

学位申請論文

E-MPS・DEM を用いた床止めの破壊限界評価のための
流体・土砂・剛体連成解析モデルの開発

2021 年 3 月

群馬大学大学院理工学府

環境創生理工学領域

樋口 敬芳

要 旨

近年、全国の多くの河川で上流からの土砂供給の減少等により河床低下が進行している。床止め下流で河床低下が進行すると、建設時に想定していた水叩き・護床工区間での流水の減勢が起きなくなり、護床工上の流速増大による護床工の劣化・損傷や護床工下流の河床低下が進行する。そのような状態で洪水が流下すると、護床工下流で段落ち流れが発生して局所洗掘が生じ、護床工が一気に流出するなどの急激な破壊が危惧される。床止めなどの河川横断構造物の破壊により堤防の損傷が決壊まで拡大すると、堤内地に大きな被害を及ぼす懸念がある。そのため、床止めの破壊限界の評価および適切な維持管理は非常に重要である。しかしながら、現状、床止めの維持管理は状態把握のみのものとなり、床止めが被災して初めて対策されるなど事後の対策となることが少なくない。予防保全的に維持管理していくためには床止めの破壊限界の評価手法の開発が求められている。本研究は床止めの破壊現象のうち最も破局的であると考えられる、床止め下流の河床低下が進行し、上下流水位差が大きくなる状況下で発生する下流側からの護床工の急な破壊（護床ブロックの流出）に着目する。本研究は、そのような破壊現象の破壊限界を評価できる鉛直二次元の流体・土砂・剛体連成解析モデルの構築を目的とし、さらに、構築したモデルを用いた護床工の破壊限界の評価手法を提案した。

床止めの護床ブロックの流出現象は、流体、土砂、さらに護床ブロックが動的に相互作用する複雑な移動境界問題を有する現象である。数値解析モデルは、格子を必要とせず、移動境界問題の取り扱いにより適した **Lagrange** 的な手法である粒子法に着目して構築した。流体の数値解析モデルは粒子法の一つである **E-MPS (Explicit Moving Particle Simulation)** 法を用いた。剛体である護床ブロックは **PMS (Passively Moving Solid)** モデルを用いることとし、護床ブロックの流出現象を考えるために護床ブロックの底面摩擦力を考慮できるモデルに拡張した。固体である土砂は **Lagrange** 的な手法である **DEM (Distinct Element Method)** を用いた。本モデルは、流体と固体の相互作用について、次の方法で構築した。河床を構成する固体粒子は河床から離脱するまで壁粒子として取り扱うこととした。ただし、**E-MPS** 法の壁粒子と固体粒子の壁粒子の接続部において圧力が不連続となる問題が生じるため、粒子数密度の算定式を補正した。また、河床を構成する固体粒子を壁粒子としてみなすため、**E-MPS** 法による流体の計算において河床内の流れ場を評価しないものとなる。これにより、河床表面付近の固体粒子に対する流体の平均流速が過大に評価されてしまう問題が生じる。そのため、固体粒子に対する流体の平均流速の算定式を補正した。

段落ち部の流況特性である波状跳水および潜り噴流を対象とした **E-MPS** 法を用いた数値流体解析の適用性はこれまでに確認されていない。また、構築した流体・土砂・剛体連成解析モデルの護床ブロックの流出現象、床止め下流の洗掘現象、護床工下流の洗掘に伴う護床ブロックの流出現象への適用性を検証する必要がある。本モデルの、それぞれの現象に対する適用性を確認するため、対応する固定床および移動床の水理模型実験を行った。また、水理模型実験では護床ブロックの流出メカニズムの把握を行った。

それぞれの現象について、本モデルを用いた鉛直二次元の数値解析を行い、対応する実験結果と比較することで再現性を検証した。その結果、**E-MPS** 法により、波状跳水および潜り噴流の流

況を再現することができた。また、本モデルにより、実験結果と同様、護床ブロックが護床工下流の洗掘孔の発達に伴い次々と流出していく現象を再現することができた。

最後に、床止め下流の河床低下に起因する床止めの破壊現象について、本モデルを用いた破壊限界の評価手法を提案した。単位幅流量 q と護床工下流の河床低下量 ΔH を指標とし、本モデルを用いた数値解析を実施することで破壊限界を評価する方法である。本研究では床止めの破壊限界評価手法として、固定床条件の流体・剛体連成解析モデルを用いて評価する方法と、移動床条件の流体・土砂・剛体連成解析モデルを用いて評価する方法の2つを提案した。固定床条件の流体・剛体連成モデルを用いた評価手法では、実験等により洗掘形状を設定し、単位幅流量 q と河床低下量 ΔH を組み合わせた解析ケースを実施することにより、護床工の破壊限界について一定の評価が可能であることを示した。移動床条件の流体・土砂・剛体連成モデルを用いた評価手法では、単位幅流量 q と河床低下量 ΔH を組み合わせた解析ケースを実施することにより、護床工の破壊限界について評価が可能であることを示した。

目次

第1章 序論.....	1
1.1 研究の背景.....	1
1.2 既往の研究.....	4
1.2.1 床止め・堰の破壊現象把握に関する研究.....	4
1.2.2 床止め・堰下流の局所洗掘・流況特性に関する研究.....	5
1.2.3 粒子法に関する研究.....	6
1.3 本研究の目的と構成.....	10
第2章 水理模型実験.....	12
2.1 はじめに.....	12
2.2 段落ち部における波状跳水・潜り噴流.....	14
2.2.1 実験条件.....	14
2.2.2 実験結果.....	15
2.3 床止め下流の洗掘現象.....	18
2.3.1 実験条件.....	18
2.3.2 実験結果.....	19
2.4 床止めの破壊現象.....	21
2.4.1 実験条件.....	22
2.4.2 実験結果.....	23
2.5 本章のまとめ.....	26
第3章 E-MPS・DEM を用いた流体・土砂・剛体連成解析モデルの構築.....	27
3.1 はじめに.....	27
3.2 E-MPS 法の定式化.....	28
3.2.1 支配方程式.....	28
3.2.2 E-MPS 法の空間離散化.....	29
3.2.3 半陰解法と陽解法の違い.....	31
3.2.4 粒子の境界条件.....	36
3.2.5 計算時間間隔.....	39
3.2.6 流体解析モデルのアルゴリズム.....	40
3.2.7 近傍粒子探索の効率化.....	43

3.3 剛体計算の定式化	45
3.3.1 支配方程式.....	45
3.3.2 剛体の定式化.....	45
3.3.3 流体・剛体連成解析モデルのアルゴリズム.....	47
3.4 DEM の定式化.....	49
3.4.1 支配方程式.....	49
3.4.2 固体の定式化.....	50
3.4.3 パラメータの設定.....	52
3.4.4 流体の定式化の補正.....	53
3.4.5 固体と流体の相互作用モデル.....	53
3.4.6 アルゴリズム.....	55
3.5 本章のまとめ.....	59
第4章 波状跳水・潜り噴流シミュレーションの検証	60
4.1 はじめに.....	60
4.2 解析条件.....	60
4.3 解析結果.....	60
4.3.1 波状跳水の再現計算.....	60
4.3.2 潜り噴流の再現計算.....	64
4.3.3 再現計算に関する考察.....	68
4.3.4 粒子径に関する考察.....	69
4.4 本章のまとめ.....	71
第5章 固定床条件における護床ブロック流出シミュレーションの検証.....	72
5.1 はじめに.....	72
5.2 解析条件.....	72
5.3 解析結果.....	74
5.4 本章のまとめ.....	76
第6章 床止め下流の局所洗掘シミュレーションの検証.....	77
6.1 はじめに.....	77
6.2 解析条件.....	77

6.3 解析結果.....	79
6.4 本章のまとめ.....	79
第7章 床止め下流の局所洗掘に伴う護床ブロック流出シミュレーションの検証	80
7.1 はじめに.....	80
7.2 解析条件.....	80
7.3 解析結果.....	81
7.4 本章のまとめ.....	83
第8章 床止めの破壊限界評価手法	84
8.1 はじめに.....	84
8.2 固定床条件での床止めの破壊限界評価手法.....	85
8.2.1 評価方法.....	85
8.2.2 解析条件.....	85
8.2.3 検討結果.....	88
8.3 移動床条件での床止めの破壊限界評価手法.....	91
8.3.1 評価方法.....	91
8.3.2 解析条件.....	91
8.3.3 検討結果.....	93
8.4 本章のまとめ.....	95
第9章 結論および今後の課題	96
9.1 結論.....	96
9.2 今後の検討課題.....	99
謝辞.....	101
参考文献.....	102

第1章 序論

1.1 研究の背景

床止めは、河床の洗掘を防いで河道の勾配等を安定させ、河川の縦断または横断形状を維持するために、河川を横断して設ける施設である。構造的には、落差がある床止めを「落差工」、落差がない、または、あっても極めて小さい床止めを「帯工」と呼んでいる。目的別に分類すれば、砂防を目的とするものと河床の安定を目的とするものに大別される。河床の安定を目的とするものについて、①河床勾配を緩和するもの（一般に落差工）、②乱流を防止し、流向を定めるためのもの（落差工となる場合が多い）、③河床の洗掘または低下を防止するためのもの（一般に帯工となる）に分けられる¹⁾。このような河川の維持を目的とし、従来から多くの床止めが造られてきた。一方で、床止めは設置箇所の自然条件や河道特性によっては維持管理に多大な労力や困難を伴うことの多い構造物である。また、床止めの設計は、供用後に床止め下流に新たに発生する落差に対応することを想定していない²⁾。近年、全国の多くの河川で上流からの土砂供給の減少等により河床低下が進行している。そのため、図 1.1 のように、床止め下流で河床低下が進行すると、建設時に想定していた水叩き・護床工区間での流水の減勢が起きなくなり、護床工上の流速増大による護床工の劣化・損傷や護床工下流の河床低下が進行する。そのような状態で洪水が流下すると、護床工下流で段落ち流れが発生して局所洗掘が生じ、護床工が一気に流出するなどの急激な破壊が危惧される。例えば、北野ら³⁾の報告において、A 川落差工は流量 $1,600\text{m}^3/\text{s}$ の洪水（3 年確率規模程度）では被災しなかったが、その 6 年後に発生した流量 $1,000\text{m}^3/\text{s}$ の洪水（平均年最大流量程度、2 年確率規模程度）により、護床工が縦断方向に全範囲が被災した事例が挙げられている（図 1.2）。その被災理由として、流量 $1,600\text{m}^3/\text{s}$ の洪水後に落差工下流の河床高が 3m 低下したことに起因し、流量 $1,000\text{m}^3/\text{s}$ の洪水では、洪水時に床止め下流に洗掘孔が発生し、その洗掘孔に下流端護床ブロックが落ち込むことがきっかけで次々と破壊が上流側へ伝播したことが挙げられている。また、同報告より、落差工と同様に上下流で水位差が生じる構造物である堰の被災事例が挙げられている。C 川堰は下流側の固定堰が撤去されたために下流側の水位が低下し、堰の上下流水位差が増加したことを起因として水叩き本体が部分的に破断し堰の右岸側が全破壊した事例が挙げられている（図 1.3）。その被災理由として、堰下流側の水位低下に起因して上下流水位差が増加したために浸透経路長が減少してルーフィングが発生し、水みちが拡大したことが水叩きの折れにつながったことが挙げられている。このような床止めや堰などの河川横断構造物の破壊により堤防の損傷が決壊まで拡大すると、堤内地に大きな被害を及ぼす懸念がある。そのため、床止めの破壊限界の評価および適切な維持管理をしていくことは非常に重要である。しかしながら、現状、床止めの維持管理は状態把握のみのものとなり、床止めが被災して初めて対策されるなど事後の対策となることが少なくない。予防保全的に維持管理していくためには床止めの破壊限界の評価手法の開発が求められている。床止めの破壊限界の評価は個別の構造物ごとに水理模型実験を行うことで評価可能であると考えられるが、その都度、水理模型実験を行うことは時間と労力を要する。そのため、床止めの破壊現象を予測・評価できる数値解析モデルの構築が望まれている。

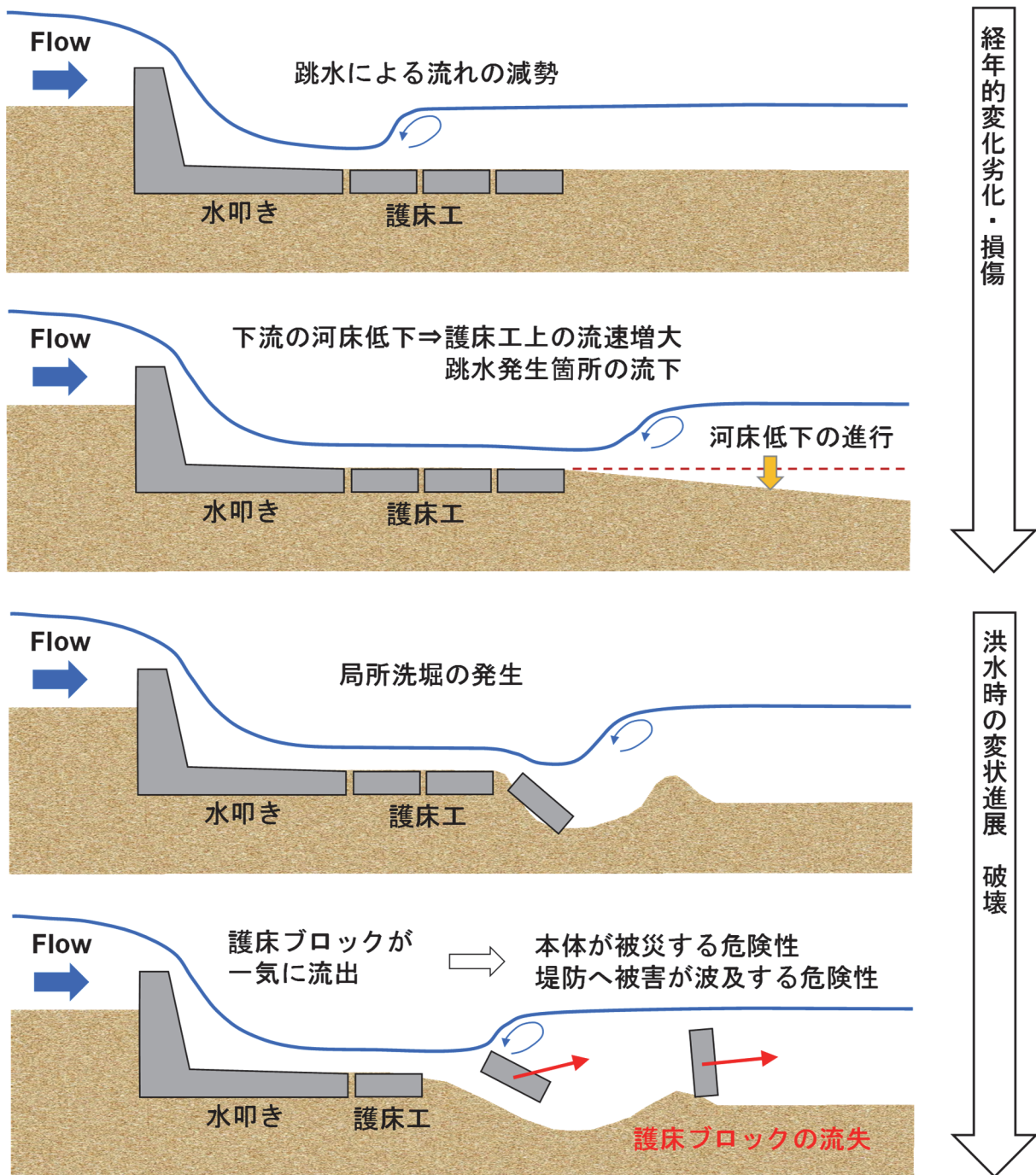


図 1.1 床止め（落差工）下流の河床低下に起因する床止めの破壊メカニズムの一例



(a) 被災前



(b) 被災後

図 1.2 A 川落差工の被災事例



(a) 被災前



(b) 被災後

図 1.3 C 川堰の被災事例

1.2 既往の研究

1.2.1 床止め・堰の破壊現象把握に関する研究

中川ら⁴⁾は、昭和 57 年の主として台風 10 号による豪雨時の近畿 2 府 5 県の河川構造物災害の資料より堰の災害に関わる基本現象として (i) 護床工または水叩き下流の局所洗掘、河床低下、(ii) 護床ブロックの隙間からの砂の吸出し、(iii) パイピング、(iv) 落石や転石の直接衝撃の 4 つを抽出している。(i) は主として堰による流下土砂の扞止によるが、水叩き部で加速された流れや直接の落水、被災して変形した護床工などによって攪乱された流れがこれを助長する。(ii) は水叩き部より走り込んだ流れによる圧力低下からブロックの隙間より砂が pick-up される現象である。護床工下部、移動床との境界にはかなり早い浸透流ができ、護床工下流端が河床低下や洗掘によって解放されると、この流れによってどんどん砂が運ばれ、空洞化が上流に伝播しながら拡大・発達していく。(ii) は (iii) に近い側面を有している。(iii) のパイピングや (ii) の現象は、水みちの形成と浸透流場の発達とともに、それによる土砂の輸送とそれに伴う水みちあるいは空洞化の拡大が特徴である。中川らは堰の災害の中で頻度が高く、また、本体工の被災の引き金ともなる護床工周辺の現象を取り上げ、特に空洞化現象の取り扱いを試みたが、僅かな水理条件や境界条件が現象に与える影響が大きく、十分な現象把握には至っていない。

内田ら⁵⁾は、連結されていない護床ブロック群を対象とした破壊実験を行っており、水位低下に伴う護床ブロック群の破壊機構を下流部の流れ場と比較検討し、護床工の弱点箇所である護床工下流端に位置するブロックの移動限界時に作用する流体力を測定し、ブロックの移動限界を検討している。そこでは、下流端水位が低下すると、下流端ブロック周辺で水面勾配が大きくなるため、下流端ブロックは他のブロックより大きな流体力を受けて流出し、それをきっかけに、その上流に位置するブロック前後の水位差が大きくなり流体力が大きくなるため、破壊は下流から上流へ進行することが報告されている。

山本ら⁶⁾は河川横断構造物下流の河床低下に起因する破壊現象の把握として、屈とう性構造の被覆ブロック形式床止めを対象に移動床水理模型実験を実施し、床止めの破壊発生状況等と水理条件の関係を単位幅流量と下流水位のマトリックスとして整理している。床止めの破壊状況として、例えばその実験条件下における単位幅流量 $1,750\text{cm}^2/\text{s}$ のケースでは、下流水位の低下により床止め下流の洗掘孔の拡大・河床低下が進行し、護床工下流端のふとんかごの流出をきっかけに上流側のふとんかごの流出が次々に伝播し、破壊が急激に進行していく現象が報告されている。

常住ら⁷⁾は農業取水堰を対象に、水叩きおよび護床工を配置した移動床水理模型実験を行い、下流河床低下の堰への波及メカニズムの把握検討を行っている。そこで確認された下流河床低下の堰への波及パターンとして、護床工直下に発生した局所洗掘域が上流側に動く局所洗掘進行型と護床工直下の局所洗掘域が動かず、局所洗掘域を起点に護床工の傾斜化が上流側に進行する傾斜進行型が挙げられている。特定の堰に関しては、洪水規模が両者を分かち要因であるとしている。局所洗掘進行型は、護床工直下の局所洗掘域は、護床工を破壊し、ブロックを下流遠方に流出させながら急速に上流に進行し、水叩き直下に達して大規模化する。傾斜進行型では、護床工直下に発生した局所洗掘域の上流進行は、洗掘域に滞留するブロックにより抑制される。

1.2.2 床止め・堰下流の局所洗掘・流況特性に関する研究

中川ら⁴⁾が堰の災害に関わる基本現象として挙げる「護床工または水叩き下流の局所洗掘、河床低下」や、山本らの報告による床止めや堰の破壊現象を把握するためには、護床工や水叩き下流の局所洗掘現象の把握が必要となる。古くから Scoklitsch⁸⁾により提案された洗掘深の評価式などがあるが、水理構造物下流の様々な流れを取り扱うことのできる普遍的な式はなかった。洗掘現象について実験に基づいた文献レビューは多くの研修者により行われてきた⁹⁾⁻¹¹⁾。Hoffmans et al.¹²⁾はダム、減勢池、分土工、アンダーフローゲート、排水渠などの水理構造物下流の洗掘現象を対象に **plunging jet** と水平流れについての洗掘深の定式化を行っている。「**Plunging jet**」は自由表面の上の出口から放出のために自由表面に衝突するか、または開口部を通過してオーバーフローする噴流を指す。水平流れは十分に広いゲートの下の流れを指す。**Plunging jet** についての洗掘深の定式化は洗掘過程の平衡状態を対象にニュートンの第 2 方程式を用いて導出されたものであり、平衡状態の洗掘深を単位幅流量、下流側水深、噴流の平均速度および噴流の進入角度、堆積土砂の粒径などと関係付けている。水平流れについての洗掘深の定式化もニュートンの第 2 方程式を用いて導出されたものであり、洗掘深を水平流れの流速、洗掘孔下流の流速、堆積土砂の粒径などと関係付けている。

鈴木ら¹³⁾は床止め下流部の局所洗掘を対象に、その大きな特徴である潜り噴流による洗掘過程と波状跳水時の埋め戻し過程における流況特性について移動床水理模型実験を行うことにより把握している。実験は落差のない床止めを対象としており、初期状態として床止め下流に床止め天端と同じ高さに移動床を設置して行われたものである。実験の観察からの床止め下流の洗掘過程として次のとおり報告されている。洗掘初期には洗掘孔が浅く、流れは局所的に著しく曲がっていない状態で流下方向に比較的広範囲に洗掘が進行する。洗掘が進み、洗掘深が増大すると床止め下流の流れは潜り噴流となり、主流水脈はあまり拡散されず下向きに河床に沿うように潜り込むためこの強い掃流力によって深さ方向に卓越した洗掘が生じ、その下流部洗掘孔内に砂堆部が形成される。この潜り噴流による洗掘が進行して洗掘孔下流部の砂堆が大きくなると流れは急激に上向きとなり、主流水脈は水面に移行し波状跳水状態となる。この時、河床面近くに形成された砂堆が徐々に削り取られて、その上流部の深い洗掘孔を埋め戻す。この埋め戻しが進行し、砂堆部が平たくなりながら徐々に上流に移動し、その先端が洗掘孔の上流側斜面にほぼ達すると流れは再び潜り噴流となり激しい洗掘が生じる。以後、このような洗掘と埋め戻しを繰り返しながら洗掘が徐々に進行する。以上のように、床止め下流の局所洗掘は、洗掘が進行しながら段落ち部が発生することで潜り噴流ならびに波状跳水が発生し、潜り噴流と波状跳水が交互に発生しながら洗掘が進行する複雑な現象である。また、鈴木ら¹⁴⁾は段落ち部における潜り噴流および波状跳水の流況特性について、固定床の水理模型実験を行い、現象論的に潜り噴流と波状跳水の発生条件、および、それぞれの流況における流速分布と渦流特性の一部を整理している。

これまでに、常射流混在場の流況特性は梶川ら¹⁵⁾により Euler 的な手法による数値モデルが構築されており、良好に再現されている。また、平衡流砂量式や非平衡流砂量式を用いた床止め直下の流れや局所洗掘を評価可能な数値解析モデルを構築する研究も行われてきている。床止め下流の局所洗掘現象の再現や河床防護の検討などが行われ、洗掘現象および最大洗掘深は数値解析を用いてある程度予測することが可能となっている¹⁶⁾⁻¹⁸⁾。内田ら¹⁶⁾は平衡・非平衡流砂モデルを用いた洗掘現象を対象とした河床変動解析を行い、洗掘孔形状を良好に再現しているが、潜り噴

流と波状跳水の移行の繰り返しに伴う河床変動過程を十分に説明できる数値解析モデルの確立には至っていない。また、梶川ら¹⁷⁾は、実験における潜り噴流時の激しい流砂の巻き上がり現象を表現するため、浮遊砂を考慮した平衡流砂モデルによる解析を行っている。しかし、解析では浮遊砂の発生はほとんど認められず、流砂の巻き上がり現象の再現には至っていない。そのような課題から、個別要素法 (Distinct Element Method, DEM)¹⁹⁾を用いた流砂解析の適用も考えられてきている²⁰⁾⁻²⁴⁾。Euler 的な流体解析手法と DEM を連成させた解析手法は、高濃度平衡流砂場への適用²²⁾や Dune 発生過程への適用²³⁾等でその有効性が示されている。局所洗堀解析への適用は、Golparvar ら²⁴⁾が海洋パイプライン下の洗堀現象に適用し、実験値と良好な一致を見せている。梶川ら²⁵⁾は、平衡・非平衡流砂モデルに加え、DEM による局所洗堀解析を試みている。そこでは、DEM による河床変動モデルと、既往流砂量式とが一致することを示しており、堰下流部の局所洗堀現象にも適用できる可能性を示している。近年、Fukuda ら²⁶⁾により、Euler 的な流体解析手法と DEM を連成した、種々の形状の石礫と水流からなる流れ場の三次元運動を解析することができる固液混相流解析手法が提案されている。また、福田ら²⁷⁾は、屈撓性をもつ河岸保護工である袋詰め玉石工の水流中の安定性を評価可能なモデルまで拡張しており、床止めの護床工などの構造物の下流端処理の問題に対して評価可能なモデルが提案されてきたといえる。

1.2.3 粒子法に関する研究

これまでに、越塚²⁸⁾や後藤²⁹⁾により、粒子法の概要が丁寧にまとめられている。本節では粒子法の概要と、粒子法に関する既往研究について記述する。

(1) 粒子法とは

本節では粒子法の概要について記述する。連続体の数値解析に広く用いられる格子法として有限差分法 (Finite Difference method, FDM)、有限要素法 (Finite Element Method, FEM) が挙げられる。格子法は計算対象空間を格子によって分割され、計算点は格子点上に配置される。そして、連続体の挙動を記述する微分方程式をその格子を用いて離散化する。この離散化過程における方法の違いが有限差分法と有限要素法の違いである。いずれの方法にしても、微分方程式を離散的な計算点の相互関係を記述する代数方程式に離散化し、格子点数と同数の多元連立方程式を解いて、格子点における物理量の時間変化および空間変化を得るものである。なお、格子は有限差分法で使われる用語であり、有限要素法では要素あるいはメッシュと呼ばれる。粒子法も連続体の数値解析法の一つである。粒子法では、計算格子を導入せず、空間に配置された粒子を計算点として用いる。格子法の計算点が格子点に固定されているのに対して、粒子法の計算点は空間を移動する。粒子法においても、支配方程式である微分方程式を代数方程式に離散化して解くプロセスは格子法と同様に必要である。格子法では、特定の計算点の離散化に必要となる近傍の計算点は変化しないが、粒子法では、近傍粒子が時々刻々と変化するため、離散化の準備としての近傍粒子探索が必要となる。格子法では、計算点は格子状に配置されているので、計算領域が極端に変形すると格子が大きくひずみ、計算の継続が原理的には困難となる。これについては、格子端部の形状と物理的な界面形状の相違を補完する種々のモデルが提案されているが、それらの

モデルを導入すると計算プロセスは複雑化する。一方、粒子法では、計算点が空間を移動するため、界面の大変形を柔軟に取り扱うことができる。

連続体の運動の記述法には、Lagrange 法と Euler 法がある。Lagrange 法とは、流体を極めて多数の粒子の集合体とみなして、個々の粒子の運動を観測する方法をいい、質点の運動を運動方程式によって解析するのと類似の考え方に基づいている。Lagrange 法では時間だけが独立変数であり、粒子の位置・速度・加速度は時間の関数である。流体を構成する粒子について運動方程式を解いて追跡することにより、流体の運動が追跡できる。流体を観測しようとする場合、Lagrange 法では流体粒子とともに移動しつつ観測を行う必要があるが、これは現実には困難である。それよりも、空間に固定された観測点に留まり、通過する流体を観測する方がはるかに容易である。この考え方が Euler 法である。Euler 法では、固定された観測点において、通過する流体速度・圧力といった物理量の時間的変化を観測する。Lagrange 法では時間だけが独立変数であったが、Euler 法では、時間と位置が独立変数であり、速度、加速度は時間と位置の関数である。このような観測法の相違から、Euler 法と Lagrange 法では加速度項の表記が異なる。Lagrange 法では速度の時間微分として表記されるが、Euler 法では、それに加えて移流項が出現する。

流体の数値解析の研究では、移流項の離散化をいかに行うかが、多年にわたる中心課題であった。移流項を離散化する過程では、物理現象とは無関係な拡散（数値拡散）や解の振動（数値振動）が生じてしまう。たとえば、自由表面流れや密度流などの界面を有する流れにおいて界面付近で数値拡散が生じると、界面が極端に不鮮明化する。数値振動が生じると物理量が大きなノイズを含む値を示し、現実と乖離した解となってしまう。数値拡散と数値振動を抑制していかに解の精度を高めるかについて、格子法を対象として多くの研究が重ねられてきた。一方、粒子法は Lagrange 法であるから、移流項の離散化が不要であり、数値拡散・数値振動は原理的には生じない。ただし、別の原因で非物理的攪乱が生じるため、その抑制法が種々研究されている。

格子を流体とともに移動させれば格子法も Lagrange 法となる。しかし、格子の移動量が大きかったり、流体の分裂や合体が生じる場合には、格子のひずみが著しくなって計算が困難となる。粒子法では格子を用いないため、格子がひずむという問題は生じない。このように、格子がひずむことなく Lagrange 法の計算ができるのは、粒子法の大きな利点である。流体解析では自由表面を有する流れ、さらに流体と構造物が相互作用する場面で、この利点が活かされると考えられる。

(2) 粒子法の既往研究

流れのシミュレーションの分野では粒子法の歴史は差分法と同じくらい古く、米国 Los Alamos 国立研究所で最初の粒子法として PAF (Particle-and-Force) 法が 1965 年に提案されている³⁰⁾。PAF 法は格子を用いず、粒子のみを計算点として用いる方法である。粒子法の原型といえる PAF 法は、二次元計算で概ね良好な成果を挙げたが、界面で顕在化する非物理的攪乱の問題を克服することができず³¹⁾、現在では研究が途絶えている。その後、移流項を粒子で、その他の項を格子で計算する PIC (Particle in Cell) 法³²⁾や、界面形状を捉えるためだけに流体のトレーサーとして粒子を用いる MAC (Marker and Cell) 法³³⁾が提案され、それぞれ発展した。とくに MAC 法の格子による計算法の部分にはスタッガード格子や半陰的アルゴリズムのアイデアが使われており、差分法における流体解析の標準的な方法として現在まで受け継がれている。

Lucy が 1977 年に新しい粒子法として SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) 法を提案し³⁴⁾, 宇宙物理学の問題に適用した. 宇宙物理学では, 真空のような低密度から星の内部のような高密度まで, 著しい圧縮性のある流れを扱う必要がある. そして, 計算精度の観点からは, 高密度の領域の空間解像度を高くしなければならない. 粒子法では, 粒子は移動する計算点であり, ある一定の質量を保持しながら Lagrange 法の運動を行うのであるから, 高密度の領域には粒子が集中して自動的に空間解像度も高くなる. しがたがって, 圧縮性流れにおいて粒子法は計算点密度の自動調節機能も兼ね備えていることになる. こうした利点のため, 宇宙物理学の問題に SPH 法は広く使われている^{35),36)}.

河川工学の問題では, 非圧縮性流れを対象にしている場合が多く, Koshizuka らは非圧縮流れのための粒子法として MPS (Moving Particle Semi-implicit) 法を開発した^{37),38)}. MPS 法は, 粘性項と重力項による粒子の移動を陽的に計算した後に圧力のポアソン方程式を陰的に解く半陰解法であり, 圧力のポアソン方程式が粒子数密度一定の非圧縮性条件と質量保存則から導出されているため, 体積保存性にも優れている²⁸⁾.

SPH 法と MPS 法の相違として, 流体の運動方程式を解くにはベクトル演算子の計算が必要となるが, SPH 法と MPS 法では微分演算子の計算法が異なる. SPH 法では, 積分補間子に相当する kernel 関数の微分演算として数学的一貫性が優先されるが, MPS 法では, 微分演算子ごとに個別のモデルが導入され, 異なる微分演算に完全な数学的一貫性は保証されない. その一方で, MPS 法の微分演算子モデルには, 低計算負荷で安定した解を得るための種々の工夫が施されており, 工学的意義は高い. MPS 法の半陰解法型アルゴリズムの優位性は SPH 法の研究者にも認識されており, 半陰解法型 (非圧縮型) SPH 法である ISPH (Incompressible SPH) 法³⁹⁾ も提案されている. ISPH 法は, SPH 法の微分演算子と MPS 法の計算アルゴリズムを組み合わせた方法である. MPS 法の提唱者である越塚博士の研究グループでは, MPS を Moving particle Simulation と再定義した⁴⁰⁾. 現在, 特に工学的な問題を取り扱う場合, 計算の規模が大きくなってきており, 問題の大規模化や解像度の向上によって計算量が増加し, その実行に時間を要するようになる. そこで, 複数のプロセッサで並列計算を行い, 計算時間を低減させることが一般的になっている. MPS 法における半陰的アルゴリズムでは, 圧力はポアソン方程式を解くことで陰的に求めており, Koshizuka ら⁴¹⁾は, この半陰的アルゴリズムが粒子数 n に対して $O(n^{1.5})$ 計算時間を要することを示している. したがって, 半陰的アルゴリズムでは問題が大規模になるほど, 粒子数の 1.5 乗で計算に時間が掛かるようになる. また, 陰的計算には CG (Conjugate Gradient) 法などが用いられ, 並列化のプログラミングが煩雑となる. そこで, 大地らは圧力を陽的に解く陽的なアルゴリズムである E-MPS (Explicit MPS) 法を提案した⁴⁰⁾. 陽的なアルゴリズムの計算時間は $O(N)$ であり, アルゴリズムが単純であるため並列プログラミングが容易である.

半陰解法型の粒子法は, 非物理的な人工粘性を導入することなく安定した計算が実行できる優れた手法であるが, 圧力場の解に相当に激しい攪乱を伴うことが弱点である. 大地ら⁴²⁾は陽解法の粒子法である E-MPS 法について, その圧力攪乱を静水圧計算において同程度であることを確認している. この攪乱は高周波のノイズであるので, インターバル平均すれば消失する. 個々の瞬間には激しいスパイクノイズを伴うが, 計算時間間隔が微小なため粒子の座標の変化は僅かであり, 流体の挙動全体に与える影響は限定的である. しかし, 流体から作用をうける物体の挙動

を評価する際には、短時間のピーク値が問題となる。粒子法を流体力の定量評価のために用いていくためには、圧力攪乱の低減は不可避かつ最重要の研究課題である。

これまでに、圧力攪乱低減のために行われてきた基礎研究の成果は高精度粒子法²⁹⁾と呼ばれる。標準 MPS 法では、計算の安定性を優先して、圧力勾配力の反対称性を満たさない勾配モデルが用いられるため、運動量保存性が保証されない。このような離散化の際の運動量および角運動量の保存性を保証するモデルとして CMPS (Corrected MPS) 法⁴³⁾や CISP (Corrected Incompressible SPH) 法⁴⁴⁾が提案された。半陰解法型の粒子法では、ポアソン方程式が重要な役割を担うので、ポアソン方程式の数値解法上の問題点を再考すれば高精度化に有効であると考えられる。ポアソン方程式の生成項を高精度化したのが HS (Higher order Source term) であり⁴⁵⁾、ポアソン方程式及びナビエ・ストークス式の粘性項に現れるラプラシアンを高精度化したのが HL (Higher order Laplacian)^{46),47)}である。半陰解法のアルゴリズムはプロジェクション法に基づいているが、体積保存性を満たすにはソレノイド場への収束性が不可欠である。これに関して、ポアソン方程式の生成項に補正項を付与したのが ECS (Error Compensating Source term) である⁴⁸⁾。引張不安定は、粒子法に共通した弱点として広く知られている。MPS 法、CMPS 法では、安定性確保のために斥力型の勾配モデルが導入されているので、粒子間の引張の作用を記述できず、負圧も計算もできない。負圧の計算のために高精度勾配モデル (Gradient Correction, GC)⁴⁸⁾、さらに、その数値的安定化の方法が開発されてきている⁴⁹⁾⁻⁵⁷⁾。また、粒子法の境界条件の標準的な設定方法は、詳細にみると、それ自身が圧力攪乱の原因の一つとなっている。粒子法では、自由表面境界の設定方法に起因した問題として、鈍い物体の背後の剥離域 (負圧域) で計算粒子が存在しない空白域が形成される欠陥が知られている。このような境界条件の問題点の解決のため SPP (Space Potential Particles) が開発されている⁵⁸⁾。

粒子法を用いた自由表面流れへの適用性や工学的な問題への適用は多くの研究者により行われてきている。様々な粒子法を用いて、自由表面流れの解析では最も代表的なベンチマーク問題である水柱の崩壊の問題について計算されている^{38),39),59)-61)}。また、砕波^{39),41),62)}や、さらに直立壁に波が衝突した場合の砕波および越波に関する研究されており⁶³⁾⁻⁶⁵⁾、津波にも応用されている⁶⁶⁾。また、その他の工学的な問題への適用事例を挙げると、水槽内の液面振動 (スロッシング) を対象とした計算も行われてきている^{60),61),67)-69)}。水面に固体構造物が落下した場合の衝撃圧や水塊が構造物上に落下した場合の衝撃圧についても、MPS 法を用いた計算が行われてきている⁶⁹⁾⁻⁷⁸⁾。

粒子法を用いた流体と剛体の相互作用に関する二次元計算事例として、斜面に発生する砕波と浮体の相互作用⁴¹⁾、浮遊物によるせき止め⁷⁹⁾、潜り込み⁸⁰⁾、マンホールの浮上と水の噴出⁸¹⁾、礫の運動と流れの相互作用⁸²⁾がある。また、MPS 法の中で三次元の剛体を扱う方法も提案されている⁷⁶⁾。

流体と土砂の相互作用に関して、流体を連続体、土砂を離散的な粒子の集合体として記述する DEM-MPS 法が後藤ら^{83),84)}により提案されている。粒子法の重み関数を利用した粒子間相互モデルでは近傍粒子との相互作用が計算されるので、密度の異なる 2 種類の粒子を単相流の計算コードを導入すれば、流体と固体の混相流状態を計算できる。この方法では、固体を複数の固体粒子で構成する場合、その交代構成粒子の剛体補正による運動量の変化が流体粒子にフィードバックされない。また、固体粒子間の狭い隙間を流体粒子が通過することが難しく、密集状態の固体粒

子群の内部の流れが再現できない。その後、後藤ら⁸⁵⁾は、解析空間を固体と流体で分離し、2相間の運動量輸送を互いの解析空間に投影する方法で、これらの問題を改善している。鶴田ら⁸⁶⁾は、運動量投影型のDEM-MPS法を3次元に拡張し、沈降粒子群の誘起する流れの解析を行っている。酒井ら⁸⁷⁾は、DEMによる固相モデルを抗力による運動量交換によってMPS法とカップリングしている。DEM-MPS法による、ビーズミルやボールミル内の粉体流のシミュレーション^{88),89)}、DEM-SPH法による3次元固液混相流解析⁹⁰⁾、DEM-MPS法の流体計算に高精度粒子法を導入した計算⁹¹⁾が行われている。また、高精度MPS法とDEMのカップリングモデルを用いた礫浜や砂利浜斜面の砕波による堆積物輸送を対象とした計算^{92),93)}や、浮遊砂流送を解くために移流拡散方程式を用いて拡張されたISPH法を用いた計算⁹⁴⁾なども行われてきている。その他の工学的問題への計算例として、土砂の海洋投棄⁹⁵⁾、土砂崩壊が引き起こす津波^{96),97)}、波と底泥との相互作用⁹⁸⁾、水流による洗堀⁹⁹⁾、越流水による堤防の侵食¹⁰⁰⁾などがある。

1.3 本研究の目的と構成

床止めや堰の破壊現象は中川ら⁴⁾が挙げる「護床工または水叩き下流の局所洗掘、河床低下」、「護床ブロックの隙間からの砂の吸出し」、「パイピング」、「落石や転石の直接衝撃」がある。このような破壊現象のうち、山本ら⁶⁾の報告にあるように、床止めや堰の下流側の河床低下が進行し、上下流水位差が大きくなる状況下で発生する下流側からの護床工の急な破壊（護床ブロックの流出）は、床止めや堰の破壊現象として最も破局的であると考えられる。Hoffmansら¹²⁾によりPlunging jet（自由表面の上の出口から放出のために自由表面に衝突するか、または開口部を通してオーバーフローする噴流）や水平流れ（十分に広いゲートの下の流れ）に対する洗掘深さが提案されている。しかしながら、護床ブロックの流出現象は洗掘孔の発達、および、それに応じた流況が相互作用することにより発生する現象であるため、護床ブロックの流出は洗掘深だけでは評価できない。また、そのような破壊限界を評価するために、その都度、模型実験を行うことは時間と労力を要する。そのため、破壊限界を評価できる数値解析モデルの構築が望まれる。

