

# Improved Ghost Cell Boundary モデル を用いた ISPH 法による流体剛体連成解析

Fluid-Rigid Body Interaction Analysis  
Using ISPH Method with Improved Ghost Cell Boundary Model

常見隆幸<sup>1)</sup> 大村浩之<sup>1)</sup> 三目直登<sup>2)</sup>  
Takayuki Tsunemi, Hiroyuki Omura and Naoto Mitsume

<sup>1)</sup>筑波大学大学院システム情報工学研究群 (〒 305-8573 茨城県つくば市天王台 1-1-1)

<sup>2)</sup>筑波大学システム情報系 (〒 305-8573 茨城県つくば市天王台 1-1-1)

This study develops a coupling analysis model between particle-based free-surface flow and mesh based rigid body dynamics in two-dimensional space. We have developed the improved ghost cell boundary (IGCB) model, which is characterized by its ability to use finite elements directly as wall boundaries and to treat boundary conditions with high accuracy. In this study, we extended the model for coupling analysis that guarantees momentum conservation by applying the reaction forces of fluid particles to each integration points in the elements. We introduced the developed model to the incompressible smoothed particle hydrodynamics (ISPH) method and verified its accuracy.

**Key Words :** Particle Method, Incompressible SPH, Ghost Cell Boundary Model, Fluid-Rigid Body Interaction

## 1. 序論

粒子法による自由表面流れを対象とし、粒子のような点群の情報ではなく、メッシュのような面の情報を直接的に扱う手法の研究は国内外で盛んに行われている [1,2]。発表者らは、有限要素法との連成を想定しメッシュで表された壁境界を直接扱うための手法である ghost cell boundary (GCB) モデル [2] を改良した improved ghost cell boundary (IGCB) モデルを開発してきた。GCB モデルの基本コンセプトは、メッシュ領域内の体積積分により物理量の壁面寄与分を計算するというものである。従来の粒子法の計算における「壁領域を離散化するための粒子」を用いることなく他手法と連結させることができあり、複雑な形状を持つ壁境界への応用にも期待できる。さらに IGCB モデルでは境界条件を設定するための仮想点を流体領域内に配置することで、従来の GCB モデルの課題であった精度を改善し、圧力を高精度に計算できる半陰解法ベースの粒子法への適用が可能になった。

本研究では、IGCB モデルを拡張することによる二次元の流体剛体連成解析手法の開発を目的とする。連成解析では境界面において運動量が保存されることが求められる。そこで本研究では、IGCB モデルで用いる有限要素内の各積分点に、流体粒子が受ける力の反作用を直接与えることで運動量保存性を担保した連成解析手法を開発する。そして安定化 incompressible smoothed particle hydrodynamics (ISPH) 法 [3] に開発手法を導入して解析を行い、本手法の精度を検証する。

## 2. 安定化 Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics (ISPH) 法

### (1) 支配方程式

非圧縮性流れの運動は次式の質量と運動量の保存則によって記述される。

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

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} \quad (2)$$

ここで,  $D/Dt$  は Lagrange 微分である。また,  $\mathbf{u}$  は流速,  $\rho$  は密度,  $p$  は圧力,  $\nu$  は動粘性係数,  $\mathbf{g}$  は重力加速度である。

### (2) Fractional Step 法に基づく離散化

以下では, 各種物理量の右上添え字はタイムステップ番号を表す。 $\mathbf{u}^*$  は, 粘性項と重力項を計算後の中間状態における速度であり,  $\Delta t$  は解析の時間刻み幅である。安定化 ISPH 法は, fractional step 法と同様に, 非圧縮性流れの支配方程式を以下の 3 つの方程式に分割して計算する。

$$\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = \nu \nabla^2 \mathbf{u}^n + \mathbf{g} \quad (3)$$

$$\nabla^2 p^{n+1} = \frac{\rho^0}{\Delta t} \nabla \cdot \mathbf{u}^* + \alpha \frac{\rho^0 - \rho^n}{\Delta t^2} \quad (4)$$

