

安定化MPS法による津波防護壁に作用する津波波力の解析

高梨 和光*

1. はじめに

2004年のインド洋大津波はチリ津波に匹敵するM9.0の地震で引き起こされた津波である。被災地域はインド洋沿岸のインドネシア、スリランカ、タイ、インド、マレーシア、モルディブまで及んでいる。このような巨大地震による津波被害が日本周辺でも想定されており、港湾施設、エネルギー施設や防衛施設等に津波被害を発生する可能性がある。現在、ブシネスク方程式に基づく非線形長波方程式を解析して津波ハザードマップを求め、津波対策工の検討を行っている。しかし、この津波ハザードマップからの津波の高さは津波防波堤や防浪堤（陸上部での重力式堤体構造）の設計にしか使うことができない。このため、津波対策工が大規模な構造物になり、十分な設置場所と建設費用を充当しなければならないため、津波対策の遅延原因となっている。津波防波堤や防浪堤の上記の欠点を取り除いた津波防護壁は配管やケーブルが錯綜した場所でも安価に施工できるが、設計条件として津波波力が必要になる。本研究は港湾施設、エネルギー施設や防衛施設等を津波から防護する津波防護壁の設計波力を算定する方法として、移動境界現象や不連続な現象を解析できる安定化MPS (Moving Particle Semi-implicit) 法の妥当性についての検討を行なうものである。

2. 安定化MPS法による津波波力の解析

2.1 MPS法の有効性と理論的背景

インド洋大津波では盾となった陸地の周囲にも津波は回折して内側まで回り込んで大き

な被害をもたらしている。これは津波が遠浅の沿岸や島嶼付近に達し押し寄せた場合も自然地形や形状により、指向性のある強大な津波になり、陸地から反射した津波との干渉で様々な津波現象が起きていたことが考えられる。今までに、日本に來襲した津波では海底形状や海岸形状による津波の増幅や遡上（陸上や河川）が良く知られていたが、今回のインド洋大津波では、近年（主に1980年以降）に確認された津波現象（レンズ効果、津波ソリトン、トラッピング現象、回り込み現象や島嶼による遮蔽効果）¹⁾が数多く発生していることが確認できる。これらの津波現象では巻波砕波 (Pic.1)、洪水のような押し波 (Pic.2)、渦を伴う津波の引き波 (Pic.3)、ソ



Pic.1 巻波砕波で來襲する津波 (タイ)



Pic.2 洪水のような津波の押し波 (インド)

* 清水建設 土木事業本部 土木技術本部



Pic.3 渦を伴う津波の引き波 (タイ)



Pic.4 ソリトン分裂による段波津波 (タイ)



Pic.5 漂流物を伴い遡上する津波 (インドネシア)

リトン分裂による段波津波 (Pic.4), 漂流物を伴う陸上遡上する津波 (Pic.5) 等の津波が観測された。ビデオや写真で撮られた津波 2) の先端部は激しく乱れ, あたかも流れのような挙動を示している。このため, インドネシアのバンダアチェ市に襲った漂流物を伴う遡上津波 (Pic.5) は津波高さが高々 70cm 程度だったにもかかわらず, バンダアチェ市内に対して壊滅的な被害をもたらしている。

今までに, 自由表面を解析できる流体解析 (Fig.1) は多数提案されている。しかし, このような陸上に遡上してくるような津波は流体界面での変形が非常に大きく, 従来のメッシュに依存した解析法では解析するのが難しい。特に, 流体同士が激しく衝突した現象や破壊された建造物の瓦礫が新たな漂流物になる現象を表現できる解析は従来のメッシュに依存した解析では不可能に近いと考えられる。このため, 津波が建造物にぶつかって水しぶきが飛ぶ現象を表現できる手法としてはメッシュレスで粒子法の一つである MPS 法について検討を行った。この MPS 法 3), 4) は粒子から構成されているので自由表面だけでなく水塊が不連続に飛び散る現象を解析でき, 原子力, 船舶の学分野で多く適用されて良い結果が報告されている。

MPS 法は砕波や飛沫のような水塊が分離や合体を行なう現象を安定して計算できる解析手法であり, 漂流物のような剛体との連成解析にも適用可能である。自由表面およびそれに伴ない水塊が不連続な現象を解析する方法の比較を Tab.1 に示す。

