

気液二相流型粒子法に基づく 落水グラフィックスの提案

WATERFALL CG BASED ON PARTICLE METHOD WITH GAS-LIQUID TWO-PHASE FLOW MODEL

後藤仁志¹・橋本麻未²・五十里洋行³・酒井哲郎⁴

Hitoshi GOTOH, Mami HASHIMOTO, Hiroyuki IKARI and Tetsuo SAKAI

¹ 正会員 工博 京都大学助教授 工学研究科都市環境工学専攻 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)

² 学生会員 京都大学大学院修士課程 都市環境工学専攻 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)

³ 学生会員 工修 京都大学大学院博士後期課程 都市環境工学専攻 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)

⁴ フェロー 工博 京都大学教授 工学研究科都市環境工学専攻 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)

Graphics of falling-water texture are produced by the frame work to combine the sub-particle-scale (SPS) texture model for splash with the particle method for a physical skeleton. A texture of splash is described as the diffusion process of mist by the random walk model. A gas-liquid two-phase-flow model is used for a calculation of falling-water and resultant air-flow field. Governing equation of the pressure that express the compressibility of gas phase is applied. The computational program is improved so that a stable solution is provided in the gas-liquid interface under high-level change of pressure. A conventional diffusion model is improved so that the unsteady and non-uniform structure of air flow affects directly on the motion of mist. The hybrid tracking model of a droplet and an air bubble is proposed on the basis of a random walk model. Finally, the graphics of falling water are drawn by the ray tracing technique.

Key Words: *sub-particle-scale texture, falling water, gas-liquid two-phase-flow, random walk, ray tracing*

1. はじめに

水理学と景観工学の学際的課題としての流水表情表現を具体化するには、CFD と CG の先端的手法を融合した流水グラフィックス手法の構築が格好のテーマである。著者らは、このような認識から、自由表面流解析に特筆すべき性能を発揮する粒子法と流体表情 CG に多用されるパーティクルシステム法を融合した落水 CG の製作を試みてきた^{1,2)}。特に、落水を特徴付ける飛沫表情が粒子法の計算対象となる粒子のスケール以下の微細スケールの現象であることに着目し、SPS(sub-particle-scale) 表情モデルの名称で、飛沫表情を形成する mist の拡散過程をランダムウォークモデルで記述することを試みた¹⁾。

著者らの既往の取り組みでは、フレームワークおよび mist の拡散過程のモデル化に重点を置いて、気流場の取り扱いを簡素化し、CG 作成の物理骨格を

形成する粒子法の解には、気相を無視した液相単相流の解を用いた。しかし、現実の落水周辺では、落水により駆動される気流が誘導する大規模な循環が存在し、これにより mist は遠方まで輸送される(滝壺を訪れると、滝のかなり遠方で強い湿度を感じることもからも明らかなように)。さらに、落水の着水時には、気泡が水中に連行され、これが着水点周辺に広がる白濁表情を形成するが、従来の完全非圧縮性流体を対象とした標準的な粒子法(MPS法³⁾)のフレームワークでは、高レベルの圧力変動を伴う気液界面で解が不安定となり、着水過程の物理骨格となる粒子法の解が得られず、着水過程を含めたCGの作成ができなかった。

そこで、本研究では、気液二相流型のMPS法の気相モデルにおいて、気相の圧縮性を考慮した圧力方程式の解法を適用し、高レベルの圧力変動を伴う気液界面で安定した動作が得られるようコードを改

良した。次に、改良されたコードを落水過程に適用し、気流場の非一様・非定常な構造を直接的に mist 運動に反映できるように従来の拡散モデルを改良した。さらに、水中の気泡表情を表現するため、気泡のランダムウォークモデルを導入し、気泡表面から生成される微細 bubble の拡散過程を追跡するルーチンを追加した。これにより、気液混相流型粒子法の解を骨格として、気相中を気流の作用を受けつつ移流・拡散する mist の表情と水中を水流の作用を受けて移流・拡散する bubble の表情の両者を描き出すグラフィックスの製作が可能となった。この種のシミュレーターは、水理学の景観工学に対する貢献を意味するだけでなく、他分野の研究者、さらには研究とは直接縁のない一般の人々に、水理学の学問的なパフォーマンスを伝えるための有望なツールとしての役割も期待できる。

