

令和四年度博士論文

水路平面形状と透過性抵抗体が
跳水・段波機構に与える影響と
その数値解析法

広島大学大学院工学研究科
社会基盤環境工学専攻
水工学研究室

小林 大祐

2023年3月23日

水路平面形状と透過性抵抗体が跳水・段波機構に与える影響とその数値解析法
Experimental investigations and numerical models on the influence of channel planforms and permeable resistance on hydraulic jumps and bores

1 序論

1-1 研究背景

1-2 既往の研究

1-2-1 段波に関する既往研究

1-2-1-1 Froude 数の異なる碎波段波

1-2-1-2 波状段波

1-2-2 跳水

1-2-3 透過性抵抗体による流れ・波の減衰と流体力評価法

1-3 本研究の目的

2 跳水・段波の数値解析法

2-1 概要

2-2 平面 2 次元計算法

2-2-1 基礎方程式__浅水流方程式の導出

2-2-2 基礎方程式の物理成分一般座標系への変換

2-2-3 運動方程式の解法 (移流項の離散化)

2-3 3 次元計算

2-3-1 運動方程式とその解法

2-3-2 自由表面解析__VOF 法

2-3-3 乱流モデル

2-3-3-1 標準 $k-\varepsilon$ モデル

2-3-3-2 $k-\omega$ SST モデル

2-3-3-3 $k-\omega$ SST-SAS モデル

2-3-4 3 次元計算における壁面境界条件

3 直線・急拡・蛇行水路における跳水機構とその数値解析法

3-1 本章のねらい

3-2 実験方法

3-3 一様幅・急拡水路における段落ち背後の跳水

3-3-1 跳水形態による水面形と乱れエネルギー

3-3-2 移行限界の実験結果と 3 次元計算結果の比較
移行限界の実験結果と 3 次元計算結果の比較

3-3-3 移行限界のメカニズム

3-4 急拡部における段落ち背後の跳水

3-4-1 水表面流速の平面分布

3-4-2 急拡水路における移行限界の実験結果と 3 次元計算結果の比較
急拡水路に

における移行限界の実験結果と 3 次元計算結果の比較

3-4-3 急拡水路における移行限界遷移のメカニズム

3-5 蛇行水路における段落ち部背後の潜り噴流と波状跳水

3-5-1 直線水路における水深の実験・計算結果の比較と蛇行水路において用いる乱流モデルの決定

3-5-2 蛇行水路における水深縦断分布と水表面流速分布

3-5-3 蛇行水路における横断面流速分布

3-5-4 水平方向渦度の回転による二次流強化のメカニズム

3-6 本章のまとめ

4 Froude 数による段波形態と水路平面形状の影響

4-1 本章のねらい

4-2 実験方法

4-2-1 実験条件

4-2-2 波高測定法と時刻調整法

4-3 直線水路における Froude 数による段波形態と伝播特性

4-3-1 低 Froude 数の碎波段波特性_波高の時間変化と水深・乱れエネルギーの空間分布

4-3-2 高 Froude 数の碎波段波特性_波高の時間変化と水深・乱れエネルギーの空間分布

4-3-3 波状段波特性_波高の縦断分布と時間変化

4-4 蛇行水路における Froude 数による碎波段波の伝播特性

4-4-1 低 Froude 数の碎波段波

4-4-2 高 Froude 数の碎波段波

4-5 蛇行水路における波状段波の伝播特性

4-5-1 蛇行水路における波高の縦断分布と時間変化

4-5-2 各測定 Section における波峰線分布

4-5-3 無次元幅を変化させた蛇行水路における数値実験

4-6 本章のまとめ

5 非平衡開水路流中の透過性抵抗体に作用する流体力評価法と透過性抵抗体を有する水路の段波の伝播特性

- 5-1 本章のねらい
- 5-2 実験条件
- 5-3 植生群を通過する異なる Froude 数の段波の実験結果
- 5-4 流体力評価法の導出
 - 5-4-1 開水路流注の抗力係数の理論的導出
 - 5-4-2 加速流における縦断方向圧力勾配項
- 5-5 実験結果と平面 2 次元計算結果の比較
 - 5-5-1 定常加速流の実験と計算
 - 5-5-2 段波の実験と計算結果の比較
 - 5-5-3 縦断方向圧力勾配項の積分型表現方法とその影響評価
 - 5-5-4 空隙率の影響評価
- 5-6 低 F の碎破段波の波状段波への移行メカニズム
 - 5-6-1 波高の時間・空間変化_実験と 3 次元計算の比較
- 5-7 本章のまとめ

6 結論と今後の課題

- 6-1 結論
- 6-2 今後の課題

参考文献

関連論文

第1章 序論

1-1 研究背景

2011年3月11日に発生した東日本大震災では、地震によって発生した津波が河川を遡上し越水することで、海岸堤防を越えた津波による被害があまり大きくない地域でも流体力や局所洗堀などによる大きな被害をもたらした(田中ら, 2011). 津波が陸地に来襲すると、河口や運河・水路から侵入し、河川や運河・水路に沿って遡上して内陸深くまで進み、流域に被害をもたらすことが知られている(田中ら, 2012). その遡上距離は沿岸から数10kmにも及び(茅根ら, 2014), 水門や橋脚など河川構造物への被害を生じさせ、河川堤防からの越水により浸水域を拡大させる(田中ら, 2012). このように、内陸地域における津波による被害を軽減するためには、陸上遡上津波だけでなく、河川遡上津波に対する適切な防災対策が求められる(国土交通省, 2011). その防災対策検討のためには、河川遡上津波の非定常流れを適切に解析できる数値計算法の検証が必要である.

東日本大震災において発生した津波の河川遡上時において、浅水流方程式を用いた1次元、平面2次元解析が観測水位データを用いて行われてきた(阿部ら, 2012; 赤穂ら, 2012). これらの研究では、水位波形や到達時刻に着目し、概ね一致する結果を得ている. 東日本大震災以前にも、1983年日本海中部地震発生時の米代川や2003年十勝沖地震津波における十勝川において津波の河川遡上が観測されている(茅根ら, 2011). 村嶋ら(2010)は、十勝川を遡上する非線形分散波方程式を用いた平面2次元解析を行い、実際と同程度の波長のソリトン分裂波の平面分布を再現する結果を得ている. しかし、これらの観測水位データは、水位計が破損していない比較的小さい波高の津波が遡上した河川(利根川下流, 十勝川など)を対象としているため、津波の流れ条件が限定されている. 東日本大震災における宮城県北上川の1/330スケールの模型実験を用いた平面2次元計算、準3次元計算の検証も行われている(青山ら, 2017; 松井ら, 2015). ここでは、津波の到達時刻や波形に着目し、流れの3次元性による運動量の交換が津波の到達時刻や減衰、局所的な水位上昇に影響を与えることを明らかにしている. このように、河川遡上津波を適切に再現できる数値計算法の検証は行われ、水位の時間変化や到達時刻について、既存のモデルである平面2次元計算や準3次元計算によって検討されてきた. しかし、大きなエネルギー損失系である津波は局所的な水理条件によって形態が大きく変化するため、水路平面形状や樹木などの透過性抵抗体による河道抵抗と津波現象の相互作用は複雑である. このため、津波の河川遡上特性を明らかにするためには、複雑な現象の相互作用を現象ごとに分類し、段波の基本特性として解明することが求められる.

段波は、伝播速度である波速を導入したFroude数(F) (図1-1)によって分類される(Henderson, 1966).

$$F = \frac{V - \omega}{\sqrt{gh}} \quad (1-1.1)$$

ここで、 ω : 波速, V : 河川流速, g : 重力加速度, h : 河川水深である. 図1-2に示すように, $F > 1.7$ の条件で碎波段波, $F < 1.2$ の条件でソリトン分裂を伴う波状段波が発生することが知られている(Leng et al, 2018). 河川遡上津波では, 底面せん断力に加え河床勾配による重力が作用するため, 津波の波速は遡上とともに減衰し, F は河川縦断方向に変化する. また, 河口付近の水深や流速は, 地震の大きさや河川や海岸の状況によって異なる. 河川遡上津波は F によって流れ構造やエネルギー損失形態が変化するため, 津波の河川遡上特性の把握において重要となる.

河川は, 様々な形状を有し, 樹木群などの透過性抵抗体も多く存在する. 直線流路とは異なる形状の流路では, 流れ構造は変化する. そのため, 異なる段波形態によって, 流れ構造への水路形状の影響も異なると考えられる. 一般的に, 沿岸域における防潮林などの透過性抵抗体は, 津波のエネルギーを減衰させることが知られている. しかし, 河川を遡上する津波を考えると, 沿岸域とは異なり河川堤防により縦断的に防護する必要がある. 即ち, 河川では, 透過性抵抗体によって発生する流体力によって, 津波のエネルギーが減衰されると同時に, その反射によって水位が上昇し河川堤防を越水する危険性もある. よって, 透過性抵抗体は河川遡上津波の抵抗と減衰に大きく影響するため, 遡上特性の把握において重要となる.

段波の F において波速が0の場合, 式(1-1.1)は式(1-1.2)の跳水の上流側(射流)の F に帰着するため, 段波の F は一定の波速で移動する座標系における跳水とみなせる.

$$F = \frac{V}{\sqrt{gh}} \quad (1-1.2)$$

ここで, V : 射流の流速, g : 重力加速度, h : 射流水深である. $F=1.7$ で跳水におけるStrong jump, Steady jump, Oscillating jump, Weak jumpが碎波段波, Undular jumpが波状段波に, それぞれ対応している(Chow, 1959; Bayon et al., 2016; Chanson and Montes, 1995). このため, 段波と跳水は本質的には同じ急変流といえる. 跳水は, ダムの吐出口から流出する流れのエネルギー消散など, 下流の流れによる河床洗掘といった被害を防ぐために流れのエネルギー消散装置としての役割を持ってきた. また, 河川でも堰や落差工といった河川横断構造物の下流で発生し, 洪水時には洗掘による河岸侵食などの被害が発生することが知られている(八木ら, 2020). よって, 段波と同様に, 水路平面形状によって跳水形態やその流れ構造, エネルギー損失形態は変化するため, 段波の基本水理特性の解明や解析法の研究においても, 跳水機構を明らかにすることは重要である.

1-2 既往の研究

1-2-1 段波に関する既往研究

1-2-1-1 Froude 数の異なる砕波段波

多くの砕波段波に関する研究は、ダムブレイクやタイダルボアに焦点を当てている。一般的に、既往研究で検討されてきたダムブレイクの F の方が、タイダルボアに比べ大きい(図 1-3)。直線水路におけるダムブレイクは、水深積分モデルである Saint-Venant 方程式を用いた数値計算が行われ(Macchione and Morelli, 2003; Aureli, Mignosa, and Tomirotti, 2000; Elliot and Chaudhry, 1992; Yang, Hsu, and Chang, 1993; Fennema and Chaudhry, 1987), 主に 1 次元ダムブレイク問題に対する数値スキームを検証し、その妥当性が検討されてきた。また、浅水流方程式(SWE モデル)を用いた平面二次元計算によって、ダムブレイクやそれによる氾濫流が検討されてきた(Fraccarollo and Toro, 1995; Zoppou and Roberts, 2000; Wang, Ni, and He, 2000)。Fraccarollo and Toro(1995)は、ダムブレイクによる氾濫流に対して SWE モデルを適用し、SWE モデルにおける鉛直方向に一様な流速分布と静水圧分布の仮定は、ダム決壊点付近の流れの評価に対し適切ではないとした。また、SWE モデルは、湾曲水路や屈曲水路におけるダムブレイクに対しても適用されている(Gottardi, and Venutelli, 2004; Zhou et al, 2004; Brufau and Garcia-Navarro, 2000; Yu-chan, Dong, and Dong-giang, 2007; Bell, Elliot, and Chaudhry, 1992)。湾曲水路の実験より、湾曲部におけるボアフロントの水位は外岸沿いで急激に増加し、先端線の外岸が内岸に比べ早く到達することが確認された(Bell, Elliot, and Chaudhry, 1992)。SWE モデルは、屈曲水路の両岸付近の水位を概ね再現し、反射波の到達時間については再現できないことが報告されている(Brufau and Garcia-Navarro, 2000)。しかし、水路蛇行が砕波段波の伝播特性に及ぼす影響については十分な議論がなされていない。ここで、湾曲水路と蛇行水路における流れにおいて、2つの違いが存在する。(1) 湾曲部への流入条件：湾曲水路では湾曲部から上流側の流れは一様であるが、蛇行水路では最大偏角断面であるため、流速分布が一様ではない。(2) 水路曲率：蛇行水路では曲率が縦断方向に変化するため、段波は湾曲水路のように遠心力と横断方向圧力勾配が釣り合わず、非平衡状態で水路を伝播する。

さらに、SWE モデルのような水深積分モデルにおいて、砕破条件を考慮した数値計算の検討も行われてきた(Madsen, 1997; Kennedy et al., 2000)。砕破モデルとして、Surface roller model や, eddy viscosity model が挙げられ、沿岸域の波の浅水変形における砕破を解くために開発されたモデルである。Surface roller model(Madsen et al., 1997; Schaffer ら, 1993)は、Boussinesq 方程式における砕破による波の減衰評価に用いられる(水理公式集, 2018)。砕破部(Surface roller)における水平方向流速と、Surface roller 以下の水平方向流速に分類し、局所的に現れる流速分布の変化による過剰な運動

量を評価できる。また、Eddy viscosity モデルでは、乱流拡散を渦動粘性係数で評価し、砕破による波高減衰を乱流拡散によって評価するモデルである。以上のモデルを用いて、沿岸域における砕破による波高の減衰を評価してきた。しかし、砕破モデルの概念は、ダムブレイクの水深積分モデルによる数値計算ではほとんど考慮されていない。よって、SWE モデルや Boussinesq モデルでは、砕破による波高減衰や流速分布の変形には不明な点が多い。

SWE モデルはその効率性から実用的なダムブレイク問題に適用されてきたが、流れの3次元性の影響と SWE モデルの課題を報告している研究も存在する。Larocque ら(2013)は、ゲートの急開によるダムブレイク氾濫流の実験において、SWE モデルと3次元 Large Eddy Simulation(LES)モデルを用いた数値計算を行い、その再現性を検討した。その結果、SWE モデルは実験と比較して、ゲート付近の底面圧力を大幅に過小評価することが示された。Uchida and Fukuoka (2019) は、急拡部のダムブレイクによる河床の急激な変動を計算するための SWE モデルの限界を、土砂輸送モデルと結合した非静水圧モデル(Uchida et al., 2016) を含む様々な水深積分モデルの比較により明らかにした。障害物上を通過するダムブレイク流の実験では、SWE モデルによる2次元計算では障害物上の水面形状や障害物付近での反射波の波速が再現できず、Raynolds-Averaged Navier-Stokes 方程式(RANS)モデルによる3次元計算はそれらを概ね再現することが確認されている(Biscarini, Francesco, and Manciola, 2010; Marsooli and Wu, 2014; Munoz and Constantinescu, 2020)。Marsooli and Wu (2014)は、反射波の形成において障害物を越えて流れ方向が鉛直方向に変化することを示し、鉛直方向の速度成分を考慮した RANS モデルで再現することが可能であるとした。直線水路におけるダムブレイクの水位の空間・時間的变化について、SWE モデルと RANS モデルを用いた数値計算結果の比較が行われた(Ozmen-Cagatay and Kocaman, 2010; Kocaman and Ozmen-Cagatay, 2015)。SWE モデルはボアフロントを除く水面形状を概ね再現する一方で、RANS モデルはボアフロントの位置やその付近の水面形状を概ね再現することが示された。この両者のモデルによる再現性の違いは、SWE モデルが鉛直方向流速を考慮せず、静水圧分布を仮定していることが要因と考えられた。

高 F の砕波段波であるダムブレイク対し、低 F の砕波段波に関する研究は、河川内のタイダルボアを対象として行われている。タイダルボアの自由表面や砕波部分の空間・時間的变化の特性は、直線水路での実験によって明らかにされてきた(Lubin, Chanson, and Glockner, 2010; Leng and Chanson, 2015)。Lubin ら(2010)は、直線水路において LES モデルを用いた数値計算を行い、砕波部の底面付近の流速分布について、タイダルボアによる侵食や河川への土砂輸送に関連する検討を行った。しかし、これらの検討は直線水路で行われているため、ダムブレイクと同様に水路蛇行が低 F の砕波段波の伝播特性に与える影響について不明な点が多い。Pan ら(2007)は、中国の Qiantang river のタイダルボアについて SWE モデルを用いた平面2次元計算を行い、観測結果と比較した。河口や蛇行部を含む河川における3日間の潮位の時間変化は、最大水位と最小水位と

もに SWE モデルによって概ね再現された。しかし、観測結果の時間間隔が大きいと、マクロスケールでの議論にとどまり、水路蛇行の影響については水位変動とともに議論されていない。

以上のように特定の F によって段波現象を対象に研究が行われてきたが、縦断方向に F が変化する津波河川遡上時の碎波段波の伝播特性については不明な点が多い。

1-2-1-2 波状段波

碎波段波と異なり、波状段波は非静水圧成分に起因するソリトン分裂波(Frazao ら, 2002)を有しているため、河川内において局所的に水位が急上昇する可能性がある。このため、ソリトン分裂波が、河川を遡上する際にどのような挙動を示すのかについて適切に理解することは、津波の被害軽減のためにも重要である。

直線水路における波状段波に関する実験・数値計算はこれまで多く行われている。室田ら(1968)は段波の変形機構が理論的に解析し、有限振幅長波と段波の伝播速度の式における相対波高の項と波面曲率の項が保存されることから、波数分散現象の発生メカニズムを説明した。波状段波の数値計算には、Peregrine(1967)の研究に代表される、非静水圧に起因するソリトン分裂を表現可能な Boussinesq 系方程式を用いた平面 2 次元解析が多く適用されてきた。Tsuji ら(1991)は、直線水路における波状・非波状段波ともに、KdV-Burger's 方程式の解として再現でき、KdV 方程式の理論上では第 1 波波高は平均波高の 2 倍近くまで上昇することを示した。Pustra ら(2021)は、直線水路における異なる F の波状段波の自由表面の時間変化について、Large eddy simulation モデルの検証を行い、良好な再現性を確認している。実河川における波状段波について、折敷ら(2008)は、米代川における日本海中部地震津波に対し、浅水流方程式と Peregrine の分散項を用いた非線形分散長波方程式を用いた解析結果を比較した。分散項の有無が、河道内水位の計算結果には顕著に現れず、どちらの計算結果も痕跡水位を全体的に過小評価した。一方、村嶋ら(2012)は、東日本大震災における名取川河口部に発生したソリトン分裂について解析を行い、Madsen-Sørensen(1992)の分散項の有効性を示している。また、河川平面形状によるソリトン分裂波に対する影響について、佐藤ら(2013)は入射に対し斜めの境界を有する水路におけるソリトン波の増幅について、強非線形強分散波動方程式を用いて調べ、河川形状によっては波高の増幅は 5 倍近くまで発達することを示した。中山ら(2016)は、佐藤ら(2013)と同様の水路条件において、ソリトン波の干渉の数値実験を行っている。このように、ソリトン分裂波の検討は多く行われているものの、河岸形状によるソリトン分裂波の変形については、一部の河岸におけるソリトン分裂波の変形が注目されたものが多く、河川蛇行によるソリトン分裂波の増幅機構については明らかにされていない。しかし、河川遡上津波の越水危険性の評価において、蛇行水路におけるソリトン分裂波の伝播・増幅といった縦断的な基本特性や、水路形状と増幅特性の関係に関する知見を得ておくことは重要で

ある。

1-2-2 跳水

研究背景にあるように、 F によって5種類の跳水に分類されるが、大きく碎波を伴う跳水と波状跳水について分類され、実験や数値計算が行われてきた。碎波を伴う跳水の実験では、主にスルースゲート下流に発生する跳水(Chansonら, 2002; Montaroら, 2020; 安田ら, 2015; 高橋ら, 2018)について、碎破部の空気混入特性や流速分布に焦点が当てられてきた。空気混入率については、下流の魚類の生育環境にとって重要であり、上流の乱流境界層の発達に碎破部の形成に影響を与えることや、 Re 数が 4×10^4 以下では Re が小さいほど空気混入率が小さいことが示された。また、流速分布に関しては、Froude数の大きい跳水では、最大主流速が底面沿いから水面へ上昇する点で左右に偏向することが示された。波状跳水に関する実験は、後藤ら(1999, 2004)によって、波状跳水の形成条件は $F < 1.7-1.8$ であり、レイノルズ数(Re)やアスペクト比の影響を受けないことを示した。また、乱流境界層の発達条件によって、形成条件は変化し、水路勾配が大きくなるとともに移行限界となる F (式 1-1.2)は小さくなることが明らかとなった。跳水の数値計算には水深積分モデルやRANS方程式を用いた鉛直2次元・3次元計算が盛んに行われてきている。Bayonら(2016)やMacian-Perez(2020)らは、高 F の高・低 Re の完全跳水に対して、Flow-3DとOpenFOAMのRANS方程式による3次元計算をRNG $k-\epsilon$ モデルを用いて行い、どちらのモデルでも碎波の水面形状や流速鉛直分布、圧力分布を良好に再現することを示し、エネルギー消散装置の設計に適するとした。Biswasら(2021)は、波状跳水に対してRANS方程式による鉛直2次元計算を $k-\omega$ SSTモデルを用いて行い、上流端境界条件における流速分布にべき乗則を用いて与えることで、波高を良好に再現可能であることを示した。3次元計算にはLESを用いた例もある。LESはメッシュサイズ相当の渦のみを直接解き、メッシュサイズ以下のスケールの渦のみをモデル化するために、流れの解像に膨大なメッシュ数を要することも多いため、RANSと比較してあまり多くない。しかし、RANSモデルは乱れをレイノルズ平均するため、非定常性の強い碎波を伴う完全跳水には適さないことから、RANSとLESを組み合わせるDES(Detached-Eddy Simulation)による数値計算が行われている。Ma(2011)らは、RANSとDESによる完全跳水の数値計算を行い、碎波領域においてRANSは定常な水表面が得られるのに対し、DESでは非定常な水表面が得られることから、空気混入率が適切に評価できることを示した。Jesudhas(2018)らは、高 F における完全跳水について解析を行い、水面形だけでなく碎波する内部の乱れ構造を明らかにし、有効であることを示した。このように、これまで直線水路における種々の跳水形態の流れ構造や予測計算の再現性は明らかとなっている。しかし、跳水の実験や数値計算はほとんど直線水路で行われており、水路平面形状が流れ構造に与える影響についての議論は不十分である。

次に、実河川における跳水として知られる落差工下流に着目する。落差工は、自然の河川勾配

を緩やかにすることで、流速やエネルギーを減衰させ、河川の流れと乱れを集中させることを防ぐために設置される横断河川構造物である。これまで落差工下流では、洪水時に河床の洗掘や河岸侵食といった被害が発生してきた。その要因は、落差工下流に発生する跳水である、潜り噴流と波状跳水(図 1-4)の流速分布に深く関係している。一般的に、潜り噴流は落差工下流で最大主流速が底面沿いに集中し、砕波を伴う逆流域を伴う。一方、波状跳水は水表面付近に最大主流速が集中し、底面付近では落差工下端において発生する剥離による逆流域が発生する。鈴木ら(1982)によって、落差工下流では“潜り噴流が発生することで底面付近に大きい主流速が集中し、河床が洗掘され水深が増加することで波状跳水が発生し、河床が埋め戻される”といった過程を繰り返す流況となることが、実験により示された。また、この2つの流況は、跳水発生前の上流(射流)の F や下流水深、段落ち高さに依存して変化し、その移行限界は異なることが知られている。梶川ら(2003)は、段落ち部下流に発生する潜り噴流と波状跳水について、FAVOR法を導入した鉛直2次元計算を行い、直線水路における段落ち下流の跳水の移行限界は概ね再現することを示した。さらに、段落ち直下の河床洗掘に着目し、流れと河床変動を再現する数値計算手法の開発も行われてきた。内田ら(2004)は、構造物下流の洗掘孔内における流体混合によって洗掘力を軽減させる工法に着目し、床止め工直下の流れや局所洗掘を見積もれる数値解析モデルを検討し、床止め工直下において洗掘孔を許容することで、洗掘を促進する流況を改善できることを示した。梶川ら(2005)は、段落ち直下において潜り噴流と波状跳水が繰り返し発生する流れ場と、それに伴う河床変動の予測するための鉛直2次元モデルを開発し、波状跳水時の河床変動に関して良好な再現性が得られることを示した。潜り噴流の洗掘に対しては、非平衡流砂量式を用いた同様の解析が行われたが、洗掘速度を過小評価してしまう点に課題があり、流砂量式の修正が必要であると示した。梶川ら(2016)は潜り噴流について、鉛直2次元モデルと3次元モデルによって再現計算を行い、上流流量を固定した条件下では、堰高さや下流端水深の減少に伴い流れの3次元性の影響が大きくなるため、鉛直2次元モデルによる十分再現できない可能性を指摘した。このように、落差工直下の流れ構造に関しては、多くの実験や数値計算が行われ、河床変動を含めた流況の再現が行われてきた。しかし、以上の既往研究では、落差工直下の局所的な流れ場に限定した議論が多く、水路平面形状を考慮した流れ場の議論が少ない。実河川は直線的な流路だけでなく急拡部や湾曲部などを有するため、流れ構造は直線水路におけるものと異なる。八尾(2017)や八幡(2018)は、急拡段落ち部における跳水の移行限界について、急拡損失を含むため直線水路における移行限界に比べ、波状跳水が発生できる下流水深の領域が大きくなることを実験により示している。また、急拡による損失だけでなく、実河川では水路湾曲・蛇行による曲がりエネルギー損失も発生し、移行限界や流況に影響していると考えられる。実際に、令和3年7月大雨では、沼田川水系仏通寺川などの中小河川において堰・床止め工下流の被災が多く見られた(富山ら, 2022)。その中には落差工下流湾曲部で大きな河岸侵食被害があったことから、落差と流れの湾曲が流れや乱れ構造

と侵食に与える影響を明らかにすることが課題とされた。これまで発展してきた落差工下流の流れの数値計算は、以上のような水路形状と段落ち下流の流れ構造や移行限界の変化について検証はほとんど行われていない現状である。

1-2-3 透過性抵抗体による流れ・波の減衰と流体力評価法

1-2-1, 1-2-2 で示したように、段波・跳水はそれぞれ F によって形態が異なり、水面形状による流れ構造の変化という基本特性に不明な点が多い。さらに、河川では樹木群といった透過性抵抗体を通過することで、 F の異なる段波は流体力による波高や波速の減衰効果を受ける。

防潮林は、津波に対する抵抗として流速や浸水位を軽減することは古くから知られている(首藤ら, 1985)。原田ら(2003)は、防潮林を考慮した津波の数値計算を行い、最大浸水深に対する低減効果よりも最大流速の減衰効果が大きく、植生密度が大きくなるほど減衰効果は増加することを示した。今井ら(2006)は、ダムブレークによる段波を発生させ、様々な段波条件($1.22 < F < 1.45$)で植生群を通過する基礎実験を行い、エネルギー損失割合を算出し、最大で6割程度エネルギーを減衰させることを示した。また、樹木群を円柱群としてモデル化した基礎実験も多く行われている。Augustine ら(2009)は、非水没な円柱群の方が水没植生と比べ、波の伝播を妨げる不透過面が大きいため、波をより減衰させることを実験的に示した。Huang ら(2011)は、非水没円柱群を通過する孤立波について、樹木密度の違いによる減衰効果を実験と Boussinesq 方程式による数値計算から検討し、植生密度が大きいかほど反射率が増加し波の透過率を減少させることを示した。Iimura ら(2012)は、円柱群を有する直線水路を遡上する津波の基礎実験を行い、植生密度が大きいかほど植生内の水面勾配が大きくなるため、抵抗効果が増加することを示した。このように、透過性抵抗体と段波について、段波の減衰に着目した実験的検討が多く行われている。しかし、植生密度や配置による減衰率の影響に焦点が当てられており、波や低 F の段波条件が多く、 F による減衰率への影響については不明な点が多い。

流体力を考慮した数値計算は、これまで河川分野だけでなく海岸工学分野でも盛んに行われてきた。一般的に、数値計算における流体力の評価法は2種類存在する。一つは抵抗体をメッシュで直接定義する方法で、津波に関する計算では主に沿岸構造物の波力の耐性評価の数値計算に用いられてきた。しかし、沿岸構造物と異なり多孔質物体である植生などの透過性抵抗体に対しては、詳細に抵抗体を表現することは困難である。もうひとつは空間平均された運動方程式において抵抗項として評価する方法であり、実用的手法として広く用いられてきた。

定常流に対する透過性抵抗体に作用する流体力は、底面せん断力を含む合成粗度係数に含めて評価する方法(福岡ら, 1992; 重枝ら, 2020)の他に、抵抗体形状を詳細にメッシュで定義する必要がない抗力係数 C_D を用いた評価が行われてきた。これまで抗力係数は洪水流の数値計算におい

て、経験的な値やキャリブレーションした値(前野, 2005 ; 田端, 2021)を与えることが多かった。しかし、観測水面形と一致するように抗力係数を決定する方法では、流体力が速度のみの関数となり、流体力が作用することで変化する流速分布以外の現象を考慮することができない。そこで、キャリブレーションせずに流体力を評価するため、抗力係数と密接な関係を持つ変数によってモデル化した評価が行われてきた。Nepf (1999)は、円柱群を通過する定常流の実験を行い、流体力と乱流強度は依存することや、流れの運動エネルギーが乱れエネルギーに変換される割合は、抵抗体の形状抵抗と粘性せん断力の比とレイノルズ数(Re)に依存することを示した。さらに、Tanino and Nepf (2008)は、Ergun (1952)によって提案された流体力評価式を以下の抗力係数評価式に整理した。

$$C_D = 2 \left(\frac{\alpha_0}{Re} + \alpha_1 \right) \quad (1-2.1)$$

ここに、 α_0 : 抵抗体占有率の関数、 α_1 : 経験的な定数、 Re : 円柱レイノルズ数($=Ud/\nu$)である。また、抗力係数と Re や抵抗体占有率の関係を調査し、抵抗体占有率が大きくなればなるほど、抗力係数も大きくなることを示した。Cheng and Nerun (2011)は、植生の代表長さを考慮した径深 R を用いて、 $Re(=UR/\nu)$ の関数として抗力係数を提案した。

$$C_D = \frac{50}{Re} + 0.7 \left[1 - \exp\left(-\frac{Re}{15000}\right) \right] \quad (1-2.2)$$

この抗力係数を用いることで、植生密度に関係なく Re によって抗力係数が減少することを示した。

一方、非定常流である波に作用する流体力評価には、抗力係数に加えて非定常性による慣性力を評価する Morison 式が用いられてきた。非定常流における流体力評価においても、抗力係数は様々な形でモデル化されてきた。Mendez ら(1999)は、植生に作用する波の実験結果より抗力係数を Re の関数として算出し、その有効性を示した。さらに Mendez ら(2004)は、流れの特性を考慮できる指標として Keulegan–Carpenter 数(KC)と相対植生高さを用いて、植生群を通過する波の抗力評価式を実験的に示した。

$$C_D = 0.47 \exp(-0.052KC) \quad , 3 < KC < 59 \quad (1-2.3)$$

$$KC = u_c T_p / b_v \quad (1-2.4)$$

ここに、 u_c : 最大代表流速、 b_v : 代表長さ、 T_p : 最大周期である。Ma ら(2013)は、式(1-2.3)を用いて、RANS モデルによる植生群を通過する波の数値計算を行い、波のエネルギー減衰を良好に再現することを示した。この抗力係数評価式(1-2.3)は近年でも多く用いられているが、 KC の範囲が3 から 59 という範囲に限定されている。さらに、波の分散効果が小さい段波に対しては、最大周期を用いる式(1-2.3)は不十分であると考えられる。

原田ら(2003)は、段波先端部の非定常区間と継続部の準定常区間に分類し、防潮林モデルを透過

する実験からモデル前後における水位，流速，波圧を計測した．この実験結果から，以下に示す抗力係数評価式を得た．

$$C_D = 8.4V_0/V + 0.66, (0.01 \leq V_0/V \leq 0.07) \quad (1-2.5)$$

ここに， V_0 : 防潮林の存在区間における水面下の全体積， V : 防潮林の存在区間における水面下の防潮林体積の比である．Tehら(2009)は，マレーシアのペナン(Penang)州におけるマングローブ林を通過する津波の波高・波速の減衰効果について，原田ら(2003)の抗力係数評価式(1-2.5)を用いて数値計算を行い検討した．その結果，実験波高を概ね再現でき，波高や波速の低減率は，波高，波周期，波長，林幅や密度などのマングローブの特性によって大きく異なることを示した．Mazaraら(2015)は，植生群を通過する波の減衰は，メッシュで抵抗体を直接定義した計算結果と比較しても，キャリブレーションした抗力係数 C_D によって十分再現できることを示した．一方で，Tanino and Nepf(2008)，Cheng and Nerunら(2011)による抗力係数評価式では，植生群の配置による波の抗力係数の変化を表せないとした．しかし，多くの知見がある一様流の抗力係数 C_D を用いた評価式との違いは明らかでない．さらに，以上の抗力係数評価式は，流れ条件の範囲が限定されている．そのため，段波の F の違いが流体力やそれに伴う波高・波速減衰に与える影響の検討は不十分である．

そのためには，透過性抵抗体を有する水路における F の異なる段波の基礎実験に加え，数値計算を行うことで，運動方程式から力学的に減衰特性を議論する必要がある．そこで，理論的に導出される抗力係数に着目する．この抗力係数は，等流条件を超えて，(1) 等流状態における開水路効果，(2) 圧力勾配による不等流効果の2つを考慮している．また，植生模型群を有する直線水路における定常流(加速流/減速流)の水深の縦断分布について，1次元計算を行って良好な再現性を確認している(Uchida et al., 2022)．さらに，この抗力係数はFr数の関数であるため， F が時空間的に変化する非定常流段波への適用も期待できる．そのため，透過性抵抗体や流れの条件に依存しない，適切な抗力係数評価が可能であると考えられる．

1-3 本研究の目的と構成

以上の既往研究の課題を踏まえ，本研究では，水路平面形状と透過性抵抗体が跳水・段波機構に与える影響を，実験と数値計算を行うことで明らかにし，透過性抵抗体に作用する段波の流体力評価法を検証することを目的とする(図 1-5)．

第2章では，数値計算において用いる支配方程式や乱流モデルについて記述している．第3章では，段落ち部を有する直線・急拡・蛇行水路における潜り噴流と波状跳水の流れ構造と移行限界について，種々の乱流モデルを用いた3次元RANSモデルによる数値計算と基礎実験から明ら

かにする(関連論文, 小林ら, 水工学論文集 77, 2022). 第4章では, Froude 数による段波形態と水路平面形状の影響を, 実験と平面 2 次元・3 次元計算から明らかにする(関連論文, Kobayashi et al., Coastal Engineering Journal 64, 2022 ; 小林ら, 水工学論文集 76, 2021). 第5章では, 植生群を通過する段波波高の減衰を評価できる流体力評価法を開発し, 平面 2 次元計算を実験結果と比較することで, 評価法の検証および現状の課題を明らかにする.

