

# 高解像度地形モデルを用いた ISPH法による津波シミュレーション

藤本 啓介<sup>1</sup>・浅井 光輝<sup>2</sup>・一色 正晴<sup>3</sup>・館澤 寛<sup>4</sup>・三上 勉<sup>4</sup>

<sup>1</sup>学生会員 九州大学大学院 工学府建設システム工学専攻 (〒819-0395 福岡市西区元岡744)  
E-mail:fujimoto@doc.kyushu-u.ac.jp

<sup>2</sup>正会員 九州大学准教授 工学研究院社会基盤部門 (〒819-0395 福岡市西区元岡744)

<sup>3</sup>正会員 愛媛大学助教 理工学研究科 (〒790-8577 松山市文京町3)

<sup>4</sup>正会員 株式会社 防災技術コンサルタント (〒020-0121 岩手県岩手郡滝沢大字風林3番41)

2011年3月11日の東日本大震災では津波による構造物の被害が多く報告されている。今後に危惧される巨大津波が発生する前に、沿岸地域の防災・減災技術の再検討が急務である。本研究では、防災・減災技術の1つとして、構造物に働く流体力、浸水被害予測等を正確に評価するため、メッシュフリー解析法の一つであるSPH法に着目した。本報告では、非圧縮性流体解析用に開発されたIncompressible SPH(ISPH)法の改良案である非圧縮条件緩和型ISPH法を採用し、民家や堤防などの構造物までも解析可能な高解像度な地形モデリング技術と併せた高精度な津波シミュレータを構築した。また、同シミュレータを用いて岩手県宮古市田老地区の被災事例の再現解析を実施し、被害調査報告による浸水域とシミュレーション結果を比較することで、3次元津波遡上シミュレーションの可能性を検討した。

**Key Words :** *incompressive SPH, pressure Poisson equation, Tsunami simulation*

## 1. はじめに

2011年3月11日に起きた東北地方太平洋沖地震に伴い発生した津波により、橋梁・堤防・海岸保全施設などの多くの土木構造物が被災した。今後に危惧される巨大津波が発生する前に、沿岸地域の防災・減災技術の再検討が急務である。安全・安心な沿岸地域の形成には、津波被害を事前にできるだけ精緻に想定し、有効性が明確であり、かつ十分な構造強度を有する海岸保全施設を適切に整備する必要がある。現在までの津波氾濫解析は、浅水長波の仮定を用いて平面2次元問題へと簡略化し、これを差分法で解くことが一般的であった。そのため、構造物に働く流体力を正確に評価することが困難であり、3次元解析により流体力も評価できる技術が求められている。

そこで本研究では、メッシュフリーな粒子型解法の一つであるSmoothed Particle Hydrodynamics<sup>1)2)</sup> (以下、SPH法)を用いた3次元津波シミュレーションの構築を目指している。本報では特に、非圧縮性流体解法と提案されたIncompressive SPH<sup>3)</sup> (ISPH)において、圧力振動問題の解決法として提案された非圧縮条件緩和型ISPH法

<sup>4)5)</sup>を用いて岩手県宮古市田老地区を解析対象とした大規模な津波シミュレーションを行い、その解析結果と実際の被害調査との比較を行うことで、その妥当性を検証した。

## 2. 非圧縮条件緩和型ISPH法

ここでは、MPS法<sup>6)</sup>における圧力振動問題の解決方法として提案された改良型のMPS法の考えをISPH法へと適用した解法の基礎式を整理する。

### (1) SPH法の基礎式

任意の点 $x_i$ において定義される時刻 $t$ でのスカラー関数 $\phi(x_i, t)$ が次式に示す積分形式として記述できるものとする。

$$\begin{aligned}\phi(x_i, t) &\approx \int_V \phi(x_j, t) W(x_i - x_j, h) dV & (1) \\ &\approx \int_V \phi(x_j, t) W(r_{ij}, h) dV\end{aligned}$$

