

MPS 法を用いた 2 相流の混合過程の数値シミュレーション

A Numerical simulation of mixing process of Two-phase Flow by MPS Method

松本健作*・小葉竹重機**・清水義彦***・梶山正弘****・Ioakim IOAKIM*****

Kensaku MATSUMOTO, Shigeki KOBATAKE, Yoshihiko SHIMIZU, Masahiro SUGIYAMA and Ioakim IOAKIM

*正会員 博(工) 群馬大学助手 工学部建設工学科 (〒376-8515 群馬県桐生市天神町 1-5-1)

**正会員 博(工) 群馬大学教授 工学部建設工学科 (〒376-8515 群馬県桐生市天神町 1-5-1)

***正会員 博(工) 群馬大学助教授 工学部建設工学科 (〒376-8515 群馬県桐生市天神町 1-5-1)

****学生会員 群馬大学大学院 工学研究科建設工学専攻 (〒376-8515 群馬大学工学部建設工学科)

*****非会員 Lyceum Apostolon Petrou kai Pavlou, Aleksandrou Papadiamanti (3085 Limassol, Cyprus)

In this paper, we investigate the accuracy of MPS (Moving Particle Semi-implicit) method on dam break simulation with simplified boundary conditions which values of weight function mean the existence of fixed dummy particles instead of setting them. The result of comparison between the calculation and an experiment shows that MPS method with this simple boundary conditions works well. Then, this method was applied to the mixing process of two-phase flow fields on dam break simulation. The result shows that this method can calculate the violent mixing motion of collision between two-phase flow. And the layer separation process could be calculated. These results show that MPS method is very useful for treatment of multi-phase flow.

Key Words: MPS method, boundary condition, two-phase flow

1. 序論

流体力学における数値解析の役割は、今や計り知れないものがある。この、コンピューターを用いて流れ場と基礎方程式を適切に離散化し、自然現象をシミュレートして、流れ場の理解、新しい法則の発見及び設計に必要な情報を得る学問を、計算流体力学、CFD(Computational Fluid Dynamics)と呼び、近年の計算機及び計算技術の進歩によって、著しい発達を遂げている。GFLOPS 級のコンピューターが比較的容易に利用可能となり、その活用範囲や計算精度の進歩は目覚ましい。

しかしながら、依然としてその再現が非常に困難な現象も多々ある。その 1 つが混相流である。巨礫や土砂を多量に混入し流動する土石流や気-液の相変化を伴った原子炉内の蒸気爆発等、混相流は流体力学的にも工業的にも極めて興味深い現象であり、多くの自然現象や工業プロセスにおいて観察されるものである。

混相流の解析が困難であることの理由の 1 つは、流体に界面が存在し、これが大変形あるいは分裂・合体を繰り返す、ということによる。

数値解析の主流は、計算領域を格子で離散化するも

のであり、矩形格子から、境界適合格子、非構造格子へと適用範囲を広げ、汎用性の高い手法に発展してきたが、それでもまだこの格子の存在が制約になることが多く、これら混相流の複雑な挙動を再現することは現在でも難しい。一方で格子を用いず、流体を粒子の集合体で表現し、それらを Lagrange 的に追跡する手法も存在するが、粒子の分布が不均一となる等の理由で十分な成果が得られているものは少ない。

しかし近年、この格子を用いない計算手法の 1 つで混相流の数値解析手法として注目を集めている手法が越塚らによって開発された MPS 法(Moving Particle Semi-implicit method)¹⁾²⁾³⁾⁴⁾⁵⁾⁶⁾⁷⁾である。

MPS 法はもともと単相の自由表面流を解く方法として発展してきたもので、連続体の離散的な計算を、粒子間相互作用モデルを通じて行い、偏微分演算子に対応する粒子間相互作用のモデルを作り、支配方程式のそれぞれの項をそれと等価な粒子間相互作用に置き換え計算を行う非圧縮性流体を対象とした計算手法である。非圧縮条件は、粒子間相互作用の計算に用いる重み関数によって粒子数密度を定義し、この粒子数密度を一定に保つことによって満たされる。

MPS 法は連続体を粒子の集合体でとして表現し、個々の粒子を Lagrange 的に追跡する手法であるため、

従来主に用いられてきた計算格子を用いる手法では困難であった碎波等の大変形や、分裂及び合体といった複雑な流体の挙動の再現にも有効である。

その適用には後藤ら^{8),9),10),11),12)}による種々の研究がある。

例えば、MPS 法を階段式魚道に適用した研究¹⁰⁾では、周期境界条件を適用し、急激な水面変動を伴う流れ場の特性の解明を行い、MPS 法の有効性を示している。また粒子スケール以下の乱流場の影響を考慮したSPS(Sub-Particle-Scale)乱流モデルを提唱し、2次元自由噴流場への適用を行って、既往の実験結果との比較において、良好な再現性を示している¹¹⁾。

