

構造物下面への接岸浮遊物の潜込過程の Lagrange 型シミュレーション

後藤 仁志*・酒井 哲郎**・林 稔***・安藤 怜****

1. 緒 言

漂流木、浮氷盤などの浮遊物が海岸構造物に多数接岸した状態は、構造物の機能阻害が危惧されるばかりか、景観上も不都合である。近年の山林の荒廃を受けて河川からの流木の生産量は増加傾向にあり、漂流木の接岸が全国的に顕在化し、その除去が構造物の維持管理上の問題となっている。浮桟橋等の小規模浮体式構造物は水没部分が比較的小さい平板状の構造を有するので、構造物下部への接岸浮遊物の潜行が懸念される。さらに、ラテラルスリット型のケーソン式護岸等に見られるように吃水付近にオーバーハング等の入組んだ構造有する海岸構造物でも、同様の接岸浮遊物の潜行が生じると、スリットの閉塞などの機能障害が発生し、維持管理上不都合となる。また、浮氷盤がオーバーハング部の下方に潜行すると、浮力の作用により停滞し、結氷により構造物に接着されて堆積を繰り返し成長して、アイスジャムを形成する。発達したアイスジャムは水流の疎通阻害を引き起こし、縮流効果により加速された水流は底面地盤の洗掘を誘発して、構造物の倒壊につながる危険がある（例えば、蒔田ら, 1999; 2000）。

このように接岸浮遊物は海岸構造物の維持管理面で問題を引き起こすことが少なくないが、その複雑な挙動を良好に予測できる数値モデルは未だ提案されていない。数値モデルに求められる要件は、i) 浮体と水面の相互作用, ii) 複数の浮体間の衝突・干渉, iii) それらに起因する水面波・飛沫等の発生といった個々のプロセスを表現できることであるが、従来から頻用されてきた計算格子で基礎式を離散化する Euler 型の数値解析は、数値拡散に起因する水面形状の不鮮明化の問題を容易に回避できず、これらの要件を満足するには必ずしも有利ではない。この問題は、最近一般に使われるようになったドナーセル型の VOF 法でも依然として存在し、水面における水塊の分裂・合体を鮮明に解像するには至っていない。数値拡散の影響の低減に有効な CIP 法を導入した碎破

の解析（例えば、渡部・佐伯, 1996）も試みられているが、差分形の複雑化は不可避である。

本研究では、浮遊物が存在する水面の挙動の解像が必要となるから、水面における水塊の分裂・合体に加えて、水面付近の水塊と浮遊物間の相互作用も記述する必要がある。このような状況を Euler 型の移動境界モデルで計算する場合には、浮遊物と水面の境界の処理の複雑化は避け難く、極めて困難である。そこで、本研究では、計算格子を用いない Lagrange 的解析法である粒子法（MPS 法; Koshizuka ら, 1995）に浮体モジュールを組み込んで拡張し、吃水付近のオーバーハング部に接岸した浮体群の潜行過程のシミュレーションを試みる。

MPS 法の海岸工学上の問題への適用は、Koshizuka ら (1998) および後藤ら (1998) による一様斜面上の碎波・遡上過程のシミュレーションを端緒として始まったばかりである。単一浮遊物と流体の相互干渉の簡便な取り扱いには、Koshizuka ら (1998) によって示されているが、実用上不可欠な複数浮体の存在下での流体・浮体および浮体間相互干渉に対する適用性については、検討がされていない。この点に鑑み、本研究では、流れに起因する場合と波浪に起因する場合の両者について、接岸した浮氷盤群の潜行過程を追跡する。

2. 数値解析の概要

(1) MPS 法

MPS 法に関しては、越塚 (1997) に詳述されているので、ここでは要点のみを示す。MPS 法では、計算領域に多数の粒子を配置して、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が離散化されるため、既存の Euler 的な方法と異なり、計算格子が不要である。

まず、均一で質量が変化しない粒子を用い、粒子数を一定に保つことで、質量保存（連続式）は厳密に満足され、粒子数密度（単位体積あたりの粒子数）を一定値 n_0 に保つことにより、非圧縮条件が満足される。