ここで、 $W$  はカーネル関数と呼ばれる一種の重み関数

であり,  $r_{ij} = |x_i - x_j|$  は評価点と近傍粒子との距離関数を示す. SPH法では, 上式で示した積分式がある影響半径  $h$  内に含まれる近傍粒子の値を用いた重み付き総和によって近似するものとする.

$$\phi(\mathbf{x}_i, t) \approx \langle \phi_i \rangle = \sum_{j=1} m_j W(r_{ij}, h) \phi(\mathbf{x}_j, t) \quad (2)$$

以降, 下付き添え字  $i, j$  は粒子番号を示し,  $\rho_j, m_j$  はそれぞれ粒子  $j$  が代表する近傍領域の密度と質量とする. また,  $\langle \cdot \rangle$  がついた関数は上記に示したSPH法による近似値であるものとする.

物理量の勾配はSPH法の近似式を微分することで直接導出できる.

$$\nabla \cdot \phi(\mathbf{r}_i) \approx \langle \phi_i \rangle = \frac{1}{\rho_i} \sum_{j=1} m_j (\phi_j - \phi_i) \cdot \nabla W(r_{ij}, h) \quad (3)$$

これは以下のような表現も可能である.

$$\langle \phi_i \rangle = \rho_i \sum_{j=1} m_j \left( \frac{\phi_j}{\rho_j^2} - \frac{\phi_i}{\rho_i^2} \right) \cdot \nabla W(r_{ij}, h) \quad (4)$$

ここで, カーネル関数は, 以下の3つの条件

- ・ 解析領域内のカーネル関数の総和は1
- ・ 影響半径外では関数はゼロ
- ・ 極限はデルタ関数に収束

を満足する関数であればよく, 釣鐘型関数, ガウシアン関数, スプライン関数などが採用される<sup>7)</sup>.

著者らの経験によると, 3次スプライン関数において影響半径を初期の粒子配置と同程度に設定した場合, 恐らく微分係数における空間離散化の分解能が欠如することに起因して, 計算途中での発散 (粒子の爆発) に遭遇することがあった. そこで本研究では, より安定な計算が期待されるとの報告<sup>8)</sup>がある5次スプライン関数

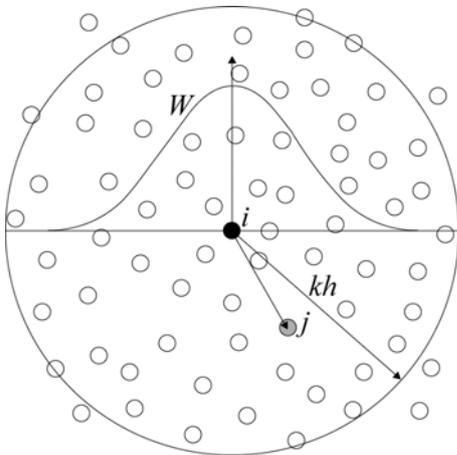


図-1 SPH法における近傍粒子と影響半径

$$W = \gamma \begin{cases} \left(3 - \frac{r_{ij}}{h}\right)^5 - 6\left(2 - \frac{r_{ij}}{h}\right)^5 - 15\left(1 - \frac{r_{ij}}{h}\right)^5 & (r_{ij} < h) \\ \left(3 - \frac{r_{ij}}{h}\right)^5 - 6\left(2 - \frac{r_{ij}}{h}\right)^5 & (h \leq r_{ij} < 2h) \\ \left(3 - \frac{r_{ij}}{h}\right)^5 & (2h \leq r_{ij} < 3h) \\ 0 & (r_{ij} \geq 3h) \end{cases} \quad (5)$$

を採用することにした. ここで  $\gamma$  はカーネル関数に課せられる第一番目の制約条件を満足させるための係数であり, 2次元, 3次元問題ではそれぞれ  $7/478 \pi h^2$ ,  $3/358 \pi h^3$  と設定される.

## (2) 非圧縮性流れの支配方程式とSPH法による離散化

非圧縮性流体問題では, 質量と運動量の保存則を満足するように, 流速, 圧力を求める. ラグランジュ記述によれば2つの保存則は次式により記述できる.