MPS 法を用いて固体や気体を取り扱う試みや、それらの混在場として固液・気液混相流への適用も盛んに行われている。

越塚らは、高速増殖炉の原子炉内での相変化を考慮した水蒸気爆発といった現象への適用³⁾や、碎波帯における浮体の挙動の解析への適用⁵⁾を行っている。

また後藤ら⁹⁾は、液体相と土砂相の2相の相互作用を伴う固液2相流として、海洋投棄微細土砂の拡散過程や、土砂投入に伴う水面変動や循環流の誘起等の定性的な再現に成功している。

本研究では、この MPS 法の境界条件の簡便化を図って若干の改良を加え、その精度検証を行った。またダムブレイクを対象として2相流の混合過程の計算を行って、その有効性の検討を行った。

2. MPS 法の基礎理論

以下に MPS 法の概略を示す。基礎理論は全て越塚^{2),14)}に倣ったものである。また、本計算で用いた境界条件についても概略を示す。

2.1 粒子間相互作用モデル

非圧縮性粘性流体を取り扱うため基礎方程式には以下の連続の式 (1) と N-S 方程式 (2) を用いる。

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

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} - \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (2)$$

ここで、 $\mathbf{v}$: 流速ベクトル、 $\mathbf{F}$: 外力ベクトル、 p :

圧力、 ν : 動粘性係数である。尚、N-S 方程式は Lagrange 表記で移流項が存在せず、取り扱いの難しい移流項の離散化を考える必要がない。

この基礎式中の各項と諸変数を粒子間相互作用でモデル化するが、その際に、干渉し合う2粒子間の距離 r の関数として、以下に示す重み関数 $w(r)$ 、式 (3) を用いる。また、式(3)による重み関数の分布を図-1 に示す。

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

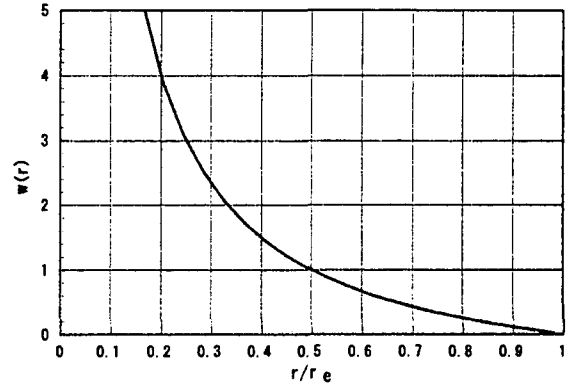


図-1 MPS 法に用いられる重み関数

この重み関数を用いて、各粒子の粒子間相互作用の影響範囲内にある粒子数を粒子数密度として、式 (4) のように定義する。

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

ここで、 n : 粒子数密度、添字 i : 注目粒子、 j : 粒子 i の近傍粒子である。

この粒子数密度を用いて密度 ρ を式 (5) のように定義する。空間 V のなかに質量 m の粒子が N 個入っているとすると、密度 ρ は

$$\rho = \frac{mN}{V} \cong \frac{mn}{\int_V w dV} \quad (5)$$

と表せる。

非圧縮条件として流体の密度一定の条件を課すと、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (6)$$

であり、ここで式 (5) より、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{mn}{\int_V w dV} \right) = 0 \quad (7)$$

となるが、 m 、 $\int_V w dv$ は定数であるので式 (7) は、

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 0 \quad (8)$$

となる。

この一定の粒子数密度を n^0 とする。よって各タイムステップでの各粒子の粒子数密度を一定に保たせることで、非圧縮性を表現することができる。

N-S 方程式中の勾配項及び粘性項はそれぞれ式 (9)、式 (10) のようにモデル化する。

$$\nabla \phi_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{\phi_j - \phi_i}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2} (\vec{r}_j - \vec{r}_i) w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \right] \quad (9)$$

ここで、 d : 次元数、 n^0 : 基本粒子数密度

$$\nabla^2 = \frac{2d}{n^0 \lambda} \sum_{j \neq i} [(\phi_j - \phi_i) w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|)] \quad (10)$$

ここで λ は

$$\lambda = \frac{\int_V w(r) r^2 dv}{\int_V w(r) dv} \quad (11)$$

2. 2 計算手順

次に計算手順を示す。粒子数密度 n との混同を避けるため、時刻を t と表すと、まず時刻 t_1 では、

$$\frac{\partial n^{t_1}}{\partial t} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{v}^{t_1} = 0 \quad (12)$$

を満たしている。

次に式 (2) を速度に関して陽的に、圧力に関して陰的に離散化する。

$$\frac{d\mathbf{v}^{t_2}}{dt} = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \nabla p^{t_2} + \nu \nabla^2 \mathbf{v}^{t_1} \quad (13)$$

流速、圧力、座標の、それぞれ時刻 t_2 における真の値、 $\mathbf{v}^{t_2}$ 、 p^{t_2} 、 $\mathbf{r}^{t_2}$ を求めるために、式 (13) の外力項、

粘性項より流速の予測子 $\mathbf{v}^*$ を求める。

$$\frac{d\mathbf{v}^*}{dt} = \mathbf{F} + \nu \nabla^2 \mathbf{v}^{t_1} \quad (14)$$