2. 流れ場のモデル

(1) 支配方程式

気相・液相の連続式および運動方程式は、

$$\nabla \cdot (\rho_l \mathbf{u}_l) = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \cdot (\rho_g \mathbf{u}_g) = 0 \quad (2)$$

$$\rho_l \frac{D\mathbf{u}_l}{Dt} = -\nabla p_l + \rho_l \mathbf{v}_l \nabla^2 \mathbf{u}_l + \rho_l \mathbf{g} - \mathbf{f}_{gl} \quad (3)$$

$$\rho_g \frac{D\mathbf{u}_g}{Dt} = -\nabla p_g + \rho_g \mathbf{v}_g \nabla^2 \mathbf{u}_g + \rho_g \mathbf{g} + \mathbf{f}_{gl} \quad (4)$$

と書ける。ここに、 $\mathbf{u}_m$: 流速ベクトル, p_m : 圧力, ρ_m : 流体の密度, $\mathbf{g}$: 重力加速度ベクトル, $\mathbf{v}_m$: 渦動粘性係数, $\mathbf{f}_{gl}$: 気相・液相間相互作用力ベクトルである。添字 $m=g, l$ は気相および液相を表している。さらに、運動方程式について相間の相互作用のモデル化の方法を明示すると、

$$\rho_l \frac{D\mathbf{u}_l}{Dt} = (-\nabla p_l + \rho_l \mathbf{v}_l \nabla^2 \mathbf{u}_l)_l + \mathbf{f}_{gl,l} + \rho_l \mathbf{g} \quad (5)$$

$$\rho_g \frac{D\mathbf{u}_g}{Dt} = (-\nabla p_g + \rho_g \mathbf{v}_g \nabla^2 \mathbf{u}_g)_g + \mathbf{f}_{gl,g} + \rho_g \mathbf{g} \quad (6)$$

$$\mathbf{f}_{gl,l} = \int_{G_{nei}} \delta_{gl} (-\nabla p_l + \rho_l \mathbf{v}_l \nabla^2 \mathbf{u}_l)_g \quad (7)$$

$$\mathbf{f}_{gl,g} = \int_{G_{surf}} (-\nabla p_g + \rho_g \mathbf{v}_g \nabla^2 \mathbf{u}_g)_l \quad (8)$$

となる⁴⁾。解法には MPS 法³⁾を用いるので、支配方程式の各項は粒子間相互作用として離散化される。液相と気相の密度比は 10^3 オーダーであるので、気相は液相に対して従属的に挙動する(気相粒子の存在が液相粒子に影響しない)と仮定したカップリングを原則的に適用するが、液相中で孤立状態となった気相粒子についてのみ、液相への相互作用力を想定する。式中の δ_{gl} は液相中の孤立粒子の存在を示

すフラッグ関数であり、領域 G_{nei} は対象となる液相粒子の影響円の範囲の体積を意味している。一方、気相においては、気液界面に存在する液相粒子を流速と圧力を有する剛体壁と見なして、気液界面付近の気相粒子を液相に対して従属的に挙動させる。(8) 式の相互作用項(積分領域 G_{surf} は気液界面)は、このような取り扱いを示している。

(2) 気相の圧縮性の取り扱い

MPS 法では 2 段階法が適用され、第 1 段階における粘性項、重力項の作用による陽的移流計算の後、第 2 段階では圧力の Poisson 方程式

$$\langle \nabla^2 p \rangle_i^{n+1} = -\frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{n_i^* - n_i^{n+1}}{n_0} \quad (9)$$

が陰解法で計算される(Δt : 計算時間間隔, n_i^* : 第 1 ステップ後の仮粒子数密度, n_0 : 基準粒子数密度=定数)。MPS 法は元来、非圧縮性流体の解法であるから、式(9)の $n+1$ ステップの粒子数密度は $n_i^{n+1}=n_0$ と設定されるが、粒子数密度を、

$$n_i^{n+1} = n_0 + \Delta n_{0i}^{n+1} \quad (10)$$

と記述して変動を許容すると、圧縮性流体の解法へと拡張することができる。Ikeda ら⁵⁾と同様に、粒子数密度と圧力の線形関係

$$\frac{\Delta n_{0i}^{n+1}}{n_0} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial p} (p_i^{n+1} - p_0) ; \quad \frac{\partial \rho}{\partial p} = \frac{1}{c^2} \quad (11)$$

