

SPH シミュレーションに基づく 液体貯蔵タンクの固定式屋根に作用するスロッシング荷重の評価

EVALUATION OF SLOSHING LOAD ACTING ON FIXED ROOF OF LIQUID STORAGE TANK BASED ON SPH SIMULATION

小野 祐輔*・岩本 哲也**・Charles Scawthorn***
Yusuke ONO, Tetsuya IWAMOTO and Charles SCAWTHORN

*京都大学大学院助教 工学研究科都市社会工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂)

**京都大学大学院修士課程学生 工学研究科都市社会工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂)

***京都大学大学院教授 工学研究科都市社会工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂)

It is difficult to evaluate the sloshing load acting on a fixed roof of tank because it depends on the collision of the liquid to the roof. In this paper, the SPH simulation was introduced to evaluate the load acting on a fixed roof. The results obtained by the simulation showed good agreement with those obtained from other method. In addition, the effect of the roof-liquid clearance on the sloshing load acting on the roof was investigated by using the SPH simulation. The load acting on the roof increases with the tank width even though the clearance between the roof and liquid is constant.

Key Words : *Sloshing, Liquid storage tank, Earthquake and Smoothed Particle Hydrodynamics*

1. 序論

地震によって引き起こされる液体燃料貯蔵タンクのスロッシングは、比較的大きなマグニチュードの地震によって生成される長周期地震動と共振することで振幅が増大し、火災や内容物の流出といった災害につながる。地震動の予測手法の高度化や地下構造の解明が進んだことにより、大都市圏の臨海部の液体燃料貯蔵タンクは高い被災ポテンシャルを有していると考えられるようになった。そのため、地震時のスロッシングの規模と、スロッシングによるタンクへの作用荷重を予測することは、重要な研究課題である。

本研究では SPH 法^{1,3)}と呼ばれる数値解析によって、固定屋根を含む液体貯蔵タンクに作用するスロッシング荷重の評価を試みる。SPH 法では連続体において各種の物理量を評価する位置を粒子として離散化し、時間ごとに各々の粒子における密度や速度など評価する。SPH 法は宇宙物理学における星雲の衝突や分裂などを解析する圧縮性流体の数値解析法として提案された^{2,3)}。その後、メッシュ生成が不要で大変形解析に適正が高いというメリットが注目され、複雑な自由表面形状を持つ自由表面流れ^{4,6)}や弾性体⁶⁻⁸⁾、構造物と流体の相互作用の解析⁹⁻¹¹⁾などにも適用された。さらには地盤工学の分野にも応用¹²⁻¹⁴⁾が試みられている。

2. SPH法

2.1 ナビエ・ストークス方程式とその離散化

本論文では、タンク内の流体をニュートン流体とし、その運動をナビエ・ストークス方程式によって表す。

$$\frac{Dv^\alpha}{Dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma^{\alpha\beta}}{\partial x^\beta} + f^\alpha \quad (1)$$

ここで v^α は流速の x^α 成分であり、 t は時間、 ρ は密度、 $\sigma^{\alpha\beta}$ は応力テンソルの成分、 f^α は流体に作用する体積力の x^α 成分を表す。ただし、

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v^\alpha \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \quad (2)$$

である。

ニュートン流体の応力テンソルは次式で表される。

$$\sigma^{\alpha\beta} = -p\delta^{\alpha\beta} + \mu V^{\alpha\beta} \quad (3)$$

ここで p は圧力、 μ は粘性係数を表す。 $\delta^{\alpha\beta}$ はクロネッカーのデルタである。また、テンソル $V^{\alpha\beta}$ は次式で与えられる。

$$V^{\alpha\beta} = \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\alpha} + \frac{\partial v^\alpha}{\partial x^\beta} - \frac{2}{3}\delta^{\alpha\beta} \frac{\partial v^\gamma}{\partial x^\gamma} \quad (4)$$

式(4)を SPH 法にしたがって離散化することにより、次式を得る¹⁾。

$$\begin{aligned} V_i^{\alpha\beta} = & \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} (v_j^\beta - v_i^\beta) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\alpha} \\ & + \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} (v_j^\alpha - v_i^\alpha) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \\ & - \frac{2}{3}\delta^{\alpha\beta} \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} (v_j^\gamma - v_i^\gamma) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\gamma} \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、添字 ij は離散化された個々の SPH 粒子を表し、 m, ρ はそれぞれ SPH 粒子の質量、密度である。また、 W_{ij} は粒子 i, j の組み合わせに対するカーネル関数と呼ばれる平滑化関数であり、本論文では SPH 法において最も一般的な 3 次 B-スプライン関数を用いた。同様に、式(1)を SPH 法によって離散化すると次式となる¹⁾。

$$\frac{Dv_i^\alpha}{Dt} = \frac{1}{\rho_i} \sum_j \sigma_j^{\alpha\beta} \frac{m_j}{\rho_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + f_i^\alpha \quad (6)$$

一方、

$$\sum_j \sigma_i^{\alpha\beta} \frac{m_j}{\rho_i \rho_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} = \frac{\sigma_i^{\alpha\beta}}{\rho_i} \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} = \frac{\sigma_i^{\alpha\beta}}{\rho_i} \frac{\partial 1}{\partial x_i^\beta} = 0 \quad (7)$$