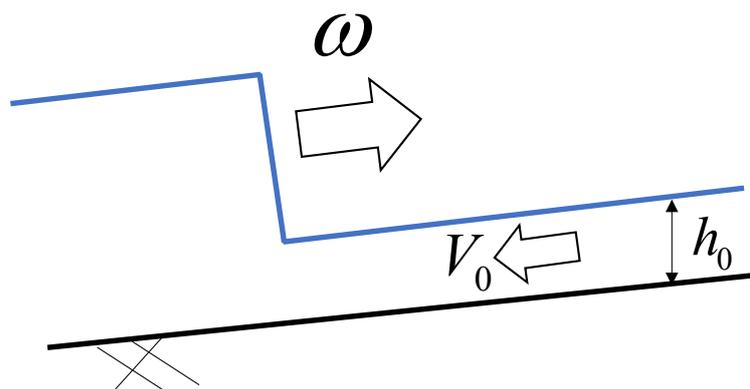
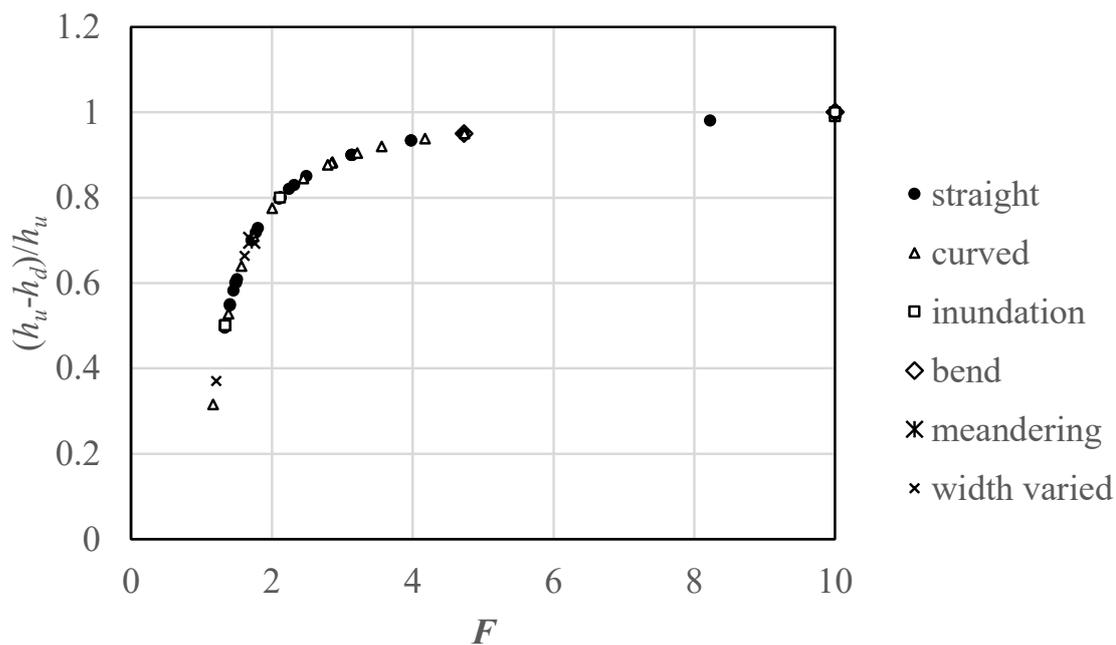


図 1-1 段波の Froude 数の概念図



図 1-2 蛇行水路を伝播する碎破段波（上）と波状段波（下）



F	Cases	channel type					Flow type	
		straight or inundation	curved	bend	meandering	width varied	Dam break	Tidal bore
LOW (F<2.1)	26 (33%)	18 (69%)	5 (19%)	0 (0%)	1 (4%)	2 (8%)	18 (69%)	8 (31%)
HIGH (F>2.1)	52 (67%)	34 (65%)	12 (23%)	6 (12%)	0 (0%)	0 (0%)	52 (100%)	0 (0%)

図 1-3 既往の研究と Froude 数の関係(h_u =ゲート上流水深, h_d =ゲート下流水深)

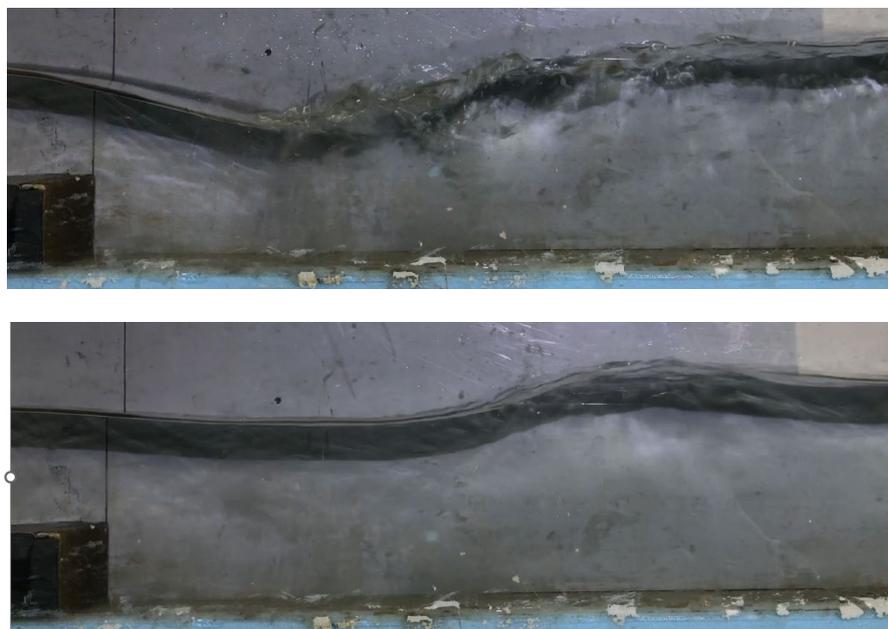


図 1-4 直線水路における潜り噴流 (上) と波状跳水(下)

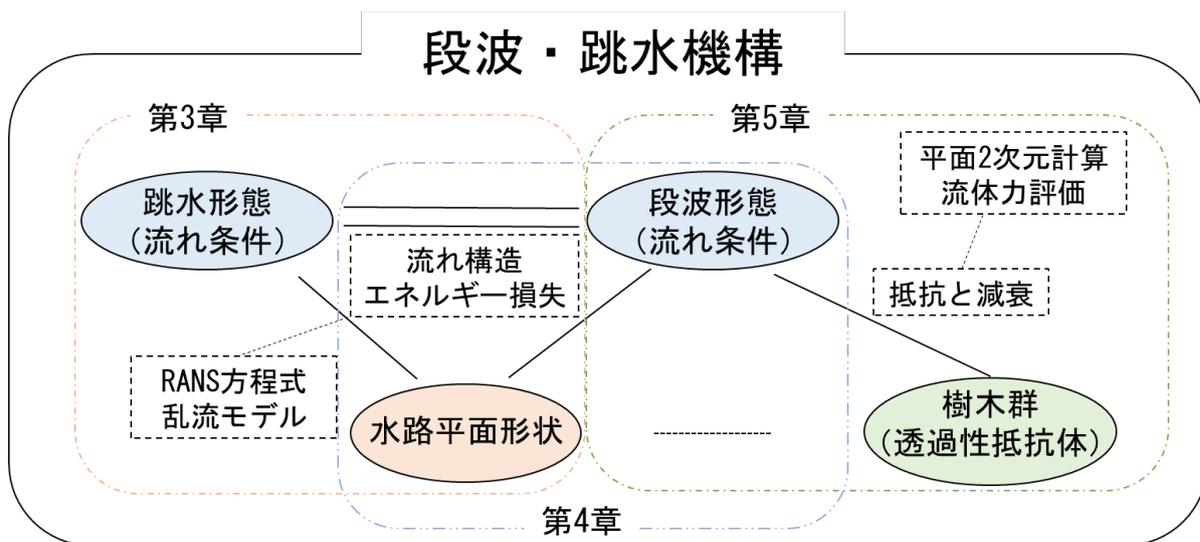


図 1-5 段波・跳水機構と水路平面形状・段波跳水形態・透過性抵抗体の関係

第2章 跳水・段波の数値解析法

2-1 概要

本章では、種々の水路形状における跳水や段波、また透過性抵抗体を通過する段波に適用する数値解析法の構築を目的としている。跳水には潜り噴流や波状跳水、段波には碎波段波や波状段波が存在し、それぞれの特徴に適した解析法を用いて数値解析を行う必要がある。ここでは、平面2次元計算では一般座標系における浅水流方程式、3次元計算ではOpenFOAMにおける気液混合モデルであるinterFoam ソルバ(Deshpande et al., 2012)のRANS方程式を用いた。自由表面解析にはVOF法を用いた。

2-2 平面2次元計算法

2-2-1 基礎方程式_浅水流方程式の導出

本項では本解析で用いる基礎方程式を導出する。導出する基礎方程式は、水深積分連続式、浅水流方程式である。そして、それぞれの基礎方程式を蛇行水路における境界条件に適応させるために、一般座標系における基礎方程式に変換する。

(1) 水深積分連続式

連続式は式(1)で表される。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.2-1)$$

ここで、 u : x 方向流速、 v : y 方向流速、 w : z 方向流速である。

ライプニッツ・ルールを用いて、連続式を水深積分する。

$$\int_{z_b}^{z_s} \frac{\partial u}{\partial x} dz + \int_{z_b}^{z_s} \frac{\partial v}{\partial y} dz + \int_{z_b}^{z_s} \frac{\partial w}{\partial z} dz = 0 \quad (2.2-2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{z_b}^{z_s} u dz - u_s \frac{\partial z_s}{\partial x} + u_b \frac{\partial z_b}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_b}^{z_s} v dz - v_s \frac{\partial z_s}{\partial y} + v_b \frac{\partial z_b}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \int_{z_b}^{z_s} w dz - w_s \frac{\partial z_s}{\partial z} + w_b \frac{\partial z_b}{\partial z} = 0 \quad (2.2-3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{z_b}^{z_s} u dz - u_s \frac{\partial z_s}{\partial x} + u_b \frac{\partial z_b}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_b}^{z_s} v dz - v_s \frac{\partial z_s}{\partial y} + v_b \frac{\partial z_b}{\partial y} + w_{z_s} - w_{z_b} = 0 \quad (2.2-4)$$

ここで、運動学的境界条件より、

$$w_{z_s} = \frac{\partial z_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial z_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial z_s}{\partial y} \quad (2.2-5)$$

$$w_{z_b} = \frac{\partial z_b}{\partial t} + u_b \frac{\partial z_b}{\partial x} + v_b \frac{\partial z_b}{\partial y} \quad (2.2-6)$$

である。これを式(2.2.4)に代入すると、水深積分連続式が導出される。

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{z_b}^{z_s} u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_b}^{z_s} v dz + \frac{\partial z_s}{\partial t} - \frac{\partial z_b}{\partial t} = 0 \quad (2.2-7)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial U_x h}{\partial x} + \frac{\partial V_y h}{\partial y} = 0 \quad (2.2-8)$$

$$U_x = \frac{1}{h} \int_{z_b}^{z_s} u dz, \quad V_y = \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{h} \int_{z_b}^{z_s} v dz \quad (2.2-9)$$

ここで、 U_x, V_y : x, y 方向の水深平均流速、 h : 水深($z_s - z_b$)である。

(2) 浅水流方程式

x_i 方向の流れの運動方程式は式(2.2-10)で表される。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.2-10)$$

ここで、 $i: 1, 2, 3$ (x, y, z 方向)、 u_i : x_i 方向流速、 p : 圧力、 ρ : 密度である。

式(2.2-10)の左辺を式(2.2-11)のように発散型に変換し、ライプニッツ・ルールを用いて水深積分する。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial uu_i}{\partial x} + \frac{\partial vu_i}{\partial y} + \frac{\partial wu_i}{\partial z} \quad (2.2-11)$$

$$\begin{aligned} & \int_{z_b}^{z_s} \frac{\partial u_i}{\partial t} dz + \int_{z_b}^{z_s} \frac{\partial uu_i}{\partial x} dz + \int_{z_b}^{z_s} \frac{\partial vu_i}{\partial y} dz + \int_{z_b}^{z_s} \frac{\partial wu_i}{\partial z} dz \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{z_b}^{z_s} u_i dz - u_i \frac{\partial z_s}{\partial t} + u_i \frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_b}^{z_s} uu_i dz - u_s u_i \frac{\partial z_s}{\partial x} + u_b u_i \frac{\partial z_b}{\partial x} \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_b}^{z_s} vu_i dz - v_s u_i \frac{\partial z_s}{\partial y} + v_b u_i \frac{\partial z_b}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \int_{z_b}^{z_s} wu_i dz - w_s u_i \frac{\partial z_s}{\partial z} + w_b u_i \frac{\partial z_b}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{z_b}^{z_s} u_i dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_b}^{z_s} uu_i dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_b}^{z_s} vu_i dz \\ &+ u_i \left(w_s - \frac{\partial z_s}{\partial t} - u_s \frac{\partial z_s}{\partial x} - v_s \frac{\partial z_s}{\partial y} \right) + u_i \left(-w_b + \frac{\partial z_b}{\partial t} + u_b \frac{\partial z_b}{\partial x} + v_b \frac{\partial z_b}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (2.2-12)$$

ここで、式(2.2-5),(2.2-6)の運動学的境界条件より、式(2.2-12)の最後の項は消えるため、

$$\int_{z_b}^{z_s} \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) dz = \frac{\partial}{\partial t} \int_{z_b}^{z_s} u_i dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_b}^{z_s} u u_i dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_b}^{z_s} v u_i dz \quad (2.2-13)$$

である。

ここで、流速 u_i を水深平均流速 U_i と水深平均流速の偏差 u'_i によって表現すると、

$$u_i = U_i + u'_i \quad (2.2-14)$$

$$u_i u_j = (U_i + u'_i)(U_j + u'_j) = U_i U_j + U_i u'_j + U_j u'_i + u'_i u'_j \quad (2.2-15)$$

となる。ここで、

$$\int_{z_b}^{z_s} u_i u_j dz = \overline{u_i u_j} h \quad (2.2-16)$$

と表記すれば、

$$\overline{u_i u_j} = \overline{U_i U_j + U_i u'_j + u'_i U_j + u'_i u'_j} = \overline{U_i U_j} + \overline{u'_i u'_j} = U_i U_j + \overline{u'_i u'_j} \quad (2.2-17)$$

である。式を用いて式を整理すると、

$$\int_{z_b}^{z_s} \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) dz = \frac{\partial U_i h}{\partial t} + \frac{\partial U_x U_i h}{\partial x} + \frac{\partial V_y U_i h}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_i} h}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'_i u'_i} h}{\partial y} \quad (2.2-18)$$

となる。

次に、圧力項について、静水圧を仮定すると

$$p = \rho g(z_s - z) \quad (2.2-19)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} = -g \frac{\partial z_s}{\partial x_i} \quad (2.2-20)$$

となる。したがって、水深積分を行うと、圧力項は

$$\int_{z_b}^{z_s} -g \frac{\partial z_s}{\partial x_i} dz = -gh \frac{\partial z_s}{\partial x_i} \quad (2.2-21)$$

である。

次に、剪断力項について、水深積分を行うと、

$$\int_{z_b}^{z_s} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} dz = \frac{\partial}{\partial x_j} \int_{z_b}^{z_s} \tau_{ij} dz - \left(\tau_{ij} \right)_s \frac{\partial z_s}{\partial x_j} + \left(\tau_{ij} \right)_b \frac{\partial z_b}{\partial x_j} = \frac{\partial h T_{ik}}{\partial x_k} + \tau_{bi} \quad (2.2-22)$$

$$\tau_{bi} = \left(\tau_{iz} \right)_b - \left(\tau_{ix} \right)_b \frac{\partial z_b}{\partial x} - \left(\tau_{iy} \right)_b \frac{\partial z_b}{\partial y} \quad (2.2-23)$$

ここに $k=1,2$ によって、浅水流方程式は以下の式で表される。

$$\frac{\partial U_i h}{\partial t} + \frac{\partial U_x U_i h}{\partial x} + \frac{\partial V_y U_i h}{\partial y} = -gh \frac{\partial z_s}{\partial x_i} - \tau_{bi} - \left(\frac{\partial \overline{u'u'_i h}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'u'_i h}}{\partial y} + \frac{\partial h T_{ij}}{\partial x_j} \right) \quad (2.2-24)$$

なお、本解析では右辺第3項であるせん断応力および流速鉛直分布による運動量輸送項は無視している。

2-2-2 基礎方程式の物理成分一般座標系への変換

基礎方程式を物理成分の一般座標系(渡辺ら, 2002)へ変換すると、水深積分連続式、水深積分運動方程式は、以下の式で表される。また、運動方程式における移流項は、勾配型から保存型に変形し、側壁によるせん断力項は無視している。

(1) 水深積分連続式

$$J \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \xi} (\tilde{J} d\eta \cdot \tilde{U} h) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\tilde{J} d\xi \cdot \tilde{V} h) = 0 \quad (2.2-25)$$

$$(\tilde{J} d\xi, \tilde{J} d\eta) = (\Delta\xi, \Delta\eta) \quad (2.2-26)$$

(2) 水深積分運動方程式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Jh\tilde{U}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{J}d\eta \cdot \tilde{U}^2 h}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{J}d\xi \cdot \tilde{U}\tilde{V}h}{\partial \eta} - J\tilde{J}(\tilde{V} - \tilde{U} \cos \theta^{\eta\xi}) \left(\tilde{U}h \frac{\partial \theta^\xi}{\partial \tilde{\xi}} - \tilde{V}h \frac{\partial \theta^\xi}{\partial \tilde{\eta}} \right) \\ & = -Jgh \left(\frac{\partial z_s}{\partial \tilde{\xi}} + \cos \theta^{\eta\xi} \frac{\partial z_s}{\partial \tilde{\eta}} \right) - J \frac{gn^2 \tilde{U}}{h^{1/3}} \sqrt{u^2 + v^2} \end{aligned} \quad (2.2-27)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Jh\tilde{V}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{J}d\eta \cdot \tilde{U}\tilde{V}h}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{J}d\xi \cdot \tilde{V}^2 h}{\partial \eta} + J\tilde{J}(\tilde{U} - \tilde{V} \cos \theta^{\eta\xi}) \left(\tilde{U}h \frac{\partial \theta^\eta}{\partial \tilde{\xi}} - \tilde{V}h \frac{\partial \theta^\eta}{\partial \tilde{\eta}} \right) \\ & = -Jgh \left(\frac{\partial z_s}{\partial \tilde{\eta}} + \cos \theta^{\eta\xi} \frac{\partial z_s}{\partial \tilde{\xi}} \right) - J \frac{gn^2 \tilde{V}}{h^{1/3}} \sqrt{u^2 + v^2} \end{aligned} \quad (2.2-28)$$

となる。

一般座標系における幾何学表示を、**図 2-1** に示す。

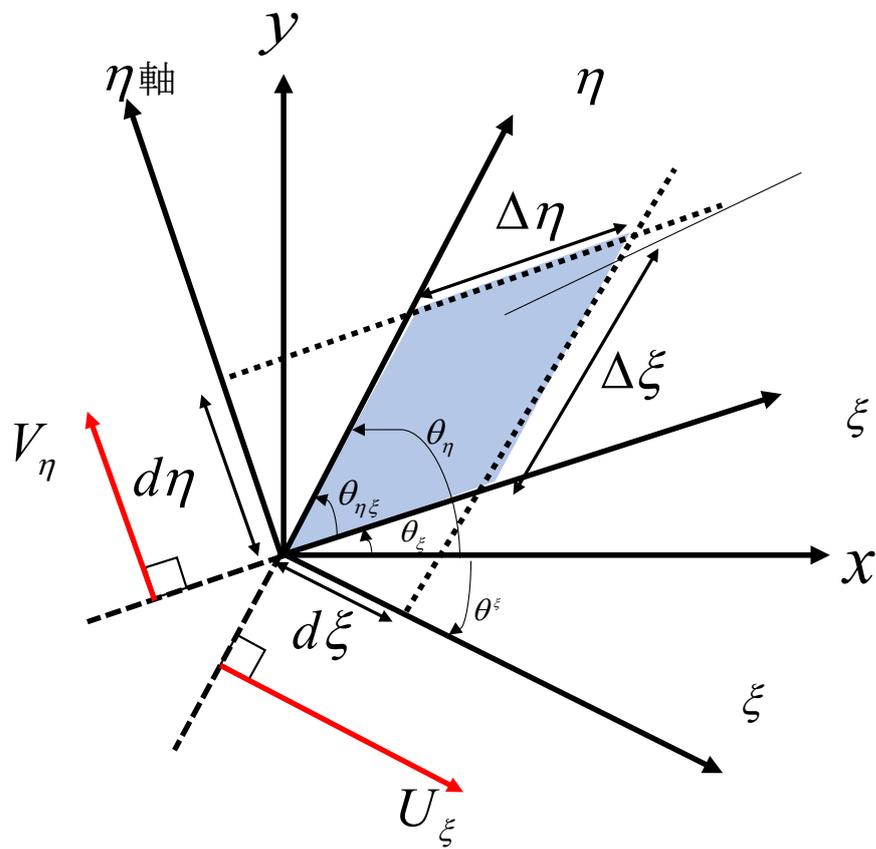


図 2-1 一般座標系における幾何学的表示

2-2-3 運動方程式の解法（移流項の離散化）

移流項の離散化では、流速やフラックスの風上化を行う。ξ方向の運動方程式における移流項の離散化を考える。

ξ方向運動方程式の移流項は、

$$\frac{\partial \tilde{J} d\eta \cdot \tilde{U}^2 h}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{J} d\xi \cdot \tilde{U} \tilde{V} h}{\partial \eta} \quad (2.2-29)$$

と表される。また、η方向運動方程式の移流項は、

$$\frac{\partial \tilde{J} d\eta \cdot \tilde{U} \tilde{V} h}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{J} d\xi \cdot \tilde{V}^2 h}{\partial \eta} \quad (2.2-30)$$

と表される。ξ方向とη方向の運動方程式におけるコントロールボリュームは、**図 2-2** で表される。このコントロールボリュームにおけるフラックスの収支を計算する。その際に、ξ方向の運動方程式における移流項の離散化においては、ξ方向の移流項に関してはフラックス $U_\xi U_\xi h$ を風上化し、η方向の移流項に関しては流速 U_ξ のみを風上化する。η方向の運動方程式における移流項の離散化においては、η方向の移流項に関してはフラックス $V_\eta V_\eta h$ を風上化し、ξ方向の移流項に関しては流速 V_η のみを風上化する。

移流項の離散化に用いるフラックスを、 $AFlux_\xi$, $AFlux_\eta$ と定義すると、 $AFlux_\xi$ は周辺の流速 U_ξ によって以下のように風上化される。

$$\begin{aligned} U_{\xi\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right)} > 0, U_{\xi\left(i, j+\frac{1}{2}\right)} > 0 \\ AFlux_{\xi i, j} = \left(U_\xi U_\xi h \right)_{\left(i, j+\frac{1}{2} \right)} \end{aligned} \quad (2.2-31)$$

$$\begin{aligned} U_{\xi\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right)} < 0, U_{\xi\left(i+1, j+\frac{1}{2}\right)} < 0 \\ AFlux_{\xi i, j} = \left(U_\xi U_\xi h \right)_{\left(i+1, j+\frac{1}{2} \right)} \end{aligned} \quad (2.2-32)$$

以上の条件に該当しない場合、以下の式で表される。

$$AFlux_{\xi i, j} = \left(U_\xi U_\xi h \right)_{\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2} \right)} \quad (2.2-33)$$

また、 $AFlux_\eta$ は同様に以下のように示される。

$$\begin{aligned}
 &V_{\eta(i,j)} > 0, V_{\eta(i,j-\frac{1}{2})} > 0 \\
 &AFlux_{\eta i,j} = (U_{\xi})_{(i,j-\frac{1}{2})} (V_{\eta}h)_{(i,j)}
 \end{aligned}
 \tag{2.2-34}$$

$$\begin{aligned}
 &V_{\eta(i,j)} < 0, V_{\eta(i,j+\frac{1}{2})} < 0 \\
 &AFlux_{\eta i,j} = (U_{\xi})_{(i,j+\frac{1}{2})} (V_{\eta}h)_{(i,j)}
 \end{aligned}
 \tag{2.2-35}$$

以上の条件に該当しない場合，以下の式で表される．

$$AFlux_{\eta i,j} = (U_{\xi}V_{\eta}h)_{(i,j)}
 \tag{2.2-36}$$

よって， ξ 方向の移流項の離散化は以下のように表される．

$$\frac{AFlux_{\xi i,j} - AFlux_{\xi i-1,j}}{d\xi} + \frac{AFlux_{\eta i,j+1} - AFlux_{\eta i,j}}{d\eta}
 \tag{2.2-37}$$

また， η 方向運動方程式における移流項の離散化も同様に行う．

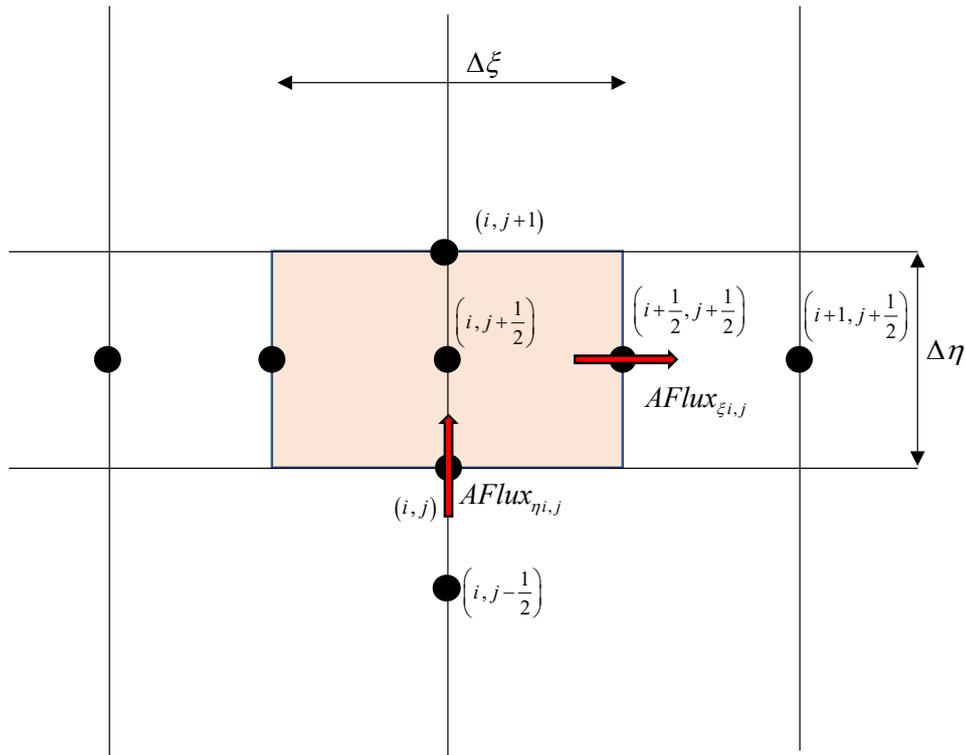


図 2-2 ξ 方向運動方程式におけるコントロールボリューム

2-3 3次元計算

3次元計算を行うために、オープンソースである OpenFOAM における interFoam ソルバ(Deshpande et al., 2012)を用いた。以下に運動方程式とその解法、乱流モデル、境界条件について示す。

2-3-1 運動方程式とその解法

本計算で用いる基礎方程式は、N-S 方程式にレイノルズ平均操作を行った Reynolds-Averaged N-S 方程式であり、以下に示す。

$$\frac{\partial \rho \bar{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{U} \bar{U}) = -\nabla p + \left[\nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla \bar{U}) + \nabla \bar{U} \cdot \nabla \mu_{eff} \right] + \rho \bar{g} \quad (2.3-1)$$

$$\mu_{eff} = \mu + \rho \nu_t \quad (2.3-2)$$

ここに、 U : 流速、 p : 圧力、 μ : 粘性係数、 ν_t : 渦動粘性係数である。ここで、圧力 p を以下のように変形する。

$$\begin{aligned} p &= p_d + \rho \bar{g} \cdot \bar{x} \\ \nabla p &= \nabla p_d + \rho \bar{g} + \bar{g} \cdot \bar{x} \nabla \rho \end{aligned} \quad (2.3-3)$$

変形した p を式(2.3-1)に代入し、有限体積法より体積積分すると、式(2.3-4)で表される。

$$\begin{aligned} \int_V \frac{\partial \rho \bar{U}}{\partial t} dV + \int_S (\rho \bar{U} \bar{U}) \cdot \bar{n} dS &= - \int_V \nabla p_d dV - \int_V \bar{g} \cdot \bar{x} \nabla \rho dV \\ &+ \int_S (\mu_{eff} \nabla \bar{U}) \cdot \bar{n} dS + \int_V (\nabla \bar{U} \cdot \nabla \mu_{eff}) dV \end{aligned} \quad (2.3-4)$$

ここに、 V : 格子体積、 S : 格子表面積である。式(2.3-3)で示される運動方程式を解くために、予測流速場を計算した後、以下の PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators)法(Deshpande et al., 2012)を用いて圧力場と流速場について補正を行う。図 2-3 に、対象とする格子と隣接する格子を示す。対象とする格子は添え字 P で、隣接する格子は N と定義する。PISO 法における反復計算の手順では、ステップ数を m として定義される。よって、初期ステップが $m=0$ 、現在ステップが $m=t_n$ となる。まず、圧力項と重力項を無視し、時間微分項、移流項、拡散項のみを考慮した運動方程式を考える。式(2.3-5)を解くことで、予測流速 U_P^r を得る。

$$\frac{(\rho_P^{n+1} \bar{U}_P^r) - (\rho \bar{U})_P^n}{\Delta t} V_P + \sum_{f \in S} (\rho_f \phi_f)^n \bar{U}_f^{r'} = \sum_{f \in S} (\mu_{eff}^n)_f (\nabla_f^\perp \bar{U})^{r'} |S_f| + \nabla \bar{U}_P^n \cdot \nabla (\mu_{eff}^n)_P V \quad (2.3-5)$$

ここで、上付き文字 r は予測された変数であることを示す。密度や粘性係数は VOF 変数 α を用いて表される(2-3-2 参照)。

次に、格子界面 f における流速(上付き r')を、対象とする格子における流速と、隣接する格子における流速を用いて、以下のように定義する。

$$U_f^r = \frac{U_P^r}{2} [1 + \Theta(f)w] + \frac{U_N^m}{2} [1 - \Theta(f)w] \quad (2.3-6)$$

ここで、界面 f の変数を格納する格子が P であれば、

$$\Theta(f) = 1 \quad (2.3-7)$$

であり、格納する格子が N であれば、

$$\Theta(f) = -1 \quad (2.3-8)$$

となる。また、 w は以下の式で表される。

$$w = \zeta(\phi_f)(1 - \lambda_U) \quad (2.3-9)$$

$$\zeta(\phi_f) = 1 \text{ for } \phi_f \geq 0; \zeta(\phi_f) = -1 \text{ for } \phi_f < 0$$

ここに、 λ_U はリミッター関数である。

次に、粘性項を整理すると、式(2.3-10)で表せる。

$$\left(\nabla_f^\perp \bar{U}\right)^r = \Theta(f) \frac{\bar{U}_N^m - \bar{U}_P^r}{|d|} \quad (2.3-10)$$

ここで、式(2.3-10)と式(2.3-6)を用いて、式(2.3-11)が得られる。

$$A_P \bar{U}_P^r = \left(\sum_{\forall N} A_N \bar{U}_N^m + E_P \right) = H(\bar{U}^m) \quad (2.3-11)$$

上式を整理すると、 A_P, A_N, E_P は以下の式で表される。(ただし、 E_P は行列ではない)

$$E_P^n = \frac{(\rho \bar{U})_P^n}{\Delta t} + \nabla \bar{U}_P^n \cdot \nabla \mu_P^{n+1} \quad (2.3-12)$$

$$A_P = \left(\frac{\rho_P^{n+1} V_P}{\Delta t} + \sum_{f \in \mathcal{S}} \frac{1}{2} (\rho_f \phi_f)^n [1 + \Theta(f)w] + \sum_{f \in \mathcal{S}} (\mu_{\text{eff}})_{f, n+1} \Theta(f) \frac{|\bar{S}_f|}{|d|} \right) \frac{1}{V_P} \quad (2.3-13)$$

$$A_N = \left(-\frac{1}{2} (\rho_f \phi_f)^n [1 - \Theta(f)w] + (\mu_{\text{eff}})_{f, n+1} \Theta(f) \frac{|\bar{S}_f|}{|d|} \right) \frac{1}{V_P} \quad (2.3-14)$$

式(2.3-11)に重力項を加えると、式のようになる。

$$\bar{U}_P^r = \frac{H(\bar{U}^m)}{A_P} - \frac{(\bar{g} \cdot \bar{x} \nabla \rho)^{n+1}}{A_P} \quad (2.3-15)$$

上式を解くために、 U_P^r を格子界面に内挿する。

$$\left(\bar{U}_p^r\right)_f = \left(\frac{H(\bar{U}^m)}{A_p}\right)_f - \left(\frac{(\bar{g} \cdot \bar{x} \nabla \rho)^{n+1}}{A_p}\right)_f \quad (2.3-16)$$

U_p^r に関するフラックス ϕ_f^r は、格子界面との内積を行うことで得られる。

$$\phi_f^r = \left(\frac{H(\bar{U}^m)}{A_p}\right)_f \cdot \bar{S}_f - \left(\frac{(\bar{g} \cdot \bar{x} \nabla \rho)^{n+1}}{(A_p)_f} (\nabla_f^\perp \rho)^{n+1} |\bar{S}_f|\right) \quad (2.3-17)$$

式(2.3-17)で、流速の予測段階が終了する。次に、圧力フラックスへの寄与は式(2.3-18)で示される。

$$\left(\frac{-\nabla p_d}{A_p}\right)_f \cdot \bar{S}_f = \left(\frac{1}{A_p}\right)_f (\nabla_f^\perp p_d^{m+1}) |\bar{S}_f| \quad (2.3-18)$$

上式を式(2.3-17)の右辺に追加すると、以下のようになる。

$$\phi_f^{m+1} = \left(\frac{H(\bar{U}^m)}{A_p}\right)_f \cdot \bar{S}_f - \left(\frac{(\bar{g} \cdot \bar{x} \nabla \rho)^{n+1}}{(A_p)_f} (\nabla_f^\perp \rho)^{n+1} |\bar{S}_f|\right) - \left(\frac{1}{A_p}\right)_f (\nabla_f^\perp p_d^{m+1}) |\bar{S}_f| \quad (2.3-19)$$

p_d は陰的に扱われるため、上付き文字は $m+1$ となる。さらに、上式をまとめると式(2.3-20)が得られる。

$$\phi_f^{m+1} = \phi_f^r - \left(\frac{1}{A_p}\right)_f (\nabla_f^\perp p_d^{m+1}) |\bar{S}_f| \quad (2.3-20)$$

ここで、未知数である圧力 p_d^{m+1} を決定するため、非圧縮流体の質量保存則

$$\sum_{f \in S} \phi_f^{m+1} = 0 \quad (2.3-21)$$

を用いると、式(2.3-22)のようになる。

$$\sum_{f \in S} \left(\frac{1}{A_p}\right)_f (\nabla_f^\perp p_d^{m+1}) |\bar{S}_f| = \sum_{f \in S} \phi_f^r \quad (2.3-22)$$

式(2.3-22)は線形であるため、行列計算によって解くことができ、 p_d^{m+1} を得る。その後、式(2.3-23)によって格子中心点における流速 U_p^{m+1} を算出する。

$$\bar{U}_p^{m+1} = \bar{U}_p^r + \left(\frac{1}{A_p}\right) \cdot \left(\sum_{f \in S} \frac{(\bar{S}_f \otimes \bar{S}_f)}{|\bar{S}_f|}\right) \cdot \left(\sum_{f \in S} \left(\frac{\phi_f^{m+1} - (\bar{U}_p^r)_f \cdot \bar{S}_f}{\left(\frac{1}{A_p}\right)_f |\bar{S}_f|}\right) \bar{S}_f\right) \quad (2.3-23)$$

以上までが、PISO法における反復計算の第1ステップである。修正された流速 U_P^{m+1} によって、式(2.3-11)が更新される。更新された式(2.3-11)から流速を修正する式(2.3-23)まで、流速場と圧力場が連続式を満たすまで繰り返し行う。

2-3-2 自由表面解析__VOF法

自由表面解析には、以下のVOF変数 α の移流方程式を用いる。

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + u_j \frac{\partial \alpha}{\partial x_j} = 0 \quad (2.3-24)$$

$$\rho = \rho_w \alpha + \rho_a (1 - \alpha) \quad (2.3-25)$$

$$\mu = \mu_w \alpha + \mu_a (1 - \alpha) \quad (2.3-26)$$

ここに、 ρ : 密度、 μ : 動粘性係数、 ρ_a, ρ_w : 空気、水の密度、 μ_a, μ_w : 空気、水の粘性係数である。VOF変数は、完全液相であれば1、気相であれば0となる。

2-3-3 乱流モデル

2-3-3-1 標準 k - ε モデル

標準 k - ε モデルは、工学分野における流れの数値計算において広く用いられており、様々な乱流モデルの元となるモデルである(梶島, 2014)。以下に、標準 k - ε モデルの基礎方程式を示す。

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

$$\frac{\overline{Dk}}{Dt} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{v_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} \quad (2.3-27)$$

$$\frac{\overline{D\varepsilon}}{Dt} = (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\}$$

$$C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3, C_{\varepsilon 1} = 1.44, C_{\varepsilon 2} = 1.92$$

k : 乱れエネルギー、 ε : エネルギー消散率、 P_k : レイノルズ応力の非等方成分による乱れエネルギー生産項である。

2-3-3-2 k - ω SST モデル

k - ω SSTモデル(Menter, 1992, 1994)は、壁付近では低 Re 領域における流速分布の評価に実績のある k - ω モデル(Wilcox, 2006)を用い、壁から離れた領域では標準 k - ε モデルを用いるモデルである。本モデルにおける ω の輸送方程式は、標準 k - ε モデルの ε の輸送方程式において $\varepsilon = \beta^* k \omega$ を代入し、両辺に $(1-F_1)$ を掛けた式と、 k - ω モデルの輸送方程式の両辺に F_1 を掛けた式を足し、整理することで得られる。ここで、 F_1 は壁からの距離 y で構成される変数である。そのため、壁からの距離 y

を用いて F_1 を計算し、 F_1 が 0 であれば標準 k - ε モデルが解かれ、 F_1 が 1 となれば k - ω モデルが解かれる仕組みとなっている。また、 F_1 を計算するために、3 項の大きさをそれぞれ比較している。ここで、もし壁から十分離れた距離 y であれば、 \tanh の中で第 3 項 ($4\sigma_{\omega}k/CD_{kw}y^2$) が最小となり、 $F_1 = \tanh(0) = 0$ となる。また、 \tanh における第 1 項は乱れの長さスケールを壁からの距離 y で割った値であり、無次元乱れ長さである。第 2 項は、粘性底層内では $F_1 = 1$ となることを保証する項、第 3 項は、壁から離れた距離では $F_1 = 0$ となるための additional Safeguard 項である。また、SST は Sheer Stress Transport の略称である。渦動粘性係数の計算式において、逆圧力勾配流れにおけるレイノルズ応力の過大評価を防ぐために、渦動粘性係数が過大となる場合は、 $\tau = \nu_t du/dy$ で表されるように渦動粘性係数が決定する。

$$\begin{aligned}
 \nu_t &= \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; F_2 \Omega)} \quad \Omega = \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \\
 \frac{\overline{Dk}}{Dt} &= P_k - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k^*} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} \\
 \frac{\overline{D\omega}}{Dt} &= \gamma \frac{\omega}{k} P_k - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\omega} + \nu \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right\} + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \\
 F_1 &= \tanh \left[\left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* y \omega}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\sigma_\omega k}{CD_{kw} y^2} \right] \right\}^4 \right] \\
 CD_{kw} &= \max \left(\frac{2\sigma_\omega}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \\
 F_2 &= \tanh \left[\max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* y \omega}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right)^2 \right] \\
 a_1 &= 0.3, \gamma = \frac{5}{9}, \beta = \frac{3}{40}, \beta^* = 0.09, \sigma_k^* = 2.0, \sigma_\omega = 2.0 \quad (2.3-28)
 \end{aligned}$$

2-3-3-3 k-omega SST-SAS モデル

本モデルは、 k - ω SST モデルにおける ω の輸送方程式の右辺に Q_{sas} 項を加えることで、歪み度や非定常性が大きい流れ場において、 ω を増加させ渦動粘性係数を減少させる。 Q_{sas} 項には、乱れの長さスケールである L と von karman 乱れスケールである L_{vk} からなる項が存在し、上記の条件の場合には、この項が Q_{sas} 項において支配的となる。

$$\begin{aligned}
 v_t &= \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; F_2 \Omega)} \quad \Omega = \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \\
 \frac{\overline{Dk}}{\overline{Dt}} &= P_k - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{v_t}{\sigma_k^*} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} \\
 \frac{\overline{D\omega}}{\overline{Dt}} &= \gamma \frac{\omega}{k} P_k - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{v_t}{\sigma_\omega} + \nu \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right\} + 2(1-F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + Q_{sas} \\
 Q_{sas} &= \max \left[\zeta_2 S^2 \left(\frac{L}{L_{vk}} \right)^2 - C_{sas} \frac{2k}{\sigma_\Phi} \max \left(\frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j}, \frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right), 0 \right] \\
 L &= \frac{k^{1/2}}{\omega C_\mu^{1/4}} \\
 L_{vk} &= \kappa \left| \frac{S}{U^n} \right| \\
 S &= \sqrt{2 \cdot S_{ij} S_{ij}}; \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \\
 U^n &= \sqrt{\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_k^2} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2}} \\
 a_1 &= 0.3, \gamma = \frac{5}{9}, \beta = \frac{3}{40}, \beta^* = 0.09, \sigma_k^* = 2.0, \sigma_\omega = 2.0, C_{sas} = 2.0
 \end{aligned} \tag{2.3-29}$$

2-3-4 3次元計算における壁面境界条件

ここでは、RANSモデルにおける壁面境界条件の取り扱いについて記述する。壁面では、流速を0として不透過条件を与えている。また、壁面粗度は渦動粘性係数の境界条件に含まれている。

乱れエネルギーの壁面の境界条件（梶島，2014）は、一般的な壁法則から以下の式で表される。

$$k_p = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \Rightarrow \frac{\partial k}{\partial n} = 0 \tag{2.3-30}$$

ここに、 k_p ：壁面近傍の乱れエネルギー、 U_* ：摩擦速度、 n ：壁面法線方向である。さらに、壁面近傍のエネルギー消散率 ε 、エネルギー比消散率 ω は以下の式で表される（梶島，2014；Menter，2003）。

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa y_p} \tag{2.3-31}$$

$$\omega_p = \frac{C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\kappa y_p} \quad (2.3-32)$$

渦動粘性係数の境界条件には、対数分布則を用いる。まず、壁面上で流速ゼロ、壁面近傍で流速の直線分布を仮定すれば、

$$U_*^2 = (\nu + \nu_t) \frac{u_p}{y_p} \Leftrightarrow (\nu + \nu_t) = \frac{y_p}{u_p} U_*^2 \quad (2.3-33)$$

となる。ここで、摩擦速度 U_* と u_p を解くために、対数分布則と乱れエネルギーの壁法則を用いる。

$$\begin{aligned} \frac{u_p}{U_*} &= \frac{1}{\kappa} \ln \left[E' \left(\frac{U_* y_p}{\nu} \right) \right] \\ \Rightarrow u_p &= \frac{U_*}{\kappa} \ln \left[E' \left(\frac{U_* y_p}{\nu} \right) \right] \\ U_* &= C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} \quad K_s^+ = \frac{U_* k_s}{\nu} \\ E' &= E \quad \text{if } \{K_s^+ \leq 2.25\} \\ E' &= \frac{E}{f_n} \quad \text{if } \{K_s^+ \geq 2.25\} \\ f_n &= \left(\frac{K_s^+ - 2.25}{87.75} + C_s K_s^+ \right)^{\sin(0.4258(\ln(K_s^+)) - 0.811)} \quad \text{if } \{90 \geq K_s^+ \geq 2.25\} \\ f_n &= 1 + C_s K_s^+ \quad \text{if } \{K_s^+ \geq 90\} \end{aligned} \quad (2.3-34)$$

ここに、 k_s : 粗度高さである。よって、以下のように壁面せん断力を与える渦動粘性係数が計算される。

$$\nu_t = \nu \left[\frac{\kappa \left(\frac{U_* y_p}{\nu} \right)}{\ln \left[E' \left(\frac{U_* y_p}{\nu} \right) \right]} \right] \quad (2.3-35)$$

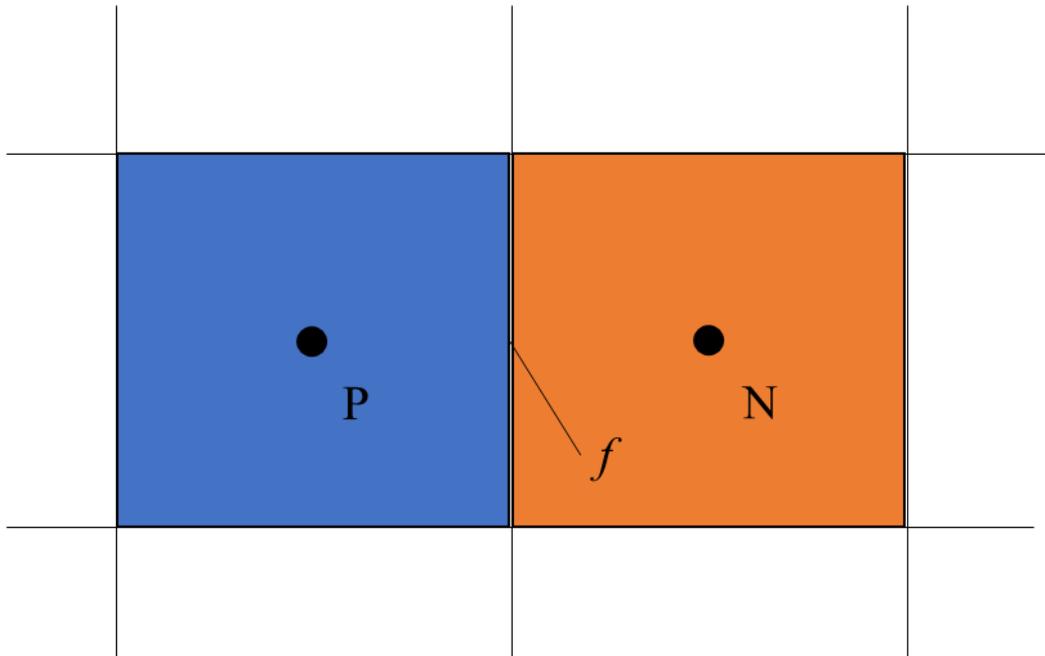


図 2-3 格子 P, N と格子界面 f

第3章 直線・急拡・蛇行水路における跳水機構とその数値解析法

3-1 本章のねらい

跳水は段波と同じ急変流であり、跳水は伝播速度を持たない段波とみなせる。本章では、段波と同様に流れの条件によって形態が変化する跳水による流速分布とエネルギー損失に着目して、水路形状の影響を考察する。まず、直線水路において、跳水形態による流速分布やエネルギー損失形態を明らかにする。次に、急拡水路における跳水形態の移行限界を考察し、水路形状とエネルギー損失形態について明らかにする。蛇行水路においても実験と数値計算から、水路平面形状が流速分布に与える影響を考察する。