を仮定して(c : 気相中の音速), 基準圧力 $p_0=0$ に設定すると、圧力の Poisson 方程式は、

$$\langle \nabla^2 p \rangle_i^{n+1} = -\frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{n_i^* - n_0}{n_0} + \frac{1}{\Delta t^2 c^2} p_i^{n+1} \quad (12)$$

となる。ところで、MPS 法の Laplacian モデルを圧力に適用すると

$$\langle \nabla^2 p \rangle_i = \frac{2D_0}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} (p_j - p_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (13)$$

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & (r \leq r_e) \\ 0 & (r > r_e) \end{cases} \quad (14)$$

となり(D_0 : 次元数, λ : 定数, $\mathbf{r}_i$: 粒子 i の位置ベクトル, $w(r)$: 重み関数), これを行列形式で表示すると、

$$\begin{pmatrix} \langle \nabla^2 p \rangle_1^{n+1} \\ \langle \nabla^2 p \rangle_2^{n+1} \\ \vdots \\ \langle \nabla^2 p \rangle_n^{n+1} \end{pmatrix} = \mathbf{A} \begin{pmatrix} p_1^{n+1} \\ p_2^{n+1} \\ \vdots \\ p_n^{n+1} \end{pmatrix} \quad (15)$$

$$\mathbf{A} = \frac{2D_0}{n_0 \lambda} \begin{pmatrix} \sum_{j \neq 1} w(|\mathbf{r}_{1j}|) & w(|\mathbf{r}_{12}|) & \cdots & w(|\mathbf{r}_{1n}|) \\ w(|\mathbf{r}_{21}|) & \sum_{j \neq 2} w(|\mathbf{r}_{2j}|) & \cdots & w(|\mathbf{r}_{2n}|) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ w(|\mathbf{r}_{n1}|) & w(|\mathbf{r}_{n2}|) & \cdots & \sum_{j \neq n} w(|\mathbf{r}_{nj}|) \end{pmatrix} \quad (16)$$

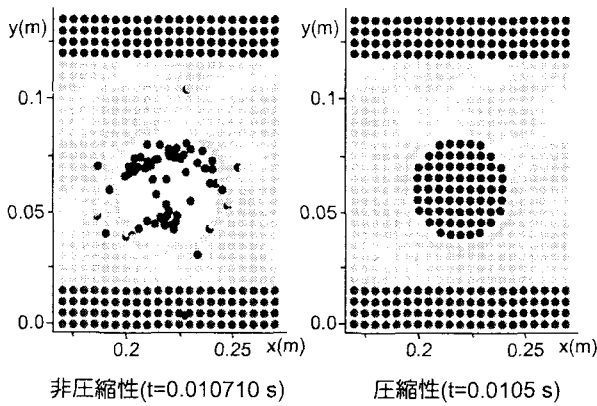


図-1 気泡上昇過程

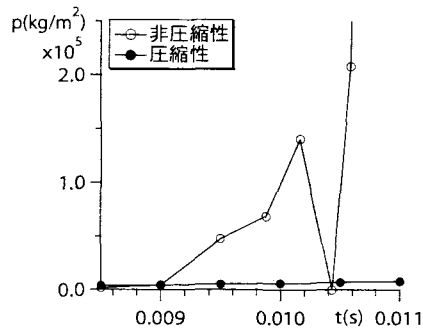


図-2 気泡内圧力変動

が得られる。この表式を式 (12) に適用すると、

$$\left(A - \frac{1}{\Delta t^2 c^2} E \right) \begin{pmatrix} p_1^{n+1} \\ p_2^{n+1} \\ \vdots \\ p_n^{n+1} \end{pmatrix} = -\frac{\rho}{\Delta t^2} \begin{pmatrix} (n_1^* - n_0)/n_0 \\ (n_2^* - n_0)/n_0 \\ \vdots \\ (n_n^* - n_0)/n_0 \end{pmatrix} \quad (17)$$