床止めや堰の護床ブロックの流出現象は、流体、土砂、さらに護床ブロックが動的に相互作用する複雑な移動境界問題を有する現象である。近年、Fukudaら^{26),27)}などにより河川横断構造物の下流端処理等の実用問題に適したEuler-Lagrangeモデルによる固液混相流解析法が発展されてきている。一方で、本研究では数値流体解析法として、格子を必要とせず、移動境界問題の取り扱いにより適したLagrange的な手法である粒子法^{28),29),38),101)}に着目する。粒子法の代表的なものとしてMPS (Moving Particle Simulation) 法²⁸⁾がある。KyayyerらのCMPS法⁴³⁾など、高精度粒子法が提案されている。しかしながら、床止めの護床工の破壊限界を評価するためには比較的計算規模が大きくなるため、実用化していくことを踏まえると計算コストが少ない手法を採用することが望ましい。そのため、本研究ではE-MPS (Explicit MPS) 法⁴⁰⁾を用いる。E-MPS法は圧力を陽的に解く陽的なアルゴリズムであり、半陰解法アルゴリズムであるMPS法と比較して計算規模が大きく（粒子数が多く）なった場合でも計算時間を短くできるメリットがある。また、E-MPS法はアルゴリズムが単純であるため並列化プログラミングが比較的容易である。剛体である護床ブロックはKoshizukaらのPMS (Passively Moving Solid) モデル⁴¹⁾を用いる。ただ

し、本研究で対象とする護床ブロックの流出現象を考えるためには護床ブロックの底面摩擦力を考慮する必要がある。そのため、本研究では護床ブロックの底面摩擦力を考慮できるモデルに拡張する。固体である土砂は Lagrange 的な手法である DEM¹⁹⁾を用いる。本研究では、これらの手法を用いて護床工下流の洗掘に伴う護床ブロックの流出現象を評価できる流体・土砂・剛体連成解析モデルを構築することを目的とする。

段落ち部の流況特性である波状跳水および潜り噴流を対象とした E-MPS 法を用いた数値流体解析の適用性はこれまでに確認されていない。また、本研究で構築する流体・剛体連成解析モデルの護床ブロックの流出現象に対する適用性、流体・土砂連成解析モデルの洗掘現象に対する適用性、流体・土砂・剛体連成解析モデルの護床工下流の洗掘に伴う護床ブロックの流出現象の適用性を検証する必要がある。本研究では、それらのモデルについて、それぞれの現象に対する適用性を確認するため、対応する水理模型実験を行う。なお、床止めの破壊現象として「護床ブロックの隙間からの砂の吸出し」による護床ブロックの沈下なども考えられるが、現在の E-MPS 法は負圧の取り扱いができないこと、縦横断方向の護床ブロックの配置を再現するため三次元モデルに拡張する必要があることから本研究では取り扱わないこととしている。

また、山本ら⁶⁾により、床止め下流の河床低下に起因する護床工ブロックの急な破壊（護床ブロックの流出）の有無は、床止め下流の河床低下量および上流からの流量が指標になることが報告されている。本研究では、それらの指標を用いて、構築するモデルを用いた護床工の破壊（護床ブロックの流出）の限界を評価する手法について提案する。なお、護床工下流の河床低下に起因する護床工の破壊現象は、河床勾配や河床材料、護床工構造などによる要因も考えられるが、本研究では、それらについては同一の条件で検討を行う。

本論文は全 9 章で構成されている。ここ、第 1 章では本研究の背景、床止めの破壊現象や粒子法などに関する既往研究、本研究の目的と構成を記した。第 2 章では、構築する解析モデルを検証するため、また、河床低下に起因する護床工下流の洗掘に伴う護床ブロックの流出現象の把握を行うために水理模型実験を行った。第 3 章では、E-MPS 法の定式化、剛体計算の定式化、DEM の定式化を行った。第 4 章では、E-MPS 法を用いた流況解析による波状跳水および潜り噴流への適用性について、対応する水理実験結果と比較することで検証を行った。第 5 章では、流体・剛体連成解析モデルによる護床ブロックの流出現象への適用性について、対応する水理模型実験と比較することで検証を行った。第 6 章では、流体・土砂連成解析モデルによる護床工下流の洗掘現象への適用性について、対応する水理模型実験と比較することで検証を行った。第 7 章では、流体・土砂・剛体連成解析モデルによる護床工下流の洗掘に伴う護床ブロックの流出現象について、対応する水理模型実験と比較することで検証を行った。第 8 章では、河床低下量および上流からの流量を指標として用いて、構築するモデルを用いた護床工の破壊（護床ブロックの流出）の限界を評価する手法について提案した。第 9 章では、本研究において得られた結論を示すとともに、今後の課題について記している。

第2章 水理模型実験

2.1 はじめに

段落ち部の流況特性である潜り噴流および波状跳水を対象とした E-MPS 法を用いた数値流体解析の適用性はこれまでに確認されていない。また、本研究で構築する流体・剛体連成解析モデルの護床ブロックの流出現象に対する適用性、流体・土砂連成解析モデルの洗掘現象に対する適用性、流体・土砂・剛体連成解析モデルの護床工下流の洗掘に伴う護床ブロックの流出現象の適用性を検証する必要がある。よって、本研究では、それらのモデルについて、それぞれの現象に対する適用性を確認するため、対応する表 2.1 に示す水理模型実験を行う。

まず、E-MPS 法を用いた数値流体解析による段落ち部における流況特性である波状跳水および潜り噴流への適用性を確認するため Case1-1, 1-2 を行う¹⁰²⁾。Case1-1, 1-2 は固定床の水理模型実験であり、水路上に高さ 10cm の堰を設けて通水し、波状跳水および潜り噴流を生起させ、それぞれの水面形および流速分布を計測した。次に、流体・剛体連成解析モデルの護床ブロック流出現象への適用性を確認するため Case3-1, 3-2, 3-3 を行う^{103),105)}。Case3-1, 3-2, 3-3 は移動床の水理模型実験であり、水路上に床止めの本体工と水叩き、護床工（護床ブロック）を設置し、護床工下流に移動床を設置した。護床ブロックの配置間隔と護床工下流の河床低下量 ΔH を変化させて通水を行い、それぞれの条件の応じた護床工下流の洗掘に伴う護床ブロックの流出状況を把握した。なお、「床止めの構造設計手引き」²⁾において一般的な構造形式とされているコンクリート構造の一体式構造の床止めを対象とした（図 2.1）。次に、流体・土砂連成解析モデルの護床工下流の洗掘現象への適用性を確認するために Case2-1, 2-2, 2-3 を行う実施する^{104),105)}。Case2-1, 2-2, 2-3 は移動床の水理模型実験であり、水路上に床止めの本体工と水叩きを設置し、水叩き下流の移動床を設置した。水叩き下流の河床低下量 ΔH を 0, 2, 4cm と変化させて通水を行い、河床低下量 ΔH に応じた水叩き下流の洗掘孔規模を把握した。流体・土砂・剛体連成解析モデルの護床工下流の洗掘に伴う護床ブロックの流出現象への適用性は、既出の Case3-1, 3-2, 3-3 の実験結果を用いる。

表 2.1 水理模型実験 Case 一覧

Case	単位幅 流量 q (m^2/s)	水路・ 河床 勾配 I	河床 条件	粒径 d_{60} (mm)	河床 低下量 $\Delta H(\text{cm})$	護 床 工	備考
1-1	0.040	1/300	固定床	—	—	無	下流側水深 $h_t=16.0\text{cm}$
1-2	0.040	1/300	固定床	—	—	無	下流側水深 $h_t=13.5\text{cm}$
2-1	0.012	1/350	移動床	0.76	0	無	—
2-2	0.012	1/350	移動床	0.76	2	無	—
2-3	0.012	1/350	移動床	0.76	4	無	—
3-1	0.006	1/350	移動床	0.76	2	有	護床ブロック配置間隔 5mm 程度
3-2	0.006	1/350	移動床	0.76	2	有	護床ブロック配置間隔 0.5mm 程度
3-3	0.006	1/350	移動床	0.76	4	有	護床ブロック配置間隔 0.5mm 程度

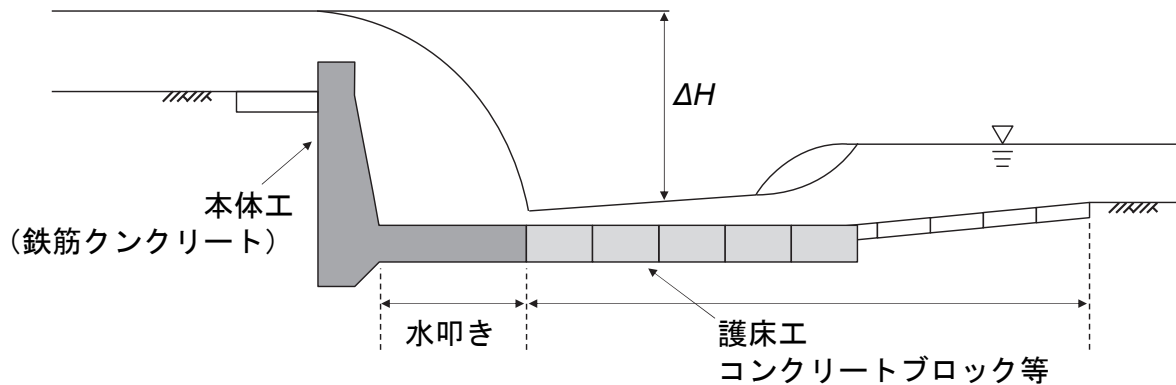


図 2.1 コンクリート構造の一体式構造の床止めの模式図

2.2 段落ち部における波状跳水・潜り噴流

本節では E-MPS 法を用いた流況解析による段落ち部の流況特性である波状跳水・潜り噴流の再現性を確認するため、対応する水理模型実験を行い、それぞれの水面形および流速分布を計測する¹⁰²⁾。

2.2.1 実験条件

実験は長さ 8m、高さ 50cm、幅 40cm の水路に、図 2.2 に示すように長さ 0.5m、高さ 10cm の堰を設け、堰上で支配断面（限界水深 h_c ）が発生するものとした。また、実験 Case および実験条件は表 2.2 に示すとおりであり、水路勾配 I は 1/300、単位幅流量 q は $0.04\text{m}^2/\text{s}$ とし、下流側水深 h_t は水路下流端の堰で調整した。下流側水深 h_t は波状跳水および潜り噴流の流況となる水深とし、それぞれ、堰下流端からの距離 $X=200\text{cm}$ 地点で 16.0cm、13.5cm とした。流速分布は鉛直面内の二次元流が測定できる電磁流速計を用いて測定した。流下方向の測定間隔は、堰下流端から $X=50\text{cm}$ の区間は 5cm 間隔、 $X=50\text{cm}\sim 200\text{cm}$ の区間は 50cm 間隔で測定した。水深方向の測定間隔は、水路床面 1cm 上から水面方向に 1cm 間隔で測定し、水路床面上 0.5cm 地点についても測定した。実験時の水温は、波状跳水は 19.4°C 、潜り噴流は 19.6°C であった。

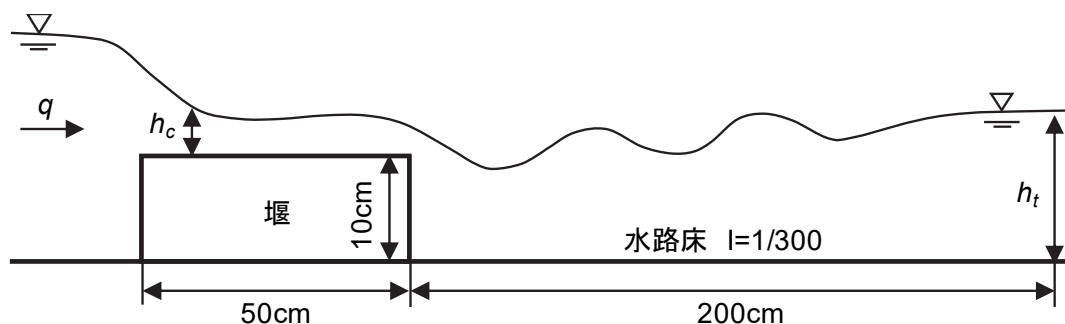


図 2.2 実験水路模式図

表 2.2 実験 Case ・実験条件

Case	流況	単位幅流量 q (m^2/s)	水路勾配 I	河床条件	段落ち高さ W (cm)	下流側水深 h_t (cm)
1-1	波状跳水	0.040	1/300	固定床	10	16.0
1-2	潜り噴流	0.040	1/300	固定床	10	13.5

2.2.2 実験結果

本実験で得られた波状跳水（図 2.3）と潜り噴流（図 2.4）の流況特性について鈴木ら¹⁴⁾による既往の知見と比較を行った。波状跳水の流況特性として、波状を呈して水面近くを流下する主流水脈と水路床との間にローラーが形成される。そのローラーの水路床での長さ L_r を下流側水深 h_t で無次元化した L_r/h_t は下流側でのフルード数 F_r との関係で示されている¹⁴⁾。本実験に当てはめると、 $F_r=0.20$ であり、 L_r/h_t は約 3.5~4.8、よって L_r は約 56.0~76.8cm である。本実験では、流速測定範囲の関係で $X=50\text{cm}$ 下流のローラーの形成状況は把握できていないが、 $X=50\text{cm}$ 地点は水路床付近で水路上流方向の流れが生じていることから、 L_r は 50cm 以上であったと判断される。よって、既往の知見と整合しているといえる。また、波状跳水の実験時の水面は鈴木ら¹⁴⁾、梶川ら¹⁵⁾と比較すると、 $X=30\text{cm}$ 付近の波は波高・波長比であるスティーブネス S_{tc} が 0.1 と小さく、波状頂部は比較的安定していたが、最大 1cm 程度の水位変動が生じる状態であった。

一方、潜り噴流の流況特性として、主流水脈と水面との間に大きなローラーが形成される。そのローラーの水面での長さ L_r を下流側水深 h_t で無次元化した L_r/h_t は下流側でのフルード数 F_r との関係で示されている¹⁴⁾。本実験に当てはめると、 $F_r=0.26$ であり、 L_r/h_t は約 3.0~4.0、よって L_r は約 40.5~54.0cm となる。また、主流水脈と段落ちとの間には渦 (eddy) 領域が形成される。その渦領域の水路床での長さ L_e を下流側水深 h_t で無次元化した L_e/h_t は段落ち高さ W と下流側水深 h_t で無次元化した W/h_t との関係で示されている¹⁴⁾。本実験に当てはめると、 $W/h_t=0.74$ であり、 L_e/h_t は約 1.2~1.6、よって L_e は約 16.2~21.6cm となる。本実験では、流速測定範囲の関係で $X=50\text{cm}$ 下流のローラーの形成状況は把握できていないが、 $X=50\text{cm}$ 地点は水面付近で逆流が生じていることから、 L_r は 40cm 以上であったと判断される。また、 L_e は流速測定値から約 20cm であった。よって、既往の知見と整合していることが確認された。また、潜り噴流の実験時の水面は鈴木ら¹⁴⁾、梶川ら¹⁵⁾と同様、 $X=25\text{cm}$ 付近は水面が波立ちながらも比較的平坦であった。ただし、 $X=25\text{cm}$ 付近から下流は時折、大きく波立ち水位の変動が生じる状態であった。

また、本実験で計測した波状跳水および潜り噴流の流速分布を、それぞれ図 2.5、図 2.6 に示す。図中の実験水位は、実験において跳水区間及び周辺の水位は時々刻々と変化するため、同時刻の水面計を得ることが困難であったため、実験撮影画像から計測した。

以上より、本実験は既往の知見で得られている波状跳水および潜り噴流の流況特性と整合していることから、「第 4 章 波状跳水・潜り噴流シミュレーションの検証」において、本実験結果を用いて波状跳水および潜り噴流を対象とした E-MPS 法を用いた流況解析の再現性検証を行う。

Case1-1

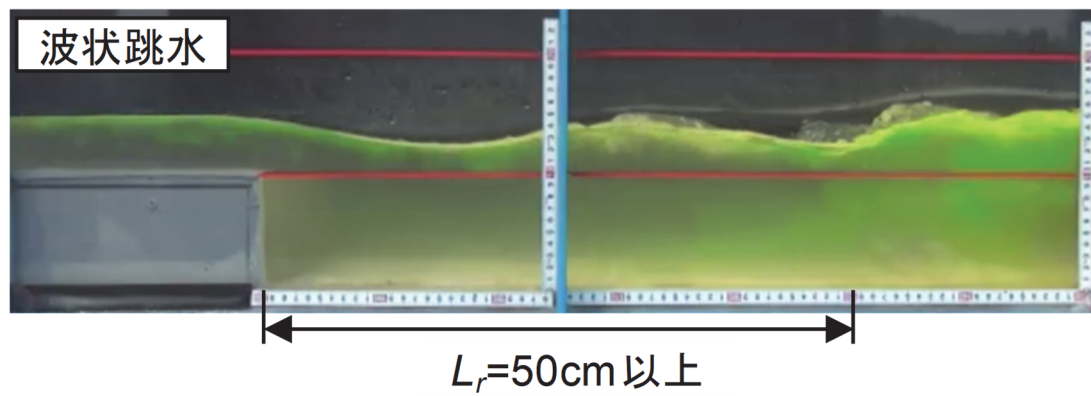


図 2.3 波状跳水 (Wave Jump) の流況 (Case1-1)

Case1-2

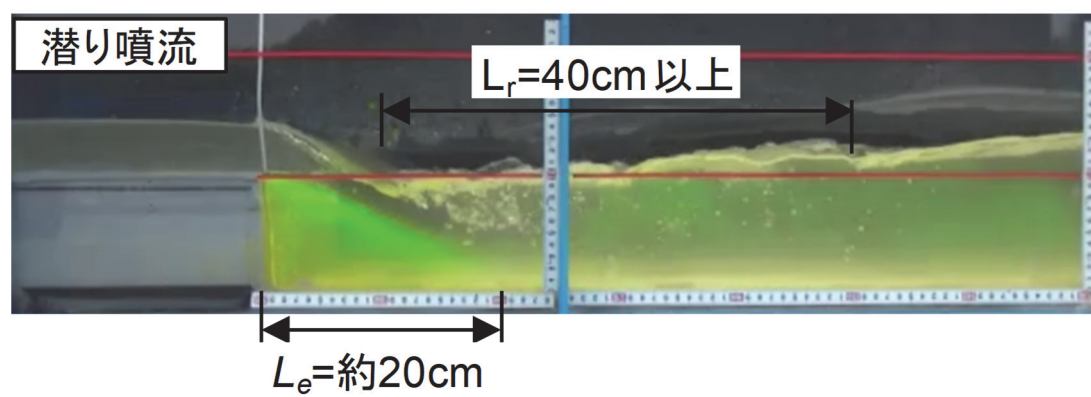


図 2.4 潜り噴流 (Submerged Jet) の流況 (Case1-2)

Case1-1

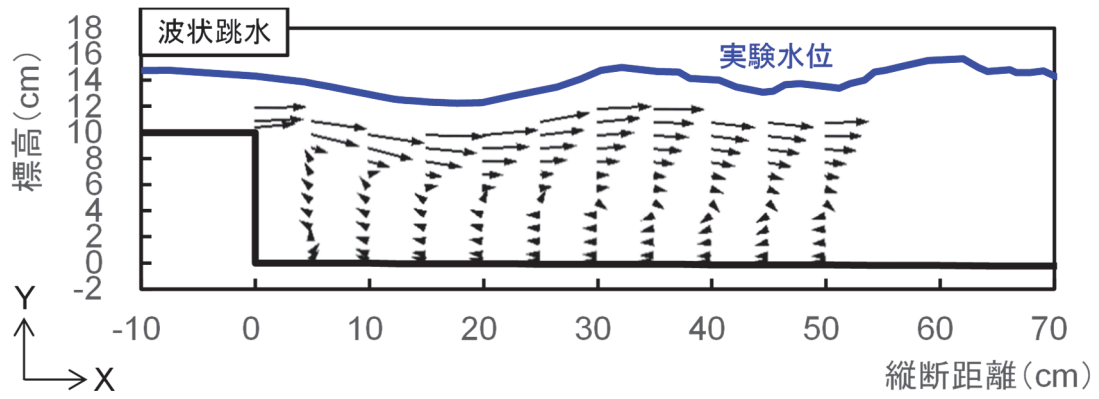


図 2.5 波状跳水 (Wave Jump) の流速分布 (Case1-1)

Case1-2

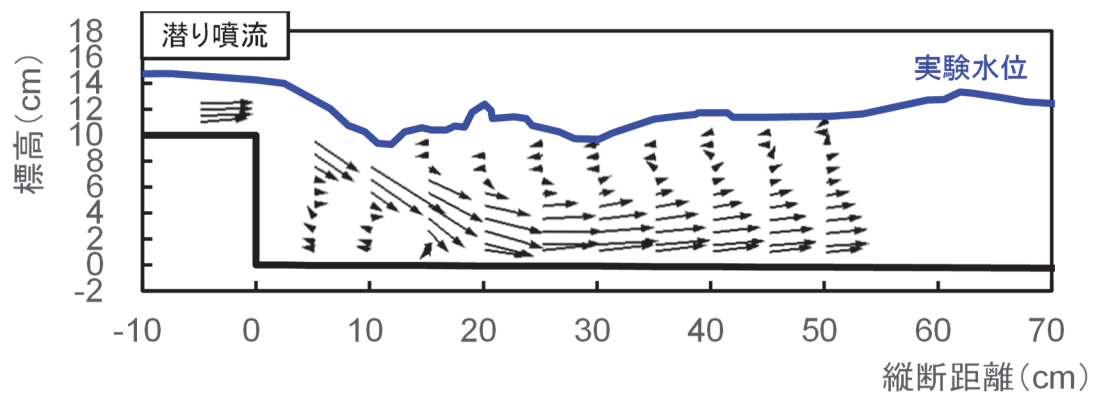


図 2.6 潜り噴流 (Submerged Jet) の流速分布 (Case1-2)

2.3 床止め下流の洗掘現象

本節では流体について E-MPS 法，土砂（固体）について DEM を用いた流体・土砂連成解析モデルによる床止め下流の洗掘現象の再現性を確認するために，対応する水理模型実験を行う (104),105)。

2.3.1 実験条件

実験 Case および実験条件は表 2.3 に示すとおりである。実験水路は，図 2.7 に示すように，長さ 7m，高さ 0.5m，幅 0.4m の水路に床止めを設置し，床止め下流に移動床区間を設けた。床止めの本体工と水叩きの下部は不透水とした。水路下流端は越流する条件とし，上流からの給砂は行っていない。河床低下量は擦り付け区間下流端の河床の低下量を表している。床止め下流端から 29cm の平坦部を設け，平坦部下流端から 0.5m の区間を擦り付け区間とした。床止め形状は本体工の長さ 3cm，水叩きの長さ 10cm であり，落差 2cm である。本実験は単位流量 q を $0.012\text{m}^2/\text{s}$ とし，河床低下量 ΔH は 0，2，4cm の 3 ケースを設定した。通水時間は 10 分とした。

表 2.3 実験 Case ・ 実験条件

Case	単位幅流量 q (m^2/s)	河床勾配 I	河床条件	粒径 d_{60} (mm)	河床低下量 $\Delta H(\text{cm})$	護床工
2-1	0.012	1/350	移動床	0.76	0	無
2-2	0.012	1/350	移動床	0.76	2	無
2-3	0.012	1/350	移動床	0.76	4	無

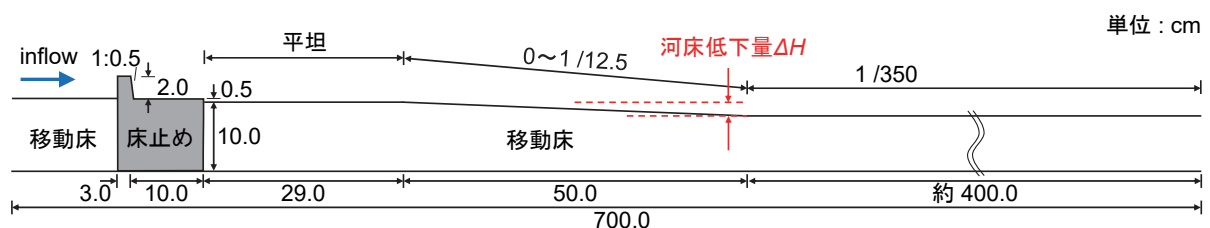


図 2.7 実験水路模型

2.3.2 実験結果

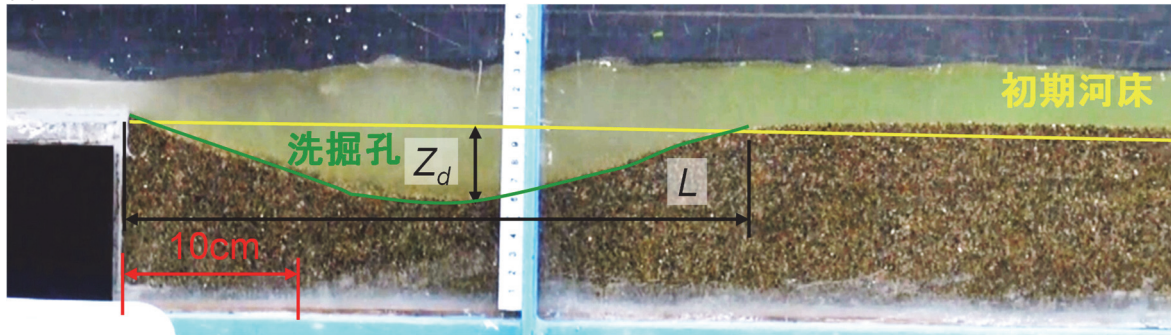
各 Case の通水後の洗掘発生状況を図 2.8 に示す. 図 2.8(a)は Case2-1 の通水 10 分後の洗掘発生状況, 図 2.8(b)は Case2-2 の通水 10 分後の発生状況を示している. Case2-3 は通水途中で洗掘孔が水路面まで達し, その他の洗掘孔の拡大は水路面の影響を大きく受けた. そのため, Case2-3 は洗掘孔が水路面に達する前の洗掘孔状況として図 2.8(c)に Case2-3 の通水 2 分 46 秒後の状況を示した. また, 図 2.8(d)に通水 10 分後の洗掘孔状況を示す.

いずれの Case においても, 通水中, 床止め下流の流況は河床状況の変化に伴い, 潜り噴流と潜り噴流から波状跳水への移行領域を繰り返しながら床止め下流の局所洗掘の拡大が進行した. Case2-1 の通水 10 分後の洗掘孔形状は, 洗掘孔長 $L=36\text{cm}$, 洗掘孔深 $Z_d=4.0\text{cm}$ であった. 洗掘孔下流の河床高は洗掘孔から流送された土砂が堆積し, 初期河床よりも高い状態となった. 通水 10 分後において, 洗掘孔下流の河床は静的平衡状態となり, 洗掘孔は河床表面で土砂の動きが僅かにみられるものの洗掘形状は概ね静的平衡状態であった. Case2-2 の通水 10 分後の洗掘孔形状は洗掘孔長 $L=42.5\text{cm}$, 洗掘孔深 $Z_d=4.9\text{cm}$ であった. 洗掘孔下流の河床は, 通水中, 洗掘孔から流送された土砂が堆積しながらも徐々に低下した. 通水 10 分後の洗掘孔下流の河床は河床低下量 $\Delta H=1.5\text{cm}$ の高さまで低下した. 通水 10 分後において, 洗掘孔下流の河床は洗掘孔からの土砂供給により動的平衡状態となり, 洗掘孔は土砂の巻き上げと堆積を繰り返しながらも洗掘形状は概ね動的平衡状態であった. Case2-3 の通水 2 分 46 秒後の洗掘孔形状は洗掘孔長 $L=31.0\text{cm}$, 洗掘孔深 $Z_d=9.0\text{cm}$ であった. Case2-3 の通水 10 分後の洗掘孔形状は, 通水途中で洗掘孔が水路面まで達したため, 洗掘孔の拡大過程において水路面に衝突する流れが洗掘孔の拡大に寄与してしまっているため, Case2-1, 2-2 とは異なる現象といえる. Case2-3 の通水 10 分後の洗掘孔形状は, 洗掘孔長 $L=55.0\text{cm}$, 洗掘孔深 Z_d は水路面まで達し, 10.0cm であった. 洗掘孔下流の河床は, 通水中, 洗掘孔から流送された土砂が堆積しながらも徐々に低下した. 通水 10 分後の洗掘孔下流の河床は河床低下量 $\Delta H=1.0\text{cm}$ の高さまで低下した. 通水 10 分後において, 洗掘孔下流の河床は洗掘孔からの土砂供給により動的平衡状態であった. 洗掘孔は水路面に達しており, 洗掘孔内に残存した土砂が巻き上げられている状態であったが, 洗掘形状は概ね平衡状態であった.

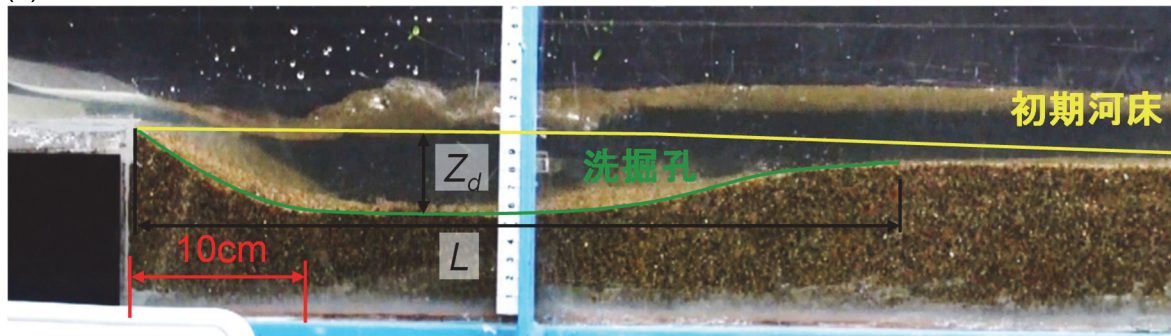
以上のように, Case2-3 は他のケースと洗掘の拡大過程が異なる条件となったが, 同じ流量条件でみた場合, 河床低下量 ΔH が大きく(床止め下流の河床が低く)なるにつれて, 洗掘孔長 L および洗掘孔深 Z_d は大きくなる結果となった.

「第 6 章 床止め下流の局所洗掘シミュレーションの検証」において, Case2-2 の結果を用いて流体・土砂連成解析モデルによる床止め下流の洗掘現象の再現性を確認する. なお, より大きな洗掘孔の発達を再現することを目的に Case2-2 を検証対象とする. Case2-3 については通水途中で洗掘孔が水路面に達したため, 検証対象からは除外した. また, 「8.2 固定床条件での床止めの破壊限界評価手法」において, 単位流量 q および河床低下量 ΔH に応じた洗掘孔形状を推定するため, Case2-1~2-3 の結果を用いる.

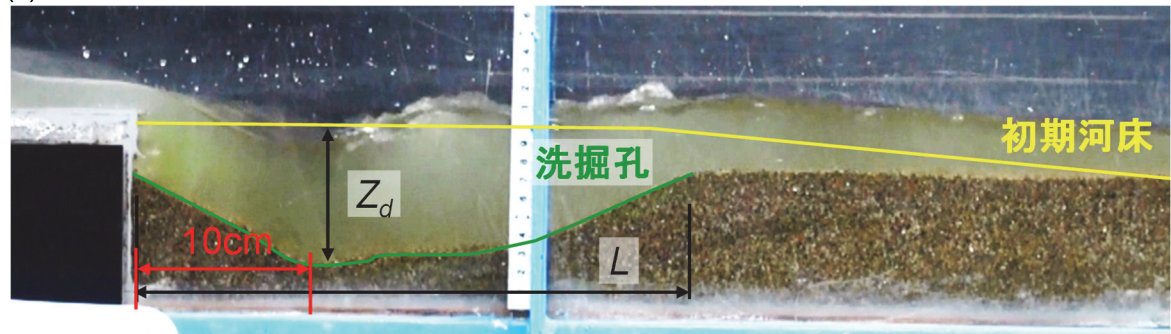
(a)Case2-1 : 河床低下量 $\Delta H=0\text{cm}$, 通水 10 分後



(b)Case2-2 : 河床低下量 $\Delta H=2\text{cm}$, 通水 10 分後



(c)Case2-3 : 河床低下量 $\Delta H=4\text{cm}$, 通水 2 分 46 秒後



(d)Case2-3 : 河床低下量 $\Delta H=4\text{cm}$, 通水 10 分後

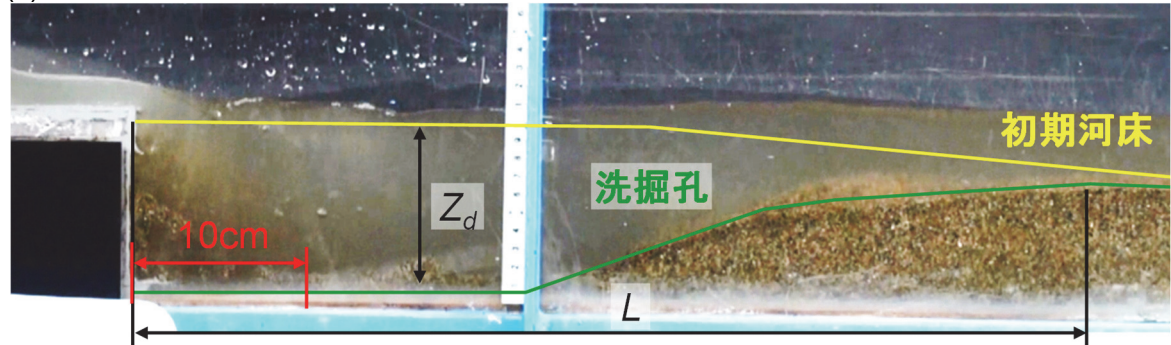


図 2.8 実験結果 洗掘孔の発生状況

2.4 床止めの破壊現象

本研究は床止めの破壊現象のうち最も破局的であると考えられる、床止め下流の河床低下が進行し、上下流水位差が大きくなる状況下で発生する下流側からの護床工の急な破壊（護床ブロックの流出）⁶⁾に着目する。本章では「床止めの構造設計手引き」²⁾において一般的な構造形式とされているコンクリート構造の一体式構造の床止め（図 2.9）を対象に護床ブロックを敷設した移動床水理模型実験を行う。護床ブロックの配置間隔と護床工下流の河床低下量 ΔH を変化させて通水を行い、それぞれの条件の応じた護床工下流の洗掘に伴う護床ブロックの流出現象を把握した^{103),105)}。

また、本章で得た実験結果を用いて、「第 5 章 固定床条件における護床ブロック流出シミュレーションの検証」にて、流体・剛体連成解析モデルを用いた護床ブロックの流出現象の再現性、および、「第 7 章 床止め下流の局所洗掘に伴う護床ブロック流出シミュレーションの検証」にて、流体・土砂・剛体連成解析モデルを用いた護床工下流の洗掘に伴う護床ブロックの流出現象の再現性を検証する。

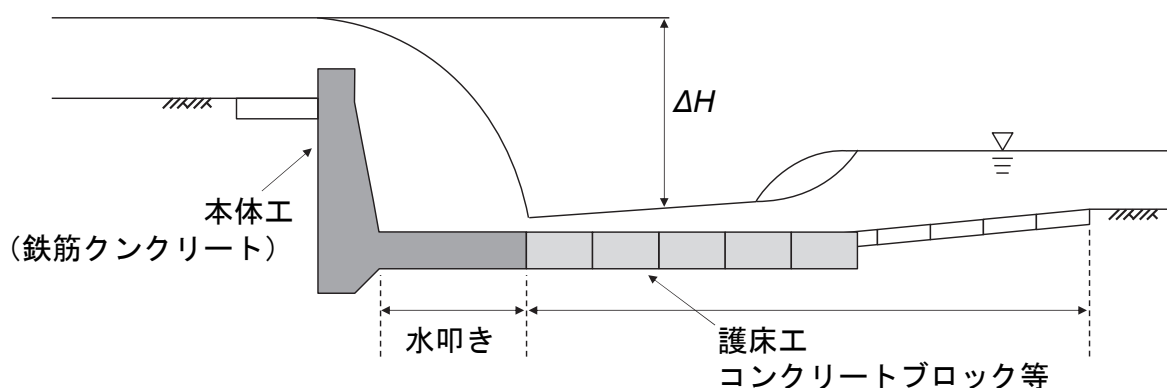


図 2.9 コンクリート構造の一体式構造の床止めの模式図

2.4.1 実験条件

実験水路は図 2.10 に示す模式図のとおり設定し、実験は長さ 7m、高さ 0.5m、幅 0.4m の水路に、床止め、および移動床を設置した。床止めの諸元は図 2.11 に示すように縦断方向に本体工 6.5cm、水叩き 30cm である。実験 Case および実験条件は表 2.4 に示すとおりであり、3 ケースを行った。下流端は越流する条件とした。また、護床ブロック配置間隔は縦断および横断方向の配置間隔を示している。護床工は、Case1 は約 31.5cm、Case2 および Case3 は約 33cm である。本体工と水叩きの下部は不透水とした。護床ブロックは長さ 1.9cm、幅 2.5cm、高さ 1.3cm、密度 2,300kg/m³、質量 14.2g の矩形ブロックを用いており、縦断方向に Case1 は 13 列、Case2 および Case3 は 16 列とし、横断方向は水路幅全体に敷き詰めた。水路の流入部に約 1m の助走区間を設け、床止め上流に 0.845m、水叩き下流端から下流に約 4.55m の移動床区間を設けた。なお、給砂は行っていない。河床低下量は擦り付け区間下流からの河床の低下量を表しており、擦り付け区間は護床工下流端から 0.5m とした。通水時間は 5 分とした。

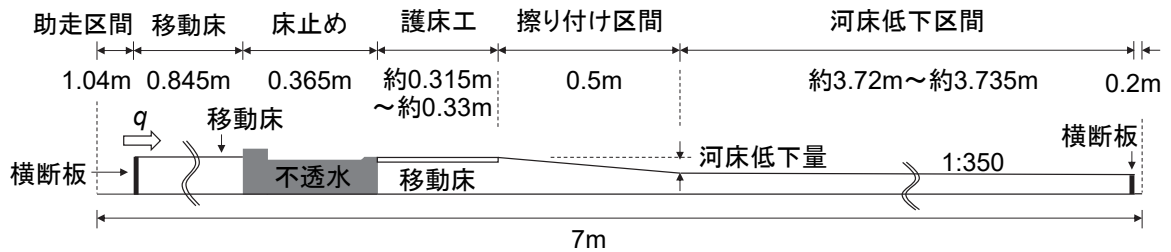


図 2.10 実験水路模式図

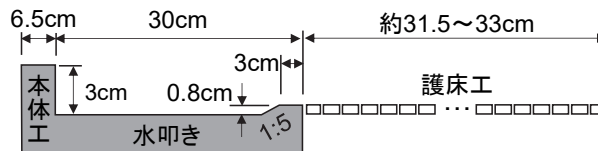


図 2.11 床止めの諸元

表 2.4 実験 Case ・実験条件

Case	単位幅流量 q (m ² /s)	河床勾配 I	河床条件	粒径 d_{60} (mm)	河床低下量 ΔH (cm)	護床ブロック 配置間隔 (mm)
3-1	0.006	1/350	移動床	0.76	2	5 程度
3-2	0.006	1/350	移動床	0.76	2	0.5 程度
3-3	0.006	1/350	移動床	0.76	4	0.5 程度

2.4.2 実験結果

Case3-1 の通水 5 分後の河床、護床工状況を図 2.12(a)に示す。**Case3-1** は護床工下流端付近から護床工下部の土砂の流出が進行し、護床ブロックが沈下するものの、大きな流出は生じなかった。また、護床工下流端に土砂が供給されるため、護床工下流で洗堀孔は発生しなかった。**Case3-1** は護床ブロック間隙が粒径 d_{60} より広いため、水叩き部で加速された流れが護床工部に流れ込むことにより、護床ブロック間隙からの土砂の掃流砂量が多かったためであると考えられる。すなわち、中川ら⁴⁾が挙げている「護床工ブロックの間隙からの砂の吸い出し」にあたると考えられる。

Case3-2 の通水 5 分後の河床、護床工状況を図 2.12(b)に示す。**Case3-2** は護床工下流で洗堀孔の拡大が進行するものの、護床ブロックは流出しなかった。通水 5 分後の洗堀孔形状は洗堀孔長 $L=19\text{cm}$ 、洗堀孔深 $Z_d=6.4\text{cm}$ であり、護床工下流端で潜り噴流が発生している状況であった。護床工下流端の露出深 Z_b は護床ブロックの高さ 1.3cm に対して 0.8cm であり、護床ブロック高の半分程度が河床に埋まっている状態であった。