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} \quad (7)$$

ここで, 非圧縮性の仮定から密度は一定値とすれば, 質量保存則(6)は以下のように書き換えられる.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (8)$$

一般的な非圧縮性流体解析用SPH法では, 先に非圧縮性を仮定したのちに, 式(2) から式(4) に対応した粒子離散近似を代入する. 結局, 粒子  $i$  において式(7),(8)は以下のように近似できる.

$$\frac{D\mathbf{u}_i}{Dt} \approx -\frac{1}{\rho_i} \nabla p_i + \nu \nabla^2 \mathbf{u}_i + \mathbf{g}_i \quad (9)$$

$$\langle \nabla \cdot \mathbf{u}_i \rangle \approx 0 \quad (10)$$

ここで, 右辺第1項は式(4)における関数  $\phi$  に圧力  $p_i$  を代入すればそのまま評価できるが, 第2項については別途, 速度のラプラシアン項の粒子離散近似が必要となる. この速度のラプラシアン項の近似には次式を採用することにした.

$$\langle \nabla^2 \mathbf{u}_i \rangle = \frac{2}{\rho_i} \sum_{j=1} m_j \left\{ \frac{r_{ij} \nabla_i W(r_{ij}, h)}{r_{ij}^2 + \eta^2} (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) \right\} \quad (11)$$

ここで,  $\eta$  はゼロ割りを避けるための安定化パラメータであり, 文献<sup>9)</sup>に習って影響半径  $h$  を参照し  $\eta^2 = 0.0001h^2$  と与えることにした. また, 式(10)における速度の発散は式(3)を参照し次式により与えられる.

$$\langle \nabla \cdot \mathbf{u}_i \rangle = \frac{1}{\rho_i} \sum_{j=1} m_j (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) \cdot \nabla_i W(r_{ij}, h) \quad (12)$$

あとは、式(9)の左辺の時間微分の近似と併せて、速度・圧力の時間積分方法についての議論が必要となる。

### (3) 射影法を用いたISPH法

射影法を用いれば、ナビエ・ストークス方程式の圧力勾配項を無視した仮の状態を定義することで速度と圧力を分離でき、速度は陽的に圧力については陰的に更新することが可能となる。ここでは先に示したSPH法に射影法を適用することを考える。

時間ステップ $n$ から $n+1$ における変数の更新手順を示す。まずは、式(9)中の時間微分項を前進差分近似するものとし、ある中間状態での速度 $\mathbf{u}^*$ を定義することで速度を以下のように分離する。

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = \frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^*}{\Delta t} + \frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} \quad (13)$$

分離後の加速度成分の内、前者が式(9)中の圧力勾配項に、後者がそれ以外の項に対応するものとすれば、仮の中間状態での速度は以下のように評価できる。

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} &= \nu \langle \nabla^2 \mathbf{u}_i \rangle + \mathbf{g}_i \\ \rightarrow (\text{予測子}) \quad \mathbf{u}_i^* &= \mathbf{u}_i^n + \Delta t (\nu \langle \nabla^2 \mathbf{u}_i^n \rangle + \mathbf{g}_i) \end{aligned} \quad (14)$$

その後、いずれかの方法により圧力値が評価されたものとすれば、仮の中間状態から次の時間ステップにおける速度は以下のように更新できる。

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{u}_i^{n+1} - \mathbf{u}_i^*}{\Delta t} &= -\frac{1}{\rho} \langle \nabla p_i^{n+1} \rangle \\ \rightarrow (\text{修正子}) \quad \mathbf{u}_i^{n+1} &= \mathbf{u}_i^* + \Delta \mathbf{u}_i^* \end{aligned} \quad (15)$$

$$\Delta \mathbf{u}_i^* = -\Delta t \left( -\frac{1}{\rho} \langle \nabla p_i^{n+1} \rangle \right) \quad (16)$$