3-2 実験方法

実験に用いた直線水路、急拡水路、蛇行水路を図 3-1 に示す。蛇行水路は Sine-generated Curve に従う。

$$\theta = \theta_{\max} \sin\left(\frac{2\pi s}{L_m}\right) \quad (3-2.1)$$

ここに、 θ ：偏角、 θ_{\max} ：最大偏角、 s ：中心線軸沿いの距離 (m)、 L_m ：蛇行長(m)である。

実験条件を表 3-1 に示す。段落ち下流に潜り噴流と波状跳水を発生させ、測定点において水深分布を測定した。蛇行水路の測定点は、それぞれの測定断面において両岸から 2 cm の両岸沿いと水路中心沿いに測定した。直線、急拡、蛇行水路において、流量と下流端水深を調節し、跳水形態の移行限界を測定した。蛇行水路における下流端水深として、S16,17 それぞれにおいて、水路中央、左岸沿い、右岸沿いの 3 点における水深を平均した値を用いた。これは、本実験における蛇行水路は勾配が 0 であることから等流にならず、下流水深を測定する断面を一つに限定するのは困難なためである。移行限界の測定方法については、鈴木ら(1982)の実験を参考にした。波状跳水から潜り噴流の移行条件では、徐々に下流水深を下げ潜り噴流に移行した限界の下流水深を測定した。一方、潜り噴流から波状跳水の移行条件では、徐々に下流水深を上昇させることで測定した。また、急拡水路の潜り噴流と波状跳水、蛇行水路の波状跳水に限定して PIV を用いて水表面流速の計測を行った。

3-3 一様幅直線水路における段落ち背後の跳水

3-3-1 跳水形態による水面形と乱れエネルギー

図 3-2 に直線水路における潜り噴流の水深分布と各乱流モデルにより計算される乱れエネルギーの空間分布を示す。ここに、 ak は乱れエネルギーに VOF 変数 α を掛けた値 (m^2/s^2) である。逆流域を伴う潜り部における水面形は、それぞれの乱流モデルによって異なる。標準 $k-\varepsilon$ ($k-\varepsilon$) モデルでは、他の計算水面形や実験結果と比べ急に増加しているのに対し、 $k-\omega$ SST(SST), $k-\omega$ SST-SAS(SAS) モデルでは碎破によるエネルギー損失のための流速分布の変形に要する、縦断的に滑らかな水面勾配を再現できている。図 3-2 の流速ベクトルに着目すると、SST, SAS モデルと比べ、 $k-\varepsilon$ モデルでは碎破部における流速分布の回復が早いこと確認できる。また、乱れエネルギー ak の空間分布に着目すると、 $k-\varepsilon$ モデルでは水面付近において乱れエネルギーが最も大きい。これは、 $k-\varepsilon$ モデルでは段落ち下流部において非定常性の強い瞬間的なひずみ場において TKE が過剰に発生するためと考えられる。このように、 $k-\varepsilon$ モデルによる計算結果では、乱流拡散の影響が実験における潜り噴流と比べ過大であり、本来発生すべき逆流域の形成が、運動量の拡散によって妨げられていると考えられる。一方、SAS モデルの乱れエネルギーは、SST モデルに比べ 1 オーダー小さい。これは、SAS モデルにおける ω の輸送方程式における Q_{SAS} 項が、非定常性や歪が大きい流れにおいて、 ω を増加させるように働くことが原因である。その結果、渦動粘性係数として評価される乱流拡散の影響は、SAS モデルでは小さくなる。また、渦動粘性として評価されなかった乱流拡散は、グリッドスケールの乱流渦として直接評価される。図 3-3 に、SAS モデルの 90 秒後の瞬間における流速分布を示す。時間平均流速分布と比較して、瞬間流速分布には流速の乱れ成分が発生していることがわかる。これが、乱流拡散としてモデル化されずにグリッドスケールの乱れとして評価された流速であると考えられる。SAS モデルでは、各タイムステップにおいて流速の乱れが直接計算されるが、それを時間平均化すると流速の平均成分が残るため、SST モデルと流速分布は概ね一致する。以上のような乱れエネルギー評価の違いがあるものの、その影響は潜り噴流の碎破部に限られ、下流の水面形に現れるほど大きくはない。

図 3-4 に直線水路における波状跳水の水深分布と各乱流モデルにより計算される乱れエネルギーの空間分布を示す。 $k-\varepsilon$ 、SST モデルによる計算波高は、波状跳水の第 1 波高を概ね再現した。しかし、SST モデルに比べ $k-\varepsilon$ モデルの計算結果では、縦断方向の波の減衰が大きい結果となった。これは、潜り噴流と同様に、エネルギーの発生が SST や SAS モデルと比べ大きく乱流拡散が大きいいため、波高が減衰しやすいと考えられる。一方、SST, SAS モデルでは、乱流拡散による波高の減衰が小さく、水面付近と段落ち下端から発生する乱れエネルギーが小さい。また、SAS モデルでは、水面付近の乱れエネルギーがほとんど発生していない。これは、潜り噴流と同様に非

定常性や歪が大きい水面付近で ω が増加したためと考えられる。また、潜り噴流では乱れエネルギーが SST と SAS の間で1オーダー異なるが、波状跳水では水面付近を除きほとんど変化しない。よって、潜り噴流と比べ、水面以外は流速の非定常性や歪がほとんどないと考えられる。さらに SAS モデルでは、第1波峰の波高の実験結果を過小評価した。これは、実験に比べて乱流拡散を過小評価していることを示している。SAS モデルでは、モデル化される乱れとグリッドスケールの乱れとして直接解かれる成分に分類される。グリッドスケールで解かれる乱れは、格子サイズに依存していると考えられるため、その影響が波高を過小評価した原因と考えられる。

3-3-2 移行限界の実験結果と3次元計算結果の比較

図3-5に、直線水路における跳水の移行限界の実験・計算結果を示す。ここに、 h_i : 移行限界水深、 h_c : 限界水深、 w : 段落ち高さである。計算結果と実験結果の比較では、各乱流モデルによる違いはほとんどない。これは、先述したような乱流モデルによる乱流拡散の評価に違いはあるものの、跳水によって損失するエネルギー量にはほとんど影響しないことを示している。しかし、 $k-\varepsilon$ 、SST モデルにおける「波状跳水→潜り噴流」の移行限界水深のみ、実験結果を過大評価する結果となった。波状跳水が潜り噴流に移行する条件として、エネルギー損失量と波状跳水の波峰部の波形勾配が挙げられる。メッシュサイズが解に与える影響が要因と考えられる。ここでは、メッシュサイズが粗いために、移行限界直前の大きな第1波高を再現できなかったと考えられる。一方、「潜り→波状」の移行限界水深は、いずれの乱流モデルにおいても実験結果を良好に再現した。

3-3-3 移行限界のメカニズム

限界流を伴う段落ち背後の跳水には潜り噴流と波状跳水が存在する。潜り噴流と波状跳水では、段落ち下流の流れ構造や水面形が異なる。また、潜り噴流は碎破を伴うため、波を維持する波状跳水と比べてエネルギー損失が大きい。そこで、水面形とエネルギー損失に着目して、跳水の移行限界を考える。移行パターンは、①波状跳水から潜り噴流へ移行、②潜り噴流から波状跳水へ移行の2パターン存在する。それぞれの移行の条件は、以下のように考えられる。

① 波状跳水から潜り噴流への移行の条件

第1波が波を維持できないほどの波形勾配となり、碎破する。

② 潜り噴流から波状跳水への移行の条件

段落ち部を越流する水面と下流水深が近くなり、滑らかに水面が接続し水面に主流速が集中する(碎破しない、潜らない)。

このように、跳水形態が移行する条件(原因)は、下流水深の変化による流れ構造の変化に起因する。一方、エネルギー損失量の違いは、跳水形態の違いであるため、跳水形態移行後の結果そのもの

を示している。①波状跳水から潜り噴流へ移行する場合は、下流水深が増加することで、段落ちを越流する水面と下流水面が滑らかに接続し、水面付近に最大主流速が集中する流れ構造となる。この流れ構造の変化によって、潜り噴流から波状跳水へ移行し、結果として潜り噴流状態のエネルギー損失に比べて損失が小さくなる。②潜り噴流から波状跳水へ移行する場合は、下流水深が減少することで、波を維持できないほど波形勾配が大きくなる流れ構造となる。この流れ構造の変化によって、波状跳水から潜り噴流へ移行し、結果として波状跳水のエネルギー損失に比べ損失が大きくなる。このように、跳水形態の移行の原因は、跳水形態の相対的なエネルギー損失の大小ではなく、下流水深の変化による流れ構造の変化である。

以上のように、跳水形態の移行にはそれぞれ条件が存在する。また、水路平面形状が変化すれば、下流水深変化による流れ構造の変化も異なる。

3-4 急拡部における段落ち背後の跳水

3-4-1 水表面流速の平面分布

図 3-6 に、急拡水路における潜り噴流の水表面流速の実験結果と各乱流モデルによる計算結果を示す。実験では潜り噴流の段落ち部直下流部の水面付近に逆流域が生じたが、PIV による計測結果では流速は正の値になった。これは、トレーサーは段落ち部直下流部で生じたローラー部に巻き込まれ水中に沈んで流下していくため、PIV がそのトレーサーを追跡したため流速が正の値となったと考えられる。実験結果より、急拡方向の側壁付近で逆流域が発生しており、潜り部を除くと、いずれの乱流モデルでも定性的に評価できている。SAS モデルでは、グリッドスケールで乱流渦が直接評価されるため、瞬間流速では再現性が最も低い。一方、SST モデルでは二次流が段落ち下流端に向かう現象や、コーナーにおける時計回りの流れも再現できている。 $k-\varepsilon$ モデルでは、このコーナーの二次流を再現できない結果となった。しかし、いずれの乱流モデルも二次流を定性的に評価できているため、乱流モデルによる流れ構造評価の観点から跳水の移行限界に与える影響はほとんどないと考えられる。また計算結果では、どのモデルでも逆流域が側壁近くの小さな面積に限られている。これは、左岸から右岸に向かう横断方向流速によって主流方向の運動量が輸送され、負の流速となる範囲が小さくなったためと考えられる。

3-4-2 急拡水路における移行限界の実験結果と 3 次元計算結果の比較

図 3-7 に、急拡水路における跳水の移行限界の実験と各乱流モデルによる計算結果を示す。 $k-\varepsilon$ と SST モデルでは、「波状→潜り」の移行限界水深を概ね再現する結果となった。また、この場合の碎破条件は、第 1 波が完全液相で波状形状を保てない場合とした。一方、「潜り→波状」の移行限界水深は、「波状→潜り」の移行限界水深とほとんど変わらない結果となった。これは、

実験に比べて波状状態を保てるような下流水深の範囲が大きい、すなわち実験の移行限界水深よりも低い下流水深でも、 $k-\varepsilon$ モデルと SST モデルを用いた計算では波状状態を保つことができることを示している。これは、急拡によるエネルギー損失量の評価に関係していると考えられる。実験に比べ $k-\varepsilon$, SST モデルでは急拡損失量を過大評価したため、波状状態を保つことができる下流水深の範囲が増加したと考えられる。一方、SAS モデルでは、潜り→波状の移行限界水深を良好に再現した。

3-4-3 急拡水路における移行限界遷移のメカニズム

移行限界の実験結果及び計算結果より、急拡水路における移行限界水深は、潜り→波状、波状→潜りともに、直線水路に比べ減少する結果となった。これは、急拡水路の方が、波状跳水を維持できるような下流端水深の範囲が、直線水路に比べ増加したことを示している。よって、急拡水路の方が直線水路に比べて、波状跳水になりやすいといえる。水路急拡に伴う移行限界水深の減少のメカニズムについて、段落ち流れの突入角度に着目する。図 3-8 に直線水路における潜り噴流と波状跳水の水面形を示す。これは、潜り噴流と波状跳水が共存する領域（下流端水深がともに $ht=0.202(m)$ ）における標準 $k-\varepsilon$ モデルを用いた計算結果である。このように、直線水路では同じ下流端水深であれば、跳水形態にかかわらず段落ち流れの突入角度が概ね一致している。一方で、図 3-9 に下流端水深 $ht=0.202(m)$ 条件下の、直線水路と急拡水路における波状跳水の水面形を示す。同じ下流端水深における波状跳水であっても、急拡水路における段落ち流れの突入角度は、直線水路に比べて緩やかであった。3-3-3 で示したように、段落ち流れの突入角度が跳水形態の移行の条件であることを踏まえると、同じ下流水深でも急拡水路では突入角度が直線水路と比べて緩やかであることが、波状跳水になりやすい原因であると考えられる。そして、急拡水路では突入角度が緩やかになる要因の一つとして、水路急拡側の高い水深が挙げられる。直線水路に比べ高い急拡側の水深の影響を受けて段落ち流れが緩やかになったと考えられる。また、急拡水路では急拡によるエネルギー損失が存在する。そのため、大きなエネルギー損失を伴う潜り噴流に比べて小さな損失の波状跳水が発生しやすい状況であると考えられる。しかし、この急拡損失が発生するという事は移行限界遷移の原因ではなく、段落ち流れの突入角度が緩やかになることで波状跳水へ移行した後も、波状跳水を維持し続ける条件である。

3-5 蛇行水路における段落ち部背後の潜り噴流と波状跳水

3-5-1 直線水路における水深の実験と計算結果の比較と蛇行水路において用いる乱流モデルの決定

3-4 において、それぞれの乱流モデルによる移行限界や水面形における違いを明らかにした。3-

5では、蛇行水路における潜り噴流と波状跳水の流速分布に焦点を当てるが、横断方向に移行条件が異なるような流れ場となることが予想されるため、乱流モデルの選択には移行限界を適切に評価できるかが重要と考えられる。3.4より、乱流モデルによる直線水路の移行限界評価の違いはほとんどなかった。そこで、以下の段落ち下流の湾曲部における流れ構造の検討には、乱流拡散の影響が大きく流速場が平滑化されるが、跳水形態の移行限界に大きな課題がない標準 $k-\varepsilon$ モデルを用いることとした。

3-5-2 蛇行水路における水深縦断分布と水表面流速分布

図 3-10 に潜り噴流と波状跳水の水深の縦断分布を示す。潜り噴流では、両岸沿いの水面形は緩やかな水面の上昇を説明しているように見えるが、これは壁境界の近くで乱れエネルギーが減衰することで、流速分布の回復過程を再現できるためと考えられる。また、波状跳水では、TKE の過剰発生により水面波の振幅を過小評価したと考えられるが、波峰部の水深を良好に再現している。これは、下流水深が移行限界から十分大きく、実験においても波峰部で砕波を含まないためであると考えている。実験結果では、湾曲開始地点(段落ち下流端からの距離=0.5 m)より、右岸沿いの波峰の水深が左岸沿いに比べ増加するが、その特徴を 3 次元計算結果により良好に再現している。潜り噴流と比べ、波状跳水の方が湾曲部における横断方向の水深が大きく異なる。

蛇行水路における水表面・底面流速の平面分布の計算結果を図 3-11, 12 にそれぞれ示す。潜り噴流では、底面付近に最大主流速が集中するため、底面付近に比べ水表面付近における遠心力は小さい。よって、底面流速の方が水路湾曲の影響を受けやすく、逆流域が発生している水表面流速は、湾曲部において変化が小さい。一方、波状跳水では水表面流速が水路湾曲によって外岸沿いに集中する。また、二次流によって外岸沿い水表面付近の主流方向の運動量は底面に輸送されるため、底面流速は湾曲部において増加する。図 3-13 に S.3 付近の実験・計算結果を示す。実験における水表面流速の絶対値 $|U| (= [U_x^2 + U_y^2]^{1/2})$ は、外岸沿いで顕著に減少している。これは、第 1 湾曲部の入り口内岸付近で流れの剥離が発生しているためである。図 3-10 における波状跳水の水深における振幅が湾曲開始地点より減少しているが、これも剥離の発生によって速度水頭が著しく減少したことが原因と考えられる。一方、計算結果では剥離による内岸沿いの流速の減少を考慮できていない。これは、直線水路と同様に、TKE が過剰生産されるため、乱流拡散が大きく剥離を再現できない $k-\varepsilon$ モデルの課題である。波状跳水では水表面流速に大きい主流速が集中することで、段落ち下流では内岸沿いで剥離が発生し、それに伴い外岸沿いに大きな主流速が集中したと考えられる。本数値計算では内岸の剥離域を再現できていないが、外岸沿いに大きな水表面流速が集中することを定性的に評価できている。

3-5-3 蛇行水路における横断面流速分布

測定断面 S.2, 3, 11 における潜り噴流, 波状跳水時の流速分布を, それぞれ図 3-14, 15 に示す.

図 3-14, 15 の流速(主流速分布及び二次流ベクトル)は, S.11 における断面平均主流速を用いて無次元化している. いずれの条件においても S.11 では段落ちの影響が大きいことが確認できる. 潜り噴流の S.2 では, 通常発生する遠心力と圧力勾配の不均一性に起因する二次流とは逆向きの流れが発生している. これは, 潜り噴流では最大主流速が底面付近に発生し, 底面付近の慣性力が水面付近を上回るためである. この逆向きの二次流によっても, 通常の湾曲二次流と同様に, 二次流によって外岸方向に運動量が輸送されるが, 底面せん断力に加え, 鉛直方向の運動量輸送により, 底面流速が流下方向に急速に減速し, 外岸の底面流速はそれほど大きくなる. この結果, S.3 では, 最大主流速が断面全体に分布している. S.11 では通常の湾曲二次流が発生し, 内岸から外岸方向に運動量が輸送されていることが分かる. 一方, 波状跳水の S.2 では, 湾曲部二次流と同様の向きの二次流が発生し, S.3 では最大主流速が外岸沿いに集中し, 底面付近が加速している. ここで, 潜り噴流と波状跳水の S.2,3 における二次流の大きさに着目する. 図 3-15 の参照ベクトルは図 3-14 の 5 倍であることに注意すると, 波状跳水の S.2,3 で発生した二次流は, 潜り噴流に比べて大きく, より水路湾曲の影響を受けることが分かる. これは, 波状跳水の流速の鉛直分布の勾配が, 段落ちがない場合と比べて大きくなる(横断方向渦度が段落ち背後の剥離によって強化される)ため, 第 1 種二次流の発生要因である遠心力の鉛直勾配も大きくなり, 結果として二次流が強化されるためと考えられる. この強化された二次流によって, 主流速は外岸壁に集中し, かつ底面付近が加速される. また, 図 3-16 に S.3 における TKE の断面分布を示す. ここで, 波状跳水の無次元 TKE の範囲が潜り噴流の 3 倍であることに注意する. 潜り噴流では, 横断方向流速成分が U_{11} に比べ小さいため, TKE は概ね水面中央付近に集中する. 一方波状跳水では, 強化された二次流によって全体的に外岸沿いに大きな TKE が輸送される. 以上の流れ・乱れ構造から, 波状跳水であっても洗堀, 侵食危険度が高くなると考えられる.

3-4-4 水平方向渦度の回転による二次流強化のメカニズム

波状跳水では, 水面付近に大きな主流速が集中し, また堰越流時に剥離による逆流域が発生するため, 横断方向渦度 ($\omega_y = \partial u / \partial z - \partial w / \partial x$) が増加する. この渦糸は蛇行水路を移流するが, 湾曲部の開始部では内岸のほうが多く早く, 外岸のほうが遅いため, この移流速度の差から渦糸は回転し, 渦度の回転方向は湾曲部における二次流の流れ方向と一致する(図 3-17). 言い換えると, 「波状跳水の流速分布の勾配が, 堰がない流れと比べて大きくなるため, 第 1 種二次流の発生要因である遠心力の鉛直勾配も大きくなり, 結果として二次流が強化される」ことと本質的なメカニズムとしては同じである.

3-4 本章のまとめ

本章では、種々の平面形状の水路における跳水機構を、実験の3次元数値計算から明らかにした。直線水路における水面形については、標準 $k-\varepsilon$, $k-\omega$ SST モデル, $k-\omega$ SST-SAS モデルを用いて RANS による3次元計算で概ね再現することができる。また直線水路における跳水の移行限界についても、いずれの乱流モデルを用いても RANS による3次元計算で良好に再現できる。また、急拡部を有する段落ち水路においても、移行限界の遷移や水表面流速を概ね再現できる。跳水形態の移行は、波状跳水から潜り噴流、潜り噴流から波状跳水と2パターン存在する。それぞれの移行の条件は、「第1波が波を維持できないほどの波形勾配となり、碎破する」ことと、「段落ち部を越流する水面と下流水深が近くなり、滑らかに水面が接続し水面に主流速が集中する(碎破しない、潜らない)」である。跳水形態間のエネルギー損失量の相対的な大きさの違いは存在するが、それは跳水形態の違いそのものであるため、移行の条件には関係しないと考えられる。また、急拡水路では、急拡側の高い水深によって段落ち流れの突入角度が緩やかとなり、直線水路に比べて移行限界水深が減少した。蛇行水路では、潜り噴流と波状跳水の流速分布特性から、湾曲部における二次流構造に違いが見られた。波状跳水で二次流が強化され、外岸底面に大きな主流速が集中することを示した。一方で、湾曲部における大きな水位上昇は見られなかった。

このように、 F によって水路平面形状が跳水の流れ構造や移行限界に与える影響は異なり、いずれの乱流モデルを用いた RANS 計算でも良好に再現できることを示した。乱流モデルによる再現性の差が大きくないことは、4章における水路平面形状と F による段波形態の影響に対する考察にとって重要な点である。

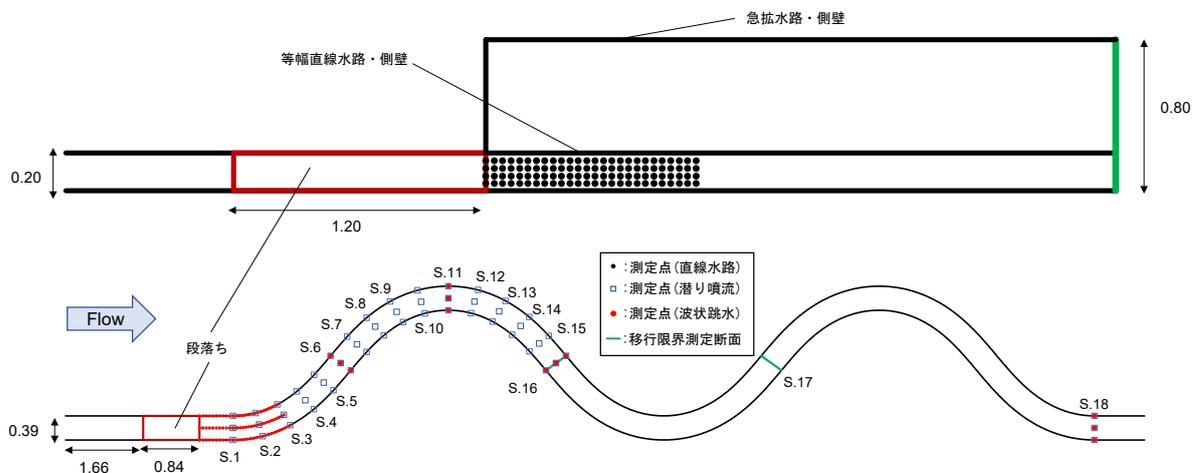


図 3-1 段落ち部を有する直線/急拡(上)・蛇行水路(下)と測定点 (unit: m)

表 3-1 実験条件 (h_c : 限界水深, w : 段落ち高さ, B_1 : 水路幅, h_i : 下流水深)

水路	h_c (m)	w/h_c	B_1/h_c	h_i/h_c	
				潜り噴流	波状跳水
直線	0.10	0.99	1.99	1.91	2.07
急拡	0.10	0.99	1.99	1.31	1.65
蛇行	0.06	1.55	6.05	1.63	2.60

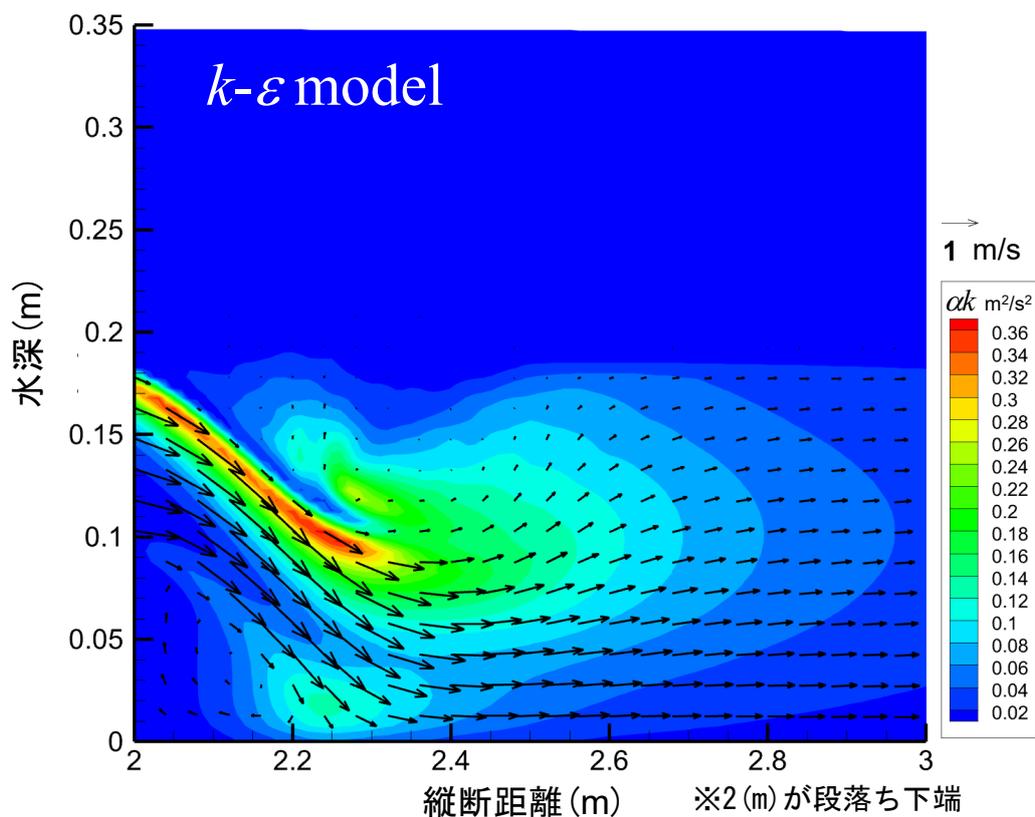
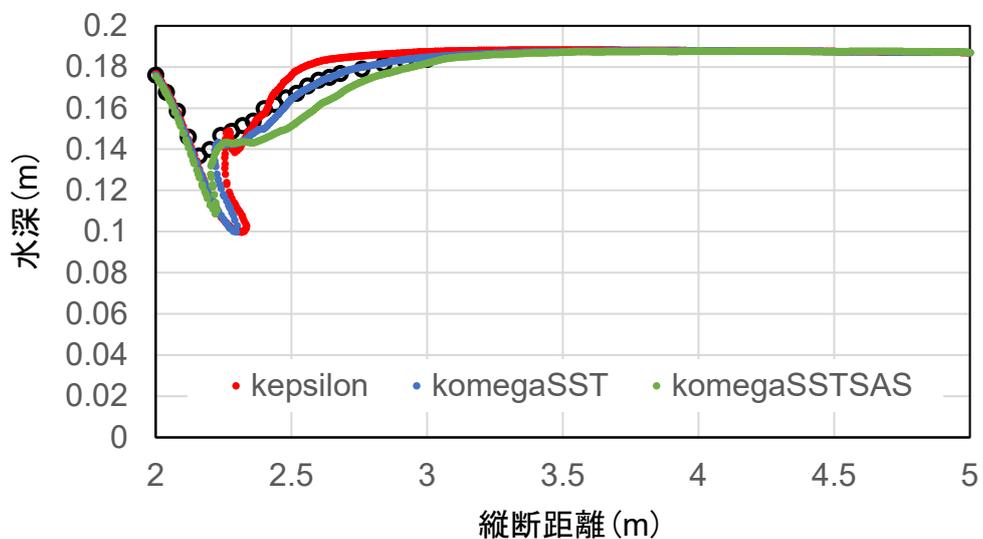


図 3-2 直線水路における水深の縦断分布と乱れエネルギーの空間分布 (1/2)

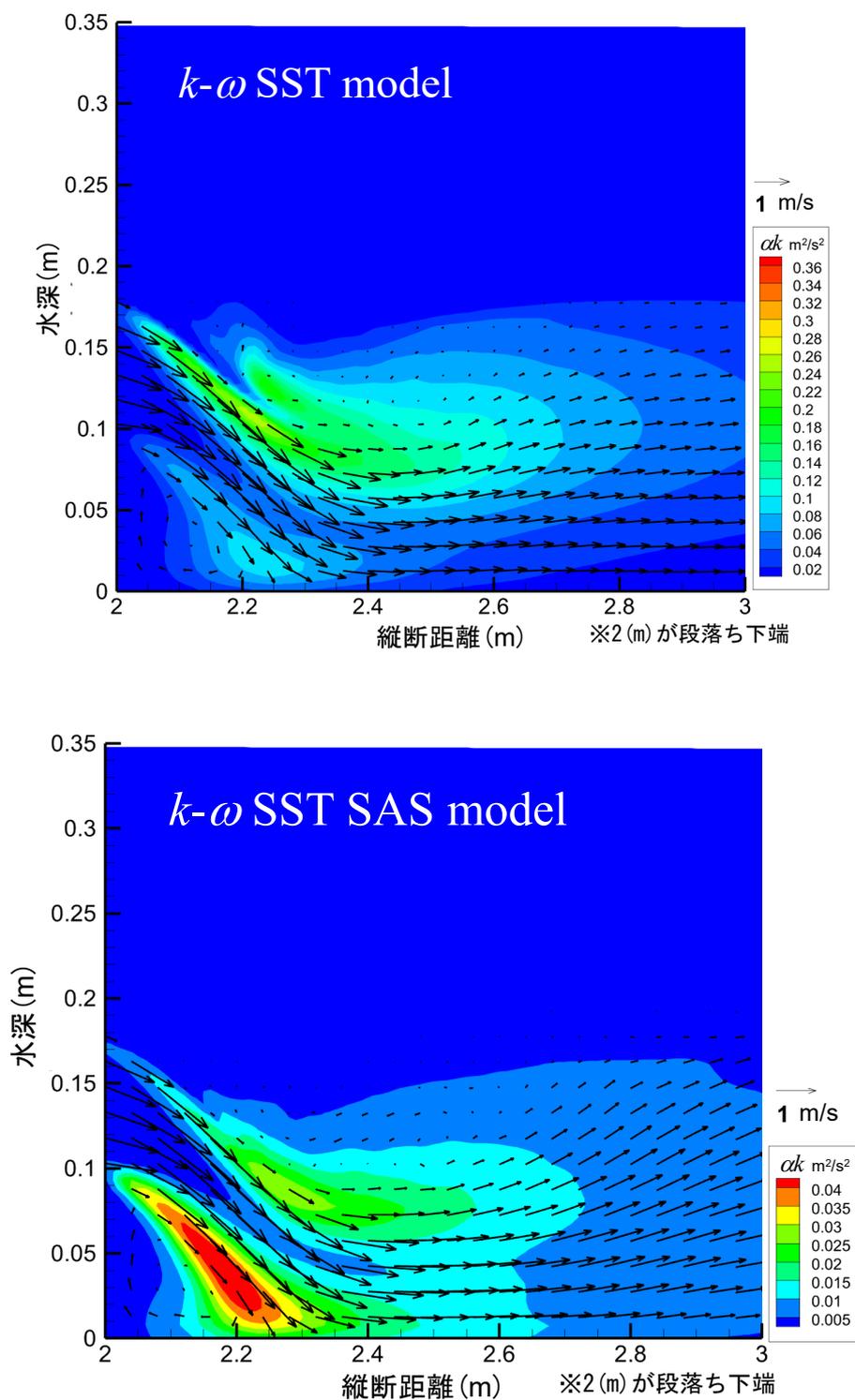


図 3-2 直線水路における水深の縦断分布と乱れエネルギーの空間分布 (2/2)

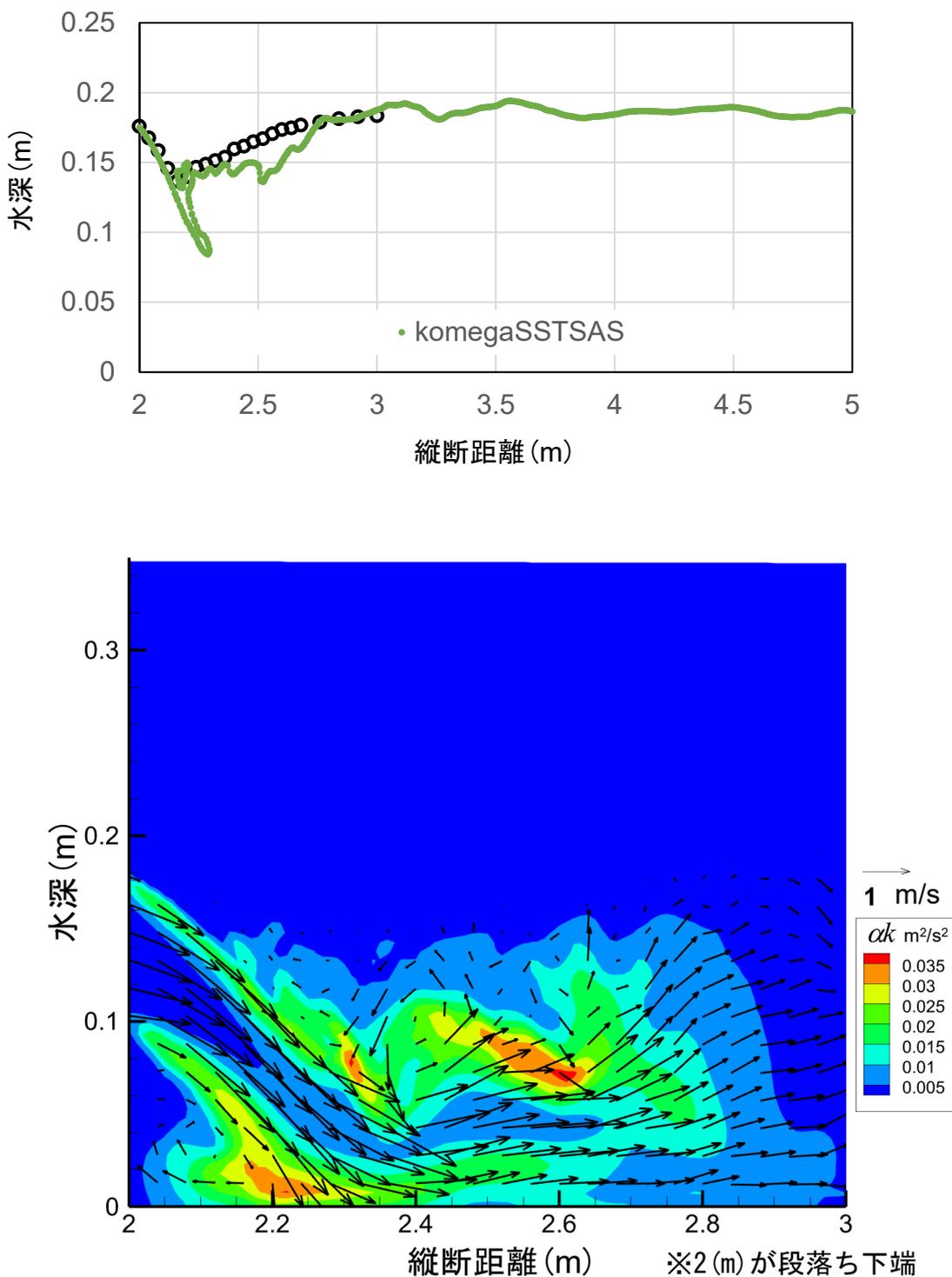


図 3-3 直線水路における潜り噴流の水深縦断分布と乱れエネルギーの空間分布

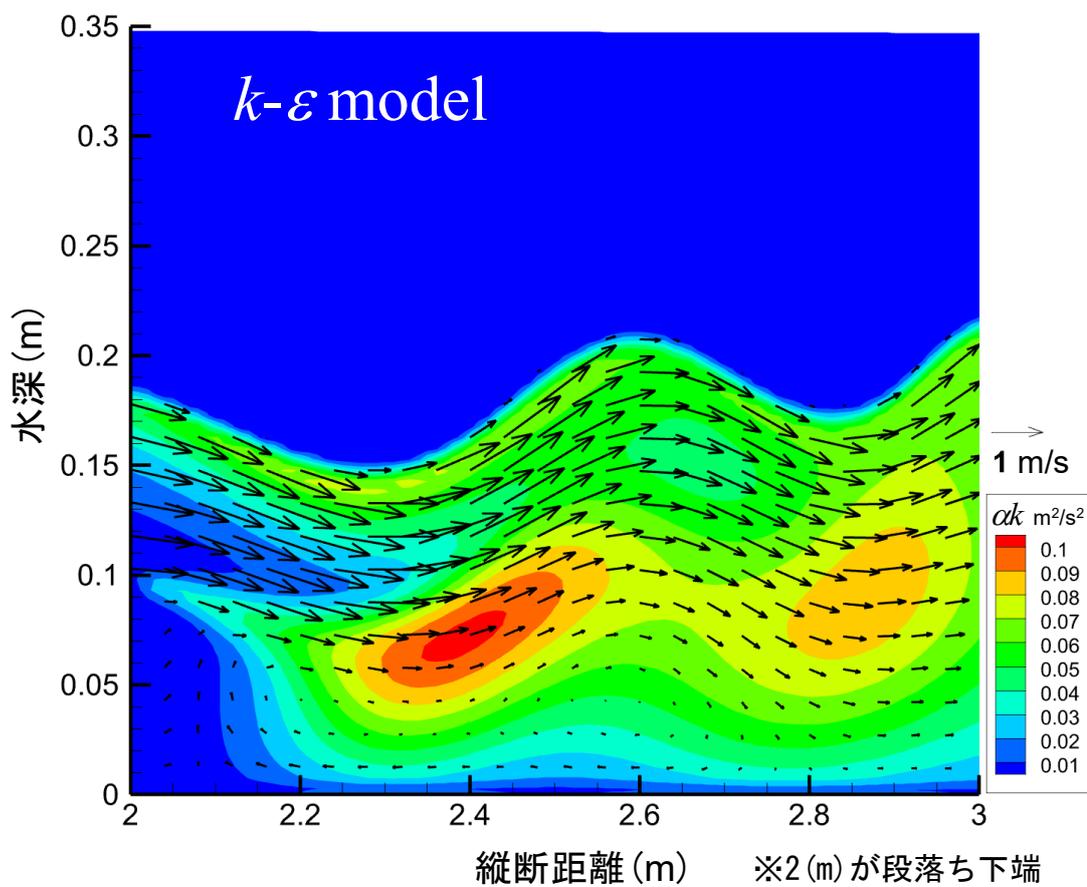
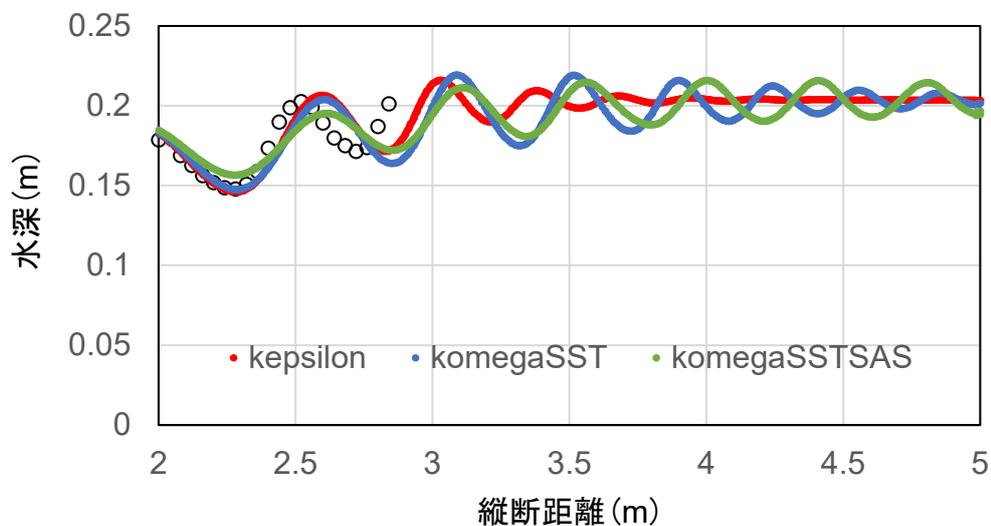


図 3-4 直線水路における波状跳水の水深縦断分布と乱れエネルギーの空間分布 (1/2)