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p^{n+1} \quad (5)$$

安定化 ISPH 法において特徴的なのは, 上式のうち, 一般に圧力 Poisson 方程式と呼ばれる式 (4) の右辺第 2 項が安定化項として追加されている点である。この項の  $\alpha$  は, 安定化の度合いを調節するパラメータである。

### (3) 粒子による空間の離散化

SPH 法では, 空間中の点  $\mathbf{x}$  で定義される任意のスカラー値  $\phi(\mathbf{x})$  を, 重み関数  $W$  による重み付き積分の式でまず近似する。

$$\phi(\mathbf{x}) \simeq \int_{\Omega} \phi(\xi) W(|\mathbf{x} - \xi|, h) d\xi \quad (6)$$

ここで,  $\Omega$  は解析領域を表す。式中の  $h$  は重み関数の影響範囲を決める距離指標である。そして, 解析領域を有限個の粒子 (計算点) で離散

化することで, 式 (6) は次式のように粒子に関する重み付き総和に近似できる。

$$\phi(\mathbf{x}_i) \simeq \langle \phi_i \rangle = \sum_{j=1}^{N_p} \phi_j W(|\mathbf{r}_{ij}|, h) V_j \quad (7)$$

$$= \sum_{j=1}^{N_p} \frac{m_j}{\rho_j} W(|\mathbf{r}_{ij}|, h) \phi_j \quad (8)$$

ここで,  $\langle \cdot \rangle$  は SPH 法の離散化による近似値を表す。 $N_p$  は粒子の総数であり,  $i$  と  $j$  は粒子番号である。 $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j$  は粒子  $j$  に対する粒子  $i$  の相対位置ベクトルである。以降は  $W(|\mathbf{r}_{ij}|, h) = W_{ij}$  と略記する。また,  $V_j$  は粒子  $j$  が代表する体積であり,  $\rho_j$  と  $m_j$  はそれぞれ粒子の密度と質量である。

物理量の空間微分に関しては様々なスキームが提案されているが, 本研究では [3] の文献と同じ以下の離散化式を用いる。

$$\langle \nabla p_i \rangle = \rho_i \sum_{j=1}^{N_p} m_j \left( \frac{p_j}{\rho_j^2} + \frac{p_i}{\rho_i^2} \right) \nabla W_{ij} \quad (9)$$

$$\langle \nabla^2 p_i \rangle = \frac{2}{\rho_i} \sum_{j=1}^{N_p} m_j \frac{p_i - p_j}{|\mathbf{r}_{ij}|} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \cdot \nabla W_{ij} \quad (10)$$

$$\langle \nabla^2 \mathbf{u}_i \rangle = \frac{2}{\rho_i} \sum_{j=1}^{N_p} m_j \frac{\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j}{|\mathbf{r}_{ij}|} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \cdot \nabla W_{ij} \quad (11)$$

$$\langle \nabla \cdot \mathbf{u}_i \rangle = \frac{1}{\rho_i} \sum_{j=1}^{N_p} m_j (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) \cdot \nabla W_{ij} \quad (12)$$

また, 式 (4) に現れる  $\rho^n$  は, 各時刻での粒子配置を参照し, 次式により計算する。

$$\rho_i^n \simeq \langle \rho_i^n \rangle = \sum_{j=1}^{N_p} m_j W_{ij} \quad (13)$$

## 3. Improved Ghost Cell Boundary (IGCB) モデル

### (1) 物理量とその微分の壁面寄与分の計算

IGCB モデルではまず, 壁面近傍の流体粒子  $i$  が持つ物理量  $\phi(\mathbf{x}_i)$  を, 流体粒子からの寄与と壁面からの寄与の和として計算する。

$$\phi(\mathbf{x}_i) = \phi(\mathbf{x}_i)^{\text{fluid}} + \phi(\mathbf{x}_i)^{\text{wall}} \quad (14)$$