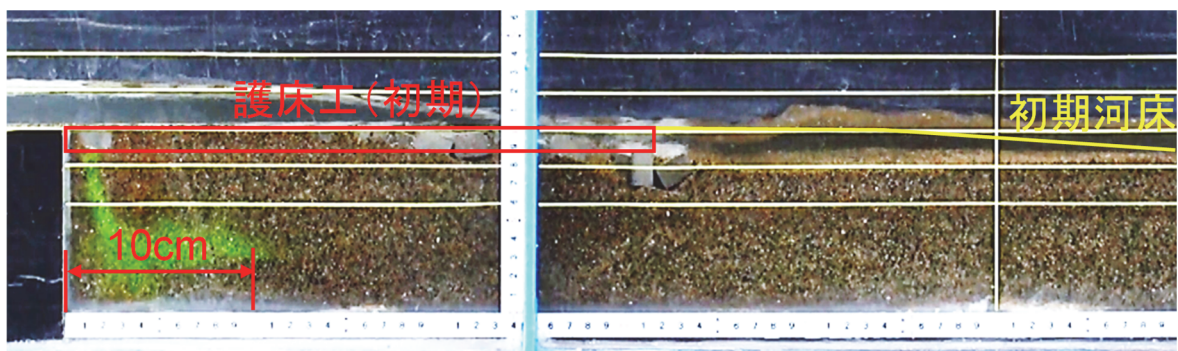
Case3-3 の河床、護床工状況を図 2.12(c)~(f)に示す。**Case3-3** は **Case3-2** より洗堀孔拡大の進行が早く、図 2.12(c)の通水 54 秒後の洗堀形状は洗堀孔長 $L=10\text{cm}$ 、洗堀孔深 $Z_d=5\text{cm}$ であり、護床工下流端で潜り噴流が発生している状況であった。護床工下流端の露出深 Z_b は護床ブロックの高さと同じ 1.3cm であり、下流端の護床ブロックの下流面が河床から全て露出する状態となった。この状態となった直後、通水 55 秒後に下流端の護床ブロックが流出し、洗堀孔が上流側に拡大した (図 2.12(d))。下流端の護床ブロックの流出をきっかけに、洗堀孔の上流側への拡大を伴いながら上流側の護床ブロックの流出が次々と進行し、通水 63 秒後の時点で下流端から 1~4 列目までの護床ブロックが流出した (図 2.12(e))。その後、護床ブロックの流出は緩やかとなり、通水 125 秒後まで護床ブロックの流出は生じなかった。これは、常住ら⁷⁾による中小規模出水でみられる傾斜進行型の破壊現象であり、洗堀孔の上流側への拡大が洗堀孔に滞留する護床ブロックにより抑制された状態であると考えられる。**Case3-3** は図 2.12(f)で示した通水 5 分後の時点で下流端から 1~10 列目の護床ブロックが流出し、全てが洗堀孔内に残存する結果となった。常住らの知見を参考にすると、大規模出水時には局所洗堀進行型となることから、より急速に破壊が進行することが推測される。

Case3-3 では、護床工下流端の護床ブロックの流出をきっかけに上流側の護床ブロックの流出が次々と進行した。そのため、下流端護床ブロックの流出要因を抽出しておくことが重要である。実際、図 2.12(c)の状況を確認すると、護床工下流に形成された洗堀孔のため段落ち流れとなり、潜り噴流が発生している。これにより、下流端護床ブロックの周囲は流速が速くなるとともに、流れが下向きに変化するため流体力の作用面積が大きくなり、他の護床ブロックより大きな流体力を受ける状態となっている。次に、護床ブロックが流出しなかった **Case2** (図 2.12(b)) と **Case3-3** (図 2.12(c)) の違いを比較する。護床工下流端の露出深 Z_b は護床ブロックの高さ 1.3cm に対して、**Case3-2** は 0.8cm 、**Case3-3** は下流端護床ブロックの下流面が全て河床から露出する状態であった。つまり、**Case3-2** の下流端護床ブロックは流出方向に対して河床からの抵抗があったが、**Case3-3** の下流端護床ブロックは流出方向に対して河床からの抵抗がなく流出しやすい状態であったといえる。よって、**Case3-3** における下流端の護床ブロック流出は、下流端護床ブロックの周囲で潜り噴流が生じるため大きな流体力を受け、かつ、下流端護床ブロックの下流面が河床か

ら全露出するに至る洗堀孔が形成されたことが要因であったと考えられる。また、護床ブロックが下流に僅かに流出すると、護床ブロック上流面に作用する流体力が増加するため、一気に流出しやすい状態になる。また、Case2-1～Case2-3より、河床低下量 ΔH が大きくなるにつれて、洗堀孔長 L および洗堀孔深 Z_d は大きくなり、床止め直下流の河床高も低くなる結果が得られている。つまり、河床低下量 ΔH が大きくなることにより護床工下流端の露出深 Z_b も大きくなり、護床ブロックが流出する条件となると考えられる。

以上より、本研究で対象とする「河床低下に起因して護床工の破壊が下流側から急激に進行していく現象」を評価するためには、流量や河床低下量等に応じた洗堀孔形状を把握し、その地形条件に応じた流況を把握することが重要であるといえる。Case3-2, 3-3を用いて、「第5章 固定床条件における護床ブロック流出シミュレーションの検証」にて、流体・剛体連成解析モデルを用いた護床ブロックの流出現象の再現性を検証する。Case3-3を用いて、「第7章 床止め下流の局所洗堀に伴う護床ブロック流出シミュレーションの検証」にて、流体・土砂・剛体連成解析モデルを用いた護床工下流の洗堀に伴う護床ブロックの流出現象の再現性を検証する。また、「第8章 8.2 固定床条件での床止めの破壊限界評価手法」において、単位流量 q および河床低下量 ΔH に応じた洗堀孔形状を推定するため、Case3-2の結果を用いる。

(a)Case3-1：河床低下量 $\Delta H=2\text{cm}$ ，護床ブロック配置間隔 5mm 程度，通水 5 分後



(b)Case3-2：河床低下量 $\Delta H=2\text{cm}$ ，護床ブロック配置間隔 0.5mm 程度，通水 5 分後

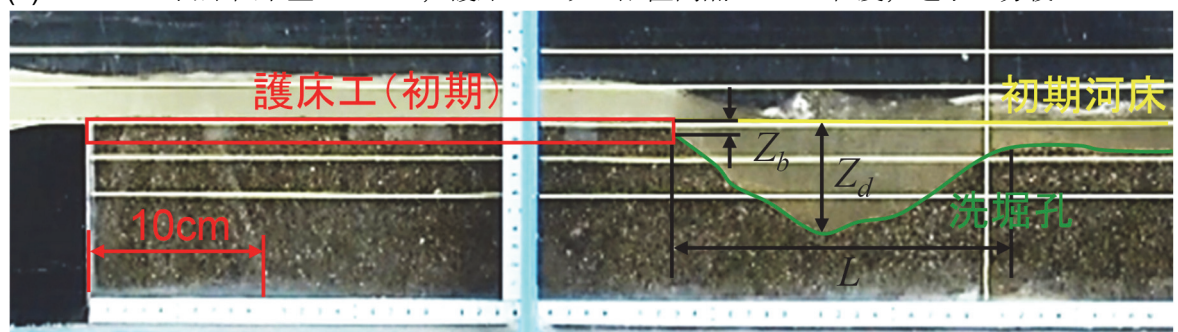
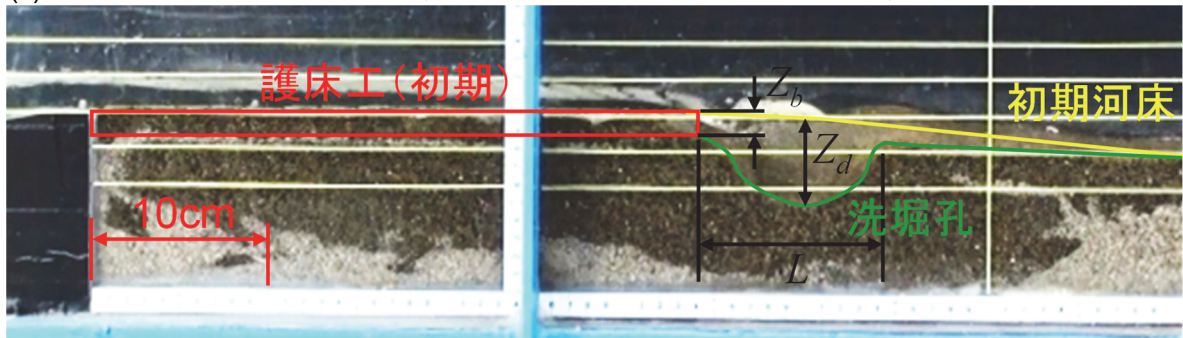
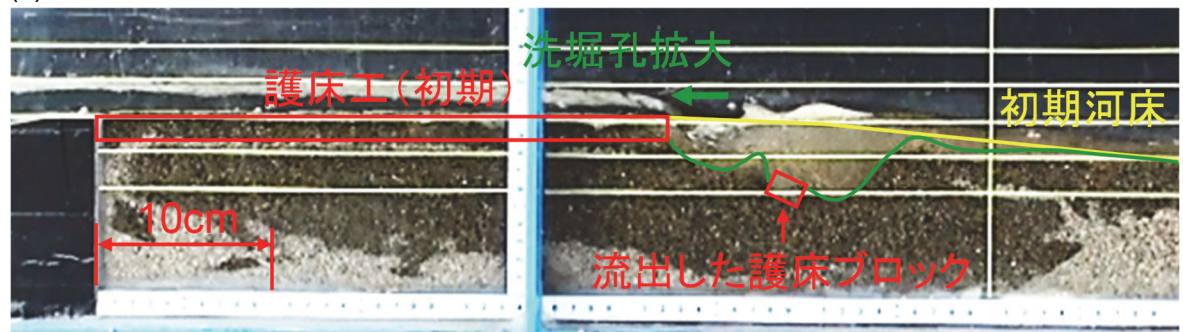


図 2.12 実験結果 河床・護床工の状況 (1/2)

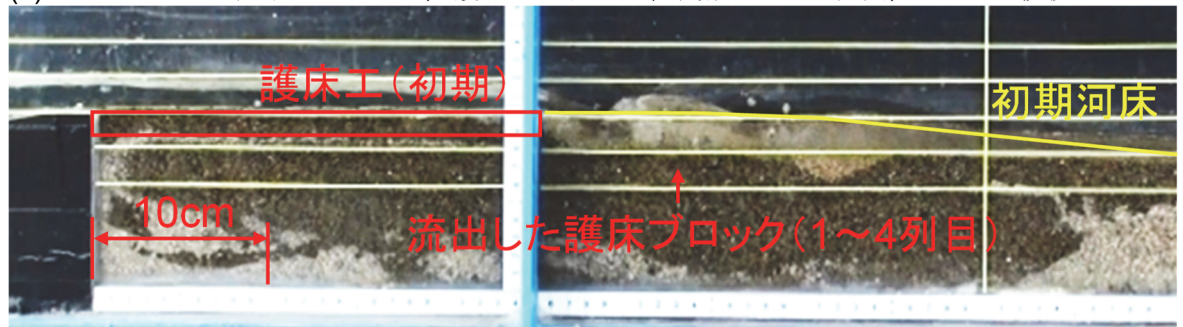
(c)Case3-3 : 河床低下量 $\Delta H=4\text{cm}$, 護床ブロック配置間隔 0.5mm 程度, 通水 54 秒後



(d)Case3-3 : 河床低下量 $\Delta H=4\text{cm}$, 護床ブロック配置間隔 0.5mm 程度, 通水 55 秒後



(e)Case3-3 : 河床低下量 $\Delta H=4\text{cm}$, 護床ブロック配置間隔 0.5mm 程度, 通水 63 秒後



(f)Case3-3 : 河床低下量 $\Delta H=4\text{cm}$, 護床ブロック配置間隔 0.5mm 程度, 通水 5 分後

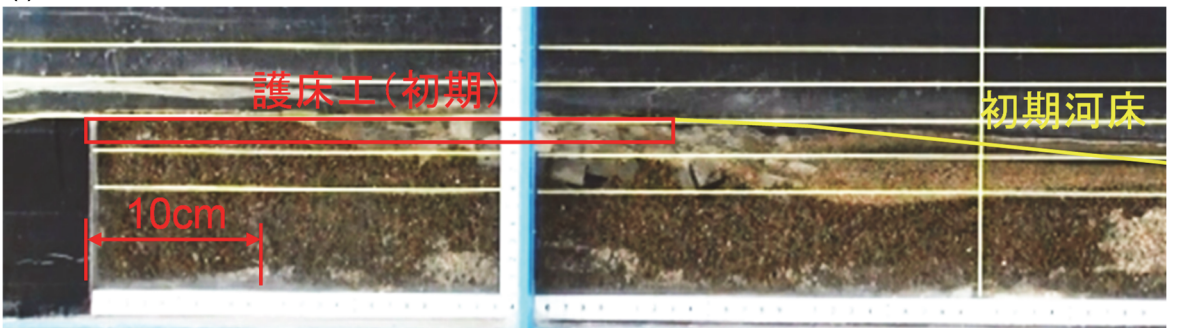


図 2.12 実験結果 河床・護床工の状況 (2/2)

2.5 本章のまとめ

本章では、段落ち部における流況特性である波状跳水および潜り噴流を把握するため **Case1-1, 1-2** の実験を行った。実験において、波状跳水および潜り噴流の水面形および流速分布を計測した。次に、河床低下量 ΔH に応じた水叩き下流の洗掘孔規模を把握するため、水叩き下流の河床低下量 ΔH を 0, 2, 4cm と変化させた **Case2-1, 2-2, 2-3** の実験を行った。同じ流量条件でみた場合、河床低下量 ΔH が大きく（床止め下流の河床が低く）なるにつれて、洗掘孔長 L および洗掘孔深 Z_d は大きくなる結果となった。次に、護床工下流の洗掘に伴う護床ブロックの流出状況を把握するため、水路上に床止めの本体工と水叩き、護床工（護床ブロック）を設置し、護床工下流に移動床を設置した **Case3-1, 3-2, 3-3** の実験を行った。それぞれの **Case** では、護床ブロックの配置間隔と護床工下流の河床低下量 ΔH を変化させて通水を行った。床止めの構造は「床止めの構造設計手引き」²⁾において一般的な構造形式とされているコンクリート構造の一体式構造を対象とした。**Case3-1, 3-2, 3-3** から、護床工下流端の護床ブロック（下流端護床ブロック）が流出する主な要因として次のとおり把握を行った。下流端護床ブロックの周囲で潜り噴流が生じるため大きな流体力を受け、かつ、下流端護床ブロックの下流面が河床から全露出するに至る洗掘孔が形成される。また、護床ブロックが下流に僅かに流出すると、護床ブロック上流面に作用する流体力が増加するため、一気に流出しやすい状態になる。また、**Case2-1~Case2-3** の河床低下量 ΔH と洗掘孔形状の関係から、河床低下量 ΔH が大きくなることにより護床工下流端の露出深 Z_b も大きくなり、護床ブロックが流出する条件となると考えられる。よって、山本ら⁶⁾の報告と同様、本実験からも、河床低下量 ΔH は護床工の急激な破壊（護床ブロックの流出）に対する管理指標の一つであるといえる。

4章から7章において、本章で実施した実験結果を用いて、本研究で構築したモデルの再現性を検証する。

第3章 E-MPS・DEM を用いた流体・土砂・剛体連成解析モデルの構築

3.1 はじめに

粒子法の代表的なものとして MPS (Moving Particle Simulation) 法^{37),38)}がある。MPS 法は Lagrange 法である。実河川への現象に MPS 法を適用する場合、計算の規模が大きくなる。また、床止めの破壊現象を取り扱う場合、流体と土砂および護床ブロックとの相互作用を考慮する必要があり、計算の解像度の確保のために計算の規模が大きくなり、その実行に時間を要するようになる。そのため、複数のプロセッサで並列計算を行い、計算時間を低減させる必要がある。MPS 法における半陰的アルゴリズムでは、圧力はポアソン方程式を解くことで陰的に求めており、Koshizuka らは、この半陰的アルゴリズムが粒子数 N に対して $O(N^{1.5})$ の計算時間を要することを示している⁴¹⁾。また、陰的計算には CG (Conjugate Gradient) 法などが用いられ、並列化のプログラミングが煩雑となる。そこで、大地らにより圧力を陽的に解く陽的なアルゴリズムである E-MPS (Explicit MPS) 法が提案されている⁴⁰⁾。陽的なアルゴリズムの計算時間は $O(N)$ であり、アルゴリズムが単純であるため並列プログラミングが容易である。よって、本研究では数値流体解析手法として E-MPS 法を用いる^{102),106)}。

剛体である護床ブロックは Koshizuka らの PMS (Passively Moving Solid) モデル⁴¹⁾を用いる。本モデルは E-MPS 法の計算アルゴリズムに、剛体粒子の速度と座標を修正するアルゴリズムを加えればよく、E-MPS 法による数値流体解析との連成が比較的容易である。ただし、護床ブロックの流出を考えるためには護床ブロックの底面摩擦力を考慮する必要がある。そのため、本研究では護床ブロックの運動方程式に底面摩擦力を加えたモデルに拡張した^{103),107),105)}。

固体である土砂は Lagrange 的な手法である DEM (Discrete Element Method)¹⁹⁾を用いる^{104),105)}。本研究で対象とする現象は、河床を構成する固体が流体と大きく混ざり合い、河床内で流体が激しく運動する現象ではない。そのため、本モデルでは E-MPS 法による数値流体解析において、固体は河床から離脱するまで壁として取り扱うこととした。また、「2.3 床止め下流の洗掘現象」に示す実験の様子から、河床付近では流体中の固相粒子が高濃度になる様子が観察されたが、床止め下流及び洗掘孔による段落ち流れの発生により流速が大きく、流体中の固体粒子が流体に与える影響が小さい現象であると考えられる。よって、相対的に流体から固体への運動量の供給は少なく、流体の運動量損失も小さいため、流体の流速は固体を含まない単相の場合と大差ない。よって、本研究は、運動量の供給は流体から固体へのみモデル化し、その運動量により固体粒子を駆動し追跡する方法を採用した。ただし、時間的に変化する固体を壁面として取り扱うため、固体粒子で構成された河床の変化による流体への影響が考慮される。なお、本モデルは固体において、一度河床から離脱した固体粒子は壁面として取り扱わず、流体に直接影響を与えることなく、流体から供給される運動量により駆動し追跡する簡便な方法を採用した。また、同様の理由により、流体の支配方程式は単相の場合と同じ式を用いる。

3.2 E-MPS 法の定式化

本研究では数値流体解析として大地らにより提案された E-MPS 法^{40),101)}を用いる。E-MPS 法ではナビエ・ストークス方程式の全ての項を陽的に計算する。標準的な MPS 法である半陰解法との違いは、半陰解法では圧力を陰的に、他の項を陽的に計算するアルゴリズムだが、陽解法では圧力も陽的に計算する。陽解法では新しい時間ステップの変数の全てを代入操作だけで得ることができ、圧力のポアソン方程式を計算する必要がないので、計算が簡単になり 1 回の時間ステップに必要な計算時間は短くなる。

3.2.1 支配方程式

流体の支配方程式は連続の式およびナビエ・ストークス方程式である。また、E-MPS 法は流体を微小圧縮性流体として扱う。そのため、支配方程式は微圧縮を仮定した連続の式およびナビエ・ストークス方程式を用いる。連続の式は次式で表される。

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.1)$$

ここで、 D/Dt は物質微分を表しており、 ρ , t , \mathbf{u} はそれぞれ密度、時間、流速ベクトルである。この連続の式は流体の質量保存則を表している。微圧縮で流体の密度がほとんど変化しないと仮定できる場合、次のとおりとなる。

$$\frac{D\rho}{Dt} \approx 0 \quad (3.2)$$

これにより式(3.1)より連続の式は次のとおりとなる。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} \approx 0 \quad (3.3)$$

E-MPS 法は微小な圧縮のみを許容するため、非圧縮性流体とみなして計算する。非圧縮性流体のナビエ・ストークス方程式は次式で表される。

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} \quad (3.4)$$

ここで、 P , ν , \mathbf{g} はそれぞれ圧力、動粘性係数および重力加速度ベクトルである。このナビエ・ストークス方程式は運動量保存則である。

3.2.2 E-MPS 法の空間離散化

(1) 重み関数

E-MPS 法は微分演算子を離散化する際、重み関数を導入し、粒子間距離 r に対して相互作用の重み付けを行う。E-MPS 法で用いる重み関数は標準の MPS 法と異なる次の 2 種類の関数を用いる。圧力勾配項の計算では $w_{grad}(r)$ 、その他の計算では $w(r)$ を用いる¹⁰⁸⁾。

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} + \frac{r}{r_e} - 2 & (r < r_e) \\ 0 & (r \geq r_e) \end{cases} \quad (3.5)$$

$$w_{grad}(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - \frac{r}{r_e} & (r < r_e) \\ 0 & (r \geq r_e) \end{cases} \quad (3.6)$$

ここで、 r_e は影響半径である。図 3.1 は、ある粒子 i の位置における重み関数の概念図である。図中の色の濃さは重みの大きさを表し、色が濃いほど重みが大きく、薄いほど重みが小さいことを表す。図からわかるように、その粒子 i の近くにある粒子ほど大きな重みをもつ。

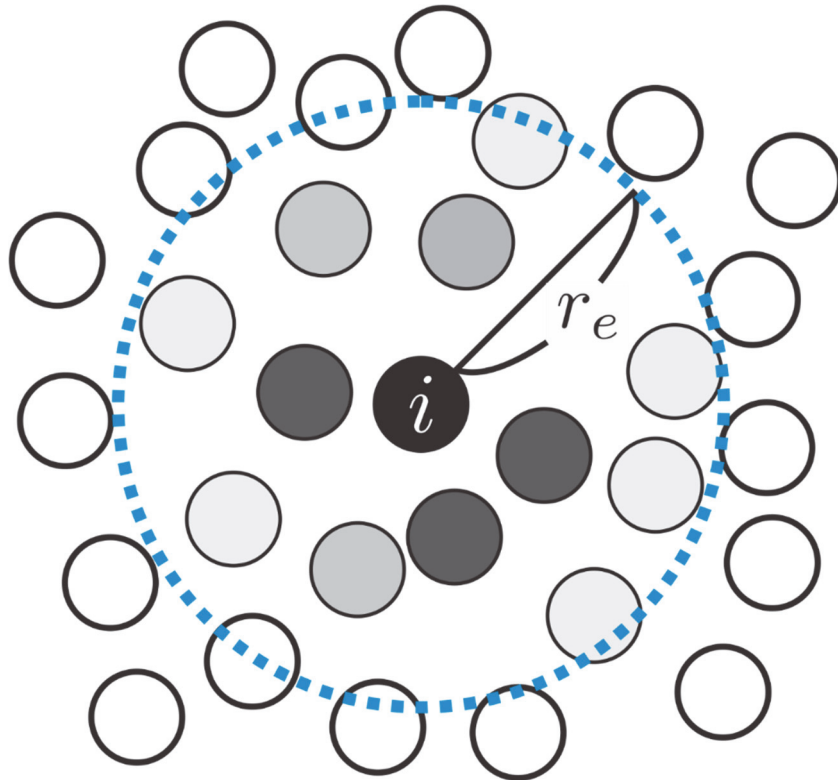


図 3.1 重み関数の概念図

(2) 粒子数密度

E-MPS 法は流体の密度の評価方法として粒子数密度を用いる。粒子数密度の基準値を定めるため基準粒子数密度を定義する。粒子を非圧縮として無限遠まで格子状に充填配置した状態における式(3.5), (3.6)の重み関数の総和を基準粒子数密度として、それぞれ次のとおり定義する。

$$n^0 = \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j^0 - \mathbf{r}_i^0|) \quad (3.7)$$

$$n_{grad}^0 = \sum_{j \neq i} w_{grad}(|\mathbf{r}_j^0 - \mathbf{r}_i^0|) \quad (3.8)$$

ここで、 n^0 , n_{grad}^0 はそれぞれ、重み関数 $w(\mathbf{r})$ を用いて計算される基準粒子数密度、重み関数 $w_{grad}(\mathbf{r})$ を用いて計算される基準粒子数密度であり、 \mathbf{r}_i^0 , \mathbf{r}_j^0 はそれぞれ、粒子を非圧縮として無限遠まで格子状に充填配置した状態における粒子 i と粒子 j の粒子位置である。また、粒子 i についての粒子数密度 n_i を式(3.5)の重み関数の総和として次のとおり定義する。

$$n_i = \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (3.9)$$

ここで、 \mathbf{r}_i , \mathbf{r}_j はそれぞれ、粒子 i と粒子 j の粒子位置である。密度 ρ_i は重み関数の和に比例すると仮定して次式のように与える。

$$\rho_i = \frac{\rho^0}{n^0} \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (3.10)$$

ここで、 ρ^0 は非圧縮状態における密度である。

(3) 微分演算子の定義

E-MPS 法は微分演算子の離散化を式(3.5), (3.6)の重み関数を用いて 2 粒子間相互作用力の重み付き平均として定義する。

1) E-MPS 法のグラディエントモデル (勾配モデル)

E-MPS 法では任意の物理量 ϕ の勾配ベクトルを次式で近似する。任意の物理量 ϕ は、例えばナビエ・ストークス方程式における圧力などである。

$$\langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{d}{n_{grad}^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) w_{grad}(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (3.11)$$

ここで、 d は空間次元数である。空間次元数は解析モデルの次元数を表しており、2次元の場合は2, 3次元の場合は3である。

2) E-MPS 法の発散モデル

発散は、ベクトルに作用してスカラーが得られる演算子である。発散モデルでは、主体粒子*i*とその近傍に存在する粒子*j*が、それぞれ位置ベクトル \mathbf{r}_i , \mathbf{r}_j とベクトル変数 \mathbf{u}_i , \mathbf{u}_j を保持している状態を考えると発散モデルは次のとおり表せる。

$$\langle \nabla \cdot \mathbf{u} \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (3.12)$$

また、ベクトル変数が粒子間*i*, *j*の midpoint に \mathbf{u}_{ij} として配置されている場合には次のとおり表せる。

$$\langle \nabla \cdot \mathbf{u} \rangle_i = \frac{2d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{\mathbf{u}_{ij}}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (3.13)$$

3) E-MPS 法のラプラシアンモデル

ラプラシアンは勾配にさらに発散を作用させたものである。そこで、粒子間で定義される勾配モデルの式(3.11)に発散モデルの式(3.12)を適用すると、ラプラシアンモデルは次のとおり表せる。

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2d}{\lambda n^0} \sum_{j \neq i} [(\phi_j - \phi_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)] \quad (3.14)$$

ここで、 λ^0 は次式で計算される定数である。

$$\lambda^0 = \frac{\sum_{j \neq i} (|\mathbf{r}_j^0 - \mathbf{r}_i^0|^2) w(|\mathbf{r}_j^0 - \mathbf{r}_i^0|)}{\sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j^0 - \mathbf{r}_i^0|)} \quad (3.15)$$

式(3.14)の右辺にある係数 $2d/\lambda^0 n^0$ は、ラプラシアンモデルを拡散方程式に適用した際に、拡散の速度（1 タイムステップにおける分散値の増加量）と解析解を一致させるための係数である²⁸⁾。

3.2.3 半陰解法と陽解法の違い

ナビエ・ストークス方程式において、標準の MPS 法における半陰的アルゴリズムでは、圧力はポアソン方程式を解くことで陰的に求めており、これを陽的に解くものが E-MPS 法である。ここでは両解法の違いを理解するため、半陰解法アルゴリズム、陽的アルゴリズムの両手法について説明する。

(1) プロジェクション法

ナビエ・ストークス方程式を時間に関してオイラー陽解法で離散化すると次のとおりとなる。

$$\frac{\mathbf{u}_i^{k+1} - \mathbf{u}_i^k}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \langle \nabla P \rangle_i^{k+1} + \nu \langle \nabla^2 \mathbf{u} \rangle_i^k + \mathbf{g} \quad (3.16)$$

式(3.16)に「3.2.2 E-MPS 法の空間離散化」で定義した離散化モデルを用いてナビエ・ストークス方程式を解くが、ナビエ・ストークス方程式は圧力に関して発展形ではない。そのため式(3.16)を次のように段階的に解くことで圧力を求め計算を行う。

$$\frac{\mathbf{u}_i^* - \mathbf{u}_i^k}{\Delta t} = \nu \langle \nabla^2 \mathbf{u} \rangle_i^k + \mathbf{g} \quad (3.17)$$

$$\frac{\mathbf{u}_i^{k+1} - \mathbf{u}_i^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \langle \nabla P \rangle_i^{k+1} \quad (3.18)$$

式(3.17)により仮の速度 \mathbf{u}_i^* を求め、この時の条件から圧力を求め式(3.18)を計算する。このような段階的な解法をプロジェクション法¹⁰⁹⁾と言い、SMAC 法やフラクショナルステップ法などでも利用されている。この圧力の計算において、標準的な MPS 法は陰的アルゴリズムを用いており、陽的アルゴリズムを用いて解いたものが E-MPS 法である。

(2) 半陰的アルゴリズム

1) 圧力計算

非圧縮を仮定した連続の式(3.3)と式(3.18)を用いることで、圧力に関するポアソン方程式を得ることができる。このポアソン方程式を解くことで圧力を求めることができる。以下に、導出の流れを示す。式(3.3)の条件式を用いるために、式(3.18)の両辺の発散をとると次のとおりとなる。

$$\frac{\langle \nabla \cdot \mathbf{u} \rangle_i^{k+1} - \langle \nabla \cdot \mathbf{u} \rangle_i^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho^0} \langle \nabla \cdot \nabla P \rangle_i^{k+1} \quad (3.19)$$

タイムステップ $k+1$ において非圧縮の条件を満たすには、式(3.3)の条件である $\nabla \cdot \mathbf{u}^{k+1} = 0$ を満たす必要がある。この時、式(3.19)は次のとおりとなる。

$$\frac{0 - \langle \nabla \cdot \mathbf{u} \rangle_i^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho^0} \langle \nabla^2 P \rangle_i^{k+1} \quad (3.20)$$

式(3.20)では未知数の \mathbf{u}^{k+1} が消えていることがわかる。式(3.20)を整理すると次の形のポアソン方程式を得る。

$$\langle \nabla^2 P \rangle_i^{k+1} = \frac{\rho^0}{\Delta t} \langle \nabla \cdot \mathbf{u} \rangle_i^* \quad (3.21)$$

格子法ではこのポアソン方程式により圧力を計算することが多い。しかし粒子法では、このように右辺の項が速度の発散の形で表されると体積が保存されにくい場合がある。それは、計算誤差に起因する密度の誤差が時間とともに蓄積する場合があるからである。そこで右辺を変形する。連続の式である式(3.1)を離散化した式で表すと、

$$\frac{\rho_i^* - \rho^0}{\Delta t} + \rho^0 \langle \nabla \cdot \mathbf{u} \rangle_i^* = 0 \quad (3.22)$$

となる。ここで ρ_i^* は中間速度 \mathbf{u}^* で粒子を移動させた後での流体密度である。流体密度のラグランジュ微分 $D\rho/Dt$ を前進差分で近似している。式(3.22)を変形すると次のとおりとなる。

$$\langle \nabla \cdot \mathbf{u} \rangle_i^* = -\frac{1}{\Delta t} \frac{\rho_i^* - \rho^0}{\rho^0} \simeq -\frac{1}{\Delta t} \frac{n_i^* - n^0}{n^0} \quad (3.23)$$

ここで $\rho \propto n$ の関係を用いた。左辺である速度の発散が、右辺のように粒子数密度の時間変化率の形で近似されている。上式を式(3.21)に代入すると、圧力に関するポアソン方程式を得られる。

$$\langle \nabla^2 P \rangle_i^{k+1} = \frac{\rho^0}{\Delta t} \left(-\frac{1}{\Delta t} \frac{n_i^* - n^0}{n^0} \right) = -\frac{\rho^0}{(\Delta t)^2} \left(\frac{n_i^* - n^0}{n^0} \right) \quad (3.24)$$

この右辺は粒子数密度で表され、密度の誤差の蓄積を抑制することができ体積の保存が良くなる。これは、速度の発散の形では密度の誤差の蓄積量（圧縮量）が忘れられて検出できないのに対して、粒子数密度の形では粒子間の距離で定義される重み関数を用いて圧縮（粒子の接近）を検出できるからである。以上のポアソン方程式について、ラプラシアンモデル式(3.14)を適用して、圧力に関する連立1次方程式を解くことで、未知数の圧力 P^{k+1} が求まる。

2) 圧力勾配項の計算

半陰解法においては数値安定性のため、圧力勾配項に関して式(3.11)に示す勾配モデルを修正した次式を用いる。

$$\langle \nabla P \rangle_i^{k+1} = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{P_j^{k+1} - \hat{P}_i^{k+1}}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*) w_{grad}(|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|) \right] \quad (3.25)$$

ここで、 \hat{P}_i は粒子 i の圧力 P_i と、その近傍の複数の粒子 j における圧力 P_j の中の最低値とする。

$$\hat{P}_i = \min_{j \in J} (P_i, P_j) \quad (3.26)$$

$$J = \{j: w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \neq 0\} \quad (3.27)$$

3) 粘性項の計算

式(3.4)の右辺の粘性項に含まれているラプラシアンは式(3.14)で示したラプラシアンモデルを適用する.

$$\langle \nabla^2 \mathbf{u} \rangle_i = \frac{2d}{\lambda n^0} \sum_{j \neq i} [(\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)] \quad (3.28)$$

(3) 陽的アルゴリズム

1) 圧力計算

陽的アルゴリズムでは, 式(3.17)と式(3.18)の中間段階において, 以下の状態方程式を用いて圧力を求める.

$$P_i = c^2 (\rho_i^* - \rho^0) \quad (3.29)$$

さらに, 式(3.10)と式(3.29)は次のように表せる.

$$P_i = c^2 \frac{\rho^0}{n^0} (n_i^* - n^0) \quad (3.30)$$

ここで, c は音速, ρ^0 と n^0 は圧力の標準値 ($P = 0$) に対応する密度と粒子数密度である. ただし, 音速 c を実際の物性値ではなく実際よりも小さな仮想的な値を与える. こうすることで, 粒子数密度の変化に対する圧力の変化の係数を仮想的に小さくすることができ, 安定な計算ができるようになる.

2) 圧力勾配項の計算

式(3.4)の右辺の圧力勾配項に含まれる勾配は, 次の発散の粒子間相互モデルを用いる. 粒子 i における発散は, 粒子 i とその近傍粒子 j との間にベクトル変数 \mathbf{A}_{ij} が与えられているとき次のとおり離散化される.

$$\langle \nabla \cdot \mathbf{A} \rangle_i = \frac{2d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{\mathbf{A}_{ij}}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (3.31)$$

ベクトル変数に対する発散の結果はスカラーである. ここで \mathbf{A} がテンソルであれば発散の結果はベクトルになる. 流体の圧力を粒子 i と粒子 j の中点での応力テンソルとして次式のとおり定義する.

$$P = \begin{bmatrix} \frac{P_i + P_j}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{P_i + P_j}{2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{P_i + P_j}{2} \end{bmatrix} \quad (3.32)$$

これを式(3.13)に代入し、圧力勾配項の離散化を次式のように行う。

$$\langle \nabla P \rangle_i^{k+1} = \frac{d}{n_{grad}^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{P_j + P_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) w_{grad}(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (3.33)$$

このように粒子*i*, *j*において対称な形で定式化することで、運動量が保存された離散化が可能となる。

(4) 粘性項の計算

式(3.4)の右辺の粘性項に含まれているラプラシアンは半陰解法と同様、式(3.14)で示したラプラシアンモデルを適用し、式(3.28)を用いて計算する。

3.2.4 粒子の境界条件

粒子法を用いた流体解析における境界条件は、各粒子に種類番号を与え、種類番号に応じて各々の属性に合った計算を行わせることで設定する。

(1) 自由表面条件

E-MPS 法は圧力を式(3.29)のように粒子数密度の関数として求めている。密度と粒子数密度は比例関係にあるため、式(3.10)のように密度を定義している。しかし、自由表面において、本来、非圧縮流体であれば密度は一定であるはずであるが、粒子数密度は急激に減少してしまう。そのため、自由表面上では圧力を正しく計算できない。そこで、E-MPS 法では自由表面上における圧力を以下のように与えている。

$$P_i = \begin{cases} c^2 \frac{\rho^0}{n^0} (n_i - n^0) & (n_i > n^0) \\ 0 & (n_i \leq n^0) \end{cases} \quad (3.34)$$

式(3.34)は、粒子*i*における粒子数密度が基準粒子数密度を下回った場合に、自由表面だと判定し、物理的観点から圧力 $P = 0$ を与えている。つまり、図 3.2 のように自由表面上の粒子や飛沫について圧力 $P = 0$ を与えている。

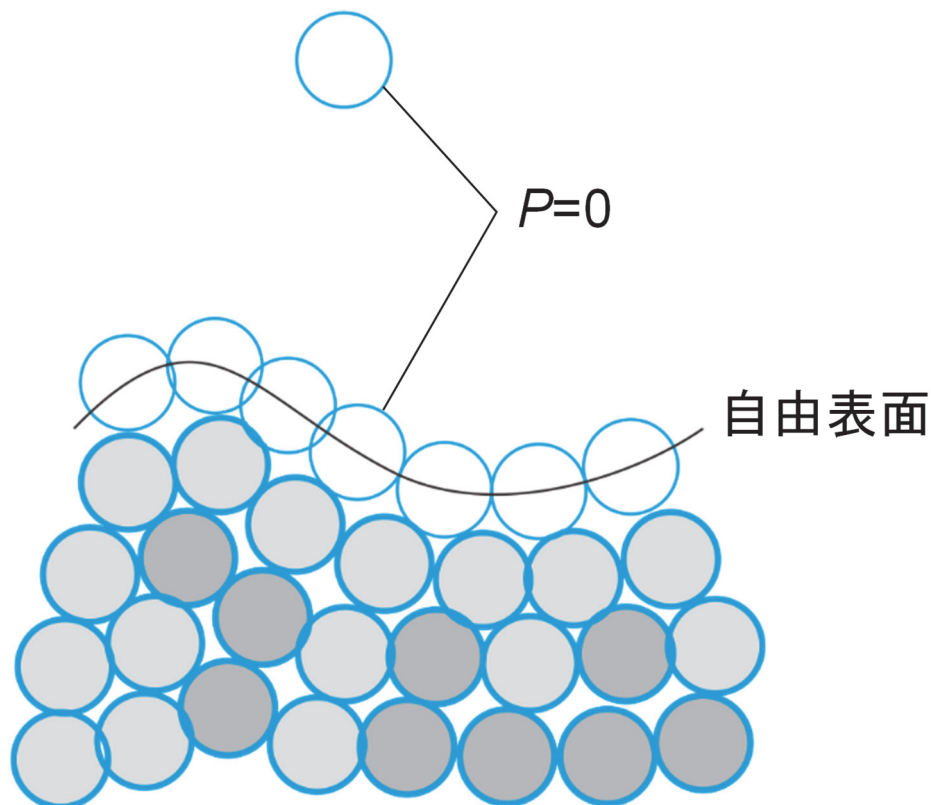


図 3.2 自由表面の境界条件

(2) 壁条件

壁を表現するためには、壁面において圧力勾配ゼロの境界条件を満たす必要がある。そこで、図 3.3 のように壁粒子を配置し、流体粒子と同様に圧力を計算して圧力勾配項を計算することで、近似的に圧力勾配ゼロの境界を満たすことができる。また、圧力を評価するためには粒子数密度を求める必要があるので、壁粒子のさらに外側に粒子数密度を適切に評価するためのダミー粒子を配置する必要がある。

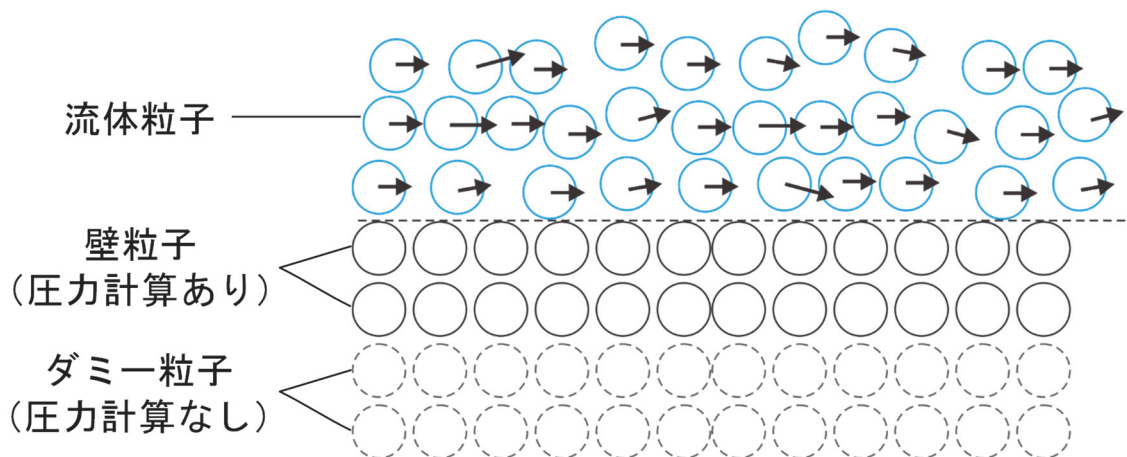


図 3.3 壁境界条件

(3) 流入境界

粒子法は Lagrange 法であるので、流入や流出において実際に粒子の流入や流出が必要になる。流入境界では速度を持って移動する壁粒子として図 3.4 のように計算する。流入境界からみて最内側の流入粒子は壁粒子として圧力を計算し、外側の流入粒子はダミー粒子として圧力を計算しない。したがって、流入境界において圧力勾配ゼロの境界条件を満たすように与えている。最内側の流入粒子の移動距離が粒子間距離を超えた時、その粒子の位置に新しい流体粒子を発生させると同時に、移動する流体粒子を粒子間距離だけ戻す。これを繰り返すことで次々に流体粒子を流入させることができる。

