

1. はじめに

陸上に遡上した津波や高潮などによる氾濫流が構造物に衝突したとき、観測や実験では不確定条件が多いため、その流体力を正しく推定することは意外と難しく、流体－構造連成解析による数値計算との併用が望まれる。その正確な流体力を推定するためには、まず安定した波の造波が要求される。貯留水槽を用いた造波方法は、初期条件の設定を比較的容易に行えるが、貯留開口部の乱れを伴った不安定な波を生成させるため、安定させるまでに長い伝播距離が必要となる。また、遡上した氾濫流を計算領域外に滑らかに流出させるための流出境界も望まれる。

そこで本研究では、粒子法の1つである MPS 法を用いて、剛体粒子で構成されたピストン式造波板による造波境界を構築し、実験で得られた孤立波の波高と比較し、その造波境界の妥当性を検討する。さらに、水粒子の流出を安定に行うことができる静水圧近似の仮想領域を設定した流出境界を提案する。

2. MPS 法の概要

MPS 法は Koshizuka・Oka (1996) によって提案された粒子法の一手法であり、自由表面を含む非圧縮流体の動的な解析を可能とした。支配方程式は次式で表される連続の式と N-S 方程式を用いる。

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad (1)$$

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

ここで、 ρ は流体の密度、 t は時間、 $\mathbf{u}$ は速度ベクトル、 p は圧力、 ν は動粘性係数、 $\mathbf{g}$ は重力加速度を表す。MPS 法では以下の粒子間相互作用モデル（勾配モデル、ラプラシアンモデル）を用いて離散化する。

$$\langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{\phi_j - \phi_i}{r_{ij}^2} \mathbf{x}_{ij} w_{ij} \right] \quad (3)$$

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2d}{n^0 \lambda} \sum_{j \neq i} [(\phi_j - \phi_i) w_{ij}] \quad (4)$$

ここで、 d は次元数、 n^0 は基準粒子数密度、 ϕ_i および ϕ_j は各粒子 i, j のスカラー量、 r_{ij} は粒子 i, j 間の距離、 $\mathbf{x}_{ij}$ は粒子 i, j 間の相対位置ベクトル、 λ は拡散方程式の解析解を満たす係数、 w_{ij} は重み関数である。

3. 流出境界について

流出境界として、粒子相互作用の有無に用いる影響半径に相当した仮想領域を設定する。仮想領域内に流入した水粒子には、図-1 に示すように水平速度 u_i を時間的に一様、鉛直流速 v_i をゼロおよび圧力 p_i を静水圧近似として与えた。流出境界の精度検証には、図-1 に示す水柱 ($^W L \times ^H 2L$; $L=0.4\text{m}$) の崩壊問題を行い、 $x=3L$ での流出境界の有無による水平流速および圧力への影響について検討する。

図-2 は、 $x=1.5L, 2L$ および $2.5L$ での鉛直断面平均より求めた水平流速 u の時間変化の比較である。流出境界の有無に関わらず、水平流速は良く一致し、境界に近い $x=2.5L$ でも境界の影響は見られない。同様に、圧力の時間変化の比較を図-3 に示す。水平流速に比べて若干の差が生じるが、護岸や家屋を越流した後の氾濫流の逆流を抑制することを目的としていることから、この程度の差異は問題ないと考えられる。以上より、各物理量を与えた仮想領域は、流出境界としての役割を果たすことが可能と言える。

4. 造波境界について

造波境界として、剛体粒子で構成されたピストン

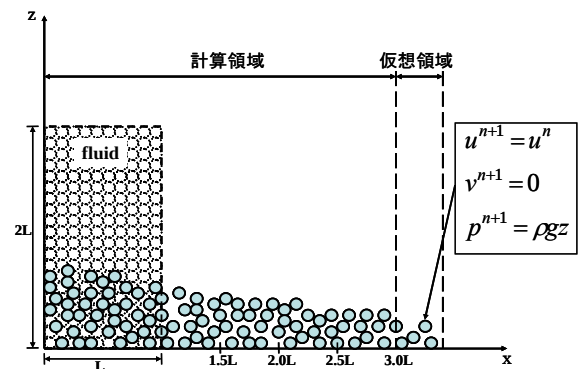


図-1 流出境界の概要

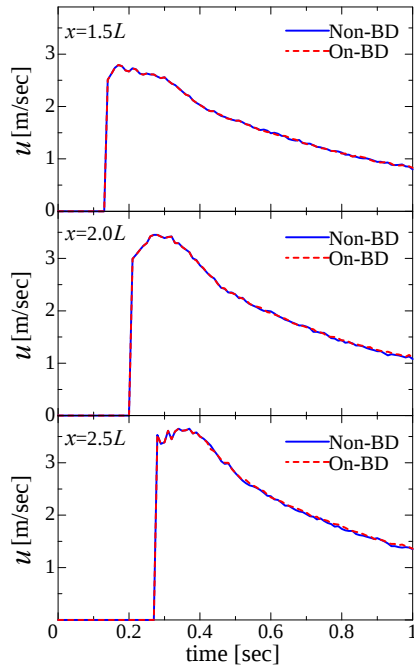


図-2 流出境界の有無による水平速度の時間変化の比較

式造波板（高さ 0.6m, 厚さ 0.05m）を設定する．造波板を滑らかに稼働させるため，各剛体粒子に与える物理情報を位置ではなく，次式の数値速度 u_i とする．