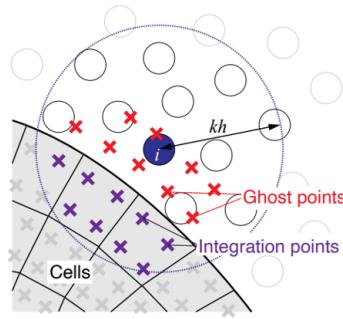


図-1: GCB モデルにおける流体粒子と積分点

その上で、図 1 のように壁領域がセルによって離散化されているとして、壁面領域における式 (6) の積分を、各セル内のガウス求積により計算したものを壁面からの寄与とする。

$$\phi(\mathbf{x}_i)^{\text{wall}} \simeq \sum_{c=1}^{N_{\text{cell}}} \int_{\Omega_c} \phi(\mathbf{x}) W(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}|, h) d\mathbf{x} \quad (15)$$

$$\simeq \sum_{c=1}^{N_{\text{cell}}} \sum_{m=1}^{N_{\text{ip}}} \phi(\mathbf{x}_c(\xi_m)) W(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_c(\xi_m)|, h) H_m |\mathbf{J}_c(\xi_m)| \quad (16)$$

ここで、 $c$  はセル番号、 $N_{\text{cell}}$  はセルの総数である。また、 $N_{\text{ip}}$  はセル内の積分点数、 $H_m$  はガウス求積の重み係数、 $\mathbf{x}_c(\xi_m)$  はセル  $c$  に対応する正規空間内の  $m$  番目の積分点の実空間での位置である。 $\mathbf{x}_{c,m} = \mathbf{x}_c(\xi_m)$ 、 $W_{i(c,m)} = W(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_c(\xi_m)|, h)$ 、 $\mathbf{J}_{c,m} = \mathbf{J}_c(\xi_m)$  と表すことすれば、

$$\langle \phi_i \rangle^{\text{wall}} = \sum_{c=1}^{N_{\text{cell}}} \sum_{m=1}^{N_{\text{ip}}} \phi(\mathbf{x}_{c,m}) W_{i(c,m)} H_m |\mathbf{J}_{c,m}| \quad (17)$$

となる。ここで、近似値を  $\langle \phi_i \rangle^{\text{wall}}$  で表した。上式を用いて、式 (13) により求める密度の壁面寄与分は、次式より計算する。

$$\langle \rho_i \rangle^{\text{wall}} = \rho_c \sum_{c=1}^{N_{\text{cell}}} \sum_{m=1}^{N_{\text{ip}}} W_{i(c,m)} H_m |\mathbf{J}_{c,m}| \quad (18)$$

ここで、 $\rho_c$  は密度の物性値である。

物理量の空間微分の壁面寄与分は、式 (9) から式 (12) を倣い以下の式より計算する。

$$\langle \nabla p_i \rangle^{\text{wall}} = \sum_{c=1}^{N_{\text{cell}}} \sum_{m=1}^{N_{\text{ip}}} (p_{c,m} + p_i) \nabla W_{i(c,m)} H_m |\mathbf{J}_{c,m}| \quad (19)$$

$$\langle \nabla^2 p_i \rangle^{\text{wall}} \quad (20)$$

$$= 2 \sum_{c=1}^{N_{\text{cell}}} \sum_{m=1}^{N_{\text{ip}}} \frac{p_i - p_{c,m}}{|\mathbf{r}_{i(c,m)}|} \frac{\mathbf{r}_{i(c,m)}}{|\mathbf{r}_{i(c,m)}|} \cdot \nabla W_{i(c,m)} H_m |\mathbf{J}_{c,m}|$$

$$\langle \nabla^2 \mathbf{u}_i \rangle^{\text{wall}} \quad (21)$$

$$= 2 \sum_{c=1}^{N_{\text{cell}}} \sum_{m=1}^{N_{\text{ip}}} \frac{\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{c,m}}{|\mathbf{r}_{i(c,m)}|} \frac{\mathbf{r}_{i(c,m)}}{|\mathbf{r}_{i(c,m)}|} \cdot \nabla W_{i(c,m)} H_m |\mathbf{J}_{c,m}|$$

$$\langle \nabla \cdot \mathbf{u}_i \rangle^{\text{wall}} = \sum_{c=1}^{N_{\text{cell}}} \sum_{m=1}^{N_{\text{ip}}} (\mathbf{u}_{c,m} - \mathbf{u}_i) \cdot \nabla W_{i(c,m)} H_m |\mathbf{J}_{c,m}| \quad (22)$$

