水工学論文集, 第50巻, 2006年2月

自然調節型洪水吐きの
流木による閉塞機構に関する計算水理学的研究

COMPUTATIONAL MECHANICS OF
A BLOCKING OF GATELESS BOTTOM OUTLET BY DRIFT WOODS

五十里洋行[1]・後藤仁志[2]・角　哲也[3]

Hiroyuki IKARI, Hitoshi GOTOH and Tetsuya SUMI

[1] 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）
[2] 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）
[3] 正会員　工博　京都大学助教授　工学研究科社会基盤工学専攻（〒 606-8501 京都市左京区吉田本町）

Some flood-control dams have a gateless bottom outlet at a riverbed elevation. A management of this kind of dams is easy, because gate operation is unnecessary and there is almost no environmental problems caused by impounding such as a reservoir sedimentation and water quality changes. The river-bed bottom outlet must be designed to pass a large quantity of driftwood safely during flood events. A three-dimensional free-surface flow is predominant in the neighborhood of a mouth of the outlet. Therefore, the particle method, which can handle a complicated water-surface change explicitly, is effective. In this study, three-dimensional model of floating bodies are proposed to be introduced into the three-dimensional MPS method. A simulation of a blocking phenomena by driftwood at the bottom outlet is carried out.

Key Words: *riverbed spillway, blocking by driftwood, 3D free-surface flow, CFD, particle method, 3D model of floating bodies*

1. はじめに

ダム建設予算の抑制に対する世論が加熱する今日，多目的ダムから治水専用ダムへの変更が検討される事案が増加しつつある．河床部穴あきダムと呼ばれる治水専用ダムは，ゲートレスの常用洪水吐を現況河床高に設ける形式のダムである．常時は全く貯水しないので，貯水による堆砂の発生や水質への影響（微細土砂による濁度，水温，富栄養化等）は僅かであり，環境面から見て負荷の小さい構造である．さらに，多目的ダムと比較してダム容量が少ないので直接的に改変を受けるダム周辺領域が小さく，常時は湛水しないため植生や動物のハビタートへの影響も通常より小さい．また，洪水調節に対してもゲート操作を行う必要がなく，管理・運用が容易である．

このように，河床部穴あきダムは環境調和型の治水専用ダムとして期待されるが，治水機能を有効かつ効率的に発揮するには , 洪水時の大型浮遊物による閉塞が生じないように河床部洪水吐の寸法を決定する必要がある．山林荒廃による倒木が増加しつつある今日，洪水時には大量の流木の流出を想定する必要が有り，流木群が安全に通過できる河床部洪水吐としなければならない．

流木群の洪水吐通過は貯水池の水位低下時に問題となるから，洪水吐内の流れは管路流から開水路流へと遷移し，さらに洪水吐周辺では 3 次元的な複雑流況が生じる．また，流木間の接触・衝突，ダム壁との流木の衝突が頻発する．このような複雑な状況を再現するための数理モデルとしては，激しい水面変動を伴う場の計算に適した粒子法が有効である．本稿では，MPS 法 [1] の 3 次元コード [2] を導入し，従来 2 次元場を対象としてきた流木群モデル [3] を 3 次元に拡張して，河床部穴あきダムの洪水吐周辺の流

木群の挙動を数値解析し，既往の水理実験（島根県益田川ダム）で見いだされた閉塞モードの再現性に関して検討する．

2. MPS 法の概要

(1) 非均一粒子径モデル

本研究では，3 次元棒状浮体群モデルを構築するために非均一粒子径型 MPS 法[4]を用いる．非均一粒子径モデルの必要性については次章で具体的に述べるとして，ここではモデルの概要を示す．

支配方程式は，Navier-Stokes 式

$$\rho\frac{D\boldsymbol{u}}{Dt} = -\nabla p + \rho\nu\nabla^2\boldsymbol{u} + \rho\boldsymbol{g} + \delta_f\mu N \tag{1}$$