$$u_i = \frac{A \pi}{2 t_0 \cosh^2 \left\{ 2 \pi \left(\frac{t}{t_0} - \frac{1}{2} \right) \right\}} \quad (0 \leq t \leq t_0) \quad (5)$$

ここで， A は造波板の変位幅， t_0 は造波板の最大変位に要する時間である．

図-4 に，式(5)を用いて稼働するピストン式造波板および発生する孤立波の空間波形を示す．ここで t_0 は 3.6 秒， A は 0.302m とする．造波板の移動に伴って流体粒子も乱れることなく，安定した孤立波が生成されていることがわかる．図-5 は，造波板から 2.0m の位置における波高について，計算値 H_{num} と実験値 H_{exp} を比較したものである．なお， H_{num} の値は 0.1 秒間の平均値である． H_{num} の値は， H_{exp} の値に概ね一致していると言える． H_{exp} の値に比べて多少のバラつきが見られる原因として，表面張力，造波板の剛体粒子と水粒子間の力の相互作用，表面近傍の粒子数密度の疎密などが考えられる．今後，これらの事項の詳細な検討が必要がある．

参考文献

Koshizuka, S. and Oka, Y. (1996): Moving-Particle Semi-implicit Method for Fragmentation Incompressible Fluid, Nucl. sci. Eng., 123, pp. 421-434.

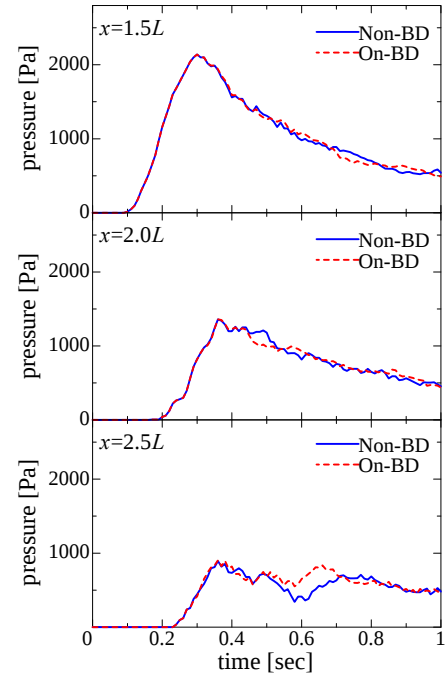


図-3 流出境界の有無による圧力の時間変化の比較

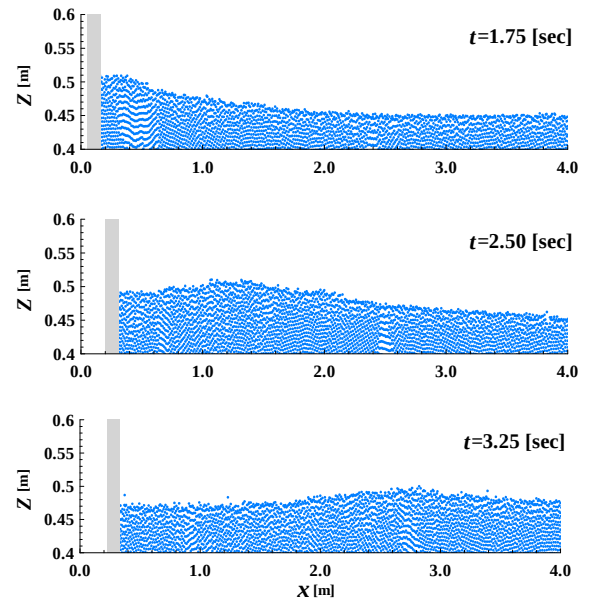


図-4 孤立波の空間波形

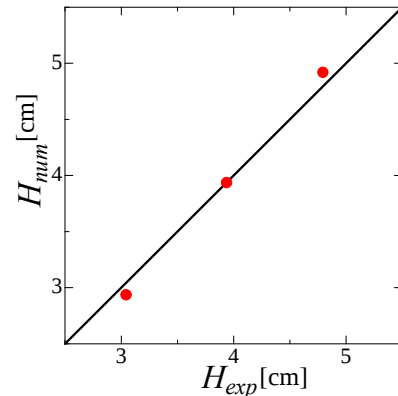


図-5 入射波高の実験値と計算結果の比較