一方、運動方程式（Navier-Stokes 式）

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} \cdots \cdots (1)$$

* 正 会 員 工 博 京都大学助教授 工学研究科土木工学専攻
** フェロー 工 博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻
*** 正 会 員 工 修 和歌山県 西牟婁振興局建設部
**** 学生会員 京都大学大学院 工学研究科土木工学専攻

(u : 流速ベクトル, p : 圧力, ρ : 流体の密度, g : 重力加速度ベクトル, ν : 渦動粘性係数) については, 粒子周囲の影響円内の他の粒子との相互作用を通じて離散化される. 移流項は粒子移動の追跡を通じて計算されるため, 複雑な手続きなしに移流項の差分化に起因する数値拡散を回避できる.

粒子 i の圧力項 (gradient) および粘性項 (Laplacian) は,

$$-\frac{1}{\rho} \langle \nabla p \rangle_i = -\frac{1}{\rho} \frac{D_0}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} \left\{ \frac{p_j - p_i}{|r_j - r_i|^2} (r_j - r_i) \cdot w(|r_j - r_i|) \right\} \quad (2)$$

$$\nu \langle \nabla^2 u \rangle_i = \frac{2\nu D_0}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} (u_j - u_i) w(|r_j - r_i|) \quad (3)$$

のように近傍に存在する粒子との相互作用としてモデル化される (D_0 : 次元数). 定数 λ については, 式 (3) の繰り返し計算の解が Gauss 分布に一致する表式が与えられている. 相互作用の影響範囲は重み関数

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & \text{for } r \leq r_e \\ 0 & \text{for } r > r_e \end{cases} \quad (4)$$

(Koshizuka and Oka, 1996) により, 当該粒子を中心とする半径 r_e の円周内部に限定される. また, 粒子数密度は重み関数を用いて以下のように定義される.

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(|r_j - r_i|) \quad (5)$$

時間積分過程には 2 段階法が用いられる. 第 1 段階は, 粘性項と重力項を与えて粒子の速度 (流速) を計算し, 粒子の仮位置および仮の数密度 n_k^* を算定する陽的なプロセスである. 第 1 段階で更新された場では, 質量保存 (粒子数密度が一定値 n_0 に一致すること) が満足されていないから, 第 2 段階では, 式 (2) の圧力項を数密度を変数とする質量保存則に代入して誘導される圧力の Poisson 方程式を陰的に解いて圧力場を更新し, 流速場および粒子位置を修正する.

壁面境界は, 規則配列された数列の固定粒子により構成される. 壁面構成粒子の中で流体と直接に接する粒子に関しては, 流速ゼロ (non-slip 条件) を与え, 圧力の更新計算のみを行う. 壁粒子群の厚みは数密度計算に必要で, 重み関数の閾値 r_e より大きく設定すればよい.

(2) 浮遊物モデル

漂流木・氷盤等の浮遊物は厳密には剛体ではないが, 水流の変形抵抗と比較すると近似的に剛体と見なすことができる. ここでは, Koshizuka ら (1998) が, 流体中を自由に移動する剛体 (浮体等) の計算に用いたのと同様の方法を用いて, 水流中の氷盤の運動を追跡する.

始めに, 水粒子と氷盤粒子を区別せず, 氷盤粒子間の連結関係も無いものとして, 全粒子の運動を計算する.

この結果, 氷盤は変形し, 氷盤粒子の相対位置に変化が生じる. そこで, 以下の方法で氷盤粒子のみ座標修正を実施し, 氷盤粒子の相対位置を変化させないようにする.