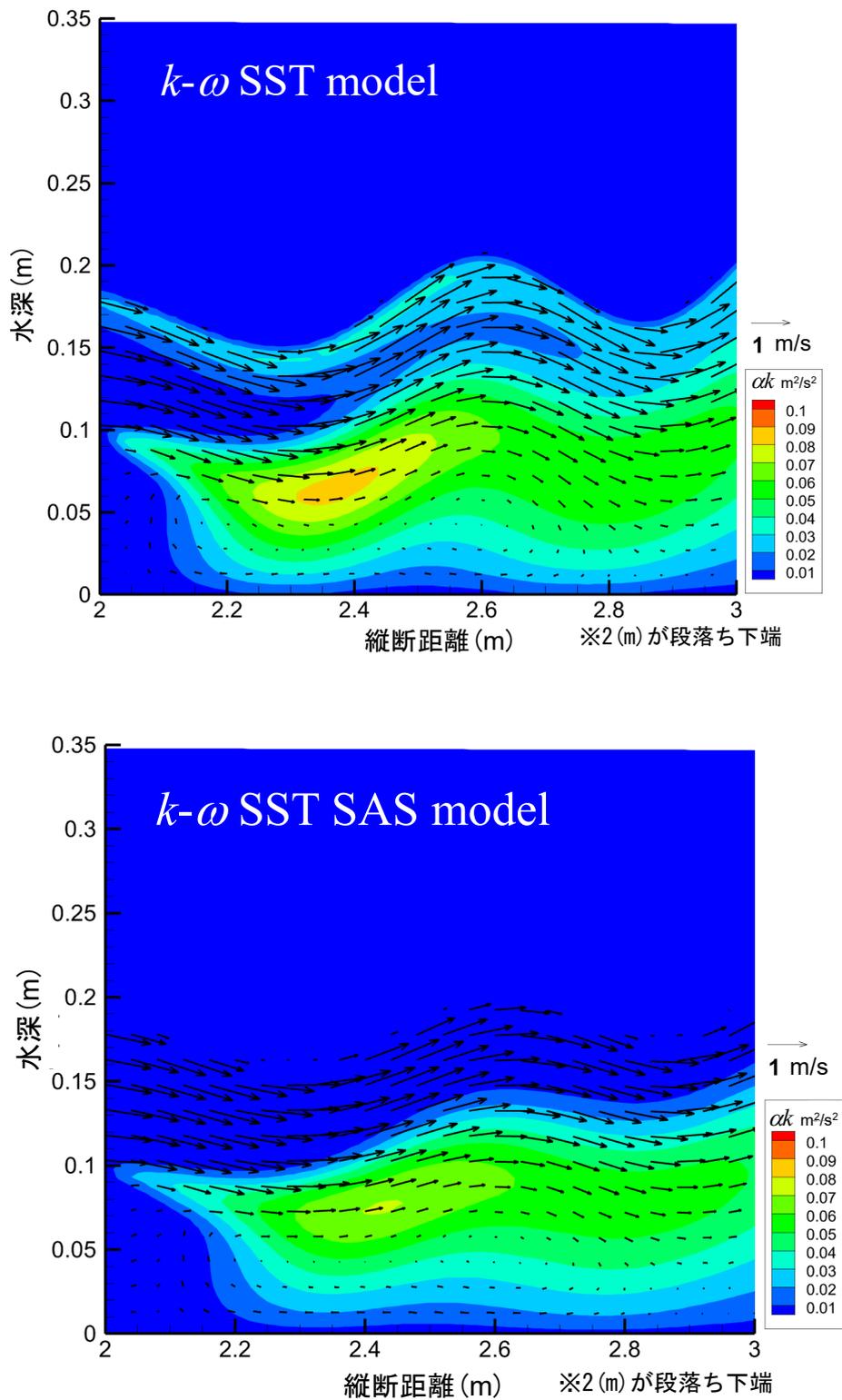


図 3-4 直線水路における波状跳水の水深縦断分布と乱れエネルギーの空間分布 (2/2)

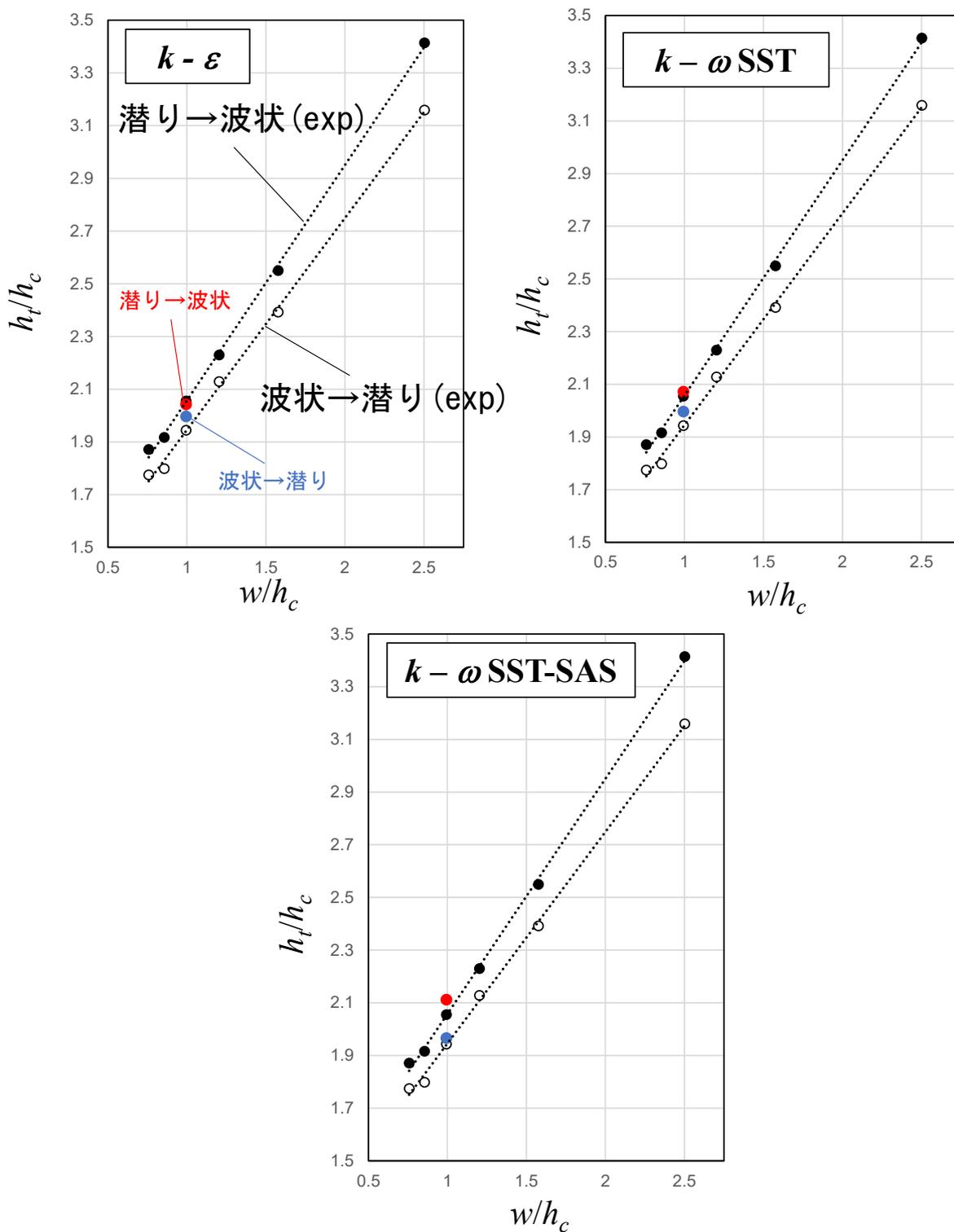


図 3-5 直線水路における移行限界水深の実験結果と3次元計算結果

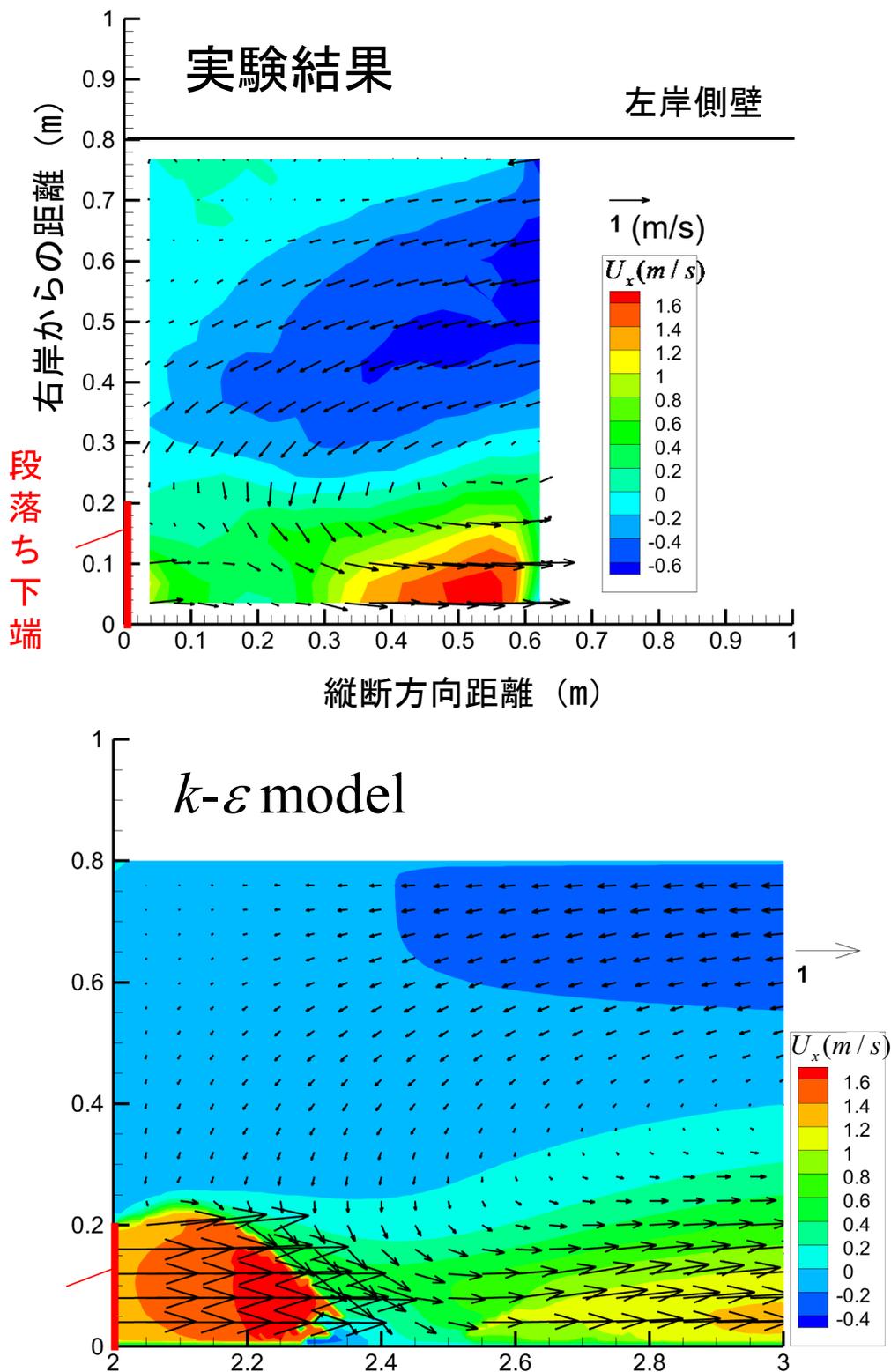


図 3-6 急拡水路における潜り噴流の水表面流速の実験と計算結果 (1/2)
(単位 : m/s)

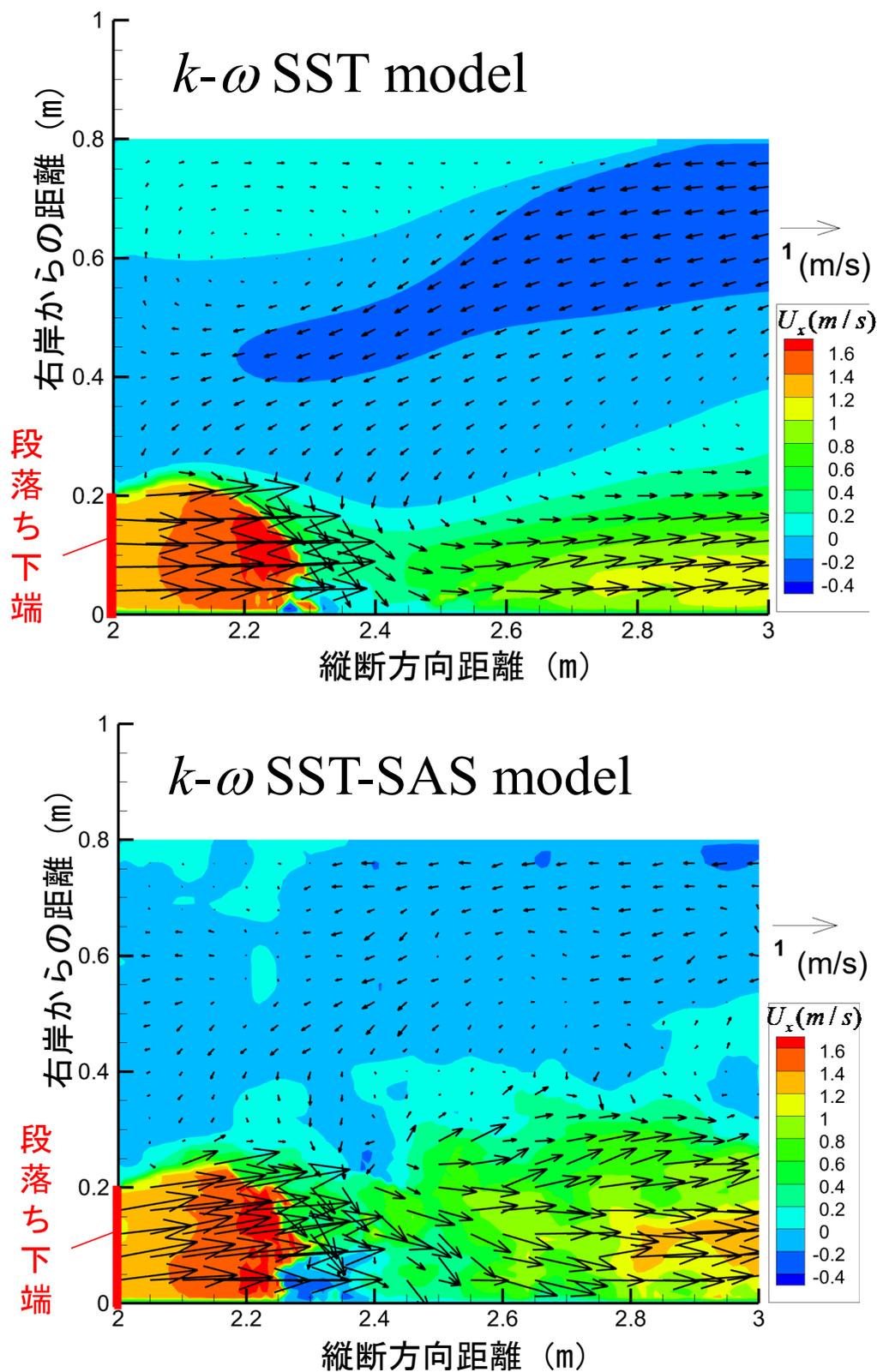


図 3-6 急拡水路における潜り噴流の水表面流速の実験と計算結果 (2/2)
(単位: m/s)

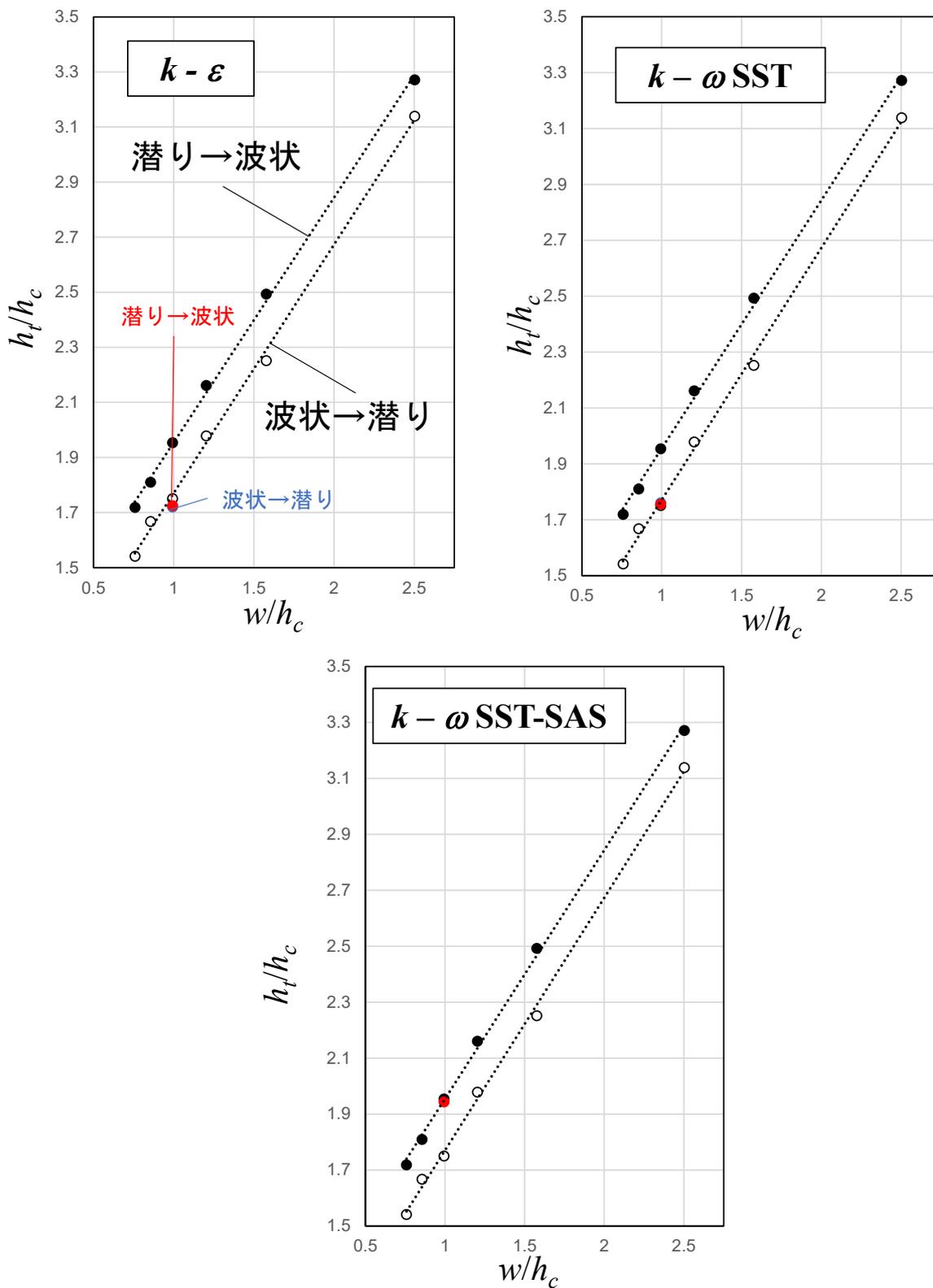


図 3-7 急拡水路における跳水の移行限界の実験と計算結果

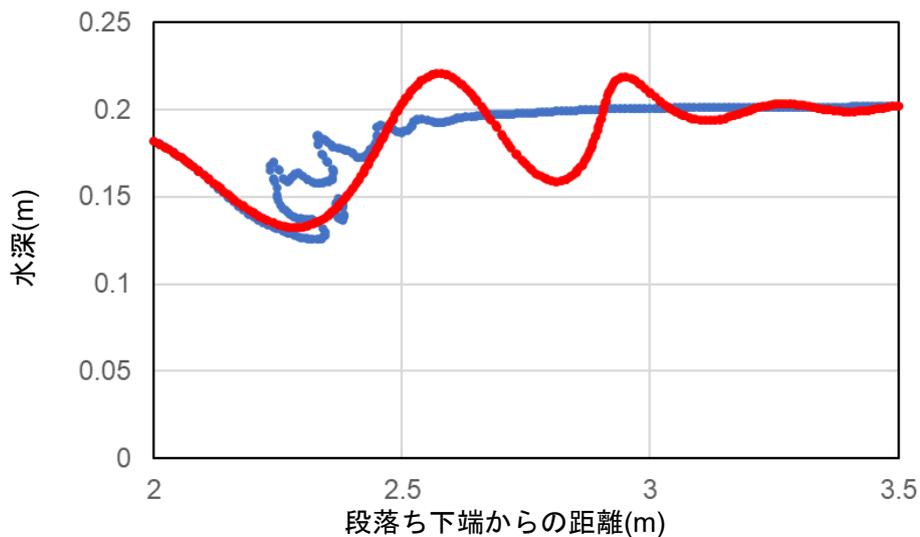


図 3-8 直線水路における潜り噴流と波状跳水の水面形（共存領域, $h_d=0.202\text{m}$ ）

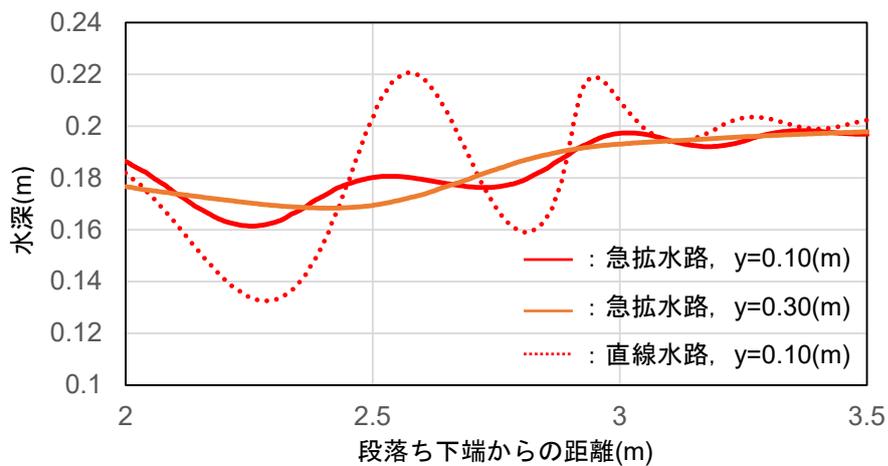


図 3-9 下流端水深 $h_d=0.202\text{m}$ での急拡水路における水面形と段落ち流れの突入角度

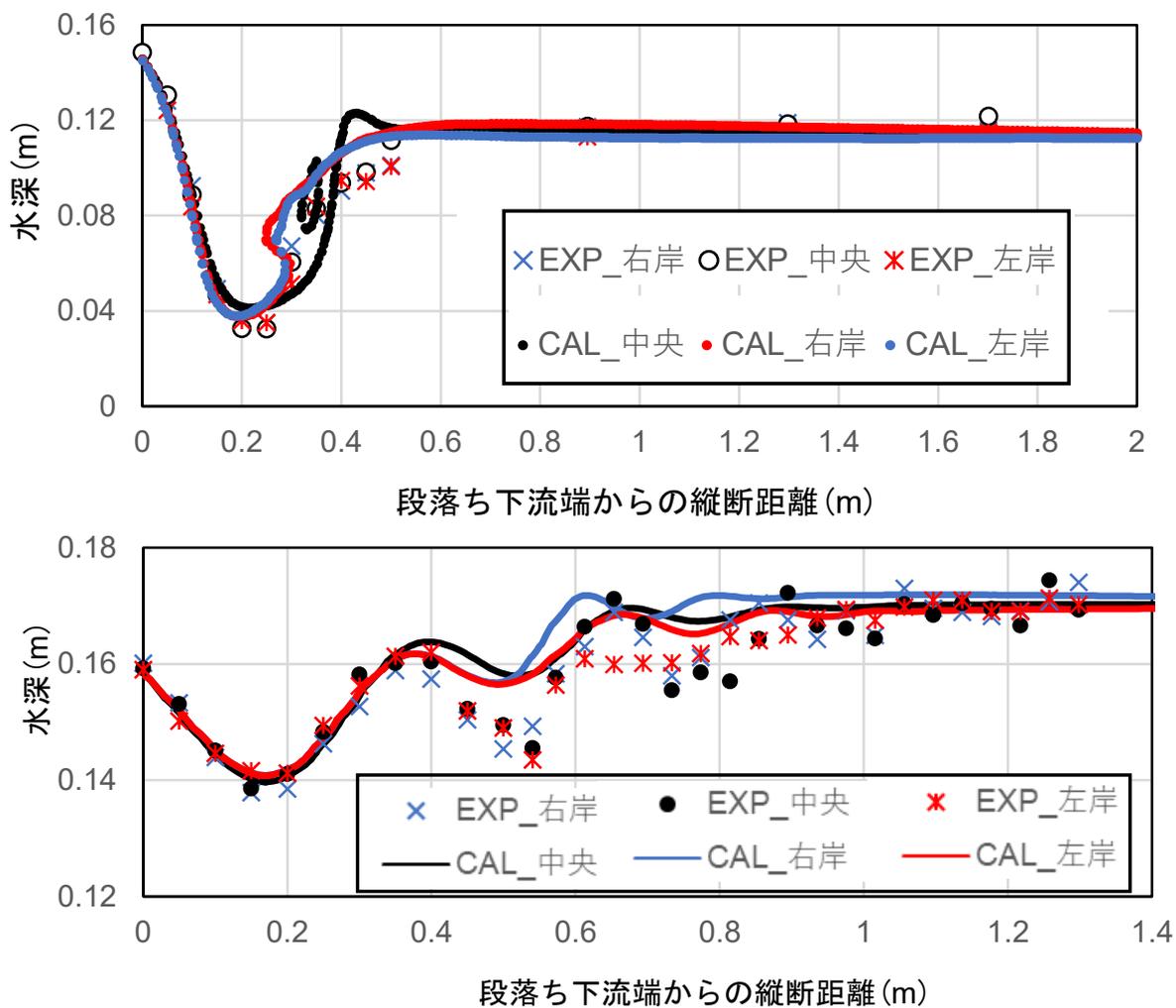


図 3-10 蛇行水路における跳水の水深の縦断分布(上: 潜り噴流, 下: 波状跳水)

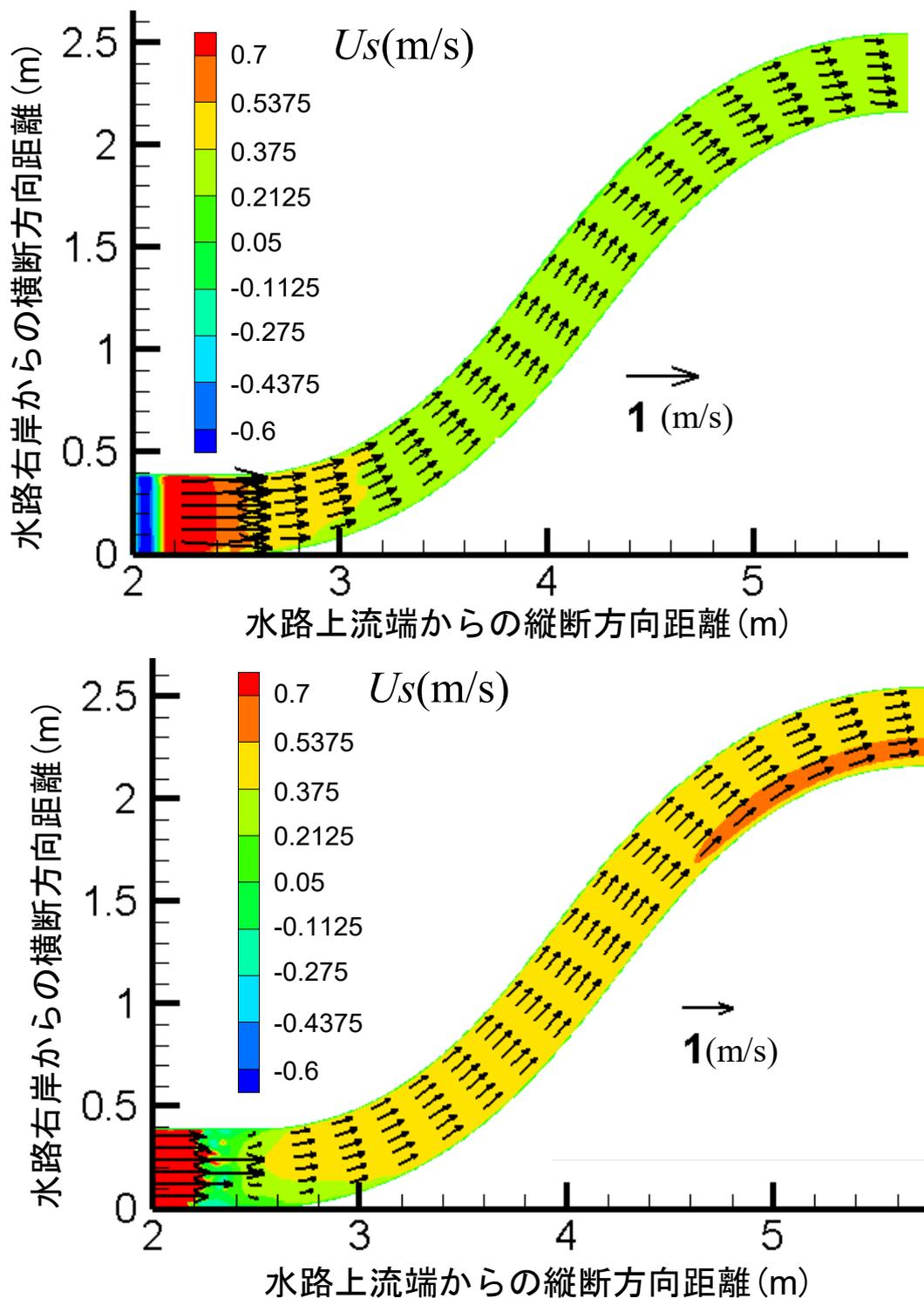


図 3-11 蛇行水路における潜り噴流の水表面・底面主流速分布の計算結果
(上: 底面, 下: 水表面, U_s : 主流速)

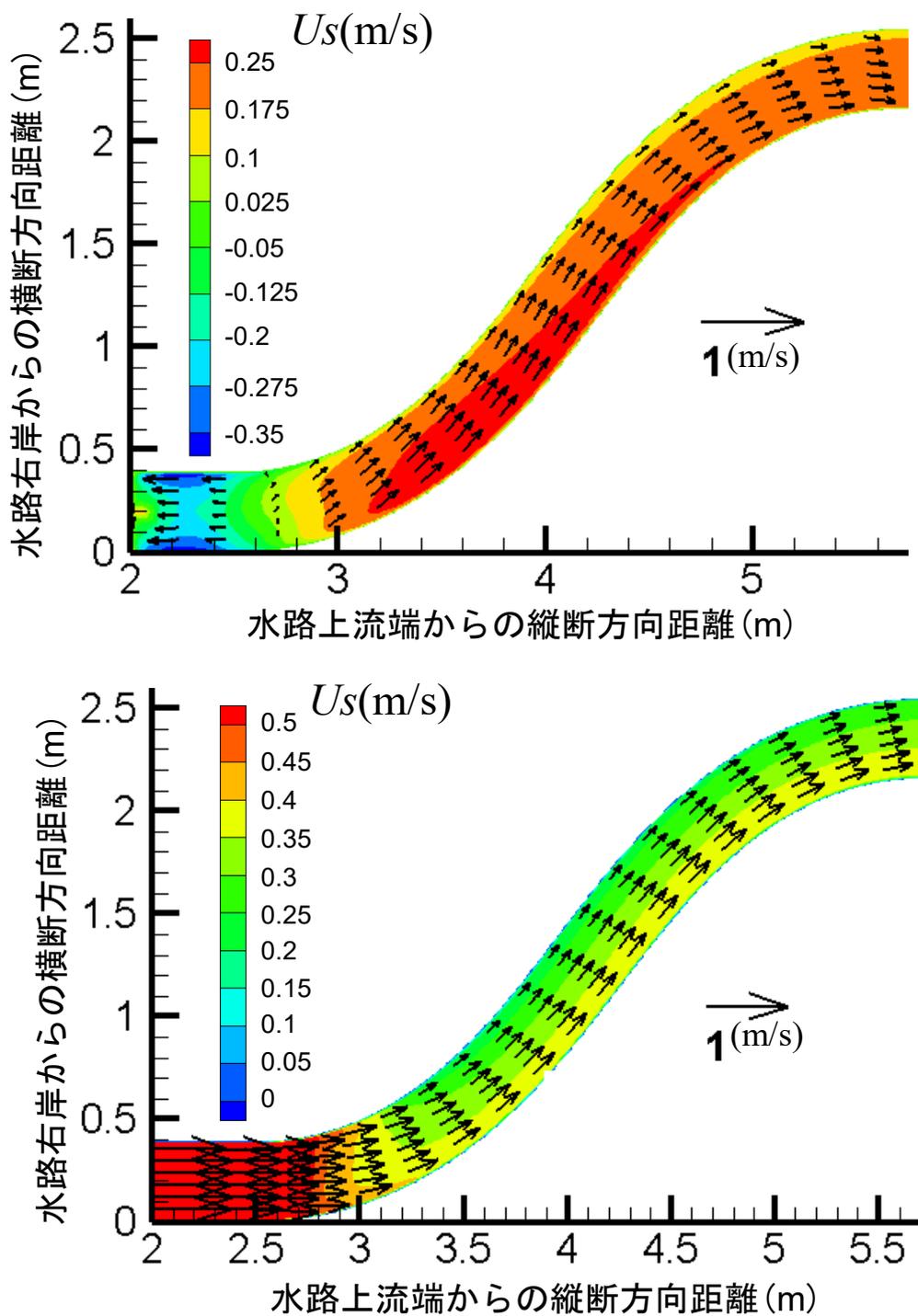


図 3-12 蛇行水路における波状跳水の水表面・底面主流速分布の計算結果
(上: 底面, 下: 水表面, U_s : 主流速)

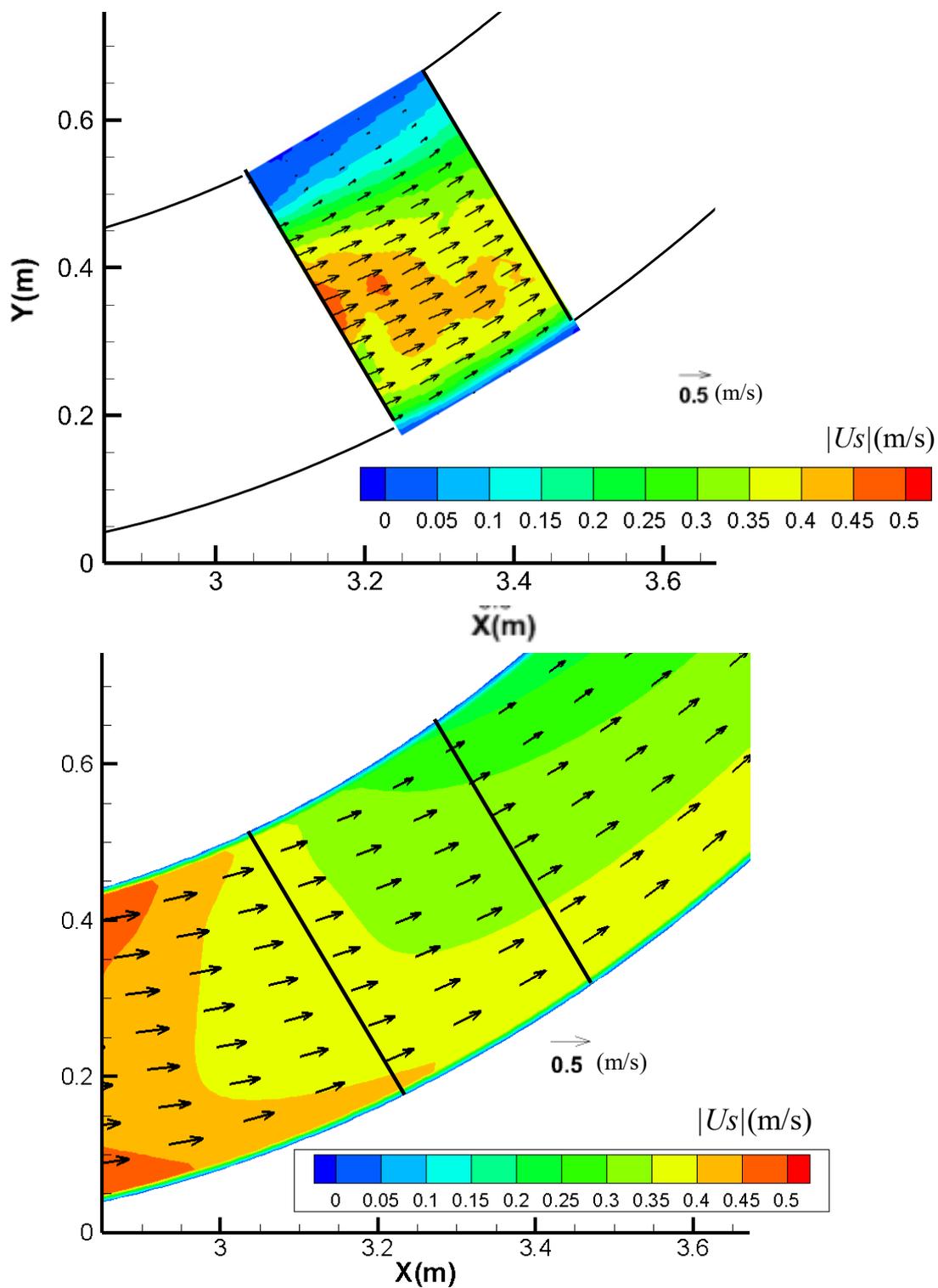


図 3-13 波状跳水における跳水の水表面流速の実験と計算結果
(上：実験，下：計算)

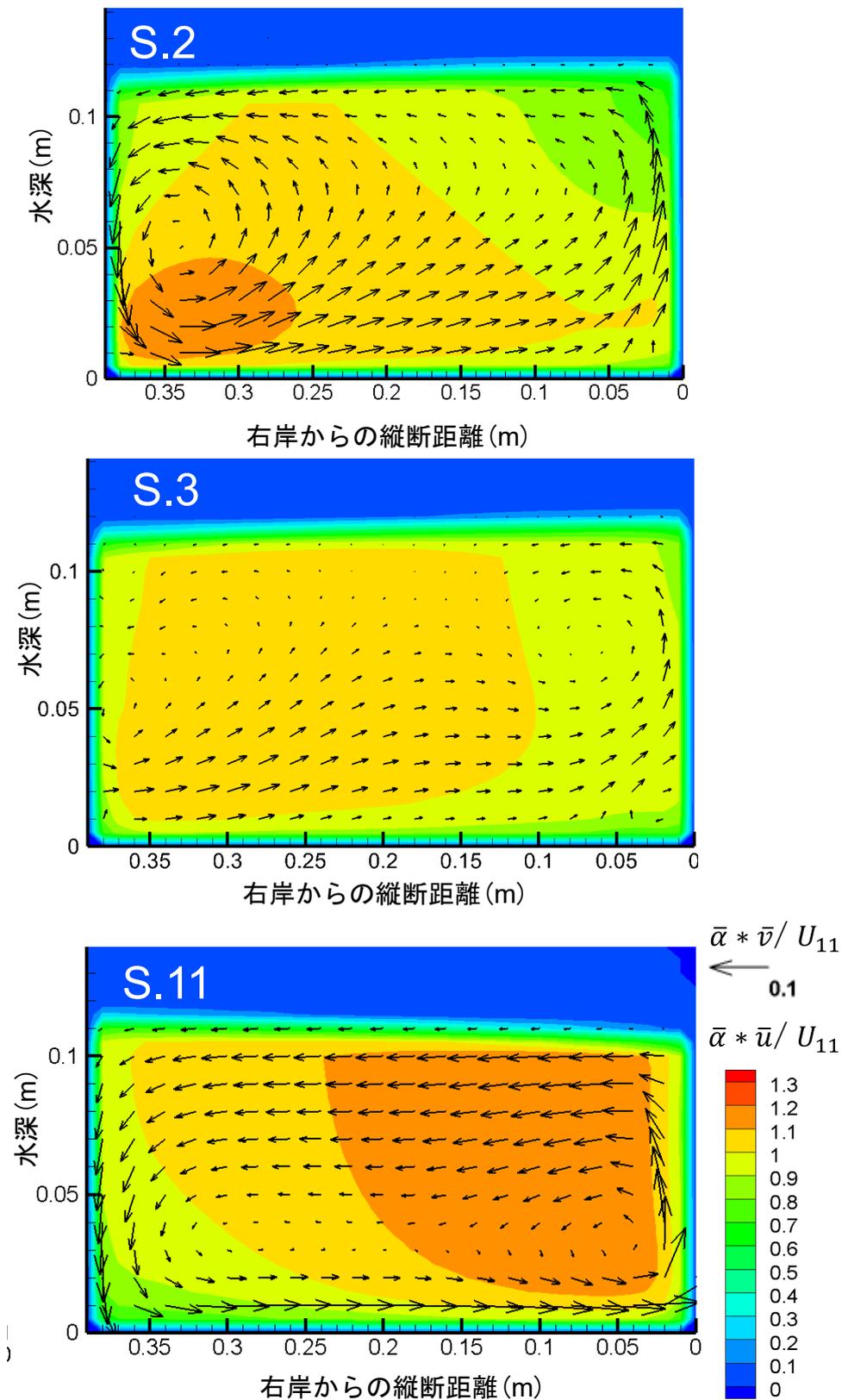


図 3-14 蛇行水路における潜り噴流の断面流速分布
(u : 主流速成分, v : 横断方向流速成分, U_{11} : 断面平均流速(S.11))