であるので、これを式(6)の両辺に加えることで次式を得る。

$$\frac{Dv_i^\alpha}{Dt} = \sum_j m_j \left(\frac{\sigma_i^{\alpha\beta} + \sigma_j^{\alpha\beta}}{\rho_i \rho_j} + \delta^{\alpha\beta} \Pi_{ij} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + f_i^\alpha \quad (8)$$

式(8)によれば、粒子 i の粒子 j に対する作用と、粒子 j の粒子 i に対する作用が等しくなるので、運動量保存則が成り立っていることが分かる。

SPH 法による流体解析では、解析の安定性のために、式(8)にさらに人工粘性項を加えたものを運動方程式として用いることが多い。すなわち、

$$\frac{Dv_i^\alpha}{Dt} = \sum_j m_j \left(\frac{\sigma_i^{\alpha\beta} + \sigma_j^{\alpha\beta}}{\rho_i \rho_j} + \delta^{\alpha\beta} \Pi_{ij} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + f_i^\alpha \quad (9)$$

である。ここで、人工粘性項 Π_{ij} は Monaghan によって次式で与えられている⁵⁾。

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} \frac{-\alpha_\Pi \bar{c}_{ij} \phi_{ij} + \beta_\Pi \phi_{ij}^2}{\bar{\rho}_{ij}} & v_{ij} \cdot x_{ij} < 0 \\ 0 & v_{ij} \cdot x_{ij} \geq 0 \end{cases} \quad (10)$$

ただし、

$$\phi_{ij} = \frac{h_{ij} v_{ij} \cdot x_{ij}}{|x_{ij}|^2 + \phi^2} \quad (11)$$

$$\bar{c}_{ij} = \frac{1}{2}(c_i + c_j) \quad (12)$$

$$\bar{\rho}_{ij} = \frac{1}{2}(\rho_i + \rho_j) \quad (13)$$

$$h_{ij} = \frac{1}{2}(h_i + h_j) \quad (14)$$

$$v_{ij} = v_i - v_j \quad (15)$$

$$x_{ij} = x_i - x_j \quad (16)$$

である。 α_Π 、 β_Π は定数、 $\phi = 0.1 h_{ij}$ は粒子が互いに近づくケースにおける解の発散を防ぐために導入されたパラメータである。 c_i 、 h_i はそれぞれ粒子 i に対応する物体中の音速、影響半径を表す。本論文では文献^{5,9,10)}を参考にして $\alpha_\Pi = 0.01$ 、 $\beta_\Pi = 0$ とする。また音速 c_i については、

$$c_i = \eta \sqrt{200 g H} \quad (17)$$

と与える。 η は定数で本論文では 0.1 とする。 g は重力加速度、 H は初期状態におけるタンク内溶液

の水深である。

2.2 状態方程式

SPH 法は本来、圧縮性流体を対象とした解析法であるため、水のような非圧縮性流体解析に適用するためには特別な取り扱いが必要となる。これまでに、SMAC-SPH 法¹¹⁾など、非圧縮性を厳密に取り扱うことのできる手法が提案されているが、本論文では標準的な SPH 法のアルゴリズムがそのまま適用でき、これまでにその妥当性が検証されている Monaghan⁹⁾の疑似圧縮性を採用する。この方法では、圧力を次式の状態方程式にしたがって計算する。

$$p = B \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (18)$$

ここで、 ρ_0 は参照密度として使用される初期密度を表す。 γ は定数で、本論文では Monaghan⁹⁾にしたがい 7 とした。また、 B は流体の圧縮性を決める定数係数であり、文献¹⁾を参考にして 1.013×10^5 [Pa] を用いた。

2.3 密度の更新

SPH 法による疑似非圧縮性流体解析では、密度変化に応じて状態方程式から流体の圧力が算定される。SPH 法では、密度を更新するアルゴリズムとしていくつものものが知られているが、本論文では最も基本的な次式¹⁾を用いる。

$$\rho_i = \sum_{j=1}^N m_j W_{ij} \quad (19)$$

2.4 境界条件

本論文では、SPH 粒子を流体粒子と壁面粒子に分類する。流体粒子は通常の SPH 粒子である。壁面粒子は、流体粒子と同様に密度の計算を行うが、移動を拘束する。境界はフリースリップ条件とする。流体粒子の密度の更新を行う際に、壁面粒子近傍で粒子数の不足による密度の低下を防ぐため、壁面粒子は三層配置する。

自由表面付近において、粒子数の不足により密度が低下し負圧が発生する。そこで、閾値 β に対して

$$\beta > \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} W_{ij} \quad (20)$$

を満たすとき、その粒子は自由表面にあるとみなして、密度を初期密度に置き換える。(20)式の右辺の式はカーネル関数そのものの積分を意味するので、周囲の粒子数が十分であれば通常 1.0 に近い値となる。本論文で示す数値計算では、 β として 0.95 を用いている。

2.5 時間積分

時間積分には Leap-frog 法を用いる。Leap-frog 法

表-1 解析パラメータの諸元

タンク幅 $2l$	1.0 m
タンク高さ	1.0 m
初期状態での水深 H	0.5 m
流体の密度	$1.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
流体の粘性係数	$1.0 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^1\text{s}$