氷盤粒子の仮速度と仮座標を用いて, 氷盤 k の時刻 $t + \Delta t$ における重心の位置 r_{kg} を求め, 氷盤 k の重心の並進速度ベクトル T_k および重心周りの氷盤粒子の角速度ベクトル R_k

$$T_k = \frac{1}{N_k} \sum_{i=1}^{N_k} u_{ki} \quad (6)$$

$$R_k = \frac{1}{I_k} \sum_{i=1}^{N_k} u_{ki} \times (r_{ki} - r_{kg}) \quad (7)$$

$$r_{kg} = \frac{1}{N_k} \sum_{i=1}^{N_k} r_{ki}; I_k = \sum_{i=1}^{N_k} |r_{ki} - r_{kg}|^2 \quad (8)$$

を算定する. ここに, I_k : 氷盤の重心周りの慣性モーメント, N_k : 氷盤粒子の総数である. 並進速度ベクトル, 角速度ベクトルを用いて, 剛体的挙動を満足するための氷盤 k の粒子 i の移動速度は

$$\tilde{u}_{ki} = T_k + (r_{ki} - r_{kg}) \times R_k \quad (9)$$

と記述され, これを用いて粒子 i の座標は,

$$r_{ki}(t + \Delta t) = r_{ki}(t) + \tilde{u}_{ki} \Delta t \quad (10)$$

と修正される. MPS 法による粒子の座標の更新が行われる度に, 氷盤粒子に対してのみ上記の座標修正を施す.

3. 接岸浮遊物の潜込過程

(1) 計算領域

計算は, 図-1, 2 に示す 2 種の計算領域で行った. 流れに起因する潜込過程については, 全長 3.5 m の水平水路の上手側に『可溶性移動壁』 (“soluble moving wall”; Gotoh et al., 2001) を配して, 流入流速を断面平均 0.1 m/s とした. 下手側の境界には越流堰を設けて水深を調