## (2) 積分点上の物理量の計算

前節の壁面寄与分の計算には、セル内の積分点上で値が必要である。IGCB モデルでは、図 1 にあるように、各積分点に対して鏡映対称の位置に仮想点 (ghost 点) を配置し、この仮想点上の物理量から対応する各積分点上の値を決定することにより、各種境界条件を満足させる。ここで、仮想点における物理量は、仮想点周囲の流体粒子が持つ値から、浅井ら [4] を倣い以下の式より計算する。

$$\langle \phi_i \rangle = \sum_{j=1}^{N_p} \frac{m_j}{\rho_j} \tilde{W}_{ij} \phi_j \quad (23)$$

$$\tilde{W}_{ij} = \frac{W_{ij}}{\sum_{j=1}^{N_p} \frac{m_j}{\rho_j} W_{ij}} \quad (24)$$

次に、圧力と速度の各種境界条件に合わせて、対応する仮想点の値から積分点の値を求める。本研究では次式で表される圧力の Neumann 条件を設定する。

$$\frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}} = \rho(\mathbf{g} - \mathbf{a}_\Gamma) \cdot \mathbf{n} \quad (25)$$

ここで、 $\mathbf{n}$  は流体領域から壁領域に向かう向きの壁面の法線ベクトルであり、 $\mathbf{a}_\Gamma$  は壁面が移動する加速度である。上式を満たすために、積分点の圧力  $p_{ip}$  は対応する仮想点での圧力  $p_g$  を用いて次式により計算する。

$$p_{ip} = p_g + d\rho(\mathbf{g} - \mathbf{a}_\Gamma) \cdot \mathbf{n} \quad (26)$$

ここで、 $d$  は積分点と対応する仮想点間の距離である。

続いて、速度の境界条件を満たす積分点上の流速ベクトルの計算方法を示す。slip条件を与える場合は、積分点上の流速  $\mathbf{u}_{ip}$  と壁面の移動速度  $\mathbf{v}_\Gamma$  の相対ベクトルが、仮想点上の流速  $\mathbf{u}_g$  と  $\mathbf{v}_\Gamma$  の相対ベクトルと壁面に対して鏡映対称になるように変換する。

$$\mathbf{u}_{ip} - \mathbf{v}_\Gamma = \mathbf{M}(\mathbf{u}_g - \mathbf{v}_\Gamma) \quad (27)$$

ここで、 $\mathbf{M}$  は鏡映操作を与えるための 2 階のテンソルであり、壁面の法線ベクトル  $\mathbf{n}$  と単位テンソル  $\mathbf{I}$  を用いて次のように与えられる。

$$\mathbf{M} = \mathbf{I} - 2\mathbf{n} \otimes \mathbf{n} \quad (28)$$

ここで、 $\otimes$  はテンソル積である。no-slip 条件の場合は、相対ベクトルが点対称となるように変換する。

$$\mathbf{u}_{ip} - \mathbf{v}_\Gamma = \mathbf{R}(\mathbf{u}_g - \mathbf{v}_\Gamma) \quad (29)$$

$$\mathbf{R} = -\mathbf{I} \quad (30)$$

#### 4. IGCB モデルを用いた流体剛体連成手法

##### (1) 剛体運動の支配方程式

剛体に流体力  $\mathbf{F}$  と重力のみが作用するすると、二次元の剛体運動の支配方程式は次式で表される。

$$\rho_r A \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \mathbf{F} + \rho_r A \mathbf{g} \quad (31)$$

$$I_o \frac{D\omega}{Dt} = M \quad (32)$$

ここで、 $\rho_r$  と  $A$  はそれぞれ剛体の密度と面積、 $\mathbf{v}$  は重心の速度である。また、 $I_o$  は重心周りの慣性モーメント、 $\omega$  は重心周りの角速度、 $M$  は剛体に作用するモーメントである。