式 (14) より求めた流速の予測子に従って粒子を移

動させ、座標の予測子 $\mathbf{r}^*$ を求める。

$$\mathbf{r}^* = \mathbf{r}^{t_1} + \mathbf{u}^* \Delta t \quad (15)$$

このとき、各粒子の粒子数密度の予測子 n^* は、基本

粒子数密度 n^0 にはなっておらず、

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} \neq 0 \quad (16)$$

であり、よってこの時点では非圧縮条件を満たしておらず、質量保存の式は、

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} + \nabla \cdot (n^* \mathbf{v}^*) = 0 \quad (17)$$

となっている。

ここで、各予測子 $\mathbf{v}^*$ 、 $\mathbf{r}^*$ 、 n^* を修正して、それぞれ時

刻 t_2 での真の値 $\mathbf{v}^{t_2}$ 、 $\mathbf{r}^{t_2}$ 、 n^{t_2} を求めることを考える。

流速、粒子数密度の修正値をそれぞれ $\mathbf{v}'$ 、 n' とおく

と、真の値 $\mathbf{v}^{t_2}$ 、 n^{t_2} はそれぞれ、

$$\mathbf{v}^{t_2} = \mathbf{v}^* + \mathbf{v}' \quad (18)$$

$$n^{t_2} = n^* + n' \quad (19)$$

と表せる。

式 (18)、式 (19) を式 (17) に代入し、時刻 t_2 で

$$\frac{\partial n^{t_2}}{\partial t} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{v}^{t_2} = 0 \text{ を要求すると式 (17) は、}$$

$$\frac{1}{n^0} \frac{\partial n'}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{v}' = 0 \quad (20)$$

となる。

この式 (20) と、式 (13) の陰的に離散化しておいた圧力項、

$$\frac{d\mathbf{v}'}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p^{t_2} \quad (21)$$

の発散

$$-\frac{\Delta t}{\rho} \nabla^2 p^{t_2} = \nabla \cdot \mathbf{v}' \quad (22)$$

から、 $\nabla \cdot \mathbf{v}'$ を消去すると、

$$\nabla^2 p^{i2} = -\frac{\rho}{\Delta t} \frac{n^* - n^0}{n^0} \quad (23)$$

の圧力の Poisson 方程式が得られ、この数値解を陰的に求め、得られた p^{i2} を式 (21) に代入し流速の修正

値 v^i を求め、式 (18) から、時刻 t_2 での真の流速 v^{i2} を求め、各粒子の座標も、

$$r^{i2} = r^* + \Delta t u^i \quad (24)$$

と修正する。

以上で1タイムステップでの一連の手順が修了する。

2. 2 境界条件

(1) 自由液面

自由液面では粒子の圧力をゼロに固定する。粒子が自由液面上にあるかどうかは式 (25) より判定する。

$$n_i^* < \beta n^0 \quad (25)$$

ここで、 β は1未満のパラメーターで、本計算では、越塚らにならない、0.97 を用いている。

(2) 固定壁

固定壁の境界条件は、位置を固定した粒子によって表現する。この境界粒子は通常の流体粒子同様のアルゴリズムで計算され、流速変数や圧力変数を持つ。本計算では流速は常に0とした。

また、オリジナルの MPS 法では固定壁粒子は数列並べて設置し、最も内側の境界粒子についてのみ流速、圧力を設定する。この境界の外側に数列設置された粒子は、境界粒子や、境界近傍の流体粒子の粒子数密度が適切な値になる為だけに設定されるものである。

この手法を用いると固定壁の境界条件に特別な処理をする必要がなく、流体と全く同一のアルゴリズムが適用でき、便利である。しかし、粒子数が多くなり、その設定のための手間がかかること、任意形状の境界に対して設定が面倒なこと、粒子間相互作用の影響範囲の変化に伴って外枠の粒子の分布を調節しなければならないこと等の課題もある。

これらは、対象とする現象の大型化、複雑化に伴って、その手間が著しく大きくなることが予想される。

Chikazawa et al⁷⁾ は、弾性円筒タンク内のスロッシング問題に対して、MPS 法を用いた3次元解析を行っており、固定壁を1列の粒子で与え、粒子数密度の不足分を距離の関数形で付加する手法を提案している。

本研究でも、この境界粒子を取り囲む外枠の粒子を用いず、比較的簡便に計算を安定させる若干の改良を試みた。

上述のように、最も内側の境界粒子を取り囲む外枠

の粒子（以下、本論文ではこれを外枠粒子と呼ぶ）は境界粒子や境界近傍の流体粒子の粒子数密度を安定に保つ為だけに設置されている。そこで、本来外枠粒子が粒子数密度の算定の際に及ぼす影響分を値として直接付加してやることで、計算上外枠粒子が存在するのと同じ効果を出すことを考えた。

外枠粒子の粒子数密度に与える影響分は粒子間の距離 r によって変化する。比較的単純な形状での一定条件下であれば、この影響分を定式化することもできるが、粒子初期配置や粒子間相互作用の影響範囲 r_e の変化に伴って変化し、また複雑形状への対応は非常に困難になる。そこで、取り扱いが容易で、より汎用性の高い簡便なモデルで近似することを試みた。

