粒子法をもとにした気液2相流計算法の乱流への適用性の検討

Applicability of Two-Phase Flow Analysis Based on Particle Method to Turbulent Flows

中	山	昭	彦	久	末	信	幸	
Akihiko		Nakayama		Nobuyuki		Hisasue		

1. はじめに

乱流の数値計算は、空間に固定された計算格子点での変数の値を微分方程式の差分近似により解く手法が主流である が、界面が大きく変動する自由水面流や混相流などの場合には、流速など流れの変数を流体粒子とともに移動する点で 定義し、これらの値より空間微分項を内挿により求める、いわゆる粒子法(Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) ¹⁾や Moving Particle Semi-implicit (MPS)²⁾)が有用であることが示され応用も進んでいる³⁾。これらの手法は、 Navier-Stokes 式原型のみならず、レイノルズ平均運動方程式や空間フィルタ平均運動方程式にも適用できるので乱流 の計算も可能である。Colagrossi & Landrini⁴⁾、 Violeau & Issa⁵⁾、後藤ら⁶⁾などは通常のオイラー乱流統計量の輸送 方程式に適用し、乱流計算を試みている。粒子法は流体運動に沿った座標を用いるので乱流のラグランジュ平均量の予 測法にもなる。Holm⁷⁾はラグランジュ座標系での運動方程式を厳密に平均した式を導出し、ラグランジュ平均には粒子 の分散による効果があることを指摘し、ラグランジュ平均とオイラー平均の違いや、移動速度の平均と運動量の平均は 異なることを指摘している。著者ら⁸⁰は粒子内挿操作自体に空間平均効果があるので、小スケール乱れのある乱流の瞬 時流れ場に粒子内挿を施し得られる運動方程式をモデル化する方法を提案した。この場合変動する粒子に厳密に追随す るラグランジュ記述は不可能で、粒子平均した軌道に沿う座標での運動方程式を扱うことになる。この粒子軌跡変動の 影響は Monaghan¹⁾が計算を安定させる目的で導入した項に関連している。しかし、分散効果やサブグリッド応力に相 当する付加応力など乱流計算において発生する粒子軌跡変動の効果については十分研究されていない³⁾。

ここでは、SPH 粒子法を移流拡散方程式の離散手法として、固定座標上で空間フィルタ平均された Large-Eddy Simulation (LES)の基礎式に適用する。この場合移流速度は空間平均流速であるので、サブフィルタースケール効果 は固定座標モデルと同様のものを適用できるが、その適用法や境界条件の設定法に注意を要する。ここでは乱流のシミ ュレーション法としての一手法を提案し、基礎的流れで妥当性や効果を検証する。また水面が大きく変化し、空気混入 や液滴の飛散などのある流れへの適用の可能性も調べる。

2. SPH法

2. 1 SPH 基礎方程式

粒子法は、例えば流れの変数Aの任意の点rでの値は周辺の値を内挿することにより評価できることに基づいている。 すなわちAの内挿値 A_I は

$$A_I(\mathbf{r}) = \iiint W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) A(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'$$

23

(1)

とカーネル積分で表わされる。ここで $W(\mathbf{r}-\mathbf{r}',h)$ は距離 $|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$ がおよそhの以内の領域で値をもつ内挿カーネル関数で

$$\iiint W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) d\mathbf{r}' = 1, \quad \lim_{h \to 0} W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$
(2)

の正規条件と距離ゼロの極限でその点での変数の値になる条件を満たす。ここで&(**r**-**r**')は Dirac のデルタ関数である。内 挿値を数値計算で評価するには流れ場空間に固定された計算格子は必要でなく、任意の離散点でA が与えられていれば よい。A(**r**) が有限個の粒子で代表される離散点**r**_b(添字 b は粒子を表わす指標)で与えられている場合、(1)式の積分は

$$A_{S}(\boldsymbol{r}) = \sum_{b} m_{b} \frac{A_{b}}{\rho_{b}} W(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_{b}, h)$$
(3)

と粒子b についての和で近似できる。ここで m_b 、 ρ_b 、 A_b 、は点 r_b 近傍の流体を代表する粒子b の質量、密度および $A(r_b)$ で、比 m_b/ρ_b は体積になる。これより A_s の勾配ベクトルは

$$\nabla A_{S}(\mathbf{r}) = \sum_{b} m_{b} \frac{A_{b}}{\rho_{b}} \nabla W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{b}, h)$$
(4)