##### (2) セルで表された剛体の面積、重心、慣性モーメントの計算

本研究では、剛体も図 1 のようにセルでモデル化されているとする。式 (31) と式 (32) を計算するためには、事前に  $A$  と  $I_o$  と剛体重心の座標  $\mathbf{x}_g$  を求めておく必要がある。これらの値は、次式のように剛体領域  $\Omega_r$  内の積分をガウ

ス求積により近似して計算する。

$$A = \int_{\Omega_r} d\Omega \simeq \sum_{c=1}^{N_{\text{cell}}} \sum_{m=1}^{N_{\text{ip}}} H_m |\mathbf{J}_{c,m}| \quad (33)$$

$$\mathbf{x}_g = \frac{1}{A} \int_{\Omega_r} \mathbf{x} d\Omega \simeq \sum_{c=1}^{N_{\text{cell}}} \sum_{m=1}^{N_{\text{ip}}} \mathbf{x}_{c,m} H_m |\mathbf{J}_{c,m}| \quad (34)$$

$$\begin{aligned} I_o &= \rho_r \int_{\Omega_r} |\mathbf{x} - \mathbf{x}_g|^2 d\Omega \\ &\simeq \rho_r \sum_{c=1}^{N_{\text{cell}}} \sum_{m=1}^{N_{\text{ip}}} |\mathbf{x}_{c,m} - \mathbf{x}_g|^2 H_m |\mathbf{J}_{c,m}| \end{aligned} \quad (35)$$

##### (3) 流体力とモーメントの計算

式 (31) と式 (32) 中の流体力  $\mathbf{F}$  とモーメント  $M$  はそれぞれ、セル内の積分点に与えられた流体力から次式により計算する。

$$\mathbf{F} = \sum_{c=1}^{N_{\text{cell}}} \sum_{m=1}^{N_{\text{ip}}} \mathbf{f}_{c,m}^{\text{fluid}} \quad (36)$$

$$M = \sum_{c=1}^{N_{\text{cell}}} \sum_{m=1}^{N_{\text{ip}}} (\mathbf{x}_{c,m} - \mathbf{x}_g) \times \mathbf{f}_{c,m}^{\text{fluid}} \quad (37)$$

ここで、セル  $c$  の  $m$  番目の積分点を  $(c, m)$  で表すとすると、 $\mathbf{f}_{c,m}^{\text{fluid}}$  は  $(c, m)$  が受ける流体力である。

次に  $\mathbf{f}_{c,m}^{\text{fluid}}$  を求める。式 (2) より流体力は圧力勾配項と粘性項の和であることがわかる。質量  $m_i$  を持つ流体粒子  $i$  の運動を計算するとき、粒子  $i$  が受ける流体力の壁面寄与分  $\mathbf{f}_i^{\text{wall}}$  は式 (19) と式 (21) を用いて次のように表せる。

$$\mathbf{f}_i^{\text{wall}} = m_i \left( -\frac{\langle \nabla p_i \rangle^{\text{wall}}}{\rho} + \nu \langle \nabla^2 \mathbf{u}_i \rangle^{\text{wall}} \right) \quad (38)$$

上式の  $\langle \nabla p_i \rangle^{\text{wall}}$  と  $\langle \nabla^2 \mathbf{u}_i \rangle^{\text{wall}}$  はセル  $c$  と積分点  $m$  に関する総和計算により求めるので、流体粒子  $i$  がセル内積分点  $(c, m)$  から受ける流体力  $\mathbf{f}_{i(c,m)}^{\text{wall}}$  を考えることができ、それは次式で表される。

$$\mathbf{f}_{i(c,m)}^{\text{wall}} = m_i \left( -\frac{\langle \nabla p_i \rangle_{c,m}^{\text{wall}}}{\rho} + \nu \langle \nabla^2 \mathbf{u}_i \rangle_{c,m}^{\text{wall}} \right) \quad (39)$$

ここで、 $\langle \nabla p_i \rangle_{c,m}^{\text{wall}}$  と  $\langle \nabla^2 \mathbf{u}_i \rangle_{c,m}^{\text{wall}}$  はそれぞれ式 (19) と式 (21) から総和計算を除いたものであり、次