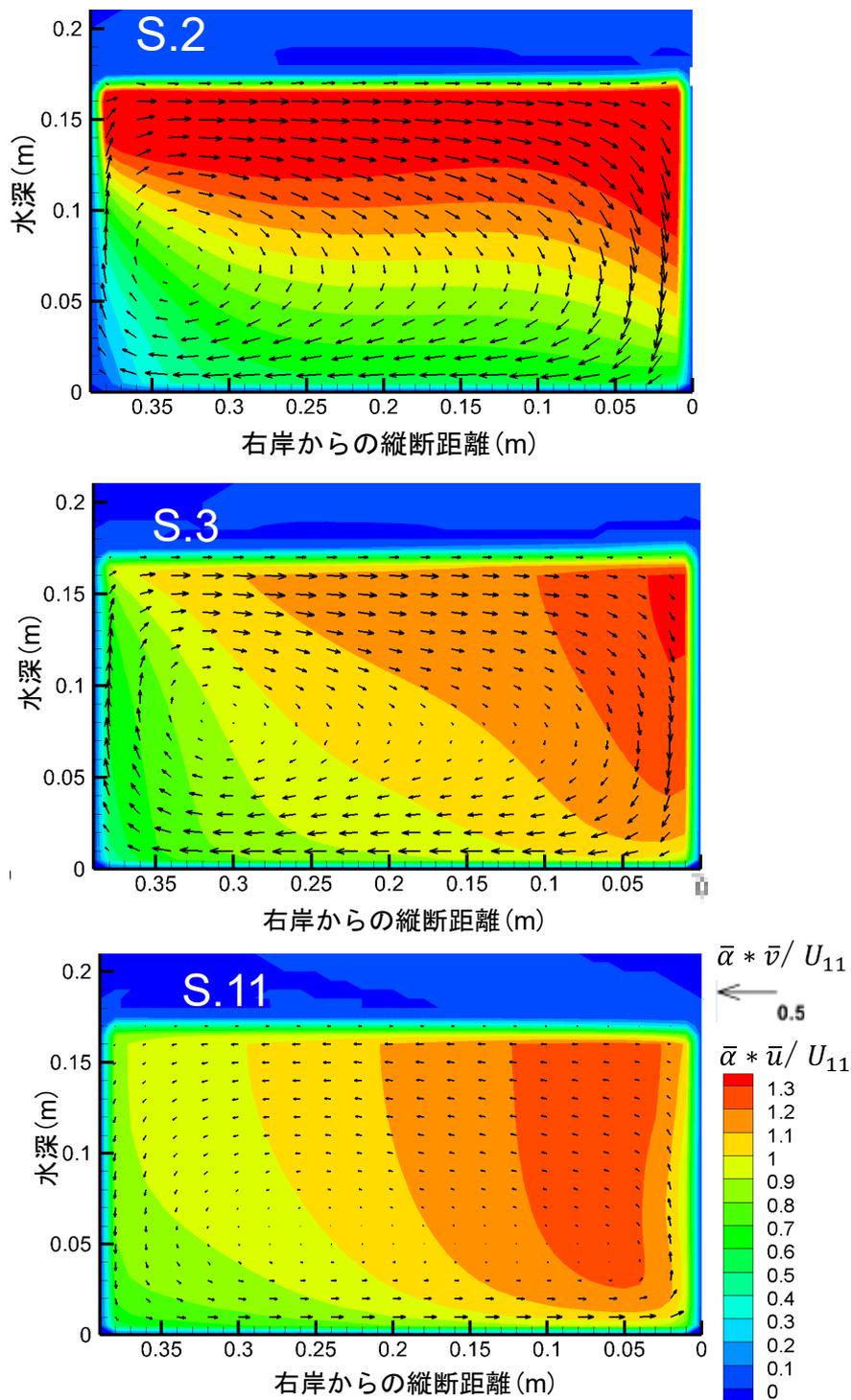


図 3-15 蛇行水路における潜り噴流の断面流速分布
(u : 主流速成分, v : 横断方向流速成分, U_{11} : 断面平均流速(S.11))

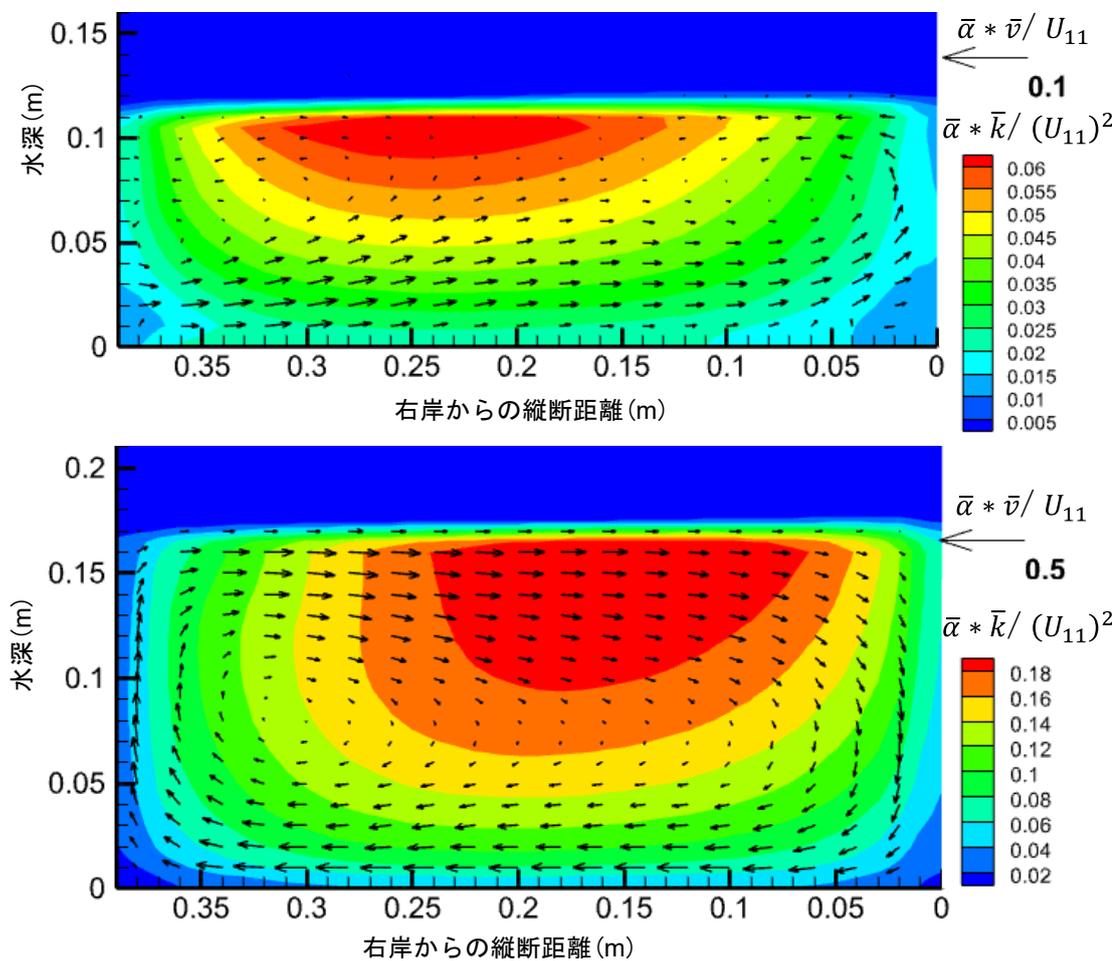


図 3-16 蛇行水路における S.3 の TKE の断面分布
(上：潜り噴流，下：波状跳水)

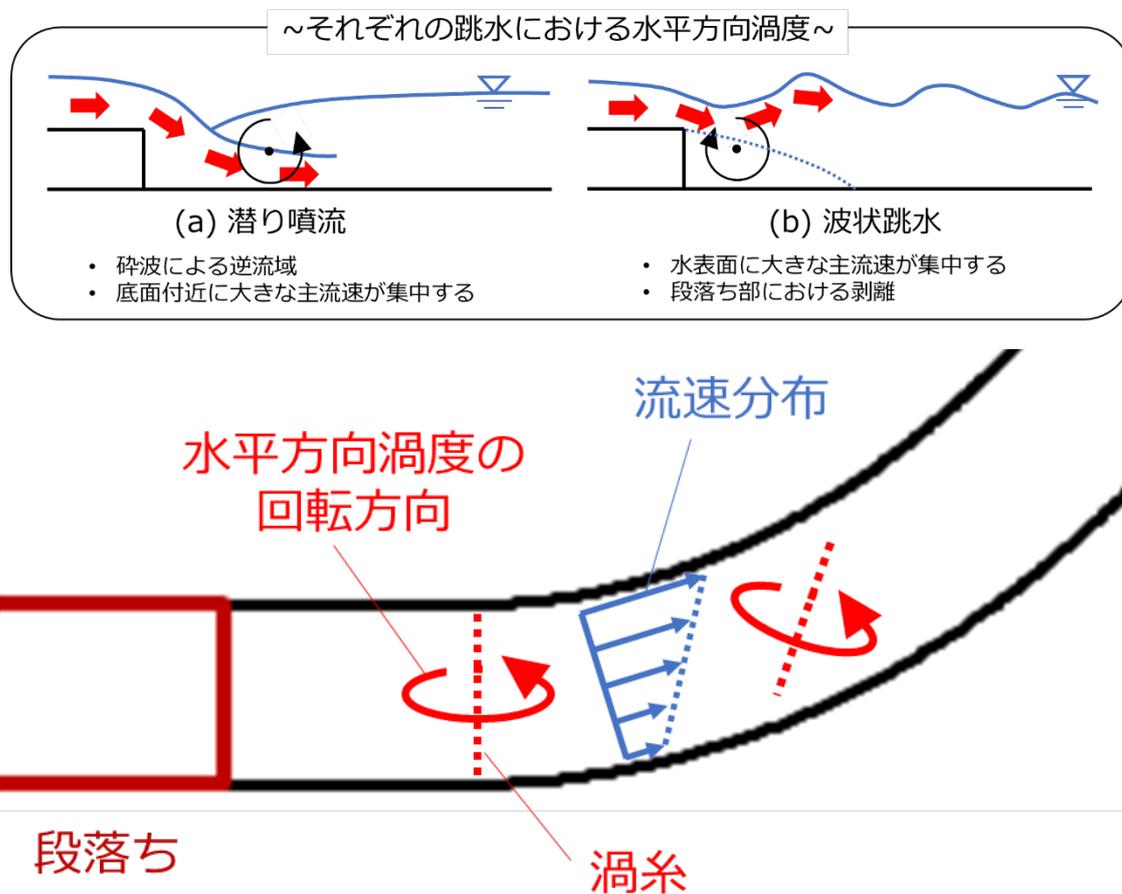


図 3-17 水平方向渦度の移流・回転と二次流強化のメカニズム

第4章 Froude 数による段波形態と水路平面形状の影響

4-1 本章のねらい

本章では、跳水と同じ急変流である段波の形態に着目する。段波を高・低 F 碎破と波状に分類し、 F による流れ構造やエネルギー損失形態の違いを、直線水路における基礎実験と数値計算から明らかにする。直線水路において、 F の持つ特徴を明らかにした上で、その特徴が水路平面形状との相互作用に与える影響に着目する。碎破段波では、 F の違いによる水路蛇行の流れ構造に与える影響を明らかにする。波状段波については、異なる幅と蛇行度の蛇行水路における、縦断的な増幅特性を明らかにした。

4-2 実験方法

4-2-1 実験条件

図 4-1 に水路平面図を、表 4-1 に水路の諸元を示す。蛇行水路は、Sine-generated Curve の式(4-1.1)を用いて作成した。

$$\theta = \theta_{\max} \sin \frac{2\pi s}{L_m} \quad (4-1.1)$$

ここで、 s : 河道距離, θ : 偏向角 ($^\circ$), L_m : 蛇行長, θ_{\max} : 最大偏向角である。水路において、流れ方向(縦断方向)の軸を s , 横断方向の軸を η (左岸に向かう方向を正) と定義する。 s 軸の原点は $s=0(\text{m})$ であり、ゲートは両水路とも $s=2.0(\text{m})$ に設置されている。Sine-generated Curve は、水路 ($S=1.25$) では $s=2.5(\text{m})$ を、水路 ($S=1.1$) では $s=1.5(\text{m})$ を始点とする。蛇行水路における段波の伝播特性の考察のために、直線水路においても同じ水理条件の実験を行った。手動でゲートを開放することで段波を発生させ、開放に要する時間は $0.2\sim 0.3$ 秒であった。本実験は高 Froude 数(F)と低 Froude 数 ($F=3.99, 1.53$) の碎波段波と、波状段波 ($F=1.3$) に対して行われた。 F は第 1 章における式(1-1.1)において、 h =初期下流水深, ω =理論解波速, $V=0$ として求めた。初期条件は、ゲート上流と下流の水深比 h_1/h_0 から決定した。

この実験における仮定を以下に示す。まず、 F の定義における河川流速 V_d は 0 とした。本来 F には河川流速の影響が含まれているが、河川流速分布や段波の流速分布の変形は考慮されていない。本研究では、河川における津波の遡上速度と比べ河川流速は非常に弱く、穏やかであると考えた。また、河床勾配は直線水路, 蛇行水路($S=1.25$)では 0 , 蛇行水路($S=1.1$)では $1/1000$ であるた

め、段波が河川遡上する際の流速や F (波速) の縦断変化が考慮されていない。よって、本実験では、河川遡上時における F の変化を、3 種類の F ($=3.99, 1.53, 1.3$) を用いることで考慮した(表 4-2)。

4-2-2 波高測定法と時刻調整法

それぞれの水路において、測定セクションを設け、図 4-2 に示すサーボ式波高計 (KENEK 社製) を用いて波高の時間変化を測定した (図 4-3)。波高の時間変化の測定は、0.05mm まで可能である。検出針は水面から 2-3(mm)の深さに設置されているため、波高や流速分布の変化を含む検出針の段波に対する影響は、ほとんど無視できると考えられる。波高の時間変化は、直線水路では横断中心、蛇行水路では両岸 (高 F 碎波 : 岸から 3.5(cm), 低 F 碎波と波状 : 岸から 2(cm)) において測定した。また、各波高の時間変化の測定結果におけるゲート開放時刻を決定するため、ゲート上流に負の段波の測定点を設置した。各測定点において 3 回測定した値をアンサンブル平均することで、実験波高とした。

本実験では、水位計測が開始した後、ステンレス製ゲートを手動で開放する。各計測においてゲートを開放する時刻にずれが生じるため、以下の方法でゲートを開放した時刻を調整する。

図 4-4 に示すように、ビデオカメラを用いて、急開するゲートと負の段波を測定するサーボ式波高計の検出針を同時に撮影する。ビデオカメラの撮影間隔は 0.05 秒である。撮影した動画から、サーボ式波高計の針が落ち始める時刻 t_n 、ゲートが急開直前と直後それぞれの t_n からの時間 t_s 、 t_f を読み取る(図 4-5)。これらを用いて、ゲート急開開始時刻とゲート急開終了時刻が計算される。各計測において、負の段波と正の段波を同時に計測することで、負の段波計測値から読み取るゲート開放時刻を正の段波の計測値にも同期させ、時刻調整をする。本実験により得られた波高の時間変化の測定結果は、ゲート開放が終了した時刻を $t=0(s)$ となるように、時刻を調整した。

4-3 直線水路における Froude 数による段波形態と伝播特性

4-3-1 低 F の碎波段波特性__波高の時間変化と水深・乱れエネルギーの空間分布

低 F における波高の時間変化と瞬間縦断水面形を、図 4-6 に示す。SWE を解くための理論解波高 h_t は特性曲線法(本間, 1973 ; Toro, 2001)を用いて求めたものである。波高の時間変化の凡例では、○がアンサンブル平均した実験値、灰色の点線は 3 回測定した実験値の範囲を意味する。縦断分布の凡例では、黒線が 3 回測定した実験値の範囲を示す。

低 F の碎波段波(図 4-6)では、実験結果に顕著な水面振動があり、SWE モデルでは表現することができない。RANS モデルの結果は、図 4-6-(d)における正の段波の上流端付近で水面の振動を

表現している。しかし、この水面の振動は図 4-6-(e),(f)のように下流には伝播せず、本研究の低 F 条件と似た低 $F(=1.49)$ の砕波段波の先行研究においても確認されている (Yang et al, 2019)。よって、実験結果における正の段波波高における振動は、ゲート付近で発生した水面振動が下流に伝播して発生したとは考えにくい。さらに、この水面の振動は、 F が波状段波 $F < 1.2$ (Leng et al, 2018) に近いことから、ソリトン分裂であると考えられる。また、RANS モデルにより計算されたボアフロント水面の縦断勾配は、SWE モデルの結果と概ね一致した。ここで、SWE モデルでは、縦断方向エネルギーの消散過程は無視される。跳水におけるエネルギー消散は、流速の鉛直分布が縦断的に変形し、通常の流速分布に回復するまでの過程で発生する。そのため、SWE モデルでは縦断方向のエネルギー消散過程を無視していることから、上流と下流の水面は不連続に接続する (Uchida, 2018)。よって、低 F 条件のボアフロントにおける、砕波によるエネルギー散逸は短い距離で生じることが明らかとなった。

4-3-2 高 F の砕波段波特性__波高の時間変化と水深・乱れエネルギーの空間分布

図 4-7 に、低 F における波高の時間変化と瞬間縦断水面形を示す。図 4-6 の低 F と比べて、高 F の砕波段波では、ゲート直下で発生する砕波が低 F に比べ大きいいため、ゲートに近い S.1 における波高の時間変化では、SWE モデルで再現できないような水面形が RANS モデルの計算結果に現れる (図 4-7-(d))。また、低 F 条件と異なり、高 F 条件ではボアフロント水面の緩やかな縦断勾配が形成され、SWE モデルで再現することはできない。 F によってボアフロント水面の縦断勾配が異なることは、既往の直線水路のダムブレイクに関する実験 (Wang et al, 2019) でも確認されている。この水面の緩やかな縦断勾配は、砕波によるエネルギー消散によって形成されるため、高 F 条件は低 F 条件に比べ、砕波によるエネルギー消散が大きいいため、エネルギー散逸には水面形の変化を伴う大きな渦運動が生じることが明らかとなった。よって、RANS モデルはボアフロントの位置と到達時刻(図 4-7-(a),(b),(c))を良好に再現できるものの、SWE モデルではボアフロントの砕波現象の分だけ過小評価する結果となった。

図 4-8 は、低 F 条件と高 F 条件における砕波段波の乱れエネルギー (TKE) の空間分布である。TKE はそれぞれの段波における理論解波速の二乗で無次元化している。低 F では大きい TKE がボアフロントに集中しているのに対し、高 F 条件ではボアフロントにおける縦断的に広く TKE が分布している。このことから、砕波によるエネルギー消散区間の違いが、ボアフロントの縦断水面勾配の違いの原因であることが示された。

4-3-3 波状段波特性__波高の縦断分布と時間変化

直線水路の Section 4 における無次元波高の時間変動を図 4-9 に、第 1 波の無次元波高の縦断分布を図 4-10 に示す。ここに、無次元波高は初期水位からの変位 h を、浅水流方程式の理論解の波

高 h_t で無次元化したものである。また、図-2の横軸は時刻 t を上流水深 h_0 と重力加速度 g を用いて無次元化したもの、図 4-10の横軸は各測定点におけるゲートからの距離 s を、Section 8までの距離 l で無次元化したものである。

図 4-9より、平面2次元計算では、既往の研究(Wang et al., 2016)でも明らかのように、非静水圧に起因するソリトン分裂波は再現できないが、時間平均的に波高を再現できている。図 4-10より、実験における波状段波の第1波は、伝播とともに減衰し一定となる。3次元計算結果では、Section 1, 3において第1波波高の実験結果を、メッシュサイズを小さくしても過小評価している。これは、ゲート直下において実験では発生していない砕波現象が、いずれの計算内でも発生しているためである。Section 1における fine mesh の計算結果について、coarse mesh に比べ運動量が波頂部により輸送されることで砕波が発生しにくく、砕波発生タイミングも遅れるため、第1波波高の再現性が向上したと考えられる。また、それぞれでソリトン分裂波の再現性が異なり、coarse mesh は Section 4 から、fine mesh は Section 7 から実験と良好に一致する。このような第1波の再現性の違いは、砕波の発生タイミングの違いによって、fine mesh の砕波減衰の影響が coarse mesh と比べより下流側に位置するためであると考えられる。一方で、fine mesh を用いた計算波高の方が coarse mesh を用いた結果と比べ、第2波以降の減衰が抑えられる結果となったものの、大きな再現性の改善は見られなかった。このように、3次元計算によって得られる解はメッシュサイズの影響を受けるが、この結果からはメッシュを小さくすれば改善すると言えないため、本研究では計算負荷の小さく、第1波波高の再現性が良い coarse mesh を用いて蛇行水路の計算を行う。

4-4 蛇行水路における Froude 数による砕破段波の伝播特性

4-4-1 低 F の砕波段波

蛇行水路における低 F の波高の時間変化を図 4-11に示す。図 4-7の直線水路における波高の時間変化に比べ、大きな水位の振動が見られる。SWE モデルでは、水位の振動を良好に再現できないものの、時間平均的な波高を再現している。RANS モデルによる計算結果は、水位の振動を過小評価しているが、直線・蛇行水路における水位振動の増幅の違いを表現している。

直線水路と蛇行水路外岸沿いにおける無次元鉛直方向流速の空間分布を図 4-12に示す。直線水路では、ボアフロントにおける水位上昇に伴い無次元鉛直方向流速が増加するが、ボアフロント以外ではほとんど鉛直方向流速が存在しない。一方、蛇行水路ではボアフロント以外に鉛直方向流速が発生し、特に第2湾曲部の出口付近の外岸沿いにおいて(図 4-12(c), 蛇行水路左岸沿い 7(m)-9(m))、直線水路に比べて大きな鉛直方向流速が発生する。図 4-13に示す S.5における断面流速分布より、第1種二次流の発生が確認できる。蛇行水路における水面振動の振幅が増幅した要因の一つとして、非静水圧成分が壁面付近の鉛直方向流速によって増加したことが考えられる。Uchida (2018) は、流速の鉛直分布を計算可能な静水圧分布を仮定した水深積分モデルでは、Wave

jump (堰の下流で発生する Undular Jump) (Moore and Morgan, 1957; Mossa, Petrillo and Chanson, 2003; Padova, Mossa and Sibilla, 2018) を再現できないことを示し, 再現には非静水圧成分を考慮した水深積分モデル (Uchida et al, 2016) を用いることが必要であるとしている. 一方, 砕波を伴う潜り噴流 (=堰堤下流で発生する Strong/Steady/Oscillating/Weak jump) (Julien, 2002; Ram and Prasad, 1998; Chen et al, 2014; Hager and Bretz, 1986) は, 非静水圧成分を考慮する必要はなく, 流速の鉛直分布を考慮すれば水深積分モデルによって再現可能であることを示している.

さらに, 蛇行水路における水位振動の増幅の要因を, SWE モデルの結果のみから解析を行った. 図 4-14(a)では, SWE モデルによって計算された S.1 における両岸における波高の時間変化と, S.1 中央における横断方向流速 V_r の時間変化を示す. また, 図 4-14(b)では横断方向運動方程式の遠心力項と圧力勾配項の大きさの時間変化を示す. 図 4-14(a)より, 圧力の非静水圧成分を考慮していないにもかかわらず, SWE モデルによる波高の時間変化において水位の振動が確認できる. 定常流では, 横断方向の水面勾配による圧力差は遠心力と釣り合うため, 横断方向の水面勾配は時間的に一定である. 一方, 低 F の砕波段波の非定常流では, 図 4-14(b)に示すように, 段波が S.1 に到達した後, 遠心力と横断方向の水面勾配による圧力差が釣り合わず, 横断方向の水面勾配は時間的に変動する. この現象は“seiche”と考えられる. また, SWE モデルによる水位および横断方向の水面勾配項の時間変化の周期は, 図 4-11 の水面変動の実験結果と良好に一致した. よって, SWE モデルにおける水路蛇行による横断方向水面勾配の時間変化は, 直線水路でも発生する水位振動を増幅する要因であると考えられる. これは, 本章における 4-5 で示すような, 蛇行水路における波状段波のポアフロントが水路側壁に衝突することで発生する増幅メカニズムとは異なる, 蛇行水路における水位変動の増幅メカニズムと考えられる.

図 4-15 に両岸沿いの TKE の空間分布を示す. 左岸沿いでは, 右岸沿いや直線水路の TKE 分布と異なり, ポアフロントの立ち上がり部分に TKE が集中していない. これは左岸沿いのポアフロントの立ち上がりには砕波による乱れがほとんど存在しないことを示している. しかし, ポアフロントの縦断勾配は SWE モデルの結果と変わらないため, 低 F では, 水路蛇行が砕波のエネルギー損失に影響を与えないことがわかる.

4-4-2 高 Froude 数の砕波段波

蛇行水路の両岸における高 F の波高の時間変化を図 4-16 に示す. RANS モデルは, 実験結果を良好に再現している. SWE モデルによる結果は, 両岸において波高を過大評価している. ここで, 蛇行水路の S.3 と S.7 の中心点における計算波高の時間変化の比較を図 4-17 に示す. SWE モデルによる波高は RANS モデルによる波高よりも大きく, その偏差は両岸における偏差と概ね一致している. よって, 高 F の SWE モデルによる波高の過大評価は, 低 F と異なり, 両岸付近の現象のみに起因するものではないことが示された.

直線・蛇行水路における無次元鉛直方向流速の空間分布を、**図 4-18** に示す。蛇行水路では、既往研究 (Bell, Elliot, and Chaudhry, 1992) のドライベッド条件の湾曲水路における実験結果と同様に、最大湾曲部では外岸側のボアフロントの位置が内岸側のボアフロントの位置を越えている。また、直線水路と比べ、蛇行水路では兩岸における無次元鉛直方向流速が大きい。また、低 F と比較すると、鉛直方向流速の発生範囲から、より広い領域で 3 次元的な流れが発生していることがわかる。つまり、高 F では低 F よりも流速分布の変化に対する水路蛇行の影響が大きいと考えられる。

直線・蛇行水路における RANS モデルによる波高と主流速の中心軸沿いの縦断分布を、**図 4-19** に示す。蛇行水路では、ボアフロント付近の波高が直線水路より小さく、上流部の波高が直線水路に比べ大きいことが確認できる。直線水路と比較して、ボアフロント付近の蛇行水路の流速が大きく、特に河床付近の流速が大きい。**図 4-20** に、ゲート開放 5 秒後の $z=0.01$ (m) における中心軸沿いの主流速の無次元偏差 du を示す。 $s=6.5-7.5$ (m)における蛇行水路の底面主流速は、いずれの F においても直線水路に比べ増加した。低 F においても底面流速が直線水路に比べ増加した理由は、蛇行水路の第一湾曲部で二次流が発生し、底面付近の流速が増加するためと考えられる。一方、ボアフロント付近では、高 F においてのみ du が増加する。これは、**図 4-21** に示すように、低 F では発生しないボアフロント付近の 3 次元的な流速分布が、底面流速を増加させることが原因と考えられる。よって、高 F では水路蛇行が直線水路に比べて段波の 3 次元的な流速分布を形成し、底面付近の流速の増大によって流れの抵抗が増加することで、ボアフロント付近の波高が縦断方向に減少すると考えられる。また、**図 4-19** において、蛇行水路におけるボアフロント付近の波高が直線水路に比べ減少した要因の一つとして、水路蛇行によってボアフロント付近で強い流体混合が発生し、速度水頭が増加したことが挙げられる。

蛇行水路の兩岸沿いの波高と TKE の空間分布を、**図 4-22** に示す。エネルギー消散によるボアフロントの縦断勾配は蛇行水路でも発生し、外岸と内岸で変化している。特に、内岸沿いにおける TKE の値 (**図 4-22(b)**) は小さく、縦断勾配は SWE モデルの値と概ね一致した。よって、水路の蛇行により、兩岸沿いの波高の縦断勾配が変化したと考えられる。外岸沿い (**図 4-22(a)**, $s=10-11$ (m)) で発生する TKE の範囲は直線水路 (**図 4-8(b)**) に比べて小さくなるが、ボアフロントの縦断勾配は SWE モデルの結果に比べて緩やかである。直線水路の波高空間分布 (**図 4-8(b)**) では、ボアフロント付近の RANS モデルおよび実験結果が、SWE モデルよりも小さくなっている。よって、水路蛇行に関わらず、ボアフロント付近における緩やかな縦断水面勾配が、外岸沿いの波高減少の要因の一つと考えられる。

4-5 蛇行水路における波状段波の伝播特性

4-5-1 蛇行水路における波高の縦断分布と時間変化

蛇行水路両岸における第1波の無次元波高の実験値と、直線水路における第1波の無次元波高の実験値の比較を図4-23に示す。ここで、外岸は図4-1に示すように、各湾曲部における曲率半径方向の側壁とした。横軸は各セクションの蛇行開始点からの距離 s を、それぞれの蛇行長 L_m で無次元化したものと、偏角 θ を最大偏角 θ_{\max} で無次元化したものである。内岸沿いにおける第1波の無次元波高については、両水路間で違いはほとんどなく、同様な傾向を示す。外岸沿いにおける第1波の無次元波高については、蛇行水路 ($S=1.1$) における無次元波高は直線水路に比べ大きく、さらに伝播とともに増加する。一方で、蛇行水路 ($S=1.25$) では直線水路に比べ、Section 1,7を除いてほとんど増幅せず、伝播とともに増加しない傾向となった。このように、異なる諸元の蛇行水路において、外岸沿いの第1波の無次元波高の縦断分布は異なる傾向を示した。ここで、波状跳水との比較を行う。3章における図3-8から、蛇行水路 ($S=1.25$) における波状跳水は、S.1を含む外岸沿いで、ほとんど増幅しないことが実験結果から確認できる。一方、図4-23より、蛇行水路 ($S=1.25$) の S.1 では増幅する。波状跳水の場合は波が下流方向に減衰するが、波状段波の場合波速 w で伝播するため、波はあまり減衰することなく下流へ伝わる。よって、蛇行水路外岸沿いにおける増幅特性には、波状段波の伝播特性と水路平面形状の相互作用に要因があると考えられる。

蛇行水路外岸沿いにおける第1波の無次元波高の縦断分布を図4-24に示す。平面2次元計算においては、波頭部において急激に増加する水位を初期ピークと定義し、第1波波高と比較する。蛇行水路 ($S=1.1$) において、平面2次元計算の初期ピークは過小評価しているものの、外岸沿いの最大曲率部で最大になる第1波波高の縦断的な変化傾向を説明できている。また、3次元計算では第1波波高の縦断分布を概ね再現している。蛇行水路 ($S=1.25$) については、水路 ($S=1.1$) と比べて最大曲率部における波高の増幅が小さく、水路形状の違いによる実験波高の極大値の違いを平面2次元計算結果で表現できている。一方で、水路 ($S=1.1$) と比べ、その発生位置については、実験や3次元計算では最大曲率断面より上流側で発生しているのに対し、平面2次元計算では下流側で発生している点で異なっている。2つの蛇行水路の Section 4 外岸における無次元波高の時間変化を、図4-25にそれぞれ示す。波高の時間変化については、直線水路と同様に、平面2次元計算は時間平均波高を概ね再現する。また、初期ピーク後の準定常状態における水位について、両水路で違いがほとんど見られない。しかし、初期ピークの大きさは両水路で異なり、水路 ($S=1.1$) の方が水路 ($S=1.25$) に比べ大きく、ソリトン分裂の第1波波高の大小と一致している。よって、蛇行水路におけるソリトン分裂波の増幅には、ソリトン分裂波特有の増幅機構だけでなく、ソリトン分裂が生じていない場合と同様な増幅機構も含まれていると考えられる。

4-5-2 各測定 Section における波峰線分布

蛇行水路の各セクションにおける波先端線を図 4-26 に示す。ここで、縦軸は測定点の右岸からの距離 y を幅 B で無次元化したもの、横軸は各セクションまでの距離 s を蛇行長 L_m で無次元化したものである。波先端線は同セクションにおける基準の測定点における到達時間を合わせ、それぞれの到達時間との差から算出される (小林ら, 2019)。各セクションにおける波先端の形に着目しており、それぞれの測定点における到達時間の差は考えていないことに注意する。

蛇行水路($S=1.1$)について、実験では波状段波が Section 4, 8 の最大湾曲部付近において、外岸沿いのソリトン分裂波の到達が遅れている。よって、波峰線の外岸における遅れによる壁面垂直成分の発生により、第 1 波が側壁に衝突するように入射したと考えられる。また、平面 2 次元計算及び 3 次元計算は実験の波峰線を良好に再現している。このように、蛇行水路($S=1.1$)の外岸沿いにおいて、ソリトン分裂波が増幅する要因として、湾曲部における側壁への衝突が考えられ、計算でも衝突による水位上昇が再現できる。一方、直線水路と比べ増幅が顕著に見られなかった蛇行水路 ($S=1.25$) について、実験、平面 2 次元計算、3 次元計算結果すべてにおいて、蛇行水路($S=1.1$) に比べて外岸沿いの到達時刻の遅れは見られない。このように、蛇行水路形状の違いによって、ソリトン分裂波の波峰線が変化することで、外岸沿いにおけるソリトン分裂波の増幅特性が異なることが明らかとなった。さらに、図 4-24 の水路($S=1.25$)において、平面 2 次元計算では、波高の極大値の発生位置を実験、3 次元計算結果よりも下流側に評価しているが、平面 2 次元計算と 3 次元計算の間で波峰線の再現性の違いはほとんどなかった。即ち、波高の極大値の発生位置は、波先端では説明できず、流れの 3 次元性に影響を受けていると考えられ、詳細については今後の課題とする。波峰線は、定常流である波状跳水でも存在する。しかし、波状跳水はソリトン分裂が減衰することなく下流へ伝播することがないため、湾曲部外岸側壁への衝突による増幅はなく、遠心力による外岸での水位上昇のみとなる。波状跳水と波状段波の間において、波峰線の伝播特性と衝突による波高増幅が明らかとなった。

4-5-3 無次元幅を変化させた蛇行水路における数値実験

平面 2 次元計算、3 次元計算が波状段波の波先端線を再現できることから、無次元幅 B/L_m を(図 4-27)用いて、蛇行水路($S=1.25, 1.1$)の幅をそれぞれ 0.86 m, 0.36 m とし、同様の計算条件で数値計算(表 4-3)を行った。図 4-28 にはそれぞれの無次元幅における第 1 波波高の縦断分布を、図 4-29 にはそれぞれの波先端線を示す。

図 4-28 から、それぞれの蛇行度において、平面 2 次元計算・3 次元計算結果ともに、無次元幅の大きい蛇行水路($B/L_m=0.11$)でソリトン分裂の第 1 波波高が増幅している。図 4-29 から、無次元幅が大きい方が、外岸における波の到達に遅れが見られる。よって、ソリトン波の増幅を生じさせる波先端線の外岸での遅れは、無次元幅の影響を大きく受けることが明らかとなった。また、無次元幅が等しい場合、蛇行度が大きい $S=1.25$ の方がより増幅する傾向にある。これは、蛇行度

が小さい $S=1.1$ の場合に比べ、蛇行度が大きい $S=1.25$ の方が湾曲部のセクション間における兩岸沿いの距離の差が大きくなり、外岸沿いで波の到達がより遅れるためと考えられる。

4-6 本章のまとめ

F による段波形態と水路平面形状の影響について、実験と平面 2 次元・3 次元計算結果を比較することで明らかにした。 F の異なる碎破段波では、蛇行水路において異なる伝播特性が発生する。蛇行水路における低 F の碎破段波では、平面 2 次元計算結果により概ね再現できる流れである。一方、高 F の碎破段波では、流れの 3 次元性による底面への運動量輸送によって流体抵抗が増加し、ボアフロント付近の波高が直線水路と比べて減少することが明らかとなった。波状段波の増幅特性については、実験結果から、同じ初期条件で生じた波状段波でも、水路によって外岸沿いにおける波高の増幅特性が異なることを示した。このように、跳水機構と同様に、水路平面形状（水路蛇行）による段波流れに対する影響は、段波形態(F)によって異なることが明らかとなった。これは、様々な形態で遡上する河川津波に対する解析法には、波高増幅と抵抗増加の観点から、流れの 3 次元性と非静水圧成分の影響を考慮する必要性を示している。

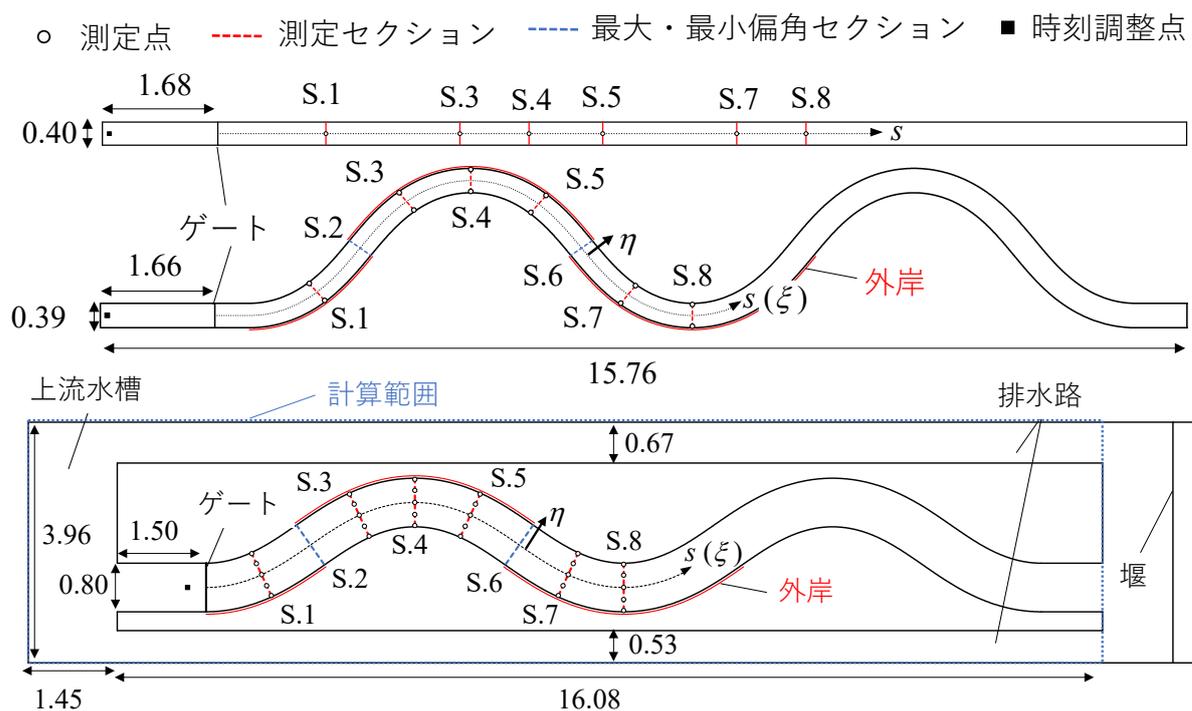


図 4-1 実験水路平面図と測定点

(上：直線水路； 中：蛇行水路(S=1.25)； 下：蛇行水路(S=1.1))

表 4-1 水路の諸元

形状	幅 B (m)	蛇行波長 L (m)	蛇行長 L_m (m)	最大偏角 ($^{\circ}$)	河床勾配	蛇行度 S	無次元幅 B/L_m
直線	0.40	-	-	-	0	1.00	-
蛇行	0.39	6.45	8.06	53	0	1.25	0.048
蛇行	0.80	6.82	7.50	35	1/600	1.10	0.11

表 4-2 段波の初期条件と Froude 数

Case	Froude number	upstream water depth h_u (m)	downstream water depth h_d (m)	water depth ratio h_d/h_u
High Froude number	3.99	0.300	0.020	0.067
Low Froude number	1.53	0.285	0.107	0.375
undular	1.32	0.285	0.147	0.516