(4) 流出境界

流出境界では、図 3.5 のように計算領域外に出た粒子を計算から除外することで表現できる。

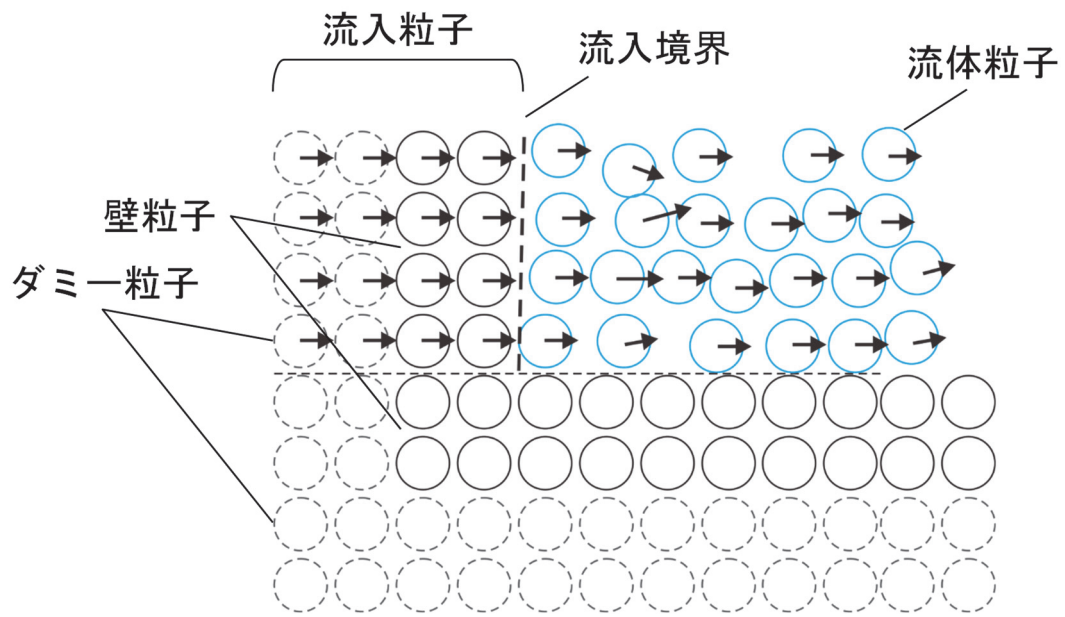


図 3.4 流入境界条件

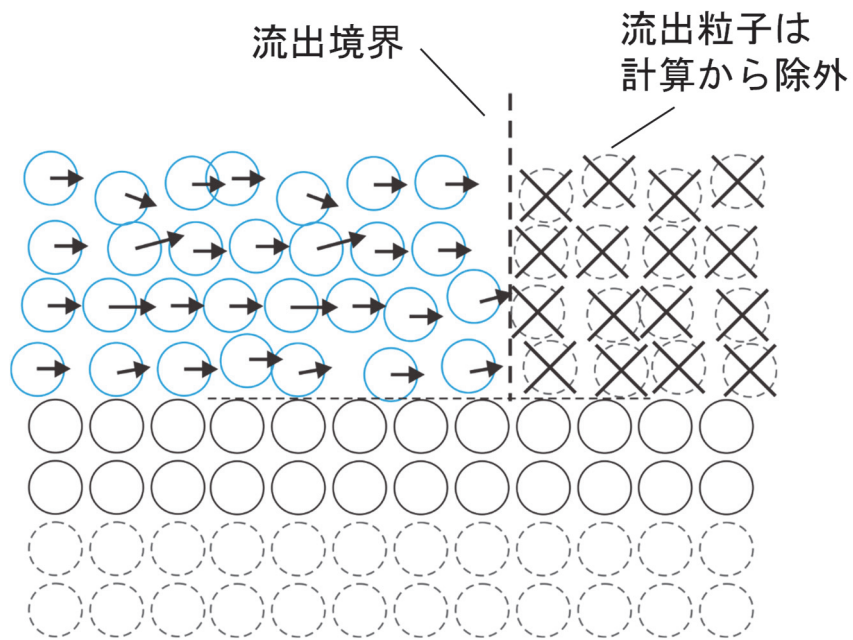


図 3.5 流出境界条件

3.2.5 計算時間間隔

陽解法では仮想的な音速 c を与える必要がある。仮想的な音速は実際の物性の音速よりも遅くする。大地ら⁴⁰⁾によれば、数値的な安定条件は流速を用いたクーラン数 C_u と音速を用いたクーラン数 C_c によってきまる。

$$C_u = \frac{u_{max}\Delta t}{l_0} \quad (3.35)$$

$$C_c = \frac{c\Delta t}{l_0} \quad (3.36)$$

ここで、 u_{max} 、 l_0 はそれぞれ、流速の最大値、粒子間距離である。大地ら⁴⁰⁾によれば、テスト計算の結果として流速を用いたクーラン数の上限は0.2、音速を用いたクーラン数の上限は1.0が得られている。よって、式(3.35)、(3.36)は式のとおり表される。

$$C_u = \frac{u_{max}\Delta t}{l_0} < 0.2 \quad (3.37)$$

$$C_c = \frac{c\Delta t}{l_0} < 1.0 \quad (3.38)$$

それぞれ時間刻み幅 Δt に対する条件として書くと次のようになる。

$$\Delta t < \frac{0.2l_0}{u_{max}} \quad (3.39)$$

$$\Delta t < \frac{l_0}{c} \quad (3.40)$$

数値安定性のためには、これらの2つの式をどちらも満たさなければならない。半陰解法の場合には式(3.39)を満たすだけでよいが、陽解法ではさらに式(3.40)も満たす必要がある。物理的な音速を用いると、式(3.40)の条件が式(3.39)よりもはるかに厳しくなり、これを満たすために Δt を非常に小さくしなければならない。そのため、マッハ数を0.2とした次式により仮想的な音速を与える⁴²⁾。

$$\frac{u_{max}}{c} = 0.2 \quad (3.41)$$

上式より、式(3.39)と式(3.40)は同じ式になる。式(3.39)は流速に対するクーラン数の条件であり、半陰解法を用いる場合にも満たす必要がある。したがって、式(3.41)を用いれば半陰解法と陽解法で同じ Δt とすることができる。この場合、1回の時間ステップの計算時間の比がそのままシミュレーション全体の計算時間の比になるので、陽解法は半陰解法に対して高速な計算が可能

になる．式(3.41)の左辺は流速を音速で割った無次元数であり，マッハ数である．式(3.41)はマッハ数を 0.2 にしなさいという意味になる．実際の計算では，流速の最大値 u_{max} を見積り，その 5 倍を仮想的な音速 c として与える．

音速を仮想的に小さくすることは，流体の圧縮性を仮想的に大きくすることと同じ意味になる．したがって，非圧縮条件が満たされなくなる．大地ら⁴²⁾では非圧縮条件に対する誤差が陽解法においてどの程度になるかが調べられている．矩形の水槽に水を静かに保持させておくと，自由表面から水槽の底部に向かって圧力が線形に増加する．これを陽解法で計算したところ，マッハ数が 0.2 では水槽の底部での密度増加が 1%程度，マッハ数が 0.1 では密度増加が 0.25%程度となった．

陽解法では代入計算しか行わないため，1 回の時間ステップに掛かる計算時間は全粒子数の 1 乗 $N^{1.0}$ に比例する．一方，半陰解法では圧力のポアソン方程式を離散化した連立 1 次方程式を解く必要があり，これに CG (Conjugate Gradient) 法を適用すると，全粒子数の 1.5 乗 $N^{1.5}$ に比例する．したがって，粒子数が増えれば増えるほど，陽解法の計算時間は半陰解法の計算時間に対して相対的に短くなる．

3.2.6 流体解析モデルのアルゴリズム

E-MPS 法の計算アルゴリズムを図 3.6 に示す．図 3.7 の E-MPS 法による流体計算の模式図を用いながら説明する．図 3.7(a)は計算に用いる条件と粒子の初期配置の値を読み込んだ状態である．まず，式(3.17)より粘性項と重力項による計算を次式を用いて行い，仮の速度 \mathbf{u}_i^* と位置 \mathbf{r}_i^* を算出する．これが図 3.7(b)である．

$$\mathbf{u}_i^* = \mathbf{u}_i^k + (\nu \langle \nabla^2 \mathbf{u} \rangle_i^k + \mathbf{g}) \Delta t \quad (3.42)$$

$$\mathbf{r}_i^* = \mathbf{r}_i^k + \mathbf{u}_i^* \Delta t \quad (3.43)$$

この密度変化を用いて，図 3.7(c)のように式(3.29)から圧力を計算する．次に，式(3.18)より圧力勾配項による修正計算を次式を用いて行い，次のステップにおける速度 \mathbf{u}^{k+1} と位置 \mathbf{r}^{k+1} を算出する．

$$\mathbf{u}'_i = -\frac{\Delta t}{\rho} \langle \nabla P \rangle_i^{k+1} \quad (3.44)$$

$$\mathbf{u}_i^{k+1} = \mathbf{u}_i^* + \mathbf{u}'_i \quad (3.45)$$

$$\mathbf{r}_i^{k+1} = \mathbf{r}_i^* + \mathbf{u}_i^{k+1} \Delta t \quad (3.46)$$

ここで，式(3.42)における圧力勾配項の離散化は式(3.33)を用いる．圧力勾配項により修正された状態が図 3.7(d)である．これらの一連の計算を行うことで流体の計算を行う．

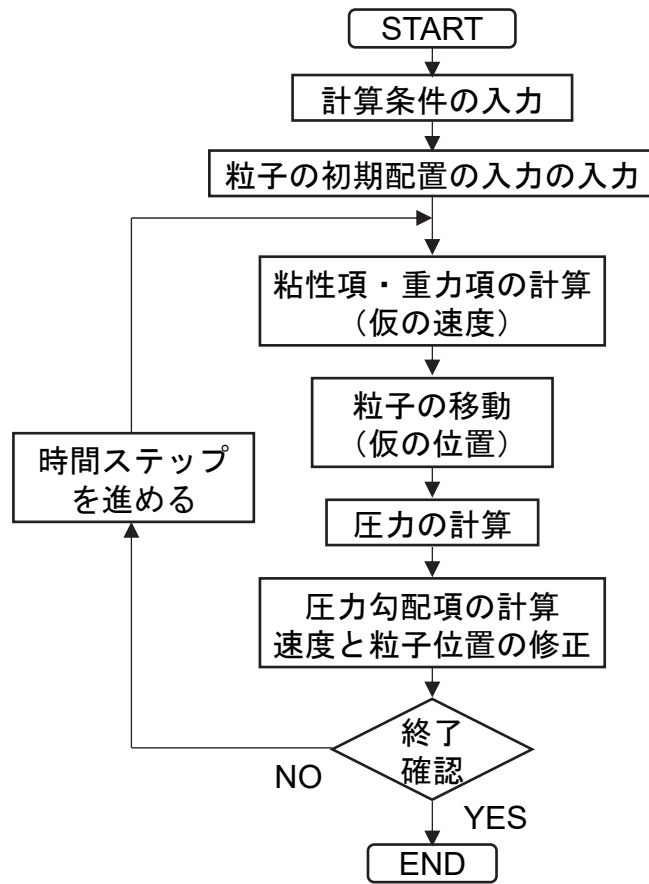


図 3.6 E-MPS 法による流体計算アルゴリズム

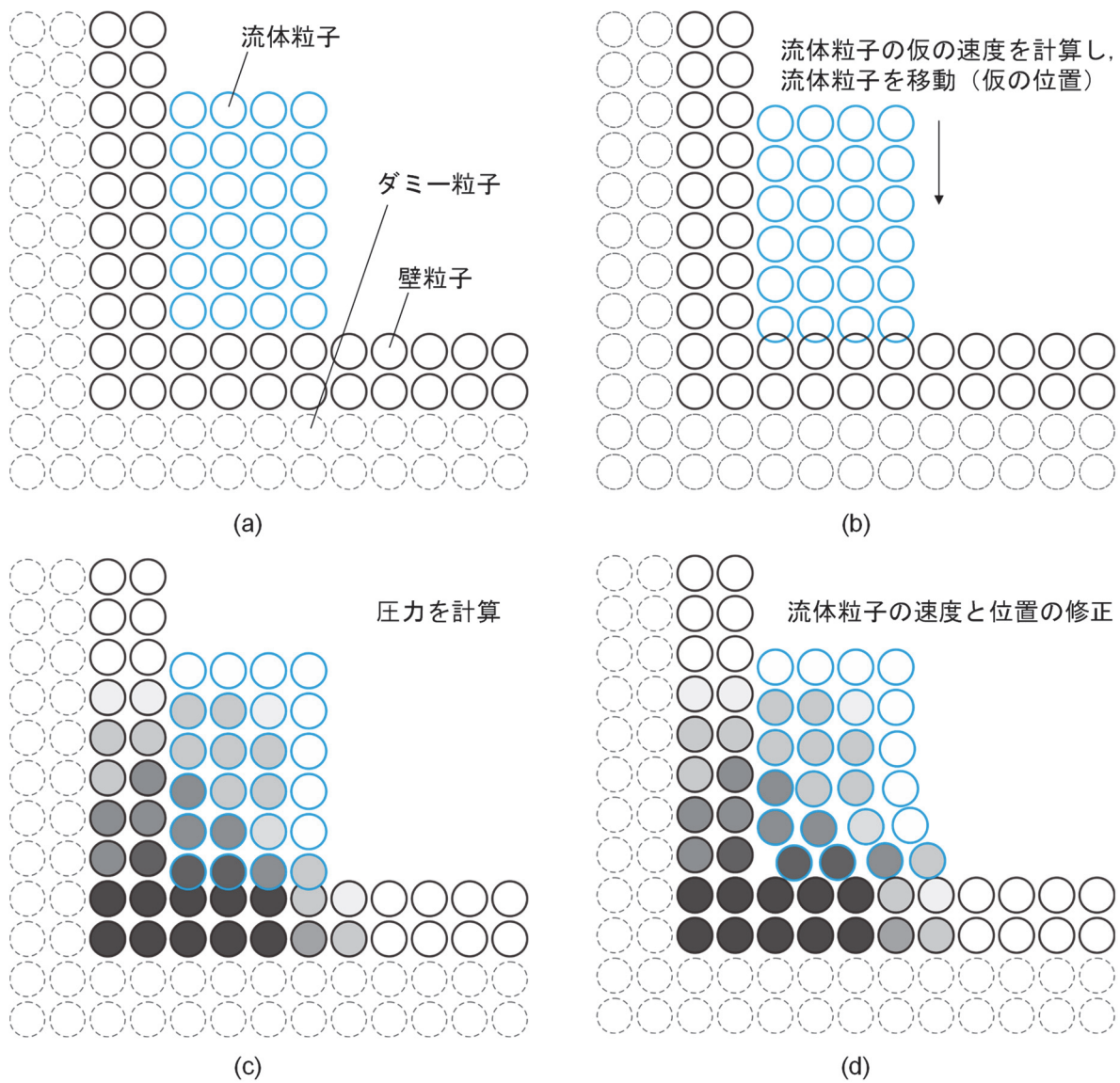


図 3.7 E-MPS 法による流体計算の模式図

3.2.7 近傍粒子探索の効率化

粒子法では、各粒子は影響半径内の粒子との相互作用を計算する必要がある。影響半径内の粒子を探索する場合、お互いの粒子間の距離を計算して、影響半径よりも小さければ影響半径内であると判定する。この時、全粒子 N について探索を行うのは $O(N^2)$ の計算量となる。しかしながら、粒子法では影響半径内の粒子のみが計算対象となるので、事前に各粒子の影響半径内に入る粒子を絞り込める仕組みを組み込んでおけば、すべての粒子の距離を求める必要はなくなり、高速に近傍粒子探索ができるようになる。これまで種々の近傍粒子探索手法が提案されている^{64),110),111)}が、本研究では最も利用されているバケット構造を利用した探索法を用いる。この手法は図 3.8 のように空間を一様グリッドに区切ってグリッドを空間インデックスとして利用するものである。ここで、セルのことをバケットと呼び、バケット 1 辺の長さ DB を影響半径以上 ($DB \geq r_e$) とすることで、近接するバケットのみのアクセスでよい。したがって、2次元だと 9 バケット、3次元だと 27 バケット内の粒子を探索すればよいため大幅に計算効率が上がる⁶⁴⁾。

また、特に空間的に粒子が偏在している場合に使用されないメモリが多くなる。そこで、バケットと粒子のデータのアクセスの際に図 3.9 のような線形リストを利用する¹¹⁰⁾。つまり、図 3.9(a)のような粒子状態を考えたとき、図 3.9(b)のような構成になる。なお、図 3.9(a)の円の中に書かれている数字は粒子番号、格子の中に書かれている数字はバケット番号である。これにより、メモリ使用量を低減することができる。なお、これらのアルゴリズムは後述する DEM にも適用が可能である。

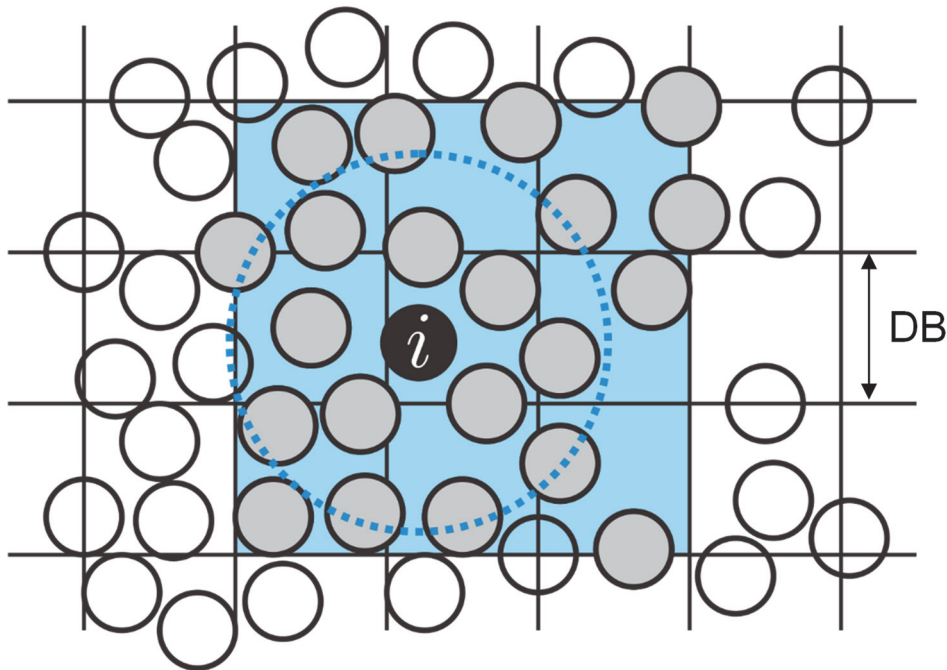


図 3.8 バケット構造を利用した探索法の模式図

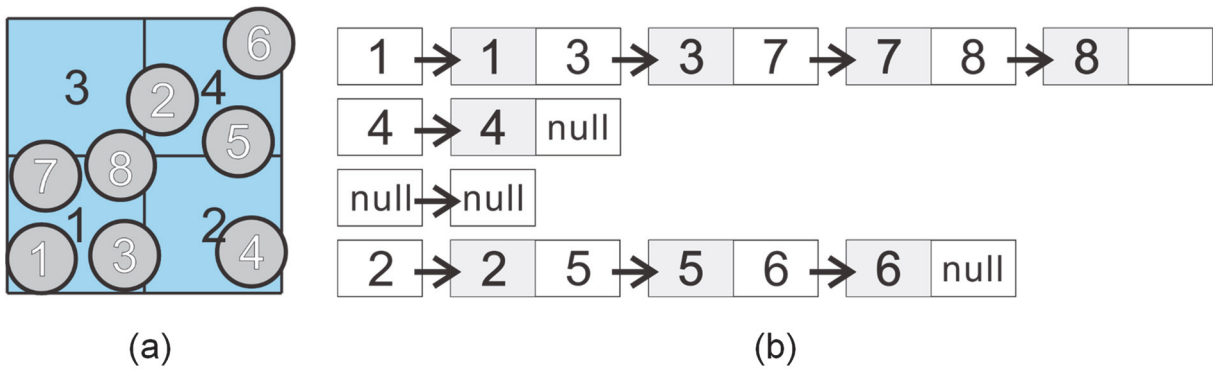


図 3.9 線形リストの模式図

3.3 剛体計算の定式化

剛体である護床ブロックは Koshizuka らの PMS (Passively Moving Solid) モデル⁴¹⁾を用いる。複数粒子で構成された剛体を考える。はじめに、剛体構成粒子を密度の異なる流体粒子とみなし、流体粒子と同様に非圧縮性流体計算によって座標を更新する。この段階では、剛体構成粒子間の連結は考慮せず、個別に位置および速度を更新するので、剛体粒子の相対的位置関係にずれが生じる。ただし、クーラン条件により計算時間間隔が微小である。その後、剛体粒子間の相対位置関係が元に戻るように、速度および位置の修正を行う。このように、PMS モデルは、流れの計算と剛体補正を交互に繰り返す方法であり、弱連成解析の範疇にはいる。PMS モデルでは粒子法の相互作用モデルを通じて流体力が体積化して取り込まれるので、剛体粒子の表面応力を計算することなく、剛体の移動を追跡することができる。また、剛体から流体への作用力も、剛体の座標が変化することで、流体への作用が計算されている。剛体は、構成する剛体粒子が流体から受ける力で運動するが、形状が変化しないように常に粒子間の相対座標は初期値に保たれる。これが剛体として流体に与える作用を発生させる。剛体粒子は、最初は E-MPS 法を用いて流体粒子とまったく同じ計算をする。その後で、剛体粒子のみ速度と座標を修正するアルゴリズムを加えればよく、PMS モデルを E-MPS 法のアルゴリズムに加えることは容易である。また、護床ブロックの流出を考えるためには護床ブロックの底面摩擦力を考慮する必要がある。そのため、本研究では護床ブロックの運動方程式に底面摩擦力を加えたモデルに拡張した。

3.3.1 支配方程式

ここでは護床ブロックのような厚肉弾性体である剛体を対象にモデル化する。1 個の固体を複数の粒子で表現し、流体と相互作用させつつ剛体として運動させる。2 次元空間において剛体は並進運動に 2 自由度、回転運動に 1 自由度を持つ。したがって、剛体の支配方程式は次式に示す 2 次元空間における並進、回転についての運動方程式である。

$$M \frac{dV}{dt} = F - f \quad (3.47)$$

$$I \frac{d\omega}{dt} = N \quad (3.48)$$

ここで、 M 、 I 、 V 、 ω は剛体の質量、慣性テンソル、剛体重心の並進速度、回転速度である。また、 F 、 N はそれぞれ剛体に作用する外力とトルク、 f は底面から剛体に作用する摩擦力である。

3.3.2 剛体の定式化

流体中の剛体と流体の相互作用は弱連成解析の手法を用いる。本手法では剛体を複数の粒子で表現し、流体との相互作用は次の方法で計算する。初めに、剛体粒子を密度の異なる流体粒子とみなして、流体粒子と同様に E-MPS 法による流体計算により各剛体粒子の運動量、角運動量を計

算する．次に，剛体粒子の相対位置を変化させないように，剛体全体として並進運動量と角運動量が保たれるよう各剛体粒子の速度と座標を修正する．まず，剛体に作用する外力 \mathbf{F} とトルク \mathbf{N} を次式で求める．

$$\mathbf{F} = \sum_i^{\text{rigid}} m_{ri} \frac{\hat{\mathbf{v}}_i^{k+1} - \mathbf{v}_i^k}{\Delta t} \quad (3.49)$$

$$\mathbf{N} = \sum_i^{\text{rigid}} \left\{ (\mathbf{r}_{ix}^k - \mathbf{r}_{gx}^k) (m_{ri} \frac{\hat{v}_{iy}^{k+1} - v_{iy}^k}{\Delta t}) - (\mathbf{r}_{iy}^k - \mathbf{r}_{gy}^k) (m_{ri} \frac{\hat{v}_{ix}^{k+1} - v_{ix}^k}{\Delta t}) \right\} \quad (3.50)$$

ここで， m_{ri} は剛体粒子の質量， $\mathbf{v}_i^k = (v_{ix}^k, v_{iy}^k)$ は計算前の剛体粒子， $\hat{\mathbf{v}}_i^{k+1} = (\hat{v}_{ix}^{k+1}, \hat{v}_{iy}^{k+1})$ は計算後の仮の剛体粒子速度であり， $\mathbf{r}_i^k = (r_{ix}^k, r_{iy}^k)$ ， $\mathbf{r}_g^k = (r_{gx}^k, r_{gy}^k)$ ， Δt はそれぞれ計算前の剛体粒子座標，剛体重心座標，時間刻み幅であり，右上添え時は時間ステップを表す．摩擦力 \mathbf{f} は次のとおり計算する．

$$\mathbf{f} = \begin{cases} \mu W_w \cos \theta_b & (\text{停止時}) \\ \mu' W_w \cos \theta_b & (\text{滑動時}) \\ 0 & (\text{浮遊時}) \end{cases} \quad (3.51)$$

ここで， μ ， μ' はそれぞれ静摩擦係数，動摩擦係数， W_w は剛体の水中比重， θ_b は底面の傾きである．これらの式(3.49)，(3.50)，(3.51)を式(3.47)，(3.48)に与えることで，剛体の並進速度 $\mathbf{V}^{k+1} = (V_x^{k+1}, V_y^{k+1})$ ，回転速度 ω^{k+1} が求まる．剛体粒子の真の粒子速度 \mathbf{v}_i^{k+1} は次式のとおり計算する．

$$v_{ix}^{k+1} = V_x^{k+1} - \omega^{k+1} (r_{iy}^k - r_{gy}^k) \quad (3.52)$$

$$v_{iy}^{k+1} = V_y^{k+1} + \omega^{k+1} (r_{ix}^k - r_{gx}^k) \quad (3.53)$$

ここで， V_x^{k+1} ， V_y^{k+1} はそれぞれ，剛体重心の x 方向速度， y 方向速度である．各剛体粒子の移動は式(3.54)のように並進運動と回転運動に分離し，回転行列 \mathbf{R} を用いて次のとおり計算する．

$$\mathbf{r}_i^{k+1} = \mathbf{r}_i^k + \mathbf{r}_i^{\text{trans}} + \mathbf{r}_i^{\text{rot}} \quad (3.54)$$

$$\mathbf{r}_i^{\text{trans}} = \mathbf{V}_i^{k+1} \Delta t \quad (3.55)$$

$$\mathbf{r}_i^{\text{rot}} = \mathbf{R} (\mathbf{r}_i^k - \mathbf{r}_i^k) \quad (3.56)$$

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (3.57)$$

$$\theta = \omega \Delta t \quad (3.58)$$

ここで， $\mathbf{r}_i^{\text{trans}}$ ， $\mathbf{r}_i^{\text{rot}}$ は並進運動による剛体粒子の移動量，回転運動による剛体粒子の移動量， θ は回転角である．

3.3.3 流体・剛体連成解析モデルのアルゴリズム

剛体計算のアルゴリズムを図 3.10 に示す．剛体計算の模式図は図 3.11 のとおりである．ここで， f_i は個別の剛体粒子に作用する外力を表している．まず，複数の剛体粒子で構成された剛体を考える（図 3.11(a)）．はじめに，剛体構成粒子を密度の異なる流体粒子とみなし，流体粒子と同様に E-MPS 法を用いた流体計算により各剛体粒子の運動量，角運動量を計算する（図 3.11(b)）．次に剛体粒子で構成する剛体に作用する外力 \mathbf{F} ，トルク \mathbf{N} ，摩擦力 \mathbf{f} を式(3.49)，(3.50)，(3.51)で求める（図 3.11(c)）．計算した外力 \mathbf{F} ，トルク \mathbf{N} ，摩擦力 \mathbf{f} を式(3.49)，(3.50)に与えることで，剛体粒子で構成する剛体の並進速度 \mathbf{V}^{k+1} ，回転速度 $\boldsymbol{\omega}^{k+1}$ が求まる（図 3.11(d)）．剛体粒子の真の粒子速度 \mathbf{v}_i^{k+1} は式(3.52)，(3.53)で計算する．各剛体粒子の移動は式(3.54)のように並進運動と回転運動に分離し，回転行列 \mathbf{R} を用いて式(3.55)から式(3.58)で計算する．

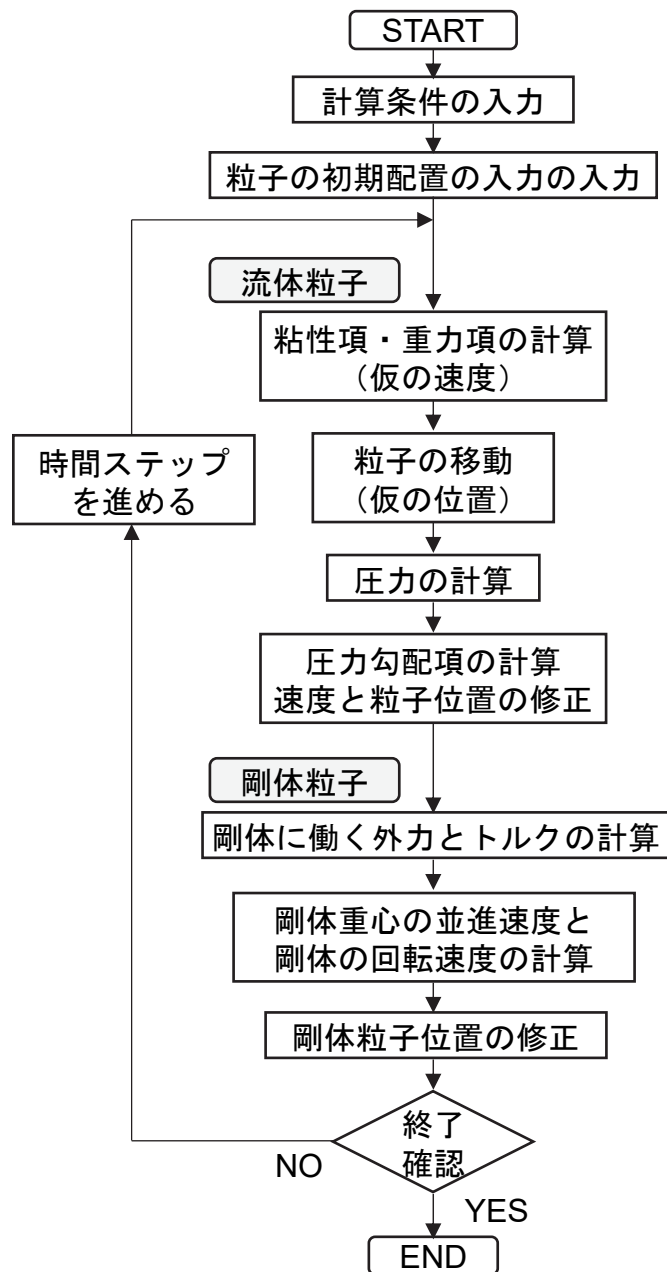


図 3.10 流体・剛体連成解析のアルゴリズム

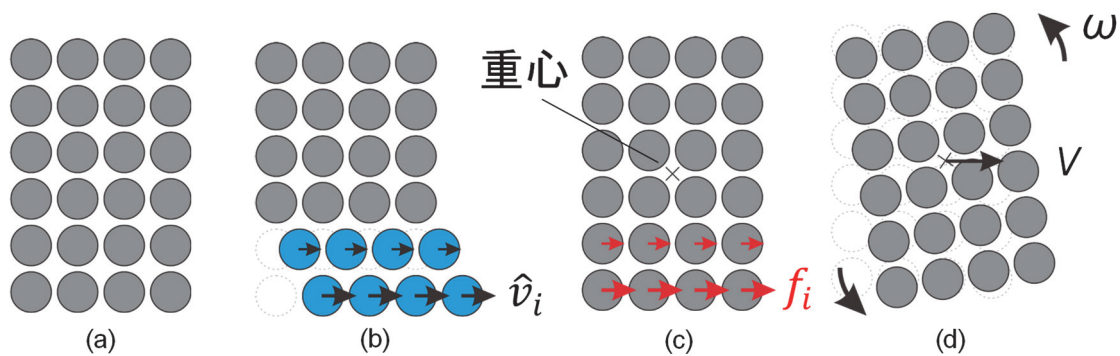


図 3.11 剛体計算の模式図

3.4 DEM の定式化

固体である土砂は個別要素法 (Distinct Element Method, DEM) を用いて計算する。個別要素法は離散要素法 (Discrete Element Method, DEM) とも呼ぶ。DEM は, Cundall と Struck により 1979 年に提案された手法¹⁹⁾であり, 円・球や多角形といった要素もしくはその集合について, 要素同士の接触・滑動を考慮して運動方程式を解くことで, 各時刻におけるそれぞれの要素の運動を逐次追跡する手法である。DEM は微分方程式を近似的に解く連続体解析とは異なる考え方に基づいており, 空間的にバラバラに存在する粒子要素の運動方程式を時間積分するものである。移動する粒子を計算するために Lagrange 的な解法であり, 計算格子は必要ない。移動する粒子を計算することで, 物理現象を再現するという意味で広義的には粒子法の 1 つであるといえるが, 原理的に MPS 法や SPH 法といった連続体解析とは異なるものであるということに注意されたい。したがって, “個別” 要素法という名前のおり, 離散体を解くことに適している手法である。ここでは 2 次元空間における固体のモデル化を行う。なお, 本研究では固体粒子は均質の密度の球形粒子のみを扱う。

3.4.1 支配方程式

2 次元空間における固体の支配方程式は並進ならびに回転についてのニュートンの第二方程式として次のように表される。

$$m_s \frac{d\mathbf{v}_s}{dt} = \mathbf{F}_c + \mathbf{F}_f + \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_g \quad (3.59)$$

$$\mathbf{I} \frac{d\omega}{dt} = \mathbf{T} \quad (3.60)$$

ここで, m_s , \mathbf{v}_s , \mathbf{F}_c , \mathbf{F}_f , \mathbf{F}_p , \mathbf{F}_g , \mathbf{I} , ω , \mathbf{T} は, それぞれ, 固体粒子の質量, 固体粒子の速度, 接触力, 流体力, 流体の圧力, 重力, 慣性モーメント, 角速度, トルクである。本モデルは, 式 (3.59) の流体圧力 \mathbf{F}_p は, 固体粒子の密度として水中密度を使用することにより, 浮力のみを考慮した簡便な方法としている。

3.4.2 固体の定式化

DEM では DEM 粒子同士の接触力を計算して式(3.59), 式(3.60)に示す運動方程式を解いていく。DEM における接触力は弾性力と粘性減衰の足し合わせであり, 図 3.12 のようなフォークトモデル (Voigt model) を使用する。接触力は法線方向成分と接線方向成分に分けられる。基本的には法線方向のモデルは要素間の反発力 (斥力) を, 接線方向は要素間の摩擦力を表現するために存在する。ばねは反発力や摩擦力を発揮し, ダッシュポットはエネルギーを減衰させるための粘性的な挙動を表現する。また, スライダーは摩擦則に基づいて摩擦力の大きさをコントロールする役割を担当する。接触力の算定においては法線方向と接線方向について分離して考えるため, 全体座標系から局座標系に変換する必要がある。本研究は 2 次元問題を取り扱うため 2 次元空間における接触力算定の流れについて説明する。図 3.13 のように接触面に沿った局所座標系で法線方向, 接線方向の接触力成分を求め, それを全体座標系に変換する。全体座標系での接触力 \mathbf{F}_c , 局所座標系での接触力 \mathbf{F}_c^L を回転行列 \mathbf{R} を用いて表すと次のとおりとなる。

$$\mathbf{F}_c = \mathbf{R}\mathbf{F}_c^L \quad (3.61)$$

$$\begin{pmatrix} F_{cx} \\ F_{cy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_{cn} \\ F_{cs} \end{pmatrix} \quad (3.62)$$

ここで, F_{cx} , F_{cy} はそれぞれ全体座標系における接触力 \mathbf{F}_c の x 方向成分と y 方向成分, θ は図 3.13 のように全体座標系から局所座標系への回転角 (接触点法線方向ベクトルの x 軸からの角度), F_{cn} , F_{cs} はそれぞれ局所座標系における接触力 \mathbf{F}_c^L の法線方向成分と接線方向成分である。接線方向については限界以上の力が作用すると滑動する条件を与える。すなわち, 局所座標系での法線方向および接線方向の接触力は次式で与えられる。

$$F_{cn} = k_n \delta_n + \eta_n \dot{\delta}_n \quad (3.63)$$

$$F_{cs} = \begin{cases} k_s \delta_s + \eta_s \dot{\delta}_s & (|k_s \delta_s + \eta_s \dot{\delta}_s| \leq \mu_s |F_{cn}|) \\ \mu_s |F_{cn}| \frac{k_s \delta_s + \eta_s \dot{\delta}_s}{|k_s \delta_s + \eta_s \dot{\delta}_s|} & (|k_s \delta_s + \eta_s \dot{\delta}_s| > \mu_s |F_{cn}|) \end{cases} \quad (3.64)$$