のように表される。

$$\langle \nabla p_i \rangle_{c,m}^{\text{wall}} = (p_{c,m} + p_i) \nabla W_{i(c,m)} H_m |\mathbf{J}_{c,m}| \quad (40)$$

$$\langle \nabla^2 \mathbf{u}_i \rangle_{c,m}^{\text{wall}} = 2 \frac{\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{c,m}}{|\mathbf{r}_{i(c,m)}|} \frac{\mathbf{r}_{i(c,m)}}{|\mathbf{r}_{i(c,m)}|} \cdot \nabla W_{i(c,m)} H_m |\mathbf{J}_{c,m}| \quad (41)$$

そして、セル内積分点  $(c, m)$  が流体粒子  $i$  から受ける流体力  $\mathbf{f}_{(c,m)i}^{\text{fluid}}$  は、 $\mathbf{f}_{i(c,m)}^{\text{wall}}$  の反作用と考える。

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_{(c,m)i}^{\text{fluid}} &= -\mathbf{f}_{i(c,m)}^{\text{wall}} \\ &= -m_i \left( -\frac{\langle \nabla p_i \rangle_{c,m}^{\text{wall}}}{\rho} + \nu \langle \nabla^2 \mathbf{u}_i \rangle_{c,m}^{\text{wall}} \right) \quad (42) \end{aligned}$$

$\mathbf{f}_{(c,m)i}^{\text{fluid}}$  を流体粒子に関して総和をとることで  $\mathbf{f}_{c,m}^{\text{fluid}}$  が求められる。

$$\mathbf{f}_{c,m}^{\text{fluid}} = \sum_{i=1}^{N_p} \mathbf{f}_{(c,m)i}^{\text{fluid}} \quad (43)$$

積分点に与える流体力は、流体粒子が受ける力の反作用であるため、運動量が保存される。

#### (4) 連成解析手法

本研究では、流体解析と剛体解析の連成に conventional serial staggard (CSS) 法 [5] を用いた弱連成解析を行う。この場合、ある時間ステップでの剛体解析の結果を用いて次の時間ステップでの流体解析を行う。剛体運動の計算(式(31)と式(32))にはオイラー法を用いる。また、流体解析と剛体解析には同じ時間刻み幅を用いる。

#### 5. 提案モデルの検証

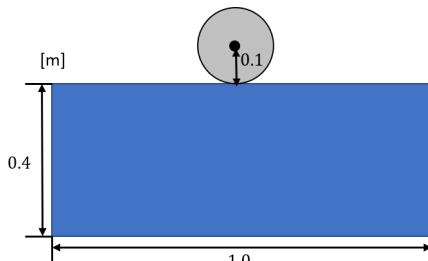


図-2: 初期状態の概観

円柱の自由落下問題の解析により提案モデルの妥当性を検証する。図 2 に解析の初期状態の

表-1: 解析条件

Parameter	Value
時間刻み幅 $\Delta t$	$5.0 \times 10^{-3}$ s
計算ステップ数	20000
粒子数	16000
初期粒子間距離 $l_0$	$5.0 \times 10^{-3}$ m
影響半径	$3.3l_0$ m
流体密度 $\rho_f$	1000 kg/m <sup>3</sup>
剛体密度 $\rho_r$	800 kg/m <sup>3</sup>
動粘性係数 $\nu$	$1.0 \times 10^{-3}$ m <sup>2</sup> /s
重力加速度	9.8 m/s <sup>2</sup>
安定化パラメータ $\alpha$	$5.0 \times 10^{-3}$

概観を示す。解析条件は表 1 に示す。流体の表面と円柱の下端が接した状態から円柱を自由落下させ、10 s まで解析を行う。流体を囲む壁面は正方形、円柱は四辺形で構成し、セルの大きさはどちらも流体粒子の初期粒子間距離と同程度とする。また、IGCB モデルの積分点数は一点とし、速度の境界条件は no-slip 条件とする。

