = \frac{d\mathbf{L}}{dt}. \quad (17)$$

$\mathbf{L}$ は角運動量ベクトルである。角運動量ベクトル $\mathbf{L}$ は,

$$\mathbf{L} = \mathbf{R} \mathbf{I} \boldsymbol{\omega} \quad (18)$$

で表せるので,

$$\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} = \mathbf{I}_0^{-1} (\mathbf{R}^{-1} \rho \mathbf{T}_{ext} - \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{I} \boldsymbol{\omega}). \quad (19)$$

二次元円柱については $\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{I} \boldsymbol{\omega} = 0$ なので, 結局, 次時刻における回転角速度と基本姿勢に対する回転角 $\theta$ は,

$$\boldsymbol{\omega}^{n+1} = \boldsymbol{\omega}^n + \mathbf{I}_0^{-1} \mathbf{R}^{-1} \rho \mathbf{T}_b \Delta t. \quad (20)$$

$$\theta^{n+1} = \theta^n + \boldsymbol{\omega}^n \Delta t \quad (21)$$

### 3. 強制移動固体誘起流動場の計算

本研究ではまず, 強制移動固体である強制振動円柱および, 強制回転円柱の誘起する流動場について計算を行い, 既往知見および, 理論解と結果を比較した。ここでは, 強制振動円柱についてのみ記載する。

#### 3.1. 計算条件

振動中心が計算領域の中央となるように円柱を設置し, 静水中で領域中央から振動を開始する。流体密度と粘性係数にはそれぞれ $\rho = 1000[\text{kg}/\text{m}^3]$ ,  $\mu = 10^{-3}[\text{Pa} \cdot \text{s}]$ を与え, 円柱直径は $D = 1.0[\text{cm}]$ とした。計算領域は $x$ 方向 $y$ 方向共に $25D$ とし, 壁面境界条件はすべての面でfree slipとして計算した(図-3(a))。

振動円柱の運動は, 次式で定義した。円柱の移動の振幅を $A$ , 角振動数を $\omega$ とすると, 時刻 $t$ における固体重心座標 $(x_G, y_G)$ および, 重心移動速度 $(u_G, v_G)$ は次式で示される。

$$x_G = -A \sin \omega t, \quad (22)$$

$$y_G = 0. \quad (23)$$

$$u_G = -A\omega \cos \omega t, \quad (24)$$

$$v_G = 0. \quad (25)$$

Lagrange点移動速度は固体重心移動速度と等しいので,

$$\mathbf{u}_{kb} = \mathbf{u}_G \quad (26)$$

で定義できる。

#### 3.2. 計算結果

位相角 $\phi_p = \omega t = 90^\circ, 180^\circ$ における振動円柱周辺の流速・圧力分布を図-4に示した。円柱は原点から振動を始め,  $\phi_p = 90^\circ$ で折り返し地点に達する。その後, 右へ移動を始め $\phi_p = 180^\circ$ で再び原点に達する。 $\phi_p = 90^\circ$ は加速度最大,  $\phi_p = 180^\circ$ は速度最大となる時刻である。図中の色は無次元圧力 $p^* = p/(0.5\rho A^2 \omega^2)$ を, 黒矢印は無次元流速 $u^* = u/A\omega$ を表す。白く塗りつぶされた円は, 円柱を表す。円柱の進行方向を前方とすると, 円柱後方では円柱上端および, 下端から剥離した流れが振動軸を対象に一対の渦を形成する様子が見られた。Tatsunoら<sup>5)</sup>および,

Dutschら<sup>6)</sup>は実験においてこれと同様の流れが得られることを報告している．さらに詳細な検証を行なうため， $\phi_p = 180^\circ$ における，異なる断面内の流速分布を示した(図-5)．記号はDutschらの実験結果を，実線は本研究の計算結果を表す．図から明らかなように，本研究による計算結果はDutchらの実験結果と良く一致している．