ここで, k_n , k_s , η_n , η_s はそれぞれ法線および接線方向のバネ定数および粘性減衰係数, δ_n , δ_s はそれぞれの方向の変位, $\dot{\delta}_n$, $\dot{\delta}_s$ はそれぞれの方向の相対速度, μ_s は摩擦係数である。接線方向変位 δ_s は接触点での相対速度を積分することによって次のように計算する。

$$\delta_s = \int_{t_c^0}^{t_s} \dot{\delta}_s dt \quad (3.65)$$

ここで, t_s は固体計算の時間, t_c^0 は固体計算の時間において二つの粒子が初めて接触する時間である。

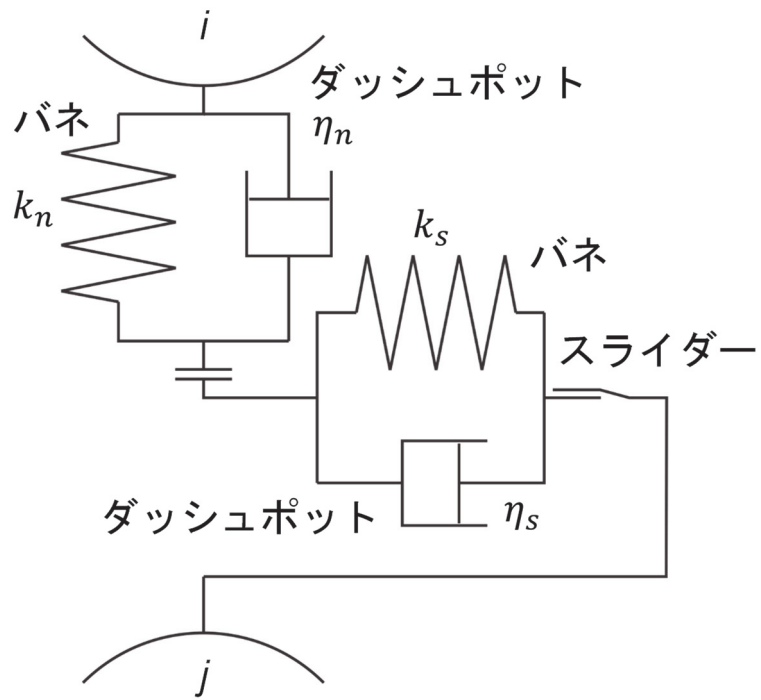


図 3.12 フォークトモデル

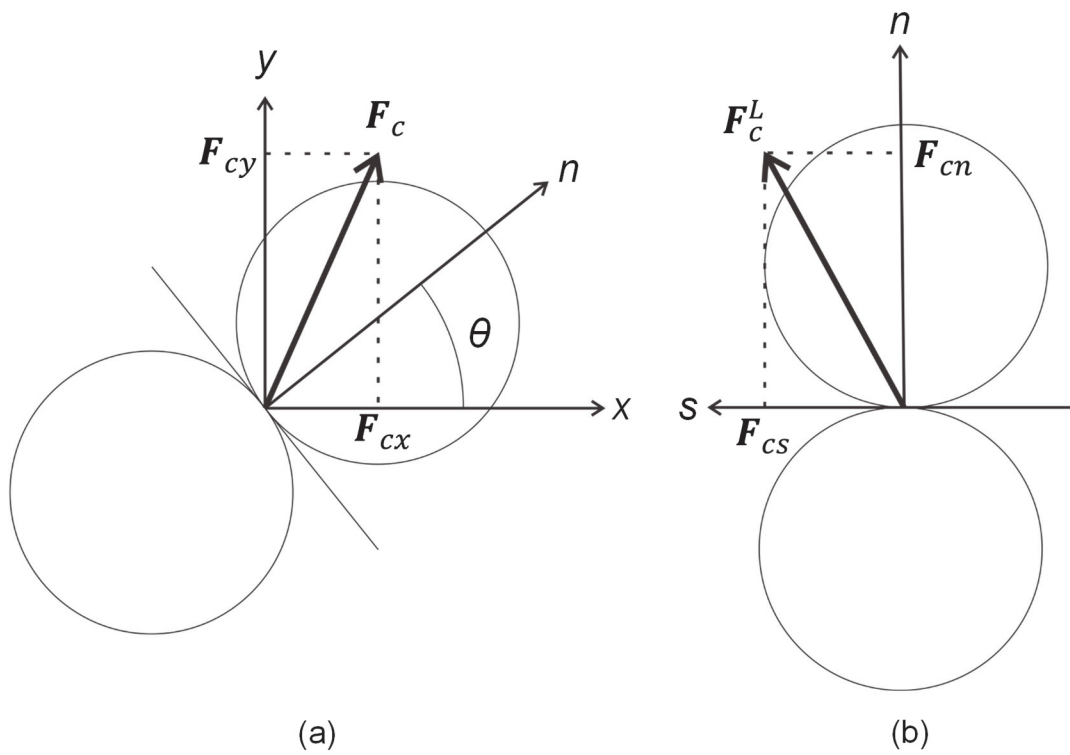


図 3.13 全体座標系と局所座標系 (a)全体座標系 (b)局所座標系

3.4.3 パラメータの設定

DEMのパラメータ設定について説明する。DEMのパラメータは後藤²¹⁾に倣い設定する。計算時間間隔 Δt は解の収束性と安定性の条件から次式を満たすように与える必要がある。

$$\Delta t \leq 2 \sqrt{\frac{m_s}{k_n}} \quad (3.66)$$

これを満足する条件として、吉田ら¹¹²⁾は、二つのバネに挟まれた質点の1自由度振動の固有周期の1/20で計算時間間隔 Δt を与えている。

$$\Delta t = \frac{\pi}{10} \sqrt{\frac{m_s}{2k_n}} \quad (3.67)$$

この式から Δt を与えたときの k_n を逆算すると次のとおりとなる。

$$k_n = \frac{\pi^2}{200} \frac{m_s}{\Delta t^2} \quad (3.68)$$

接線方向のバネ定数 k_s は逓減率 s_0 を横弾性係数 G と縦弾性係数（ヤング率） E との比で与えるとすれば、

$$s_0 = \frac{k_s}{k_n} = \frac{G}{E} = \frac{1}{2(1+\nu)} \quad (3.69)$$

となる。よって、接線方向のバネ定数 k_s は次のとおり算定する。

$$k_s = \frac{k_n}{2(1+\nu)} \quad (3.70)$$

ここで、 ν はポアソン比であり、 $\nu = 0.3$ である。粘性減衰係数 η_n 、 η_s については、フォークトモデル1自由度振動系の臨界減衰条件を基準に次のとおり計算する。

$$\eta_n = \alpha_{cn} \cdot 2\sqrt{m_s k_n} \quad (3.71)$$

$$\eta_s = \frac{\eta_n}{\sqrt{2(1+\nu)}} \quad (3.72)$$

式(3.71)において $\alpha_{cn} = 1.0$ とした関係は、粒子間の異常反発の抑制に効果的で頻用される。

3.4.4 流体の定式化の補正

流体・土砂の連成解析を行う場合、「3.2 E-MPS 法の定式化」に示す E-MPS 法の定式化の補正を行う。本モデルでは、**non-slip** 条件の壁境界は固定壁粒子を配置する従来の MPS 法と同じ方法をとる。本モデルは、固体粒子についても河床から離脱するまでは壁面粒子として取り扱う。一般的な MPS 法の壁粒子の配置は図 3.14(a)に示すような格子配置であるが、固体粒子の場合の配置は図 3.14(b)に示すような充填配置とすることが多い。その時、壁面境界の密度が不連続となる問題が生じる。そのため、固体粒子を壁粒子として取り扱う場合の粒子数密度 n_i は重み関数 $w(r)$ を用いて次式により計算する^{104),105)}。

$$n_i = \sum_{j \neq i}^{fluid} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) + \sum_{j \neq i}^{wall} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) + \sum_{j \neq i}^{solid} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \frac{n_0}{n_{s0}} \quad (3.73)$$

ここで、 \mathbf{r}_i , \mathbf{r}_j はそれぞれ粒子 i と粒子 j の粒子座標、 r は粒子間距離であり、 n_0 , n_{s0} はそれぞれ計算開始前に計算された流体粒子および固体粒子の非圧縮状態の粒子数密度である。

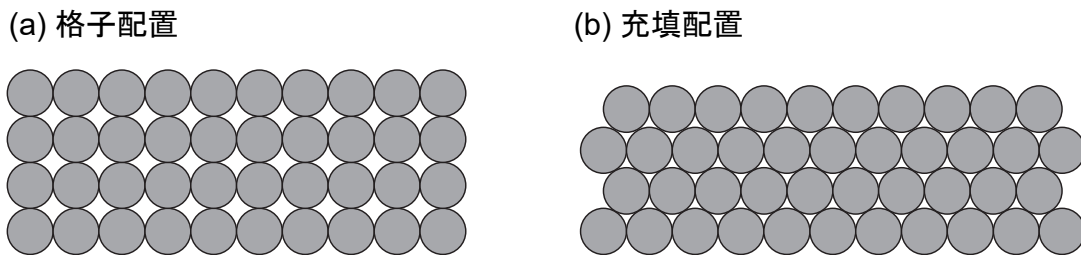


図 3.14 粒子配置

3.4.5 固体と流体の相互作用モデル

本モデルは式(3.59)中の流体力 \mathbf{F}_f として、抗力 \mathbf{F}_D と揚力 \mathbf{F}_L を考慮する。抗力 \mathbf{F}_D は次式により計算する。

$$\mathbf{F}_D = \frac{1}{2} \rho_f A C_D |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s| (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s) \quad (3.74)$$

ここで、 ρ_f , A , C_D , \mathbf{u}_f , \mathbf{u}_s は、それぞれ、流体の密度、固体粒子の投影面積、抗力係数、流体粒子に対する流体の平均流速ベクトル、固体の粒子速度ベクトルである。抗力係数 C_D はレイノルズ数 Re に依存し、抗力係数 C_D とレイノルズ数 Re は Schiller-Naumann の式¹¹³⁾で計算する。

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re}(1 + 0.15Re^{0.687}) & (Re \leq 1000) \\ 0.44 & (Re > 1000) \end{cases} \quad (3.75)$$

$$Re = \frac{|\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s|d_s}{\nu} \quad (3.76)$$

ここで、 d_s は固体粒子の粒径である。揚力 \mathbf{F}_L は次式により計算する。

$$\mathbf{F}_L = \frac{1}{2}\rho_f A C_L |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s|^2 \mathbf{e}_n \quad (3.77)$$

ここで、 C_L 、 \mathbf{e}_n は、それぞれ、揚力係数、流れの方向に対して垂直な上向き方向の単位ベクトルである。本モデルでは、揚力係数 C_L は 0.2 を用いる。揚力 \mathbf{F}_L は堆積時、離脱時ともに流れの方向に対して垂直な上向き方向に与えている。固体粒子 i に対する流体の平均流速 $\mathbf{u}_{f,i}$ は重み関数 $w_s(r)$ を用いて次式により計算する⁸⁸⁾。

$$\mathbf{u}_{f,i} = \frac{\sum_j^{fluid} \mathbf{u}_j w_s(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)}{\sum_j^{fluid} w_s(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)} \quad (3.78)$$

$$w_s(r) = \begin{cases} 4\left(\frac{r}{r_e}\right)^5 - 5\left(\frac{r}{r_e}\right)^4 - 1 & (r < r_e) \\ 0 & (r \geq r_e) \end{cases} \quad (3.79)$$

ここで、 r_e は影響半径である。本モデルは流体の計算において河床を壁面として扱うため河床内の流れ場を評価していない。式(3.78)で固体粒子に対する流体の平均流速を算出した場合、河床上の流体の流速のみを参照するため、河床表面付近の固体粒子に対する液体の平均流速が過大に評価されてしまう。そのため、固体粒子 i に対する流体の平均流速の水平成分 $\mathbf{u}_{f,i}^h$ は、河床内の液体の流速を 0 として評価する。固体粒子 i の河床の体積比率は計算時点の固体粒子の粒子数密度 n_s を用いて n_s/n_{s0} として計算し、水平成分 $\mathbf{u}_{f,i}^h$ は次式により水平成分 $\mathbf{u}_{f,i}^{h'}$ に補正する^{104),105)}。

$$\mathbf{u}_{f,i}^{h'} = \left(1 - \frac{n_s}{n_{s0}}\right) \mathbf{u}_{f,i}^h \quad (3.80)$$

3.4.6 アルゴリズム

(1) 流体・土砂連成モデルのアルゴリズム

流体と土砂の連成モデルの計算アルゴリズムを図 3.15 に示す。まず、固体粒子で構成される河床を配置する。河床から離脱していない固体粒子は E-MPS 法の壁粒子と同様に壁粒子として取り扱う。そのような状態で、E-MPS 法を用いた流体計算を行う。次に、固体粒子に対する流体の平均流速を式(3.78)から式(3.80)を用いて計算する。計算された固体粒子に作用する流体の平均流速を用いて、固体粒子に作用する流体力 \mathbf{F}_f として抗力 \mathbf{F}_D を式(3.74)、揚力 \mathbf{F}_L を式(3.75)より計算する。次に、各固体粒子について固体粒子同士の接触判定を行い、接触している固体粒子を対象に接触力 \mathbf{F}_c を式(3.63)、(3.64)を用いて計算する。計算された接触力 \mathbf{F}_c 、流体力 \mathbf{F}_f を用いて式(3.59)、(3.60)より固体粒子の並進速度と回転速度の計算を行い、固体粒子の移動を行う。その後、各固体粒子について河床から離脱判定を行う。一度河床から離脱した固体粒子は壁面として取り扱わず、流体に直接影響を与えることなく、流体から供給される運動量により駆動し追跡する。

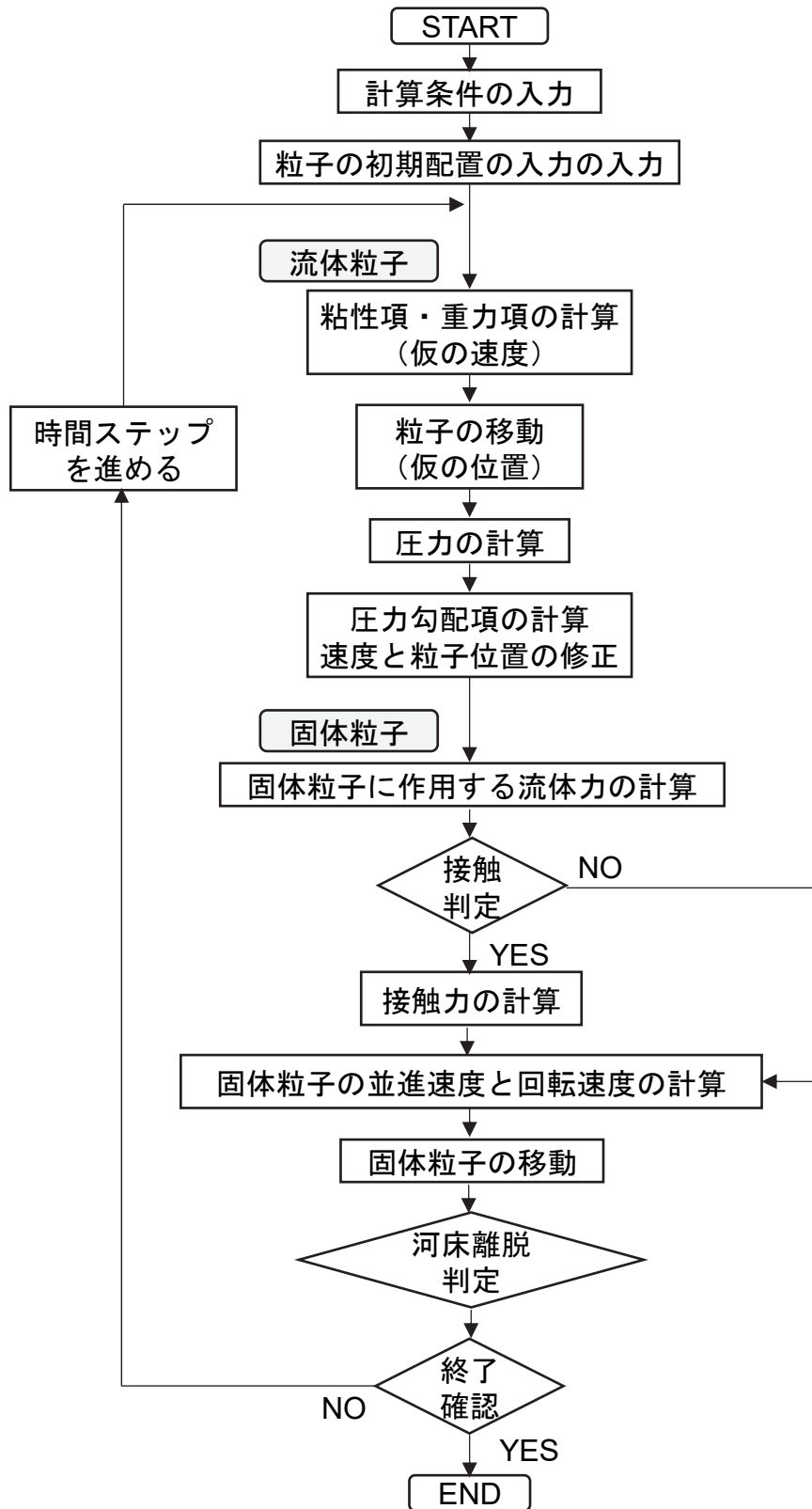


図 3.15 流体・土砂連成モデルの計算アルゴリズム

(2) 流体・固体・剛体連成モデルのアルゴリズム

流体、土砂（固体）、剛体（護床ブロック）の連成モデルの計算アルゴリズムを図 3.16 に示す。まず、複数の剛体粒子で構成された剛体および固体粒子で構成される河床を配置する。はじめに、E-MPS 法による流体計算を行う。剛体については、剛体構成粒子を密度の異なる流体粒子と見なし、流体粒子と同様に E-MPS 法を用いた流体計算により各剛体粒子の運動量、角運動量を計算する。その際、河床から離脱していない固体粒子は E-MPS 法の壁粒子と同様に壁粒子として取り扱う。

次に、固体粒子に対する流体の平均流速を式(3.78)から式(3.80)を用いて計算する。計算された固体粒子に作用する流体の平均流速を用いて、固体粒子に作用する流体力 \mathbf{F}_f として抗力 \mathbf{F}_D を式(3.74)、揚力 \mathbf{F}_L を式(3.75)より計算する。次に、各固体粒子について固体粒子同士の接触判定を行い、接触している固体粒子を対象に接触力 \mathbf{F}_c を式(3.63)、(3.64)を用いて計算する。計算された接触力 \mathbf{F}_c 、流体力 \mathbf{F}_f を用いて式(3.59)、(3.60)より固体粒子の並進速度と回転速度の計算を行い、固体粒子の移動を行う。その後、各固体粒子について河床から離脱判定を行う。一度河床から離脱した固体粒子は壁面として取り扱わず、流体および剛体に直接影響を与えることなく、流体から供給される運動量により駆動し追跡する。

最後に、剛体粒子で構成する剛体に作用する外力 \mathbf{F} 、トルク N 、摩擦力 \mathbf{f} を式(3.49)、(3.50)、(3.51)で求める。計算した外力 \mathbf{F} 、トルク N 、摩擦力 \mathbf{f} を式(3.49)、(3.50)に与えることで、剛体粒子で構成する剛体の並進速度 \mathbf{V}^{k+1} 、回転速度 ω^{k+1} が求まる。剛体粒子の真の粒子速度 \mathbf{v}_i^{k+1} は式(3.52)、(3.53)で計算する。各剛体粒子の移動は式(3.54)のように並進運動と回転運動に分離し、回転行列 \mathbf{R} を用いて式(3.55)から式(3.58)で計算する。

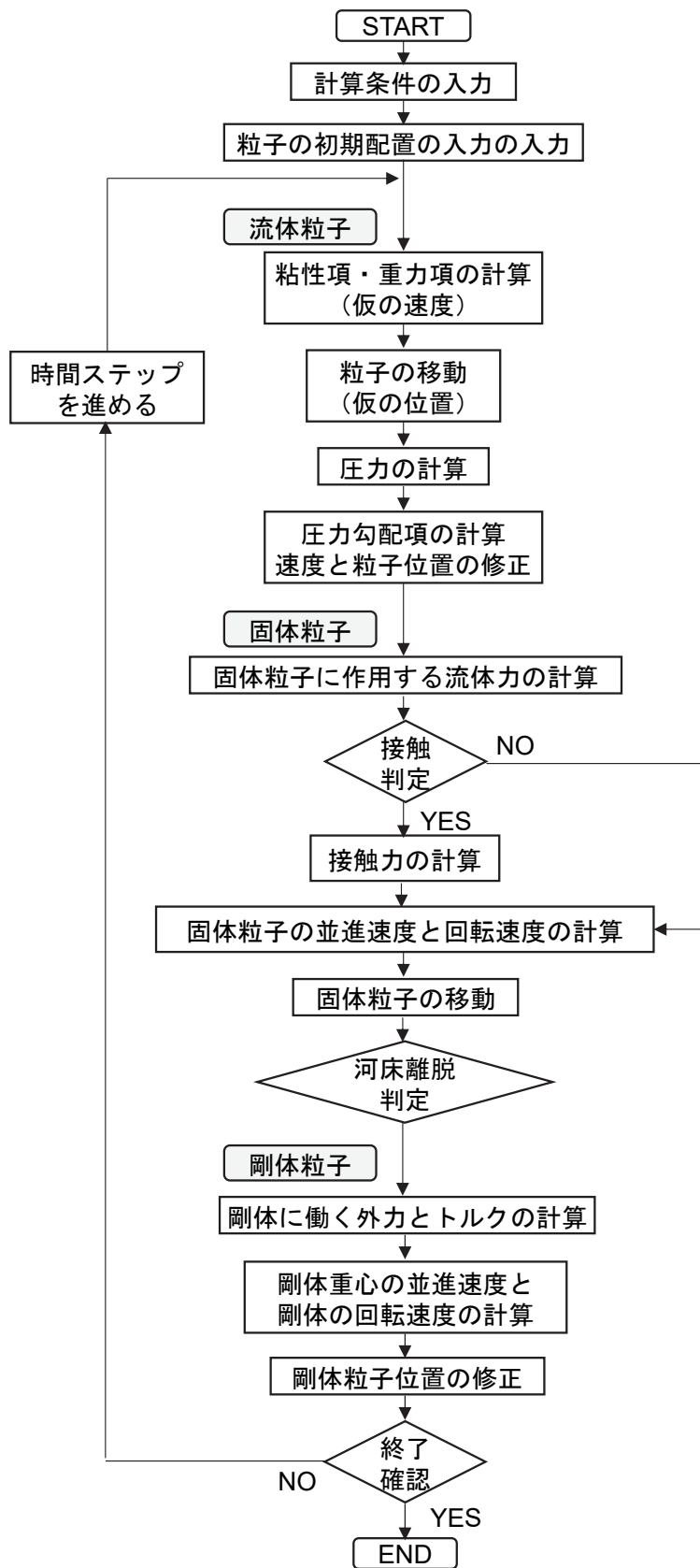


図 3.16 流体・土砂・剛体連成モデルの計算アルゴリズム

3.5 本章のまとめ

流体について E-MPS 法，剛体について PMS モデル，土砂について DEM を用いて，流体・土砂・剛体連成解析モデルを構築した．剛体については護床ブロックの流出現象に適用するため，底面から剛体に作用する摩擦力を考慮できるモデルに拡張した．流体・土砂の連成解析モデルについて，E-MPS 法による流体計算において河床を構成する固体（土砂）粒子を壁面として取り扱うことができるようにモデルを拡張した．そこでは，E-MPS 法の壁粒子と河床を構成する固体粒子の接続部で壁面境界の密度が不連続となる問題が生じるため，粒子数密度の算定式を補正した．また，河床を構成する固体粒子を壁面として取り扱う場合，E-MPS 法による流体の計算において河床内の流れ場を評価しないものとなる．これにより，河床表面付近の固体粒子に対する流体の平均流速が過大に評価されてしまう問題が生じる．そのため，固体粒子に対する流体の平均流速の算定式を補正した．

次章以降では「第 2 章 水理模型実験」で実施した水理模型実験結果を用いて，E-MPS 法を用いた流体解析モデルによる段落ち部の流況特性である潜り噴流および波状跳水の再現性検証，流体・剛体連成解析モデルによる護床ブロック流出現象への再現性検証，流体・土砂連成解析モデルによる床止め下流の洗掘現象への再現性検証，流体・土砂・剛体連成解析モデルによる床止め下流の洗掘に伴う護床ブロックの流出現象への再現性検証を行う．

第4章 波状跳水・潜り噴流シミュレーションの検証

4.1 はじめに

堰や床止めなどの河川横断構造物の破壊現象は、流況、河床、さらに護床工が動的に相互作用し合う現象である。堰や床止めなどの段落ち部における洗掘現象は、潜り噴流と波状跳水が交互に発生しながら洗掘が進行する非常に複雑な現象となる¹³⁾。本章では、段落ち部の流況特性である波状跳水・潜り噴流を対象とした固定床条件でのE-MPS法を用いた流況解析を行う。「2.2 段落ち部における波状跳水・潜り噴流」の実験Case1-1, Case1-2で得た実験結果と比較することで、E-MPS法を用いた流況解析による波状跳水・潜り噴流への再現性を検証する¹⁰²⁾。

4.2 解析条件

本研究は鉛直二次元数値計算を行う。計算条件は特に断りのない限り、「2.2 段落ち部における波状跳水・潜り噴流」に示した実験と同様の条件を用いた。計算範囲は流下方向に、堰部0.1m、堰下流2.5m、計2.6mとした。下流端に波状跳水のケースで8cm、潜り噴流のケースで6cmの堰を設置して下流側水深 h_t を調整した。単位幅流量 q は $0.04\text{m}^2/\text{s}$ とし、実験において堰上の水深が波状跳水で4.33~4.85cm、潜り噴流で4.23~4.85cmであったことから流入水深は4.5cmとし、流入速度は水深方向に様に88.89cm/sで与えた。式(3.28), (3.33)における空間次元数 d は2、粒子径は $2.5 \times 10^{-3}\text{m}$ 、影響半径 r_e は $5.25 \times 10^{-3}\text{m}$ (粒子径の2.1倍)、音速 c は10.0m/s、密度 ρ は $1,000\text{kg}/\text{m}^3$ 、時間刻み幅 Δt は $1.0 \times 10^{-4}\text{sec}$ とした。動粘性係数 ν は実験時の水温が約20°Cであったことから $1.00 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$ とした。堰と下流端堰を含む底面、側面の境界条件として、固定型の壁粒子を配置し、壁粒子の流速を0m/sに固定する方法を用いた³⁸⁾。解析対象とする時間は助走計算を含め実時間で30secとした。

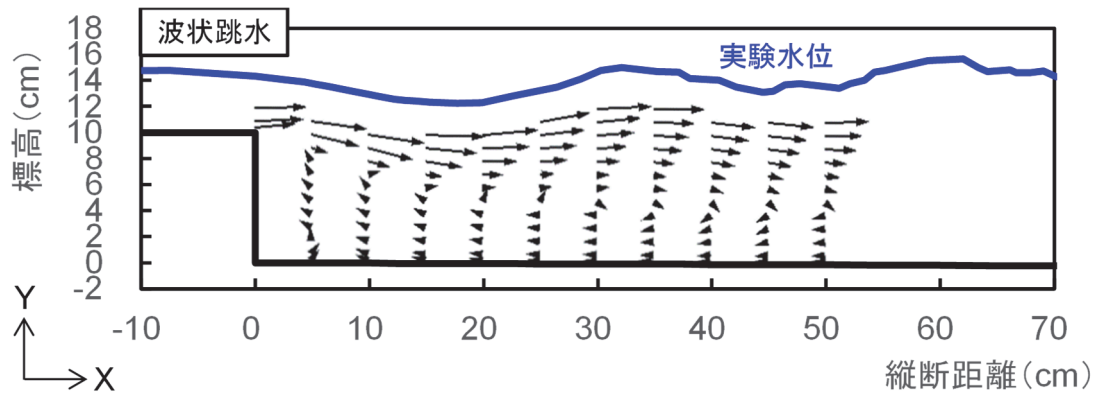
4.3 解析結果

4.3.1 波状跳水の再現計算

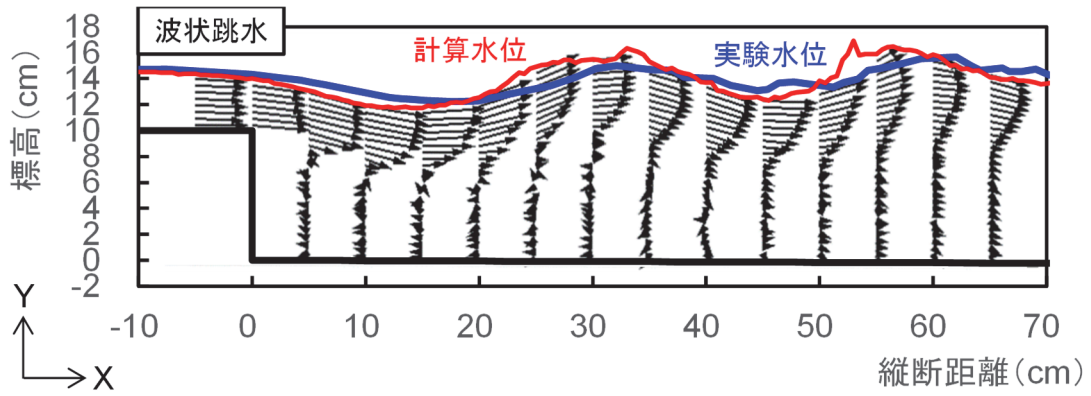
波状跳水の解析結果は実験Case1-1で得た実験結果を用いて検証する。図4.1に波状跳水の(a)流速ベクトル図(実験値)、(b)流速ベクトル図(計算値)、(c)流速分布図(計算値)、(d)鉛直流速分布図(実験値・計算値)を示す。ただし、実験値の流速ベクトルならびに鉛直流速分布は各測定地点で60sec間計測した平均値を示している。また、計算値の流速ベクトルならびに鉛直流速分布は計算開始後20secから30secの11時点の平均値を示している。計算水位および流速分布(流速ベクトルの大きさ)は解析結果がおおよそ定常となる計算開始後25sec時点の値を示しており、下流側水深 h_t は $X = 200\text{cm}$ で15.5cmであった。図4.1(a)の実験結果をみると、主流水脈が波状を呈して水面近くを流下し、その主流水脈と水路床の間に堰下流から $L_r = 50\text{cm}$ 以上のローラーが形成されている。実験では、流速測定範囲の関係で $X = 50\text{cm}$ 下流のローラーの形成状況は把握できていないが、鈴木らの知見¹⁴⁾から推定したローラー形成領域は $L_r =$ 約56.0~76.8cmで

あった。一方、図 4.1(b)より、計算結果は $L_r=45\text{cm}$ であった。計算結果は実験結果や鈴木らの知見と比較して若干狭いものの、流況および水面形が再現できている。なお、計算における L_r は、上流方向の流速が生じている区間を計測したものである。

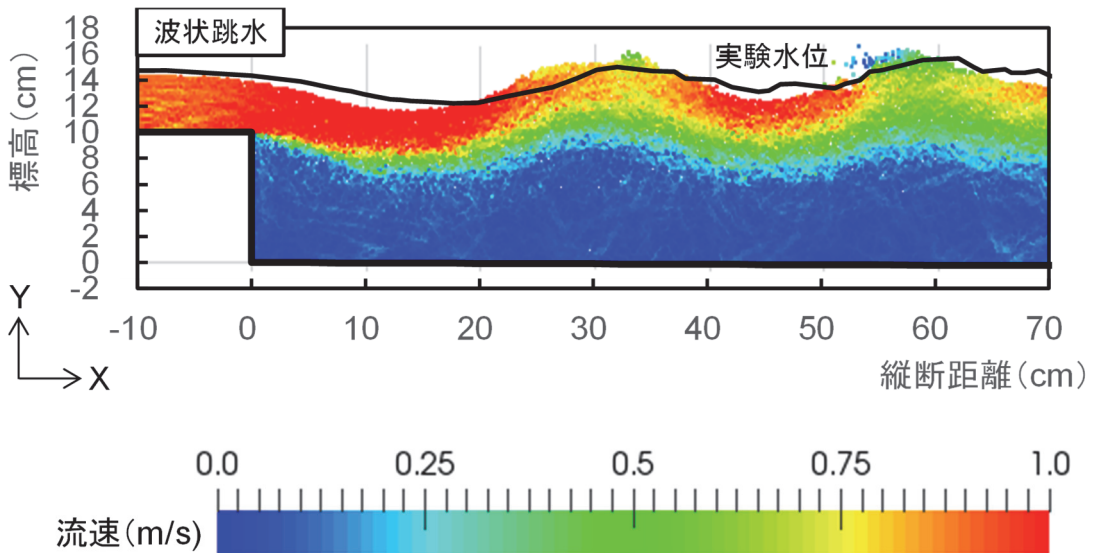
また、図 4.1(c)(d)より、鉛直流速分布についても、複雑な流れが生じる堰下流から $X = 50\text{cm}$ 程度の区間において、計算結果は実験結果の流速値と流速分布を概ね再現できている。一様な流れとなる $X = 200\text{cm}$ の鉛直流速分布を図 4.3(a)に示す。これより、一様な流れの流速分布についても良好に再現されていることが確認できる。図 4.1(b)(c)より、計算結果の水面形は実験結果と比較すると、波形が若干上流側に位置しているため $X = 30\text{cm}$ の水位は計算結果の方が高く波頂部となっている。そのため、図 4.1(d)における $X = 30\text{cm}$ の鉛直流速分布の計算結果は実験結果と比較して流速値が小さく水面方向に分布した。また、図 4.1(d)の鉛直流速分布を確認すると、全体的に計算結果は実験結果と比較して、底面を沿う上流方向の流速値が小さい。



(a) 流速ベクトル図 (実験値)

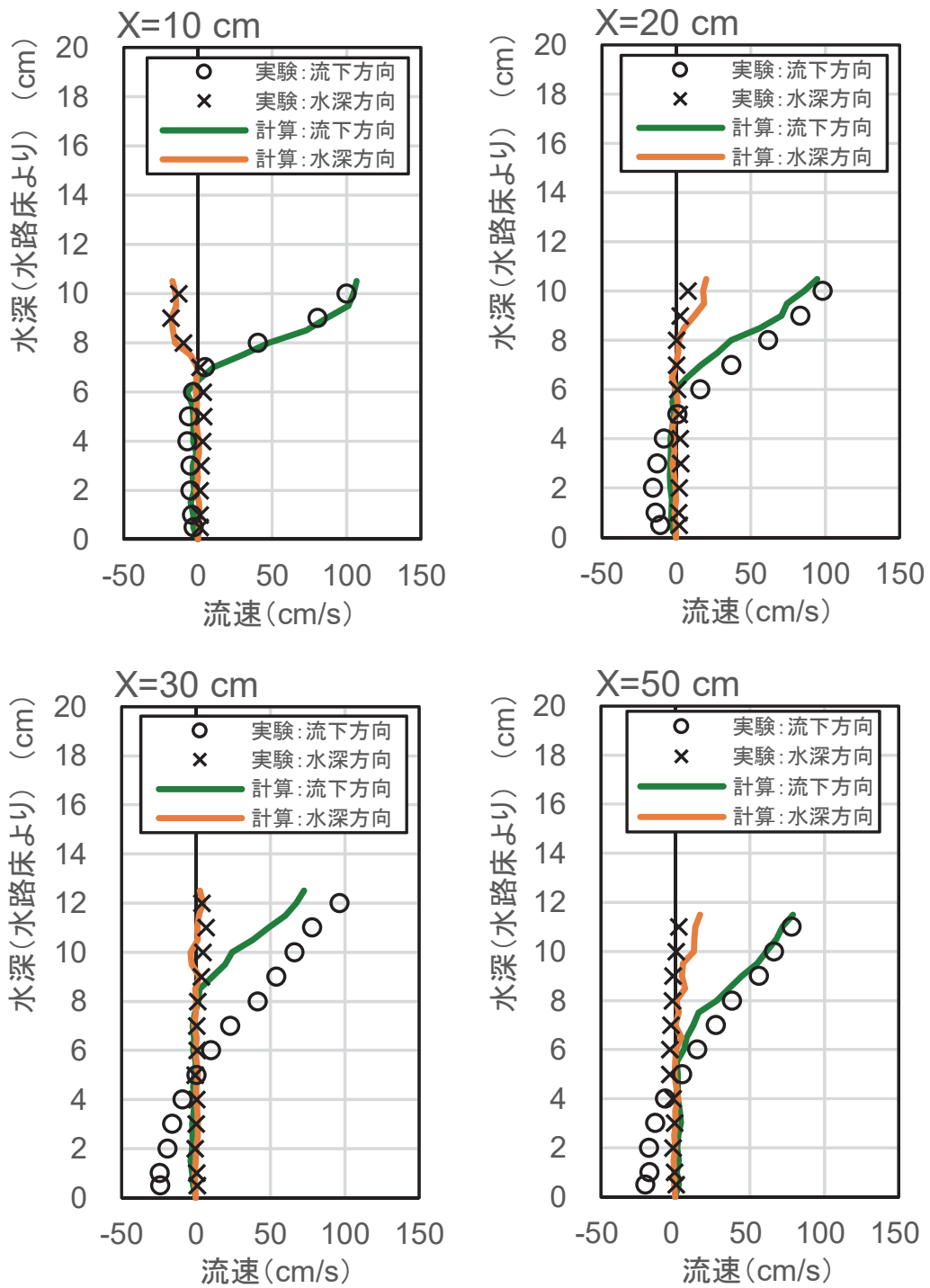


(b) 流速ベクトル図 (計算値)



(c) 流速分布図 (計算値)

図 4.1 波状跳水 (1/2)



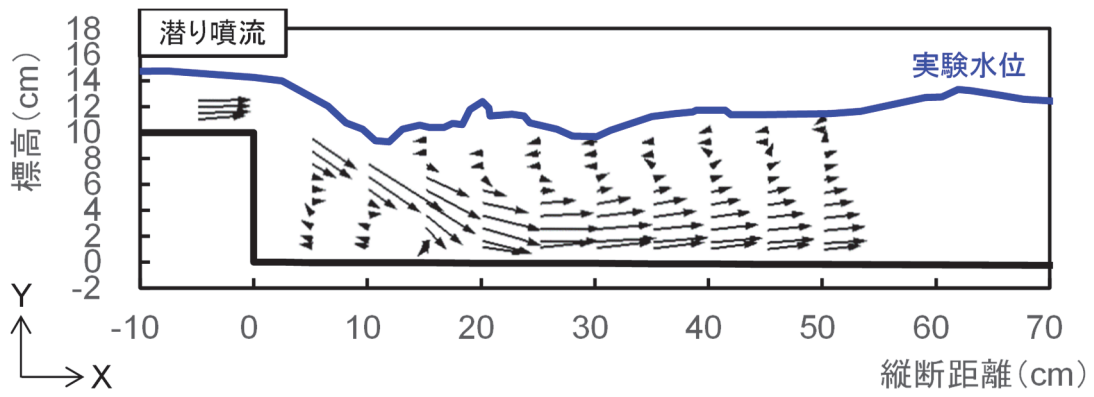
(d) 鉛直流速分布 (流下方向: 正, 水面方向: 正)

図 4.1 波状跳水 (2/2)

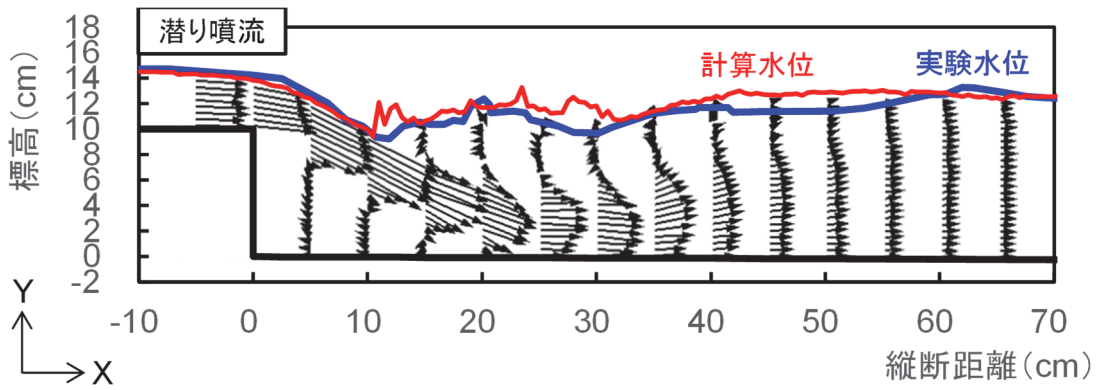
4.3.2 潜り噴流の再現計算

潜り噴流の解析結果は実験 Case1-2 で得た実験結果を用いて検証する。前節の波状跳水の計算結果同様、図 4.2 に潜り噴流の実験結果および計算結果を示す。流速ベクトルならびに鉛直流速分布の整理方法は前節の波状跳水と同様である。また、計算水位および流速分布（流速ベクトルの大きさ）は計算開始後 25sec 時点の値を示しており、下流側水深 h_t は $X = 200\text{cm}$ で 13.0cm であった。図 4.2(a)の実験結果をみると、段落ち部で剥離した主流水脈は、その水脈幅を保ったまま水路床に衝突するとともに、水路床に沿って水脈幅を広げながら流下している。この主流水脈と水面との間には $L_r = 40\text{cm}$ 以上の大きなローラーが形成されている。段落ち直下流の水面付近では逆流渦が堰下流から $L_e = 20\text{cm}$ 程度の範囲で形成されている。実験では、流速測定範囲の関係で $X = 50\text{cm}$ 下流のローラーの形成状況は把握できていないが、鈴木らの知見から推定したローラー形成領域は $L_r =$ 約 $40.5\sim 54.0\text{cm}$ であった。一方、図 4.2(b)より、計算結果は $L_r = 55\text{cm}$ 、 $L_e = 19\text{cm}$ であった。計算結果はローラーおよび逆流渦の形成領域が実験結果や鈴木らの知見と同様な範囲で形成されており、流況および水面形が再現できている。なお、ローラー下流端の境界は曖昧であるが、計算における L_r は水面の流下方向流速が流下方向の断面平均流速以上となる地点をローラー下流端として整理したものである。計算における L_e は主流水脈の水路床へ再接触点を計測したものである。