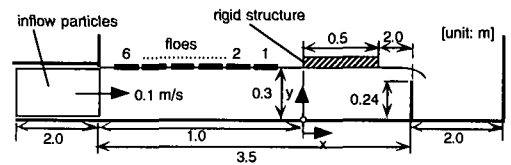


図-1 2次元水平水路

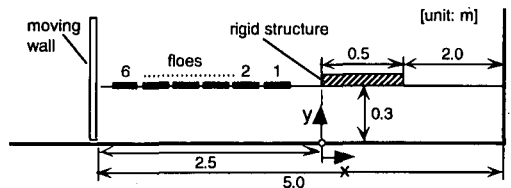


図-2 2次元造波水槽

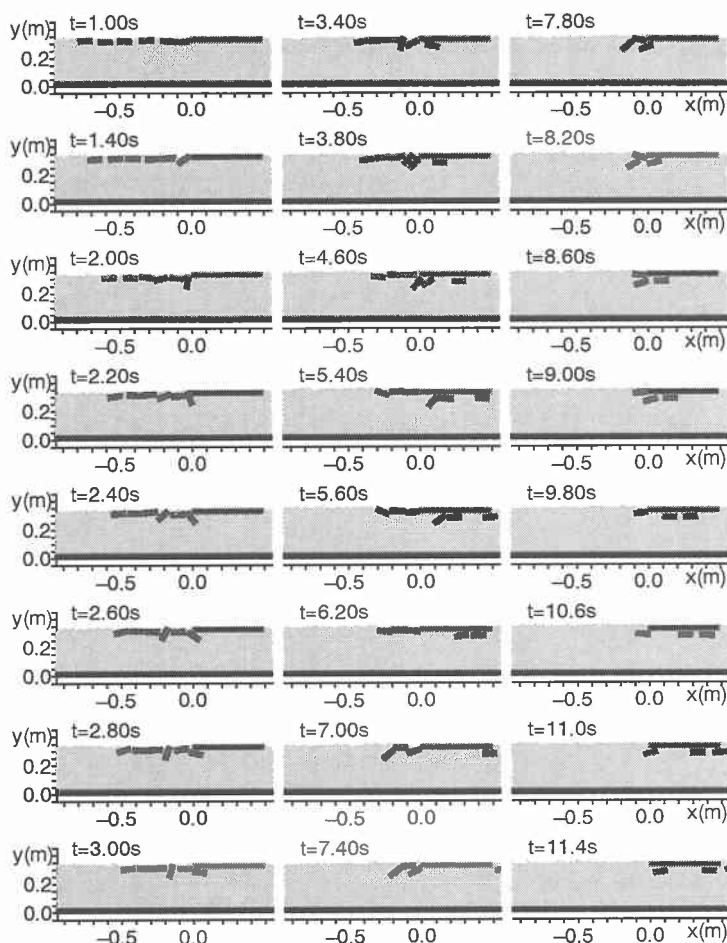


図-3 流れによる氷盤の潜入過程

整し、過剰な不等流（堰き上げ背水および低下背水）が生じないように配慮した。一方、波による潜入過程については、全長 5.0 m の水槽で、沖側に設けた移動壁（造波境界）により、 $T=1.0$ s, $H_0=21.0$ cm および $T=2.0$ s, $H_0=37.0$ cm (T : 周期, H_0 : 沖波波高) のクノイド波型単一波を発生させた。何れのケースでも固定構造物は水面に僅かに没した平板でモデル化し、6 枚の氷盤 (10 cm $\times$ 4 cm, 比重 0.91; 固定構造物に近い方から 1, 2, ..., 6) を水表面に配置した。

計算粒子数は個々のケースで多少異なるが、流れを対象とする場合（図-1）で、約 20,000（流体粒子：約 16,000；壁粒子：約 3,600）、波を対象とする場合（図-2）では、約 15,700～17,800（流体粒子：約 12,600～14,700；壁粒子：約 2,700）である。粒子径はすべての粒子に共通で、 $d=1.0$ cm である。モデル定数（相互作用を規定する影響域の半径と水面判定のための定数）については、Koshizuka and Oka (1996) による標

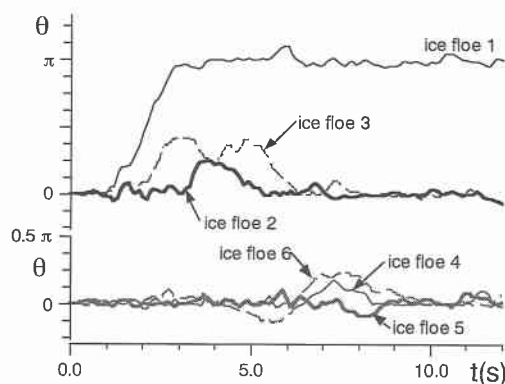


図-4 氷盤の回転角（流れによる潜入過程）

準的推奨値： $r_e=2.1d$ for gradient, $r_e=3.1d$ for Laplacian, $\beta=0.97$ を用いた。

(2) 流れによる浮遊物の潜入過程

図-3 は、流れによる氷盤の潜入過程のシミュレー

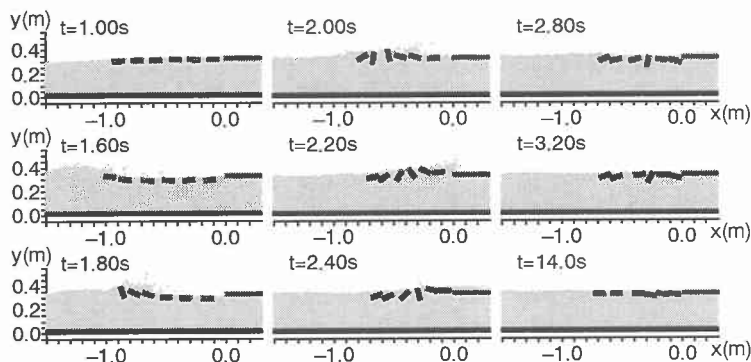


図-5 波による氷盤の潜込過程 (1)

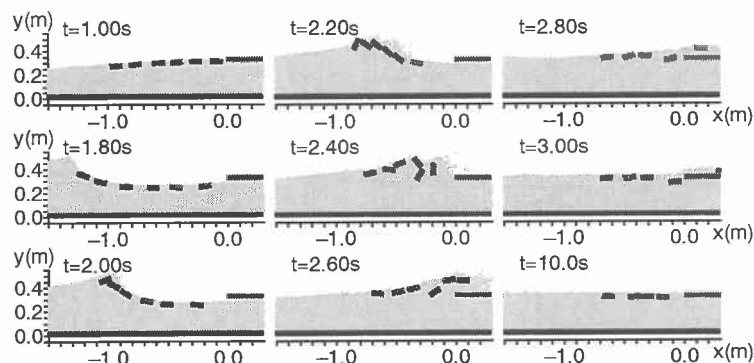


図-6 波による氷盤の潜込過程 (2)