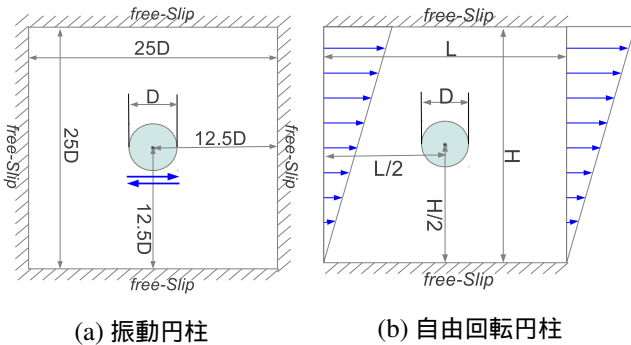


図-3 計算条件

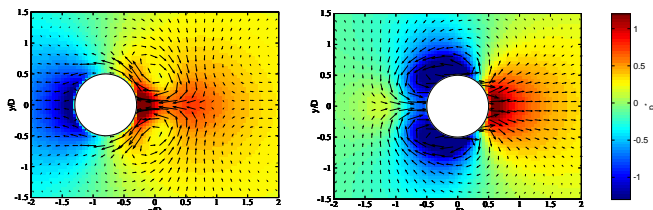


図-4 振動円柱誘起流動．左： $\phi_p = 90^\circ$ ，右： $\phi_p = 180^\circ$

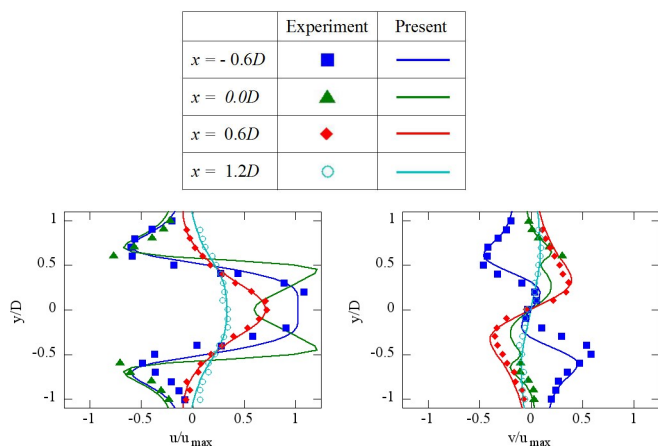


図-5 断面内流速分布 ( $\phi_p = 180^\circ$ )

#### 4. 自由並進・自由回転固体誘起流動場の計算

次に，自由並進固体，および，自由回転固体について計算を行なった．ここで，自由並進固体，自由回転固体とは，それぞれ，流体力を受けて自由に並進はするが回転はしない固体，流体力を受けて自由に回転はするが並進はしない固体を意味する．ここでは自由回転固体についてのみ記載する．

#### 4.1. 計算条件

計算条件の概略図を示す(図-3-(b))．図中の青矢印は境界で与えた流速を表す．固体直径を $D = 1.5[\text{cm}]$ ，計算領域を $x$ 方向( $L$ ) $y$ 方向( $H$ )共に $16[\text{cm}]$ とした．壁面境界条件については領域左端から定常剪断流を与え，領域右端から流入条件と同じ流速分布で強制流出させた．流入部と流出部で与えた流速分布は，次式のとおりである．

$$u = u_{max}(y + H/2) \quad (27)$$

$u_{max}$ は最大流速であり， $7.5[\text{m/s}]$ を与えた．上下壁面における境界条件はfree slipとした．

#### 4.2. 計算結果

自由回転円柱周辺における無次元圧力 $p^* = p/(0.5\rho u_{max}^2)$ および，無次元流速 $u/u_{max}$ の分布を示す(図-6)．マゼンダで塗りつぶされた小さい円は，一点のLagrange点を表す．この点は初期状態で $x$ 軸上に設置されており，この点を追うことで円柱の回転を見ることができる．

円柱後流域では，一様流中静止円柱後流域で発生することで有名なカルマン渦が形成された．ただし，静止円柱の場合とは異なり，円柱下側から生成された渦は上側から生成された渦よりも弱く，上側からの渦によって攪拌され，円柱近傍で消滅する様子が見られた．