上記の手順における式(14)、(15)はそれぞれ予測子・修正子計算と呼ばれ、2段階で状態を更新することがISPH法の特徴である。

式(16)の両辺の発散をとり、前提条件とした速度発散ゼロ条件が成立することを考慮に入れると、次に示す圧力ポアソン方程式を得る。

$$\begin{aligned} \langle \nabla^2 p_i^{n+1} \rangle &= -\frac{\rho^0}{\Delta t} \langle \nabla \cdot \Delta \mathbf{u}_i^* \rangle \\ &= \frac{\rho^0}{\Delta t} \langle \nabla \cdot \mathbf{u}_i^* \rangle \end{aligned} \quad (17)$$

ここで、左辺項は式(11)と同様に次式により評価するものとした。

$$\langle \nabla^2 p_i \rangle = \frac{2}{\rho_i} \sum_{j=1} \left\{ m_j \left( \frac{r_{ij} \nabla_i W(r_{ij}, h)}{r_{ij}^2 + \eta^2} \right) (p_j - p_i) \right\} \quad (18)$$

### (4) 密度一定条件によるソース項の改良

次に、Khayyerら<sup>10</sup>、Shaoら<sup>11</sup>の論文で用いられた密度一定条件のみを用いた定式化を示す。これは越塚らが提案したMPS法<sup>9</sup>と同様な方程式を導く。

一般的な質量保存則(6)において、密度導関数においても予測子・修正子分離を行い、次の時間ステップでは希望的に「密度が最終的には初期密度と一致する」ものとすれば、次の関係を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\rho_i^0 - \langle \rho_i^* \rangle}{\Delta t} + \frac{\langle \rho_i^* \rangle - \langle \rho_i^n \rangle}{\Delta t} &= -\rho^0 \langle \nabla \cdot \mathbf{u}_i^{n+1} \rangle \\ &= -\rho^0 \langle \nabla \cdot (\mathbf{u}_i^* + \Delta \mathbf{u}_i^*) \rangle \end{aligned} \quad (19)$$

ここで、予測子計算においては密度差が生じず、かつ速度発散もないとすれば（あるいは予測子計算の密度導関数が対応する速度の発散と等しくなると仮定すれば）、上の関係式は次のように書き換えられる。

$$\frac{\rho_i^0 - \langle \rho_i^* \rangle}{\Delta t} = -\rho^0 \langle \nabla \cdot \Delta \mathbf{u}_i^* \rangle \quad (20)$$

ここで、式(19),(20)において、密度のSPH近似は次式により与えられるものである。

$$\langle \rho_i \rangle = \sum_{j=1} m_j W(r_{ij}, h) \quad (21)$$

最後に、式(17)のソース項を式(20)の関係式を用いて書き換えれば、以下に示す密度一定条件を用いた圧力ポアソン方程式を得る。

$$\langle \nabla^2 p_i^{n+1} \rangle = \frac{\rho_i^0 - \langle \rho_i^* \rangle}{\Delta t^2} \quad (22)$$

### (5) 非圧縮条件を緩和したソース項の改良

ここで、SPH法における密度は式(21)に示すように粒子配置により数値的に評価されるものであり、解析中に密度一定条件を厳密に満足し続けることは至難の業である。つまり、近傍粒子数が固定され、粒子が完全な一様分布を保持した状態でなければ、密度は一定とはならない。このため、瞬間的にはある程度の密度誤差が介入することを許容し、長期的に密度変化が生じないようなスキームへ修正した。

前述のように数値解析上ある程度の密度変化が生じることを念頭に置き、圧縮性流体にも適用可能である一般的な質量保存則(6)からスタートする。密度導関数を前

進差分近似し、その後、各物理量に対して以下のようにSPH近似する。

$$\langle \nabla \cdot \mathbf{u}_i^{n+1} \rangle = -\frac{1}{\rho^0} \frac{\langle \rho_i^{n+1} \rangle - \langle \rho_i^n \rangle}{\Delta t} \quad (23)$$

ここで、式(15)を参照して  $\mathbf{u}_i^{n+1} = \mathbf{u}_i^* + \Delta \mathbf{u}_i^*$  であることを考慮し、さらに上の関係式を用いて(17)の右辺項を書き換えれば、

$$\langle \nabla^2 p_i^{n+1} \rangle = \frac{\rho^0}{\Delta t} \langle \nabla \cdot \mathbf{u}_i^* \rangle + \frac{\langle \rho_i^{n+1} \rangle - \langle \rho_i^n \rangle}{\Delta t^2} \quad (24)$$