ション結果を示しており、図-4は、その際の氷盤の回転角（水平方向から反時計回りを正）の時系列を示している。

蒔田ら（1999）は氷盤の潜込過程の水理実験を行って、3つのモード（(i) 構造物端部で180度回転して潜入する Under-turning, (ii) 一旦大きく回転した後に逆回転して潜入する Half-turning, (iii) 顕著な回転なしに滑り込む Sliding）の存在を指摘している。

氷盤1は構造物と接触し、後方から到着した氷盤群に押されて回転し、直立した後も回転を続け、180度回転して構造物下に潜行する。これに対して、氷盤2、3は一旦は大きく回転するものの直立するには至らず45-60度程度の傾斜角で構造物下に滑り込む。また、氷盤2、3の潜入は順次生じるのではなく、2枚の氷盤が連成して回転し、2枚が相次いで潜入を完了する。さらに、後続の氷盤4、5、6の潜込過程でも連成的な挙動が見られる。すなわち、氷盤5を挟むようにして氷盤4、6が反時計回りに回転を始め（このとき氷盤5は僅かに時計回りに回転する）、氷盤6は氷盤5の下方に潜り込んで氷盤5を追い抜いて潜入を完了する。最後に氷盤5が僅かな傾きを保ったまま単独で潜入する。

図-4からも明らかなように、氷盤1の運動は Under-turning に、氷盤2、3の運動は Half-turning に、氷盤4、6の運動は氷盤2、3のより回転角は小さいがやはり Half-turning に、氷盤5の運動は Sliding に相当する。このように、本シミュレーションで、蒔田らの指摘した氷盤の潜込モードの全てが再現されたが、潜入が単一氷盤の運動として生じるのではなく、複数氷盤間の連成的挙動が関与していることは、特に言及に値する。

(3) 波による浮遊物の潜込過程

図-5、6は、波($T=1.0$ s, $H_0=21.0$ cm および $T=2.0$ s, $H_0=37.0$ cm)による氷盤の潜込過程のシミュレーション結果を示しており、図-7、8は、その際の氷盤の回転角（水平方向から反時計回りを正）の時系列を示している。

図-5は spilling breaker, 図-6は plunging breaker に相当するが、plunging の場合には jet の放出位置に氷盤が存在し、jet への水塊供給を阻害するので、途中から spilling と同様に水面の不規則な凹凸が顕在化する。波高が大きい plunging breaker の場合には、構造物（固定平板）を越える水脈が大規模であり、氷盤の一部が水脈に連行されて構造物の岸側に移動する。一方、spilling

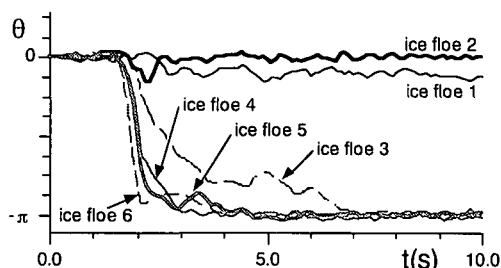


図-7 氷盤の回転角 (流れによる潜入過程 (1))

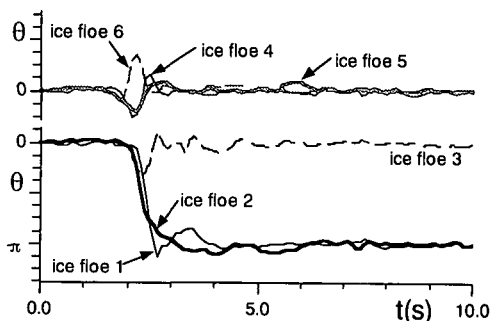


図-8 氷盤の回転角 (流れによる潜入過程 (2))

breaker の場合には、砕破後に構造物を越流する水脈の規模が小さく、構造物の岸側に移動する氷盤は見られない。何れの場合にも、砕破を伴う波浪が氷盤群を通過する際には氷盤は大きく上下動し、時計回りに回転して裏返る氷盤も複数存在するが(図-7, 8 参照)、構造物の下方に潜入する氷盤は見られない。