今、ある粒子 i から粒子 j を見たとき、粒子 i の粒

子数密度を算出するための、粒子 j からの寄与分を算

出することを考える。ここで粒子 j が境界粒子であった場合には、その重み関数は式(26)より算出することとした。

$$w(r) = \alpha \left(\frac{r_e}{r} - 1 \right) \quad (26)$$

ここで、 α は係数であるが、その算出にあたっては、既に定義済みの諸変数を用いて、境界粒子（粒子 j ）

と相互作用を及ぼし合う粒子 i のタイプに応じて、式 (27) のように定義した。

$$\alpha = \begin{cases} n^0 & (\text{境界粒子}) \\ d \times n^0 & (\text{流体粒子}) \\ r_e / (l_0 \times d) & (\text{自由表面粒子}) \end{cases} \quad (27)$$

ここで、 n^0 : 粒子数密度の一定値、 d : 次元数、 r_e :

粒子間相互作用の影響範囲、 l_0 : 初期配置での粒子間距離。

境界粒子と相互作用を及ぼす粒子の重み関数の算定に式(26)を用いると、ある程度の安定は保てるものの、あくまで近似である故に境界近傍で不安定な挙動を示す粒子も発生する。そこで、境界粒子に対して、ある一定の範囲 r_{lim} 以内に侵入した粒子は、弾性反射するものとして、流速ベクトルに修正を加えることとした。本計算では、その弾性反射を施す一定範囲を経験的に式(28)のように定義した。

$$r_{\text{lim}} = \frac{r_e}{6} \quad (28)$$

これらは、計算結果を吟味しながら、試行錯誤で設定したものであるが、初期配置や粒子間相互作用の影響範囲等を多少変化させても安定して計算を行うことができた。しかしながら、その適用範囲や精度検証、及び任意境界形状への適用に関しては今後、さらに検証が必要である。今後の課題としたい。

3. 水柱崩壊現象の再現と精度検証

3. 1 MPS 法による水柱崩壊現象の再現

ここで、上述の境界処理を施した MPS 法による水柱崩壊現象の計算結果を示す。

計算条件としては、総粒子数 809 個（内、境界粒子 161 個、流体粒子 648 個）を用い、幅 57.6cm、深さ 35.2cm の容器内に、幅 14.4cm、高さ 28.8cm、密度 1.0g/cm^3 の水柱を容器左端に設置した。タイムステップは 0.001sec、courant 数は 0.25 とした。尚、越塚らは計算速度や安定性から粒子間相互作用の影響範囲を圧力項、粘性項それぞれに値を使い分けているが、本計算では一様に $re=3lo$ として計算を行った。

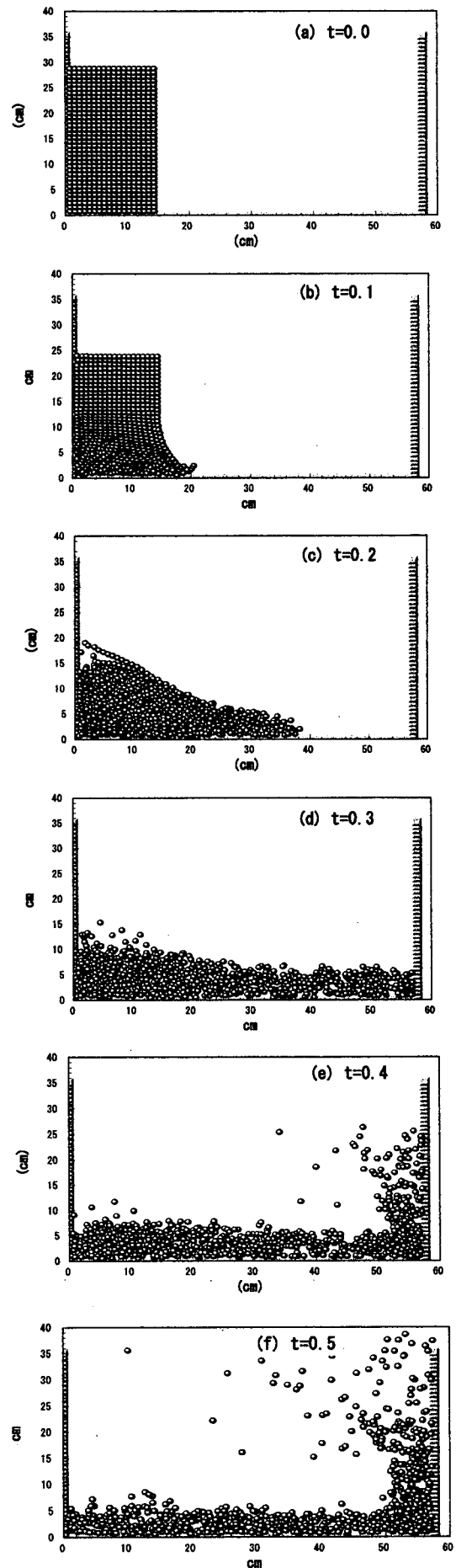
図-2 に計算結果を示す。(a) から (k) はそれぞれ、初期状態から 0.1 秒間隔で出力したものである。