MPS 法が不連続現象を難なく解析ができるのは, 数学的な理論としてルベグ積分論に立脚していると考えられる。従来の解析法が区分的関数とリーマン積分に立脚し, 不連続な境界の挙動を区分的関数の区間や積分の上端・下端に対応させている。このため, 定義域での不連続が多くなると誤差の要因になる。理論的には可算濃度の不連続部分がある場合もリーマン積分は可能であるが, 定義域に連続と不連続が混在した状態になり, 数値解析においては極度の精度の低下を招く。し

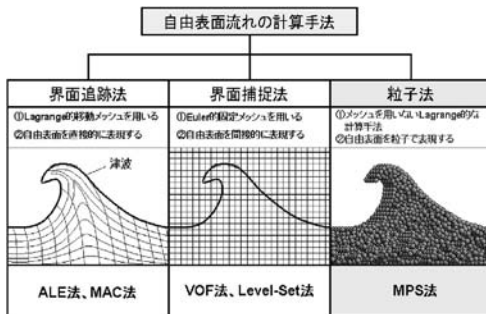


Fig. 1 自由表面流れの計算手法

Tab. 1 自由表面を有する流体解析法の比較

自由表面を有する流体解析法				
メッシュ	メッシュ法		メッシュレス法	
界面評価	界面追跡法 (移動メッシュ)		界面固定法 (固定メッシュ)	
解析名	ALE法	MAC法	VOF法	Level-Set法
長所	自由表面での境界条件の設定が容易。		自由表面の解析が可能。	
短所	界面が大変形しすぎると計算ができない。		自由表面が変形不可。	
積分	区分的関数とリーマン積分		区分的関数とリーマン積分	
適用	界面の大変形が困難なため、津波波力解析には不適。		複雑に変形する津波波力解析には不適。	
評価	×		△	
			○	

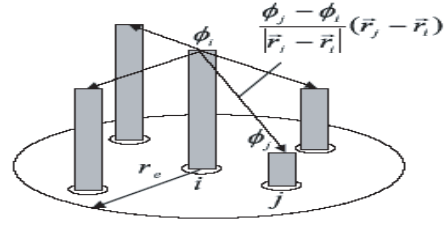


Fig. 2 重み関数(影響半径)と粒子間相互モデル

たがって、不連続部分が多くなり、不連続部分が連続体濃度になった場合には値域に対する測度空間での積分、つまりルベグ積分を採用するのが良い。

MPS 法では領域分割に対応する遠方からの相互作用の切断を区分的関数でなく影響半径を示す影響関数(重み関数)で考慮し、定義域に対応する測度空間としては粒子と粒子数密度を対応させている。このため、積分した結果に対応する粒子間相互モデルによって、メッシュを使わずに離散化することができる。

2.2 MPS法による離散化と安定化

MPS 法では支配方程式として連続の式と Navier-Stokes 式を用いる。Navier-Stokes 式に含まれる微分演算子の Gradient と Laplacian を MPS 法では任意粒子 i とその近傍粒子 j との粒子間相互作用モデルを用いて次式で表わす。

$$(1) \quad \langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{\phi_j - \phi_i}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2} (\vec{r}_j - \vec{r}_i) w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \right]$$

$$(2) \quad \langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2d}{\lambda n^0} \sum_{j \neq i} \left[(\phi_j - \phi_i) w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \right]$$

ここで、 \vec{r} は位置ベクトル、 d は次元数、 w は影響関数(重み関数)で粒子間距離 r を用いて次式で表される。

$$(3) \quad w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & r \leq r_e \\ 0 & r_e < r \end{cases}$$

r_e は粒子間相互作用の及ぶ範囲の半径である。また、粒子数密度 n_i は影響関数(重み関数) w を用いて次式で定義する。

$$(4) \quad \langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|)$$

式(4)は粒子 i と、その近傍粒子 j との影響関数(重み関数)の和を表している。式(2)に含まれる λ は変数分布の分散を解析解と一致させるための係数である。

MPS 法では粘性項、外力項および圧力勾配項を陽的、圧力ポアソン方程式を陰的に計算する半陰解法アルゴリズムを用いて非圧縮性の流れを解析する。

次に、陽的な解析と陰的な解析を組み合わせた MPS 法のアルゴリズムを説明する。Navier-Stokes 式である式(5)から圧力項を除いた式(6)を陽的に計算する。

$$(5) \quad \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p_i + \nu \nabla^2 \vec{u} + \vec{F}$$

$$(6) \quad \frac{\partial \vec{u}_i^*}{\partial t} = \nu \nabla^2 \vec{u}^n + \vec{F}$$