となる。ここで、希望的な要件として次のステップでの密度が初期密度と一致するものを与えれば、密度増分  $\langle \Delta \rho_i^n \rangle$  は次式により与えられるはずである。

$$\begin{aligned} \langle \Delta \rho_i^{n+1} \rangle &= \langle \rho_i^n \rangle + \langle \Delta \rho_i^n \rangle \approx \rho^0 \\ \rightarrow \langle \Delta \rho_i^n \rangle &= \rho^0 - \langle \rho_i^n \rangle \end{aligned} \quad (25)$$

ここでは、瞬間的には密度一定を満足させなくてもよいとの考えから、密度増分を本来より小さな値を与えるものとする。

$$\langle \Delta \rho_i^n \rangle \approx \alpha (\rho^0 - \langle \rho_i^n \rangle) \quad (26)$$

ここでは  $\alpha=0 \sim 1$  までの値をとる緩和パラメータである。ここまでの仮定を用いれば、結局、式(24)で与えられた圧力ポアソン方程式は、以下のように微修正される。

$$\langle \nabla^2 p_i^{n+1} \rangle = \frac{\rho^0}{\Delta t} \langle \nabla \cdot \mathbf{u}_i^* \rangle + \alpha \frac{\langle \rho_i^0 \rangle - \langle \rho_i^n \rangle}{\Delta t^2} \quad (27)$$

ここで提案した圧力ポアソン方程式は、緩和パラメータをゼロとすれば速度発散ゼロ条件による定式化と完全に一致する。また、瞬間的に初期の密度と一致した場合（あるいは無視できるほど小さい場合）にもポアソン方程式のソース項の第2項目は無視できるため、同一視できる。この定式化によれば、速度発散ゼロと密度一定の両条件とした前述のソース項の特徴を適度に融合した結

果が期待できることが示されている。

### 3. 岩手県宮古市田老地区における浸水域との比較・検証

提案する非圧縮性を緩和したISPH法による津波シミュレーションの実用性、有効性を議論する。同時にここでは高解像度な地形モデリングの手順について説明する。

解析対象は図-2に示す岩手県宮古市田老地区とした。ここには日本最大規模のX字の堤防（赤線）が構築されていたが、東日本大震災時には、北側にある第一線堤（赤点線部）がほぼ全壊し、町のほぼ全体が浸水した地域である。

#### (1) 解析モデルの作成手順

現状では、海岸保全施設などの構造物の情報を含んだ詳細な3次元地形データは存在していないため、航空測量（地上）と深浅測量（海底）による測量の生データ（レーザプロファイラ：以下LPデータと略記）を用いて、高解像度モデルの作成を行った。

〈手順①〉自作プログラムを用いてランダムな配置のLPデータを構造格子状の点群へとスムージング化を行う。

〈手順②〉デローニ三角形分割を用いて、手順①で作成した構造格子状の点群から三角形要素分割し、それをCADの標準形式の1つであるSTL形式として出力する。

〈手順③〉手順②まで終わると、地表面の形状の定義のみ完了している状態である。そこで次に3D-CAD機能を用いて海底地形から流体領域を作図し、手順②と同様にSTL形式として出力する。

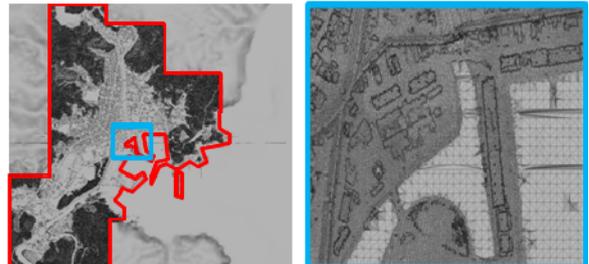
〈手順④〉手順②および③で定義したSTLデータで囲まれた領域内に、解析用の粒子を等間隔で発生させる。