と Wの勾配を重みとする平均で表わせることになる。離散内挿値 A_s 、 ∇A_s などを A、 ∇A などの近似値と見なせば、運動方程式、質量保存式中の項も粒子内挿値で表わすことが出来、これらについての基礎式になる。ただし、Monaghan¹⁾ によれば、(4)式を圧力勾配項に適用する場合計算の安定性などの面から、Aに直接圧力 pを代入するのではなく、

を用いるのが有効であるとされている。ここで、左辺は粒子 a の位置での圧力勾配、 p_b 、 p_b 、は粒子 a、bの圧力、 W_{ab} = $W(r_a - r_b, h)$ 、 $\nabla_a W_{ab}$ は W_{ab} の a の座標についての勾配である。速度の2階微分を含む粘性項にも(4)式を再度微分した式 を用いるのでなく、カーネル関数の1階微分のみで表わされるモデル式が用いられる。本研究では Kajtar & Monaghan⁹⁾ による式

$$\nabla \cdot \left(\mu \left[\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T \right] \right] = -\sum_b m_b \Pi_{ab} \nabla_a W_{ab} \quad , \tag{6}$$

$$\Pi_{ab} = -\frac{C_\mu \mu_a \mu_b}{\rho_a \rho_b (\mu_a + \mu_b)} \frac{(\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b) \cdot (\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b)}{h \sqrt{|\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b|^2 + 0.01h^2}} \tag{7}$$

を用いる。 μ は流体粘性係数で、 μ_a は粒子 aの位置での粘性係数、 C_μ は次元に依存する定数で、3次元流れの場合 Kajtar & Monaghan⁹は112/15としている。また分母の+ $0.01h^2$ は $r_a = r_b$ の特異性を避けるものである。以上の関係を用いると 粒子 aの運動方程式および質量保存式は

(8)

$$\frac{d\mathbf{v}_a}{dt} = -\sum_b m_b \left(\frac{p_a}{\rho_a^2} + \frac{p_b}{\rho_b^2} + \Pi_{ab}\right) \nabla_a W_{ab} + \mathbf{g} + \mathbf{F}_a$$

24

および

$$\frac{d\rho_a}{dt} = \sum_b m_b (\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b) \cdot \nabla_a W_{ab} \tag{9}$$

と離散化される。ここで $v_a(t)$ 、 $p_a(t)$ は、粒子aの位置 $r_a(t)$ での流速と圧力、gは重力加速度、 F_a は重力以外の体積力で、下記に述べる境界条件壁面モデルにより生ずる。

粒子aの位置 $r_a(t)$ は速度 $v_a(t)$ との関係

$$\frac{d\mathbf{r}_a}{dt} = \mathbf{v}_a \tag{10}$$

を積分することにより求められる。

SPH 法では非圧縮流も弱圧縮性で近似し、圧力は密度のみの関数とするモデル状態方程式から陽的に求める。その場合音速が流体の流れより十分大きいようにすれば圧縮性は流れに殆ど影響しないので、通常次のようなモデル式

$$p_a = B\left(\left(\frac{\rho_a}{\rho_0}\right)^{\gamma} - 1\right) \tag{11}$$

を仮定する。ここで ρ_0 は密度の基準値、 γ は 7 とし Bは、音速が予測される最大流速の 10 倍程度になるよう設定される定数である ¹⁾⁻³⁾。B の値のとり方で、計算安定性や圧力分布に影響を及ぼす可能性があるので、計算結果を見て判断する。

MPS 法では密度は一定とし、式(9)の右辺=0より、あるいは粒子密度が変化しないとする式より圧力を求める。本研 究では、カーネル関数 W_{ab} には次に示す 3 次スプライン関数を用いる。

$$W_{ab}(q) = \begin{cases} \frac{1}{6} \left[(2-q)^3 - 4(1-q)^3 \right], & 0 \le q \le 1, \\ \frac{1}{6} (2-q)^3 & , & 1 \le q \le 2, \\ 0 & , & q > 2 \end{cases}$$
(12)