ここで \vec{u} は流速ベクトル、 ν は動粘性係数、 ∇^2 は Laplacian、 \vec{F} は外力ベクトルである。式(6)より仮の速度 \vec{u}_i^* を計算し、式(7)より仮の位置 \vec{r}_i^* を求める。

$$(7) \quad \vec{r}_i^* = \vec{r}_i^n + \vec{u}_i^* dt$$

仮の位置 \vec{r}_i^* で粒子数密度 n^* を求めると密

度一定の条件を満たしていないため、初期粒子数密度 n^0 とは一致しない。仮の位置で得られた粒子数密度 n^* と初期粒子数密度 n^0 の差より圧力を解く。

$$(8) \quad \nabla^2 p_i^{n+1} = -\frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{n_i^* - n^0}{n^0}$$

式 (8) より圧力 p を求め、式 (9) に代入し修正速度 \vec{u}_i' を求める。

$$(9) \quad \frac{\partial \vec{u}_i'}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p_i^{n+1} dt$$

式 (9) より求めた修正速度を仮の速度に加えて次ステップの速度を求める。最後に修正速度 \vec{u}_i' より修正される変位 $\vec{u}_i' \Delta t$ を仮の位置 \vec{r}_i^* に加え、式 (10) より次のタイムステップの位置 \vec{r}_i^{n+1} を求める。

$$(10) \quad \vec{r}_i^{n+1} = \vec{r}_i^* + \vec{u}_i' dt$$

これで、1 タイムステップの計算が終了する。

MPS 法では粘性項、外力項および圧力勾配項を陽的、圧力ポアソン方程式を陰的に計算する半陰解法アルゴリズムを用いて非圧縮性流れを解いているため、ロバスト的な解析法である。しかし、MPS 法ではロバストに起因する粒子単独の運動と粒子集団との運動の相互作用による高次の圧力振動が発生する。

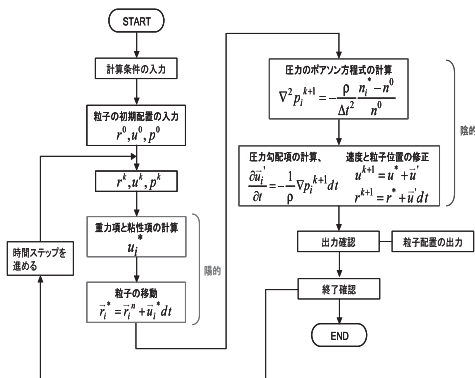


Fig. 3 MPS 法のアルゴリズム

高次の圧力振動に対しての安定化として以下のような手法がある。末吉ら 5) は得られた圧力を時間的および空間的平均化を行ない良好な結果を得ている。日比ら 6) はポアソン方程式を解いた後、更新された位置で再びポアソン方程式を解いて良好な結果を得ている。しかし、1 タイムステップあたり連立一次方程式であるポアソン方程式を 2 回解くため多くの計算時間を費やすことになる。本研究では実用的な圧力に対して時間平均だけを行ない振動の緩和を行なった。圧力測定を行なう時間間隔は 0.002 秒であるが、任意の時刻の圧力は前後 0.05 秒の平均と定義して評価する。

3. 安定化MPS法による津波波力の解析

3.1 津波水槽を想定した津波波力の解析

津波防護壁に対する津波による波力評価のため、津波水槽での実験 7) ,8) との比較検討を行なう。これらの実験は港湾空港技術研究所で行われたもので、特に有川らの実験 8) は大規模波動地盤総合水路 (Pic.6) で行われたものである。この水槽は世界最大の波、3.5m の波を起こすことができる大型の水路で、基本水路の長さ 184m, 幅 3.5m 深さ 12m, 最大 8m のストロークを持ち、比較的長い周期においても大きな波高を造波できる。この水槽では「ほぼ実規模」の実験を行うことができ、特に小さな模型実験では問題であった構造物の破壊過程についても再現することが可能である。この水槽を用いて、全長 40m, 水深 1m, スロープ勾配 1/30, 1/50 の水路が作られ、