が得られ、非圧縮性流体の場合の係数行列の対角成分のみに圧縮性の影響を反映した修正を行うことで、圧縮性流体への拡張が可能であることが分かる。

圧縮性の導入に伴う計算の安定化について具体的に示すため、水面下 3.5 cm に直径 4.5 cm の気泡を配置した際の気泡の上昇過程を対象として、非圧縮性コード (オリジナル MPS) と圧縮性コード (式 (17) に基づく計算) を比較したのが、図-1 である。非圧

縮性コードでは計算開始直後の $t=0.010710$ s に発散が生じて、気泡内の気相粒子が飛散してしまうが、同時刻付近の圧縮性コードの解は安定しており、気泡上昇が進行するプロセス ($t=0.1$ s 参照) を安定して追跡できる。気泡内圧力の空間平均の時間変化をプロットしたのが図-2 であるが、非圧縮性コードで発散の生じる時刻でも、圧縮性コードでは安定した解が得られていることが分かる。

3. 飛沫と気泡の運動モデル

(1) SPS 表情のための粒子の分類

著者らが昨年提案した液相単相流をベースにした落水表情グラフィックス¹⁾では、1) 液体塊、2) 液体塊表面、3) 液滴 (孤立液相粒子) の 3 つの範疇に MPS 法の計算粒子を分類し、個々に異なる表情のテクスチャーをマッピングして CG を製作した。本研究では、気液混相流をベースにしたグラフィックスを対象とするので、MPS 法の粒子の分類は、1) 液体塊、2) 液体塊表面、3) 液滴 (孤立液相粒子)、4) 気体塊、5) 気体塊表面、6) 気泡 (孤立気相粒子) の 6 範疇となる。分類の方法は、著者らが液相単相流に対して用いたものと同様の粒子数密度のレベルと空間的变化率を基準とした方法¹⁾である。始めに、液相粒子のみを抽出し、単相流に対する粒子分類法を適用して 1) 液体塊、2) 液体塊表面、3) 液滴の 3 つの範疇に分類する。その後、気相粒子のみを抽出して、同様に単相流に対する分類法を適用すると、4) 気体塊、5) 気体塊表面、6) 気泡への分類が実行され、すべての MPS 法計算粒子が上記の 6 範疇のいずれかに分類される。落水 (落差 $H_w=0.285$ m、越流部の単位幅流量 $q=0.016$ m²/s、計算粒子数 28,200 個 (気相粒子 18,040 個、液相粒子 8,380 個、壁粒子 1,780 個)) における瞬間像について、粒子の分類を行った例を図-3 に示す。

(2) 2 段階拡散モデル

先の分類において SPS 表情モデルの適用対象となるのは、液滴 (孤立液相粒子) と気泡 (孤立気相粒子) である。液滴粒子は mist を放散しつつ気相中を落下する移動 mist 拡散源としてモデル化し、一方、気泡粒子は、bubble を放散しつつ液相中を上昇する移動 bubble 拡散源としてモデル化する。両粒子とも初期体積に見合う微細粒子 (mist または bubble) を放散するかあるいは水面に達するかすると消滅するものとして取り扱う。移動拡散源 (液滴もしくは気泡) は質量の変化する球としてモデル化し、微細粒子 (mist または bubble) は質量の変化しない球として扱う。以上 4 種の粒子の運動方程式は、