である．ここに，$\boldsymbol{u}$：流速ベクトル，p：圧力，ρ：流体の密度，$\boldsymbol{g}$：重力加速度ベクトル，ν：動粘性係数（$=1.0\times10^{-6}$ m^2/s）である．右辺第 4 項は，流木構成粒子間および流木-壁粒子間にのみ作用する摩擦力項である．項中の μ：動摩擦係数，N：抗力，δ_f：摩擦力のフラグ係数であり，流木構成粒子間および流木-壁粒子間で δ_f=1.0，その他で δ_f=0.0 である．MPS 法では，計算領域に多数の粒子（計算点）を配置し，個々の粒子の周囲に設定した影響域内での粒子間相互作用として基礎式の各項を離散化する．非圧縮条件は，粒子数密度を一定値 n_0 に保つことにより満足される．

非均一粒子径モデルにおける粒子 i の圧力項および粘性項は，

$$-\frac{1}{\rho}\langle\nabla p\rangle_i = -\frac{1}{\rho}\frac{D_0}{V_i n_0}\sum_{j\neq i}\left\{\frac{p_j - p_i}{\left|\boldsymbol{r}_{ij}\right|^2}\left(\boldsymbol{r}_{ij}\right)V_j\cdot w\left(\left|\boldsymbol{r}_{ij}\right|, r_{ei}\right)\right\} \tag{2}$$

$$\nu\langle\nabla^2\boldsymbol{u}\rangle_i = \frac{2\nu D_0}{V_i\Lambda_i}\sum_{j\neq i}\left(\boldsymbol{u}_j - \boldsymbol{u}_i\right)\frac{V_j w\left(\left|\boldsymbol{r}_{ij}\right|, r_{ei}\right) + V_i w\left(\left|\boldsymbol{r}_{ij}\right|, r_{ej}\right)}{2} \tag{3}$$

$$\Lambda_i = \sum_{j\neq i}\left[\left|\boldsymbol{r}_{ij}\right|^2\frac{V_j w\left(\left|\boldsymbol{r}_{ij}\right|, r_{ei}\right) + V_i w\left(\left|\boldsymbol{r}_{ij}\right|, r_{ej}\right)}{2V_i}\right] \tag{4}$$

$$V_i = \left(d_i\right)^{D_0} \tag{5}$$

$$\boldsymbol{r}_{ij} = \boldsymbol{r}_j - \boldsymbol{r}_i \tag{6}$$

である（D_0：次元数，$\boldsymbol{r}_i$：粒子 i の位置ベクトル）[3]．粒子間相互作用の及ぶ範囲（影響球）は，重み関数

$$w\left(r, r_{ei}\right) = \begin{cases}\dfrac{r_{ei}}{r} - 1 & for \quad r \le r_{ei}\\ 0 & for \quad r > r_{ei}\end{cases} \tag{7}$$

により規定される．パラメータ r_{ei} は粒径の定数倍であり，粒子の持つ粒径によって異なる．また，粒子数密度は重み関数を用いて，

$$n_i = \sum_{j\neq i}\left[\frac{V_j w\left(\left|\boldsymbol{r}_{ij}\right|, r_{ei}\right) + V_i w\left(\left|\boldsymbol{r}_{ij}\right|, r_{ej}\right)}{2V_i}\right] \tag{8}$$

と定義される．

また，流木構成粒子間の抗力 N（2 本の流木においてそれぞれ粒子 i と粒子 j が接触しているとき）については，

$$N = \left|p_j - p_i\right|\gamma\pi d^2 \tag{9}$$

と与えた．ここに，γ：2 粒子間の接触面積に関するパラメータである．ここでは，$\mu\gamma\pi$=0.157（μ=0.25[5]，γ=0.2）と設定した．

(2) 3 次元剛体連結モデル

本研究では，後藤ら[3]と同様に流木を剛体と見なして計算を行う．3 次元剛体連結モデルにおいても，流木構成粒子を一旦水粒子と区別なく運動の計算を行い，その後，流木構成粒子の相対位置が変化することのないように座標の修正計算をする．座標修正計算は以下の手順で実施する．このモデルは，Koshizuka ら[6]が単一浮体に用いた passively moving solid model を，浮体群に拡張したものである．