Pic. 6 大規模波動地盤総合水路

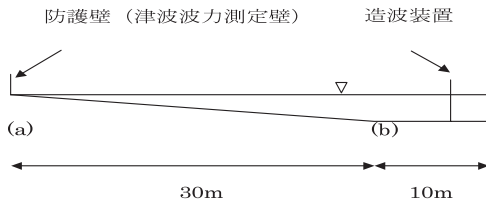


Fig. 4 津波水槽の計算モデル

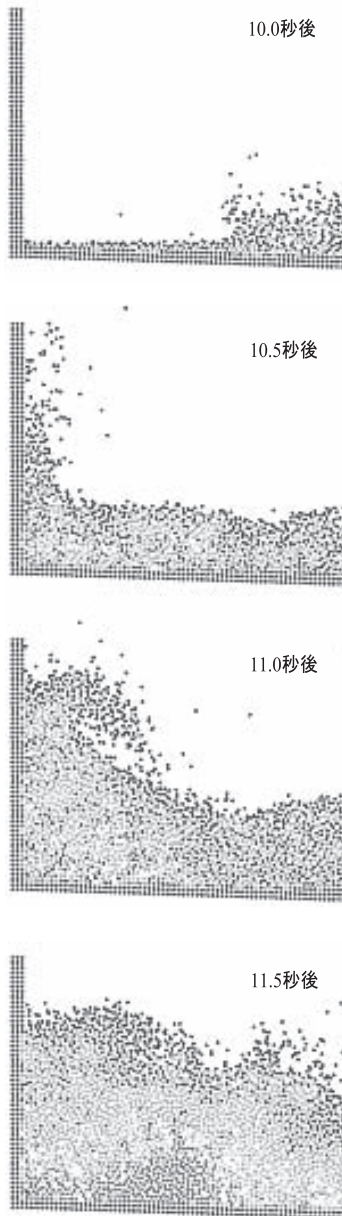


Fig. 5 津波防護壁への衝突挙動

津波実験が行われた。

本数値解析では津波の防護壁に対する影響が防護壁の長さ方向に対して一様であると仮定し二次元解析を行なった。Fig.4の(a)は防護壁の前面波高、(b)は沖合い波高測定位置であり、それぞれの防護壁から(a)0.02m、(b)30mの位置である。造波方法は造波装置である板に初期位置から左方向へ最大4m押出した後、元の位置に戻る強制変位を余弦的に与えている。周期 T を10秒、15秒、20秒、25秒および30秒の5ケースに対して検討する。MPS法で使用した粒子数70148個、初期粒子間距離0.02m、時間増分0.002秒、粒子間相互作用に用いる近傍粒子検索半径は初期粒子間距離の4.0倍とした。

Fig.5は周期 T を10秒とし、津波防護壁への衝突挙動を10秒から11.5秒まで0.5秒ピッチで示したものである。造波してから10.0秒後にスロープを遡上した津波が砕波を起こしながら、防護壁に近づいて来ている。津波発生から10.5秒後に津波は津波防護壁に衝突し、防護壁に沿って流れを垂直な向きに変え、津波発生から11.0秒後では津波の先端部分を巻込むような形状になっている様子が再現されている。さらに、津波発生から11.5秒後には巻き込まれた津波が激しく混ざり合っている現象を確認することができる。

防護壁の前面波高、沖合波高の測定結果をFig.6に周期別に表示す。Fig.6より、周期 T 10秒の津波は前面波高0.95m、沖合波高0.46m、周期 T 30秒では前面波高0.17m、沖合波高0.21mであり、周期の違いにより波高の違いが見られた。また、前面波高と沖合波高の差は周期が短い程大きく、長いとその差が小さくなる傾向が見られた。これは津波の周期 T が長い場合、砕波による波の減衰が大きいためと原因の一つと考えられる。

Fig.7は周期別の圧力波形である。Fig.7より周期 T が短い程、圧力が高くなる傾向が見られる。この現象はFig.6が示すように波高の高さが一つの要因であると考えられる。圧力波形は津波が防護壁衝突後、急激に上がりピーク値となりその後徐々に下がる。その