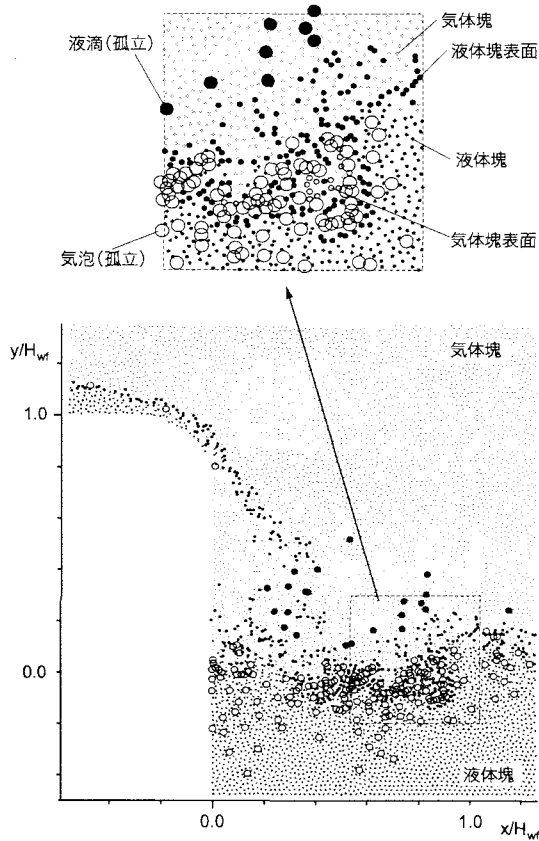


図-3 落水における粒子の分類例

$$\begin{aligned} \rho_f \left(\frac{\rho_{pa}}{\rho_f} + C_M \right) A_3 d_{pa}^3 \frac{d\mathbf{u}_{pa}}{dt} = \\ \frac{1}{2} \rho_f A_2 d_{pa}^2 C_{Dpa} |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_{pa}| (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_{pa}) \\ + \rho_f (1 + C_M) A_3 d_{pa}^3 \frac{d\mathbf{u}_f}{dt} \\ + \rho_f \left(\frac{\rho_{pa}}{\rho_f} - 1 \right) A_3 d_{pa}^3 \mathbf{g} \end{aligned} \quad (18)$$

$$C_{Dpa} = \frac{24}{R_{epa}} (1 + 0.15 R_{epa}^{0.687}) ; R_{epa} = \frac{|\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_{pa}| d_{pa}}{\nu_f} \quad (19)$$

と統一的に書ける。式中の添え字 pa は粒子 (液滴, 気泡, mist または bubble) を意味し, f は流体 (気相 または液相) を意味する。 A_2, A_3 は 2 次元および 3 次元の形状係数, C_M は付加質量係数 (=0.5) である。

粒子径, 流体密度, 流体流速については,

$$d_{pa}(t) = \begin{cases} d_{D0} - \frac{\gamma_{rm} A_2 d_m^3}{3} (t - t_0) & (\text{doloptet}) \\ d_m & (\text{mist}) \\ d_{B0} - \frac{\gamma_{rm} A_2 d_b^3}{3} (t - t_0) & (\text{large bubble}) \\ d_b & (\text{bubble}) \end{cases} \quad (20)$$

$$\rho_f = \begin{cases} \rho_s & (\text{doloptet and mist}) \\ \rho_l & (\text{large bubble and bubble}) \end{cases} \quad (21)$$

$$\mathbf{u}_f = \begin{cases} \mathbf{u}_s & (\text{doloptet and mist}) \\ \mathbf{u}_l & (\text{large bubble and bubble}) \end{cases} \quad (22)$$

と与える。ここに, d_{D0} : 液滴の初期粒径, d_m : mist 径, d_{B0} : 気泡の初期粒径, d_b : bubble 径, t_0 : 液滴または気泡の発生時刻である。液滴および気泡の初期粒子径は MPS 法の粒子径 ($d=0.5$ cm) と同じであるので, mist または bubble の径 (0.075 mm と設定) とはオーダーが異なる。そこで, mist または bubble の拡散過程には代表粒子追跡を適用し, 代表率 γ_{rm} を導入している。ここでは, 1つの液滴または気泡あたり 500 個の mist または bubble を発生させたので, 代表率は 1/250 である。各粒子の初期条件としては, 個々の粒子の発生時の発生源の初速度を与えた。例えば, 液滴の場合には, MPS 法の計算で孤立粒子と判定された時点の速度を初速度とし, mist については, 液滴から mist が生成された時点の液滴の速度を mist の初速度として与えた。

流体流速については, 平均流成分と乱流成分の和として,

$$\mathbf{u}_f = \begin{pmatrix} U_f + \xi_{nd} \sqrt{u'^2_f} \\ V_f + \eta_{nd} \sqrt{v'^2_f} \\ \zeta_{nd} \sqrt{w'^2_f} \end{pmatrix} \quad (23)$$