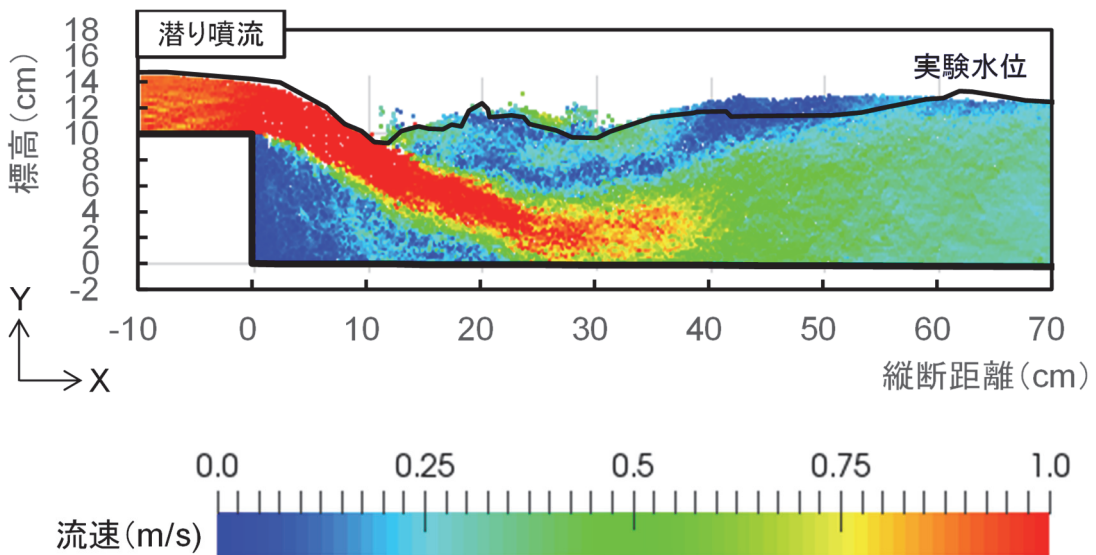
また、図 4.2(c)(d)より、鉛直流速分布についても、複雑な流れが生じる堰下流から $X = 50\text{cm}$ の区間において計算結果は実験結果の流速値および流速分布を概ね再現できている。一様な流れとなる $X = 200\text{cm}$ の鉛直流速分布を図 4.3(b)に示す。これより、一様な流れの流速分布についても良好に再現されていることが確認できる。図 4.2(b)(c)の計算結果の $X = 30\text{cm}$ 付近から下流に着目すると、主流水脈が底面に衝突し壁面噴流の特性を示しながら下流側で拡散しているが、図 4.2(a)の実験結果と比較すると水面方向への拡散が大きく、底面付近の流速が小さくなっている。また、図 4.2(d)の鉛直流速分布を確認すると、 $X = 10\text{cm}$ 地点の計算結果は実験結果を良好に再現しているが、主流水脈の底面への再接触点の上流である $X = 20\text{cm}$ 地点の計算結果は実験結果と比較して、主流水脈が水面近くに位置し、底面付近の流速値が小さくなっている。



(a) 流速ベクトル図 (実験値)

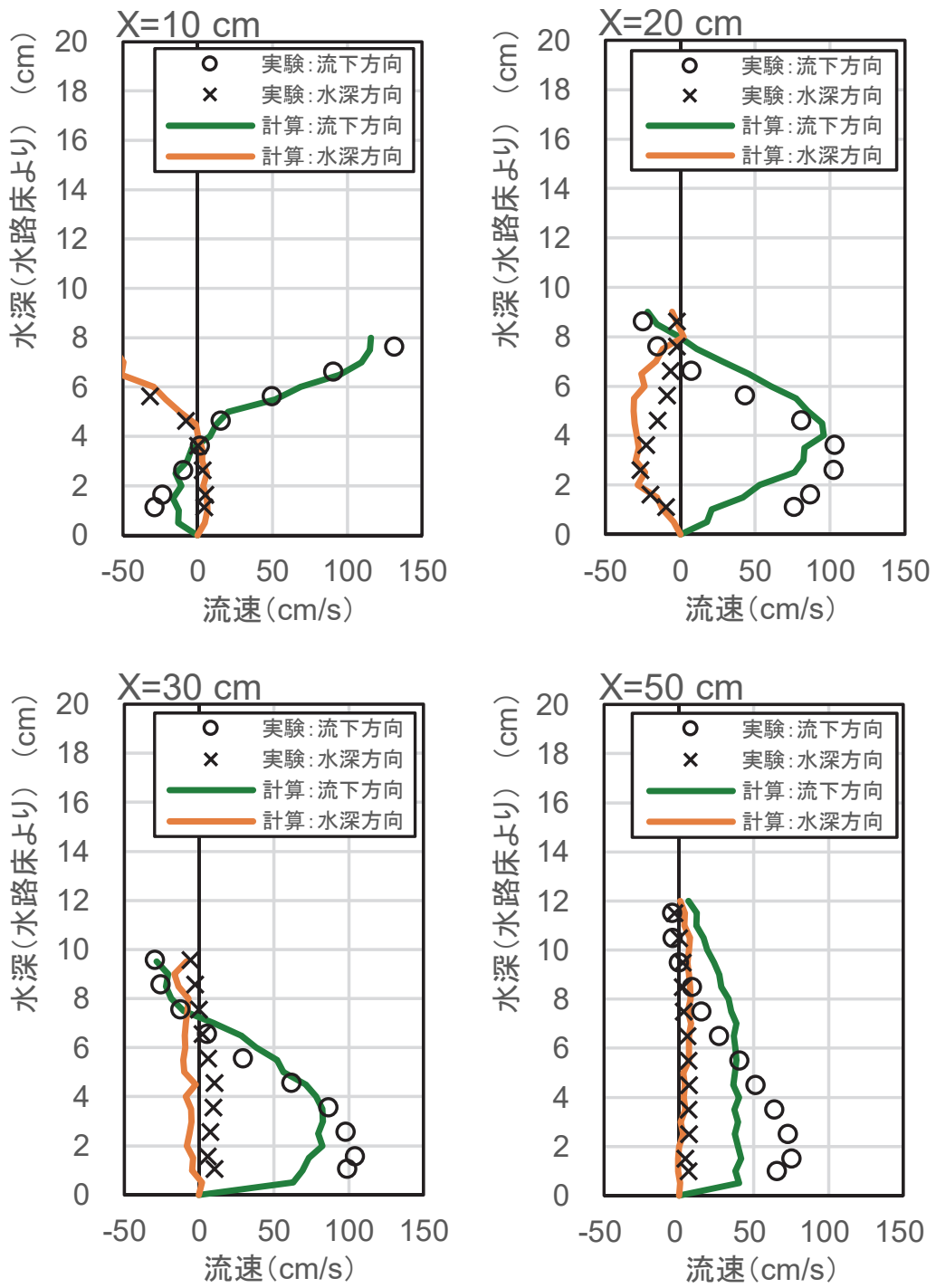


(b) 流速ベクトル図 (計算値)



(c) 流速分布図 (計算値)

図 4.2 潜り噴流 (1/2)

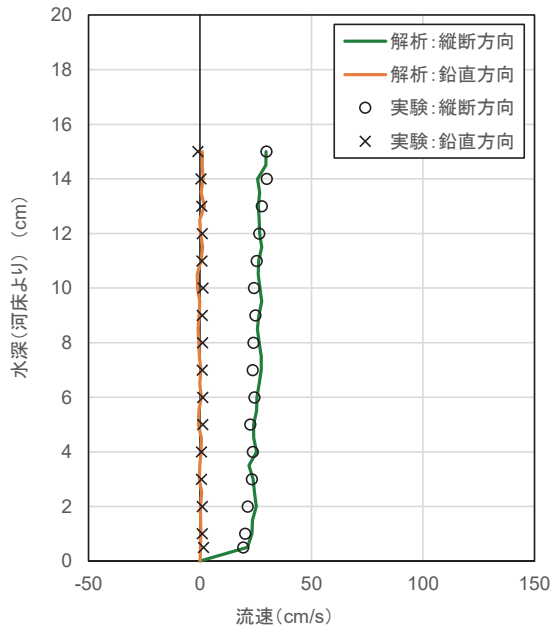


(d) 鉛直流速分布 (流下方向：正，水面方向：正)

図 4.2 潜り噴流 (2/2)

(a)波状跳水

X=200cm



(b)潜り噴流

X=200cm

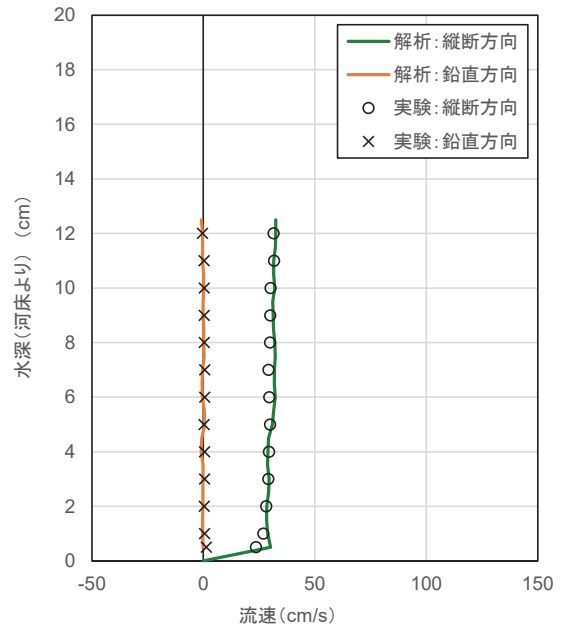


図 4.3 一様流れ区間における鉛直流速分布 (X=200cm, 流下方向: 正, 水面方向: 正)

4.3.3 再現計算に関する考察

本研究における再現計算は、実験や鈴木らの知見¹⁴⁾と比較して次のとおり底面付近の再現性に課題があった。波状跳水では、ローラーの形成領域 L_r が狭く、全体的に底面を沿う上流方向の流速値が小さい結果となった。また、潜り噴流では、 $X = 20\text{cm}$ 地点の主流水脈の底面への再接触点において底面付近の流速値が小さく、再接触点下流において水面方向への拡散が大きい結果となった。これらの理由として、本研究では圧力勾配モデルとして式(3.33)の $P_i + P_j$ 型の圧力勾配モデルを用いていることが挙げられる。 $P_i + P_j$ 型は $P_j - P_i$ 型に人工斥力が加えられた $P_j - P_i + 2P_i$ の形となっている。そのため、特に圧力が大きくなる底面付近では人工斥力が支配的となり、適切な圧力勾配が機能しなくなる傾向にあるため、底面付近で流体粒子が動きにくくなったと考えられる。より正確な圧力場を解く手法がIkariら⁹⁴⁾により提案されている。本研究で用いたE-MPS法に対しても、今後、より正確な圧力場を解く手法を導入していく必要がある。

また、本研究で用いたモデルでは、乱流モデルを導入していないことが課題として挙げられる。粒子法を対象とした乱流モデルの適用の試みは後藤らなど¹¹⁴⁾⁻¹¹⁸⁾により行われている。また、Araiら¹¹⁹⁾は平行平板間に立方体を配置した場を対象にLESモデルを導入したMPS法により立方体上面の剥離や立方体下流の渦の再付着といった現象を再現している。本研究における再現計算は実験および鈴木らの知見と比較して、波状跳水ではローラー形成領域が狭く、潜り噴流では図4.2(d)の $X = 50\text{cm}$ 地点の鉛直流速分布を確認するとローラー領域の再現性が低くなっている。そのような現象をより正確に捉えていくためには乱流モデルの導入が必要となると考えられる。

4.3.4 粒子径に関する考察

粒子径の違いによる計算結果への影響を比較するため、前節までの粒子径 2.5mm と粒子径 5.0mm の計算結果を比較した。最初に、波状跳水について比較する。図 4.4 に波状跳水の粒子径 5.0mm のケースの流速ベクトル図（計算値）を示す。その他の計算条件は「4.2 解析条件」と同様である。ローラー形成領域 L_r は、実験および鈴木らの知見ではそれぞれ、 $L_r = 50\text{cm}$ 以上、 $L_r =$ 約 56.0~76.8cm であった。計算では、粒子径 2.5mm と粒子径 5.0mm のケースでそれぞれ、 $L_r = 45\text{cm}$ 、 $L_r = 37\text{cm}$ であった。いずれの計算ケースの場合でも実験と鈴木らの知見と比較して L_r が若干狭い結果となるが、粒子径を大きくした場合、その再現性が低下した。次に、潜り噴流について比較する。図 4.5 に潜り噴流の粒子径 5.0mm のケースの流速ベクトル図（計算値）を示す。その他の計算条件は 4.(3)節と同様である。ローラーの形成領域 L_r と逆流渦の形成領域 L_e は、実験では $L_r = 40\text{cm}$ 以上、 $L_e = 20\text{cm}$ 程度、鈴木らの知見では $L_r =$ 約 40.5~54.0cm、 $L_e =$ 約 16.2~21.6cm であった。計算では、粒子径 2.5mm のケースは $L_r = 55\text{cm}$ 、 $L_e = 19\text{cm}$ 、粒子径 5.0mm のケースは $L_r = 48\text{cm}$ 、 $L_e = 18\text{cm}$ であった。いずれの計算ケースの場合でも、実験および鈴木らの知見と比較して L_r および L_e は再現できている。ただし、粒子径 5.0mm のケースは粒子径 2.5mm のケースと比較して、主流水脈の底面への再接触点下流である $X = 30\text{cm}$ 付近において水面方向への拡散が大きく、底面付近の流速値が小さくなり、実験との再現性が低下した。

表 4.1 に波状跳水のケースを例に粒子径毎の計算時間、CPU 時間等の比較と使用した計算機を示す。本計算は OpenMP による並列計算を行っている。E-MPS 法の場合、計算時間は全粒子数に比例する。2次元計算の場合、粒子径を 1/2 にすると、全粒子数は約 4 倍となる。また、粒子径を小さくすると、流速を用いたクーラン数 C_u と音速を用いたクーラン数 C_c による数値的な安定条件より時間刻み幅を小さくする（計算ステップ数を多くする）必要がある。粒子径を小さくすることによる再現性の向上が確認されたが、計算時間とのトレードオフになることから、対象とする現象に応じて適切に設定することが必要となる。

表 4.1 粒子径の計算時間の比較・計算機

粒子径 (mm)	2.5	5.0
粒子数	65,348	17,637
時間刻み幅 (sec)	1.0×10^{-4}	2.0×10^{-4}
計算ステップ数	300,000	150,000
計算時間	12時間	2時間
CPU時間	59時間	7時間
CPU	Intel(R) Xeon(R) CPU E5-2660 v2@ 2.20GHz	
OS	CentOS release 6.4 (Final)	
コア数	10	

※波状跳水のケース比較。粒子数は計算開始後25sec時点の数。

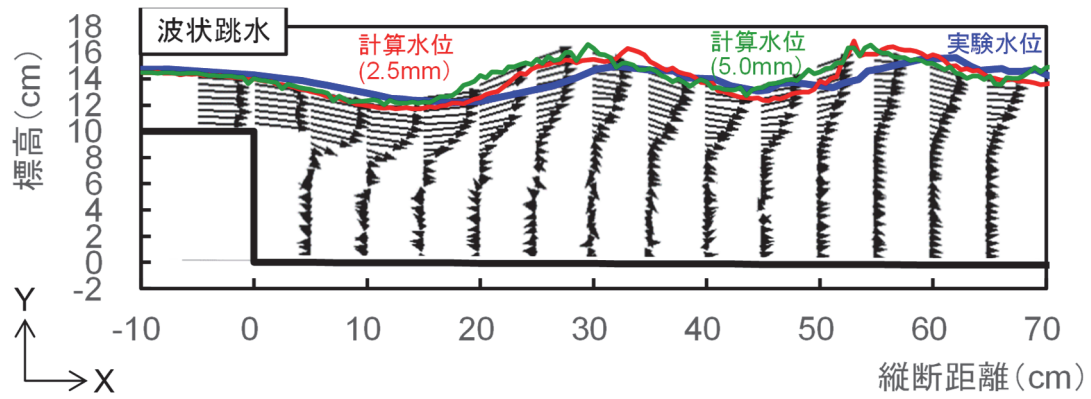


図 4.4 波状跳水 流速ベクトル図(計算値, 粒子径:5.0mm)

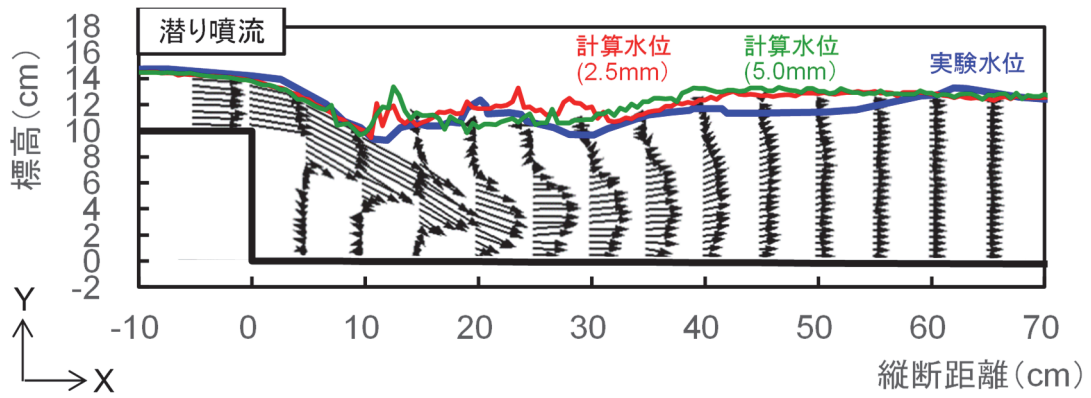


図 4.5 潜り噴流 流速ベクトル図(計算値, 粒子径:5.0mm)

4.4 本章のまとめ

本章では、段落ち部の流況特性である波状跳水および潜り噴流を対象にした固定床条件での鉛直二次元の **E-MPS** 法を用いた流体シミュレーションを実施し、対応する水理模型実験と比較することで、**E-MPS** 法による再現性を検証した。また、計算粒子径の違いによる流況の再現性を比較した。**E-MPS** 法により、段落ち部の流況特性である波状跳水および潜り噴流現象を再現することができた。ただし、本研究で用いたモデルは、波状跳水および潜り噴流の再現計算において、特に底面付近の流況やローラーの形成領域の再現性が低くなった。より正確な段落ち部の流況特性を再現していくためには、より正確な圧力場を解く手法の導入や乱流モデルの導入が必要である。また、粒子径を小さくすることによる計算の再現性の向上が確認された。粒子径を小さくすることにより計算負荷が増大するため、対象とする現象に応じて適切に設定する必要がある。

第5章 固定床条件における護床ブロック流出シミュレーションの検証

5.1 はじめに

前章において E-MPS 法を用いた流況解析による段落ち部の流況特性である波状跳水および潜り噴流現象の再現性を確認した。本章では流体について E-MPS 法、剛体について PMS モデルを用いて剛体の底面摩擦を考慮した流体・剛体連成モデルを用いた鉛直二次元のシミュレーションを行う。「2.4 床止めの破壊現象」の実験 Case3-2, 3-3 で得た実験結果と比較することで、本モデルの護床ブロックの流出現象への適用性を検証する^{103),107)}。

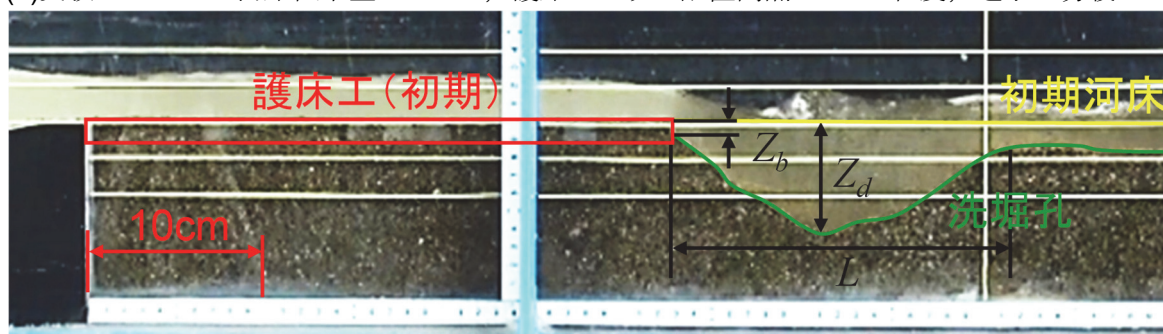
5.2 解析条件

「2.4 床止めの破壊現象」の実験 Case3-2, 3-3 を対象に再現解析として解析 Case3-2, 3-3 (以下, Case3-2, 3-3 という.) を行う。計算範囲は流下方向に 2.0m とし, 下流端は越流する条件とした。地形条件は, Case3-2 は図 5.1(a)に対応する 5 分時点の地形, Case3-3 は図 5.1(b)に対応する下流端護床ブロックの流出直前地形である 54 秒時点の地形とした。ただし, 護床ブロックは長さ 1.75cm, 高さ 1.25cm の矩形とし, これらを縦断方向に 16 列配置した。また, 護床ブロックの縦断間隔は 0.25cm とし, その隙間に流体粒子を配置した。実験では護床ブロックの縦断間隔は 0.05cm 程度であるが, 解析は粒子径による空間解像度の制約のため 0.25cm としている。そのため, 護床ブロックの上流面において流体からの作用力が過大に評価される可能性があり, 微小な剛体配置に課題が残る。E-MPS 法を用いた流体解析のパラメータとして, 粒子径は $2.5 \times 10^{-3} \text{m}$, 影響半径 r_e は $5.25 \times 10^{-3} \text{m}$, 音速 c は 10.0m/s とした。動粘性係数 ν は $1.0 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$, 時間刻み幅 Δt は $1.0 \times 10^{-4} \text{sec}$, 水の密度 ρ_w は $1,000 \text{kg/m}^3$ とした。また, 護床ブロックの密度 ρ_r は $2,597 \text{kg/m}^3$ とし, 表 5.1 に示すように護床ブロックの密度は実験と同じブロック重量となるように設定した。単位幅流量 $q = 0.006 \text{m}^2/\text{s}$, 静止摩擦係数 $\mu = 0.6$, 動摩擦係数 $\mu' = 0.6$ とした。静止摩擦係数 μ と動摩擦係数 μ' は「港湾の施設の技術上の基準・同解説 (H19.7)」¹²⁰⁾のケーソンとマウンツの設計基準を参照した。また, 壁面境界条件として, 粒子法計算において一般的に使用される固定型の壁粒子を配置した。壁粒子の圧力は, 壁面境界における圧力勾配をゼロとするため, 壁面境界に面する水粒子の圧力を与えた。計算時間は, 流れを定常にするため護床ブロックを固定した状態で助走計算を 60 秒行い, その後, 本計算を 120 秒行った。

表 5.1 解析における護床ブロックの形状・密度

項目	内容
① 実験における護床ブロック形状	幅 2.5cm×長さ 1.9cm×高さ 1.3cm=6.175cm ³
② 実験における護床ブロック密度	2,300kg/m ³
③ 解析における護床ブロック形状	幅 2.5cm×長さ 1.75cm×高さ 1.25cm=5.469cm ³
④ 解析における護床ブロック密度 (②×(①/③))	2,597kg/m ³

(a)実験 Case3-2 : 河床低下量 $\Delta H=2\text{cm}$, 護床ブロック配置間隔 0.5mm 程度, 通水 5 分後



(b)実験 Case3-3 : 河床低下量 $\Delta H=4\text{cm}$, 護床ブロック配置間隔 0.5mm 程度, 通水 54 秒後



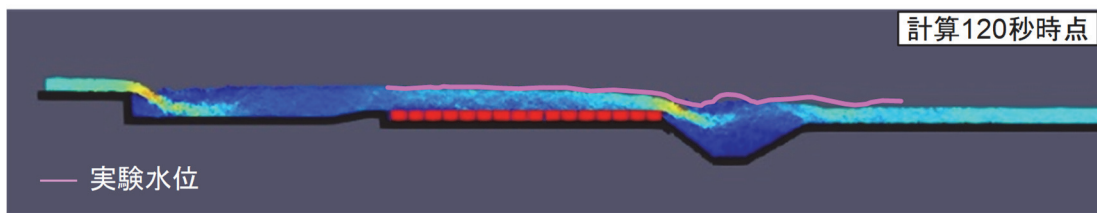
図 5.1 実験結果 河床・護床工の状況 (再掲)

5.3 解析結果

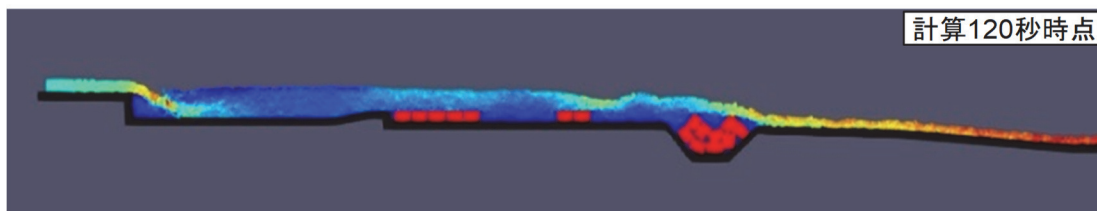
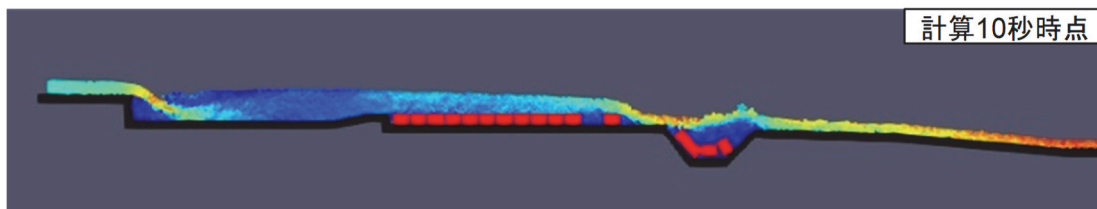
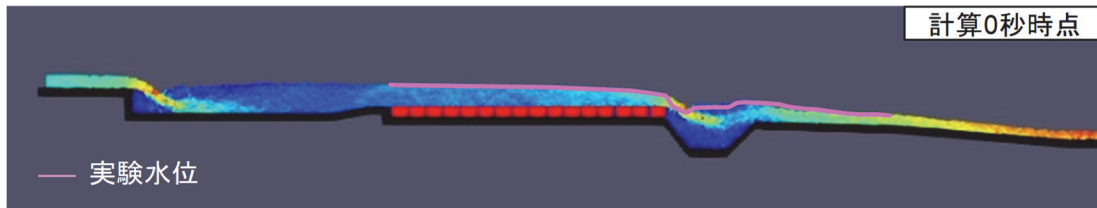
Case3-2 および Case3-3 の再現解析結果をそれぞれ図 5.2(a), (b)に示す. 本計算開始の時点をも 0 秒としている. 図 5.2(a)の計算 120 秒時点と図 5.2(b)の計算 0 秒時点の薄紅色の実線は, 実験動画から読み取った護床ブロック流出前における護床工から洗堀孔区間の水位を示している. これより, Case3-2 および Case3-3 の再現解析は実験時の水位を良好に再現していることが確認できる.

Case3-2 の再現解析は図 5.2(a)より, 護床ブロックは流出せず, 実験と同じ結果となった. 次に, Case3-3 の再現解析は図 5.2(b)より, 下流端の護床ブロックが流出し, 下流端護床ブロックの流出をきっかけに, 下流側から護床ブロックが次々と流出する実験と同様な現象を再現できた. また, 図 5.3 に Case3-3 における実験と再現解析における護床ブロックの流出数の時間変化を示す. 実験は下流端護床ブロックの流出直前である通水 54 秒時点を経過時間 0 秒, 再現解析は本計算開始時点を経過時間 0 秒として整理している. 図 5.3 より, 実験は経過時間 10 秒までに下流端 1 列目から 4 列目までの護床ブロックが次々と流出している. また, 経過時間 10 秒後においては, 護床ブロックの流出が緩やかとなり, 約 1 分間, 護床ブロックの流出が生じなかった. しかし, 再現解析では護床ブロックの流出が進行した. これは, 実験では, 洗堀孔に滞留する護床ブロックにより洗堀孔の拡大が抑制され, 護床ブロックの流出が緩やかとなったが, 再現解析は固定床条件で実施しているためであると考えられる. また, 2 列目以降の護床ブロックの流出現象は洗堀孔の上流側への拡大を伴いながら進行していく現象であるため, 固定床条件での解析の場合, その流出現象の再現性に課題が残る. ただし, 護床ブロック流出に伴う段落ち流れの遡上は捉えられており, 上流側の護床ブロックの流体力増加という点で一定の評価はできると考えられる. なお, 実験 Case3-3 は流量が比較的小さく, 常住ら⁷⁾による中小規模出水でみられる傾斜進行型の破壊現象にあたる. そのため, 再現解析における護床ブロックの流出は実験と比較して過大となった. 常住らによると, 大規模出水時でみられる局所洗堀進行型の場合, 流出した護床ブロックを下流遠方に流出させながら洗堀孔は急速に上流に進行し大規模化していくことから, 固定床条件での解析の場合, そのような破壊現象は過小評価されると考えられる.

以上より, 再現解析により実験 Case3-2 および Case3-3 の護床ブロック流出の有無を再現した. また, Case3-3 について, 下流端の護床ブロックが流出し, 下流端護床ブロックの流出をきっかけに, 下流側から護床ブロックが次々と流出していく現象を再現した. さらに, 護床ブロックの流出が生じた実験 Case3-3 について, 再現解析により, 洗堀孔変化の影響が比較的小さい経過時間 10 秒までの護床ブロック流出の進行状況を再現した. ただし, 護床工の破壊現象は常住らによる傾斜進行型や局所洗堀進行型のように洗堀孔変化の影響を大きく受けることから, 護床工の破壊過程をより精度よく把握するためには洗堀孔の変化を考慮したモデルの構築が必要である. また, 様々な護床ブロック形状や実河川の地形状況を考慮すると, 護床工の破壊現象を把握していく上で横断方向を考慮した三次元解析への拡張も有用であるといえる.



(a) Case3-2 の再現解析結果



(b) Case3-3 の再現解析結果

図 5.2 護床工破壊現象の再現解析結果

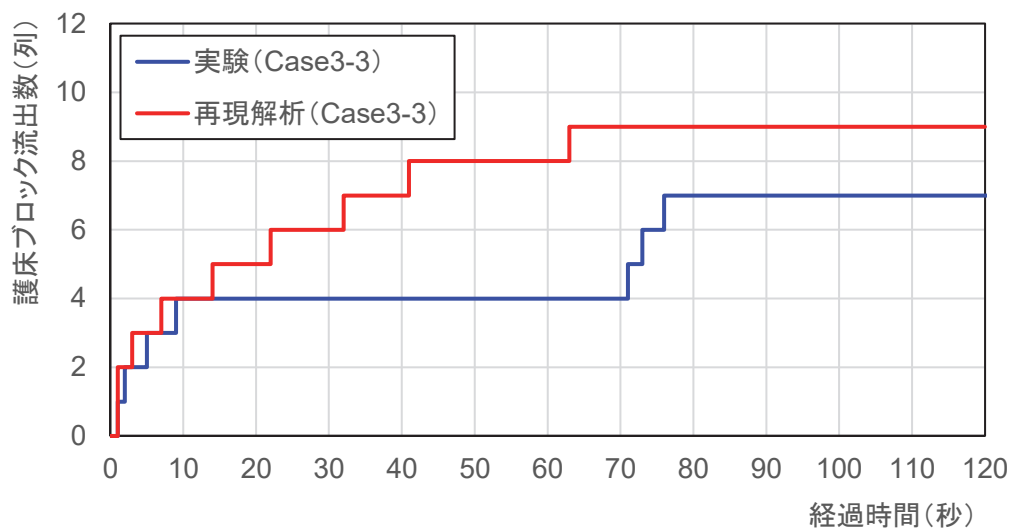


図 5.3 護床ブロック流出数 (列) の時間変化

5.4 本章のまとめ

本章では流体について E-MPS 法, 剛体について PMS モデルを用いて剛体の底面摩擦を考慮した流体・剛体連成モデルを用いた鉛直二次元のシミュレーションを行った。「2.4 床止めの破壊現象」で実施した実験結果を対象とした再現解析として Case3-2 と Case3-3 を実施し, 実験 Case3-2 および実験 Case3-3 の護床ブロック流出の有無を再現した。また, Case3-3 について, 下流端の護床ブロックが流出し, 下流端護床ブロックの流出をきっかけに, 下流側から護床ブロックが次々と流出していく現象を再現した。護床工の破壊は洗堀孔変化の影響を大きく受ける現象である。そのため, 護床工の破壊過程をより精度よく把握するためには洗堀孔の変化を考慮した流体・土砂・剛体連成モデルの開発が必要である。

第6章 床止め下流の局所洗掘シミュレーションの検証

6.1 はじめに

本章では床止め下流の洗掘現象を対象に E-MPS・DEM を用いた鉛直二次元の流体・土砂連成解析を行う。「2.3 床止め下流の洗掘現象」の実験 Case2-2 で得た実験結果と比較することで、本モデルの床止め下流の洗掘現象の再現性を検証する^{104),105)}。

6.2 解析条件

本章では、「2.3 床止め下流の洗掘現象」において床止め下流の洗掘現象を把握するために実施した実験 Case2-2 を対象に鉛直二次元数値解析を行う。E-MPS 法の計算粒子である流体粒子、壁粒子の計算粒子径 d_f および DEM の固体粒子の粒径 d_s は $1.0 \times 10^{-3} \text{m}$ とした。解析モデルを図 6.1 に示す。実験 Case1 と同様な地形条件とし、床止め下流に河床として固体（土砂）粒子を設置した。ただし、計算量を軽減させるため、平坦部と 1/25 区間の 37.5cm のみに固体粒子を設置し、その下流は固定床として壁面粒子を設置した。また、1/350 区間は 20cm とした。実験 Case2-2 において、通水 10 分後の洗掘孔下流の河床が河床低下量 $\Delta H=1.5 \text{cm}$ の高さまで低下したことから、その河床低下を再現可能な範囲まで固体粒子を配置している。解析における物性値を表 6.1 に示す。式(3.74)および式(3.77)より、固体粒子に作用する流体力は粒径の 2 乗に比例する。式(3.59)より、固体粒子の加速度は粒径の 3 乗に反比例する。よって、本解析では、実験と解析で作用力と加速度の関係を相似させるため、砂の水中比重 1.65 に実験砂の粒径 d_{60} と計算の固体粒子径 d_s の比を乗じて固体粒子の水中比重を $R = 1.25$ とした (表 6.2)。計算時間間隔 Δt は、流体は式(3.39)および(3.40)、固体は式(3.66)より設定し、双方を満足する $5.0 \times 10^{-5} \text{sec}$ とした。本モデルは流体粒子、固体粒子の計算粒子径を合わせる必要がある。そのため、固体粒子に合わせて液体粒子を小さくする必要があるため、流体の計算時間間隔 Δt が小さくなり、計算負荷が大きくなっている。解析期間は固体粒子を固定した状態で流体が定常状態となる 10sec の助走計算を行い、その後、本計算を 50sec 行った。

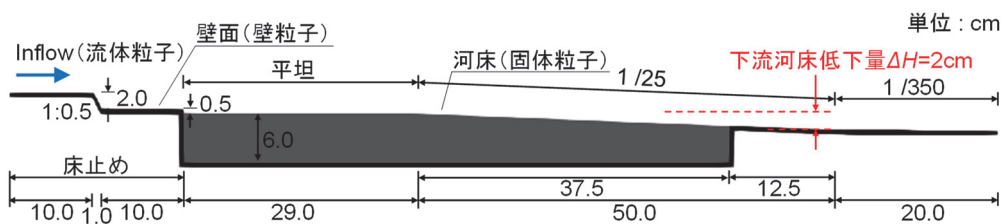


図 6.1 解析モデル

表 6.1 解析における物性値

E-MPS (液体) 粒子		DEM (固体) 粒子	
d_f : 計算粒子径 (m)	1.0×10^{-3}	d_s : 粒径 (m)	1.0×10^{-3}
r_e : 影響半径 (m)	2.1×10^{-3}	R : 砂の水中比重 (-)	1.25
ρ_f : 水の密度 (kg/m ³)	1,000	k_n : バネ定数 (法線) (N/m)	1.29×10^8
ν : 動粘性係数 (m ² /s)	1.0×10^{-6}	k_s : バネ定数 (接線) (N/m)	4.97
c : 音速 (m/s)	10.0	η_n : 粘性減衰係数 (法線) (Ns/m)	5.82×10^{-3}
		η_s : 粘性減衰係数 (接線) (Ns/m)	3.61×10^{-3}
		μ : 摩擦係数 (-)	0.577

表 6.2 解析における砂の水中比重

項目	内容
① 実験における砂の水中比重	1.65
② 実験砂の粒径 d_{60}	0.76mm
③ 解析における固体粒子の粒径	1.0mm
④ 解析における砂の水中比重 (① × (② / ③))	1.25

6.3 解析結果

本計算 30 秒時点の解析結果を図 6.2 に示す。図 6.2 の黒線と赤線は、それぞれ実験 Case2-2 の通水 10 分後の実験動画から読み取った水位と河床高を示している。また、茶線は本計算 50 秒時点の解析結果における河床高を示しており、本計算 30 秒時点で河床形状は概ね定常状態になっていることが確認できる。なお、解析結果は洗掘孔および洗掘孔下流の河床は静的平衡状態であった。流況の再現性として解析水位と実験水位を比較すると、跳水区間は時々刻々と変化することや気泡が生じることから差異があるものの、解析結果は実験を概ね再現できている。また、解析における洗掘孔形状は洗掘孔長 $L = 43.5\text{cm}$ 、洗掘孔深 $Z_d = 5.8\text{cm}$ であり、実験の洗掘孔形状と同程度であった。洗掘孔の上流面の勾配について、解析結果は実験をよく再現できている。実験における局所洗掘は、洗掘孔下流に流送されてきた土砂が堆積しながらも徐々に河床低下が進行し、それに伴い床止め下流の流況が潜り噴流と潜り噴流から波状跳水への移行流域に変化を繰り返しながら徐々に洗掘孔の拡大が進行した。一方で、本モデルは一度河床から離脱した固体粒子は壁面として取り扱わないため、河床の再堆積を考慮していない。そのため、解析における局所洗掘は噴流により一気に洗掘孔の拡大が進行した。その後、流況は潜り噴流、潜り噴流から波状跳水への移行領域へと変化し、実験と比較して短い時間で河床形状が定常状態まで到達した。また、実験 Case2-2 の通水 10 分後において洗掘孔および洗掘孔下流の河床は動的平衡状態であったが、解析では洗掘孔および洗掘孔下流の河床は静的平衡状態であった。Hoffmans¹²⁾は水平流れについての洗掘深式をニュートンの第 2 方程式を用いて導出している。これによると、水平流れの洗掘孔の規模は、水平流れの流速、洗掘孔下流の流速、堆積土砂の粒径等により規定されるものである。よって、経時的な洗掘孔変化の再現性に課題があるものの、本モデルにより実験 Case2-2 における洗掘孔形状を良好に再現することができた。

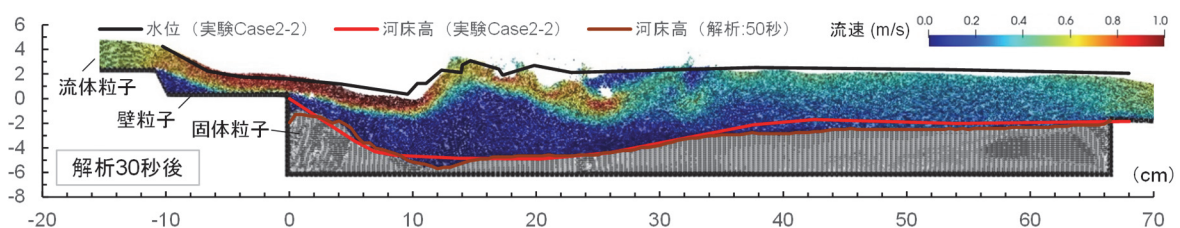


図 6.2 解析結果

6.4 本章のまとめ

本章では床止め下流の洗掘現象を対象に E-MPS・DEM を用いた鉛直二次元の流体・土砂連成解析を行った。「2.3 床止め下流の洗掘現象」の実験結果を対象とした再現解析により、経時変化の再現性に課題を残すものの、実験における洗掘孔形状を良好に再現することができた。

第7章 床止め下流の局所洗掘に伴う護床ブロック流出シミュレーションの検証

7.1 はじめに

前章において E-MPS・DEM を用いた流体・土砂連成解析モデルによる床止め下流の洗掘現象への再現性を確認した。本章では、洗掘に伴う護床工の破壊現象（護床ブロックの流出現象）を対象に流体・土砂・剛体連成解析を行う。流体については E-MPS 法，土砂（固体）については DEM，剛体（護床ブロック）については PMS モデルを用いた。解析結果と対応する水理模型実験結果と比較することで床止め下流の洗掘に伴う護床工の破壊現象の再現性を検証する。再現対象は「2.4 床止めの破壊現象」で実施した実験 Case3-3 とする¹⁰⁵⁾。

7.2 解析条件

本章では床止め下流の洗掘に伴う護床工の破壊現象を把握するために「2.4 床止めの破壊現象」で実施した実験 Case2-3 を対象に鉛直二次元数値解析を行う。E-MPS 法の計算粒子である流体粒子，壁粒子，剛体粒子の計算粒子径 d_f および DEM の固体（土砂）粒子の粒径 d_s は $1.0 \times 10^{-3}m$ とした。解析モデルを図 7.1 に示す。実験 Case3-3 と同様な地形条件とし，床止め下流に護床工区間を設置し，護床工下流に河床として固体粒子を設置した。ただし，計算量を軽減させるため，1/12.5 区間の 30.0cm のみに固体粒子を設置し，その下流は固定床として壁粒子を設置した。また，1/350 区間は 20cm とした。実験 Case2 において，下流端護床ブロックが流出する直前である通水 54 秒後の洗掘孔長は $L = 10cm$ であったことから，それよりも十分に長い区間に固体粒子を設置している。また，本解析では計算量の都合上，実験 Case2-3 において下流側 4 列の護床ブロックが一気に流出した現象に着目し，護床ブロック 5 列のみをモデル化した。護床ブロック下部には固体粒子を設置した。護床ブロック形状は実験と同様，長さ 1.9cm，高さ 1.3cm とした。本解析では護床ブロックは隙間なく敷き詰めて設置した。解析における物性値を表 7.1 に示す。