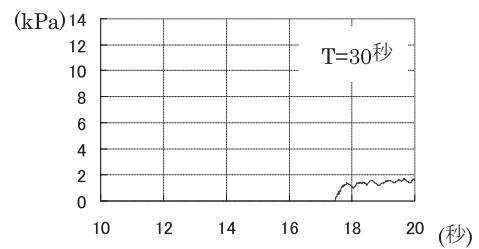
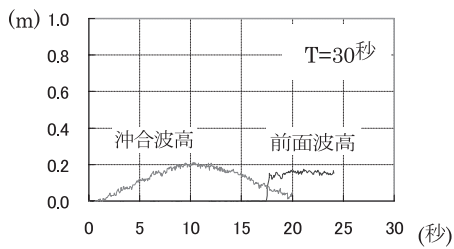
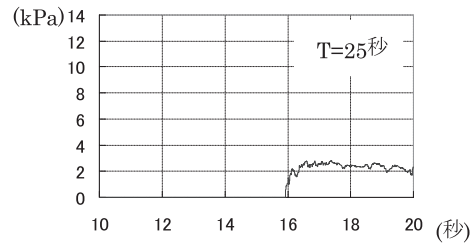
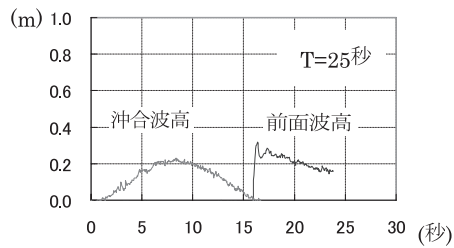
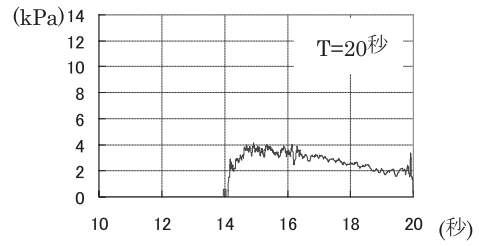
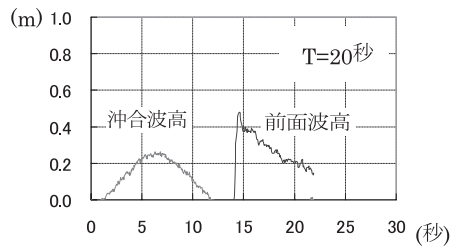
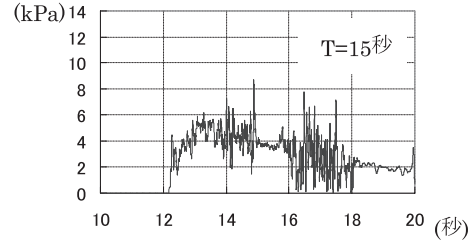
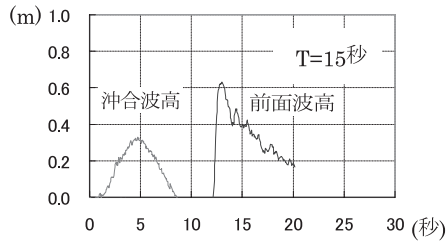
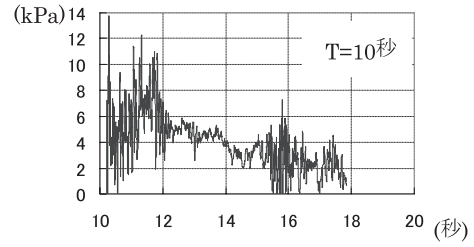
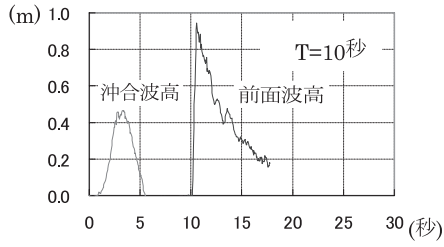


Fig. 6 津波防護壁に対する波高

Fig. 7 津波防護壁に対する波圧

傾向は防護壁の前面波高と一致している。さらに、圧力振動は圧力が高いほどその傾向が顕著であることが確認できた。

3.2 波高と圧力の定量的評価

ここでは、本解析より得られた防護壁の前面波高、沖合波高と圧力の関係を定量的に評価するため、谷本ら7) によって提案された波圧式および有川ら8) によって行なわれた実験結果との比較を行なう。