ここで $q = |\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b|/h$ で、勾配 $\nabla_a W_{ab}$ は

$$\nabla W_{ab}(q) = \frac{dW_{ab}}{dq} \nabla q$$

(13)

から計算される。

2.2 乱流モデル

上の式は層流あるいは粒子内挿距離 h 以下のスケールの乱れのない流れについてであり、高レイノルズ数流れで粘性 スケールが h 以下の場合適用できない。「はじめに」にも述べたように、乱流を対象とする場合、レイノルズ平均あるい は空間フィルタ平均された運動方程式を粒子法により離散化する方法と、粒子補間式を平均前の瞬時流れ場に適用する 方法がある。後者の場合、粒子運動に適した乱流モデルを導入することが出来、解析精度も向上できる可能性があるが、 ここでは、空間フィルタ平均された運動方程式に乱流モデルとして渦粘性モデルを仮定した基礎式に上記の粒子法によ る離散化を行うとする。この場合分子粘性項の分子粘性係数に渦粘性係数を付加することで乱流の扱いが可能である。 すなわち粘性項 *II*_{ab} を

$$\Pi_{ab} = -\frac{C_{\mu}(\mu_{a} + \mu_{ta})(\mu_{b} + \mu_{tb})}{\rho_{a}\rho_{b}(\mu_{a} + \mu_{ta} + \mu_{b} + \mu_{tb})} \frac{(\nu_{a} - \nu_{b})\cdot(\mathbf{r}_{a} - \mathbf{r}_{b})}{h\sqrt{|\mathbf{r}_{a} - \mathbf{r}_{b}|^{2} + 0.01h^{2}}}$$
(14)

と通常の分子粘性にサブフィルタ渦粘性係数 μ_{a} 、 μ_{b} を付加する。これらに Smagorinsky モデルを適用すると、たとえ ば μ_{a} は

$$\frac{\mu_{ta}}{\rho_a} = C_S h^2 \left| \boldsymbol{S}_a \right| \tag{15}$$

である。 C_{S} は Smagorinsky 定数、 S_{a} はひずみ速度テンソル $S_{a} = \frac{1}{2} \left(\nabla \mathbf{v}_{a} + (\nabla \mathbf{v}_{a})^{T} \right)$ で、 $\nabla \mathbf{v}_{a}$ の値は

$$\nabla \boldsymbol{\nu}_{a} = \sum_{b} m_{b} \, \frac{(\boldsymbol{\nu}_{a} - \boldsymbol{\nu}_{b})}{\rho_{b}} \nabla_{a} W_{ab} \tag{16}$$

から求められる。

粒子法の基礎方程式((8)、(9)、(10))は個々の粒子の時間についての常微分方程式で、その解には空間座標について の境界条件は必要ない。とくに自由表面での拘束条件は必要としないので、複雑な界面追跡などなしに自由表面流の計 算が可能である。気体と接する液体の流れも、それぞれの物性値をもつ粒子を挿入することで、混相流の計算が可能で ある。上述の式は全て密度、粘性係数は変数として扱えるため、特別な操作なしにそのまま適用できる。ただし、大き く異なる密度の粒子の音速の設定、それに伴う時間ステップ幅の設定など注意を要する点もある。

他の境界での拘束条件は支配方程式の粒子補間項を境界近傍で評価する際に考慮される。不透面近傍では、反発力を 付加したり、仮想粒子を壁面あるいは壁面外に配置し、これらの仮想粒子の運動あるいは位置に境界条件を設定する方 法と、粒子補間項を評価する際に境界面での値を導入する方法¹⁰がある。乱流の場合、とくに壁面近傍乱れを解像でき ない場合の境界条件設定の手法を提案する。

2.3 壁面モデル

境界での条件であるが、完全滑り面、完全粘着面あるいは流速に限らず、温度などの物理量についてのデリクレーあ るいはノイマン条件の設定法は種々の提案がなされ、良い結果も得られることも示されている。しかし乱流 LES の場 合、単純に速度やその勾配を設定するのでなく、複雑な関係を含む壁面モデルの導入が必要になる。本報では次のよう な壁面処理を提案する。