と記述した。ここに, $\xi_{nd}, \eta_{nd}, \zeta_{nd}$: 標準正規乱数である。落水近傍では非等方的な乱流場が形成されるのは言うまでもないが, 乱れ強度については簡単のため乱れの等方性を仮定して, 乱れエネルギーと関連付けて,

$$\sqrt{u'^2_f} = \sqrt{v'^2_f} = \sqrt{w'^2_f} = \sqrt{\frac{2k_f}{3}} \quad (24)$$

で評価した。また, 乱れエネルギーの評価については, SPS 乱流モデル^{6,7)}の評価式

$$k_f = \frac{C_v}{C_\varepsilon} \Delta_s^2 P_{rf} \quad (25)$$

$$P_{rf} = 2 \left(\frac{\partial U_f}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V_f}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_f}{\partial y} + \frac{\partial V_f}{\partial x} \right)^2 \quad (26)$$

で評価した (Δ_s : 粗視化スケール = MPS 法の粒子径, C_v, C_ε : 定数)。本研究では Navier-Stokes 式に基づく気液二相流モデルを基礎とした計算を行っているが, 乱流場の議論には Reynolds 方程式に基づく平均流場の解法と SPS 乱流モデルをリンクした取り扱いが必要なのは言うまでもない。しかし, 既往の SPS 乱流モデルが単相流に対してのみ用いられてきたこと, SPS 乱流モデル (MPS 法の陽解法段階への負荷となる) による計算の不安定化が危惧されることから, ここでは反復計算を伴う乱流場の収束解を求めることは行っていない。すなわち, Navier-Stokes 式

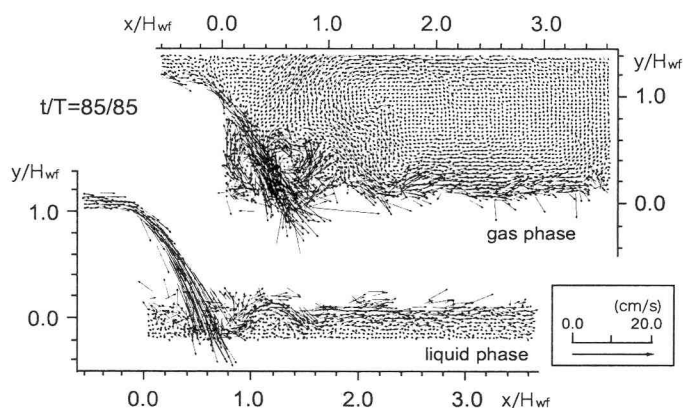


図-4 流速分布

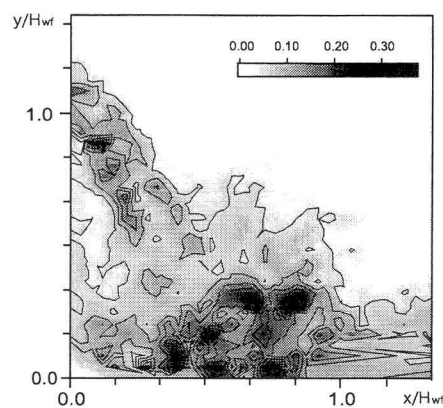


図-5 乱れ強度分布

に基づく気液二相流モデルの解を式 (24),(25) に用いて、一次近似的な意味で乱れエネルギーを算出した。なお、定数 C_v , C_e については、Smagorinsky 定数 C_s との間に

$$C_s^2 = C_v^{3/2} C_e^{-1/2} \quad (27)$$

なる関係が成立し、乱流混合層に対する Smagorinsky 定数の標準値 $C_s=0.15$ に対して、 $C_e=1.0$ と設定すると、 $C_v=0.08$ が得られる⁹⁾。