まず，流木 k の時刻 t における重心 $\boldsymbol{r}_{kg}(t)$ および座標修正前の時刻 $t+\Delta t$ における重心 $\boldsymbol{r}_{kg}(t+\Delta t)$ を求める．

$$\boldsymbol{r}_{kg}(t) = \frac{1}{N_k}\sum_{i=1}^{N_k}\boldsymbol{r}_{ki}(t) \tag{10}$$

$$\boldsymbol{r}_{kg}(t+\Delta t) = \frac{1}{N_k}\sum_{i=1}^{N_k}\boldsymbol{r}_{ki}(t+\Delta t) \tag{11}$$

流木 k の角速度ベクトル $\boldsymbol{\omega}_k$ は，重心周りの流木構成粒子の角運動量ベクトル $\boldsymbol{L}_k$ および重心周りの慣性モーメント $\boldsymbol{I}_k$ を用いて，

$$\boldsymbol{\omega}_k = \boldsymbol{I}_k^{-1}\boldsymbol{L}_k \tag{12}$$

$$\boldsymbol{L}_k = \rho\sum_{i=1}^{N_k}d_{ki}^3\boldsymbol{u}_{ki}(t+\Delta t)\times\left(\boldsymbol{r}_{ki}(t) - \boldsymbol{r}_{kg}(t)\right) \tag{13}$$

$$\boldsymbol{I}_k = \rho\sum_{i=1}^{N_k}d_{ki}^3\begin{pmatrix}\left|\boldsymbol{r}_{kigy}\right|^2 + \left|\boldsymbol{r}_{kigz}\right|^2 & -\boldsymbol{r}_{kigx}\boldsymbol{r}_{kigy} & -\boldsymbol{r}_{kigx}\boldsymbol{r}_{kigz}\\ -\boldsymbol{r}_{kigy}\boldsymbol{r}_{kigx} & \left|\boldsymbol{r}_{kigx}\right|^2 + \left|\boldsymbol{r}_{kigz}\right|^2 & -\boldsymbol{r}_{kigy}\boldsymbol{r}_{kigz}\\ -\boldsymbol{r}_{kigz}\boldsymbol{r}_{kigx} & -\boldsymbol{r}_{kigz}\boldsymbol{r}_{kigy} & \left|\boldsymbol{r}_{kigx}\right|^2 + \left|\boldsymbol{r}_{kigy}\right|^2\end{pmatrix} \tag{14}$$

$$\boldsymbol{r}_{ig\xi} = \boldsymbol{r}_{i\xi} - \boldsymbol{r}_{g\xi} \tag{15}$$

と算定される．ここに，ξ は x,y,z のいずれかである．

次に，得られた角速度ベクトルから，回転軸ベクトル $\boldsymbol{v}_k$ と回転角度 θ_k

$$\boldsymbol{v}_k = \frac{1}{\left|\boldsymbol{\omega}_k\right|}\left(\omega_{kx}, \omega_{ky}, \omega_{kz}\right) \tag{16}$$

$$\theta_k = \Delta t\left|\boldsymbol{\omega}_k\right| \tag{17}$$

を計算して，クォータニオン[7]

$$\boldsymbol{q} = (q_x, q_y, q_z, s)$$
$$= \left(v_x \sin\left(\frac{\theta_k}{2}\right), v_y \sin\left(\frac{\theta_k}{2}\right), v_z \sin\left(\frac{\theta_k}{2}\right), \cos\left(\frac{\theta_k}{2}\right) \right) \quad (18)$$

を得る．

流木構成粒子 i の座標は，クォータニオンによる回転行列 $\boldsymbol{R}$ を用いて，

$$\boldsymbol{r}_{ki}(t+\Delta t) = \boldsymbol{r}_{kg}(t+\Delta t) + \left(\boldsymbol{r}_{ki}(t) - \boldsymbol{r}_{kg}(t)\right) \cdot \boldsymbol{R} \quad (19)$$

$$\boldsymbol{R} = \begin{bmatrix} 1-2q_y^2-2q_z^2 & 2q_xq_y-2sq_z & 2q_xq_z+2sq_y \\ 2q_xq_y+2sq_z & 1-2q_y^2-2q_z^2 & 2q_yq_z-2sq_x \\ 2q_xq_z-2sq_y & 2q_yq_y+2sq_x & 1-2q_x^2-2q_y^2 \end{bmatrix} \quad (20)$$