「6.2 解析条件」と同様の理由により砂の水中比重を $R = 1.25$ とした（表 7.2）。計算時間間隔 Δt についても「6.2 解析条件」と同様に $5.0 \times 10^{-5}sec$ とした。解析期間は固体粒子および剛体粒子を固定した状態で流体が定常状態となる 10sec の助走計算を行い，その後，本計算を 60sec 行った。

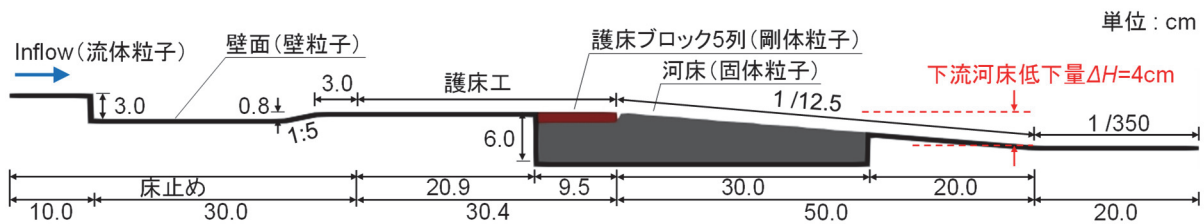


図 7.1 解析モデル

表 7.1 解析における物性値

E-MPS 粒子		DEM 粒子	
d_f : 計算粒子径 (m)	1.0×10^{-3}	d_s : 粒径 (m)	1.0×10^{-3}
r_e : 影響半径 (m)	2.1×10^{-3}	R : 砂の水中比重 (-)	1.25
ρ_f : 水の密度 (kg/m ³)	1,000	k_n : バネ定数 (法線) (N/m)	1.29×10
ν : 動粘性係数 (m ² /s)	1.0×10^{-6}	k_s : バネ定数 (接線) (N/m)	4.97
c : 音速 (m/s)	10.0	η_n : 粘性減衰係数 (法線) (Ns/m)	5.82×10^{-3}
ρ_r : 護床ブロックの密度 (kg/m ³)	2,300	η_s : 粘性減衰係数 (接線) (Ns/m)	3.61×10^{-3}
μ_r : 護床ブロックの静止摩擦係数 (-)	0.6	μ : 摩擦係数 (-)	0.577
μ_r' : 護床ブロックの動摩擦係数 (-)	0.6		

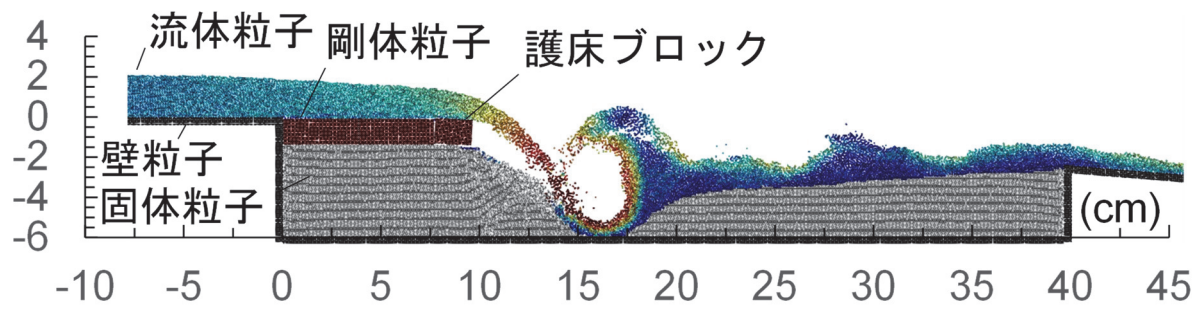
表 7.2 解析における砂の水中比重

項目	内容
① 実験における砂の水中比重	1.65
② 実験砂の粒径 d_{60}	0.76mm
③ 解析における固体粒子の粒径	1.0mm
④ 解析における砂の水中比重 (① × (②/③))	1.25

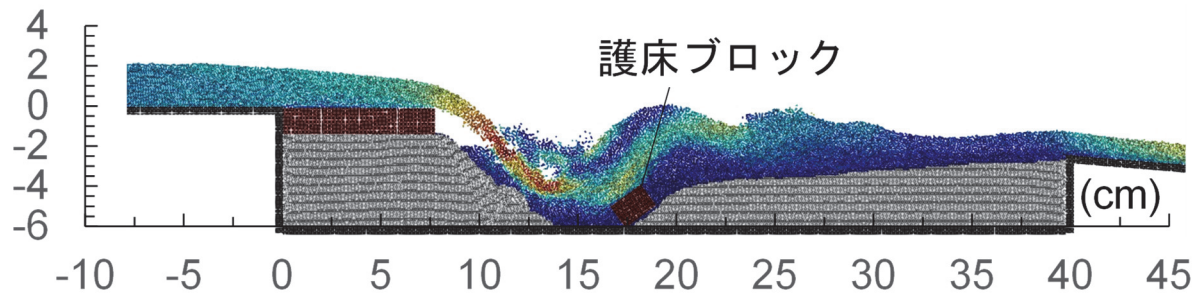
7.3 解析結果

解析結果を図 7.2(a)~(c)に示す。本計算開始の時点をも 0 秒としている。図 7.2(a)に解析における下流端護床ブロック流出直前の状態を示す。洗掘孔形状は洗掘孔長 $L = 11.3\text{cm}$ ，洗掘孔深 $Z_d = 6.0\text{cm}$ ，下流端護床ブロックは下流面が土砂から露出している状態であり，実験 Case2-3 と同様な状態であった。このような状態となった直後，噴流から作用される流体力により下流端護床ブロックが流出し，洗掘孔が上流側に拡大した (図 7.2(b))。その後，護床ブロックは，解析 18.5 秒後で 2 列目，解析 22.5 秒後で 5 列目が流出し，解析 30 秒後は洗掘孔が移動床区間の上流端まで拡大した (図 7.2(c))。解析結果は実験と同様，護床工下流の局所洗掘が拡大し，下流端護床ブロックの流出をきっかけに洗掘孔の上流側への拡大および噴流の上流への遡上を伴いながら次々と護床ブロックが流出していく現象を再現することができた。なお，解析では下流側から 4 列目と 5 列目の護床ブロック間に隙間が生じたため，2 列目から 4 列目の護床ブロックが一体となって滑動し，河床を保護してしまったため，2 列目の護床ブロックの流出が実験と比較して遅くなった。解析は護床ブロックの初期配置で隙間を設けなかったこと，河床の条件についても実験と異なり単一粒径であること，鉛直二次元数値解析であることなどにより，流出過程に差異が生じたと考えられる。

(a)解析結果：本計算 3.2 秒後



(b)解析結果：本計算 4.0 秒後



(c)解析結果：本計算 30 秒後

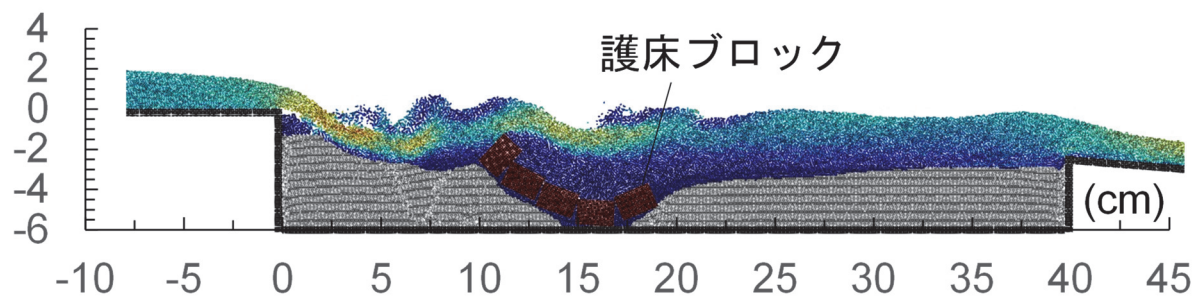


図 7.2 解析結果

7.4 本章のまとめ

本章では床止め下流の洗掘現象を対象に E-MPS・DEM を用いた鉛直二次元の流体・土砂・剛体連成解析により、「2.4 床止めの破壊現象」の実験結果を対象とした再現解析を行った。解析結果は、実験で得られた結果と同様、下流端護床ブロックは、護床工下流に洗掘孔が発達し、下流面が土砂から露出している状態となった直後、噴流から作用される流体力により下流端護床ブロックが流出し、洗掘孔が上流側に拡大していく現象を再現することができた。また、洗掘孔の上流側への遡上に伴い、一気に護床ブロックが流出していく現象を概ね再現することができた。

第8章 床止めの破壊限界評価手法

8.1 はじめに

山本ら⁶⁾は、床止め設置後に河床低下が進行していく状況を想定し、床止めが変状・破壊する水理条件として単位幅流量 q と下流端水位 h_t の組み合わせで移動床水理模型実験を実施し、各組み合わせにおける変状・破壊の状況をマトリックスとして整理している。なお、下流端水位 h_t は河床低下が進行していく状況を想定したものであり、下流端水位 h_t の低下は床止め下流の河床低下量 ΔH と置き換えることができる。山本らのマトリックスによると、単位幅流量 q の増加および下流端水位 h_t の低下に伴い、床止めの急激な破壊進行、つまり、破壊限界となる局面になることが報告されている。また、「2.4 床止めの破壊現象」における実験 **Case3-2**, **3-3** の結果より、本研究の実験条件下では、単位幅流量 $q = 0.006\text{m}^2/\text{s}$ の場合、河床低下量 ΔH が **2cm** から **4cm** に低下することにより、護床工が破壊しない水理条件から破壊する水理条件に移行することが確認された。また、実験 **Case2-1**~**Case2-3** の河床低下量 ΔH と洗掘孔形状の関係から、河床低下量 ΔH が大きくなることにより護床工下流端の露出深 Z_b も大きくなり、護床ブロックが流出する条件となると考えられる。よって、山本ら⁶⁾の報告と同様、本実験からも、河床低下量 ΔH は護床工の急激な破壊（護床ブロックの流出）に対する管理指標の一つであるといえる。以上より、床止めの下流側の河床低下が進行し、護床工が下流側から急激に破壊が進行していく現象は単位幅流量 q と河床低下量 ΔH の関係から、その破壊限界を評価できると考えらえる。

本研究では、前章までに固定床条件における護床ブロックの流出を把握する流体・剛体連成解析モデルと、移動床条件における護床ブロックの流出を把握する流体・土砂・剛体連成解析モデルを構築した。「2.4 床止めの破壊現象」で実験から確認したとおり、河床低下に起因する護床工の急激な破壊は、護床工下流の局所洗掘の発生により護床工下流端の護床ブロック（下流端護床ブロック）に大きな流体力が作用することにより、下流端護床ブロックの流出がトリガーとなる。そして、下流端護床ブロックの流出により洗掘孔が上流側へ遡上することにより、その1つ上流側の護床ブロックに作用する流体力が大きくなり、次々と護床ブロックが流出している。よって、護床ブロックの流出を評価するためには移動床条件で洗掘孔の変化を評価可能なモデルである必要がある。一方で、下流端護床ブロックの流出が急激な破壊のトリガーとなることから、下流端護床ブロックの流出の有無を評価することで、護床工の安定性評価をある程度は評価可能である。

移動床条件に対応した流体・土砂・剛体連成解析モデルは洗掘孔の変化を評価可能であるが、固体（土砂）粒子を配置するため計算負荷が大きくなる。また、本モデルは固体粒子と流体粒子の計算粒子径を同じにする必要がある。そのため河床材料条件に応じて固体粒子の計算粒子径を小さくする場合、流体粒子の計算粒子径を小さくする必要がある。つまり、計算粒子数が膨大に増加するため固定床条件のモデルと比較して計算負荷が大きくなる。よって、既往の知見または移動床水理模型実験により洗掘孔形状を予測可能な場合、それと合わせて固定床条件の流体・剛体連成解析モデルを用いて下流端護床ブロックの流出の有無、つまり護床工の破壊限界の評価をする方が都合がよい場合も考えられる。よって、本研究では床止めの破壊限界評価手法として、

固定床条件の流体・剛体連成解析モデルを用いて評価する方法と、移動床条件の流体・土砂・剛体連成解析モデルを用いて評価する方法の2つを提案する。

8.2 固定床条件での床止めの破壊限界評価手法

8.2.1 評価方法

「3.3.3 流体・剛体連成解析モデルのアルゴリズム」で構築した固定床条件である流体・剛体連成解析モデルを用いて、床止めの破壊限界評価を行う。床止めの破壊限界評価として、急激な護床工破壊のトリガーとなる護床工下流端の護床ブロック（下流端護床ブロック）の流出の有無を評価する。単位幅流量 q と河床低下量 ΔH の組み合わせ、計9ケースの鉛直二次元の数値解析を実施し、下流端護床ブロックの流出の有無を評価する。単位幅流量 q として0.006, 0.009, 0.012 m²/s, 河床低下量 ΔH として2, 3, 4cmを対象とする。

8.2.2 解析条件

護床ブロックは長さ1.75cm, 高さ1.25cmの矩形とし、これらを縦断方向に16列配置した。また、護床ブロックの縦断間隔は0.25cmとし、その隙間に流体粒子を配置した。E-MPS法を用いた流体解析のパラメータとして、粒子径は 2.5×10^{-3} m, 影響半径 r_e は 5.25×10^{-3} m, 音速 c は10.0m/sとした。動粘性係数 ν は 1.0×10^{-6} m²/s, 時間刻み幅 Δt は 1.0×10^{-4} sec, 水の密度 ρ_w は1,000kg/m³とした。護床ブロックの密度 ρ_r は2,597kg/m³とし、表8.1に示すように護床ブロックの密度は実験と同じブロック重量となるように設定した。静止摩擦係数 $\mu=0.6$, 動摩擦係数 $\mu'=0.6$ とした。静止摩擦係数 μ と動摩擦係数 μ' は「港湾の施設の技術上の基準・同解説 (H19.7)」¹²⁰⁾のケーソンとマウントの設計基準を参照した。また、壁面境界条件として、粒子法計算において一般的に使用される固定型の壁粒子を配置した。壁粒子の圧力は、ここでは、壁面境界における圧力勾配をゼロとするため、壁面境界に面する流体粒子の圧力を与えた。計算時間は、流れを定常にするため護床ブロックを固定した状態で助走計算を60秒行い、その後、本計算を120秒行った。

単位幅流量 q は0.006, 0.009, 0.012m²/s, 河床低下量 ΔH は2, 3, 4cmとし、各組み合わせの計9ケースとした。護床ブロックの流出を評価するためには単位幅流量 q と河床低下量 ΔH に応じた洗堀孔形状の把握が重要となる。そこで、本研究では、「2.3 床止め下流の洗堀現象」および「2.4 床止めの破壊現象」の移動床水理模型実験から、単位幅流量 q と河床低下量 ΔH に対する洗堀形状を、図8.1に示すような洗堀孔長 L , 洗堀孔深 Z_d , 洗堀中心位置 x , 露出深 Z_b で表現する洗堀形状モデルを設定した。洗堀形状モデルの設定に用いた実験ケースは表8.2のとおりである。その洗堀形状モデルを図8.2に示す。洗堀孔形状モデルにおいて、表8.2に示す単位幅流量 q と河床低下量 ΔH の組み合わせ以外のものは線形補間で設定している。本解析では単位幅流量 q と河床低下量 ΔH に応じた洗堀形状を固定型の壁粒子を配置することで再現する。ここで設定した洗堀形状モデルは洗堀形状を得た実験に限りがあるため、その精度に課題があり、より正確な単位幅流量 q と河床低下量 ΔH に応じた洗堀形状を把握するためには、より多くの洗堀形状把握のための実験を実施する必要があることに留意されたい。

表 8.1 解析における護床ブロックの形状・密度

項目	内容
① 実験における護床ブロック形状	幅 2.5cm×長さ 1.9cm×高さ 1.3cm=6.175cm ³
② 実験における護床ブロック密度	2,300kg/m ³
③ 解析における護床ブロック形状	幅 2.5cm×長さ 1.75cm×高さ 1.25cm=5.469cm ³
④ 解析における護床ブロック密度 (②×(①/③))	2,597kg/m ³

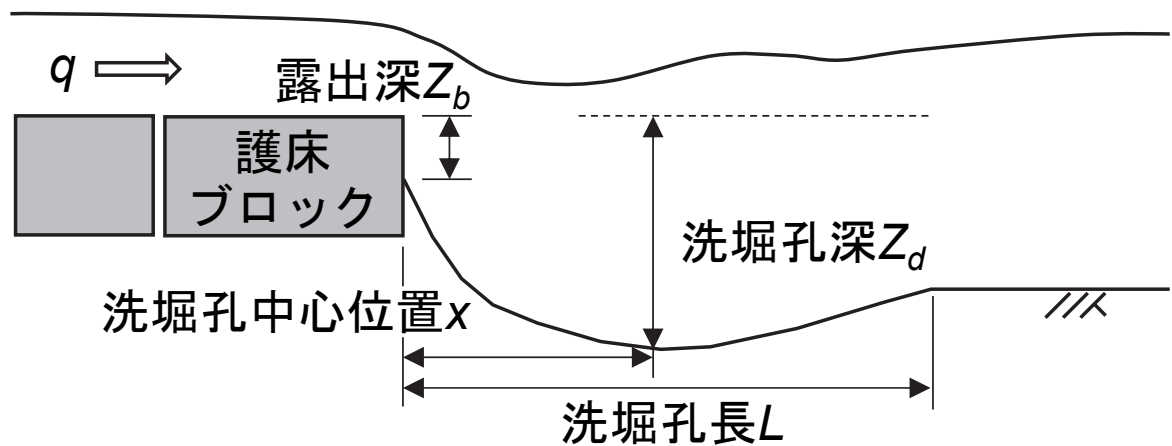
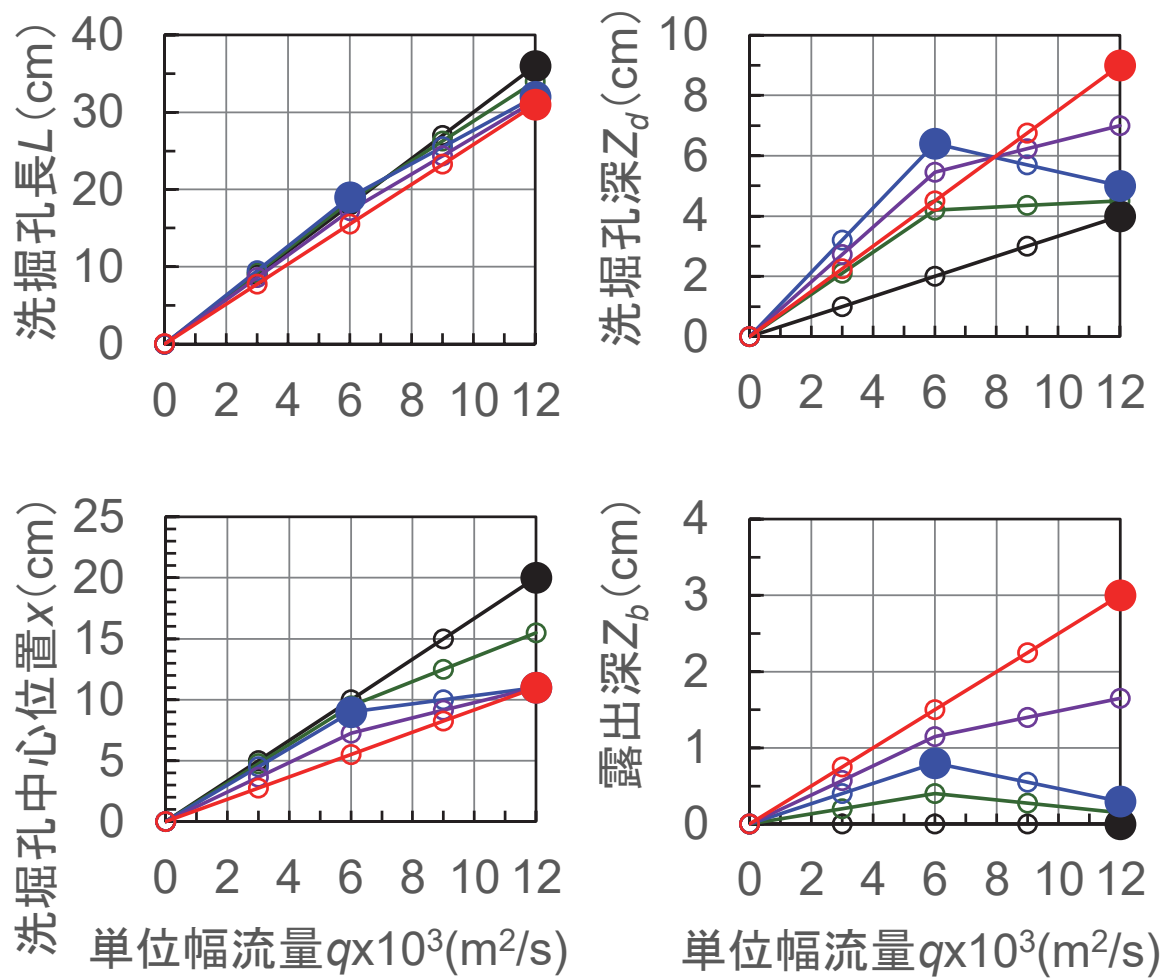


図 8.1 洗掘形状モデルの設定方法

表 8.2 洗掘形状モデルの設定に用いた実験ケース

Case	単位幅流量 q (m ² /s)	河床勾配 I	河床条件	粒径 d_{60} (mm)	河床低下量 ΔH (cm)	護床ブロック 配置間隔(mm)
2-1	0.012	1/350	移動床	0.76	0	護床工無し
2-2	0.012	1/350	移動床	0.76	2	護床工無し
2-3	0.012	1/350	移動床	0.76	4	護床工無し
3-2	0.006	1/350	移動床	0.76	2	0.5 程度



● : 塗りつぶしプロットは実験値

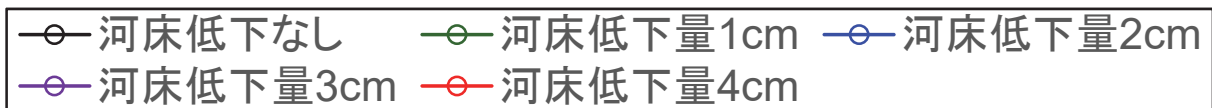


図 8.2 洗掘形状モデル

8.2.3 検討結果

単位幅流量 q と河床低下量 ΔH の組み合わせで、流体・剛体連成解析モデルを用いて固定床条件における鉛直二次元の数値解析を実施し、護床工の破壊限界を把握した結果を図 8.3 に示す。ここでは本計算開始 10 秒後の計算結果を示している。本検討の条件下では、いずれの単位幅流量 q においても、河床低下量 ΔH が 2cm から 3cm に低下すると護床工の破壊が生じることから、河床低下量 $\Delta H = 3\text{cm}$ が破壊限界として評価できる。いずれの単位幅流量 q においても、河床低下量 $\Delta H = 2\text{cm}$ の場合、洗堀孔形状は下流端護床ブロックの下流面は河床から全露出していない状態となる。そのため、護床ブロックの流出に対して河床の抵抗が生じるため、護床工の破壊は生じない結果となった。また、図 8.4 に破壊が生じた単位幅流量 q と河床低下量 ΔH の組み合わせを対象とした護床ブロックの流出数の時間変化を示す。本計算開始時点を経過時間 0 秒として整理している。図 8.4 より、単位幅流量 $q = 0.006\text{m}^2/\text{s}$ 、河床低下量 $\Delta H = 3\text{cm}$ の組み合わせを除いて、いずれの組み合わせの場合でも経過時間 10 秒程度までは護床ブロックの流出数に大きな差はない。経過時間 10~20 秒後以降は単位幅流量 q が大きく、河床低下量 ΔH が大きいほど護床ブロックの流出が早くなる傾向が確認された。

以上より、実験等により洗堀形状を設定することにより、固定床条件の流体・剛体連成モデルを用いて、単位幅流量 q と河床低下量 ΔH に応じた護床工の破壊限界について一定の評価が可能であることを示した。

(本計算開始 10 秒後の計算結果)

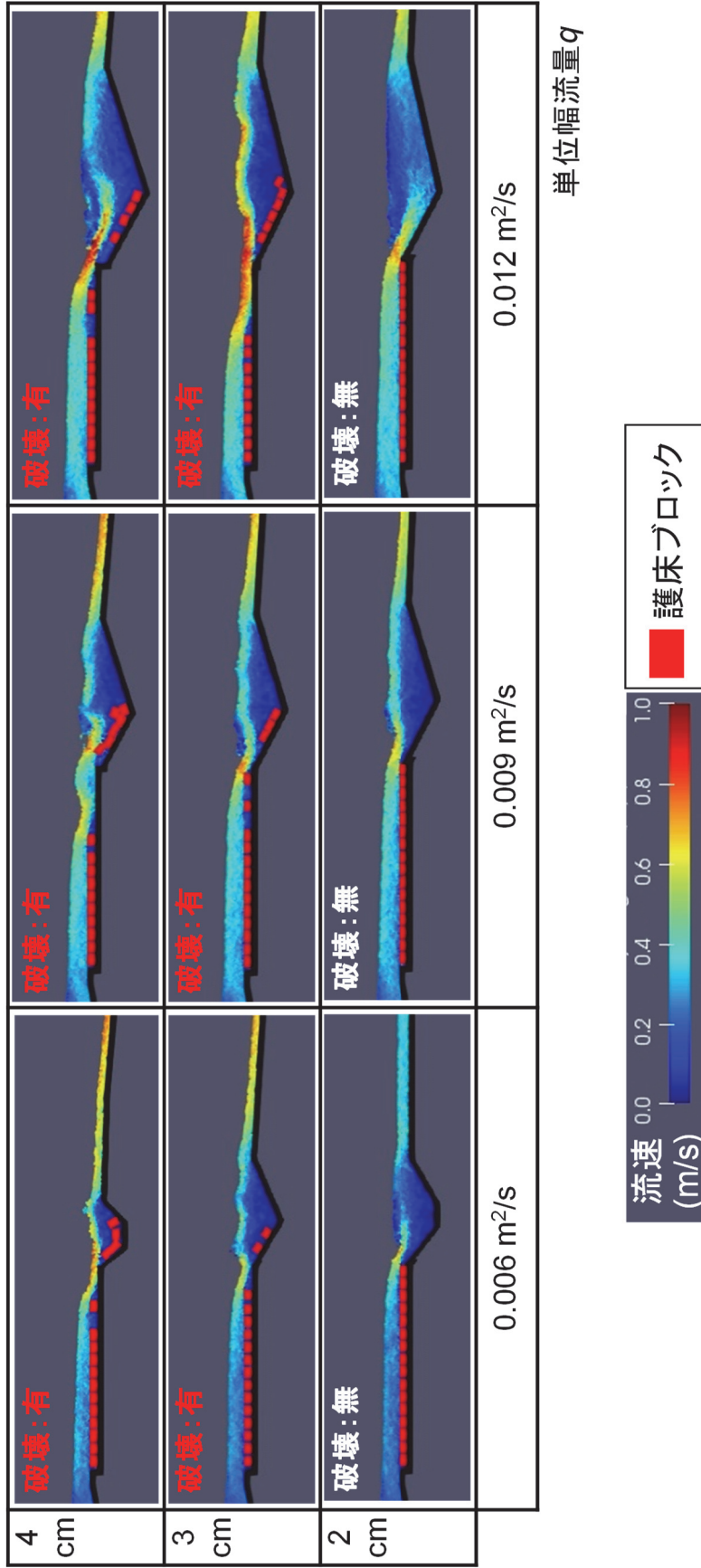


図 8.3 流体・剛体連成解析モデルを用いた数値解析による単位幅流量・河床低下量に応じた護床工の破壊発生状況

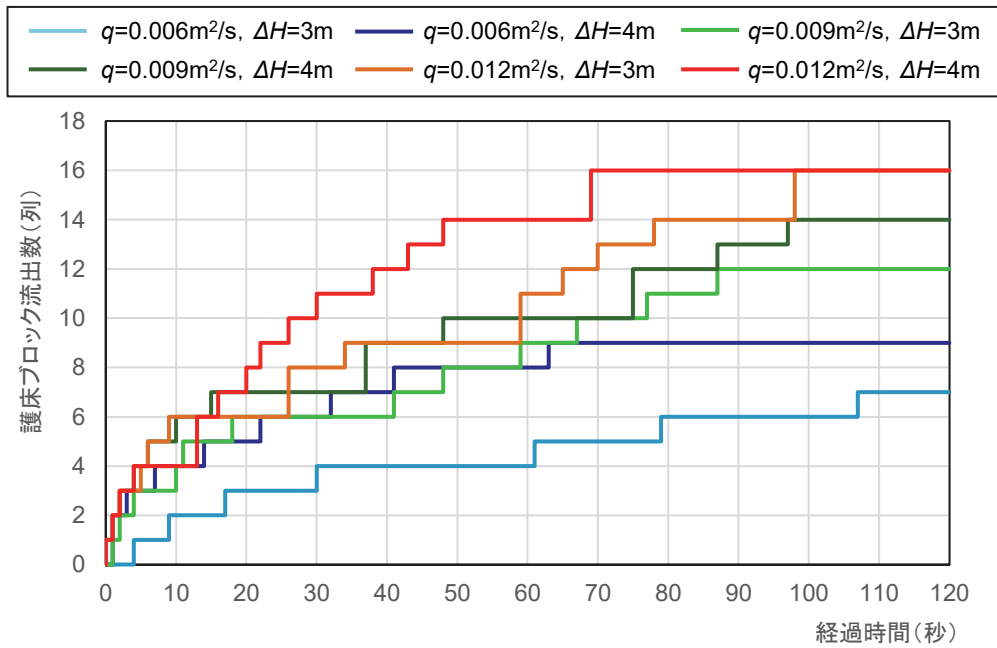


図 8.4 単位幅流量・河床低下量に応じた護床ブロック流出数 (列)

表 8.3 解析条件

項目	内容	備考	
単位幅流量 q (m^2/s)	0.006 ~ 0.012	流入高 h_{in} は限界水深とし、流入速度は q/h_{in} を設定.	
下流河床低下量 ΔH (m)	0.00 ~ 0.04		
護床ブロック	形状 (m)	長さ×高さ = 0.02×0.015	
	密度 (kg/m^3)	1,890	実験と同じブロック重量となるように設定 (表 8.5).
	配置数	16 列	
	配置間隔	間隔なし	
	構造	単体	連結なし
	静止摩擦係数	0.6	
	動摩擦係数	0.6	
計算時間間隔 Δt (sec)	5.0×10^{-5}		
計算時間 (sec)	60		

表 8.4 解析における物性値

E-MPS 流体粒子		DEM 固体粒子	
d_f : 計算粒子径 (m)	5.0×10^{-3}	d_s : 粒径 (m)	5.0×10^{-3}
r_e : 影響半径 (m)	10.5×10^{-3}	R : 砂の水中比重 (-)	0.25
ρ_f : 水の密度 (kg/m^3)	1,000	k_n : バネ定数 (法線) (N/m)	3.23×10^2
ν : 動粘性係数 (m^2/s)	1.0×10^{-6}	k_s : バネ定数 (接線) (N/m)	1.24×10^2
c : 音速 (m/s)	10.0	η_n : 粘性減衰係数 (法線) (Ns/m)	1.45×10^{-1}
q : 単位幅流量 (m^2/s)	0.012	η_s : 粘性減衰係数 (接線) (Ns/m)	9.02×10^{-2}
		μ : 摩擦係数 (-)	0.577

表 8.5 解析における護床ブロックの形状・密度

項目	内容
① 実験における護床ブロック形状	幅 2.5cm×長さ 1.9cm×高さ 1.3cm=6.175cm ³
② 実験における護床ブロック密度	2,300kg/m ³
③ 解析における護床ブロック形状	幅 2.5cm×長さ 2.0cm×高さ 1.5cm=7.500m ³
④ 解析における護床ブロック密度 (②× (①/③))	1,890kg/m ³

表 8.6 解析における砂の水中比重

項目	内容
① 実験における砂の水中比重	1.65
② 実験砂の粒径 d_{60}	0.76mm
③ 解析における固体粒子の粒径	5.0mm
④ 解析における砂の水中比重 (①×(②/③))	0.25

8.3.3 検討結果

単位幅流量 q と河床低下量 ΔH の組み合わせで、流体・土砂・剛体連成解析モデルを用いて移動床条件における鉛直二次元の数値解析を実施し、護床工の破壊限界を把握した結果を図 8.6 に示す。ここでは本計算開始 1 分後の計算結果を示している。解析結果より、本検討の対象とした条件においては、単位幅流量 q が 0.006, 0.009, 0.012m²/s の範囲では下流河床低下量 ΔH が 2cm から 4cm になると護床工の破壊（護床ブロックの流出）が発生する結果となった。河床低下量 ΔH が 4cm の場合、単位幅流量 q が 0.006, 0.009, 0.012m²/s のいずれの場合においても、護床工下流で局所洗堀が発生し、護床ブロックが流出した。河床低下量 ΔH が 4cm の場合に注目すると、単位幅流量 q の増加に伴い、護床ブロックの流出が多くなる。河床低下量 ΔH が 0cm および 2cm の場合、単位幅流量 q が 0.006, 0.009, 0.012m²/s のいずれの場合においても、護床工下流の局所洗堀または河床低下が生じるものの、護床ブロックの流出は発生しなかった。河床低下量 ΔH が 2cm の場合に注目すると、単位幅流量 q が 0.006m²/s から 0.009m²/s の増加に伴い、護床工下流の局所洗堀規模が大きくなる。一方、単位幅流量 q が 0.009m²/s と 0.012m²/s の場合では、0.012m²/s の方が洗堀長は長いものの最大洗堀深に大きな差はみられない。これは、流量規模の増大に伴い、流下方向への直線的な流れが強くなったことが要因であると考えられる。

以上より、移動床条件の流体・土砂・剛体連成モデルを用いて、単位幅流量 q と河床低下量 ΔH に応じた護床工下流の洗堀に伴う護床工の破壊限界について評価が可能であることを示した。本検討は、計算コストの関係で対象とする河床材料の粒径 0.76mm に対して、解析では固体の粒子径 d_s は 5.0×10^{-3} m としている。本手法を用いて護床工の破壊限界を評価するためには、複数の解析ケースを実施する必要があることから、本モデルに高速化手法を取り入れていくことが望まれる。また、護床ブロックは三次元性を有する形状をもつ種類も多く存在する。また、河川の流況は床止め等の構造物形状、河道地形などから横断分布をもつ現象である。その課題に対して、事前に平面二次元流況解析等により流況の横断分布を把握し、危険側の評価として横断的に最も多い流量を本手法の条件にするといった方法も考えられる。しかしながら、前述したとおり、護床ブロックにも三次元性を有する形状をもつ種類のものも多い。よって、今後、三次元の流体・土砂・剛体連成解析モデルの開発が望まれる。

4 cm	破壊	破壊	破壊
2 cm	非破壊	非破壊	非破壊
0 cm	非破壊	非破壊	非破壊
		0.006m ² /s	0.009m ² /s
			0.012m ² /s

河床低下量 ΔH

単位幅流量 q

※計算1分後の流況、河床状況、護床ブロック状況を示している。

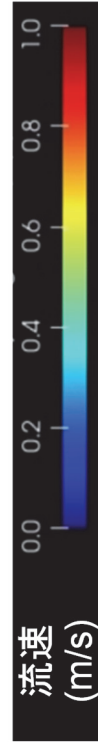


図 8.6 流体・土砂・剛体連成解析モデルを用いた数値解析による単位幅流量・河床低下量に応じた護床工の破壊発生状況

8.4 本章のまとめ

本章では床止めの破壊限界（護床ブロックの流出）の評価手法として、固定床条件の流体・剛体連成解析モデルを用いて評価する方法と、移動床条件の流体・土砂・剛体連成解析モデルを用いて評価する方法の2つを提案した。固定床条件の流体・剛体連成モデルを用いた評価手法では、実験等により洗堀形状を設定し、単位幅流量 q と河床低下量 ΔH を組み合わせた解析ケースを実施することにより、護床工の破壊限界について一定の評価が可能であることを示した。移動床条件の流体・土砂・剛体連成モデルを用いた評価手法では、単位幅流量 q と河床低下量 ΔH に応じた護床工下流の洗堀に伴う護床工の破壊限界について評価が可能であることを示した。ただし、今後、様々な床止めの護床工破壊限界評価に適用していくためには、三次元モデルへの拡張や計算の高速化が望まれる。

第9章 結論および今後の課題

9.1 結論

本研究は、既往の研究⁴⁾⁶⁾より、床止めの破壊現象のうち最も破局的であると考えられる、床止め下流の河床低下が進行し、上下流水位差が大きくなる状況下で発生する下流側からの護床工の急な破壊（護床ブロックの流出）を対象とした。本研究は、そのような破壊現象の破壊限界を評価できる数値解析モデルの構築を目的とした。

床止めや堰の護床ブロックの流出現象は、流体、土砂、さらに護床ブロックが動的に相互作用する複雑な移動境界問題を有する現象である。数値解析モデルは、格子を必要とせず、移動境界問題の取り扱いにより適した Lagrange 的な手法である粒子法^{28),29),38),101)}に着目して構築した。流体の数値解析モデルは粒子法の一つである E-MPS 法⁴⁰⁾を用いた。粒子法の代表的なものとして MPS 法²⁸⁾がある。粒子法を用いて床止めの護床工の破壊限界を評価するためには、比較的計算規模が大きくなる。そのため、アルゴリズムが単純であるため並列化プログラミングが比較的容易である陽的アルゴリズムの E-MPS 法を採用した。剛体である護床ブロックは Koshizuka らの PMS (Passively Moving Solid) モデル⁴¹⁾を用いることとし、本研究で対象とする護床ブロックの流出現象を考えるために護床ブロックの底面摩擦力を考慮できるモデルに拡張した。固体である土砂は Lagrange 的な手法である DEM¹⁹⁾を用いた。流体について E-MPS 法、土砂について DEM を用いた流体と土砂の連成解析モデルについて、次の方法で構築した。床止め下流の洗掘現象は、河床を構成する固体が流体と大きく混ざり合い、河床内で流体が激しく運動する現象ではない。そのため、本モデルでは E-MPS 法による数値流体解析において、固体は河床から離脱するまで壁として取り扱うこととした。ただし、E-MPS 法の壁粒子と DEM の壁としてみなす固体粒子の接続部において圧力が不連続となる問題が生じる。その問題を解決すべく粒子数密度の算定式について補正を行った。また、本モデルは固体粒子を壁としてみなすため、E-MPS 法による流体の計算において河床内の流れ場を評価しないものとなる。これにより、河床表面付近の固体粒子に対する流体の平均流速が過大に評価されてしまう問題が生じた。そのため、河床表面付近の固体粒子に対する流体の平均流速の算定式について補正を行った。

段落ち部の流況特性である波状跳水および潜り噴流を対象とした E-MPS 法を用いた数値流体解析の適用性はこれまでに確認されていない。構築した流体・剛体連成解析モデルの護床ブロックの流出現象に対する適用性、流体・土砂連成解析モデルの洗掘現象に対する適用性、流体・土砂・剛体連成解析モデルの護床工下流の洗掘に伴う護床ブロックの流出現象の適用性を検証する必要がある。本研究では、それらのモデルについて、それぞれの現象に対する適用性を確認するため、対応する水理模型実験を行った。

水理模型実験では、まず、固定床条件において段落ち部における流況特性である波状跳水および潜り噴流について、それぞれの水面形ならびに流速分布の計測を行うことで把握した。次に、床止めの水叩き下流の河床低下量 ΔH に応じた水叩き下流の洗掘孔規模を把握した。その結果、同じ流量条件でみた場合、河床低下量 ΔH が大きくなる（床止め下流の河床が低くなる）につれて、洗掘孔長 L および洗掘孔深 Z_d は大きくなる結果となった。次に、「床止めの構造設計手引き」²⁾において一般的な構造形式とされているコンクリート構造の一体式構造を対象とし、護床工下流の洗掘に