4. 落水表情のグラフィックス

(1) CG 作成手順

はじめに、気液二相流型 MPS 法により落水を計算する(主計算)。次に、第3章(1)に示した方法で MPS 法の粒子の分類を行う。孤立粒子(液滴、気泡)に分類されたものについては、第3章(2)の2段階拡散モデルを適用し、液滴から発生する mist と気泡から発生する bubble のランダムウォークを追跡する。この過程で、気相および液相の流速変動については、第3章(2)に示した方法で乱れ強度を推定してモンテカルロシミュレーションを実施する。このようにして、各時刻ごとの液滴、気泡、mist、bubble の座標データが得られる。計算粒子の中でレンダリングの対象となるのは、水塊、液滴、mist と水中の気泡、bubble である。水塊については、表面を抽出して一体化し、水の屈折率を有するポリゴン¹⁾としてレンダリングする。

レンダリング法はレイトレーシングであり、フリーウェア POV-Ray を用いた。MPS 法の計算データを入力値として、液滴、気泡、mist、bubble の座標データを計算し、これに水塊の表面抽出処理と POV-Ray のオブジェクト属性データを併せて、POV-Ray の入力データファイルを生成する過程を一体化してプログラミング処理したので、本計算から CG の瞬間像の連続的生成までが自動処理される。最後に、瞬間像をまとめて、フリップカードアニメーションを作成する。

(2) 落水表情 CG

グラフィックスの提示の前に、物理モデルの解の特性について示す。図-4は流速分布の例、図-5は着水点周辺の気相の乱れ強度分布の例である。落水が高速の下降流を駆動し、主流部は水面付近で反転して顕著な上昇流を生じさせ、一部は分派して水面に沿う流れを生じさせる。落水による高せん断層の近傍で強い乱れが生成されている。なお、乱れ特性については、先にも述べたように1次近似的な意味でとらえる必要があり、乱れによる乱流輸送が平均流場に寄与しない解となっていることに注意を要する。何れにしても、mist の拡散を駆動する乱れが落水前面で卓越し、それに落水前面の平均風速の移流効果が加わって、mist の輸送を担うこととなる。

得られたグラフィックスの例を図-6に示す。落水の分裂(いわゆる jet breakup)は非定常性を伴う。質量の大きい分裂水塊が発生して水面に衝突すると、水面は大きく乱され、大量の mist が生成される。時刻 $t/T=77/85$ (T は CG の継続時間であり、落水脈の組織的変動に起因する大規模な着水と水面波の発生が4回生じた時点(実時間で8.5s)を T とした)は、比較的大きい水塊の着水直後に相当するが、落水の脚部に大量の mist が分布している様子が明瞭に見られる。落水の着水によって生成された mist は、落水前面の上昇気流と前方に向かって水表面に沿って流れる気流とによって輸送される。時刻 $t/T=85/85$ には、落水前方に移流されて水表面に沿って流れる mist が明瞭に表れている。さらに、時刻 $t/T=77/85$ に脚部に集中していた mist が落水前面の上昇気流によって巻き上げられ、上方に拡散していく様子が見られる。このように、気液二相流モデルによって気流場の解が得られるようになったことで、従来の単相流型 MPS 法のポストプロセッシング¹⁾では不可能であった mist の組織的な挙動の再現が可能となった。

全体像では、発生量の多い mist が顕在化して、水面下の bubble の表情が水面上に分布する mist の影になって不明瞭となるので、水面付近のクローズアップ