谷本らは水深 1m の 1/200 縮尺実験を行ない、防護壁に作用する波力と沖合波高の関係を算定式で提案している。

$$p = 2.2\rho gh_b \quad (11)$$

ここで、 p は圧力、 ρ は密度、 g は重力、 h_b は沖合波高である。

有川らは大規模波動地盤総合水路を用いて実験を行なった。沖合波高と圧力の関係に対して谷本らの算定式である式(11)と比較し良好な一致を示している。さらに、防護壁の前面波高と圧力の関係が直線的な関係と示し、静水圧分布とほぼ一致することを示している。式(12)は、有川らによって提案された静水圧の算定式である。

$$p = 1.0\rho gh_a \quad (12)$$

ここで、 h_a は防護壁の前面波高である。

本解析結果の定量的評価を式(11)と式(12)との比較により行なう。実験水路の slope 勾配が 1/30 の場合を Fig.8, slope 勾配が 1/50 の場合を Fig.9 に沖合波高と圧力の関係、前面波高と圧力の関係を示す。圧力には解析値域があるため、値域を実線、その実線の midpoint を代表値として示した。本解析結果は実験水路の slope 勾配が 1/30 の場合だけでなく、slope 勾配が 1/50 の場合にも、谷本らが提案した算定式と比較すると良く一致した。さらに、沖合波高と圧力の関係も有川らとの結果と全体的に良く一致していることが確認できた。slope 勾配が 1/30 の場合だ

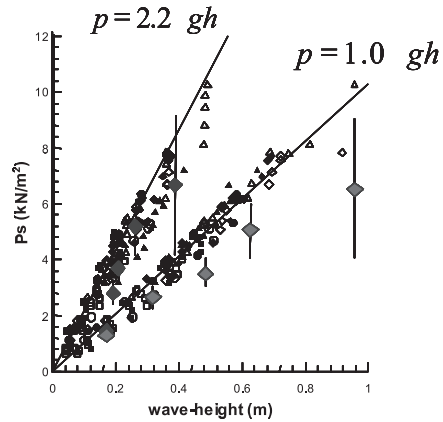


Fig. 8 津波防護壁への衝突挙動 (slope 勾配 1/30)

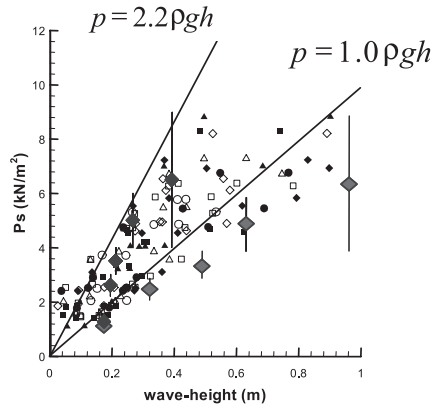


Fig. 9 津波防護壁への衝突挙動 (slope 勾配 1/50)

けでなく、slope 勾配が 1/50 でも同様な傾向が得られることから、緩勾配斜面は津波の波圧に大きな変化を与えないものが明らかとなった。

津波防護壁から 0.02 m, 10m, 20m および 30m の地点での時刻歴波高から、津波が津波防護壁に衝突するまでの浅水変形を周期 T10, 15, 20, 25, 30 秒に対して求めたものを Fig.10 に示す。このとき、実験水路の slope 勾配を 1/30 としている。紫色の波形は津波防護壁から 30m 地点での津波形状、水色の波形は津波防護壁から 20m 地点での津波形状、黄色の波形は津波防護壁から 10m 地点での津波形状、そして紺色の波形は津波防