図 4-2 KENEK 社製 サーボ式波高計

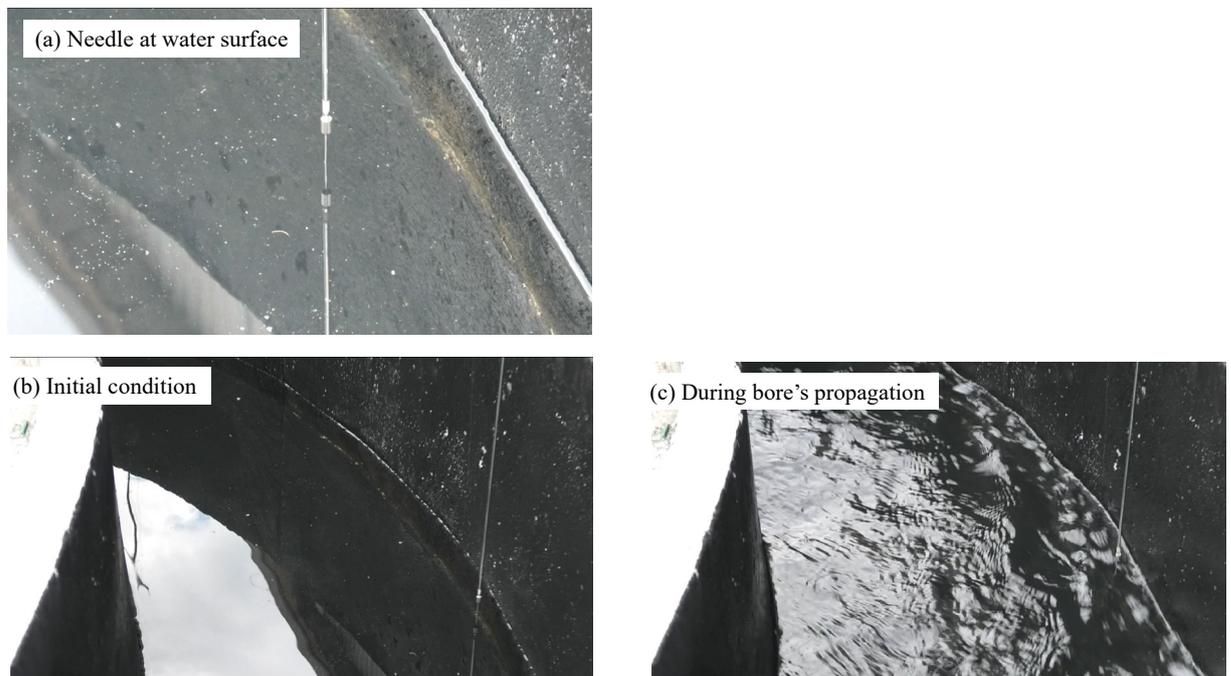


図 4-3 サーボ式波高計による段波波高の測定

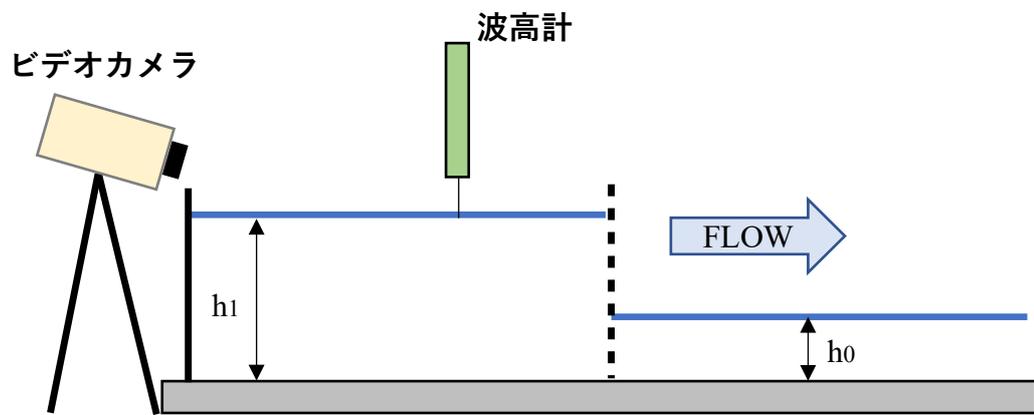
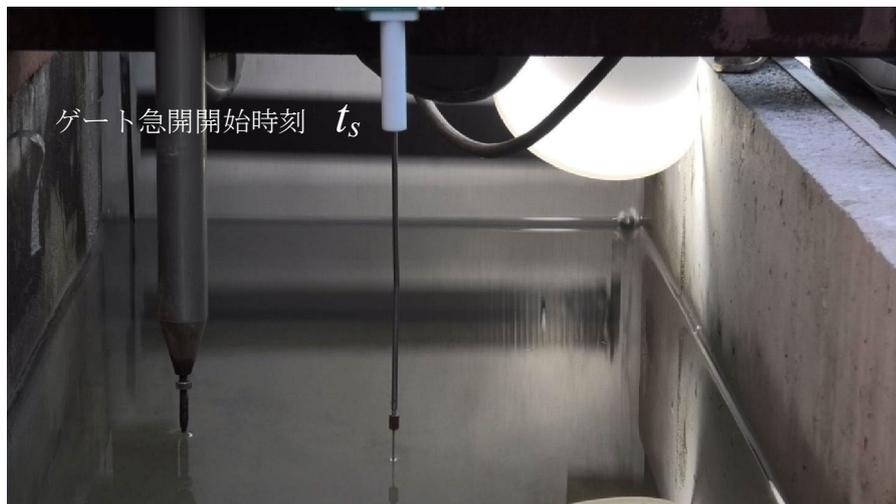


図 4-4 サーボ式波高計の時刻調整における模式図

(a) 初期状態



(b) 急開直前



(c) 急開直後

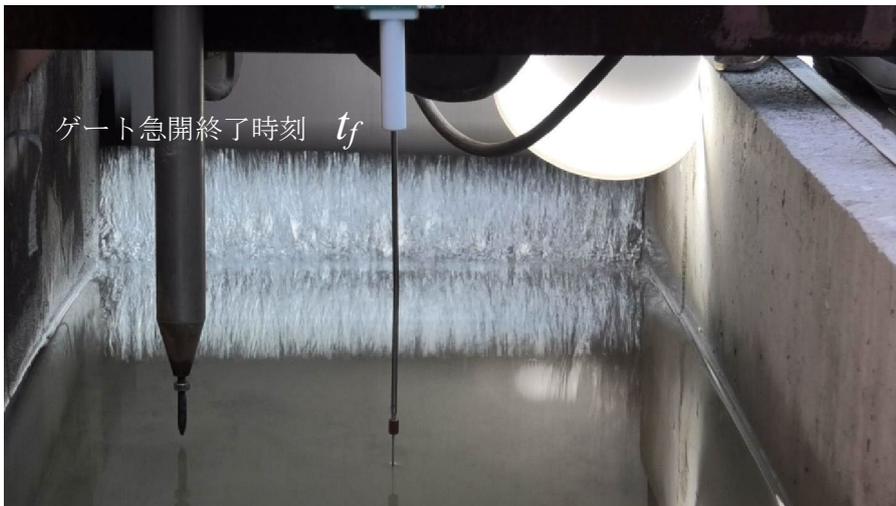


図 4-5 時刻調整カメラから見た映像（初期状態，急開開始，急開終了）

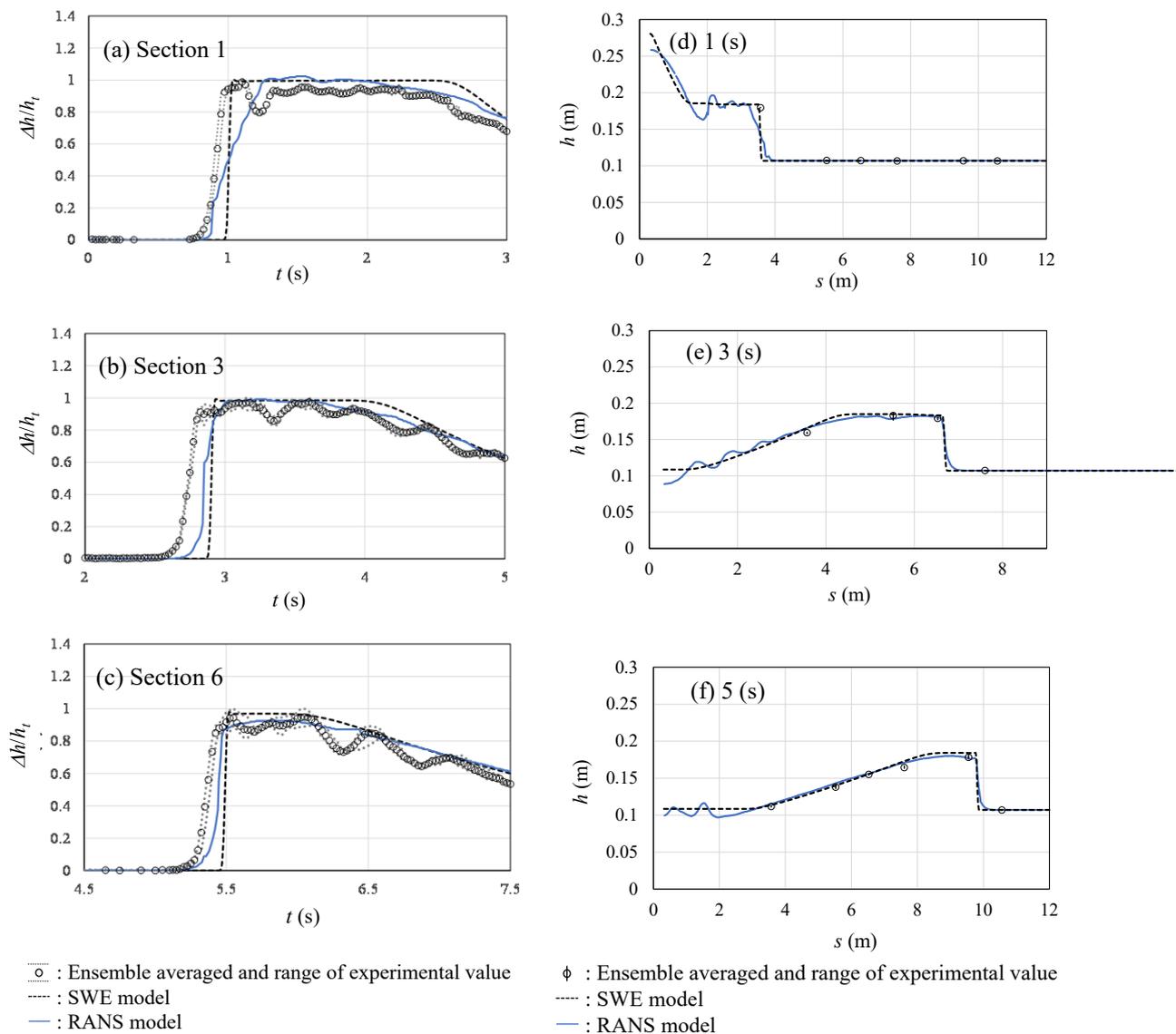


図 4-6 低 F の碎波段波 波高の時間変化(左)と水深の縦断分布(右)

(h : 水深, Δh : 波高 ($=h-h_d$), h_i : 理論解波高, t : 時間 (s), s : 上流端からの縦断距離 (m))

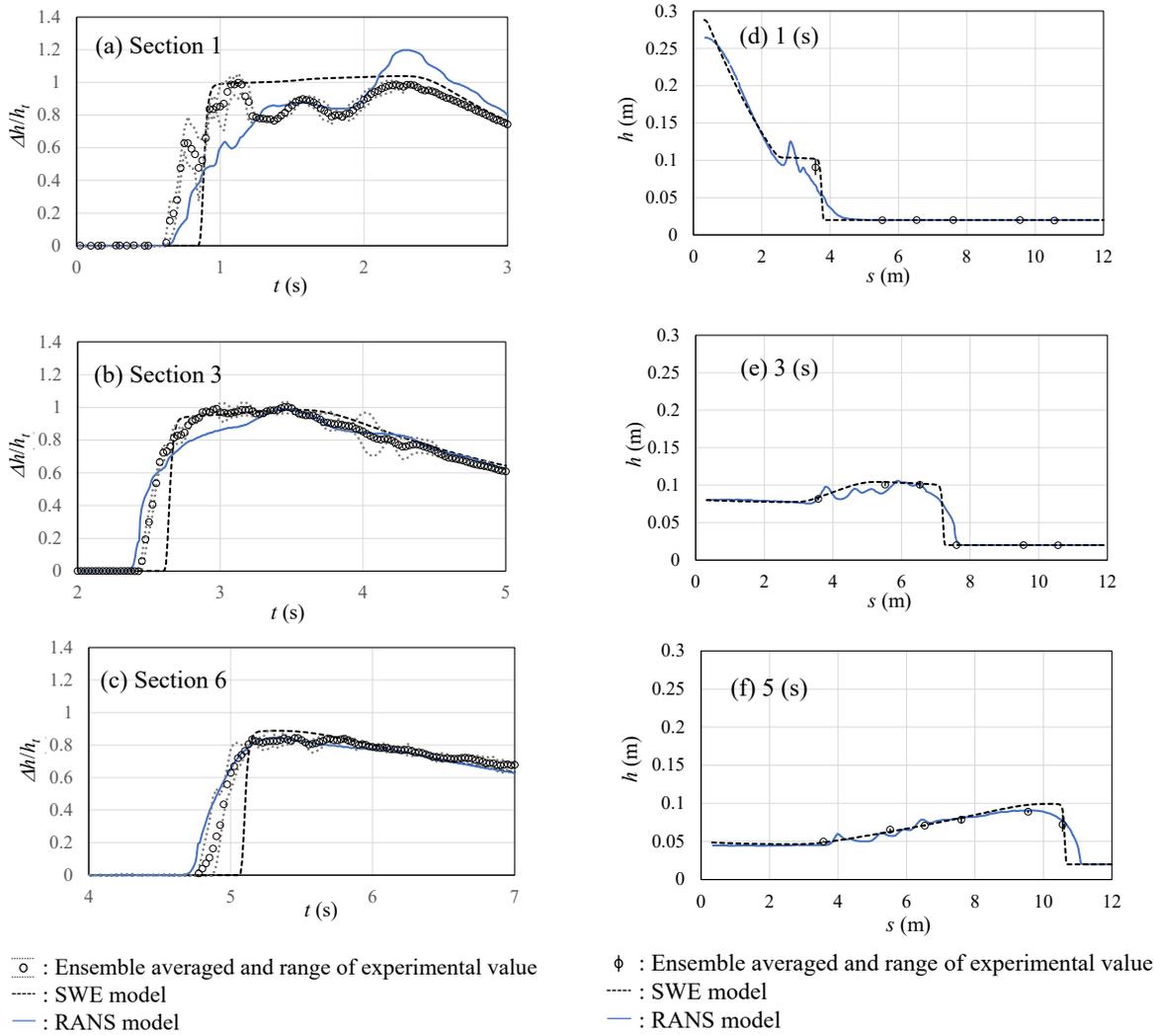


図 4-7 高 F の碎波段波_波高の時間変化(左)と水深の縦断分布(右)

(h : 水深, Δh : 波高 ($=h-h_d$), h_t : 理論解波高, t : 時間 (s), s : 上流端からの縦断距離 (m))

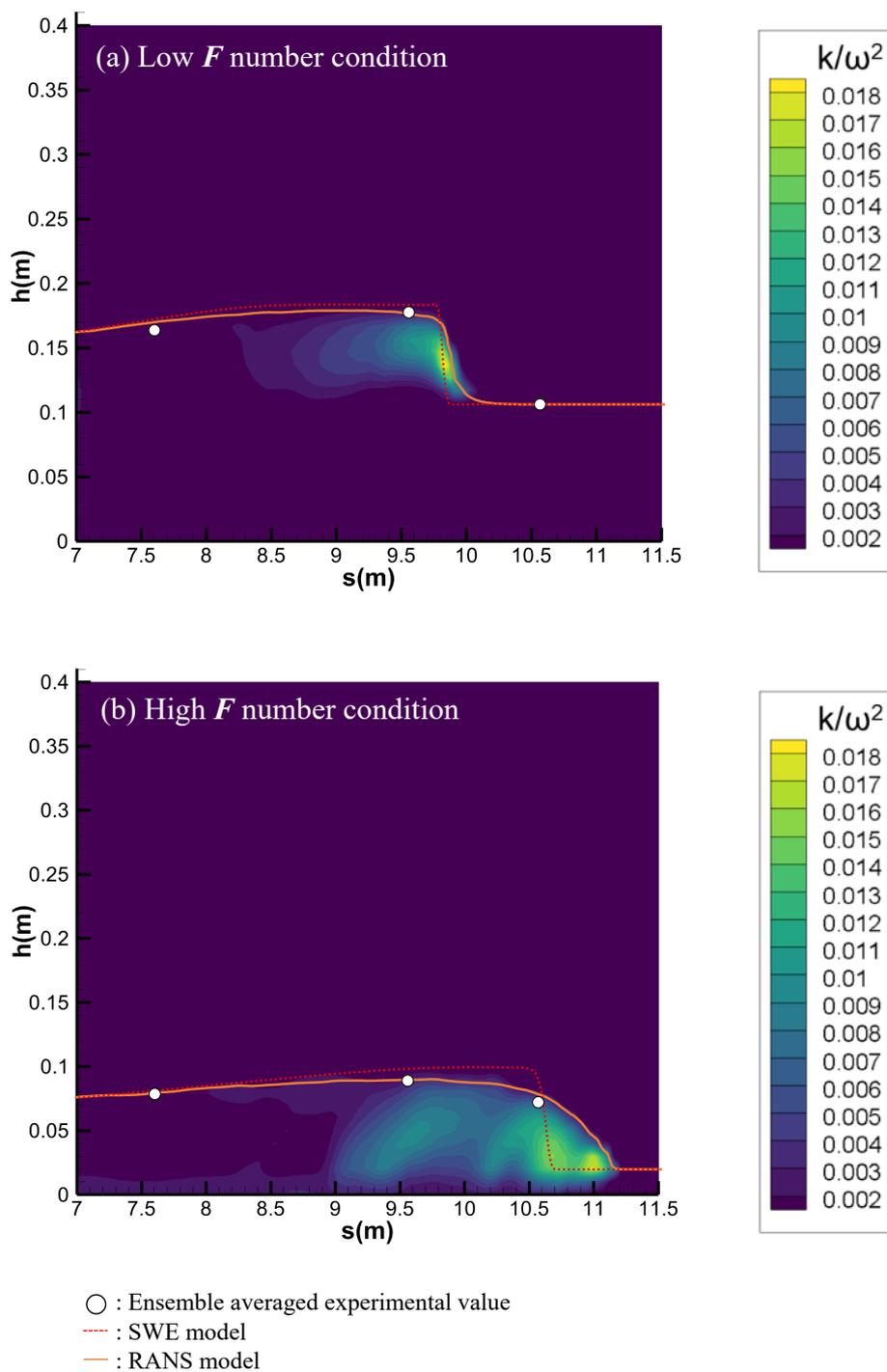


図 4-8 直線水路におけるボアフロント付近における乱れエネルギー(TKE)の空間分布(5 秒後)

(k : 乱れエネルギー, ω : 波速)

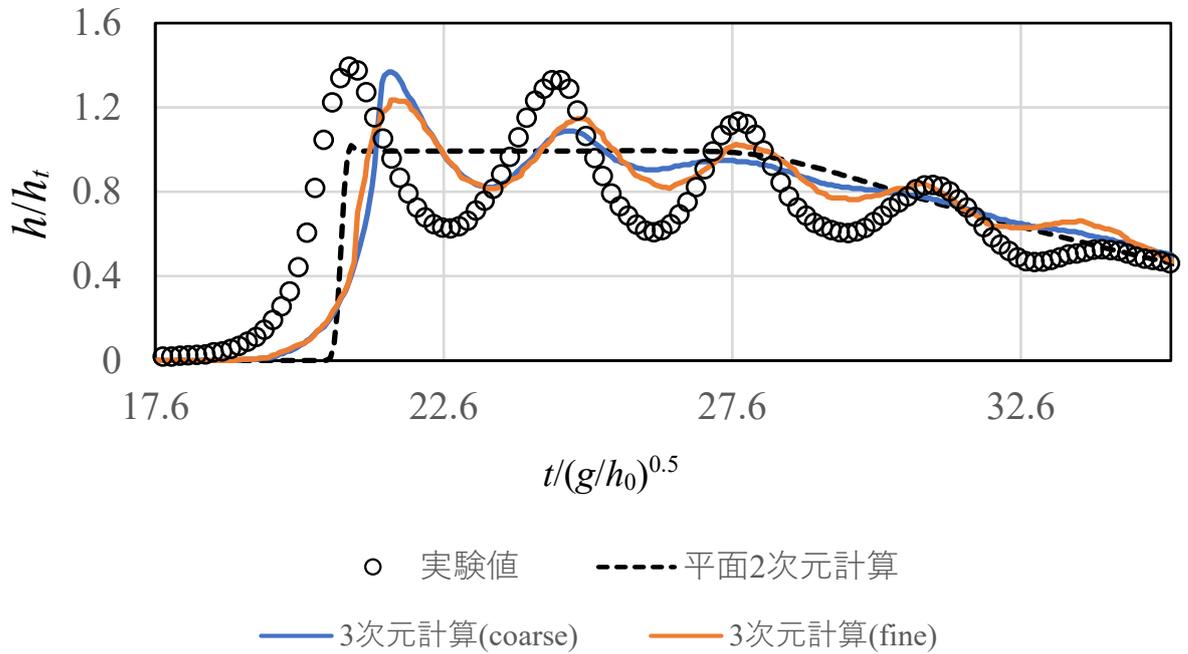


図 4-9 直線水路における波高の時間変化 (Section 4)

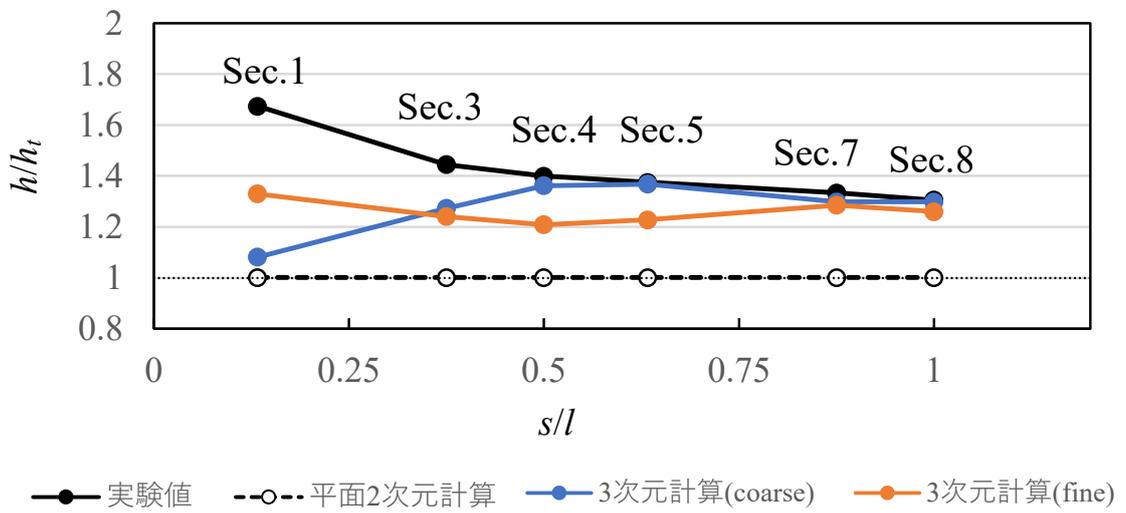


図 4-10 直線水路における第1波波高の縦断分布

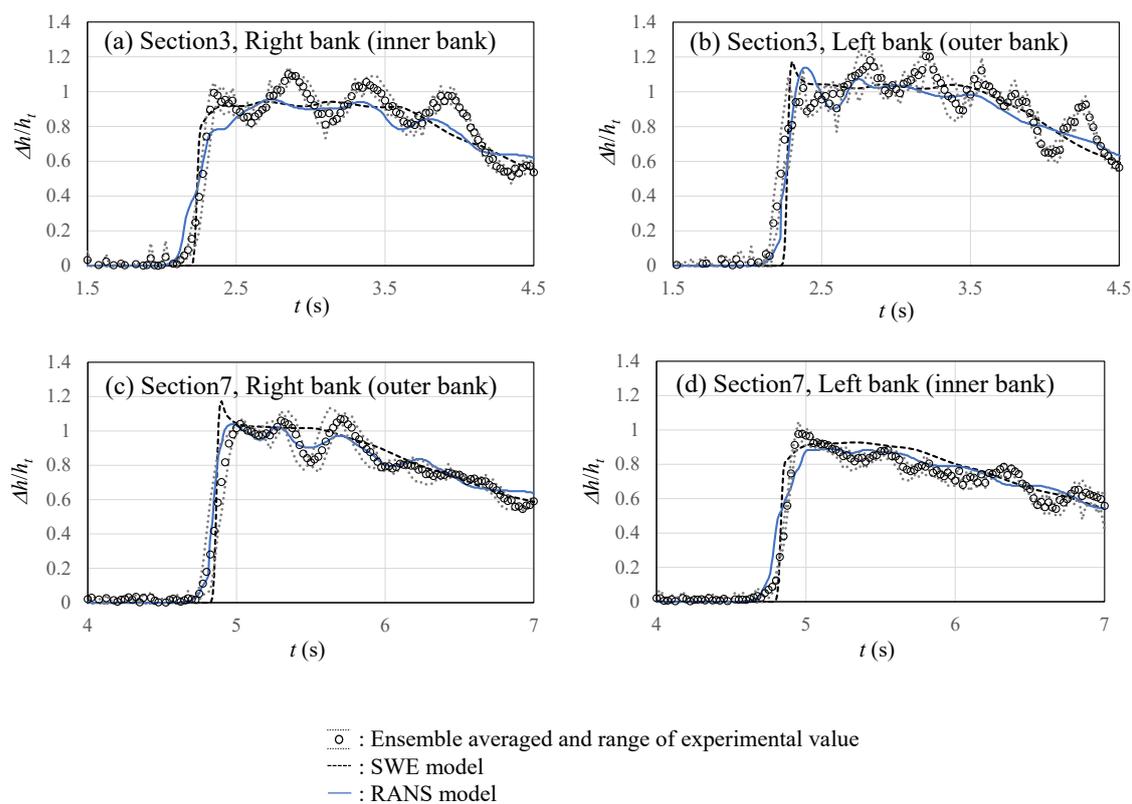


図 4-11 低 F の碎波段波__両岸における波高の時間変化
 (h : 水深, Δh : 波高 ($=h-h_d$), h_t : 理論解波高, t : 時間 (s))

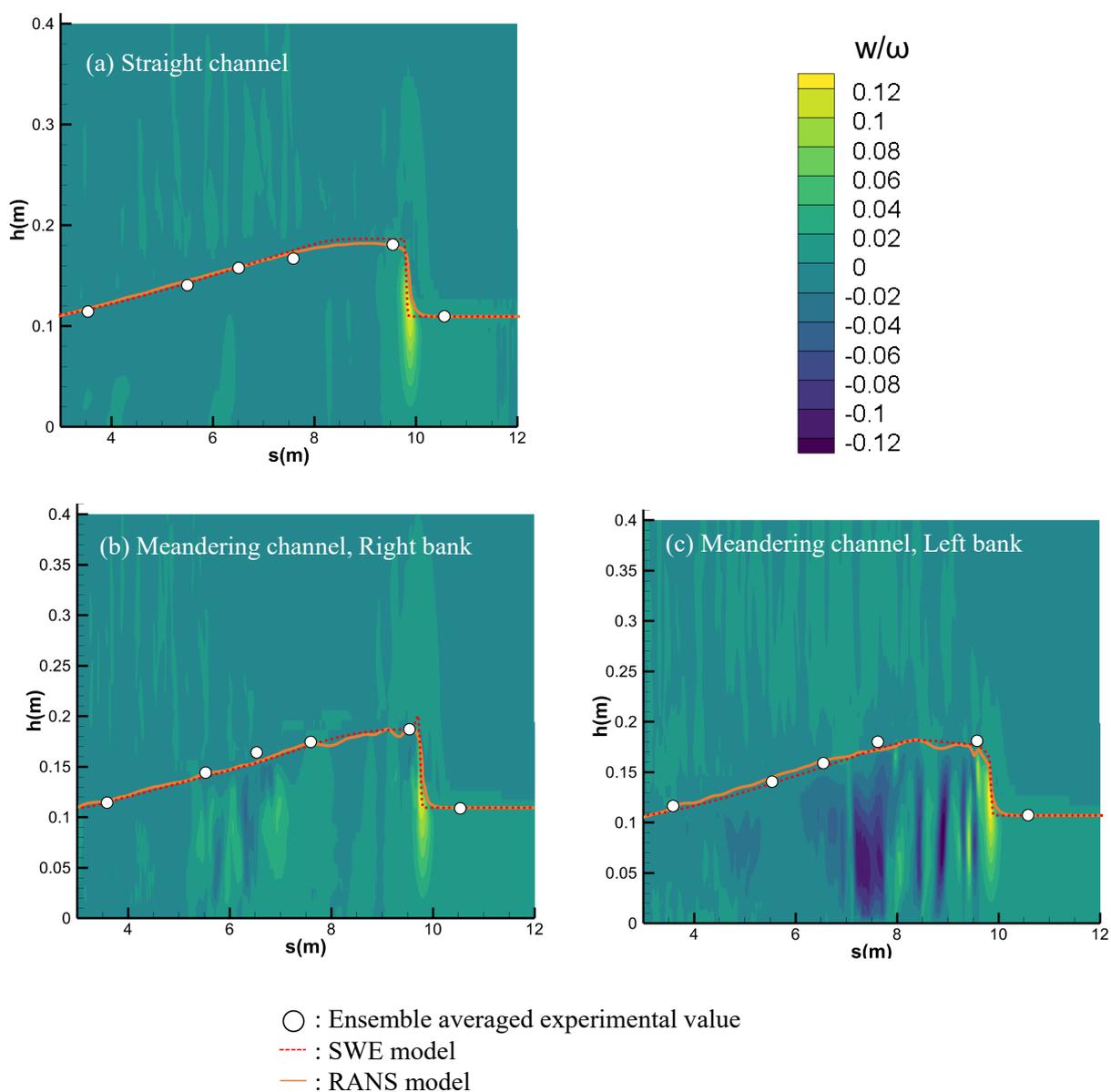


図 4-12 低 F の碎波段波—無次元鉛直方向流速の空間分布 (5 秒後)

(w : 鉛直方向流速, ω : 波速)

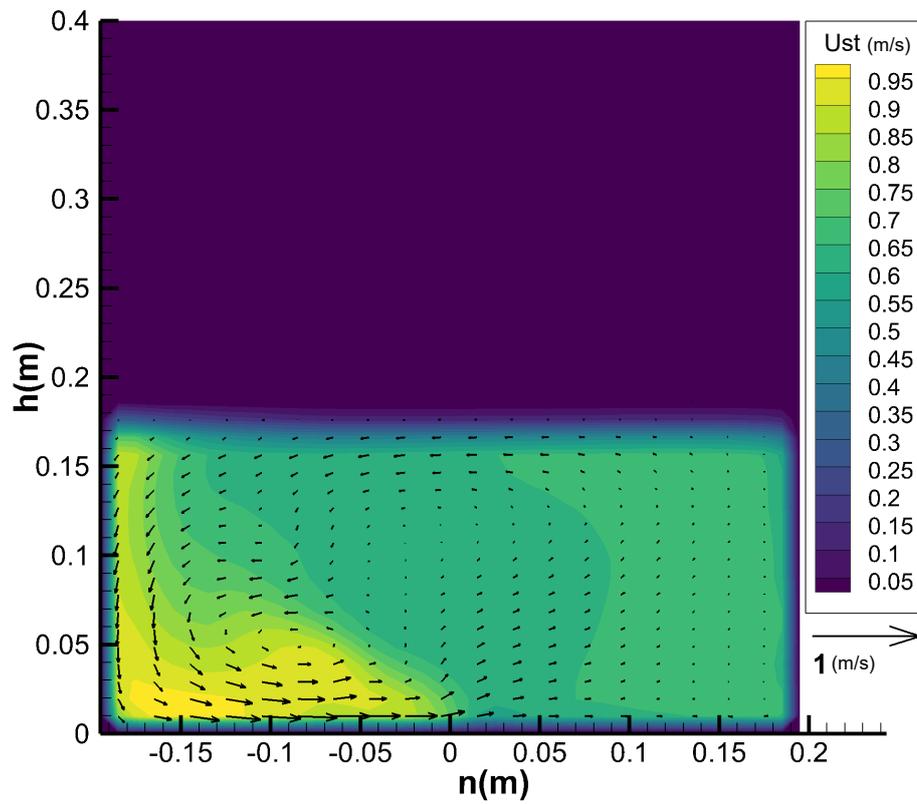
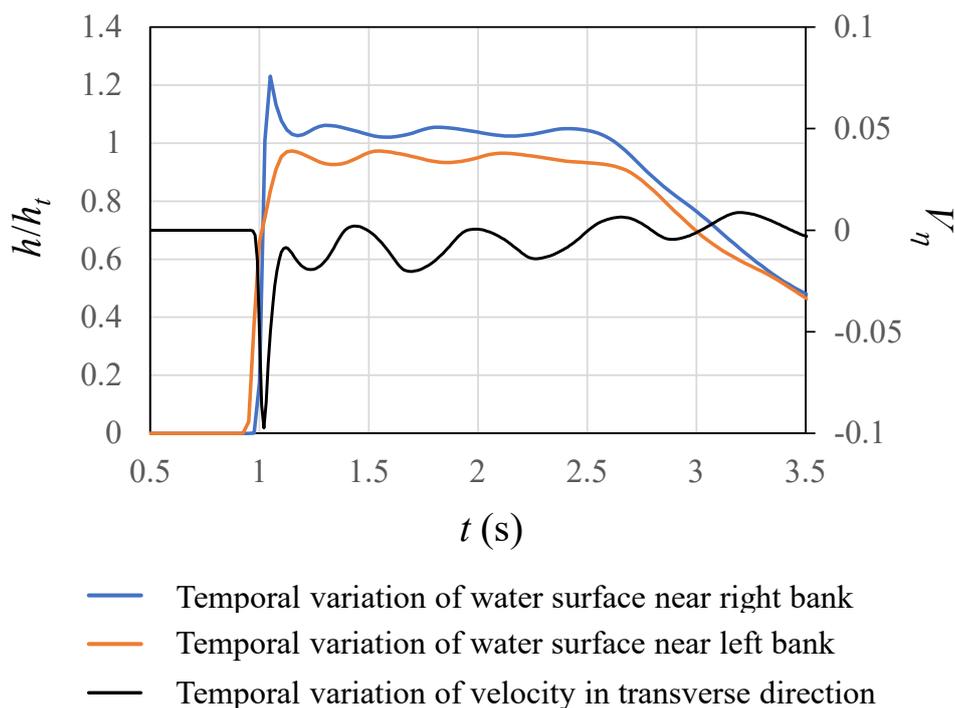
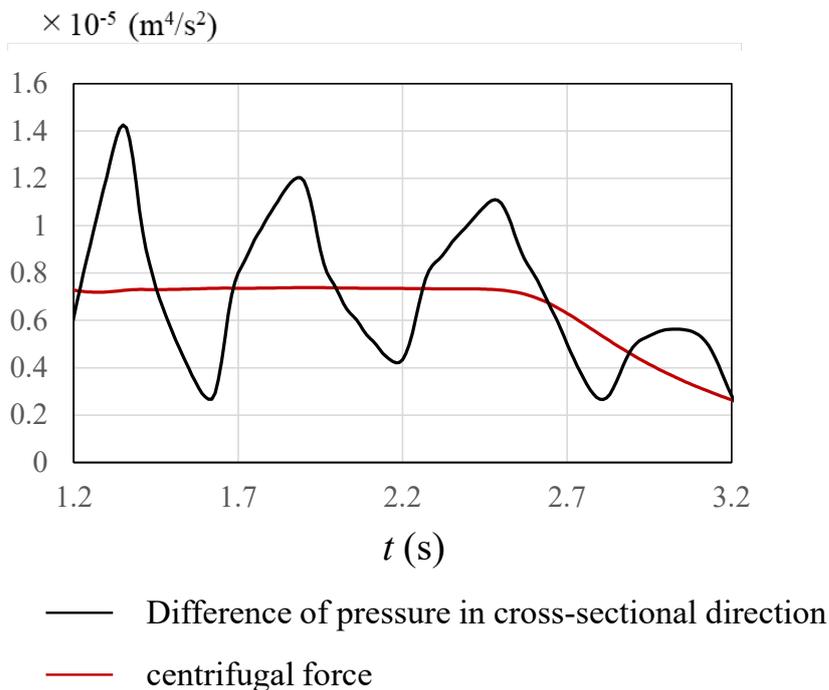


図 4-13 低 F の碎波段波 Section 5 における断面流速分布
(U_{st} : 主流速)



(a) SWE モデルによる両岸における波高の時間変化と横断方向流速



(b) 遠心力項と横断方向圧力勾配項の時間変化)

図 4-14 低 F の碎波段波 Section 1 における SWE モデルによる計算結果

(Δh : 波高 ($=h-h_d$), h_i : 理論解波高, t : 時間 (s), V_{η} : 横断方向流速 (m/s))

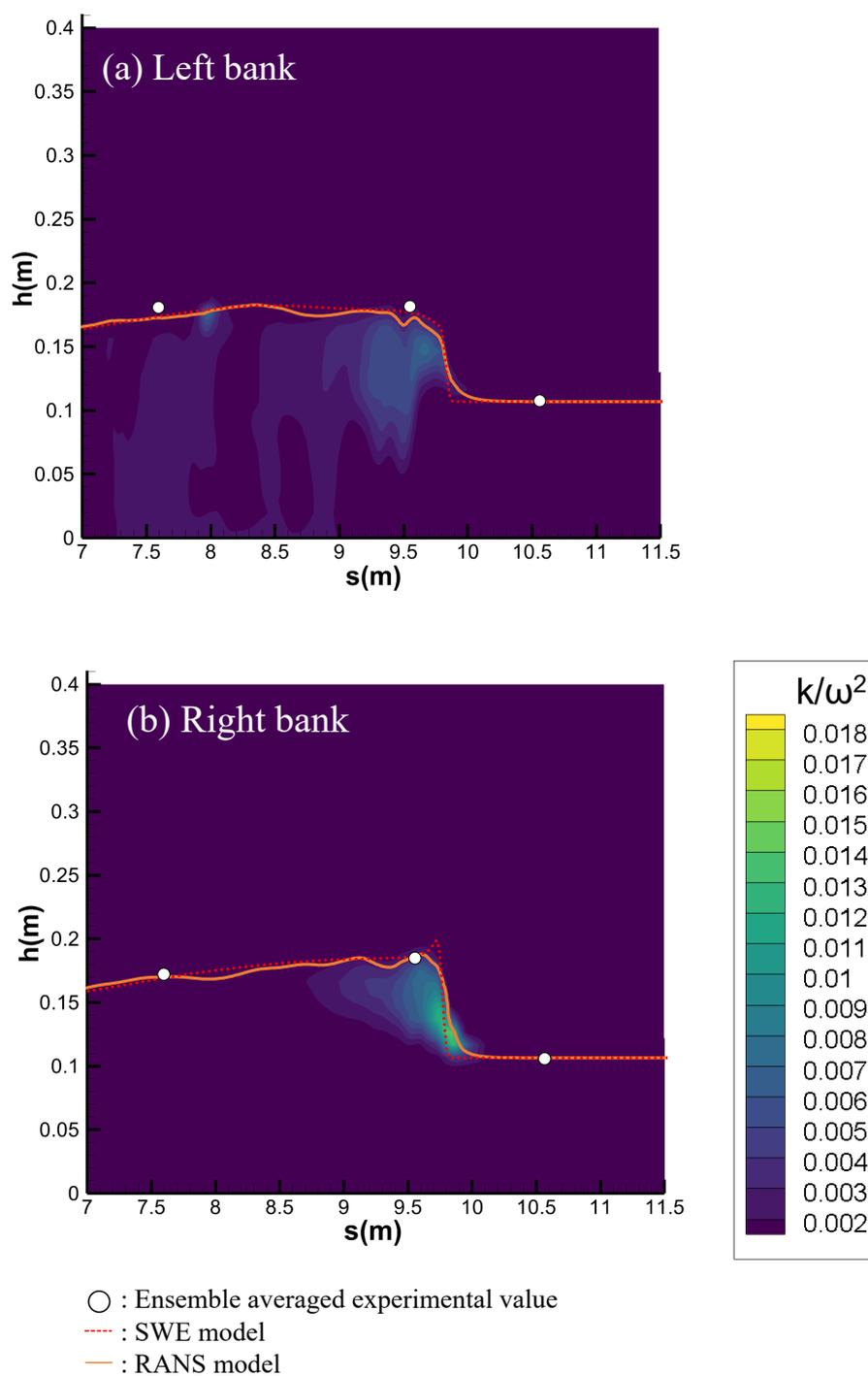


図 4-15 低 F の碎波段波 蛇行水路兩岸ボアフロント付近の乱れエネルギーの空間分布 (5 秒後)

(k : 乱れエネルギー, ω : 波速)