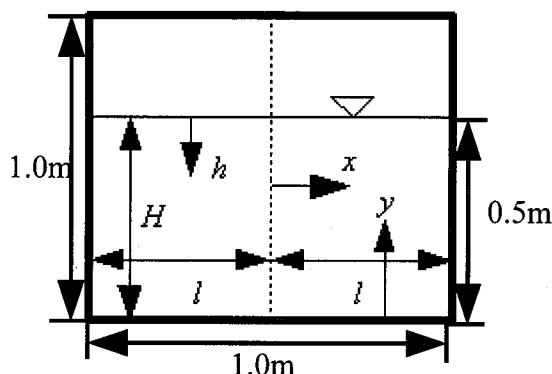


図-1 タンクのモデル

では、粒子の速度 v と位置座標 x を次式によって更新する。

$$v(t + \frac{1}{2}\delta t) = v(t - \frac{1}{2}\delta t) + \delta t \frac{dv}{dt}(t) \quad (21)$$

$$x(t + \delta t) = x(t) + \delta t v(t + \frac{1}{2}\delta t) \quad (22)$$

ここで、 δt は解析ステップの時間間隔を表す。

2.6 タンクに作用する荷重の評価法

壁面粒子に一番近い水粒子の圧力の値を壁面にかかる荷重として評価する。また、SPH法の特徴として圧力が短時間で局所的に変化し、圧力分布に偏りが生じてしまう。そこで、次式による圧力の平滑化を行った。

$$p_i' = p_i - \varepsilon \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} p_{ij} W_{ij} \quad (23)$$

ここで $p_{ij} = p_i - p_j$ であり、 $\varepsilon = 0.5$ とした。

さらに安定した圧力評価を行うため、時間方向に対しても前後 20 ステップずつの幅を持つ長方形ウィンドウを用いて平滑化処理を行い、その結果を壁面粒子の圧力とする。

3. 解析結果

3.1 二次元タンクモデルのスロッシング解析

(1) 解析条件

解析条件は実験値との比較のため、文献¹⁷⁾を参照して表-1のように設定した。このモデルの速度ポテンシャル理論による固有円振動数は 5.31Hz である。外力は正弦波 $A\omega^2 \sin \omega t$ を慣性力

analytic pressure(Pa)

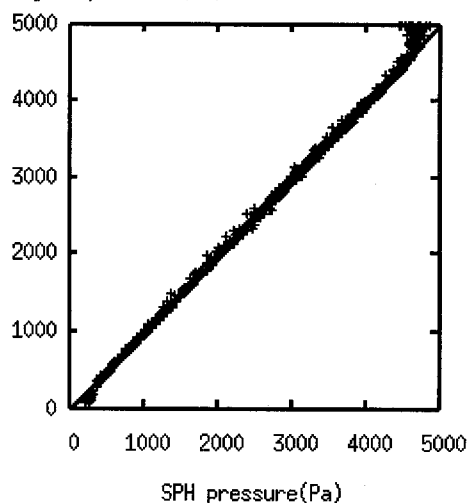


図-2 SPH解析と理論値の静水圧分布の比較

$a = -A\omega^2 \sin \omega t$ として直接水粒子に与える。振幅 A は 0.0093 m、入力正弦波の円振動数 ω は 5.311 rad/s とする。その他、解析に必要なパラメータは、影響半径 0.0052 m、計算時間間隔 1.0×10^{-3} s、計算ステップ数 12,000 (計算時間 12 秒) である。

初期状態において粒子は、間隔 0.02 m の均等格子状に配置する。総粒子数は 1,974 個となった。また、解析開始から最初の 2 秒間は、重力のみを作用させた状態で粒子の圧力分布を安定させ、その後に正弦波による加振を行う。

(2) 静水圧分布

ここでは流体の静水圧分布について、SPH法による解析結果と理論値の比較を行う。静水圧の理論値は次式によって求められる。

$$p = \rho g h \quad (24)$$

ここで h は水面から鉛直下向きを正とした場合の水深の値である。

図-2は液体の圧力について、SPH法による解析値を横軸に、式(24)から求めた理論値を縦軸にとり、両者の関係を粒子毎にプロットしたものである。傾き 1 の直線上にプロットされていることから、SPH法によって得られた値は理論値と良く一致していることが分かる。ただし、理論値と比べて圧力が大きな粒子でSPH法による解析結果が小さくなっている。これは、状態方程式によって圧力が密度の関数として求められるが、初期密度のまま変化しない壁面粒子の平滑化による影響を受けて、境界付近の流体粒子の密度が小さめに評価されるためである。