円柱の回転挙動については，計算開始直後は微小に時計周りに回転したが，円柱周辺に渦が形成された後は，後方の渦の移動に伴って反時計周りに回転し続けた．

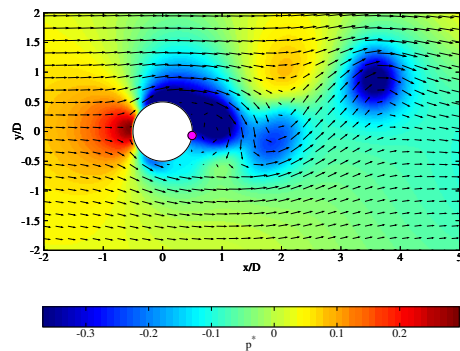


図-6 自由回転円柱誘起流動

#### 5. 沈降固体誘起流動場の計算

沈降円柱に対して本数値モデルを適用し，流体力を受けながら沈降する円柱の挙動と，その誘起する流動場の計算を行なった．

##### 5.1. 計算条件

流体で満たされた箱の中を沈降する二次元円柱周辺流動場の計算を行なった．計算領域は幅 $L$ ，高さ $H$ 共に $160[\text{mm}]$ とり，底面より $120[\text{mm}]$ の位置から固体を沈降させた．計算条件を図-7-(a)に示す．固体密度はすべて

のケースで $1120\text{kg/m}^3$ とし、流体密度および粘性係数を変化させ、case1, 2, 3, 4の4ケースで計算を行なった。さらに、終端速度 $v_{ter}$ に達した際の $Re$ 数と抗力係数 $C_D$ の関係を既往知見と比較するため、計算領域高さを2倍にし、新たにcase5, case6の2ケースについて計算した。各ケースにおける条件は表-1に示したとおりである。 $Re$ ( $2D$ )は本計算結果より算出した二次元における終端 $Re$ 数、 $Re$ ( $3D$ )はten Cateらの実験で得られた三次元における終端 $Re$ 数である。終端 $Re$ 数は次で定義する。

$$Re = \frac{\rho D v_{ter}}{\mu} \quad (28)$$

表-1 計算条件

	$\rho[\text{kg/m}^3]$	$\mu[\text{Ns/m}^2]$	$Re(2D)$	$Re(3D)$
case1	970	$373 \times 10^{-3}$	2.62	1.5
case2	965	$212 \times 10^{-3}$	6.10	4.1
case3	962	$113 \times 10^{-3}$	14.4	11.6
case4	960	$58.0 \times 10^{-3}$	33.7	32.2
case5	850	$30.0 \times 10^{-3}$	94.6	
case6	600	$5.00 \times 10^{-3}$	951	

## 5.2. 計算結果

図-9はcase6の異なる時刻における沈降円柱周辺流動場の結果である。図中の黒矢印は無次元流速 $u/v_{ter}$ を、色は初期圧力 $p_0$ からの無次元圧力変化量 $(p - p_0)/(0.5\rho v_{ter}^2)$ を表している。流動図から、固体が重力により沈降していく様子が見てとれる。圧力分布については常に固体上側で低圧、固体下側で高圧となった。固体の左右からは流体が剥離し、固体の後流域で大きく渦を描くように流れが誘起された。case1~5ではこの後流域の流れは常に $y$ 軸に対して線対象であったが、case6では沈降後しばらくしてから徐々に非対象となり、この流れに起因して固体もやや右へと逸れて沈降する様子が見られた。

図-8に本計算によって得られた終端 $Re$ 数と、 $v = v_{ter}$ に達した時刻における抗力係数 $C_D$ の結果をプロットした。抗力係数は、固体に作用する流体力 $F_b$ の $y$ 方向成分 $F_{by}$ を用いて次式から算出した。

$$C_D = \frac{2F_{by}}{\rho D v_{ter}^2} \quad (29)$$

$v = v_{ter}$ では固体の沈降速度は一定であるため、一様流中二次元円柱の抗力係数と比較することができる。一様流中二次元円柱に対する $Re$ 数と抗力係数の関係については実験から既に十分な知見が得られており、図中にその関係を青で示した。 $Re = 10^2$ 程度以下ではやや知見より大きな値を示しており、 $Re = 10^2$ 程度以上ではやや知見より小さな値を示したが、全体的に概ね近い値を示した。