乱流壁面法則は、固定格子で解く場合でも壁面上でなく流れ内の点で適用されるが、粒子法では壁面近傍に壁面層(厚 さ h_b)を設定し、この壁面層に入った粒子に壁面条件を与える。下記の計算では $h_b=h=1.3r_0$ (r_0 は初期粒子間隔) と している。不透過面近傍では法線方向流速成分には式(8)を適用せず非圧縮連続式を満たすとする。その際壁面では法 線方向成分はゼロとする。

壁面接線方向流速は式(8)を用いて求めるが、右辺 F_a は壁法則で定められる壁面せん断応力とする。これは壁粒子などを設定する手法の壁面相互作用に相当する。壁面までの最短距離を r_n 、そこでの接線方向流速を v_t とすると、 $r_n < h_b$ となる場合、接線方向勾配壁面せん断応力による接線方向体積力

(17)

$$\frac{F_a}{\rho} = \frac{T_w}{\rho} = -C_D v_t v_a / r_0$$

とする。 $v_a = |v_a|$ で C_D は3 層壁面則



より求められる摩擦速度u*および $C_D=(u*h)^2$ から定める。この方法は固定座標を用いるLES法に使われる壁モデル¹¹⁾を粒子法に適用させたものである。

2. 4 数値計算手法の概要

本手法の支配方程式(8)、(9)、(10)式は個々の粒子についての時間発展常微分方程式で、既往の種々の解法を適用できる。工夫を要するのはこれらの式の右辺が全粒子についての和で粒子数に比例して計算量が増加することであるい近傍 粒子の探索法を用いるべきで、本研究では Hockney & Eastwood¹²による Link Cell 法を適用する。時間進行は1次精度 Euler 法を用いる。Link Cell の幅は粒子内挿距離 h の2倍とし、各 Link Cell 内の粒子の番号を各時間ステップの始めに あらかじめ検索しておくことにより、全ての粒子の和をとる計算を省略できることになる。

3. 検証計算

3.1 層流開水路流

計算はまず十分発達した平坦開水路流に適用する。 目的は乱流の LES であるが、まず粘性項と境界条 件の扱い法を確認するため、平行壁面間流れである 平面 Poiseuille 流の片側半分に相当する開水路流に ついて計算する (図-1)。この流れでは重力と底面せ ん断がバランスし、フルード数の低い乱流の場合、 圧力差で流れる平行平板間流れとほぼ同等の流れで ある。層流の場合、流速分布は放物曲線となり、水 面での最大流速 umax は斜面勾配により決まるので、 粘性モデルと粘着条件の検証になる。水深を H、 斜 面角度を θ 、重力加速度を g とすると底面せん断応 力 τ_w は ρ gHsin θ で、動粘性係数を v とすると、最 大流速 umax は H^2 gsin $\theta/2v$ である。

図-2 に層流の場合の速度成分 u、 v 及び圧力 p の鉛直分布の計算結果を示す。理論解の底面垂直方 向速度成分 v は ゼロで、u の分布は放物曲線である。 粒子数 3200 で奥行き方向には 4 列の初期粒子配置 であるが、流速分布は理論値によく合う結果となっ ている。圧力は計算初期水面での密度を ρ₀とし、ρ ₀gHで無次元化した値をプロットしている。理論で は密度一定の静水圧分布であるが、計算では弱圧縮 を仮定し、圧力は(11)式を満たすので、正確な静水 圧分布にはならない。本計算では底面近傍でやや大 きくなる結果になっているが、y/H>0.1 では静水圧



図-1 斜面上層流開水路流



図-2斜面上層流開水路流の流速および圧力分布

27

(18)



図-4 平坦開水路乱流中鉛直断面内平均流速分布と乱れ強度分布

1000

present cal

loglaw

100

v+

分布に近い値になっている。

5

0

10

3. 2 完全発達開水路乱流

次に同じ斜面上流れであるが、レイノルズ数が大きく完全発達した乱流の場合をとりあげ、摩擦速度 u*と平均水深 H で定義される摩擦レイノルズ数の値で約800、平均流速 Umを基にした Re=UmH/vは 16000 の乱流についての計算を行 った。計算領域は流れ方向に4H、奥行き方向にHで、合計62,720の粒子を流れ方向、鉛直方向、奥行き方向にそれぞ れ 112、28、20 個等間隔に配置し、初期流速分布は固定格子の計算結果¹³⁾を内挿して求めた。計算領域外の流れは計 算領域内と同一のものが周期的に繰り返すとし、粒子が計算領域外に出た場合、反対側境界内に同じ位置と流速をもつ 粒子を挿入している。この粒子数でも、10倍程度の固定格子を用いる場合の計算時間を要する。しかし GPU など並列演 算そ用いることにより計算時間は大幅に改善できる。