と修正され，粒子 i の移動速度も，

$$\boldsymbol{u}_{ki} = \frac{1}{\Delta t}\left(\boldsymbol{r}_{ki}(t+\Delta t) - \boldsymbol{r}_{ki}(t)\right) \quad (21)$$

と修正される．

以上の座標修正計算を流木構成粒子に対してのみ毎ステップ行い，流木の運動の追跡を可能にする．

3. 3 次元棒状浮体群モデル

粒子法に限らず計算時間は扱う計算点の数に左右される．したがって，必要な解像度を確保しつつ，可能な限り計算点を減らす工夫は重要である．計算領域と解像度のバランスを考慮して，流木（すなわち，棒状浮体）を一列に配列された粒子で構成することにした．ここでは，3 次元棒状浮体を扱う際の問題点を示し，その解決策について述べる．

固定壁粒子を配列するのと同様に，3 次元棒状浮体を，粒径と等しい間隔で粒子を並べて構成すると，複数の流木が交差する際に不都合が生じる．図-1 に示されるように，2 本の流木を垂直に交差させて水面に浮かべた際のその後の挙動を計算した．初期状態での流木の交差点は，互いの構成粒子が上下で接するように配置した．図-2 上図は 2 本の流木の重心の高さの差の時系列を示している．標準の 3 次元 MPS 法では，時折 2 本の流木の位置が逆転しており，流木のすり抜けが生じていることがわかる．

このような現象の生じる理由は，2 本の流木の交差点付近にある流木構成粒子の反発力にある．図-2 中図は交差点に最も近い粒子（粒子 C とする）の圧力の時系列を示している．ここで見られるように，t=0.1-0.2 s では連続的に反発力が生じ，2 本の流木は充分な距離を保っているが，その後 t=0.2 s-0.4 s には，反発力の生じる頻度が低下し，2 本の流木が充分な距離を保てなくなる．t=0.2 s は，流木の交差点がずれて，流木 B の構成粒子の中間点に移動する瞬間に相当する．図-2 下図を見ても，t=0.2 s 以降は C の粒子数密度はほとんど閾値 n/n_0=1.0（n/n_0>1.0 の領域で相互排斥力が発現）を超えず，したがって反発力が

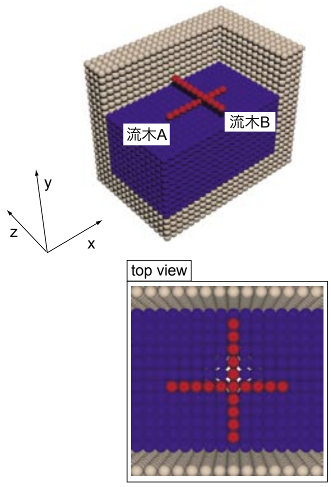

図-1 3 次元棒状浮体の交差

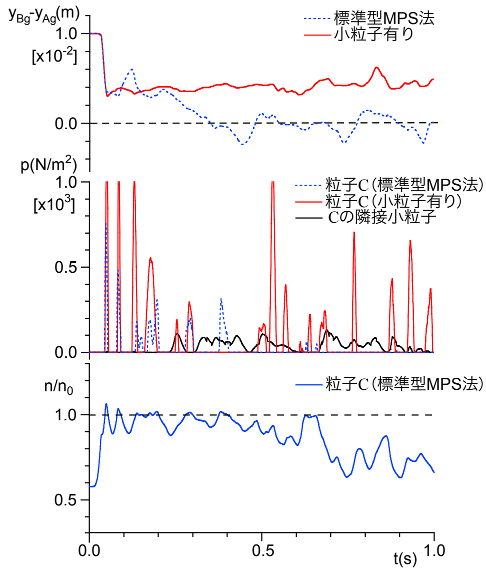

図-2 2 本の棒状浮体の挙動

得られない．つまり，Gotoh ら [2] が波の遡上の問題で示した dry-wet 境界での漏水現象と同様の現象が流木間で生じていると考えられる．流木は比重が水よりも小さく，常に水面付近に存在するので，周囲の水粒子数も充分に得られず，特に粒子数密度は上昇しにくい．