計算が進むにつれて水柱が次第に崩壊し、0.3 から 0.4 秒にかけて、流体が壁面に衝突し、上方にせり上がっている。その後飛び散った流体粒子や壁面に衝突してせり上がった流体が下方の流体に再突入し、再び一体化して左壁方向に流動している。

全体的に、飛沫の発生や、せり上がった流体塊の再突入等、分裂合体を伴う激しい挙動を良好に再現出来ているように見える。

しかし 0.2 秒後の結果で、左壁付近の水表面に剥離状の形状が現れていることなど疑問点も見受けられる。これは、境界条件の設定に問題があるものと思われるが、本計算では、後に示す崩壊水柱の先端位置を実験と比較し精度検証を行っており、その最も精度のよかった条件を用いた為のものであると考えられる。これについては現在調査中であり、今後さらに精度の向上に努めたい。

図-3 に、計算結果から算出した各流体粒子の持つエネルギーの、全流体粒子における総和の経時変化を示す。エネルギーは運動エネルギー (E_k) と位置エネルギー (E_p) 及びそれらの和として全エネルギー (E_t) を算出した。縦軸は、それぞれの値を初期状態における全エネルギー E_{t0} で除し無次元化してある。横軸は、図-2 の各図との対応を見易くするため、無次元化せずに経過時間を秒単位で示している。



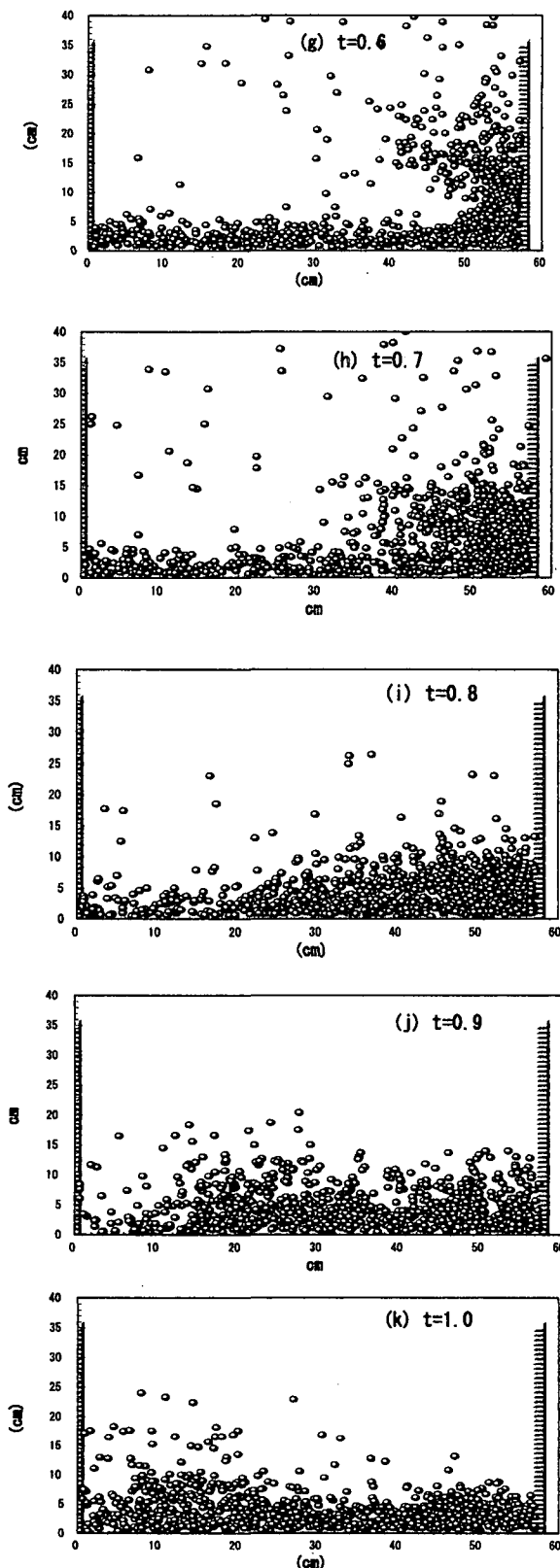


図-2 MPS法による水柱崩壊現象の計算結果

図-3を見ると、初期状態では位置エネルギーのみであったところが、計算が進行し、水柱の崩壊が進むにつれて、約0.3秒までは位置エネルギーが減少し、運動エネルギーが増加している。その間の全エネルギーの値は、0.3秒付近で若干の増加が見られるものの、ほぼ一定値をとっている。