1 ⁵ 1 ⁵

0

0

0.2

[≜]¤≅≅£⊊⊊₽∑∑∑∑∞

0.4

0.6 y/H

0.8

1.2

図-3 は鉛直断面内粒子の瞬時位置とその流速分布の一例である。計算開始後 0.5H/Um 経過したときもので、乱れの小 さい上の方の粒子は初期位置から平行移動したような位置であるが、底面近傍の乱れの大きい領域では不規則になって いる。分布密度は全体であまり変わらないほぼ一様性を保っている。底面近傍の乱れは主流内に伝わって行く様子も見 られる。定量的特性は次に示す平均量で評価する。時間平均は、瞬時流れ粒子計算結果を 60x20x20 の固定格子点x上で 内挿し、同一点で時間平均し求めた。速度成分の内挿値は(3)式の粒子補間

 $A(\mathbf{x}) = \sum_{b} m_b \frac{A_b}{\rho_b} W_{xb}$

28

実験(Koshizuka et al.2))



を用いて求められた。粒子の間隔は壁面粘性単位で 30 程あり粘性底層やバッファ層は解像できていない。時間平均のための内挿点の間隔もこれとほぼ同じである。水面外の点でも内挿は可能であるので表示しているが、内挿距離 h の外の 点ではゼロになる。

図-4(a)は平均流速分布を壁面則座標 ($y+=u^*y/v$, $u+=u/u^*$) で示す。滑面標準壁法則にほぼ従う結果となっている。 図-4(b)は RMS 乱れ強度成分(流れ方向 u_{ms} 、底面垂直方向 v_{ms} 、奥行き方向 w_{ms})の鉛直分布を示す.通常 u_{ms} は最 も大きく、 v_{ms} の倍程度であるが、本計算では底面近傍以外の領域で壁面垂直方向乱れ v_{ms} が流れ方向成分 u_{ms} に近い値 で、より等方的な結果になっている。これは壁面境界の設定法、モデルにも影響されていると考えられるが、平均時間 も十分でない可能性もあり、用いられた少ない粒子数にも関わらず基本的分布特性は、これまでの実験、オイラー座標 上固定格子でのシミュレーション結果(久末ら¹³)と整合していると言える。

3.3 水柱崩壊流れ

次に水面変動の大きい流れの例として、水柱崩壊流れの数値解析結果と実験結果との比較を示す。実験は Koshizuka et al.²⁾ により行われたもので、長さ 59cm 深さ 40cm 以上の水槽の左端に幅 14.5cm 高さ 29cm の水柱を板で支え、時間 t=0 に支持板を取り除いた後の水柱の崩壊過程流れの様子を可視化したものである。図-5 の上段に実験結果を下段に本計算結果を示す。この流れは静止から加速していき、初期は乱れの影響は小さいと考えられ、数値解法の検証のみにも使われているが¹⁴⁾、崩壊水塊が壁面に衝突するまでには流速は毎秒数 10cm となり、乱流遷移が起こり、右壁衝突後は上方い跳ね上がり、そのご落下しながら左方向に戻って行く複雑な流れである。

解析結果は全体の流れの傾向を良く捉えている。従来用いられた過大な疑似粘性とすべり境界条件では水柱先端の角度が小さく進行速度が大きく見積もられていたのが、本計算法の *t*=0.2sec の結果では実験に近い先端形状と移動速度になっているのが分かる。また固体壁面境界近傍で反発力を与える Monaghan¹¹の方法では右壁衝突後水が壁面から離れる傾向になり、跳ね上げられた水滴が水槽中ほどに落下するが、壁面近傍法線方向速度を与える本計算ではそれがなく、戻り流れの巻き波の形状なども実験に近い結果となっているのが分かる。