この問題に対する解決法として，本研究では，流木構成粒子の中間点に小粒子を配置した．結果は図-2 に示される通り，交差点が流木構成粒子の中間に移動した t=0.2 s から新たに配置された小粒子に反発力が生じ，2 本の流木の接近を防いでいる．粒子 C が反発力 0 である時間を埋めるように小粒子に反発力が生じていることがわかる．小粒子は影響半径も小さいので，周囲の水粒子の物理量に余計な影響を与えることなく，すり抜けが起こりそうなときにだけ効果的に反発を与えることができる．小粒子の粒径は経験的に基準粒径の 0.29 倍とした．

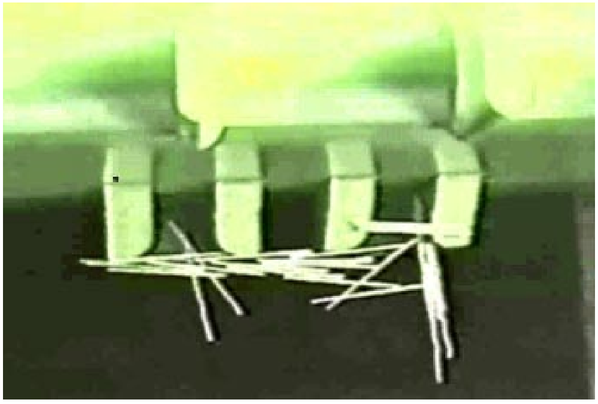

図-3　閉塞過程の水理実験（写真）

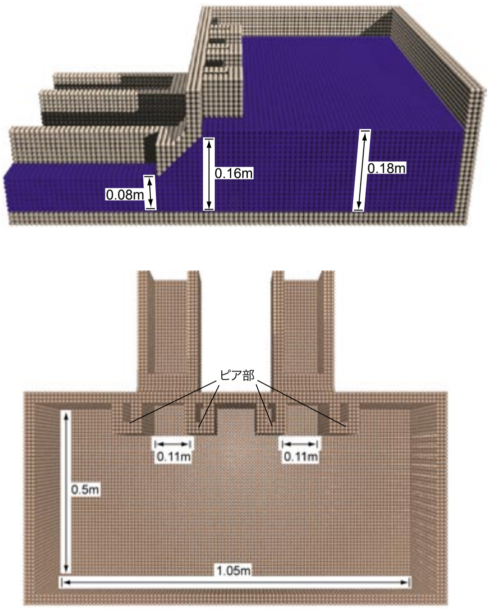

図-4　境界条件（上：side view，下：top view）

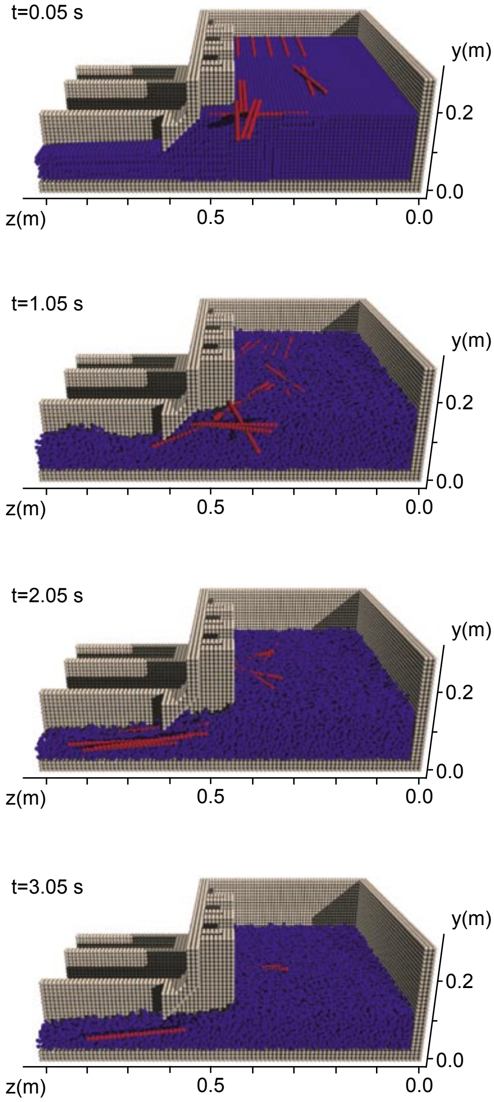

図-5　流れのモードの遷移

4.　洪水吐きの流木による閉塞機構

(1) 閉塞機構の水理実験

治水専用ダムの代表例として島根県益田川ダム（建設中）がある．ダム計画に際して，出水時に流木が流入した場合を想定した水理模型実験が建設技術研究所で実施された．益田川ダムは，現河床レベルに高さ 3.4m，幅 4.45m の自然調節型常用洪水吐を 2 門備えており，出水時の流木の閉塞が生じないかを確認する必要がある．模型縮尺は 1/40 とされ，流木模型は割り箸で代用された．この流木は実スケールに換算して直径 0.3 m×9.0 m に相当する．初期状態として 100 本の割り箸が貯水池内にランダムに配置された．