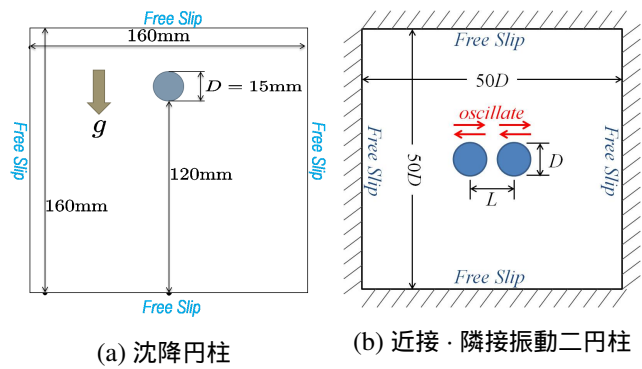


図-7 各種計算条件

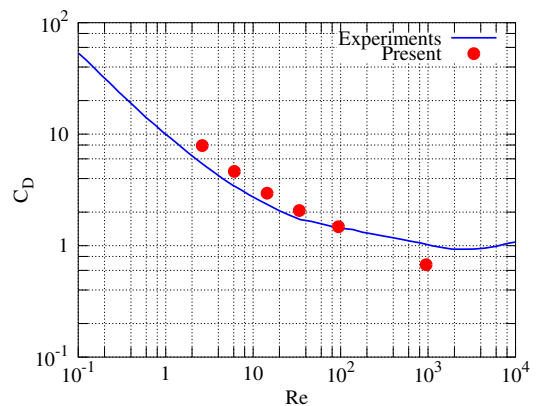


図-8 終端速度における $Re$ 数と抗力係数

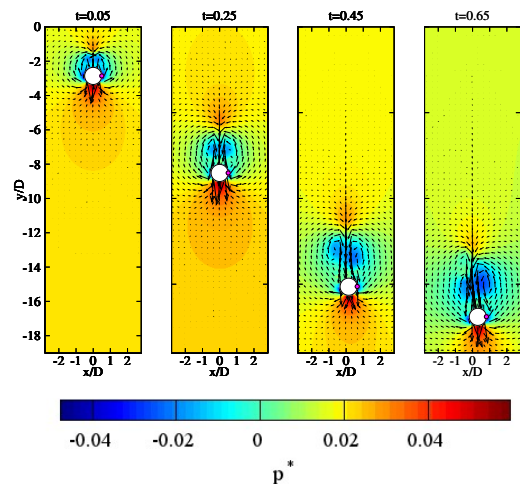


図-9 沈降円柱周辺流動場の計算結果 (case6)

## 6. 近接・隣接した移動固体誘起流動場の計算

本研究では竹岡の提案する新補間法を移動固体に応用し、近接・隣接した移動固体にも適用可能な数値モデルを構築した。ここではそのモデルを実際に近接・隣接振動二円柱に適用し、計算を行なうことで本研究の有用性を示す。

### 6.1. 計算条件

閉じられた二次元空間内に二円柱を置き、二円柱を同



じ速度で振動させた．原点を計算領域中央にとり，二円柱の中心が原点を中心として振動するよう固体を設置した．計算領域広さはx方向，y方向共に $50D$ とし，領域端における境界条件はすべてFree Slipとした（図-7-(b)）．二円柱の中心位置は，次の式で定義した．

$$x_{G1} = A \cos \omega t - L/2, \quad (30)$$

$$x_{G2} = A \cos \omega t + L/2, \quad (31)$$

$$y_{G1} = 0, \quad (32)$$

$$y_{G2} = 0. \quad (33)$$

$(x_{G1}, y_{G1})$ は円柱 1 の中心座標を， $(x_{G2}, y_{G2})$ は円柱 2 の中心座標を表す． $L$ は二円柱の円柱中心間距離を表す．二円柱間距離 $L$ は， $L = D, 1.5D, 2D$ の三条件で計算を行なった．