3. 4 空気混入を伴う障害物のある水柱崩壊流れ

上の水柱崩壊計算は少なくとも時間 =0.8sec まででは空気と水は混合せず液相のみの計算で流れの再現ができている。 しかし、空気が水の中に閉じ込められる場合、空気の運動はともかく水と壁の間に閉じ込められる空気の影響を考慮す



図-6 底面に障害物の設置された水柱崩壊流れ

る必要がある。ここでは、やはり Koshizuka²⁾により行われた実験で上記の実験条件と同一であるが、底面に障害物が置かれている場合の水柱崩壊過程を計算する。この場合、水柱は障害物により跳ねあげられ、その後落下するがその際水塊と底面、側壁の間に空気が閉じ込められる。

図-6 に実験結果と本計算手法による液相のみの計算と水柱周辺の空気の運動も計算する2相流計算を行った結果を 示す。空気を考慮する2相流計算では、計算負荷を考慮し、水内に閉じ込められる位置にある底面から水柱高さの1/3 の深さの位置にのみ空気粒子を配置しそれ以外では水粒子空気粒子とも配置していない。また音速差による計算不安定 を考慮し、空気相の初期密度は水の1/20としている。このため空気の速度は実際より小さくなっているが、本計算では 単相計算では無視されていた空気の存在の効果を考慮するのが主目的で、その運動の再現性は今後の課題である。

液相のみの計算結果は ≠0.3sec までは実験結果に合った結果になっているが、≠0.3sec では飛び跳ねた水塊が底面に落下し、実験と大きく異なっている。これに対し空気を考慮した計算では ≠0.4sec 以降飛び跳ねた水塊がそれと底面の間の空気により落下せず右壁に接するようなかたちになっている。 ≠0.5sec では閉じ込められた空気塊が二つに分かれ、障害物先端からはねた水が底面に落ちていく様子など実験に近い結果になっているのが分かる。

4. 階段状水路流れ

次に、気液2相流計算の適用例として、空気気泡混入、水滴飛散の顕著な流れで、実験計測などの行われている階段 状水路流れを取り上げる。この流れはダム洪水吐や減勢工周りの流れに関連しており、このような流れの解析への適用 性を考察することができる。

安田ら¹⁵は実験により、階段状水路の流れの特性を調べている。こういった流れの定量的計測は非常に難しいので、 本計算もその適用性の評価が目的で、定量的検証は今後の課題とする。図-7 は安田ら¹⁵の実験水路の模式図と実験風景 を示す。計算はこの水路形状に合わせるが、計算領域は4段の階段のみとし、計算条件は水面形状が水路床形状の詳細 に依存しない skimming flow に分類される勾配 15 度の階段水路について行った。

水柱崩壊流れの解析と同様に、初期状態として水面上4列の空気粒子を配置する2相流計算である。水粒子は上流端





図-7 安田ら¹⁵⁾による階段状水路流れ

(a) 粒子位置

(b) 内挿による流速ベクトル値



大きい点:水粒子、小さい点:空気粒子

実線:等粒子密度比による水面位置

図-8 階段状水路流れの計算結果

から摩擦速度 0.2m/s の対数則分布をもつ流れが流入する条件である。本計算では計算領域の上流端及び下流端のすぐ外 に境界ゾーンを設定し、この境界ゾーンにある粒子に自由流出境界条件を与える。また対数則流速分布をもつ粒子列を 一定の粒子間隔で導入している。下流端では境界ゾーンから流出する粒子は粒子リストから削除し粒子番号を振り直す 操作を行う。

図-8 に階段状水路流れへの2 相流の適用例を示す。図-8(a) は粒子の瞬時位置を示す。大きい点が水粒子、小さい点 が空気粒子の位置を示す。水面での空気の混入、階段隅角部に残る空気塊など2 相流計算で可能になる現象が再現され ている。図-8(b) はこの自由に移動する粒子の位置での流速結果を粒子補間により、等間隔固定格子上に内挿した結果で ある。水面位置は、内挿された密度の値が水粒子の値と空気粒子の値の中間値をとる面を検索したものである。飛散す る液滴、水面下に閉じ込められた空気泡が再現されているのが分かる。実験でも流速分布など定量的結果が得られなく、 詳細の検討は十分でないが、粒子の空気混入率分布など定量的評価も含め今後の課題とする。