(3) スロッシング波高

スロッシングの波高に着目し、SPH法による解析結果と実験値^{17),18)}との比較検討を行う。タンク内左壁における水位の時刻歴の実験値と解析結果を比較

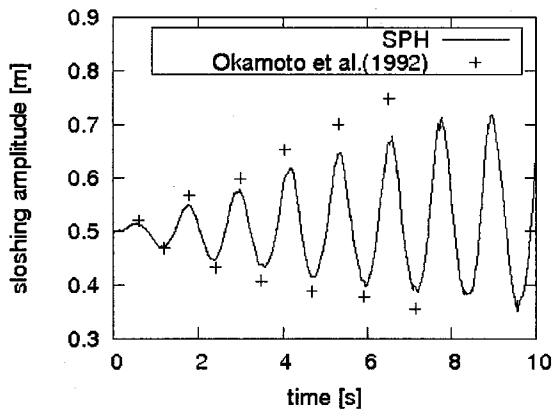


図-3 SPH解析と実験¹⁷⁾のスロッシング波高の比較

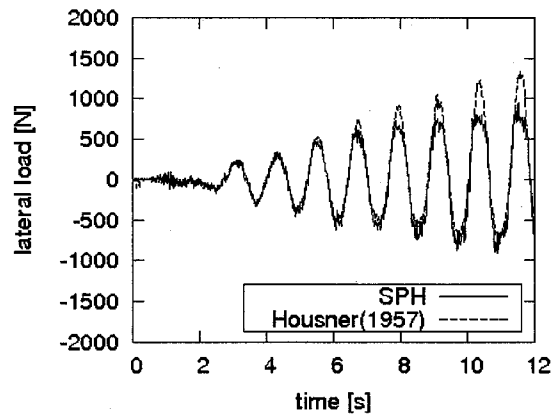
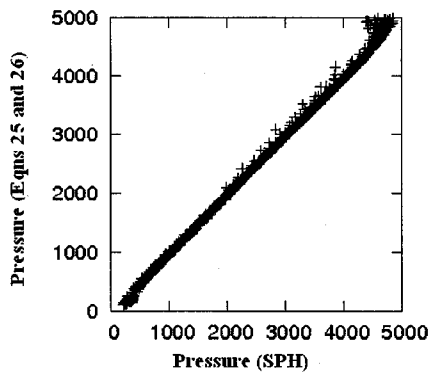
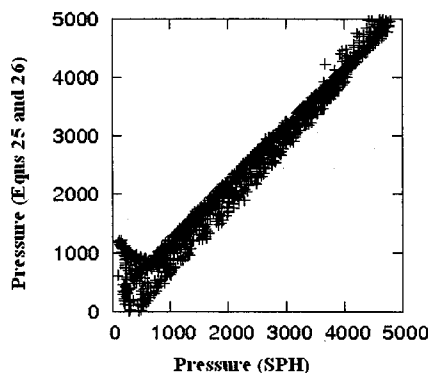


図-5 タンク側壁に作用する荷重



(a) 3.0 秒後



(b) 7.0 秒後

図-4 SPH解析と Housnerによる理論値との比較

したものを図-3に示す。SPH法によっても、スロッシングの波高が徐々に大きくなっていく様子が再現できている。特にスロッシングの周期は、解析結果と実験値の良好一致が見られる。波高に関しては、解析結果の方が実験値と比べて小さくなっている。これは粒子法の特徴として、入力された外力が粒子の微小振動に転換される傾向にある事が一因として考えられる¹⁹⁾。また、数値解析を安定させるために導入している人工粘性による影響も考えられる。そこで、人工粘性を除いた場合についても解析を行ったところ、より実験値に近い波高が得られたが、解

析を続けるとスロッシングが定常状態に達する前に粒子が飛び散り解析が破綻した。

(4) 動水圧分布

Housner²⁰⁾は、図-1に示す座標系において慣性力による動水圧を次式のように求めた。

$$p = \rho a H \sqrt{3} \left(\frac{h}{H} - \frac{1}{2} \left(\frac{h}{H} \right)^2 \right) \frac{\sinh \sqrt{3} \frac{x}{H}}{\cosh \sqrt{3} \frac{l}{H}} \quad (25)$$

一方、スロッシングによる自由表面の変化による動水圧を次式のように求めた。

$$p = -\rho \frac{l^2}{2} \sqrt{\frac{5}{2}} \left(\frac{x}{l} - \frac{1}{3} \left(\frac{x}{l} \right)^3 \right) \frac{\cosh \sqrt{\frac{5}{2}} \frac{y}{l}}{\sinh \sqrt{\frac{5}{2}} \frac{H}{l}} \omega^2 \theta_H \quad (26)$$

ここで ω はタンクモデルの固有円振動数であり、 θ_H は自由表面の水平面に対する傾きである。また、 a はタンクの振動によって流体が受ける慣性力である。式(25)と式(26)、さらに静水圧を足し合わせたものが動水状態における各座標での圧力となる。

図-4は加振開始から3.0秒後、7.0秒後について、SPH解析によって得られた流体粒子の圧力を横軸に、各流体粒子位置に置ける圧力をHousnerの式で求めた値を縦軸にとってプロットしたものである。加振開始から3.0秒後ではプロットした点が傾き1の直線に沿って分布しており、SPH解析によって精度良く流体中の圧力が求められている。一方、7.0秒後では、ほとんどの流体粒子についてSPH解析結果の方がHousnerの式から求めた値よりも大きくなっている。これは、水面変形が大きくなってくると、Housnerの式を導出する際の水面形状が直線的であるという仮定が満足されなくなることが原因として考えられる。