図-3 に実験画像の一例を示す．実験で見られた流木の挙動についてまとめると以下のようになる．1) 水位が十分高い状態では，流木は洪水吐の方向へ移動しながら水面を漂う．2) 水位が低下し，洪水吐内の流れが開水路流となると，流木の主軸が主流方向に一致するように流木が向きを変える．3) 間欠的に流木が洪水吐へ吸い込まれる．4) 最終的に数本が数本通過せず残存する．

(2) 境界条件

上記のような水理実験で見られた状況について粒子法による再現を行う．図-4 に境界条件を示す．水理実験と同様に縮尺は実スケールの約 1/40 とした．ただし，本研究では，解析対象を洪水吐付近に限定したため，ダムの幅および奥行きは水理実験より小さく設定している．常用洪水吐は高さ 8.0 cm，幅 11.0 cm を 2 門設置した．再現計算を流れが開水路流に遷移する直前から行うものとして，貯水池の初期水深は，洪水吐入り口高さよりやや上方の 18.0 cm に設定した．粒径は均一で 1.0 cm（前章で述べた小粒子を除く）とした．洪水吐下流端の条件は自由流出とし，流木構成粒子の比重は σ/ρ=0.5 とした．

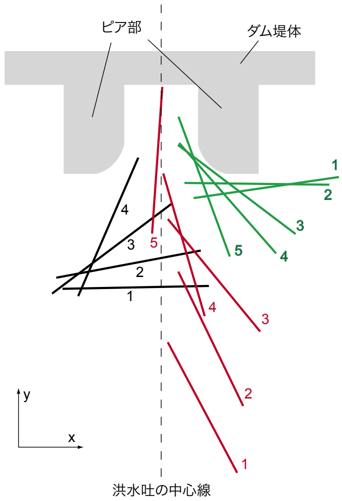

図-6　実験画像より抽出した流木の挙動

(3) ダムの放流と流木の挙動

図-5 にダムからの放流の様子を示す．赤色で示されている粒子が流木構成粒子である．瞬間画像は洪水吐内の流況の見易さに配慮して手前の洪水吐の中央断面で切断して示した．ただし，流木に関しては切断面より手前の粒子も表示している．t=0.05 s 時で満管状態にある洪水吐入り口部の流れが，t=1.05-2.05 s で管路流から開水路流に遷移し，t=3.05 s で完全に開水路流となる．以上のように一連の流れのモードの変化が流木を含む状態でも安定して計算された．また，水面に浮遊していた流木は，洪水吐に吸い込まれる際に流下方向に向きを変え，洪水吐流路内で再び水面に浮上する．このような流木の y-z 平面に関する回転運動について，水理実験のビデオ画像から読み取れる流木の挙動が再現計算されている．