図-9 は、氷盤の移動軌跡を示しているが、越流水脈に連行されるものを除けば、砕破の通過に伴い顕著に上下動するものの、波浪通過後には氷盤長以下の net の移動が生じるに過ぎない。

4. 結 語

本研究では、浮遊物が存在する水面の挙動を良好に解像することを目的として、浮体モジュール付き MPS 法を用いて、吃水付近のオーバーハング部に接岸した浮体(浮氷盤)群の潜行過程のシミュレーションを実施した。

流れの作用による潜行過程については、水理実験により指摘されていた Under-turning, Half-turning, Sliding の3つのモードの存在が良好に再現された。また、個々の氷盤の潜入は独立に生じるのではなく、氷盤間の相互干渉が重要な役割を果たしていることが確認された。波による潜入過程については、構造物を越流する水脈が顕在化するような大規模な砕破を除くと、波浪通過後の氷盤の移動は顕著ではなく、大規模砕破ですら、構造物下

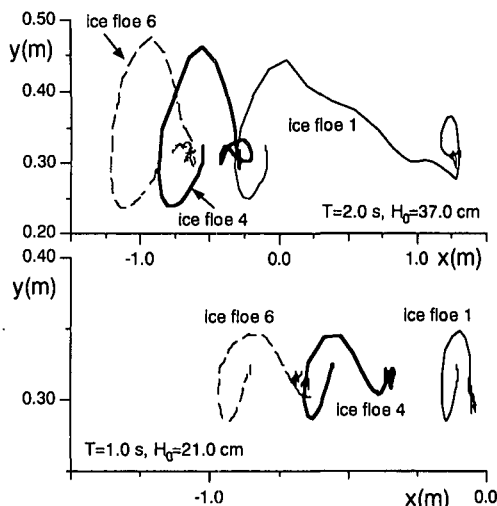


図-9 氷盤の移動軌跡 (波による潜入過程)

方への氷盤の潜入に貢献しないという結果が得られた。

今後は、構造物の幾何形状、波浪条件等を変化させて系統的なシミュレーションを続け、氷盤や漂流木等の接岸浮遊物の挙動の再現に有効なモデルの一般化を図りたい。

参 考 文 献

- 越塚誠一 (1997): 数値流体力学, インテリジェントエンジニアリングシリーズ, 培風館, 223 p.
- 後藤仁志・酒井哲郎・沖 和哉・芝原知樹 (1998): 粒子法による巻き波型砕波を伴う斜面越上過程の数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 181-185.
- 蒔田俊輔・榎 国夫・宇佐美宣拓・原文宏・佐伯 浩 (1999): 海水制御用アイスブームに作用する氷力の作用形態, 海洋開発論文集, 第15巻, pp. 623-627.
- 蒔田俊輔・原文宏・佐伯 浩 (2000): アイスジャム形成過程における浮氷盤の安定に関する実験的研究, 海洋開発論文集, 第16巻, pp. 181-184.
- 渡部靖憲・佐伯 浩 (1996): 砕波帯内の流速場のダイレクトシミュレーション, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 71-75.
- Gotoh, H., Shibahara, T. and Sakai, T. (2001): Sub-Particle-Scale Turbulence Model for the MPS Method—Lagrangian Flow Model for Hydraulic Engineering—, *Computational Fluid Dynamics J.*, Vol. 9 No. 4, pp. 339-347.
- Koshizuka, S., Tamako, H. and Oka, Y. (1995): A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, *Computational Fluid Dynamics J.*, Vol. 4, No. 1, pp. 29-46.
- Koshizuka, S. and Oka, Y. (1996): Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 123, pp. 421-434.
- Koshizuka, S., A. Nobe and Y. Oka (1998): Numerical analysis of breaking waves using the moving particle semi-implicit method, *Int. J. Numer. Mech. Fluids*, Vol. 26, pp. 751-769.