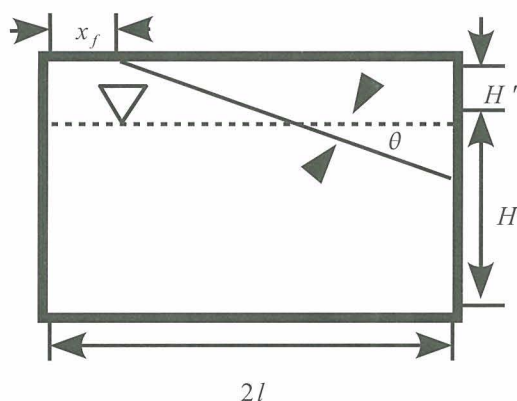


図-6 タンクのモデル

(5) タンク側壁に作用する荷重

図-5は、各時刻において SPH 解析結果から得られた圧力を積分することでタンク側壁に作用する荷重(ベースシア)を求め、Housner による理論値と比較したものである。両者は良く一致している。時刻が進みスロッシングの振幅が大きくなるにしたがって、SPH 解析結果と理論値との違いが現れてくるのは、水面形状が直線的でなくなり、理論式を導く際の仮定が成り立たなくなることが一因として挙げられる。

3.2 タンク固定屋根部にかかる圧力の評価

(1) 解析条件

解析条件は前節と同様に表-1のように設定する。ただし、タンク高さは 0.56 m~0.66 m の範囲で変化させる。ただし、初期水深は変化させない。外力は正弦波 $A\omega^2 \sin \omega t$ を慣性力 $a = -A\omega^2 \sin \omega t$ として直接水粒子に与える。振幅 A は 0.0279 m、入力正弦波の円振動数 ω は 5.311 rad/s とする。その他、解析に必要なパラメータは、影響半径 0.0052 m、計算時間間隔 1.0×10^{-3} s、計算ステップ数 4,000 (計算時間 4 秒) である。初期状態において粒子は、間隔 0.02 m の均等格子状に配置する。また、解析開始から最初の 2 秒間は、重力のみを作用させた状態で粒子の圧力分布を安定させ、その後に正弦波による加振を行う。

(2) タンク屋根部に作用する最大圧力

Malhotra²¹⁾は図-6に示す座標系においてタンク屋根部にかかる最大圧力を次式のように求めた。

$$P_{max} = \rho \cdot g \cdot x_f \tan \theta \quad (27)$$

本論文では自由表面が直線的でない場合に角度 θ の定義が難しいことを考慮し、一律 $\theta = \pi/4$ とした。

Kurihara²²⁾は図-6に示す座標系においてタンク屋根部にかかる最大圧力を次式のように求めた。

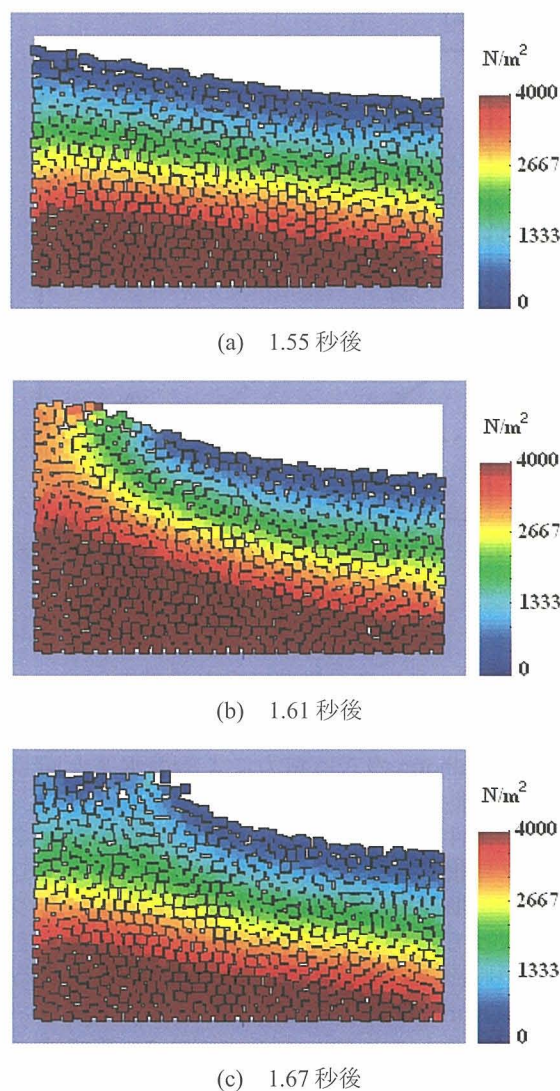


図-7 SPH 解析による水压分布

$$P_{max} = \frac{6.63 \rho \cdot (H+H')l}{g \cdot H'} \cdot \frac{(0.2l+H+H')}{(0.4l+H+H')^2} v^2 + \frac{0.35 \rho \cdot l(H+H')}{g \cdot (0.4l+H+H')} \omega v \quad (28)$$