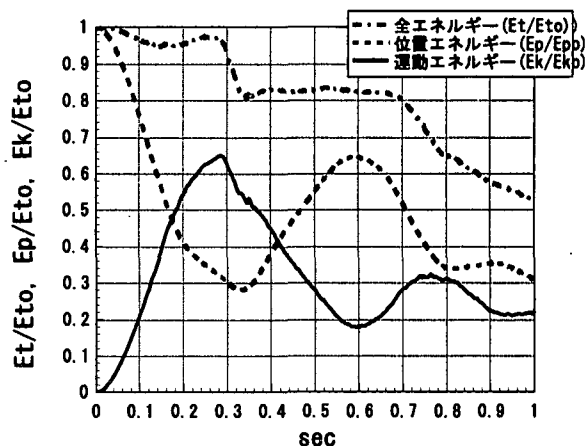


図-3 計算結果から算出した全流体粒子のエネルギーの経時変化

その後0.3秒を過ぎた辺りで全エネルギーが急激に落ちている。これは、図-3の(d)に見られるように、壁面に衝突することによるものと思われる。壁面に沿って流体がせり上がることで、位置と運動エネルギーはその後に変換し合い、全エネルギーとしては徐々に減少してゆき、1.0秒後の全エネルギーは初期状態の5～6割となっている。

流速の測定は行っていないので定量的な判断は出来ないが、定性的には良好に現象を再現出来ているように見受けられる。

3. 2 実験による精度検証

計算と同一条件で実験を行い、精度の検証を行った。

実験には群馬大学の両面アクリル水槽を用いた。着色した水貯め、仕切り板を一気に引き抜くことで水柱の崩壊を起こした。その様子を CCD カメラで撮影し、水柱の先端位置は画像から測定した。

図-4に、水柱崩壊現象における先端位置の経時変化を示す。

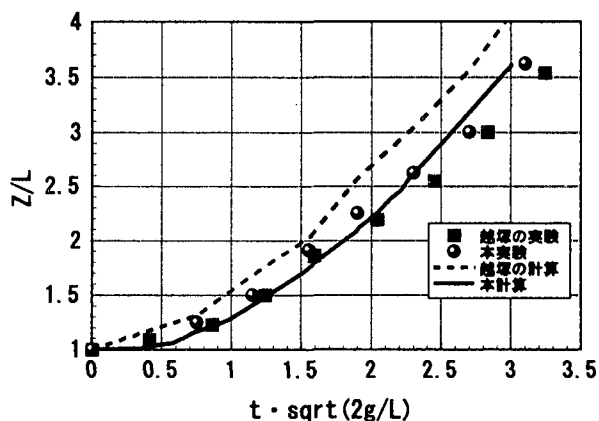


図-4 水柱の崩壊現象における先端位置の経時変化

縦軸は流体の先端位置の左壁からの距離を初期状態における値で除し無次元化したもの、横軸は時間の無

次元量である。

図を見ると計算結果と実験結果はよく一致しており、少なくとも先端位置の経時変化に関しては、本計算が現象を良好に再現していることが分かる。しかしながら、自由表面の経時変化等の検討は十分なものではなく、今後さらに精度の検証を行う予定である。

4. 2相流の混合過程の計算

境界条件の簡便化を図った本計算手法が良好な精度を有していることが分かったので、2相密度流の計算への適用を試みた。

密度流の解析では、相間の境界の変化を精度よく取り扱うことが重要となる。密度流の数値解析は、かねてより盛んに行われており、例えば近年では、赤堀ら¹¹⁾らがCIP法とLES乱流モデルを用いて3次元密度流数値計算モデルを構築し、密度フロントの侵入や内部セイシュの3次元性を再現する高精度な結果を得ることに成功している。しかしながら、従来主流であった格子を用いて計算領域を離散化する手法では、移動境界の変化が複雑化し、さらに分裂・合体を繰り返す等の挙動の再現は非常に困難なものとなる。

MPSは粒子をLagrange的に追跡する手法であるため、相変化を伴うような場合を除いて、相間の境界に対して基本的には特別な処理を施す必要はない。それぞれの粒子に物性を設定し単相流体の解析と同一のアルゴリズムで計算を行うことができ、その取り扱いが極めて簡単である。

MPS法を用いた2相流の解析にはkoshizuka,ikedaらによる気液2相流に対する研究があり、2相間の質量遷移を考慮した、水蒸気爆発現象が再現されている。

また、後藤らは流体と微細土砂の固液2相流場を2流体モデルにより再現しており、固相・液相それぞれに対するNavier-Stokesの方程式から、2相間の相互作用項が消去できる過程が示されている。

本計算もこれに倣い、2相流に单相流と同様のアルゴリズムを適用する。

図-5に2相の流体の水柱崩壊場における混合過程を再現した計算結果を示す。(a)~(e)はそれぞれ初期状態から0.2秒間隔で出力したものである。

密度 1.0g/cm^3 の流体(タイプ1)を図左端に、その5倍の密度に設定した流体(タイプ2)を右端に設置した。諸条件は前述の水柱崩壊の計算と同一であり、総粒子数は1483個(内、境界粒子187個、タイプ1,2の流体粒子共に645個)である。