さらに，ビデオ映像では，流れのモードが開水路流の場合に，流木の x-z 平面内の回転運動が洪水吐入り口において見られる．図-6 は実験映像から抽出した流木の挙動である．図中の数字はビデオのコマの順序を示している．洪水吐の中心を境にして，左側の流木（図の黒色の太線）は反時計回りに回転し，右側の流木（緑色の太線）は時計回りに回転する．流線にほぼ平行に洪水吐に近づいてきた流木（赤色の太線）は，若干の回転の後に洪水吐へと吸い込まれる．これらのパターンについて共通して言えることは，洪水吐に引き込まれて流木の先端がピア部に差し掛かろうとするときには，流木の主軸が流線にほぼ平行になるということである．

図-7 に計算結果の一例を示す．右側の 5 本の流木はいずれも時計回りに回転しており，t=2.05 s では，5 本のうち 4 本の流木が流線に沿う方向に主軸を向けて洪水吐に吸い込まれている．計算はこの後も続いており，最後の一本も他の 4 本と同様の挙動で吸い込まれる．左側後方 (x,z)=(0.4〜0.7 m, 0.15〜0.25 m)

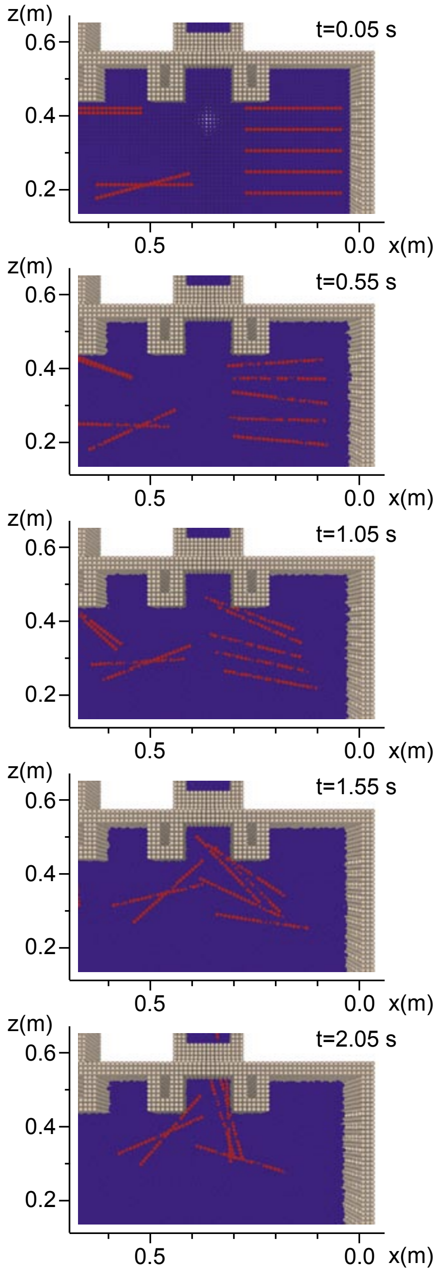

図-7　流木の回転運動

にある 2 本の交差した流木については，流木の主軸が流線に平行になるように反時計回りに回転しつつ流れていく．以上のように，洪水吐が閉塞しない状況での流木の挙動について水理実験から指摘された基本的な特性が良好に再現された．

(4) 洪水吐の閉塞機構

実験によるビデオ画像から見られた，流木の洪水吐における閉塞パターンは非常に多岐にわたり，かつ複雑である．ここでは，その中から一つの特徴的なパターンを抜き出して記述する．まず，貯水池の水深が非常に大きい（ピア部が水没している）状態で，流木が流れに乗ってピア部上方の水面に到達し，停止する．水面が低下すると，流木はピア部上端の斜面に沿ってピア部前面に移動する．このとき，流