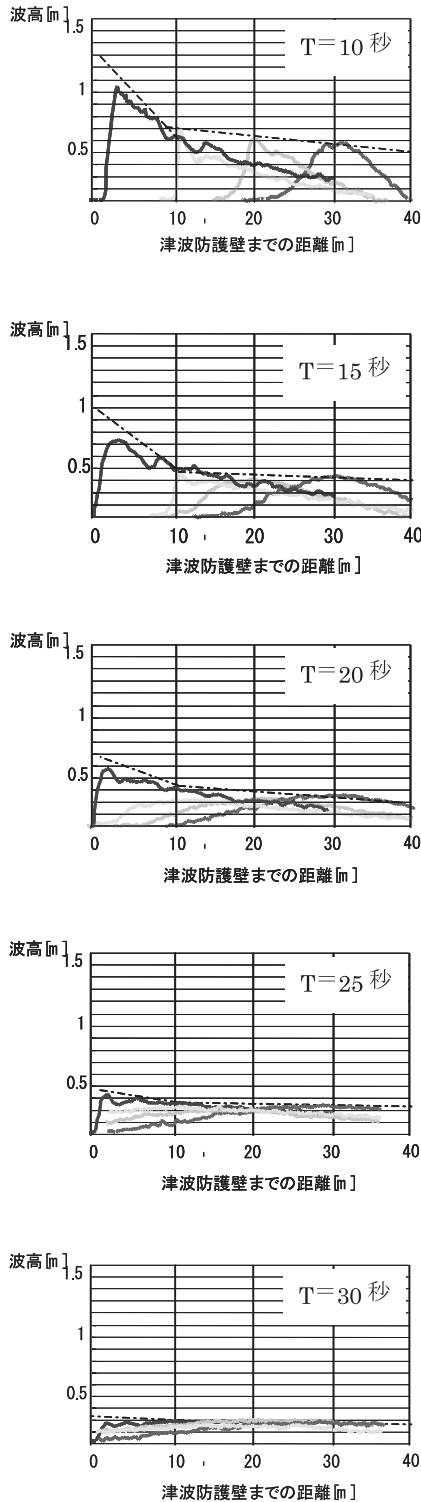


Fig. 10 津波防護壁までの津波の浅水変形形状

護壁から 0.02m の場合で、津波防護壁に衝突する寸前の津波形状を表している。周期 T が 10 秒から 20 秒までの衝突寸前の津波形状は津波防護壁から 30 m 地点での波高の約 3 倍になり、周期 T が 25 秒と 30 秒では約 2 倍になっていることが確認できた。このことから、周期 T が短い津波ほど津波波圧が大きいことがわかる。

3.3 津波波圧の算定式

津波防護壁の衝突挙動から津波波圧の算定式を求める。このとき、津波の波圧が一番大きい周期 T_{10} 秒とし、津波の第 1 波が津波防護壁にあった条件で検討を行なう。周期 T_{10} 秒の津波が津波防護壁に衝突した直後の水深は約 0.5 m、この津波が衝突する直前の津波防護壁に進行する水平流速は約 3m/sec である。この津波が津波防護壁に衝突して壁に沿って跳ね上がる鉛直方向の流速は約 3m/sec に達している。津波が津波防護壁に衝突した直後の流況を観察すると、鉛直方向の流速が津波防護壁に沿って変化が進行方向や底面の同一地点での変化よりも大きいことが確認できる。上記の条件より、以下の関係式が得られる。

$$\frac{\partial w}{\partial z} \gg \frac{\partial w}{\partial t}, \frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial w}{\partial y} \quad (13)$$

$$w(\eta) \approx U, V \quad (14)$$

ここで、 $\frac{\partial w}{\partial t}, \frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial w}{\partial y}, \frac{\partial w}{\partial z}$ は鉛直方向の流速 w の時間方向および空間方向の一階偏微分である。 U, V は水平方向の断面平均流速、 $w(\eta)$ は水面上 η での鉛直方向の流速を表している。

従来の津波の方程式では鉛直方向の運動方程式は静水圧分布と等価であったが、本解析結果から得られた式 (13) と式 (14) を鉛直方向の運動方程式に代入して変形する。一般に、鉛直方向の運動方程式の方程式は式 (15) のように表わすことができる。

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (15)$$

ここで、 u, v は水平方向の流速、 w は鉛直方向の流速、 ρ は密度、 p は圧力そして g は重力加速度である。鉛直方向の運動方程式 (15) に式 (13) を考慮すると式 (16) が得られる。

$$\frac{\partial(ww)}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (16)$$

式 (16) を水面 η から水中の座標 Z まで積分すると式 (17) が得られる。

$$p = \rho g(\eta - z) + \rho w(\eta)^2 \quad (17)$$

このとき、鉛直方向の流速 $w(\eta)$ に n 次関数を仮定し、底面近傍の水中の座標 Z 近傍で $w(z) \rightarrow 0$ とする。この式 (17) は津波の波圧が静水圧と鉛直方向の流速による動水圧から成っていることを示している。ブシネスク近似での断面平均流速 U, V を用いて式 (17) を変形する。津波の波圧現象が津波防護壁周辺に局在しているため、このような式の変形に意味があるものと考えられる。