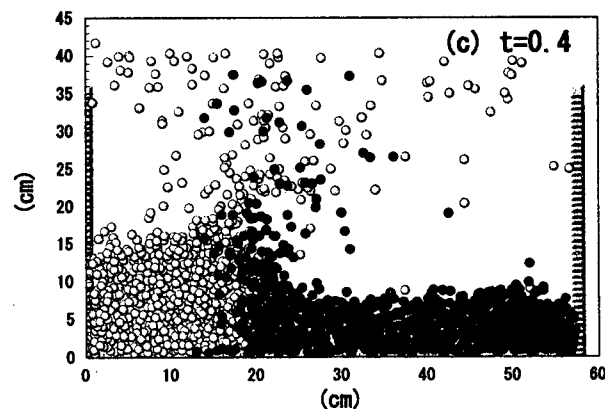
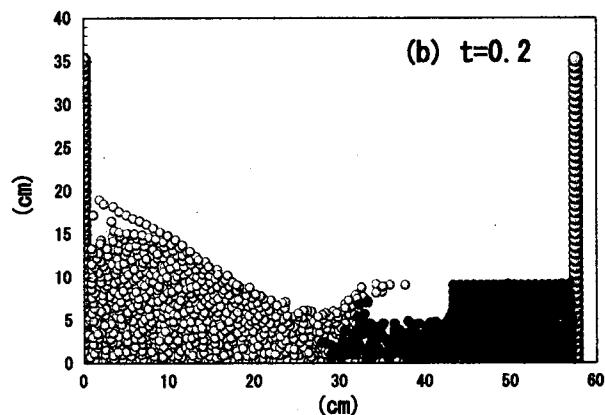
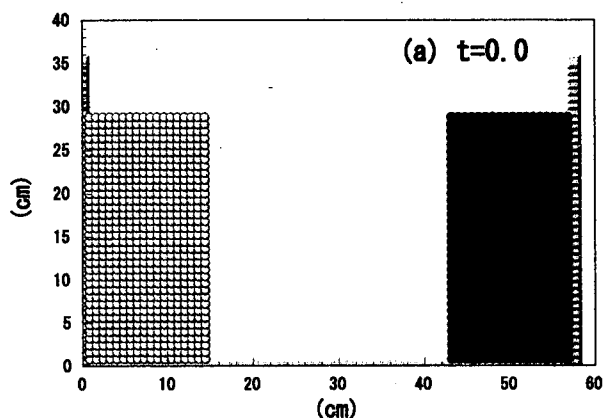
0.2秒後の図-5(b)では、両流体とも崩壊を始め、先端位置では既に衝突が起きている。衝突位置は、ほぼ両流体の中間である30cm弱の付近であり、軽いタイプ1の流体が、重いタイプ2の流体の上にせり上げら

れている様子が再現されている。

0.4秒後の図-5(c)では、両流体が激しくぶつかり合い、多量の流体塊を飛び散らせている。両流体の境界は左側に偏っており、重いタイプ2の流体が、軽いタイプ1の流体を押しやっている様子が再現されている。

0.6秒後の図-5(d)では、境界はほぼ左壁付近にまで達しており、飛び散った流体塊も再び落下し、混ざり合って流体中に突入している。

0.8秒後の図-5(e)では、下層のほぼ全域に重いタイプ2の流体が分布し、軽いタイプ1の流体は、左壁付近に集中している。衝突によって複雑に混ざり合い、混合された両流体粒子は次第にきれいに2相に分裂していく様子が再現されている。



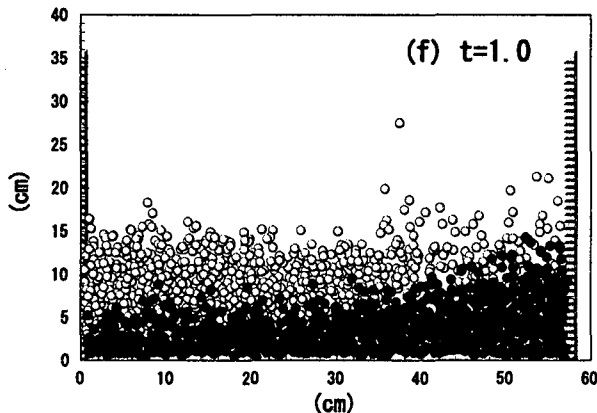
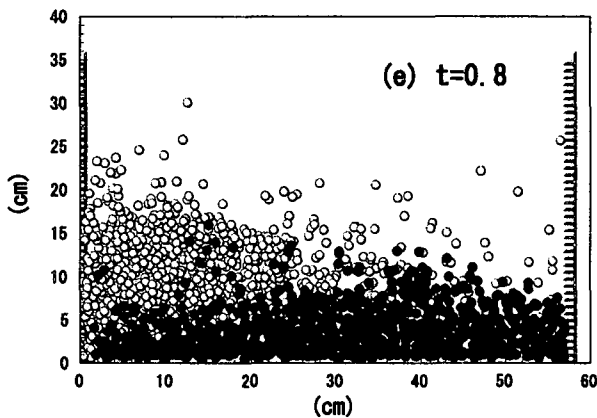
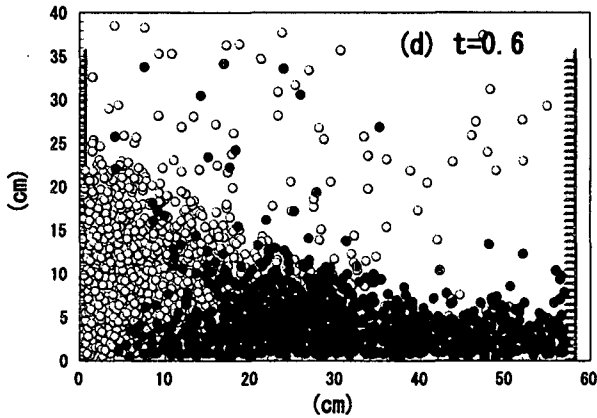