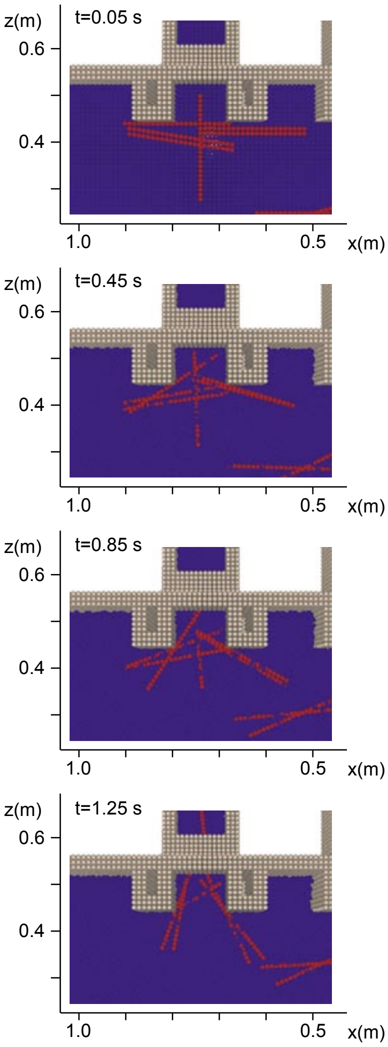

図-8　閉塞から流出への遷移

木が洪水吐入り口を塞ぐように両側のピアを橋渡しするような形（両側のピア部による 2 点支持の状態）になると，その流木に遮られるようにして閉塞が起こり始める．ただし，その流木の重心が洪水吐の中心軸からある程度大きくずれると，他の流木との衝突等をきっかけにピア部の支持が失われて閉塞状態が解けることもある．

図-8 に計算結果の一例を示す．初期配列は，実験画像で見られた一時的な閉塞状況を参考に作成した．t=0.05 s でピア部を橋渡しするように位置している流木が，t=0.45 s でにその流木の右側で時計回りに回転する流木に衝突され，右側のピアから外れて洪水吐へと引き込まれている．一時的な閉塞の原因となっていた流木が流出することで，残りの流木も相次いで流出した．

5.　おわりに

本稿では，自然調節型洪水吐を有するダムにおける流木による閉塞機構について，3 次元 MPS 法を適用してシミュレーションを実施した．一列の粒子配置で剛体（流木）を構成した際に生じる剛体同士のすり抜けの問題に関しては，小粒子を剛体構成粒子の間に配置する 3 次元棒状浮体群モデルを適用することで解決した．

シミュレーション結果は，1) 貯水の放流における流れのモード変化，2) 障害がない場合の洪水吐付近における流木の挙動，3) 一時的な閉塞から流出までの過程についてそれぞれ一定の再現性を示した．

本稿で参考にした実験では，ランダムに流木を配置しており，実験状況の完全な再現は容易ではない．したがって本稿では，定性的な一致の程度を調べることに重点を置いた．洪水吐周辺の 3 次元流れ場中の流木群挙動についての本モデルの再現性をより詳細に検討するには，流木群の初期配置を正確にコントロールできる状態での水理実験が必要である．流木に限らず，浮体モデル一般についての 3D-MPS 法の適用性を明らかにするためにも，流れ場における浮体群挙動のベンチマークデータの収集が重要である．

謝辞：本研究を進めるに際して，治水専用ダムの常用洪水吐きに対する流木閉塞検討に関して，島根県益田川ダムの水理模型実験データを参考にさせていただいた．記して謝意を表する．

参考文献

1) Koshizuka, S., Tamako, H. and Oka, Y.: A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, *Comp. Fluid Dyn. J.*, 4, 29-46, 1995.
2) Gotoh, H., Ikari, H. and Sakai, T.: Development of Numerical Wave Flume by 3D MPS Method, Proc. Waves2005, Madrid, Spain, on CD, 2005.
3) 後藤仁志・酒井哲郎・林　稔：粒子法による流木群堰止め過程の Lagrange 解析, 水工学論文集, 第 45 巻, pp.919-924, 2001.
4) 池田博和・越塚誠一・岡　芳明：粒子法において局所的に空間分解能を調節するための非均一粒子モデルの開発, 第 9 回計算流体シンポジウム講演論文集, pp.461-462, 1998.
5) 大西　清：JIS にもとづく機械設計製図便覧（第 10 版），理工学社，p728，2004.
6) Koshizuka, S., Nobe, A. and Oka, Y.: Numerical Analysis of Breaking Waves Using the Moving Particle Semi-implicit Method, *Int. J. Numer. Mech. Fluids*, 26, 751-769, 1998.
7) 金谷一朗：3D-CG プログラマーのためのクォータニオン入門，工学社，p192，2004.

（2005.9.30 受付）