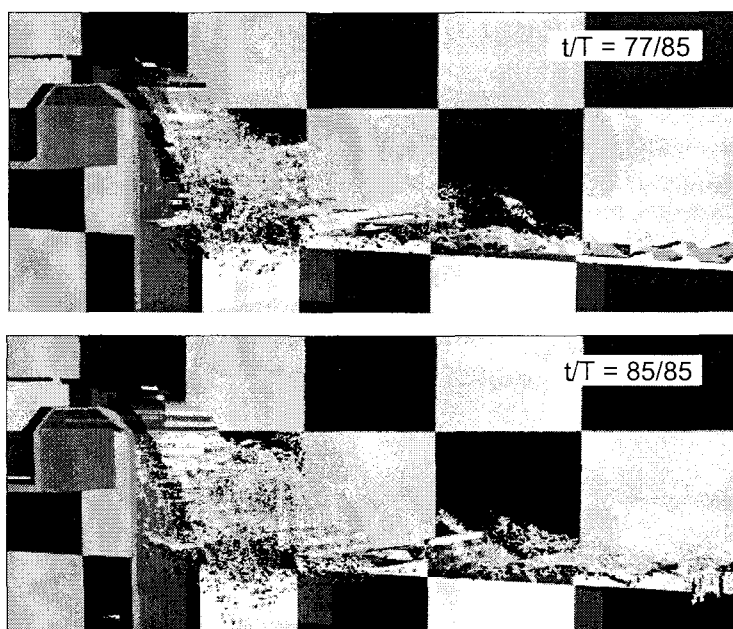


図-6 落水表情のグラフィックス

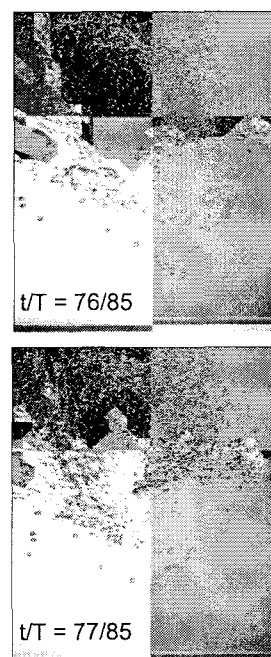


図-7 bubble 表情

ブ画像を図-7 に示した。bubble は mist と比較して移動速度が速く、時刻 $t/T=77/85$ に存在する bubble は $t/T=85/85$ 以前に消滅する。そこで、 $t/T=76/85, 77/85$ の連続した瞬間像を図示した。落水の着水に伴う水面の擾乱（水面波）によって間欠的に水中に取り込まれた bubble が、時刻の経過に伴い浮上する様子が確認できる。

5. おわりに

本研究では、気液二相流型の MPS 法の気相モデルを改良して解を安定化させることにより、従来のモデルでは解析できなかった落水の着水過程の解析を可能とし、気流場の非一様・非定常な構造を直接的に mist 運動に反映できるように従来の拡散モデルを改良した。これにより、mist と bubble とによって特徴付けられる落水表情を描くための物理骨格の情報が従来より格段に詳細に得られるようになった。最後に、物理骨格の情報に基づいて、落水表情グラフィックスをレイトレーシングによって製作した。

今後の課題を整理して結びとする。液滴・気泡分裂の追跡に必要な解像度で MPS 法を実行しようとすると、現状ではこれ以上大規模な計算領域を扱うことが困難である。本研究では、単一 CPU の演算性能の制約から、落差 30 cm 程度の落水を対象としているが、並列化を実現して、実スケールで解析を実施する必要がある。一方、グラフィックス面での問題は、レンダリングに時間を要することである。アニメーションでは VR など、リアルタイム性を要求されることが少なくない。写実性ととも描画速度の短縮が重要な課題である。本研究では物理骨格を

できる限り詳細に扱うことに重点を置いたが、表情表現と言う観点から、簡略化できる要素を洗い出し、レンダリング時間の短縮化にも取り組む必要がある。

参考文献

- 1) 後藤仁志・橋本麻未・五十里洋行・酒井哲郎：粒子法ポストプロセッシングによる落水表情の表現，水工学論文集，第 48 巻，pp.643-648, 2004.
- 2) 後藤仁志：流水表情の数値シミュレーション，日本流体力学会誌「ながれ」/ 特集『ながれの表情とアメニティー』，Vol.23, No.2, pp.79-86, 2004.
- 3) Koshizuka, S. and Oka, Y.: Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 123, pp.421-434, 1996.
- 4) 後藤仁志：数値流砂水理学，森北出版，2004.
- 5) Ikeda, H., Koshizuka, S., Oka, Y., Park, H. S. and Sugimoto, J.: Numerical analysis of jet injection behavior for fuel-coolant interaction using particle method, *Jour. Nuclear Science and Technology*, Vol. 38, No. 3, pp. 174-182, 2001.
- 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) Gotoh, H., Shibahara, T. and Sakai, T.: Sub-Particle-Scale Turbulence Model for the MPS Method - Lagrangian Flow Model for Hydraulic Engineering -, *Computational Fluid Dynamics Jour.*, Vol.9, No.4, pp.339-347, 2001.

(2004. 9. 30 受付)