## 6.2. 計算結果

$L = D$ における振動二円柱周辺の圧力および，流速の分布を示す（図-10）．圧力分布については， $\phi_p = 0 \sim 90^\circ$ では前方円柱の前方で高圧，後方円柱の後方で低圧となったが， $\phi_p = 120^\circ$ では後方円柱の後方にも高圧となる領域が現れ， $\phi_p = 150^\circ$ では固体前方で低圧，後方で高圧となった． $\phi_p = 60 \sim 120^\circ$ では，前方円柱上端と下端，後方円柱上端と下端の計4箇所ですべての極小値が得られた．前方に位置する円柱の上端および下端からは剥離が生じ，剥離した流れは円柱後方へと流動した． $\phi_p = 120 \sim 180^\circ$ では，その剥離した流れによって固体後方で振動軸を対象とする一対の渦が形成された．

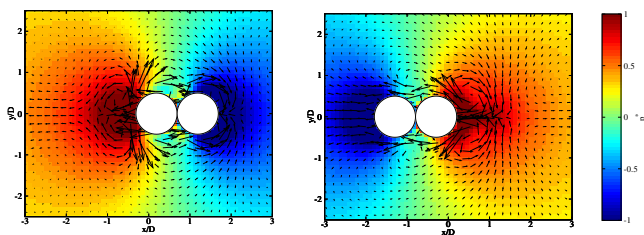


図-10 振動隣接二円柱周辺流動．左： $\phi_p = 60^\circ$ ，右： $\phi_p = 180^\circ$

## 7. 結論

本研究で得られた主要な結論を以下にまとめる．

本研究ではIB法を用いることで，移動固体が誘起する流動場を簡単に再現可能な数値モデルを構築した．強制振動円柱および，強制回転円柱について計算を行ない，既往知見および，理論解と結果を比較した結果，いずれも既往知見および，理論解と良好に一致し，本研究の移動固体誘起流動場に対する妥当性が示された．さらに，本数値モデルを沈降円柱にも拡張し，流体と相互作用を及ぼし合いながら移動する固体についても計算可能となった．妥当性についても，既往知見との比較か

ら概ね良好な結果が得られた．また，竹岡の提案する新補間法を用いることで，固体が近接・隣接している場合においても移動固体誘起流動場を再現可能とした．

本研究では数値モデルの構築によって以上を可能にした上で，本数値モデルを用い，種々の条件下における移動固体誘起流動場の計算を行なった．以下に本研究から得られた移動固体誘起流動場に関する知見をまとめる．

- 定常剪断流中自由並進固体では，固体は水平に移動し，圧力分布は固体前方上部および固体後方下部で高圧，固体前方下部および固体後方上部で低圧になるという結果が得られた．
- 定常剪断流中自由回転固体においては，固体後流域で一般的に一樣流中で見られるカルマン渦が形成された．また，固体は固体上部に生成される強い渦によって，反時計周りに回転する様子が得られた．
- 二円柱に作用する流体力については，固体が隣接している場合では前方に位置する固体が後方に位置する固体よりも大きな流体力を受け，固体が近接している場合では後方に位置する固体の方が前方の固体よりも大きな流体力を受けることが明らかになった．

## 参考文献

- 1) 竹岡祐介：多孔質体通過流れにおける固体・液体間相互作用に関する数値流体力学的研究，大阪市立大学大学院工学研究科修士論文（2012）．
- 2) A . L . F . Lima E Silva , A . Silveira-Neto , J . J . R . Damasceno : Numerical simulation of two-dimensional flows over a circular cylinder using the immersed boundary method , J . Comput . Phys . , 189 , pp . 351-370 ( 2003 ) .
- 3) ten Cate . A . , Nieuwstad C . H . , J . J . Derksen , Van den Akker H . E . A . : Particle imaging velocimetry experiments and lattice-Boltzmann simulations on a single sphere settling under gravity, Phys. Fluids, 14, pp. 4012-4025(2002) .
- 4) Feng Zhi-Gang, Michaelides E. E. , Robust treatment of no-slip boundary condition and velocity updating for the lattice-Boltzmann simulation of particulate flows, Comput. Fluids, 38, pp. 370-381(2009) .
- 5) M . Tatsuno , P . W . Bearman : A visual study of the flow around an oscillating circular cylinder at low Keulegan-Carpenter numbers and low Stokes numbers , J . F . M . , 211 , pp . 157-182 (1990)
- 6) H . Dutsch , F . Durst , S . Becker : Low-Reynolds-number flow around an oscillating circular cylinder at low Keulegan-Carpenter numbers , J . F . M . , 360 , pp . 249-271 (1998) .