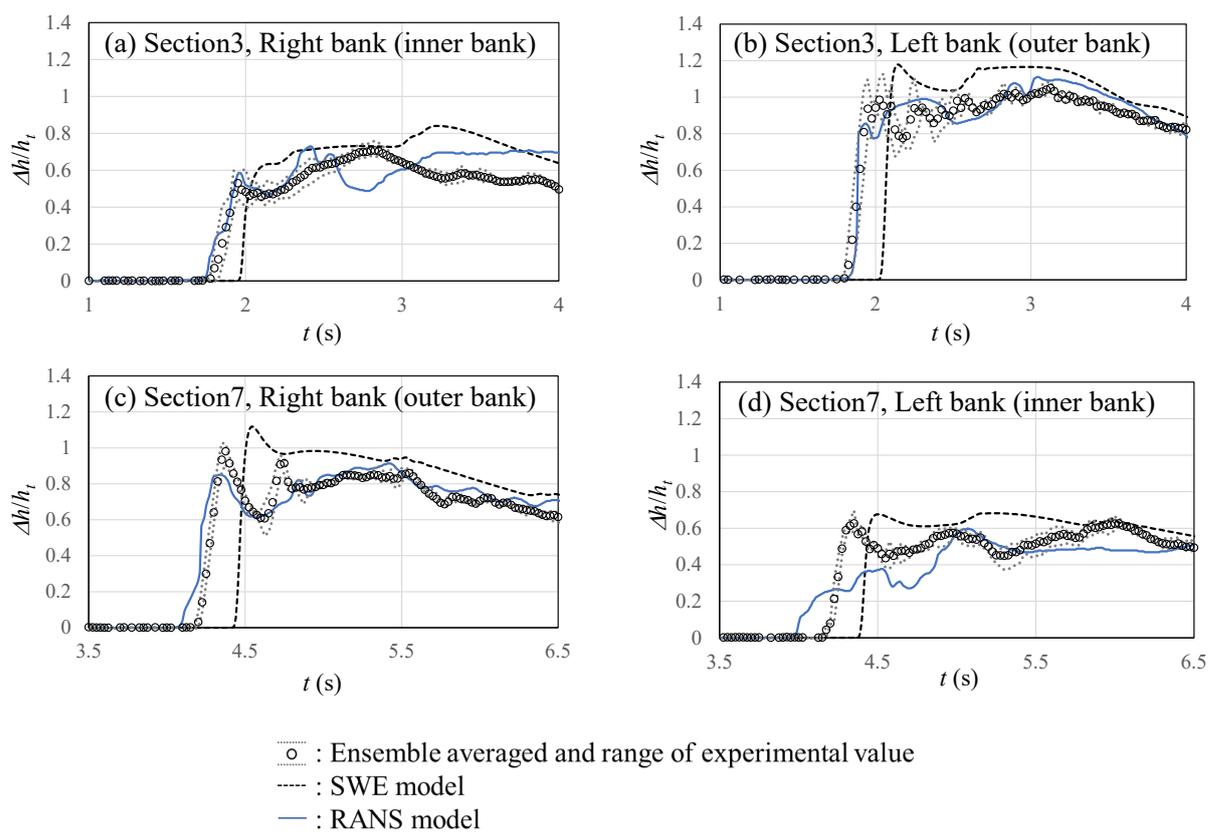


図 4-16 高 F の碎波段波__両岸における波高の時間変化

(h : 水深, Δh : 波高 ($=h-h_d$), h_i : 理論解波高, t : 時間 (s))

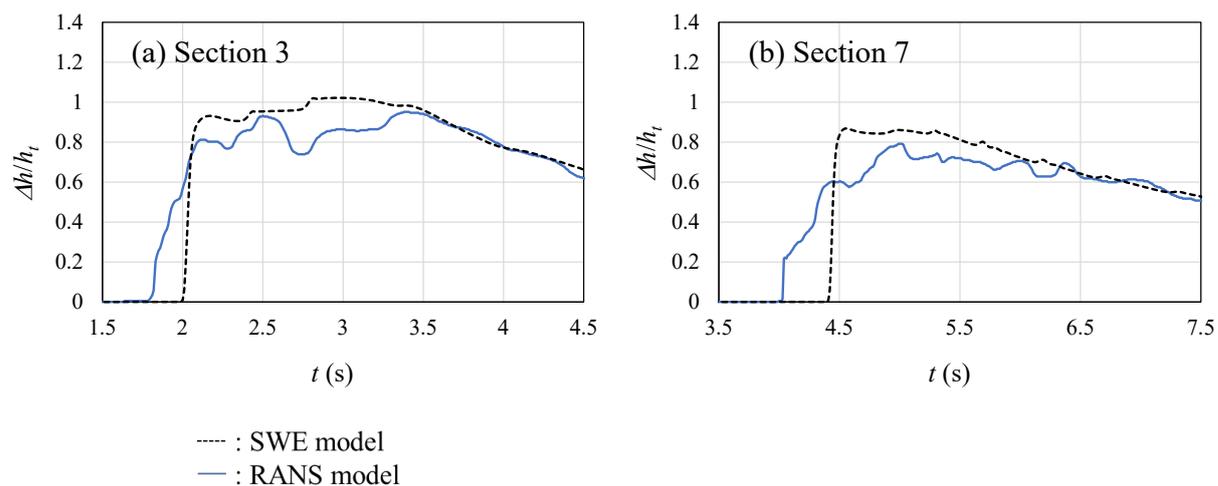


図 4-17 高 F の碎波段波__横断中心点における波高の時間変化

(h : 水深, Δh : 波高 ($=h-h_d$), h_i : 理論解波高, t : 時間 (s))

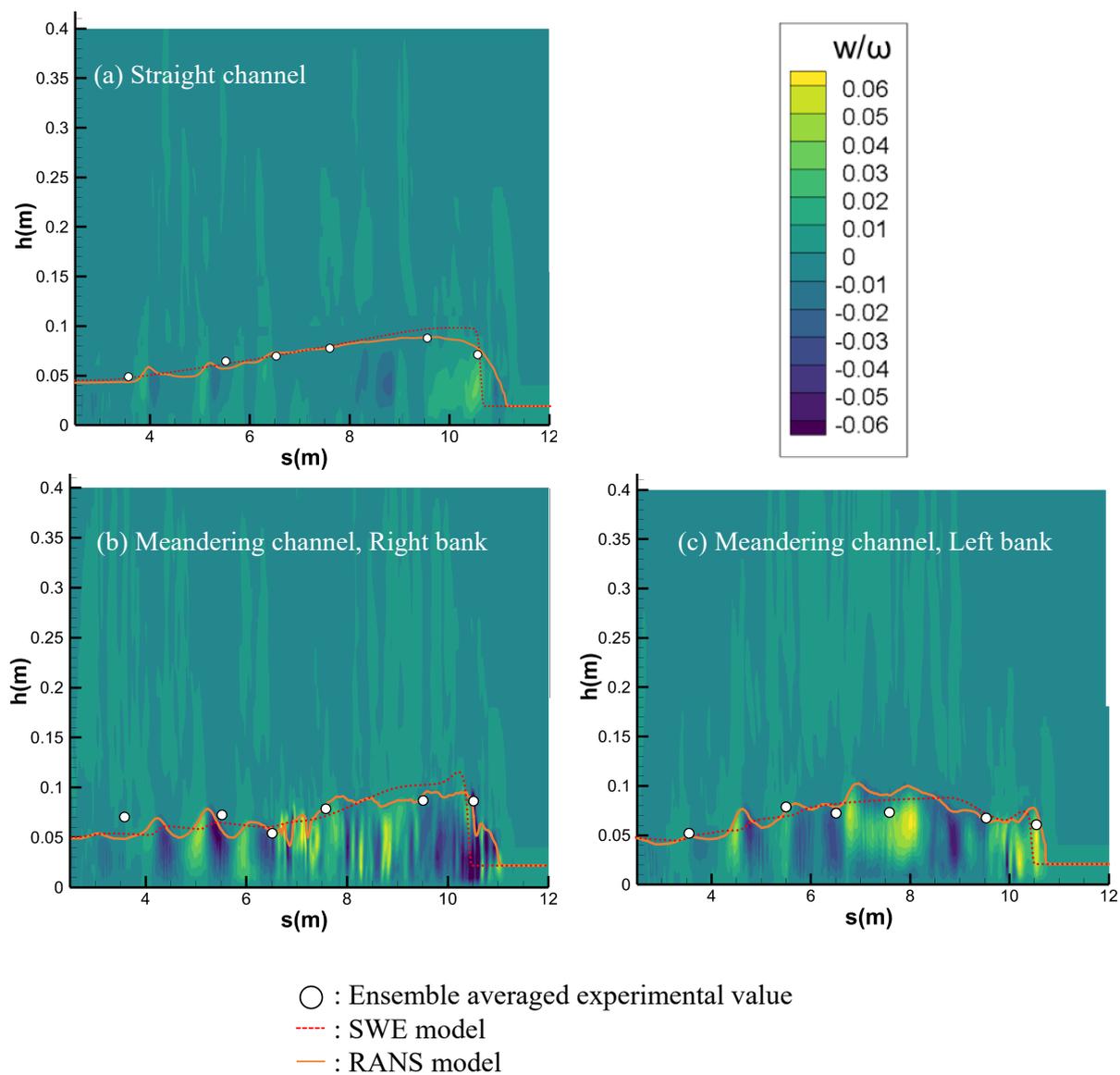
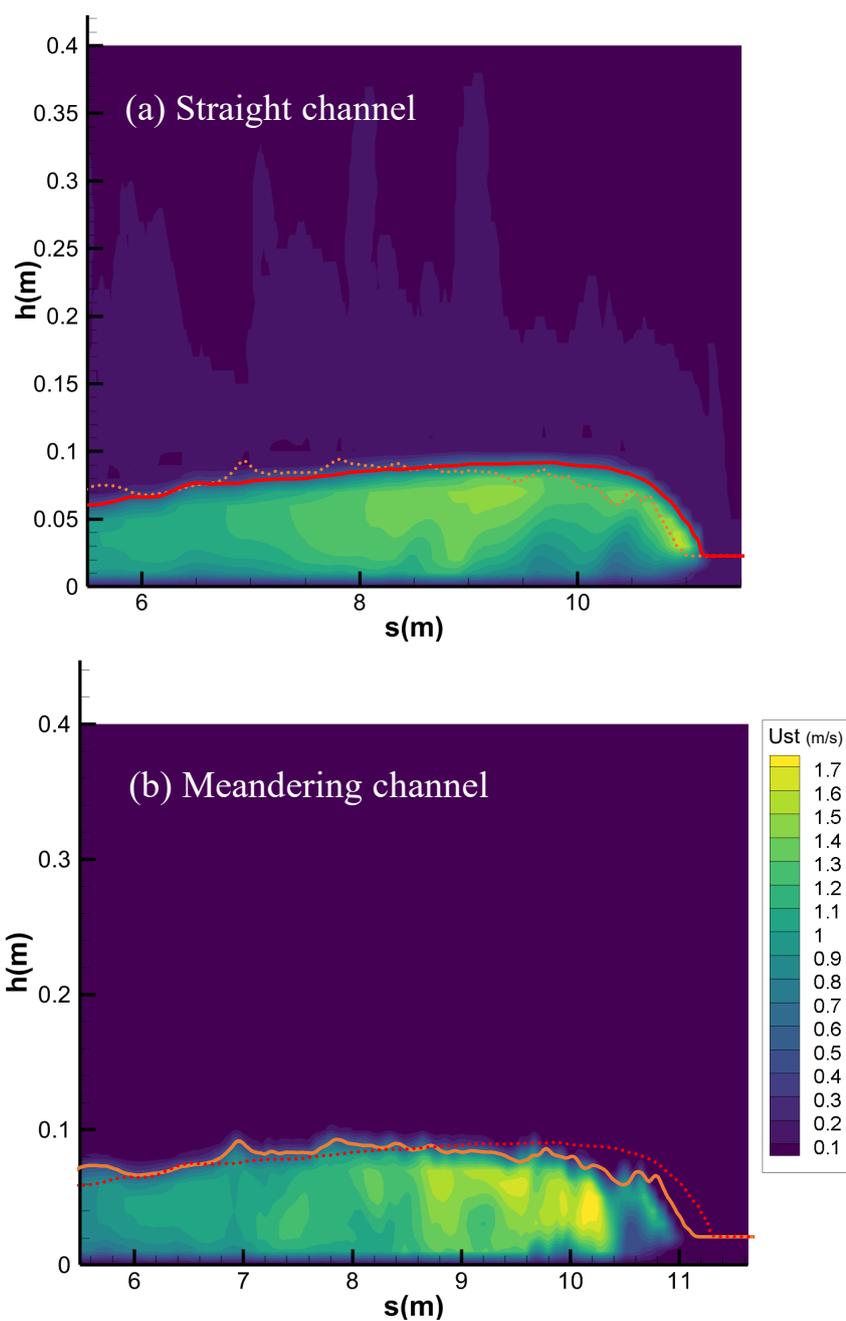


図 4-18 高 F の碎波段波__無次元鉛直方向流速の空間分布 (5 秒後)

(w : 鉛直方向流速, ω : 波速)



— : Calculated water surface for straight channel with RANS
 — : Calculated water surface for meandering channel with RANS

図 4-19 高 F の碎波段波_直線・蛇行水路における中心軸沿いの波高と主流速の空間分布
 (5 秒後)(U_{st} : 主流速 (m/s))

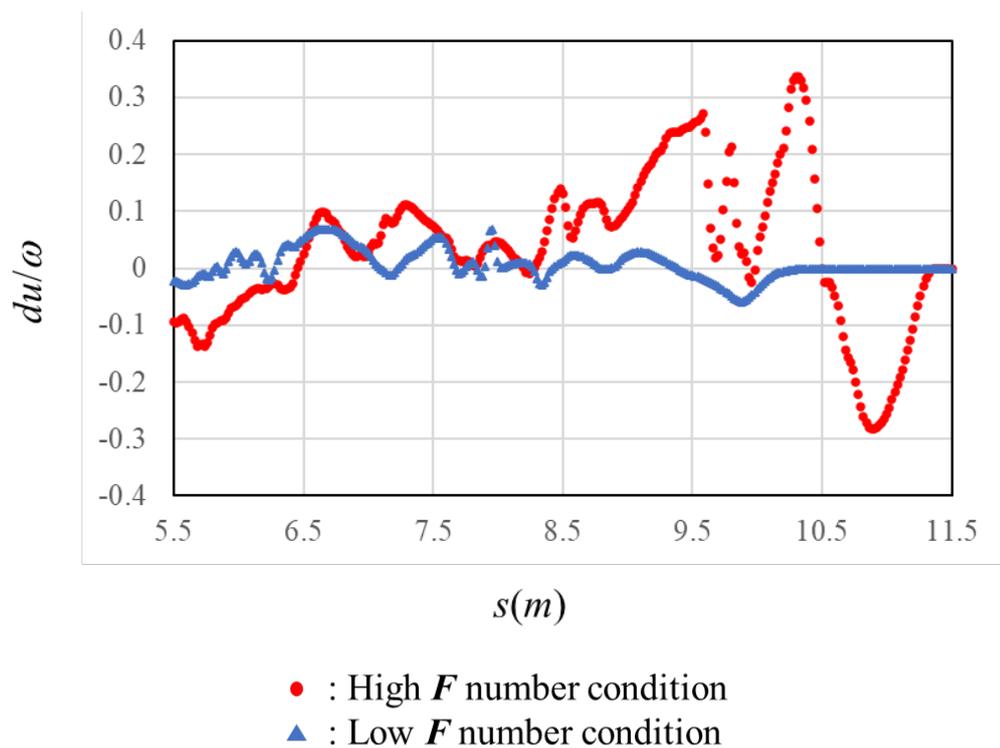


図 4-20 高・低 F の碎波段波 $z=0.01$ (m) における中心軸沿いの主流速の無次元偏差 du
 ($du = U_{st}$ (蛇行水路) - U_{st} (直線水路))

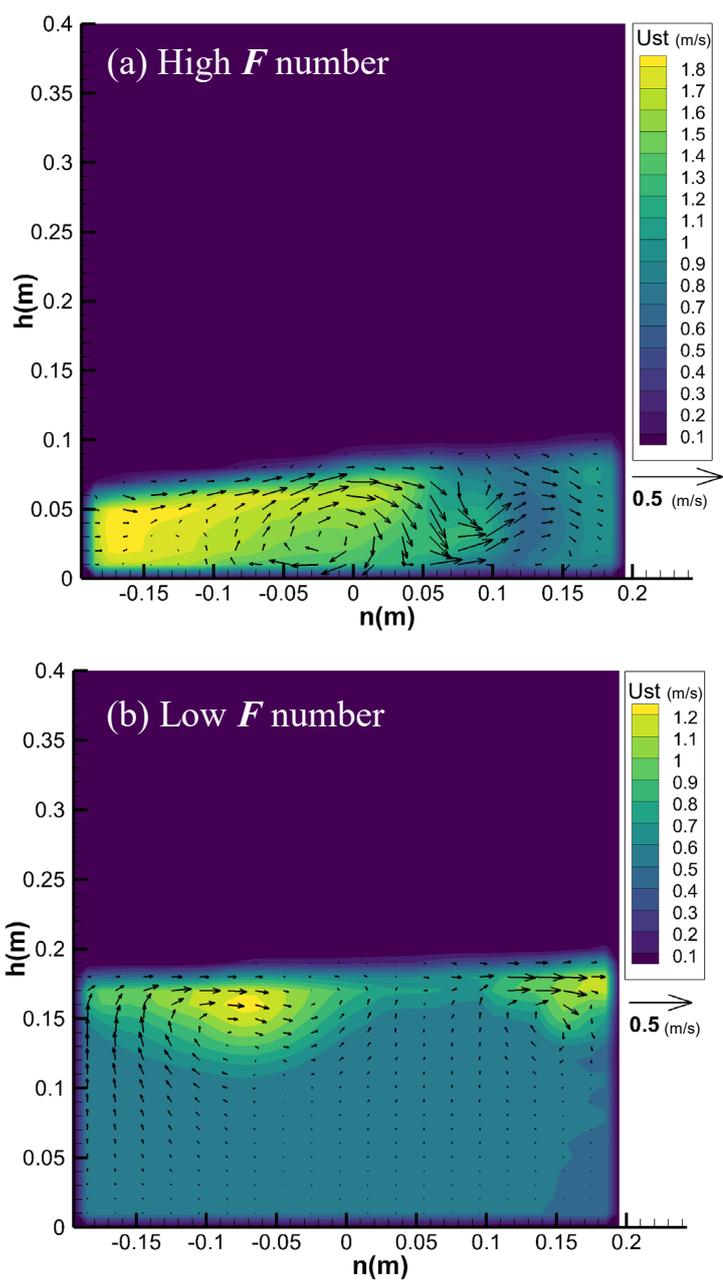


図 4-21 高・低 F の碎波段波 Section 7 における断面流速分布(5 秒後)

(U_{st} : 主流速)

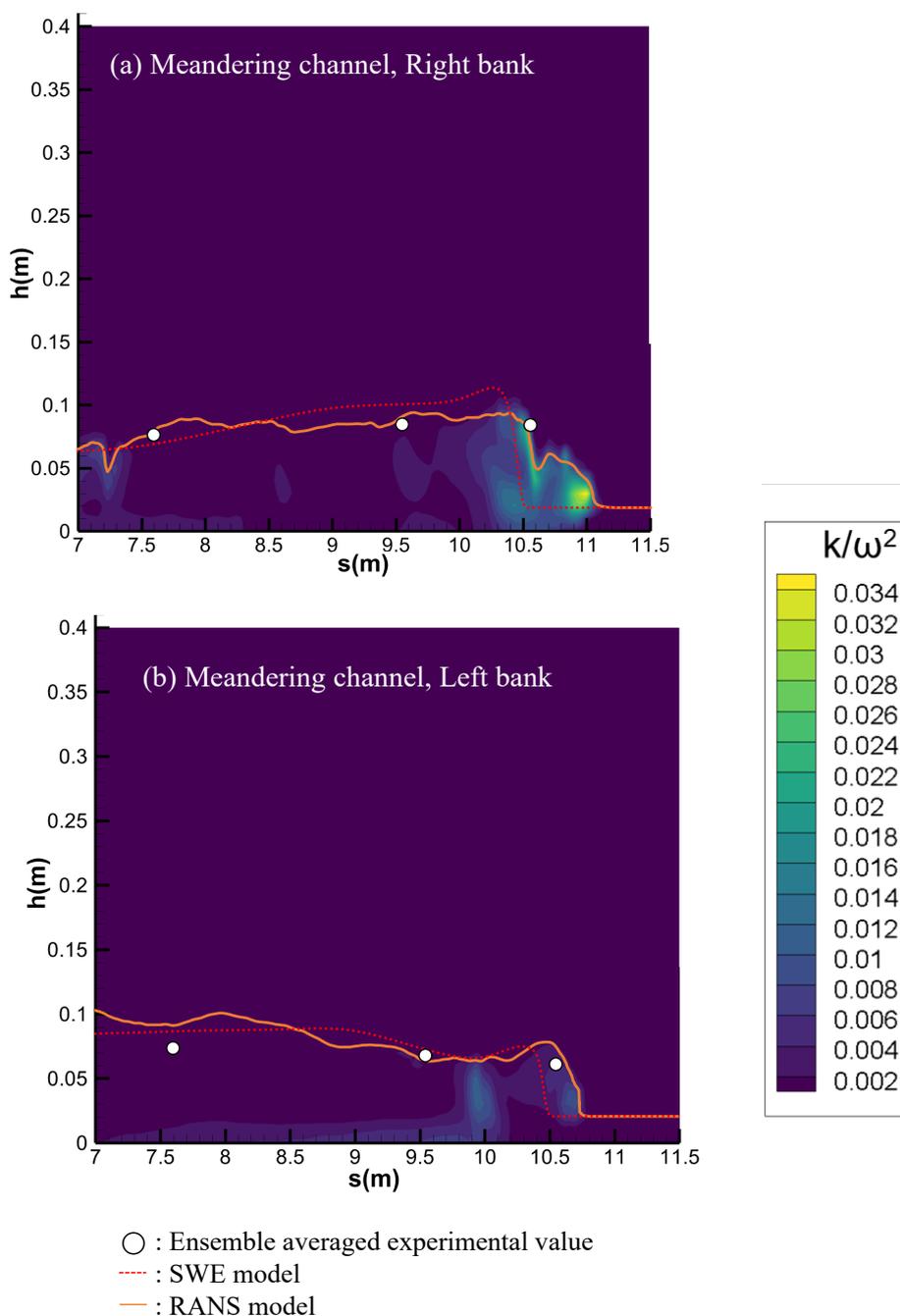


図 4-22 低 F の碎波段波__蛇行水路兩岸ボアフロント付近の乱れエネルギーの空間分布(5 秒後)

(k : 乱れエネルギー, ω : 波速)

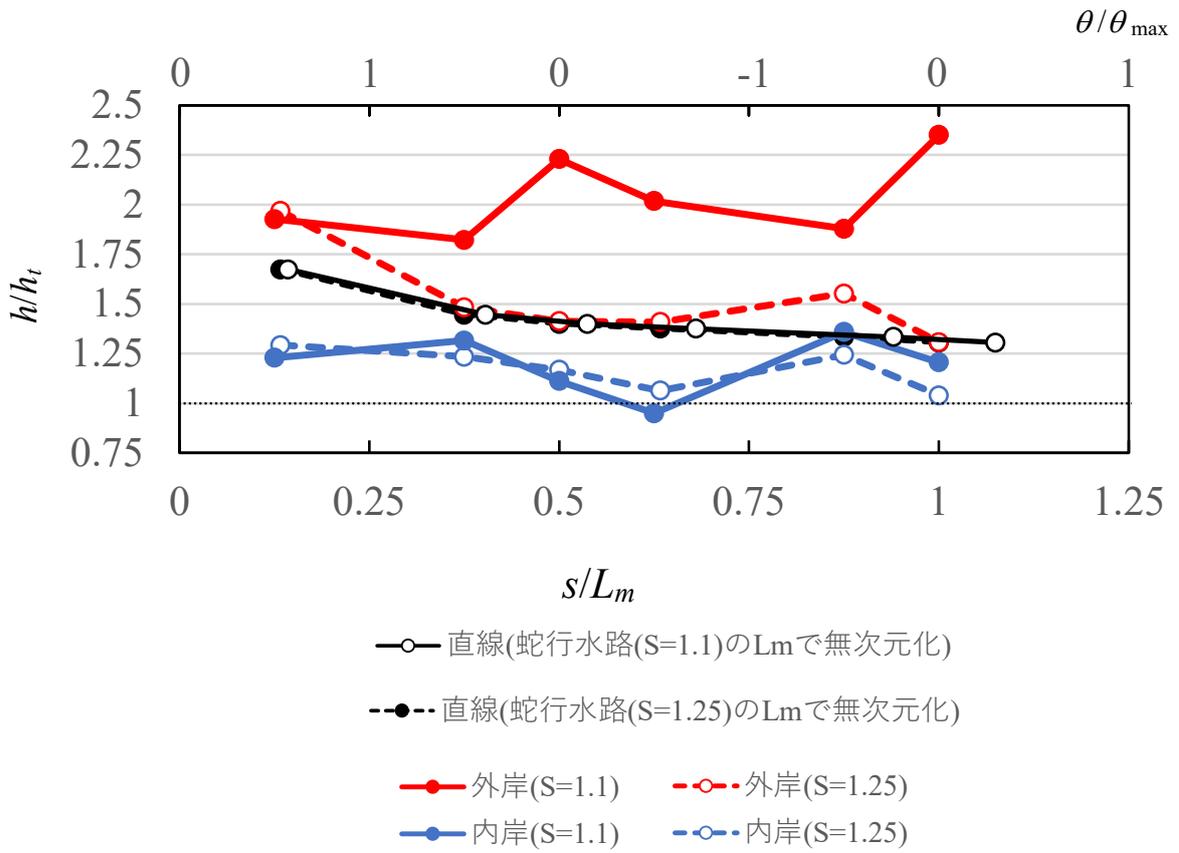


図 4-23 直線水路・蛇行水路における第1波波高の比較

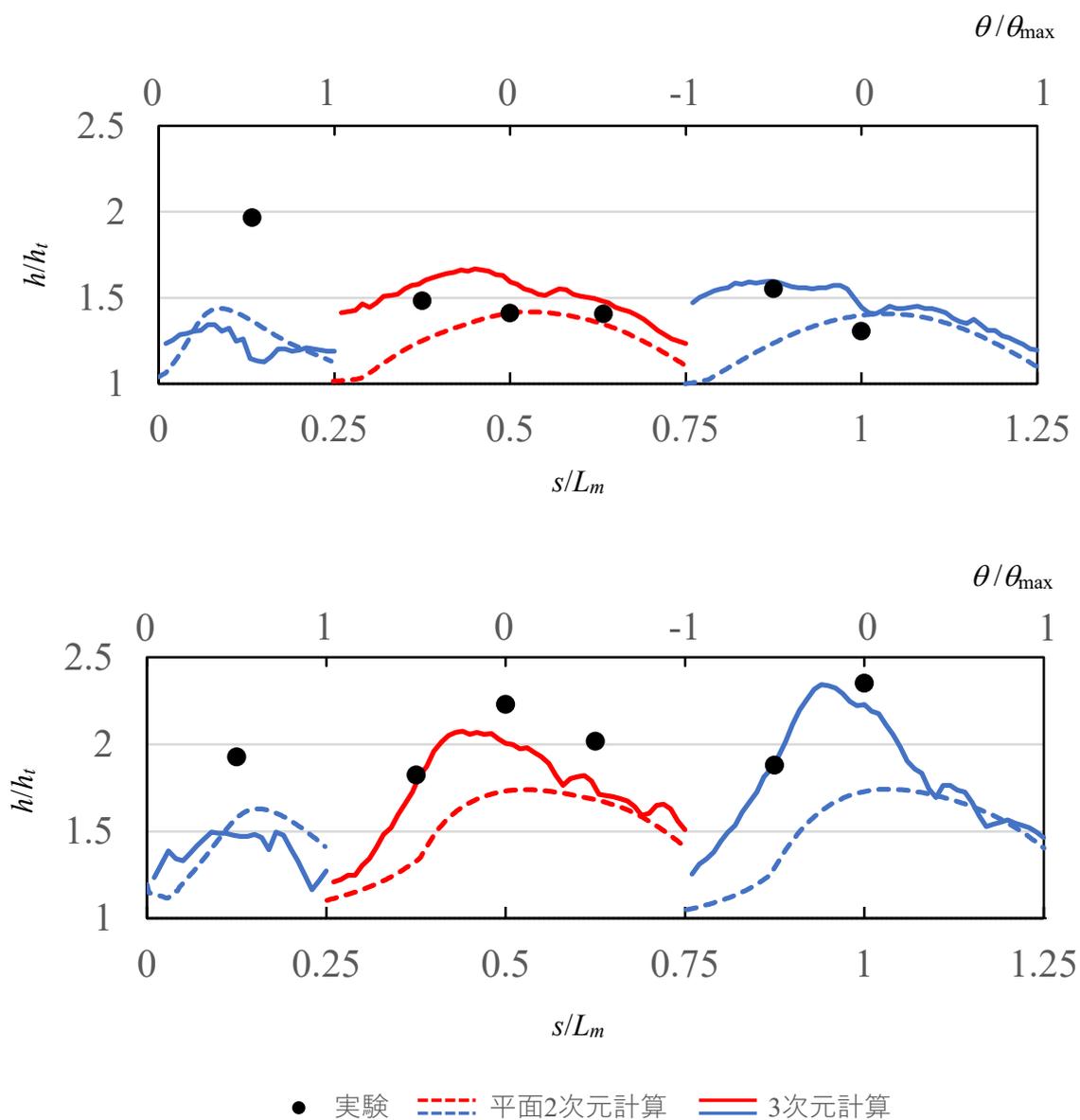


図 4-24 蛇行水路外岸沿いにおける第1波波高の縦断分布
(左：蛇行水路(S=1.25), 右：蛇行水路(S=1.1)) (赤線：左岸, 青線：右岸)

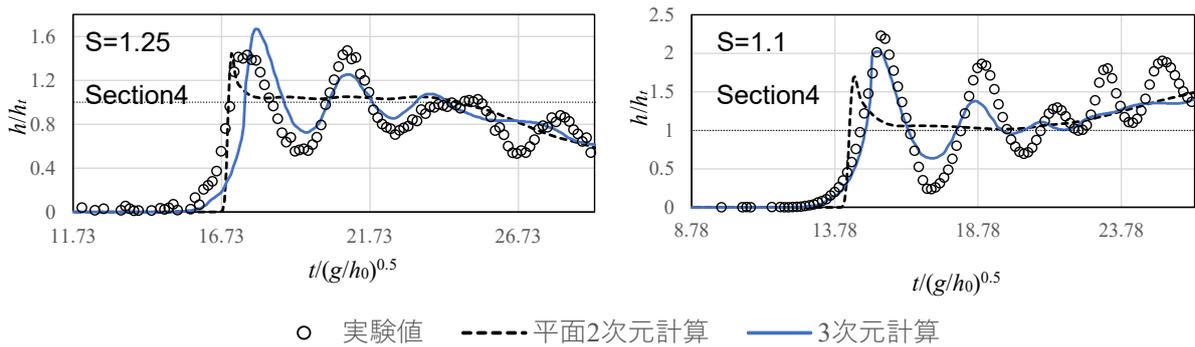


図 4-25 蛇行水路 Section4 外岸における波高の時間変化

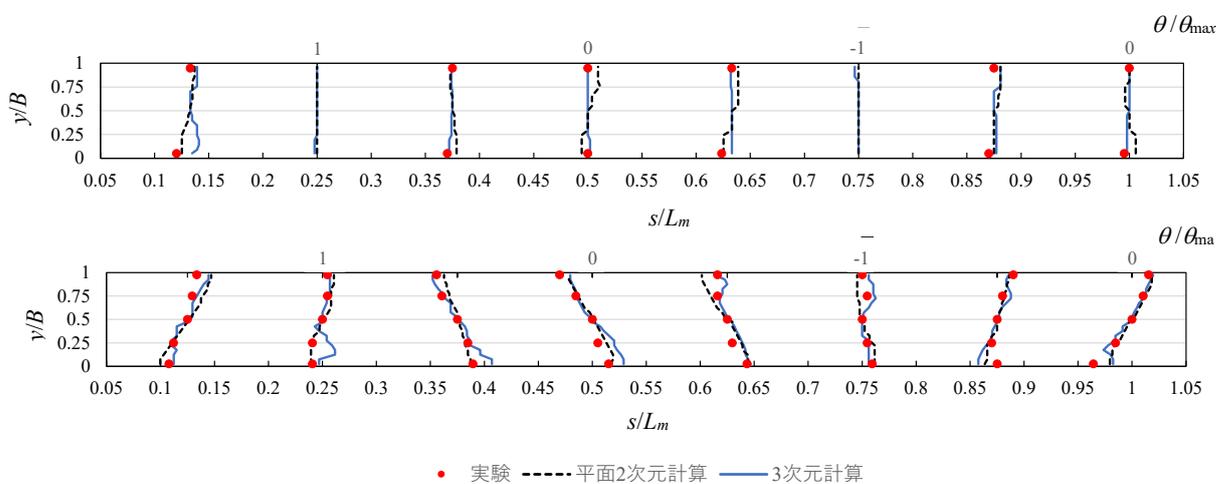


図 4-26 蛇行水路における波先端線分布 (上：蛇行水路(S=1.25), 下：蛇行水路(S=1.1))

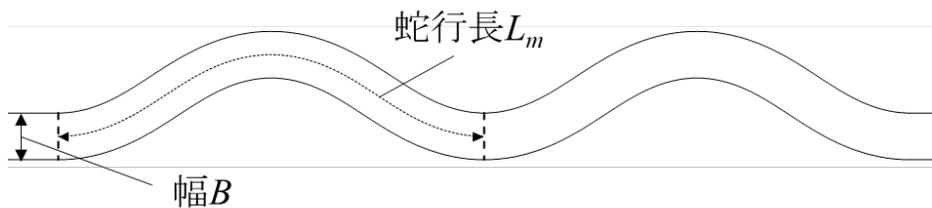


図 4-27 蛇行水路における幅 B と蛇行長 L_m

	実験	数値実験	実験	数値実験
$S(L_m/L)$	1.1		1.25	
L_m (m)	7.50		8.06	
B (m)	0.80	0.36	0.39	0.86
B/L_m	0.107	0.048	0.048	0.107

表 4-3 数値実験条件

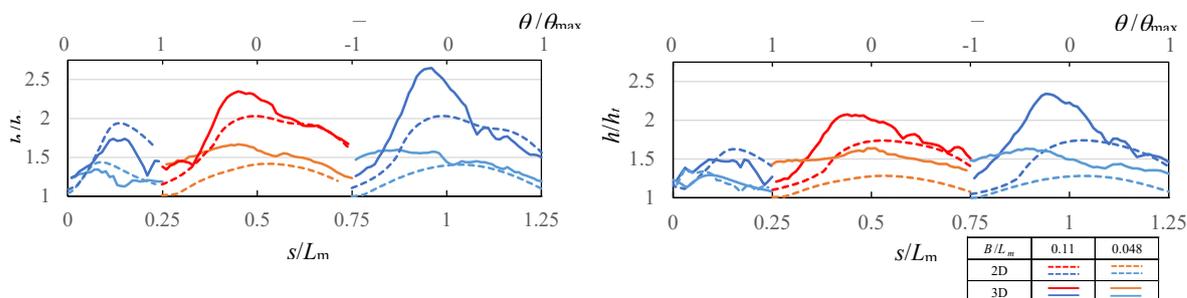


図 4-28 蛇行水路外岸沿いにおける第1波波高の縦断分布

(左：蛇行水路(S=1.25), 右：蛇行水路(S=1.1)) (赤・オレンジ線：左岸, 青・水色線：右岸)

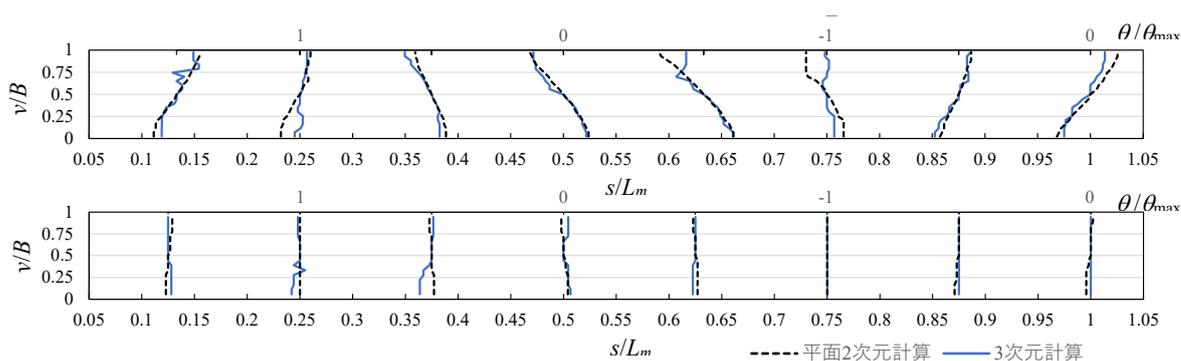


図 4-29 蛇行水路における波先端線分布 (上：蛇行水路(S=1.25, $B/L_m=0.11$), 下：蛇行水路(S=1.1, $B/L_m=0.048$))

第5章 非平衡開水路中の透過性抵抗体に作用する流体力評価法と透過性抵抗体を有する段波の伝播特性

5-1 本章のねらい

3,4章では、段波・跳水形態と水路平面形状の関係を明らかにし、そこで段波形態によっては水路蛇行によって流体抵抗を増加させることが明らかとなった。さらに、河道において、植生といった透過性抵抗体による流体力による抵抗増加も発生する。透過性抵抗体は、河道内における段波の伝播速度、波高の減衰、反射波による水位上昇など、段波流れに様々な影響を与えるため、河川遡上津波の理解には重要な現象の一つである。本章では、Froude数(F)の違いに着目して、透過性抵抗体による段波に対する基本特性(伝播速度、波高減衰、反射波)を明らかにする。

5-2 実験条件

図5-1に水路平面図を示す。用いた直線水路の水路諸元は幅0.39(m)、長さ16.1(m)、勾配0のコンクリート製矩形断面水路である。円柱群を $x=3-6$ (m)に配置した(x :ゲートからの距離)。ここで、直径0.01(m)の円柱群の密度は893.55(本/m²)であり、千鳥状に配置した。

測定点については、各測定セクションにおいて兩岸(側壁から3cm)、中心の3点において測定した。同セクションにおける3点の波高を測定し、横断方向に段波波高に大きな差がないことを確認している。また、波高の時間変化は3回測定した値をアンサンブル平均したものをを用いた。測定セクションは、S.2-4が植生群内、S.5-6が植生群通過後の測定点である。これらの測定セクションとゲートからの距離は、4章における実験条件と同じである。

流体力評価法を検討するため、定常加速流の水深縦断分布を測定する実験を行った。段波の水利条件については、表5-1に示すように4章と同様の高・低 F 碎波段波と波状段波とした。 F も4章と同様に、抵抗体がない場合において求めた値であり、ゲートの急開に要した時間は0.2(s)となった。波高測定法や時刻調整法は、4章と同様である。

5-3 植生群を通過する異なるFroude数の段波の実験結果

図5-2,3,4にそれぞれ高 F の碎波段波、低 F の碎波段波、波状段波の波高の時間変化を示す。

横軸は時間，縦軸は理論解波高による無次元波高 (Δh : 波高, h_t : 理論解波高)である。S.1 は植生群前，S.2,3,4 が植生群内，S.5,6 が植生群通過後の測定点である。

[高 F の碎波段波 (図 5-2)]

S.1 について，理論解波高と概ね一致する正の段波が伝播した後，第 2 波の伝播が確認できる。これは，植生内において流体力により水深が増加することで，植生群前の水位が急にせき上げられることで段波が発生し，それが反射波として上流に伝播したためである。また，S.2 において波高が理論解波高の 1.8 倍まで増加し，S.3,4 において波高が理論解波高の 0.4 倍まで減衰する。植生群通過後，通過前の波高に比べおよそ 0.2 倍まで減衰した。ここで，S.5 の実験波高のポアフロントでは，波数の多い波が発生しているが，S.6 では減衰している。

[低 F の碎波段波 (図 5-3)]

S.2 における波高の増加は，理論解波高のおよそ 1.1 倍となり，高 F と比べ大きくない。そのため，S.1 において確認できる第 2 波の波高も，高 F と比べて小さい。S.2 において波高が増加し，S.3,4 において波高が減衰するという傾向は高 F と同じであるが，植生群内の S.3 における実験波高から，ポアフロントにソリトン分裂の発達が見られた。これは，もともと F が高 F に比べ小さく，波状段波に近い条件であるため，植生群通過中に波状段波に移行できるほど段波の F が減少したためと考えられる。また，植生群通過後は，ソリトン分裂がポアフロントだけでなく段波上流においても発達している。よって，低 F の碎波段波は植生群を通過することで，波速や流速が減少することで波状段波に移行したと考えられる。

[波状段波 (図 5-4)]

S.1 においてソリトン分裂が発生しており，第 1 波波高は 1.5 程度まで達している。植生群内では，S.2 におけるソリトン分裂の第 1 波波高が減少し，植生による時間平均波高の増大も高 F や低 F と比べ小さかった。その後，第一波波高と平均波高の減少が S.3,4 において発生し，S.4 における平均波高は低 F と概ね一致した。植生群通過後は波状段波が伝播し，平均波高は低 F に比べ大きい結果となった。

図 5-5 にそれぞれの条件における最大波高の縦断分布を示す。横軸がゲートからの測定点の距離($x(m)$)，縦軸が無次元波高の最大値(Δh_{max} : 最大波高, h_t : 理論解波高)である。理論解波高に比べて，植生群内 S.2 における波高増加率は高 F が最も高い。また，植生通過後の最大波高は波状段波が最も大きく，高 F が最も小さい。よって，流体力による波高の減衰率は， F が大きければ大きいほど大きいことが示された。各測定セクションにおける段波到達時刻と縦断距離を図 5-6,7,8 に示す。植生群が存在しない場合の段波到達時刻と植生群ありの場合を比較した場合，高 F が最も到達時間が遅れ，植生がない場合の波速に対する波速の減衰率は 0.39 である。低 F と波状に関しては，どちらも高 F に比べ到達時間の遅れは小さく，波速の減衰率はそれぞれ 0.72, 0.83 となった。よって， F が大きいほど波高だけでなく波速の減衰も大きいことが示された。