高解像度のモデルの作成には、細かな構造格子を用いることで可能であるが、計算機の処理能力から点群から三角形要素分割の作業が困難なケースもあるため、部分的に詳細な地形データが必要な領域（図-3(a)の赤枠部）のみ細かな構造格子で定義する多解像度構造格子データ



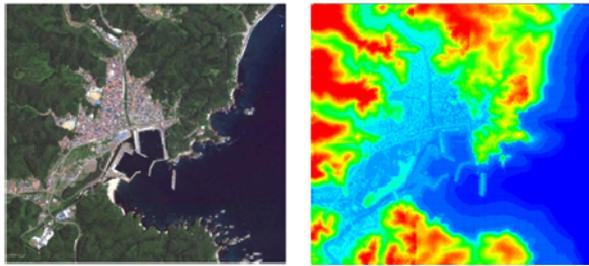
(a) X字の堤防の位置 (b) 津波により崩壊した堤防

図-2 岩手県宮古市田老地区



(a) 多解像度の地形データ (b) 異なる解像度の結合部

図-3 STLデータの詳細



(a) 解析領域 (b) 粒子解析モデル

図4 解析対象

を用いることで、所望の解像度を保有した粒子解析モデルを作成した。異なる解像度の結合部の詳細を図-3(b)に示す。

これにより、図-4(a)に示す解析領域を粒子解析モデルへと詳細にモデル化できた。図-4(b)のカラーコンターは標高を表示している。

## (2) 解析条件

流入条件については、高さ3m、速度10m/sの水が解析モデルの右方向から常に流入されることにより、簡易的に津波を表現することにした。解析モデルの解像度（＝初期粒子間隔）を4m、時間増分 $\Delta t$ を0.01s、実時間5分の解析を行った。また、静水圧解析を用いて解析モデルの解像度・時間増分に整合した緩和パラメータを決定した。

## (3) 解析結果と浸水域との比較

図-5に東日本大震災における岩手県宮古市田老地区の浸水域と、解析開始直後、実時間で2分30秒、5分の結果を示す。

解析結果から、X字の堤防により水が堰止められ、その後流量が増え越流している様子が表現できた。また、被害調査、解析結果ともに浸水域はほぼ一致しているが、解析結果では左部に少し多く水が流入している。その原因として、東日本大震災時はX字の堤防の一線堤が津波により崩壊しているが、現解析モデルでは津波越流後も一線堤が存在しているため、上部へ流れるはずの水が左部へ流れたと考えられる。今後は、堤防部に生じる圧力から堤防の破壊を評価し、ある一定値を超えると堤防の粒子が水粒子に変化するプロセスを導入することで、実際の浸水域との比較、堤防の崩壊の有無での解析結果の違い等を評価していく必要がある。