5. 結論

水面の大きく変化する流れや、空気、水の混合する2相流の解析に有用な粒子法のひとつ SPH 法を、工学流れの実 用シミュレーション法に発展させるため、基礎的手法と必要なモデルの提案、さらに基礎的流れでの検証を行った。と くに、高いレイノルズ数流れの乱流効果、それの反映に不可欠な壁面モデルと境界条件の設定法を検討した。サブフィ ルタモデルに渦粘性モデルを採用すると、分子粘性項と同様の扱いが可能で、分子粘性モデルの拡張で対処可能である。 壁面モデルとして、壁面近傍に粒子間隔の約 1.3 倍の厚さの境界域を設定し、その層内の粒子に壁法則を適用する手法 を提案した。まず理論解のある層流で粘性と壁面境界条件の設定が確認され、乱流のシミュレーションではサブフィル タ応力の導入効果を確認した。使用した粒子数が十分でないこともあり、固定格子の LES 結果に比べやや劣る結果で あるが、平均流速及び乱流強度の分布特性は正しく得られた。水面が大きく変化し、液相の飛散のある水柱崩壊流れの 計算では、これまでの乱流モデル、壁面モデルの結果に比べ実験値に近い結果が得られた。今後粒子配置を多くするこ とで、さらに一般的自由水面乱流のシミュレーションに適用できることが期待される。

参考文献

- 1) Monaghan, J. J.: Particle methods for hydrodynamics, Computer Physics Reports, Vol.3, pp. 71-124, 1985.
- 2) Koshizuka, S., Tamako, H. and Oka, Y. A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, *Computational Fluid Dynamics Journal*, Vol.4, pp.29-46, 1995.
- 3) Monaghan, J.J.: Smoothed particle hydrodynamics, Rep. Prog. Phys. Vol.68, pp.1703-1759, 2005.
- Colagrossi, A. and Landrini, M.: Numerical simulation of interfacial flows by smoothed particle hydrodynamics, J. Comput. Phys. Vol.191, pp.448-475, 2003.
- 5) Violeau, D. and Issa, R. : Numerical modelling of complex turbulent free-surface flows with the SPH method: an overview, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 83, pp.277-304, 2007.
- 6) 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.
- 7) Holm, D. D. : Fluctuation effects on 3D Lagrangian mean and Eulerian mean fluid motion, *Physica D*, Vol. 133, pp.215-269, 1999.
- Inokuma, H., Nakayama, A. and Ikenaga, K.: On Calculation of Turbulent Free-Surface Flows with Particle Method, Proc. Seventh Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, Vol.1, 3B2P, 2011.
- 9) Kajtar, J. and Monaghan, J.J. : SPH simulation of swimming linked bodies, J. Comput. Phys., Vol. 227, pp.8568-8587, 2008.
- 10) Ferrand, M., Violeau, D., Rogers, B. D. and Laurence, D., Consistent wall boundary treatment for laminar and turbulent flows in SPH, *Proc. of the 6th International Spheric workshop, Hamburg, Germany*, pp.275-282, 2011.
- 11) Kasai, T. and Nakayama, A. :Study of Wall Model in LES Calculation of Turbulent Flow Over Complex Boundary, Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering. Vol.28, No1, pp.117-125, 2010.
- 12) Hockney, R.W. and Eastwood, J.W.: Computer Simulation Using Particles, Institute of Physics Publishing, Bristol, U.K., Philadelphia, U.S.A, 1988.
- 13) 久末信幸,中山昭彦,横嶋哲:実スケール開水路乱流解析のためのLESサブグリッドモデルの検討,建設工学研 究所論文報告集第55号, pp.47-55, 2013.
- 14) 齊藤敦史,村上拓、中山司:有限要素法をベースとしたフリーラグランジュ法による粘性自由表面流れの数値 解析,ながれ, Vol.28, pp.399-408, 2009.
- 15) 安田陽一, 高橋正行, 大津岩夫: 階段状水路における Skimming flow の内部特性, 水工学論文集, 第 48 巻, pp.499-504, 2004.

著者

中山	昭彦	所員, Ph.D., 流体工学, 水理学	
久末	信幸	関西電力(株)博士(工学)水理学	