ここで v はタンク屋根部に衝突する直前の波頭の速度である。

図-7にタンク高さが 0.6 m の場合において、加振開始から 1.55 秒後、1.61 秒後、1.67 秒後の圧力分布の SPH 法による解析結果を示す。1.61 秒後の段階でタンク屋根部に最大圧力が生じている。図-8は同様の解析をタンク高さ 0.56 m~0.66 m の範囲で 0.02 m ずつ変化させて行い、タンク高さを横軸に、屋根部にかかる最大圧力を縦軸にとってプロットしたものである。SPH 法による解析結果は時間軸方向の平滑化ステップ数 8, 20, 40 の 3 ケースの結果をプロットしている。また、SPH 粒子の位置と速度から Malhotra の式と Kurihara の式による最大圧力を算出しプロットした。この図によると、Malhotra による

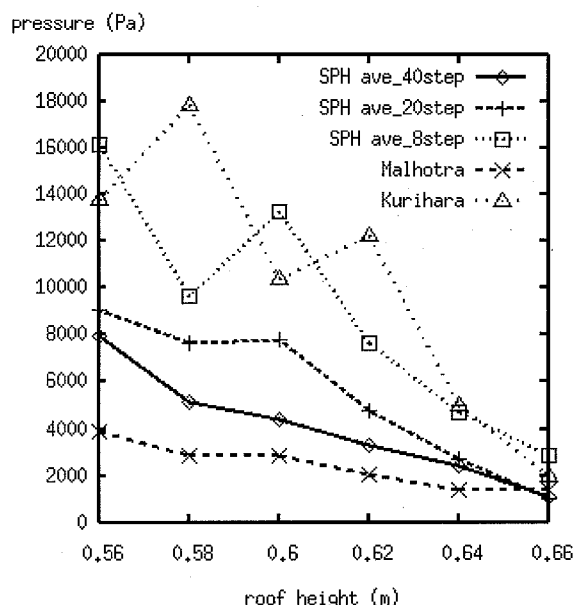


図-8 タンク屋根部にかかる最大圧力

最大圧力は他の方法に比べて小さい値となっている。これは、Malhotra の式は重力による静水圧と同じような形で慣性力による圧力を評価する式なので、今回の解析条件のように共振によって波高が大きくなりタンク屋根部に波頭が衝突するようなケースでは、 x_f の値が慣性力に基づいた水面変形によるものではなくてしまい、最大圧力が正しく評価できないことが原因として考えられる。SPH 解析による最大圧力は Kurihara による最大圧力に比べて小さい値となっている。これは、本手法では 2.6 節で述べたように安定した圧力評価をするために時間軸方向に圧力の平滑化を行っているため、短時間に大きな圧力がかかる場合には時間軸方向に圧力の値が拡散してしまうことが原因として考えられる。平滑化ステップ数が少ないほど瞬間的な最大圧力が正しく評価されている。

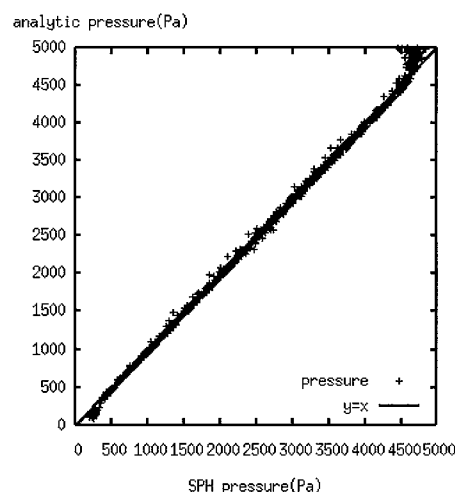
図-9 に図-2 と同様の比較を平滑化ステップ数 8, 20, 40 それぞれのケースで行った結果を示す。この図より平滑化ステップ数が少ないと SPH 法による解析結果の精度が低下することがわかる。これは、2.6 節で述べた SPH 法の特徴に因るものである。

以上の結果から、本手法における瞬間的な最大圧力の評価と安定した圧力分布の評価はトレードオフの関係にあることがわかる。

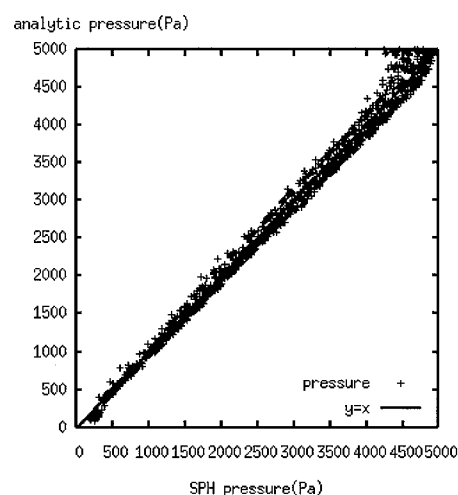
3.3 タンク固定屋根部にかかる力の評価

(1) 解析条件

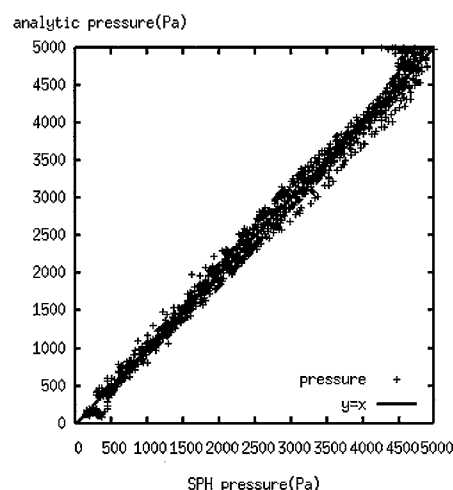
解析条件は表-1 のように設定する。ただし、タンクのモデルは幅 1.5 m, 1.0 m, 0.5 m の 3 パターンを考えるものとし、前節と同様に屋根の位置を変化させる。外力は正弦波 $A\omega^2 \sin \omega t$ を慣性力 $a = -A\omega^2 \sin \omega t$ として直接水粒子に与える。振幅