## 4. まとめと今後の課題

3次元SPH法による津波シミュレーションの防災・減災技術への可能性を検討するため、まずは基礎的段階と

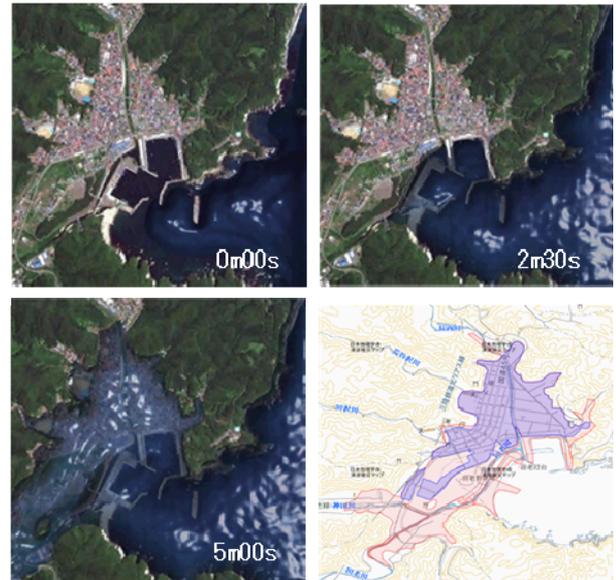


図5 解析結果と実際の浸水域

して、岩手県宮古市田老の被災事例を取り上げ、被害調査結果とシミュレーション結果を比較検討した。

今回の解析結果から、定性的には妥当な津波遡上現象が表現可能であり、3次元解析を実施したことで自然と堤防による堰止め効果を再現できることを確認した。しかしながら、実際には破堤した北側の第一線堤の破壊をモデル化していないため、まだ定量的には正確な解析は実施できていない。今後は、堤防の破壊も簡易的にモデル化した津波シミュレーションを行うことで数値解析の精度を向上させ、堤防の堰止め効果の影響をできるだけ精緻に予測可能なシミュレータへと発展させていく予定である。また、現時点では簡易的な流入条件を用いて仮想的に津波を表現しているため、今後は非線形浅水長波理論に基づく平面2次元の差分法で解析した結果、あるいはGPS波浪計により観測された実際の津波波形をできるだけ忠実に再現した流入条件を検討する必要がある。

## 参考文献

- 1) Lucy, L.B. : A numerical approach to the testing of the fusion process, *Astron J.*, Vol. 88, pp.1013–1024, 1977
- 2) Gingold, R.A. and Monaghan, J.J. : Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars, *Mon Not R Astron Soc*, Vol. 181, pp. 375–389, 1977
- 3) 酒井謙, ほか 2 名 : SPH 法による非圧縮性粘性流体解析手法の研究, *日本機械学会論文集 B 編*, 70 巻 666 号, pp.47-54, 2004
- 4) Aly, A. M., Asai, M. and Sonoda, Y. : Simulation of free falling rigid body into water by a stabilized incompressible SPH method, *International Journal of Ocean Systems Engineering*, accepted

- 5) Aly, A. M., Asai, M. and Sonoda, Y. : Modelling of surface tension force for free surface flows in ISPH method, International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow, accepted
- 6) S. Koshizuka and Y. Oka, Moving-Particle Semiimplicit method for fragmentation of incompressible fluid, Nucl. Sci. Phys. Comm., Vol. 48, pp.421-434, 1996
- 7) G.R. Liu, M.B. Liu, Smoothed Particle Hydrodynamics meshfree particle method-, World scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2003
- 8) M. Yildiz, R. A. Rook and A. Suleman, SPH with the multiple boundary tangent method, Int. J. Numer. Meth. Engng., Vol. 77, pp. 1416-1438, 2009
- 9) J.P. Morris, P.J. Fox, and Y. Zhu, Modeling Low Reynolds Number Incompressible Flows Using SPH, Journal of Computational Physics, Vol.136, pp. 214-226, 1997
- 10) A. Khayyer, H. Gotoh and S. Shao, Corrected incompressible SPH method for water surface tracking in breaking waves, Coastal Engineering, Vol.55, pp. 236-250, 2008
- 11) S. Shao, E.Y.M. Lo, Incompressible SPH method for simulating Newtonian and non-Newtonian flows with a free surface, Advances in Water Resources, Vol.26, pp.787-800, 2003

## TSUNAMI RUN-UP SIMULATION BY ISPH METHOD WITH HIGH RESOLUTION GEOMETRICAL MODELING

Keisuke FUJIMOTO, Mitsuteru ASAI, Masaharu ISHIKI,  
Hiroshi TATESAWA and Tsutomu MIKAMI

The huge tsunami caused by the Great Tohoku Earthquake devastated the coastal area on March 11, 2011. Therefore, it is important to review disaster prevention and reduction of the coastal regions. In this study, the tsunami analysis by SPH method which is one of the meshfree analysis is developed in order to accurately assess the fluid force acting on the structure, and flood damage prediction as one of the disaster prevention and reduction. In this paper, it describes how Incompressible SPH (ISPH) method to easy the conditions uncompressed is improved of the ISPH method was developed for the analysis of incompressible fluid. Then, this method was applied to Tsunami analysis with a high resolution geometric model in Taro city.