図-5 MPS法による2相流の混合過程の数値計算結果

1.0秒後の図-5(f)では、重いタイプ2の流体が形成した層上を、軽いタイプ1の流体が流れ、再び右方向へ流動している。そしてほぼ完全に2流体が分離して、きれいな2層を形成している様子が再現されている。

今回の計算では、2相の流体の激しい混合過程をどこまで再現できるか試みるため、2流体の水柱の崩壊という形で計算を行った。比較的良好な結果が得られているように見えるが、詳細な検討については、今後実験との比較をしながら行う必要がある。

5. 結論

本研究で得られた結論を以下に要約する。

- 1) 境界の外枠に配置する粒子を用いず、比較的簡便な処理を施した MPS 法の計算は水柱崩壊現象を精度よく再現することができた。
- 2) 本計算手法で、2相流体の激しい混合過程を再現したところ、衝突によって複雑に混合し合いながら、次第にほぼ完全に2層に分離していく様子を再現することができた。

参考文献

- 1) Koshizuka, S., Tamako, H., and Oka, Y.: A Particle Method for Incompressible Viscous Flow with Fluid Fragmentation', Computational Fluid Dynamics J. 4, No.1, pp.29-46, 1995.
- 2) Koshizuka, S., and Oka, Y.: Moving-Particle Semi-Implicit Method for Fragmentation of Incompressible Fluid', Nucl. Sci. Eng. 123, PP. 421-434, 1996.
- 3) Koshizuka, S., Ikeda, H., and Oka, Y.: Effect of Spontaneous Nucleation on Melt Fragmentation in Vapor Explosions, Proc. Int. Seminar on Vapor Explosions and Explosive Eruptions, pp.185-192, 1997.
- 4) Koshizuka, S., Okamoto, K., and Furuta, K.: Development of Computational Techniques for Nuclear Engineering, Progress in Nuclear Energy, 32, No. 1/2, pp. 209-222, 1998.
- 5) Koshizuka, S., Nobe, A. and Oka, Y.: Numerical Analysis of Breaking Waves using the Moving Particle Semi-Implicit Method', Int. J. numer. Meth. Fluids 26: pp.751-769, 1998.
- 6) 近澤佳隆、越塚誠一、岡 芳明：粒子法による構造物の解析手法の開発とその沿岸構造物への適用、海岸工学論文集、第 47 巻、pp.41-45、2000.
- 7) Chikazawa, Y., Koshizuka, S., and Oka, Y.: Numerical Analysis of three-dimensional sloshing in an elastic cylindrical tank using moving particle semi-implicit method, CFD JOURNAL, Vol.9, No.4, 2001.
- 8) 後藤仁志、酒井哲郎、目見田 哲、沖 和哉、林 稔：粒子法による直立護岸前面の碎波・越波過程の数値解析、海岸工学論文

- 集、第46巻、pp.46-50、1999.
- 9) 後藤仁志、Jorgen Fredsoe : Lagrange 型固液二相流モデルによる海洋投棄微細土砂の拡散過程の数値解析、海岸工学論文集、第46巻、pp.986-990、1999.
 - 10) 後藤仁志、酒井哲郎、芝原知樹 : 急激な水面変動を伴う流速場の Lagrange 型数値解析、水工学論文集、第43巻、pp.509-514、1999.
 - 11) 後藤仁志、酒井哲郎、芝原知樹 : SPS 乱流モデルの導入による新しい粒子法の展開、水工学論文集、第44巻、pp.575-580、2000.
 - 12) 後藤仁志、酒井哲郎、林稔 : 粒子法による流木群の堰止め過程の Lagrange 解析、水工学論文集第45巻、pp.919-924、2001.
 - 13) 赤堀良介、清水康行、中山卓 : 3次元乱流モデルによる密度流の侵入と内部セイシュに関する数値計算、水工学論文集、第44巻、pp.569-574、2000.
 - 14) 越塚誠一 著 : インテリジェントエンジニアリングシリーズ数値流体力学、培風館
 - 15) 棚橋隆彦著 : はじめてのCFD、コロナ社
 - 16) 保原 充 大宮司久明編 : 数値流体力学基礎と応用、東京大学出版会

(2001年4月20日受付)