(a) 平滑化ステップ数 40



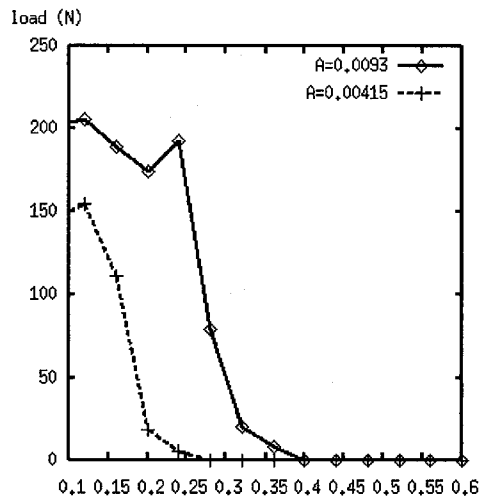
(a) 平滑化ステップ数 20



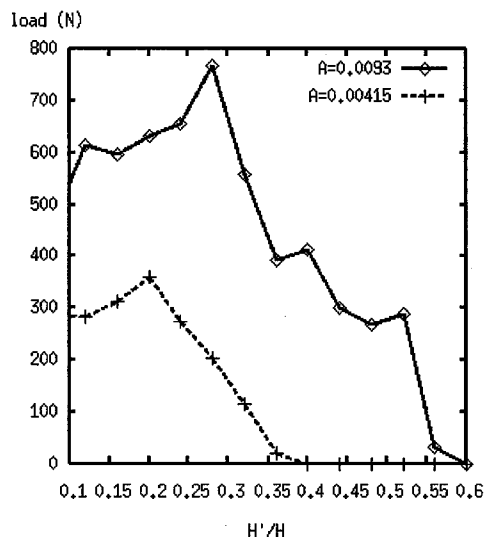
(c) 平滑化ステップ数 8

図-9 平滑化ステップ数と解析精度の比較

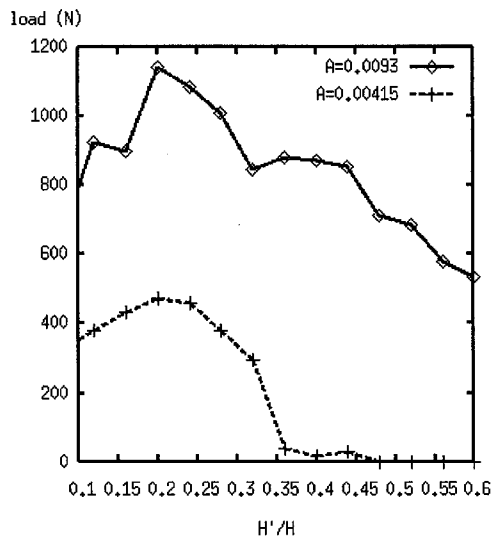
A は 0.0093 m, 0.00415 m の 2 パターンを考える。入



(a) タンク幅 0.5 m



(b) タンク幅 1.0 m



(c) タンク幅 1.5 m

図-10 タンク屋根部にかかる最大荷重

力正弦波の円振動数 ω は幅 1.5 m, 1.0 m, 0.5 m のタンクモデルに対する速度ポテンシャル理論による固有円振動数として、それぞれ 4.00 rad/s, 5.31 rad/s, 7.83 rad/s とする。その他、解析に必要なパラメータは、影響半径 0.0052 m, 計算時間間隔 1.0×10^{-3} s, 計算ステップ数は屋根部にかかる最大荷重を評価するための十分な解析時間として最大 50,000 (50 秒) とする。初期状態において粒子は、間隔 0.02 m の均等格子状に配置する。また、解析開始から最初の 2 秒間は、重力のみを作用させた状態で粒子の圧力分布を安定させ、その後正弦波による加振を行う。

(2) タンク屋根に作用する最大荷重

図-10 は、初期状態においてタンク屋根と液体との隙間 H' を初期水深 H で割った値を横軸に、SPH 解析結果から得られた圧力を積分することでタンク屋根部に作用する最大荷重を縦軸にとってプロットしたものである。解析においては、初期水深 H を固定し、隙間 H' を変化させているため、この図では横軸の値が大きくなるほど、初期状態における液面と屋根との間隔が大きいことを意味している。

この図からは、屋根と液体の間隔が同じであっても、タンクの幅が大きくなるほど大きな荷重が屋根部に作用していることが分かる。また、当然、屋根と液面との隙間が大きくなるにしたがって、屋根に作用する荷重は減少するが、その割合はタンクの幅が大きくなると緩やかになっている。これは、タンク幅が大きくなれば周期も大きくなるため、屋根に多くの粒子が長時間ぶつかりやすくなることが原因として考えられる。