2 s までの 0.5 s 間隔の解析結果のスナップショットを図 3 に示す。なお、各図においては圧力を可視化している。これらの図から、円柱が流体の中に沈み込んだ後に、浮力によって浮かび上がる様子が定性的に解析できていることがわかる。また、圧力についても定性的に妥当な解が得られていることがわかる。定量的な検証については省略し、口頭発表にて詳述する。

#### 6. 結論

本研究では、発表者らが開発してきた、粒子法と有限要素法との連成を想定し、メッシュで表された壁境界を直接扱う高精度な壁境界モデルである IGCB モデルを拡張した流体剛体連成手法を開発した。具体的には、IGCB モデルで用いる有限要素内の各積分点に流体粒子が受けける力の反作用を直接与えることで、流体と剛体の境界面における運動量保存性を担保させた。そして、本提案手法を安定化 ISPH 法に導入して二次元円柱の自由落下問題を解析し、提案手法の精度を検証した。

**謝辞:** 本研究は、JST 創発的研究支援事業 JP-MJFR21S および JSPS 科研費 22H03601 の支援を受けたものである。ここに記して謝意を表す。

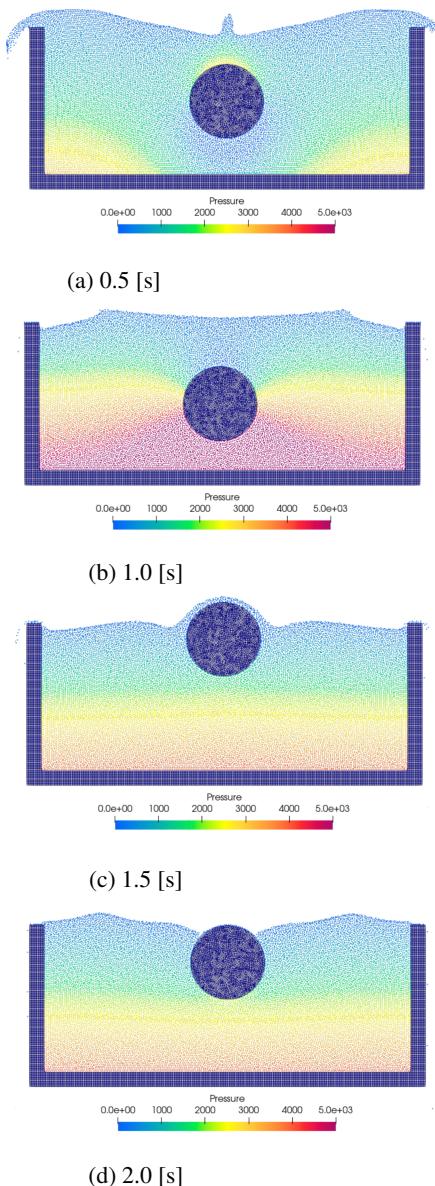


図-3: 解析結果のスナップショット

## 参考文献

- [1] 松永拓也, 柴田和也, 越塙誠一.: MPS 法における境界積分を用いたポリゴン壁境界表現, 日本機械学会論文集, Vol.84, No.864, p. 18-00197, 2018.
- [2] Z. Zheng, G. Duan, N. Mitsume, S. Chen, S. Yoshimura.: A novel ghost cell boundary model for the explicit moving particle simulation method in two dimensions, Computational Mechanics, Vol.66, pp.87-102, 2020.
- [3] M. Asai, A. M. Aly, Y. Sonoda, Y. Sakai.: A stabilized incompressible SPH method by relaxing the density invariance condition, Journal of Applied Mathematics, Vol.2012, 139583, 2012.
- [4] 浅井光輝, 藤本啓介, 田邊将一, 別府万寿博.: 階段状の非適合境界を有する粒子法解析における仮想マーカーを用いたすべり・非すべり境界処理法, 日本計算工学会論文集, 20130011, 2013.
- [5] C. Farhat, M. Lesoinne.: Two efficient staggered algorithms for the serial and parallel solution of three-dimensional nonlinear transient aeroelastic problems, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol.182, pp.499-515, 2000.