式 (17) に式 (14) を考慮すると、式 (18) が得られる。

$$p = \rho g(\eta - z) + \alpha \rho U^2 \quad (18)$$

ここで、 α は平均水平流速を用いたことによる換算係数である。

本解析結果によって得られた水位 η と断面平均流速 U を式 (18) に代入して、換算係数 α の値を検討する。津波の波圧が3倍の静水圧分布とした場合の換算係数 α の値は0.9、今回の検討で得られた2.2倍の静水圧分布を採用した場合の換算係数 α の値は0.5が求められた。換算係数の値を0.5として、式 (18) に代入すると式 (19) が得られる。

$$p \approx \rho g(\eta - z) + 0.5 \rho U^2 \quad (19)$$

この式 (19) によって、ブシネスク近似での津波遡上解析で得られた断面平均流速 U, V で津波の波圧を算定することができる。粒子法はブシネスク近似での津波遡上解析では再現できない構造物周辺の津波波圧を算定できるが、概略設計の段階での津波遡上解析で津波の波圧が断面平均流速 U, V から算定できるのは有意義である。

今後、粒子法による解析精度の向上と従来手法としての津波遡上解析とのベストミックスな設計法の確立が重要であると考えられる。

4. おわりに

本研究では港湾施設、エネルギー施設や防衛施設等を津波から防護する津波防護壁の設計波力を算定する方法として、移動境界現象や不連続な現象を考慮できる安定化 MPS 法の有効性について検討を行なった。津波防護壁の前面波高と圧力の関係を求め、谷本らや有川らが行なった実験と定量的に比較した結果、良い一致が得られた。津波の浅水変形形状と波圧作用位置を求めたところ、周期 T が10秒から20秒までは津波波高の3倍であることが確認できた。これより、港湾施設、エネルギー施設や防衛施設等を津波から防護する津波防護壁の設計波力を算定する方法として安定化 MPS 法が有効であることが明らかとなった。さらに、静水圧とブシネスク近似での津波遡上解析で得られた断面平均流速から求めることができる津波波圧の算定式を提案した。

今後、日本に来襲が想定されているインド洋大津波のような巨大津波による港湾施設、エネルギー施設や防衛施設等の浸水被害や漂流被害を軽減するためには津波防護壁で守られた津波対策を構築する必要があるものと考えられる。このとき、津波防護壁のような津波対策が大学や関係機関との連携の基に進められていく必要があるものとする。

謝辞

本研究を行なうにあたり、防衛大学校システム工学群 建設環境工学科 佐藤紘志 教授と藤間功司 教授 には MPS 法における津波解析の適用性と精度に関して貴重な助言を頂いた。プロメテック・ソフトウェア (株) 開発部の入部綱清氏は MPS 法の解析に協力して頂いた。(独) 港湾空港技術研究所津波防災研究センター 主席津波研究官 富田孝史氏、特任研究官 有川太郎氏から大規模波動地盤総合水路の実験結果を頂戴した。ここに、記して感謝の意を表す。

参考文献

- 1) 高梨和光, インド洋大津波の被害分析に基づく今後の津波防災への一提案, 2004 年 12 月 26 日スマトラ島沖地震報告会梗概集, 日本地震工学会, 2005
- 2) 高梨和光, 藤田宗久: インド洋大津波の被害分析に基づく電力施設の津波対策に関する一提案, 電力土木 11 月号, pp83-87, 電力土木技術協会, 2006
- 3) Koshizuka, S. and Oka, Y. : Moving Particle Semi-implicit Method for Analyzing Large Deformation of Free Surfaces, Proc. ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting (FEDSM' 2000) , Boston, June 11-15, 2000.
- 4) 柴田和也, 越塚誠一, 岡芳明, 谷澤克治: 粒子法による 3 次元甲板冠水解析コードの開発, 日本造船学会講演会論文集 (2), pp57-58, 2003.
- 5) 末吉誠, 内藤林: 粒子法による強非線形流体现象の研究 (その 2) -2 次元流体力-, 関西造船協会論文集, No.237, March, 2002.
- 6) 日比茂幸, 藪下和樹: MPS 法の不自然な圧力振動の抑制に関する研究, 関西造船協会論文集, No.241, March, 2004.
- 7) 谷本勝利, 鶴谷広一, 中野晋: 1983 年日本海中部地震波における津波力と埋立護岸の被災原因の検討, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp.257-261, 1984.
- 8) 有川太郎, 池辺将光, 山田文則, 下迫健一郎, 今村文彦: 護岸・陸上構造物に対する津波力の大規模実験, 海岸工学論文集, 第 52 巻, pp.746-750, 2005.