4. 結論

本論文では、SPH法シミュレーションによって、液体貯蔵タンクの固定式屋根に作用するスロッシング荷重の評価を行った。SPH法シミュレーションによって得られた結果を既存の二つの評価式と比較したところ、これらと良く対応する値が得られた。したがって、液体貯蔵タンクの固定式屋根に作用するスロッシング荷重の評価に、SPH法シミュレーションが有効であると考えられる。さらに、液体と屋根の間隔及びタンク形状による屋根に作用する最大荷重の変化を調べたところ、屋根と液体の間隔が同じであっても、タンクの幅が大きくなるほど大きな荷重が屋根に作用することが分かった。

今後は、実験との比較などを行って解析精度の向上を図るとともに、パラメータスタディを行うことにより、液体貯蔵タンクの固定式屋根に作用するスロッシング荷重の特性を明らかにし、実用的な予測式の開発に取り組む予定である。

参考文献

- 1) G.R. Liu, M.B. Liu: Smoothed Particle Hydrodynamics a meshfree particle method, World Scientific Publishing, 2003.
- 2) L.B. Lucy: A numerical approach to the testing of the fission hypothesis, *The Astronomical Journal*, vol.82, No.12, pp.1013-1024, 1977.
- 3) R.A. Gingold and J.J. Monaghan: Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars, *Monthly Notes of Royal Astronomical Society*, Vol.181, pp.375-389, 1977.
- 4) 伊澤精一郎他: 自由表面及び相変化を伴う非圧縮性流れのSPHシミュレーション, 第19回数値流体力学シンポジウム, 2005.
- 5) J.J. Monaghan: Simulating Free Surface Flows with SPH, *Journal of Computational Physics*, Vol.110, pp.399-406, 1994.
- 6) J.P. Gray, J.J. Monaghan and R.P. Swift: SPH elastic dynamics, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 190, pp.6641-6662, 2001.
- 7) 酒井譲, 山下彰彦: SPH理論に基づく粒子法による構造解析の基礎的検討, 日本機械学会論文集A編, Vol. 67, No. 659, pp. 1093-1102, 2001.
- 8) 宋武燮, 酒井譲, 山下彰彦: SPH法による弾塑性解析手法の検討(第1報, 2次元小変形問題), 日本機械学会論文集A編, Vol. 68, No. 669, pp. 772-778, 2002.
- 9) 篠原寿充, 中山司: SPH法による液体-固体連成問題の数値解析, 第17回数値流体力学シンポジウム, 2003.
- 10) 篠原寿充, 岡部啓一, 中山司: ウォータージェットによる固体切断の数値シミュレーション, 中央大学理工学研究所論文集, Vol. 10, pp. 21-32, 2004.
- 11) 陸田秀実, 土井康明: SPH法による砕波と沿岸構造物の相互作用に関する数値解析, 第19回数値流体力学シンポジウム, 2005.
- 12) M.Naili, et al.: A 2D Smoothed Particle Hydrodynamics method for liquefaction induced lateral spreading analysis, *Journal of Applied Mechanics*, Vol.8, pp.591-599, 2005.
- 13) 竿本英貴他: 豊浦砂の高解像度X線CT画像を利用した三次元多孔質体モデルの構築およびSPHによる透水シミュレーション, 応用力学論文集, Vol.9, pp.649-657, 2006.
- 14) 小野祐輔, 西田真悟, 清野純史: SPH法による土構造物の弾塑性解析, 応用力学論文集, Vol. 9, pp. 717-723, 2006.
- 15) 西田真悟, 小野祐輔, 清野純史: SPH法による土構造物の崩壊シミュレーション, 第12回日本地震工学シンポジウム論文集, 2006.
- 16) 小野祐輔, 西田真悟, 清野純史: SPH法による盛土破壊シミュレーションとそのCG化, 地域安全学会論文集, Vol. 8, pp. 1-6, 2006.
- 17) T. Okamoto and M. Kawahara: Two-dimensional sloshing analysis by the Arbitrary Lagrangian-Eulerian finite element methods, *Proceedings of JSCE*, Vol.441/I-18, pp.39-49, 1992.
- 18) Seizo TANAKA, Masaaki SAKURABA, Kazuo HASHIYAMA: Non-linear Analysis of Free Surface Flows by ALE Parallel Finite Element Method, 第十四回数値流体力学シンポジウム, 2000.
- 19) 越塚誠一: 粒子法, 丸善, 2005.
- 20) G.W. Housner: Dynamic Pressure on Accelerated Fluid Containers, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 1957.
- 21) Praveen K.Malhotra, M.EERI: Sloshing Loads in Liquid-Storage Tanks with insufficient Freeboard, *Earthquake Spectra*, Volume 21, No.4, pp.1185-1192, 2005.
- 22) Chizuko Kurihara, Yoshino MASUKO, Akio SAKURAI: SLOSHING IMPACT PRESSURES OF ROOFED LIQUID STORAGE TANKS, *Structural Eng./Earthquake Eng.* Vol.8, No.2, pp.95-102, 1991.

(2007年4月12日受付)