## 討議

### 討議 [角掛先生]

刻時間はどの程度で計算しているか。

#### 回答

単一振動円柱, 近接・隣接二円柱では $6.94 \times 10^{-3}$ , 回転円柱では $1.0 \times 10^{-3}$ , 自由並進円柱, 自由回転円柱, 沈降円柱では $10^{-5}$ で計算しています。

### 討議 [西岡先生]

従来は隣接・近接した物体の数値計算は不可能だったのか。沈降円柱の計算の妥当性については, 振動円柱と同様に実験値等と比較しないのか。

#### 回答

従来の計算方法では隣接・近接した移動物体を扱うことは不可能であるか, 可能であるとしても現実的ではありませんでした。従来の境界適合格子や非構造格子を用いた数値計算では境界形状に依存した格子を生成する必要があったため, 近接・隣接した円柱のように複雑形状を有する物体を扱う際にはプログラムが複雑になることや, 計算時間が増大することが問題となっていました。特に, 移動固体の場合では物体が移動する度に格子を再生成する必要があったので, それらの問題はさらに深刻となり, そのような物体を扱うことは現実的ではありませんでした。また, IB法を用いた既往研究については, 従来のPVMを用いて強制力を算定する場合は固体外部の情報のみを用いなければならなかったため, 複数固体が近接・隣接する場合には強制力の計算精度が大幅に低下するか, 強制力の算定が不可能となるという課題がありました。

沈降円柱の妥当性の検証については, 本研究は二次元計算であるため, 三次元である沈降球の実験結果とは単純に比較することはできません。しかし, 沈降円柱が終端速度にある時刻では円柱の移動速度は一定であるので, この時の円柱に作用する流体力は一様流中に置かれた円柱に作用する流体力と比較することができます。両者の比較による検証については, 5.2.をご参照下さい。

### 討議 [山口先生]

この研究はどのようなスケールを対象としているのか。スケールに対するメッシュサイズはどの程度か。具体的にはどのような分野に応用できるのか。

#### 回答

本研究で実際に計算したケースでは, 物体の大きさを $10 \sim 15$ [mm], 計算領域の大きさを $160 \sim 500$ [mm]としていました。また, 直交格子幅は $0.31 \sim 0.98$ [mm], Lagrange点間距離は $0.52 \sim 0.79$ [mm]としています。計算

精度の問題から, 直交格子幅に対するLagrange点間距離は0.9以下にとる必要がありますが, この制約さえ満足すれば, どのようなスケールに対しても計算は可能です。しかし, 物体のスケールによって追うべき乱流現象のスケールも変化するので, 本研究のスケールよりもかなり小さなスケールを扱う場合には, どの程度のスケールの乱流現象まで十分な精度が得られるか, 新たに検討する必要があります。ただし, 本研究では経験係数等を含む乱流モデルを一切使用していないので, 乱流モデルを含む数値モデルよりも, より幅広いスケールに対して十分な精度が得られるのではないかと考えられます。逆に, 大きなスケールを扱う場合には乱流モデルを新たに導入することにより, 解像度を落とし, より小さな計算負荷で計算が可能となります。

本研究を適用できる具体的事例としては, 人工漁場や防波堤の建設時のブロックの積み上げなどが挙げられます。これらの構造物はブロックを水中に落とし, 積み上げることで建設します。ブロックを決められた位置に設置するためには, ブロックが周辺流体から受ける流体力と水中におけるその挙動を把握する必要があります。本研究では流体力を受けながら沈降する物体の沈降挙動を計算可能にしており, 本数値モデルを用いることにより, 物体の沈降位置の予測が可能となります。

### 討議 [重松先生]

今回の計算では物体の密度が均一な場合を想定して計算しているが, 不均質な場合でも計算は可能か。

#### 回答

不均質な物体でも計算可能です。不均質な物体では均質な物体と回転の仕方が異なりますが, 本研究では物体の回転運動はオイラーの運動方程式から定義しています。不均質な物体を扱う場合でも, その物体の慣性テンソルを用いて同じ式を解くことで, その物体の回転運動を計算することができます。