伴う護床工の破壊現象（護床ブロックの流出）を把握するため、水路上に床止めの本体工と水叩き、護床工（護床ブロック）を設置し、護床工下流に移動床を設置した実験を行った。実験結果より、護床工下流端の護床ブロック（下流端護床ブロック）が流出する主な要因として次のとおり把握を行った。下流端護床ブロックの周囲で潜り噴流が生じるため大きな流体力を受け、かつ、下流端護床ブロックの下流面が河床から全露出するに至る洗堀孔が形成される。また、護床ブロックが下流に僅かに流出すると、護床ブロック上流面に作用する流体力が増加するため、一気に流出しやすい状態になる。また、河床低下量 ΔH が大きくなることにより護床工下流端の露出深 Z_b も大きくなり、護床ブロックが流出する条件となると考えられる。よって、山本ら⁶⁾の報告と同様、本実験からも、河床低下量 ΔH は護床工の急激な破壊（護床ブロックの流出）に対する管理指標の一つであるといえる。

次に、E-MPS 法による段落ち部の流況特性である波状跳水・潜り噴流への適用性を確認した。E-MPS 法を用いた固定床条件での鉛直二次元の流体解析を実施し、本研究で実施した実験結果と比較し、E-MPS 法による再現性を検証した。その結果、E-MPS 法により、段落ち部の流況特性である波状跳水および潜り噴流現象を再現することができた。ただし、本研究で用いたモデルは、波状跳水および潜り噴流の再現計算において、特に底面付近の流況やローラーの形成領域の再現性が低くなった。より正確な段落ち部の流況特性を再現していくためには、より正確な圧力場を解く手法の導入や乱流モデルの導入が必要である。また、粒子径を小さくすることによる計算の再現性の向上が確認された。粒子径を小さくすることにより計算負荷が増大するため、対象とする現象に応じて適切に設定する必要がある。

次に、構築した流体・剛体連成解析モデルによる護床ブロックの流出現象への適用性を確認した。本モデルは、流体について E-MPS 法、剛体について PMS モデルに剛体の底面摩擦を考慮したモデルを用いた。本研究の実験で得られた洗堀孔形状を用いて、固定床条件での鉛直二次元の流体・剛体連成解析を実施、その実験結果における護床ブロックの流出状況を比較し、本モデルによる再現性を検証した。その結果、本モデルにより、実験条件に応じた護床ブロックの流出の有無を再現できた。また、護床ブロックが流出する条件において、下流端の護床ブロックが流出し、下流端護床ブロックの流出をきっかけに、下流側から護床ブロックが次々と流出していく現象を再現した。ただし、護床工の破壊は洗堀孔変化の影響を大きく受ける現象である。そのため、護床工の破壊過程をより精度よく把握するためには洗堀孔の変化を考慮した流体・土砂・剛体連成モデルの開発が必要である。

次に、構築した流体・土砂連成解析モデルによる床止め下流の洗堀現象への適用性を確認した。本モデルは、流体について E-MPS 法、土砂について DEM を用いた。本モデルを用いて鉛直二次元の流体・土砂連成解析を実施し、本研究の実験で得られた洗堀孔形状を比較することで、その再現性を検証した。その結果、解析結果は、実験における水面形ならびに洗堀形状を良好に再現できていることを確認した。しかしながら、経時的な洗堀孔の再現性に課題があることも確認した。その要因として、本モデルは一度河床から離脱した固体粒子は再堆積を考慮していないため、実験と比較して解析における洗堀孔は噴流により一気に洗堀孔の拡大が進行したことが挙げられる。ただし、Hoffmans¹²⁾より、水平流れの洗堀孔の規模は、水平流れの流速、洗堀孔下流の流速、堆積土砂の粒径等により規定されるものである。よって、今後、複数の条件に対する再現性の検

証は必要であるものの、本モデルにより、条件に応じた洗掘孔規模の評価は可能であると考えられる。

次に、構築した流体・土砂・剛体連成解析モデルにより、床止めの護床工下流の洗掘に伴う護床工の破壊現象（護床ブロックの流出）への適用性を確認した。本モデルは、流体について E-MPS 法、土砂について DEM、剛体について PMS モデルに剛体の底面摩擦を考慮したモデルを用いた。本モデルを用いて鉛直二次元の流体・土砂・剛体連成解析を実施し、本研究の実験で得られた護床ブロックの流出状況と比較することで、その再現性を検証した。その結果、解析結果は実験結果と同様、護床工の下流端護床ブロックは、護床工下流に洗掘孔が発達し、下流面が土砂から露出している状態となった直後、噴流から作用される流体力により下流端護床ブロックが流出し、洗掘孔が上流側に拡大していく現象を再現することができた。また、洗掘孔の上流側への遡上に伴い、一気に護床ブロックが流出していく現象を概ね再現することができた。

最後に、本研究で構築、検証したモデルを用いて、床止め下流の河床低下に起因する床止めの破壊現象（護床ブロックの流出）について、破壊限界の評価手法を提案した。山本ら⁶⁾の知見より、単位幅流量 q と護床工下流の河床低下量 ΔH を指標とし、本モデルを用いた数値解析により、破壊限界を評価する方法である。

本研究では、固定床条件における護床ブロックの流出を把握する流体・剛体連成解析モデルと、移動床条件における護床ブロックの流出を把握する流体・土砂・剛体連成解析モデルを構築している。本研究で実施した実験より確認したとおり、護床工下流の河床低下に起因する護床工の急激な破壊は、護床工下流の局所洗掘の発生により護床工下流端の護床ブロック（下流端護床ブロック）に大きな流体力が作用することにより、下流端護床ブロックの流出がトリガーとなる。そして、下流端護床ブロックの流出により洗掘孔が上流側へ遡上することにより、その1つ上流側の護床ブロックに作用する流体力が大きくなり、次々と護床ブロックが流出している。よって、護床ブロックの流出を評価するためには移動床条件で洗掘孔の変化を評価可能なモデルである必要がある。一方で、下流端護床ブロックの流出が急激な破壊のトリガーとなることから、下流端護床ブロックの流出の有無を評価することで、護床工の安定性評価をある程度は評価可能である。移動床条件に対応した流体・土砂・剛体連成解析モデルは洗掘孔の変化を評価可能であるが、固体（土砂）粒子を配置するため計算負荷が大きくなる。また、本モデルは固体粒子と流体粒子の計算粒子径を同じにする必要がある。そのため河床材料条件に応じて固体粒子の計算粒子径を小さくする場合、流体粒子の計算粒子径を小さくする必要がある。つまり、計算粒子数が膨大に増加するため計算負荷が固定床条件のモデルと比較して計算負荷が大きくなる。よって、既往の知見または移動床水理模型実験により洗掘孔形状を予測可能な場合、それと合わせて固定床条件の流体・剛体連成解析モデルを用いて下流端護床ブロックの流出の有無、つまり護床工の破壊限界の評価をする方が都合がよい場合も考えられる。よって、本研究では床止めの破壊限界評価手法として、固定床条件の流体・剛体連成解析モデルを用いて評価する方法と、移動床条件の流体・土砂・剛体連成解析モデルを用いて評価する方法の2つを提案した。

固定床条件の流体・剛体連成モデルを用いた評価手法では、実験等により洗掘形状を設定し、単位幅流量 q と河床低下量 ΔH を組み合わせた解析ケースを実施することにより、護床工の破壊限界について一定の評価が可能であることを示した。移動床条件の流体・土砂・剛体連成モデルを用いた評価手法では、単位幅流量 q と河床低下量 ΔH に応じた護床工下流の洗掘に伴う護床工の破

壊限界について評価が可能であることを示した。本研究で提案した床止めの破壊限界の評価手法を用いて破壊の閾値となる単位幅流量 q と河床低下量 Δh を予め把握し、それを床止めの維持管理指標とすることで予防保全的な維持管理に繋がるものと考えられる。ただし、今後、様々な床止めの護床工破壊限界評価に適用していくためには、三次元モデルへの拡張や計算の高速化が望まれる。

9.2 今後の検討課題

最初に、E-MPS法を用いた流況計算に関する今後の検討課題について述べる。本研究は、段落ち部における流況特性のみに着目し再現性の検証を行った（「第4章 波状跳水・潜り噴流シミュレーションの検証」）。再現計算において、下流側水深 h_t は、解析モデル下流端に堰を設けて、実験と同様な水面形となるように調整した。本モデルは壁粒子で壁を構成し、non-slip条件の壁境界を採用している。本研究では、段落ち部の急変流の場のみを対象としており、顕著な段差がなく、底面勾配がある程度緩やかな条件下における流況に対するE-MPS法を用いた流体解析の再現性検証は行っていない。このような条件下の場合、特に、水面形は底面粗度の影響を大きく受ける。そのため、このような条件である水路または実河川の河道を対象とした流況解析を行う場合、河床を構成する土砂の条件や構造物の有無などにより、その底面粗度を考慮できるモデルに拡張する必要がある。

また、本研究における波状跳水および潜り噴流を対象とした流況の再現計算は、実験や鈴木らの知見¹⁴⁾と比較して次のとおり底面付近の再現性に課題があった。波状跳水では、ローラーの形成領域 L_r が狭く、全体的に底面を沿う上流方向の流速値が小さい結果となった。また、潜り噴流では、 $X = 20\text{cm}$ 地点の主流水脈の底面への再接触点において底面付近の流速値が小さく、再接触点下流において水面方向への拡散が大きい結果となった。これらの理由として、本研究では圧力勾配モデルとして式(3.33)の $P_i + P_j$ 型の圧力勾配モデルを用いていることが挙げられる。 $P_i + P_j$ 型は $P_j - P_i$ 型に人工斥力が加えられた $P_j - P_i + 2P_i$ の形となっている。そのため、特に圧力が大きくなる底面付近では人工斥力が支配的となり、適切な圧力勾配が機能しなくなる傾向にあるため、底面付近で流体粒子が動きにくくなったと考えられる。より正確な圧力場を解く手法がIkariら⁹⁴⁾により提案されている。本研究で用いたE-MPS法に対しても、今後、より正確な圧力場を解く手法を導入していく必要がある。

加えて、本研究で用いたモデルでは、乱流モデルを導入していないことが課題として挙げられる。粒子法を対象とした乱流モデルの適用の試みは後藤らなど¹¹⁴⁾⁻¹¹⁸⁾により行われている。また、Araiら¹¹⁹⁾は平行平板間に立方体を配置した場を対象にLESモデルを導入したMPS法により立方体上面の剥離や立方体下流の渦の再付着といった現象を再現している。本研究における再現計算は実験および鈴木らの知見と比較して、波状跳水ではローラー形成領域が狭く、潜り噴流では図4.2(d)の $X = 50\text{cm}$ 地点の鉛直流速分布を確認するとローラー領域の再現性が低くなっている。そのような現象をより正確に捉えていくためには乱流モデルの導入が必要となると考えられる。

次に、流体・土砂・剛体連成解析モデルによる洗堀孔の評価および護床工の破壊（護床ブロックの流出）の破壊限界評価に関する今後の検討課題を述べる。まず、洗堀孔の評価についての課

題を述べる。解析において定常状態となった洗堀孔形状は、実験における定常状態の洗堀孔形状を概ね再現できた。実験における局所洗堀は、洗堀孔下流に流送されてきた土砂が堆積しながらも徐々に河床低下が進行し、それに伴い床止め下流の流況が潜り噴流と潜り噴流から波状跳水への移行流域に変化を繰り返しながら徐々に洗堀孔の拡大が進行した。一方で、本モデルは一度河床から離脱した固体粒子は壁面として取り扱わないため、河床の再堆積を考慮していない。そのため、解析における局所洗堀は噴流により一気に洗堀孔の拡大が進行した。その後、流況は潜り噴流、潜り噴流から波状跳水への移行領域へと変化し、実験と比較して短い時間で河床形状が定常状態まで到達した。本モデルにより流量、下流河床低下量に応じた洗堀孔規模の評価は可能と考えられるが、護床ブロックは、必ずしも洗堀が条件に応じた最大形状時に流出するものではなく、洗堀孔の発達過程で発生しうるものである。護床工の破壊（護床ブロックの流出）の破壊限界の評価についても、共通して上記の課題があるといえる。また、床止め下流の洗堀孔は上流からの土砂供給に大きく影響を受ける現象であると考えられるため、今後、そのような課題を解決するため、土砂の再堆積が考慮できるモデルの開発が望ましい。そのためには、後藤ら⁸⁵⁾のように流体と固体（土砂）を異なる層で解く方法が考えられる。ただし、床止め下流の洗堀現象は比較的、流速が速く、動きが激しい現象である。そのため、そのような手法を取り入れる際には圧力の不連続性による計算の発散に対処したモデルを検討する必要があり、今後の研究課題である。

護床ブロックの流出を対象とした剛体（護床ブロック）の計算において次の課題があると考えられる。実河川で用いられる護床ブロックは様々な種類があり、三次元的な形状を有するものも少なくない。また、護床ブロックの一つに不陸が生じた場合、実際には、流れはその護床ブロックを横断方向へ避けた流れとなる。鉛直二次元解析の場合、護床ブロックの一つに不陸が生じた場合、その護床ブロックは横断的な壁となり、適切な流況を捉えることができない。よって、本モデルの三次元モデルへの拡張が必要となる。また、実河川の護床ブロックは連結されているものも多い。現状の PMS モデルの場合、連結を取り扱うことができない。そのため、そのような連結を考慮できるモデルの採用または拡張が必要である。

また、床止めの破壊現象として「護床ブロックの隙間からの砂の吸出し」による護床ブロックの沈下なども考えられる。しかしながら、現在の E-MPS 法は負圧の取り扱いができないこと、鉛直二次元モデルであるため縦横断方向の護床ブロックの配置を再現することができないことが課題として挙げられる。この課題を解決するためには、負圧を取り扱えるモデルの採用または拡張が必要であり、また、三次元モデルへの拡張が必要となる。

最後に、本研究で構築した流体・土砂・剛体連成解析モデルは、離散化モデル等の適用性から、流体粒子と固体（土砂）粒子の計算粒子径を同一とする必要がある。そのため、細かい河床材料を取り扱う場合、固体粒子を小さくする必要があり、それにより流体粒子も小さくする必要があり、計算粒子数が膨大となるため計算負荷が大きくなる。また、三次元モデルへ拡張した場合、計算粒子数が増大し、計算負荷が大きくなる。そのため、解析モデルの高速化も必要となる。解析モデルの高速化の方法として、例えば、福田ら¹²¹⁾が提案している DBA (Dynamic Block Assignment) 並列計算法などが挙げられる。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご支援頂きました。この場をお借りして感謝申し上げます。本研究の一部は、国土交通省の河川砂防技術研究開発公募（研究代表者：清水義彦教授、期間：平成29～31年度）により行われました。河川行政における技術政策課題に対して先端的な技術を用いた研究に関われる機会を設けて頂いたことに感謝申し上げます。

共同研究チームのメンバーである清水義彦教授、斎藤隆泰准教授、安田浩保准教授（新潟大学）とパシフィックコンサルタンツ株式会社の須藤達美氏、北野和徳氏、片山直哉氏、坂野アイカ氏、吉武央気氏とは研究を進めるにあたり多くの議論を交わしてきました。また、梶川勇樹准教授（鳥取大学）とは床止め下流の数値シミュレーションについて幾度か議論させて頂きました。本研究は水理模型実験による床止めの破壊現象把握を始めとして、数値シミュレーションや現状の河川管理への適用方法検討など一つ一つが難しい課題でした。これらの課題に対して、皆様と共同して議論を重ねながらチャレンジし、着実に一步一步、本研究を進めることができたこと感謝申し上げます。

予備審査、最終試験では、若井明彦教授、清水義彦教授、鶴崎賢一准教授、蔡飛准教授、斎藤隆泰准教授より、貴重なご指導とご助言を賜りました。感謝申し上げます。

構造研究室の皆様にも大変お世話になりました。皆様の研究への熱意、取り組み姿勢、また確かな研究実績を積み上げていく姿は大変励みになりました。秋友誠君、野口豪気君、井上拓海君におきましては、同じ粒子法を扱った研究テーマに共に取り組み、研究を進めるにあたり貴重なご意見を頂きました。感謝申し上げます。

清水義彦教授には、長年の技術課題である床止めの破壊限界現象という研究テーマに対して、共同研究チームの舵取りして頂いたとともに、度重なる議論の中で有益なご意見頂きました。心から感謝申し上げます。

最後に、指導教員である斎藤隆泰准教授には私の学生生活から研究のご指導、論文の執筆に渡って大変お世話になりました。本研究は実務に繋がる研究であることを目指す中で、実際には、数値シミュレーション結果を得るまでの過程である数値シミュレーションモデルの構築、プログラムのコーディングに最も苦労しました。数値シミュレーションに何日も解析時間を要することもあり、何度も先が見えない不安に駆られました。それでも本研究を進めてくれたのは、斎藤先生から度重なるご指導頂いたからこそだと思います。斎藤先生の研究への熱意、取り組み姿勢、考え方は私の励みになりました。心から感謝申し上げます。

繰り返しになりますが、私の研究は本当に多くの方々のご支援の中、達成することができました。心から感謝申し上げます。

参考文献

- 1) (財)国土技術研究センター編：改定解説・河川管理施設等構造令，社団法人日本河川協会，技報堂出版，2000.
- 2) (財)国土開発技術研究センター編：床止めの構造設計の手引き，山海堂，1998.
- 3) 北野和徳，片山直哉，須藤達美，坂野アイカ，樋口敬芳，清水義彦：下流河床の低下に伴う床止めの破壊の過程のフォルトツリー構築の試み，河川技術論文集，**25**，pp.457-462，2019.
- 4) 中川博次，辻本哲郎，清水義彦，村上正吾：堰の一被災機構としての護床工からの砂のぬけ出しによる空洞化の進行過程，第31回水理講演会論文集，pp.359-364，1987.
- 5) 内田龍彦，田中幸志，福岡捷二：護床工最下流粗度要素の移動限界と破壊の実験，水工学論文集，**48**，pp.841-846，2004.
- 6) 山本陽子，中村良二，諏訪義雄：被覆ブロック形式床止め工の変状水理実験から整理された研究課題，河川技術論文集，**24**，pp.143-148，2018.
- 7) 常住直人，高木強治，島崎昌彦，吉永育生：農業取水堰下流の河床変動状況と洪水時護床変形に関する実験的検討，河川技術論文集，**20**，pp.301-306，2014.
- 8) Schoklitsch, A. : Kolkbildung unter Überfallstrahlen, *Die Wasserwirtschaft*, **24**, pp.341-343, 1932.
- 9) Whittaker, J. G., and Schleiss, A. : Scour related to energy dissipators for high head structures, *Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie*, **73**, Technischen Hochschule Zürich, Switzerland, 1984.
- 10) Manson, P. J., and Arumugam, K. : Free jet scour below dams and flip buckets, *J. Hydr. Engrg.*, ASCE, **111**(2), pp.220-235, 1985.
- 11) Simons, D. B. and Sentürk, F. : Sediment transport technology, *Water and sediment dynamics*, Water Resources Publications, Littleton, Colo, 1992.
- 12) Hoffmans, G.J.C.M. : Jet scour in equilibrium phase, *Journal of Hydraulic Engineering*, **124**(4), pp.430-437, 1998.
- 13) 鈴木幸一，道上正規，川津幸治：床固め直下流部の流れと局所洗掘について，第26回水理講演会論文集，pp.75-80，1982.
- 14) 鈴木幸一，道上正規，檜谷治，M.S.Ibrahim：段落ち部の流況特性，第29回水理講演会論文集，pp.615-620，1985.
- 15) 梶川勇樹，道上正規，松原雄平，檜谷治，中本英利：段落ち部における常射流混在流れの数値計算，水工学論文集，**47**，pp.823-828，2003.
- 16) 内田龍彦，福岡捷二，渡邊明英：床止め工下流部の局所洗掘の数値解析モデルの開発，土木学会論文集，**768**，pp.45-54，2004.
- 17) 梶川勇樹，道上正規，檜谷治，中村真郷：常射流混在場における段落ち下流部の局所洗掘現象に関する数値計算，水工学論文集，**49**，pp.775-780，2005.
- 18) 内田龍彦，福岡捷二，木下真理子：落差工下流の河床洗掘孔を考慮し設置された粗粒沈床の効果検討，河川技術論文集，**11**，pp.399-404，2005.
- 19) Cundall, P. A. and Strack, O.D.L. : A discrete numerical model for granular assemblies,

- éotechnique*, **29**(1), pp.47-65, 1979.
- 20) 後藤仁志, 酒井哲郎: 表層せん断を受ける砂層の動的挙動の数値解析, 土木学会論文集, **521**, pp.101-112, 1995.
 - 21) 後藤仁志, 原田英治, 酒井哲郎: 個別要素法に基づく移動床シミュレーターのモデル定数の最適化, 土木学会論文集, **691**, pp.159-164, 2001.
 - 22) 清水義彦, 若井明彦, 長田健吾: 個別要素法と流れの数値解析を組み合わせた高濃度平衡流砂場の数値実験, 水工学論文集, **47**, pp.559-564, 2003.
 - 23) 笠原孟, 清水康行, 木村一郎, 山口里美: DEM-URANS カップリングアプローチによる Dune 発生過程の数値シミュレーション, 水工学論文集, **55**, pp.835-840, 2011.
 - 24) Golparvar, F. M., Yeganeh-Bakhtiary, A. and Cheng, L. : Twophase flow modeling of clear-water onset and jet scour under offshore pipelines, *Proc., XXXI Int. Ass. Hydr. Eng. Res. Cong.*, Nov. 2005.
 - 25) 梶川勇樹, 檜谷治: 平衡・非平衡流砂モデルおよび DEM を用いた堰下流部における局所洗掘解析の比較, 土木学会論文集 B1(水工学), **68**(4), pp.I_943-I_948, 2012.
 - 26) Fukuda, T. and Fukuoka, S. : Interface-resolved large eddy simulations of hyperconcentrated flows using spheres and gravel particles, *Advances in Water Resources*, **129**, pp.297-310, 2019.
 - 27) 福田朝生, 澁谷慎一, 福岡捷二: 改良された袋詰玉石工の洪水時の安定性評価技術の開発とこれを活用した袋詰玉石工の構造・配置の技術的検討, 河川技術論文集, **25**, pp.463-468, 2019.
 - 28) 越塚誠一: 計算のレクチャーシリーズ 5 粒子法, 丸善出版株式会社, 2005.
 - 29) 後藤仁志: 粒子法 連続体・混相流・粒状体のための計算科学, 森北出版株式会社, 2018.
 - 30) Daly, B. J., Harlow, F. H., Welch, J. E., Wilson, E. N. and Sanmann, E. E. : Numerical Fluid Dynamics Using the Particle-and-Force Method, *LA-3144*, 1965.
 - 31) 越塚誠一: 粒子法による流れの数値解析. ながれ: 日本流体学会誌, **21**(3), pp.230-239, 2002.
 - 32) Amsden, A. A. : The Particle-in-Cell Method for the Calculation of the Dynamics of Compressible Fluids, *LA-3466*, 1966.
 - 33) Harlow, F. H. and Welch, J. E. : Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface, *Phys. Fluids.*, **8**, pp.2182-2189, 1965.
 - 34) Lucy, L. B. : A Numerical Approach to the Testing of the Fission Hypothesis, *Astron. J.*, **82**, pp.1013-1024, 1977.
 - 35) Monaghan, J. J. : An Introduction to SPH, *Comput. Phys. Comm.*, **48**, pp.89-96, 1988.
 - 36) Benz, W. : Smoothed Particle Hydrodynamics : a Review, The Numerical Modelling of Nonlinear Stellar Pulsations - Problems and Prospects -, *Kluwer Academic Publishers*, pp.269-288, 1990.
 - 37) Koshizuka, S. and Oka, Y. : Moving-Particle Semi-implicit Method for Fragmentation of Incompressible Fluid, *Nucl. Sci. Eng.*, **123**, pp.421-434, 1996.
 - 38) Koshizuka, S., Tamako, H. and Oka, Y. : A Particle Method for Incompressible Viscous Flow with Fluid Fragmentation, *Comput. Fluid Dynamics J.*, **4**, pp.29-46, 1995.

- 39) Shao, S. and Gotoh, H. : Pressure Analysis of Dam-Break and Wave-Breaking by SPH Model, *Ann. J. Hydraulic Engineering, JSCE*, **47**, pp.403-408, 2003.
- 40) 大地雅俊, 越塚誠一, 酒井幹夫 : 自由表面流れ解析のための MPS 陽的アルゴリズムの開発, 日本計算工学会論文集, Paper No.20100013, 2010.
- 41) 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.
- 42) 大地雅俊, 山田祥徳, 越塚誠一, 酒井幹夫 : MPS 陽解法における圧力計算の検証, 日本計算工学会論文集, Paper No.20110002, 2011.
- 43) Khayyer, A. and Gotoh, H. : Development of CMPS Method for accurate wave-surface tracking in breaking waves, *Coastal Eng. J.*, **50**(2), pp.179-207, 2008.
- 44) Khayyer, A., and Gotoh, H. and Shao, S. D. : Corrected incompressible SPH method for accurate water-surface tracking in breaking waves. *Coastal Eng.*, **55**, pp.236-250, 2008.
- 45) Khayyer, A. and Gotoh, H. : Modified moving particle semi-implicit methods for the prediction of 2D wave impact pressure, *Coastal Eng.*, **56**(4), pp.419-440, 2009.
- 46) Khayyer, A. and Gotoh, H. : A higher order Laplacian model for enhancement and stabilization of pressure calculation by the MPS method, *Appl. Ocean Res.*, **32**(1), pp.124-131, 2010.
- 47) Khayyer, A. and Gotoh, H. : A 3D higher order Laplacian model for enhancement and stabilization of pressure calculation in 3D MPS-based simulations, *Appl. Ocean Res.*, **37**, pp.120-126, 2012.
- 48) Khayyer, A. and Gotoh, H. : Enhancement of stability and accuracy of the moving particle semi-implicit method, *J. Comput. Phys.*, **230**(8), pp.3093-3118, 2011.
- 49) Swegle, J. W., Attaway, S. W., Heinstein, M. W., Mello, F. J. and Hicks, D. L. : An analysis of smooth particle hydrodynamics, *Sandia Report SAND 93-2513*, 1994.
- 50) Swegle, J. W. : Conservation of momentum and tensile instability in particle methods, *Sandia Report SAND 2000-1223*, 2000.
- 51) Dyka, C. T., Randles, P. W. and Ingel, R. P. : Stress points for tension instability in SPH, *Int'l. J. Numer. Meth. Eng.*, **40**(13), pp.2325-2341, 1997.
- 52) Belytschko, T., Guo, Y., Liu, W. K. and Xiao, S. P. : A unified stability analysis of meshless particle methods, *Int'l. J. Numer. Meth. Eng.*, **48**(9), pp.1359-1400, 2000.
- 53) Belytschko, T. and Xiao, S. P. : Stability analysis of particle methods with corrected derivatives, *Comput. March. Appl.*, **43**(3), pp.329-350, 2002.
- 54) Fries, T. P. and Belytschko, T. : Convergence and stabilization of stress-point integration in mesh-free and particle methods, *Int'l. J. Numer. Meth. Eng.*, **74**(7), pp.1067-1087, 2008.
- 55) Guenther, C., Hicks D. L. and Swegle, J. W. : Conservative smoothing versus artificial viscosity, *SAND 94-1853*, 1994.
- 56) Randles, P. W. and Libersky, L. D. : Smoothed particle hydrodynamics : Some recent improvements and applications, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, **139**, pp.375-408, 1996.
- 57) Hicks, D. L. and Liebrock, L. M. : Conservative smoothing with B-splines stabilizes SPH material dynamics in both tension and compression, *Appl. Math. Comput*, **150**, pp.213-234,

- 2004.
- 58) Tsuruta, N., Khayyer, A. and Gotoh, H. : Space potential particles to enhance the stability of projection-based particle methods, *Int'l J. Comput. Fluid Dyn.*, **29**(1), pp.100-119, 2015.
 - 59) Idelsohn, S. R., Storti, M. A. and Oñate, E. : Lagrangian Formulations to Solve Free Surface Incompressible Inviscid Fluid Flows, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, **191**, pp.583-593, 2001.
 - 60) 末吉誠, 内藤林 : 粒子法による強非線形流体现象の研究 (その 1), 関西造船協会論文集, pp.1-8, 2001.
 - 61) Naito, S. and Sueyoshi, M. : A Numerical Analysis of Violent Free Surface Flow on Flooded Car Deck using Particle Method, *Proc. 5th Int. Workshop Stability and Operation Safety of Ships*, Trieste, September 12-13, 2001.
 - 62) 後藤仁志, 酒井哲郎, 沖和哉, 芝原智樹 : 粒子法による巻き波型砕波を伴う斜面遡上課程の数値シミュレーション, *海岸工学論文集*, **45**, pp.181-185, 1998.
 - 63) 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砕波・越波過程の数値解析, *海岸工学論文集*, **46**, pp.46-50, 1999.
 - 64) 後藤仁志, 林稔, 目見田哲, 酒井哲郎 : 粒子法による直立護岸前面の砕波・越波の数値シミュレーション, *土木学会論文集*, **726**, pp.87-98, 2003.
 - 65) 後藤仁志, 五十里洋行, 八木哲生, 酒井哲郎 : MPS 法による砕波解析のための自由水面境界条件の改良, *海岸工学論文集*, **50**, pp.21-25, 2003.
 - 66) 後藤仁志, 酒井哲郎, 林稔, 織田晃治 : MPS 法による津波の堤越流・氾濫過程の数値シミュレーション, *海岸工学論文集*, **42**, pp.141-145, 2001.
 - 67) Chikazawa, Y., Koshizuka, S. and Oka, Y. : Numerical Analysis of Three-dimensional Sloshing in an Elastic Cylindrical Tank using Moving Particle Semi-implicit Method, *Comput. Fluid Dynamics J.*, **9**, 376-383, 2001.
 - 68) 近澤佳隆, 越塚誠一, 岡芳明 : MPS 法を用いた液面と構造物の大変形を伴うスロッシングの数値解析, *日本機械学会論文集 (B)*, **65**, pp.2954-2960, 1999.
 - 69) 日比茂幸, 藪下和樹 : MPS 法の不自然な圧力振動の抑制に関する研究, 関西造船協会論文集, **241**, pp.125-131, 2004.
 - 70) 坂下晴空, 島村和夫 : MPS 法の流体衝撃問題への適用性について, 日本造船学会講演論文集 (2), 神戸, November 13-14, 2003, pp.61-62.
 - 71) 山田安平, 辻本勝, 南佳成, 谷澤克治 : 楔形物体の 2 次元水面衝撃落下問題に対する MPS 法の適用について, 日本機械学会第 16 回計算力学講演会講演論文集, 神戸, November 22-24, 2003, pp.975-976.
 - 72) 酒井讓, 岡本哲也 : 粒子法による水塊の衝突圧力解析, 日本造船学会秋季講演会論文集 (2), 神戸, November 13-14, 2003, pp.65-66.
 - 73) 越塚誠一, 郷真哉, 岡芳明, 谷澤克治 : 粒子法を用いた 2 次元甲板冠水実験の数値解析, 日本造船学会講演会論文集 (2), 神戸, November 13-14, 2003, pp.57-58.
 - 74) Koshizuka, S., Go, S., Oka, Y. and Tanizawa, K. : Numerical Analysis of Two-dimensional Experiment of Shipping Water on Deck Using a Particle Method, *Proc. 2004 ASME Heat*

- Transfer/Fluid Engineering Summer Conf.*, Charlotte, July 11-15, 2004, HT-FED04-56293.
- 75) 柴田和也, 越塚誠一, 岡芳明, 谷澤克治: 粒子法による 3 次元甲板冠水解析コードの開発, 日本造船学会講演会論文集 (2), 神戸, November 13-14, 2003, pp.59-60.
 - 76) Shibata, K., Koshizuka, S., Oka, Y. and Tanizawa, K. : A Three-dimensional Numerical Analysis Code for Shipping Water on Deck Using a Particle Method, *Proc. 2004 ASME Heat Transfer/Fluid Engineering Summer Conf.*, Charlotte, July 11-15, 2004, HT-FED04-56477.
 - 77) 日比茂幸, 藪下和樹: MPS 法を用いた水槽動揺における圧力変動に関する研究, 関西造船協会講演概要集, **21**, 神戸, November 13-14, 2004, pp.69-72.
 - 78) 末吉誠: 粒子法による衝撃圧力推定手法の検証, 第 18 回海洋工学シンポジウム, 東京, January 27-28, 2005.
 - 79) 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, **45**, pp.919-924, 2001.
 - 80) 後藤仁志, 酒井哲郎, 林稔, 安藤怜: 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, 海岸工学論文集, **48**, pp.816-820, 2001.
 - 81) 後藤仁志, 林稔, 安藤怜, 酒井哲郎: 暗渠排水路の氾濫過程の Lagrange 解析, 水工学論文集, **46**, pp.845-850, 2002.
 - 82) 後藤仁志, 酒井哲郎, 林稔, 八木哲生: MPS 法による甌孔形成過程の数値解析, 水工学論文集, **46**, pp.767-772, 2002.
 - 83) 後藤仁志: 数値流砂水理学 一粒子法による混相流と粒状体の計算力学一, 森北出版, 2004.
 - 84) 後藤仁志, 林稔, 安藤怜, 酒井哲郎: 固液混相流解析のための DEM-MPS 法の構築, 水工学論文集, **47**, pp.547-552, 2003.
 - 85) 後藤仁志, 鶴田修己, 原田英治, 五十里洋行, 久保田博貴: 固液混相流解析のための DEM-MPS 連成手法の提案, 土木論文集 B2 (海岸工学), **68(2)**, pp.21-25, 2012.
 - 86) 鶴田修己, 後藤仁志, 五十里洋行, 原田英治: 高精度 3D-DEM-MPS による多数粒子群非定常沈降過程の計算力学的検討, 土木論文集 B2 (海岸工学), **68(2)**, pp.851-855, 2012.
 - 87) 酒井幹夫, 越塚誠一, 豊島至: DEM-MPS 法による自由界面を伴う固液混相流の数値解析, 粉体工学会誌, **45**, pp.466-477, 2008.
 - 88) Yamada, Y. and Sakai, M. : Lagrangian-Lagrangian simulations of solid-liquid flows in a bead mill, *Powder Technology*, Vol.239, pp.105-114, 2013.
 - 89) Sun, X., Sakai, M., Sakai, M-T. and Yamada, Y. : A Lagrangian-Lagrangian coupled method for three-dimensional solid-liquid flows involving free surfaces in a rotating cylindrical tank, *Chem. Eng. J.*, **246**, pp.122-141, 2014.
 - 90) Sun, X., Sakai, M. and Yamada, Y. : Three-dimensional simulation of a solid-liquid flow by the DEM-SPH method, *J. Comput. Phys.*, **248**, pp.147-176, 2013.
 - 91) 鶴田修己, Khayyer Abbas, 後藤仁志: 高精度 DEM-MPS 法のための計算安定スキームの提案, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), **69(2)**, pp.1006-1010, 2013.
 - 92) Harada, E., Gotoh, H., Tsuruta, N. : Vertical sorting process under oscillatory sheet flow condition by resolved discrete particle model. *J. Hydraul. Res.*, **53(3)**, pp. 332-350, 2015.
 - 93) Harada, E., Gotoh, H., Ikari, H. and Khayyer, A. : Numerical simulation for sediment transport

- using MPS-DEM coupling model, *Advances in Water Resources*, **129**, pp.354-364, 2019.
- 94) Ikari, H. and Gotoh, H. : Numerical modeling of density currents using an Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics method, *Comput. Fluids*, **167**, pp.372-383, 2018.
- 95) 後藤仁志, Fredsoe, J. : 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*, **46**, pp.986-990, 1999.
- 96) 後藤仁志, 酒井哲郎, 林稔 : 大規模斜面崩壊による水面波の発生過程のグリッドレス解析, *海岸工学論文集*, **47**, pp.56-60, 2000.
- 97) 後藤仁志, 林稔, 酒井哲郎 : 固液二相流型粒子法による大規模土砂崩壊に伴う水面波の発生過程の数値解析, *土木工学論文集*, **719**, pp.31-45, 2002.
- 98) 後藤仁志, 林稔, 酒井哲郎 : 固液二相流型 MPS 法による波・底泥相互干渉の数値解析, *海岸工学論文集*, **48**, pp.1-5, 2001.
- 99) 後藤仁志, 酒井哲郎, 林稔, 織田晃治, 五十里洋行 : 遡上津波の戻り流れによる護岸法先洗掘のグリッドレス解析, *海岸工学論文集*, **49**, pp.46-50, 2002.
- 100) 後藤仁志, 林稔, 織田晃治, 酒井哲郎 : 越流水による河川堤防浸食過程のグリッドレス解析, *水工学論文集*, **46**, pp.439-444, 2002.
- 101) 越塚誠一, 柴田和也, 室谷浩平 : 粒子法入門 流体シミュレーションの基礎から並列計算と可視化まで, pp.1-80, 丸善出版株式会社, 2014.
- 102) 樋口敬芳, 片山直哉, 野口豪気, 斎藤隆泰, 清水義彦 : 粒子法を用いた段落ち部における波状跳水・潜り噴流のシミュレーションと実験による検証, *土木学会論文集 B1(水工学)*, **74(5)**, pp. I_661- I_666, 2018.
- 103) 樋口敬芳, 北野和徳, 片山直哉, 須藤達美, 斎藤隆泰, 清水義彦 : 移動床水理模型実験と粒子法による河床低下に伴う床止めの破壊現象の把握, *河川技術論文集*, **25**, pp.441-446, 2019.
- 104) Higuchi, T., Saitoh, T. and Shimizu, Y. : Fluid-solid multiphase numerical simulation on local scour below a weir using coupling method of E-MPS and DEM, *Proceedings of the 22nd IAHR-APD Congress 2020, Sapporo, Japan*, 1-3-3, 2020.
- 105) 樋口敬芳, 片山直哉, 斎藤隆泰, 清水義彦 : E-MPS-DEM を用いた床止め下流の局所洗掘と護床工破壊の混相流数値解析, *土木学会論文集 B1(水工学)*, **76(2)**, pp. I_973- I_978, 2020.
- 106) 樋口敬芳, 坂野アイカ, 秋友誠, 斎藤隆泰, 清水義彦 : 粒子法を用いた段落ち部における波状跳水・潜り噴流のシミュレーション, *土木学会第 73 回年次学術講演概要集*, pp.251-252, 2018.
- 107) 樋口敬芳, 野口豪気, 斎藤隆泰, 清水義彦 : 粒子法を用いた開水路における矩形ブロックの流出シミュレーション, 第 46 回土木学会関東支部技術研究発表会, II-61, 2019.
- 108) 山田祥徳, 酒井幹夫, 水谷慎, 越塚誠一, 大地雅俊, 室園浩司 : Explicit-MPS 法による三次元自由液面流れの数値解析, *日本原子力学会和文論文誌*, **10(3)**, pp.185-193, 2011.
- 109) Chorin, A. J. : The numerical solution of the Navier-Stokes equations for an incompressible fluid, *Bull. Am. Math. Soc.*, **73**, pp.928-931, 1967.
- 110) 平林久義, 佐藤雅弘 : 線形リストを用いた粒子法の近傍粒子探索, *日本計算工学会論文集*, No.20100001, 2010.
- 111) 笠晃一 : 粒子法の近傍粒子探索における連結リスト法への八分木の利用, *情報処理学会論文*

- 誌, **54**(8), pp.2119-2130, 2013.
- 112) 吉田博, 榎谷浩, 今井和昭 : 個別要素法による敷砂上への落石の衝撃特性に関する解析, 土木学会論文集, **392**, pp.297-306, 1988.
- 113) Schiller, V.L. and Naumann, A. : Uber die grundlegenden berechnungen bei der scherkraftaufbereitung, *Z. vererines Deutscher Inge*, **77**, pp.318-321, 1933.
- 114) 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, **44**, pp.575-580, 2000.
- 115) Gotoh, H., Shibahara, T. and Sakai, T. : Sub-particle-scale Turbulence Model for the MPS Method, *Comput. Fluid Dynamics J*, **9**, pp.339-347, 2001.
- 116) Lo, E. Y. M. and Shao, S. : Simulation of Near-shore Solitary Wave Mechanics by an Incompressible SPH Method, *Applied Ocean Research*, **24**, pp.275-286, 2002.
- 117) 後藤仁志, 林稔, 織田晃治, 酒井哲郎 : SPS 乱流モデル付き拡張 MPS 法による砕波過程の数値解析, 海岸工学論文集, **49**, pp.31-35, 2002.
- 118) Gotoh, H., Shao, S. and Memita, T. : SPH-LES Model for Wave Dissipation using a Curtain Wall, *Ann. J. of Hydraulic Engineering, JSCE*, **47**, pp.397-402, 2003.
- 119) Arai, J., Koshizuka, S. and Murozono, K. : Large eddy simulation and a simple wall model for turbulent flow calculation by a particle method, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, **71**, pp.772-787, 2013.
- 120) 国土交通省港湾局監修 : 港湾の施設の技術上の基準・同解説 (上・下), 社団法人 日本港湾協会, 2007.
- 121) 福田朝生, 福岡 捷二 : 複雑境界形状の大規模固液混相流解析のための動的負荷分散を考慮した並列計算法, 土木学会論文集 B1(水工学), **74**(5), pp.I_703-I_708, 2018.