最後に、植生通過後の段波の F を計算する。図 5-6,7,8, 高・低 F の碎波段波、波状段波の S.5,6 における波速は、それぞれ 0.60 (m/s), 1.19 (m/s), 1.30 (m/s) となった。これらの値を用いて F を計算すると、それぞれ 1.36, 1.16, 1.08 となった。波状段波の初期条件の F は 1.32 であることから、高 F の碎波段波も含めて、植生通過後の段波は波状段波の F に近づいている。低 F の碎波段波において、植生通過後の段波にはソリトン分裂が発生していることは、 F の減少からも説明された。

5-4 透過性抵抗力に作用する段波の流体力評価法

5-4-1 開水路流中非水没円柱に作用する抵抗力係数の理論的な導出

透過性抵抗力が段波に与える影響を評価するために、段波による非水没円柱に作用する流体力評価法を検討する。ここでは、漸変流に対して水面と圧力勾配の影響を評価した Uchida et al.(2022) の方法を応用する。図 5-9 に示すように、一様流中に存在する円柱を考える。微小面積 dA に作用する圧力 dp は“一様流速 U が持つ速度エネルギーが円柱壁面でどれだけ圧力に変換されるか”を示す無次元の圧力係数 C_p を用いて以下のように表せる。

$$C_p(\theta) = \frac{\Delta p}{\rho U^2 / 2}; \quad \Delta p = \frac{\rho U^2}{2} C_p(\theta) \quad (5-4.1)$$

ここに、 $\Delta p = p - p_0$ であり、 p : 円柱が存在する場合の圧力、 p_0 : 円柱より十分上流における圧力、または円柱が存在しない場合の圧力である。さらに、式(5-4.1)を用いて円柱表面に作用する x 方向の外力 df は、

$$df = \Delta p \cos \theta dA; \quad dA = \left(\frac{d}{2}\right) hd\theta \quad (5-4.2)$$

として表せる。これを円周周りに積分すると

$$f = \frac{hd}{4} \rho U^2 \int_0^{2\pi} C_p \cos \theta d\theta \quad (5-4.3)$$

として、円柱に作用する流体力は導出できる。ここで、一般的に流体力は抵抗力係数 C_D を用いて式(5-4.4)で表せるため、

$$f = \frac{hd}{2} C_{D0} \rho U^2 \quad (5-4.4)$$

一様流中の抵抗力係数 C_{D0} は圧力係数 C_p を用いて以下の式で表される。

$$C_{D0} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} C_p \cos \theta d\theta \quad (5-4.5)$$

式(5-4.5)では投影面積は hd で表され、円柱周りにおける水深(圧力)の変化が考慮されない。すなわち、式(5-4.5)は水深の変化が無視できるような流れにおける C_D 、つまり F が十分小さい流れに

における C_D であることに注意する。

しかし、 F が十分小さい条件でなければ、円柱周りで水表面が変化する。具体的には、一様流に比べ、円柱前面では速度水頭分だけ水深が増加し、その分流体力は増加する。一方、円柱側面では流れが剥離するため円柱背面では水深が減少する。円柱背面で水深がない場合は負圧となるため、負圧がなくなる分正味の流体力は減少すると考えられる。以上の水表面効果による付加的な流体力を定式化するため、圧力係数を用いて以下のように水表面の変化 Δh を定義する。

$$\Delta h = \frac{\Delta p}{\rho g} = \frac{U^2}{2g} C_p(\theta) \quad (5-4.6)$$

さらに、任意の θ において Δh を用いて水表面の変動により作用する圧力を定義すると、

$$df_s = \left(\frac{d}{2} d\theta \right) \frac{\rho g}{2} \Delta h^2 \quad (5-4.7)$$

として表すことができ、式(5-4.7)を円柱周りで積分すると、付加的な流体力 f_s が以下のように定義できる。

$$f_s = \int_0^{2\pi} \frac{\rho g d}{4} \Delta h^2 \cos \theta d\theta \quad (5-4.8)$$

式(5-4.6)を用いて整理すると

$$f_s = \frac{\rho U^4 d}{16g} \int_0^{2\pi} C_p^2 \cos \theta d\theta \quad (5-4.9)$$

となり、式(5-4.4)と(5-4.9)の合計で表される全流体力を式(5-4.10)で表す。

$$f = \frac{hd}{2} C_D \rho U^2 \quad (5-4.10)$$

よって、抗力係数は以下の式で表される。

$$\frac{C_D}{C_{D0}} = 1 + \frac{\beta_{C_p}}{2} C_{D0} F^2 \quad (5-4.11)$$

ここに、

$$\beta_{C_p} = \frac{\int_0^{2\pi} C_p^2 \cos \theta d\theta}{\left(\int_0^{2\pi} C_p \cos \theta d\theta \right)^2} \quad (5-4.12)$$

とする。

5-4-2 加速流における圧力縦断勾配項

加速流では、縦断的な水深勾配が発生する。そのため、加速流中の円柱背面で発生する剥離領域は、下流の圧力の影響を受けるため、等流では発生しない縦断方向の圧力勾配による力が作用する。図 5-10 に加速流中における水面形を示す。等流でも円柱背面に剥離が発生し、水深が低下するが、等流であるため円柱下流の水深は上流と等しく、剥離領域における圧力は速やかに回復する。一方、加速流では下流の水深は、加速流の水深勾配だけ減少しているため、圧力の回復が下流の水深に依存すると考えられる。そのため、剥離領域が大きければ大きいほど、圧力の回復が下流の影響を受ける。よって、等流では発生しないような圧力の縦断勾配による付加的な力が作用すると考えられる。この付加的な力は、以下の式で表される。

$$F_p = -\rho g h d L \frac{dh}{dx}; \quad L = kd \quad (5-4.13)$$

ここに、 $L(=kd)$: 剥離の代表長さである。

5-5 実験結果と平面二次元計算結果の比較

5-5-1 定常加速流の実験と計算

本研究で用いる流体力評価法には、2つの未知数が存在する。一つは、 F が十分小さい条件における抗力係数 C_{D0} であり、もう一つは円柱背面における剥離渦長さを表す係数 k である。定常加速流 ($Q=0.0185(\text{m}^3/\text{s})$; $h_t=0.079(\text{m})$) の縦断水面形を図 5-11 に示す。ここに、 h は水深(m), s は縦断方向距離(m)である。この定常加速流を再現できる、最適な C_{D0} と k の組み合わせが存在すると考えられる。つまり、

$$\frac{\partial RMSE}{\partial C_{D0}} = 0, \quad \frac{\partial RMSE}{\partial k} = 0 \quad (5-5.1), (5-5.2)$$

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum (h_{\text{exp}} - h_{\text{cal}})^2}{n}}$$

となるように、 C_{D0} と k を変化させ、それぞれの $RMSE$ を計算した。また、計算に用いた基礎方程式は、以下に示す 1次元浅水流方程式である。

$$\frac{dh}{dx} = \frac{S_0 - \frac{n^2 U^2}{h^{4/3}} - N \frac{C_D d U^2}{2g}}{1 - F^2 - N k d^2} \quad (5-5.3)$$

ここに、 S_0 : 河床勾配, n : マニングの粗度係数($=0.01$), U : 水深平均流速, N : 単位面積当たりの

円柱の本数である。

図 5-12 より、 $C_{D0}=1.3$ 、 $k=5$ の場合に最も $RMSE$ が最小となる。さらに、他の条件の定常加速流($Q=0.012(\text{m}^3/\text{s})$; $h_r=0.072(\text{m})$)に対してもこの数値計算を行ったところ、図 5-11 に示すように概ね実験結果と一致したため、 $C_{D0}=1.3$ 、 $k=5$ という値を、段波の数値計算に適用することとする。なお、この抗力係数 C_{D0} は植生密度がほぼ等しい円柱群を有する開水路流の抗力係数 $C_{D0}=1.25$ と近い値となった(Uchida et al., 2022)。

5-5-2 段波の実験と計算結果の比較

図 5-13,14,15 に、段波の実験結果と流体力評価を導入した平面二次元計算結果の比較を示す。計算はそれぞれ抗力係数 C_D のみを考慮した結果と、抗力係数 C_D に加え加速流による圧力縦断勾配項を考慮した結果を示す。

まず、高 F に関する計算結果の考察を行う。抗力係数のみの計算結果では、植生群内 S.2,3,4 における、波高を過大評価した。圧力勾配を流体力評価において考慮すると、波高が増加する S.2 においては過大評価するものの、減衰区間 (S.3,4) の波高を良好に再現した。一方、圧力勾配を考慮すると、植生群内における波速を過小評価した。植生群通過後 (S.5,6) の計算結果では、抗力係数のみの計算結果では波速と到達時刻が実験に比べ早く、波高を過大評価した。また、圧力勾配を考慮した計算結果では、植生群通過後の波速と波高を良好に再現できている。これらの計算結果では、波高が実験より大きくなった抗力係数のみの計算結果では、波速も実験に比べ大きくなるが、これは 1 次元浅水流方程式の解の性質に関係すると考えられる。図 5-16 に示す理論解波高 h_2 と波速 ω の関係から、波高が大きいかほど波速は大きくなることがわかる。圧力勾配を考慮した計算結果における段波の到達時刻と縦断距離の関係を、図 5-17 に示す。植生群内における流体力によって到達時刻が遅くなることを定性的に示したが、波速を過小評価する結果となった。一方、植生群通過後 (S.5,6) の波速は実験結果と概ね一致した。これは、図 5-17 における関係から、波高を概ね再現できる本計算では波速も同様に計算できていると考えられる。また、S.5,6 における到達時刻の遅れは、植生群内における波速の過小評価によるものである。

図 5-18 に、水位の縦断分布を示す。圧力勾配を考慮する場合としない場合について、ボアフロントの位置が一致する異なる時間の瞬間水面形を比較している。2つの計算結果における違いは、植生群内の波高と植生上流における反射波の位置に見られる。ボアフロントが同じ位置にある状態では、圧力勾配を考慮した結果の方が、反射波がより上流側に到達している。反射波の上流への伝播によって、植生群内を伝播する正の段波の波高が減少する。また、図 5-13 の S.1 における反射波の到達時刻は、圧力勾配を考慮したことで再現性が向上している。よって、抗力係数のみの結果では波高は再現できず、圧力勾配を考慮することで反射波による正の段波波高の減少を適切に評価できる。ただし、それぞれの計算結果における反射波の位置の差には、正の段波の波速

の違いが含まれていることに注意する。よって、圧力勾配を考慮した場合、正の段波波速が遅れるため、その間により反射波が上流へ伝播する影響も、再現性向上の原因の一つとして考えられる。また、ボアフロントが植生下端を通過した後の水位縦断分布を図 5-19 に示す。植生下端を通過する直前の段波波高(図 5-18)は、流体力評価法(抗力係数のみ/圧力勾配を考慮)によらず概ね等しい。しかし、植生下端を通過後の抗力係数のみによる段波の計算結果では、植生下端における水位が段波の伝播とともに増加した。これは、抗力係数のみの計算結果では、正の段波が植生下端を通過した後も、後続の植生群内におけるエネルギーフラックスが、圧力勾配を考慮した場合のエネルギーフラックスに比べて大きいためである。これは、植生内の後続流の水位縦断分布にあらわれている。この後続流のフラックスの差は、評価される反射波のエネルギーフラックスが異なることに起因する。つまり、圧力勾配を考慮し計算された反射波波高は抗力係数のみの評価波高に比べて大きいため、後続する段波のエネルギーフラックスは小さい。よって、植生下端通過後の段波波高は、植生群における反射率に依存すると考えられる。また、圧力勾配を考慮した結果では、植生下端における水位が増加するがほとんど変化しない。これは、先述のように反射波による正の段波波高の減少を適切に評価できることで、植生下端に伝わる水のボリュームが適切なためである。よって、抗力係数のみの結果に比べ、通過後の波高が減衰した。また、圧力勾配による付加力項が植生下端において作用しており、 $s=8(\text{m})$ 付近では dh/dx が大きいため、抗力係数のみの結果に比べ大きな流体力が発生している。この植生下端で発生する流体力の増加が流速を減少させた結果、植生通過後の段波波高が増加しなかったことも原因として考えられる。

低 F 碎波段波と波状段波(図 5-14,15)では、高 F と同様、圧力縦断勾配を考慮した場合における波速の過小評価に課題がある。一方、低 F では高 F と異なり、抗力係数のみの場合と圧力勾配を考慮する場合の、S.3,4(波高減衰区間)における波高の違いがほとんどない。高 F と同様に、S.1 における反射波の波高と到達時刻は、圧力勾配を考慮した方が良好に再現していることから、反射波による正の段波波高の減少は表せていると考えられる。しかし、反射波波高自体が高 F より小さいため、2つの計算結果における S.3,4 の波高の違いがなかったと考えられる。図 5-20 に、低 F の碎波段波の縦断水面形を示す。ここでも、高 F と同様に植生下端に伝わるエネルギーフラックスが、抗力係数のみのほうが大きいため、植生通過後の波高の過大評価につながっていることがわかる。しかし、圧力勾配を考慮した結果では、 $t=8.5(\text{s})$ における植生群内の水位の評価に課題があり、実験では現れないような水位の減少が見られた。さらに、抗力係数のみでは波高を過大評価しているにもかかわらず、S5,6 もおける到達時刻と波速は正しい。植生群内の減衰波高をどちらの計算結果も過大評価しているのに、植生後は圧力を考慮すると正しく評価している。これは、植生を通過する下端における圧力勾配の項の作用が原因の一つと考えられる。

5-5-3 縦断圧力勾配項の積分型表現方法とその影響評価

今回の圧力の縦断勾配項によって、抗力係数による流体力のみで評価した場合と比べて、抵抗力内における波高の減衰を良好に再現できることが示された。しかし、圧力勾配による付加力項の評価法のうち、縦断方向の圧力（水深）勾配が、メッシュに依存することが課題となった。つまり、平面二次元計算結果ではボアフロントにおける流速分布の変形を距離 0 で行うため、メッシュを細かくすればするほど、ボアフロントに作用する圧力の縦断勾配が大きくなる。この圧力勾配項の評価方法によって、ボアフロントにおける過剰な抗力を与え、波速を低下させているのではないかと考えられる。そのため、本来の評価式の定式化の概念である、剥離渦領域の縦断方向圧力差(図 5-10)を用いると、以下の式となる。

$$L = kd; F_p = -\rho g h d L \frac{h_{x+L} - h_x}{L} \quad (5-5.4)$$

この評価式に修正したうえで、定常加速流 ($Q=0.0185(\text{m}^3/\text{s})$, $h_f=0.079(\text{m})$) の数値計算を行ったところ、最適な C_{D0} と k は $C_{D0}=1.3$, $k=3$ となった。圧力勾配項修正の水面形に対する影響を、図 5-21 に示す。圧力勾配項における dh/dx を剥離領域長さにおける水深差に修正することで、円柱群下端における水深勾配が緩やかになった。これは、修正前のメッシュサイズ dx に比べ、大きい L によって dh (縦断方向の水深差)を割っているためと考えられる。一方で、修正項を用いたほうが上流端の水位が高くなった。これは、修正前では dx がメッシュサイズのため、下流水深に依存する圧力勾配が大きくなる点が植生下端のみであるのに対し、修正した場合は圧力勾配項大きくなる範囲が植生下端から $L(=kd)$ だけ上流までであることが原因と考えられる。このような特徴があるため、 k の最適値は4となり、修正前の $k=5$ に比べ減少する結果となった。

図 5-22 に圧力縦断勾配項の修正前後の計算結果の比較を示す。圧力の縦断勾配の項を修正した結果、修正前と比べてボアフロント付近の水深の勾配が緩やかになったが、波速はほとんど変化しなかった。そのため、圧力勾配の評価法の違いは、波速評価に与える影響が小さく、局所の値で評価でき計算の容易な微分型の表現で十分と言える。

5-5-4 空隙率の影響評価

波速の過小評価を解決するため、支配方程式である連続式と運動方程式の移流項について、植生範囲内の空隙率 λ を加える。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{1}{\lambda} \frac{\partial \lambda U h}{\partial x} = 0 \quad (5-5.5)$$

$$\frac{\partial U h}{\partial t} + \frac{1}{\lambda} \frac{\partial \lambda U U h}{\partial x} = -g h \frac{\partial z_s}{\partial x} - \frac{f_d}{\rho} - \frac{\tau_b}{\rho} \quad (5-5.6)$$

空隙率 ($\lambda=(\text{円柱存在面積}-(\text{総円柱数} \times \text{円柱面積})) / (\text{円柱存在面積})=0.71$) を加えることで、植生群内に流入しづらくなる。その結果、段波に作用する流体力が減少し、波速の過小評価が行われな

いと考えられる。

図 5-23 に空隙率を考慮した場合の計算結果を示す。空隙率を考慮した場合は考慮しない結果と比べ、植生群内の S.2,3,4 における波高が大きい。また、S.1 に見られる反射波は、空隙率を考慮したほうが考慮しない場合と比べ早く到達する。これは、空隙率を考慮したことで、植生群内に段波が流入しづらくなったためと考えられる。また、空隙率を考慮しない場合に比べ波高が増加したことで、波速も増加しているものの、実験の到達時刻と一致するような波速を評価できなかった。また、植生通過後は、空隙率を考慮することで波高が実験に比べ減少した。しかし、本実験条件では空隙率の影響はほとんどない。

5-6 低 F の砕破段波の波状段波への移行メカニズム

5-6-1 波高の時間・空間変化_実験と 3 次元計算の比較

図 5-24 に、低 F 砕破段波の波高の時間変化について、実験結果と 3 次元計算結果を示す。3 次元計算では、実験でも現れた植生通過後の波状段波への移行を再現する。一方で、平面二次元計算における課題であった、植生群内の波速の過小評価については、3 次元計算結果でも同様に過小評価する結果となった。各セクションにおけるボアフロントの到達時刻は、平面二次元計算結果に比べ 3 次元計算結果の方が早い。これは、第 4 章における透過性抵抗力がない場合の砕破段波でも説明したように、平面二次元計算ではボアフロントにおいて砕破によるエネルギー消散過程を評価出来ず、一方 3 次元計算ではその消散過程を評価できるためである。

図 5-25 に、波高の空間分布の平面 2 次元・3 次元計算結果を示す。3 次元計算結果より、植生群内においてボアフロントの波形勾配が、伝播とともに流体力によって緩やかに変化していくことがわかる。植生通過後は、波状段波に移行しており、波形勾配はさらに緩やかになっている。このように、植生群内における流体力による緩やかな波形勾配への変化によって、低 F の砕破段波は波状段波へ移行したと考えられる。これは、第 3 章の跳水形態の移行条件における、段落ち流れの突入角度と対応している。

5-7 本章のまとめ

本章では、非平衡開水路中の透過性抵抗力を通過する F の異なる段波流れに対し、理論的に導出される流体力評価法を用いた平面 2 次元計算と実験結果を比較することで、その伝播特性を明らかにした。本実験から、 F が大きければ大きいほど、透過性抵抗力による波速や波高の減衰が大きいことが示された。波高減衰の要因の一つとして、植生前部における反射波の上流への伝播があり、エネルギーフラックスが上流伝播成分と下流伝播成分に分かれることが考えられる。また、この反射波の波高は、 F が大きいほど大きく、この特性が波速や波高の減衰特性の違いに関

係している。また、低 F の碎破段波では、植生内でソリトン分裂が発達し始め、通過後にはソリトン分裂が十分発達した波状段波が確認された。これは、流体力によって碎破段波のボアフロントが緩やかになるためであり、跳水形態の移行条件である段落ち流れの突入角度の変化と対応している。よって、透過性抵抗体を通過することで、段波の初期 F 条件によっては段波形態を変化させることを示した。

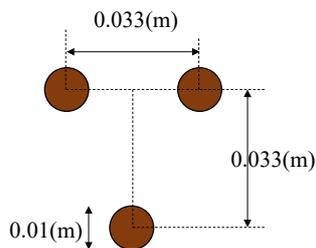
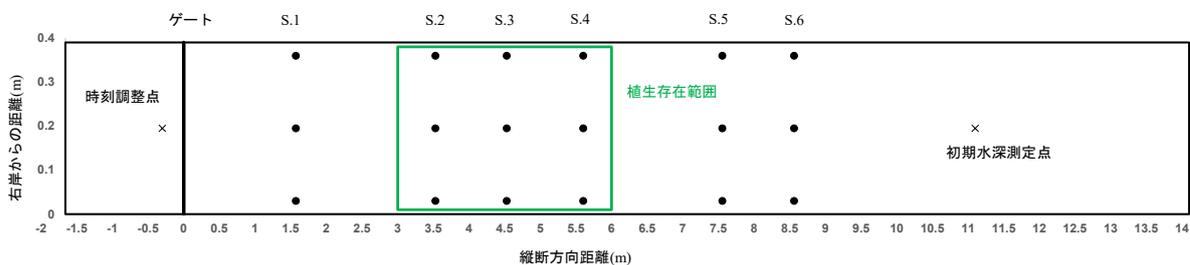


図 5-1 実験水路平面図

表 5-1 段波の初期条件と Froude 数

Case	Froude number	upstream water depth h_u (m)	downstream water depth h_d (m)	water depth ratio h_d/h_u
High Froude number	3.99	0.300	0.020	0.067
Low Froude number	1.53	0.285	0.107	0.375
undular	1.32	0.285	0.147	0.516

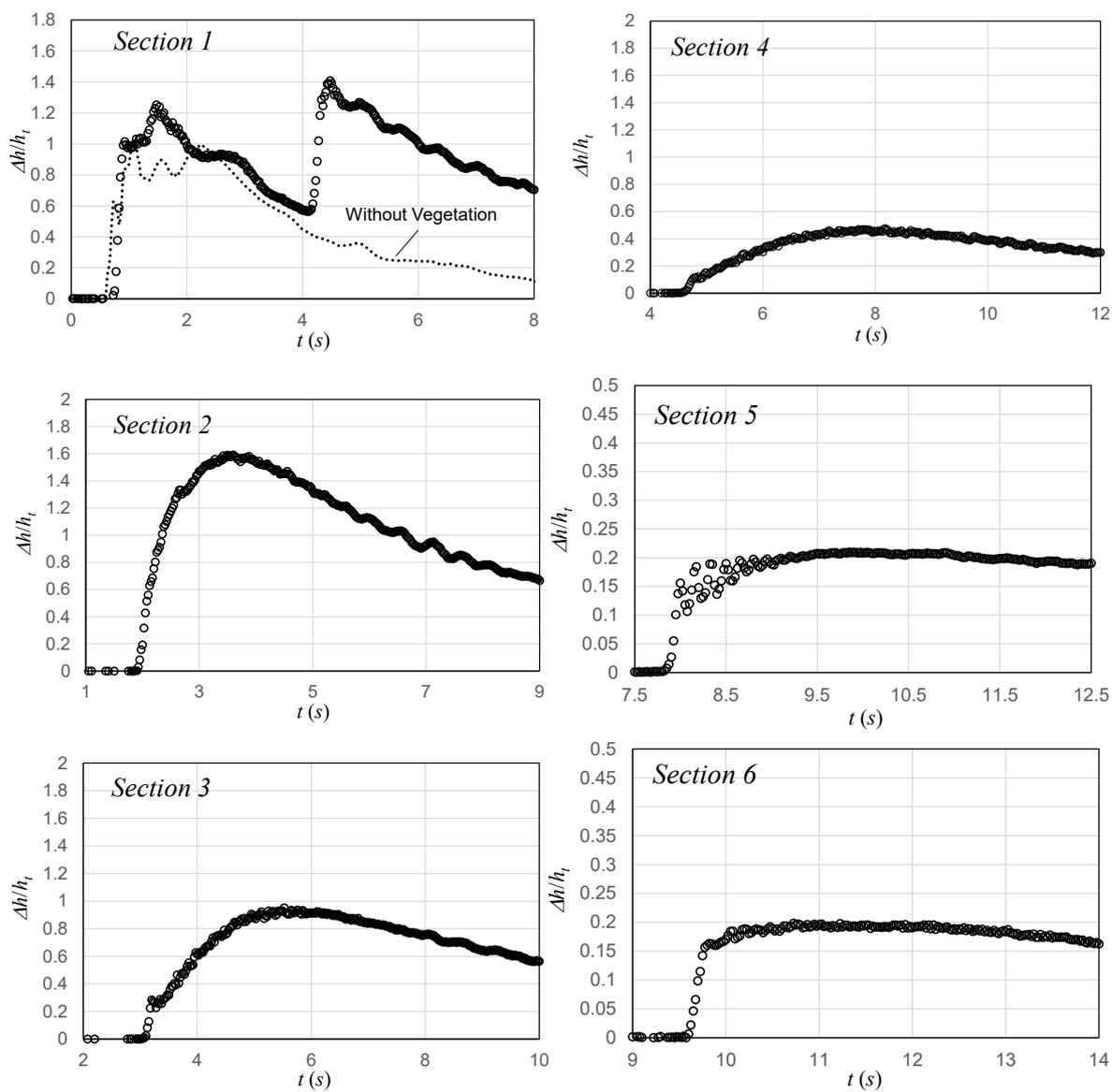


図 5-2 高 F の碎波段波の波高の時間変化

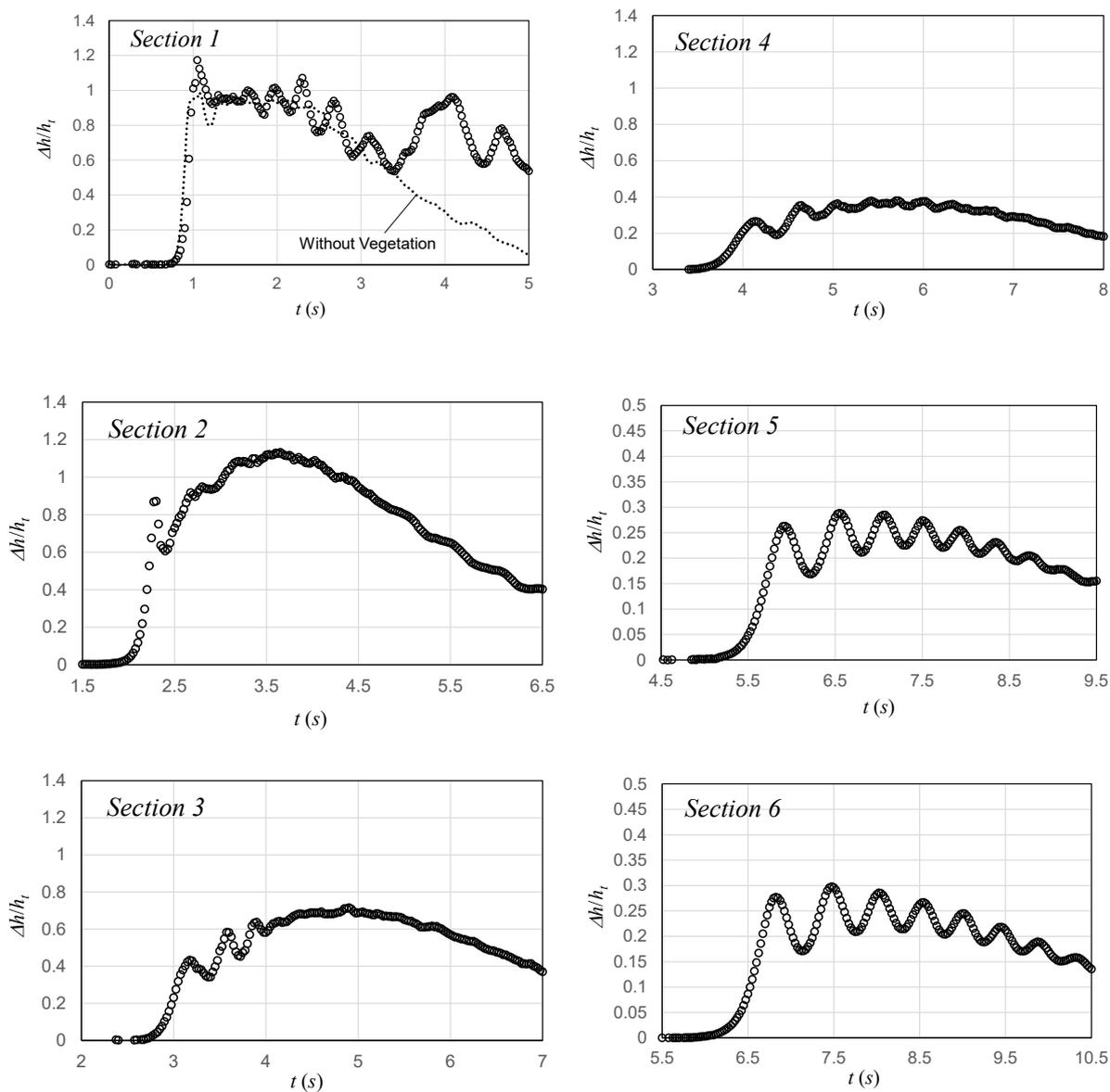


図 5-3 低 F の碎波段波の波高の時間変化

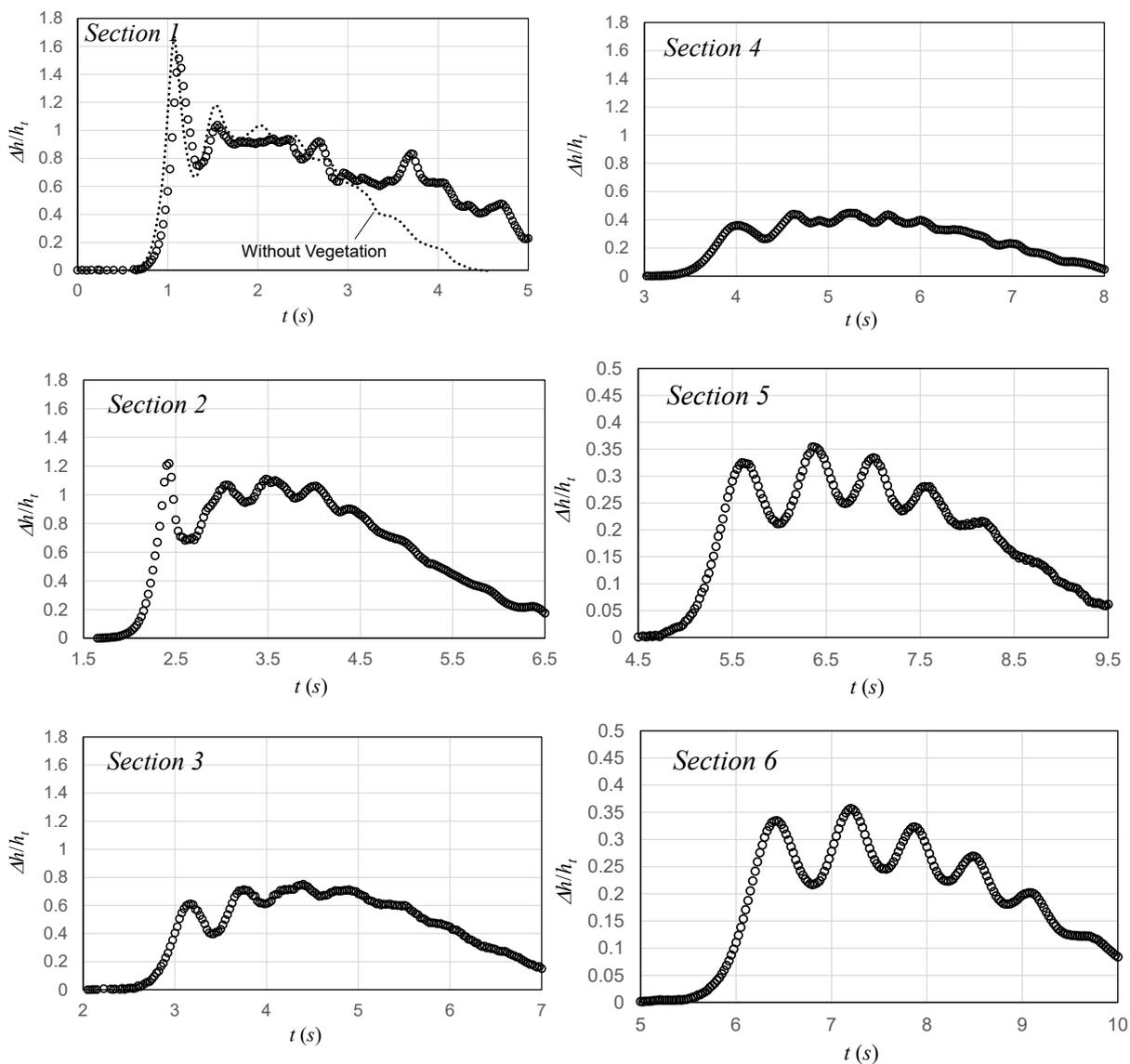


図 5-4 波状段波の波高の時間変化

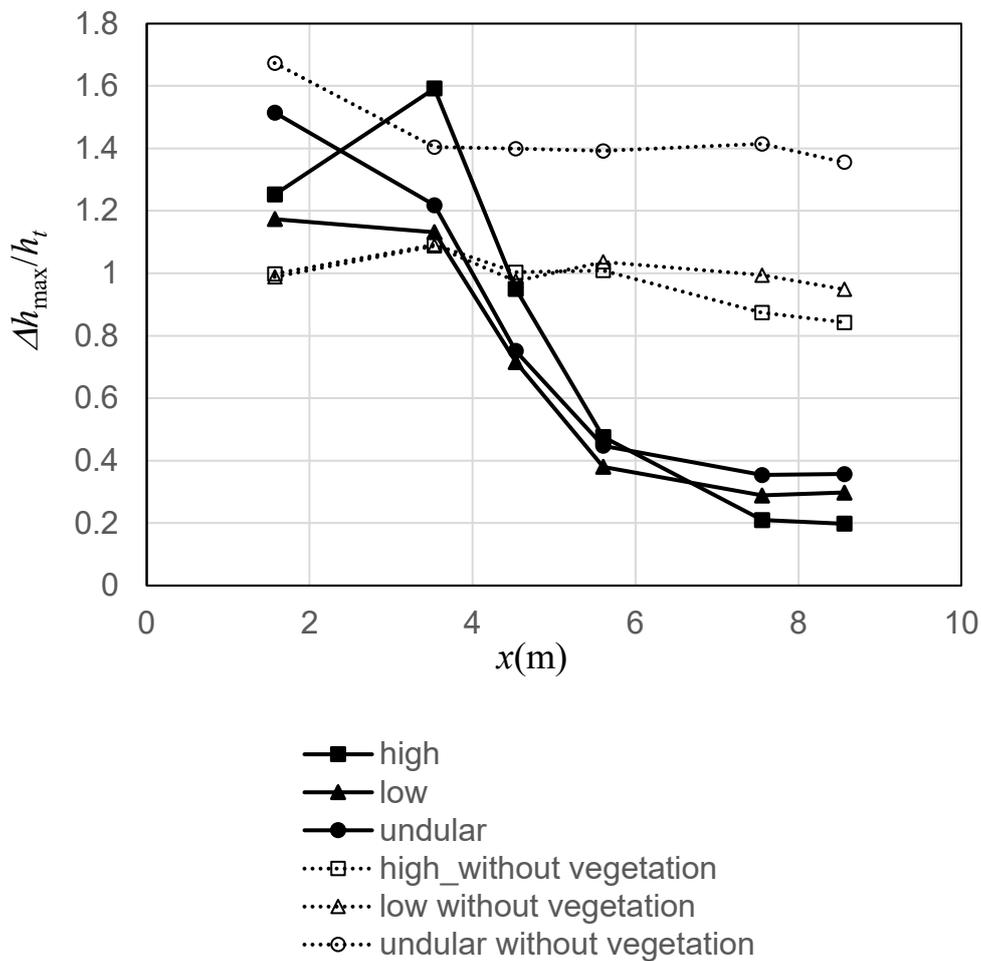


図 5-5 最大波高の縦断分布

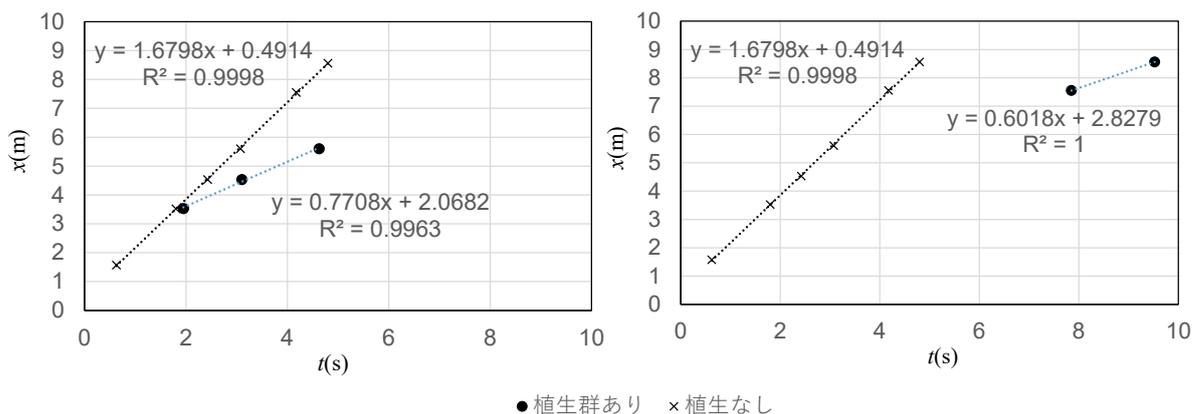


図 5-6 高 F の碎波段波__各測定セクションの縦断距離と段波到達時刻(左 : S.2,3,4 ; 右 : S.5,6)

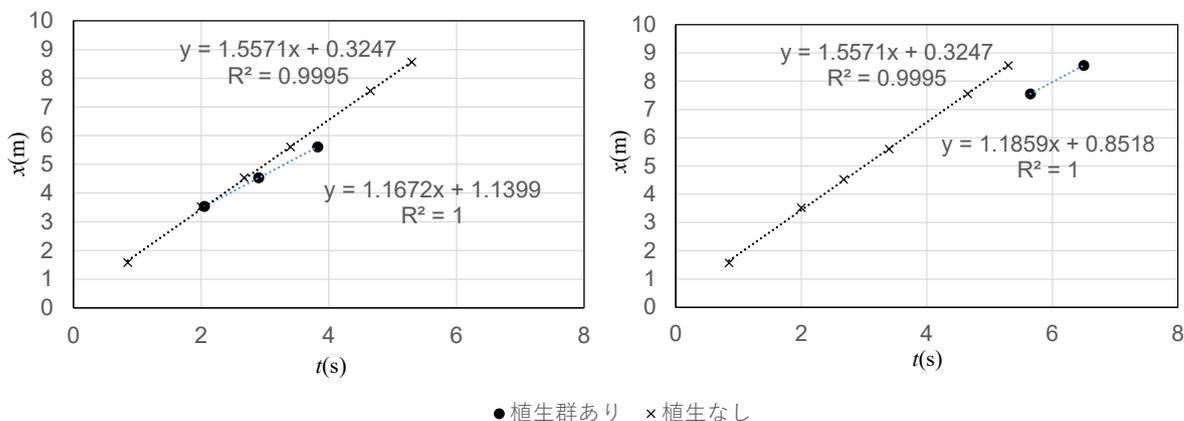


図 5-7 低 F の碎波段波__各測定セクションの縦断距離と段波到達時刻(左 : S.2,3,4 ; 右 : S.5,6)

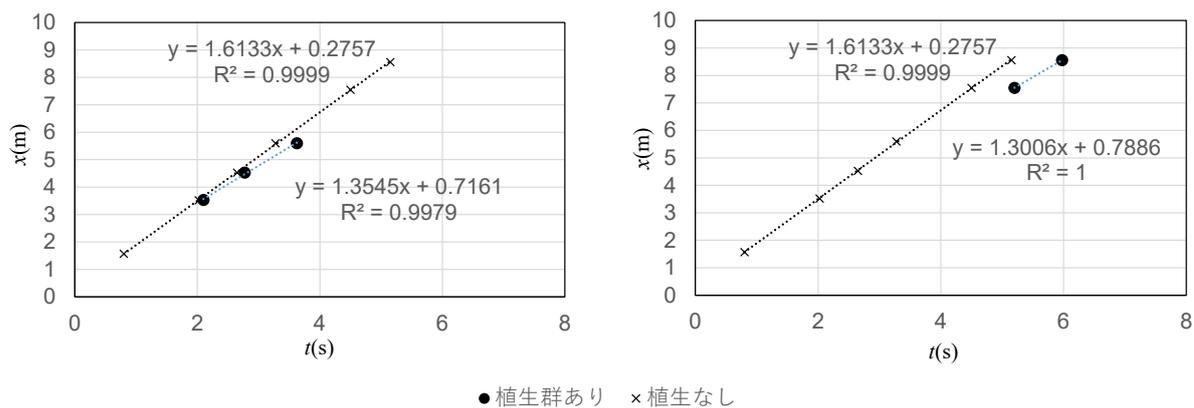


図 5-8 波状段波__各測定セクションの縦断距離と段波到達時刻(左 : S.2,3,4 ; 右 : S.5,6)

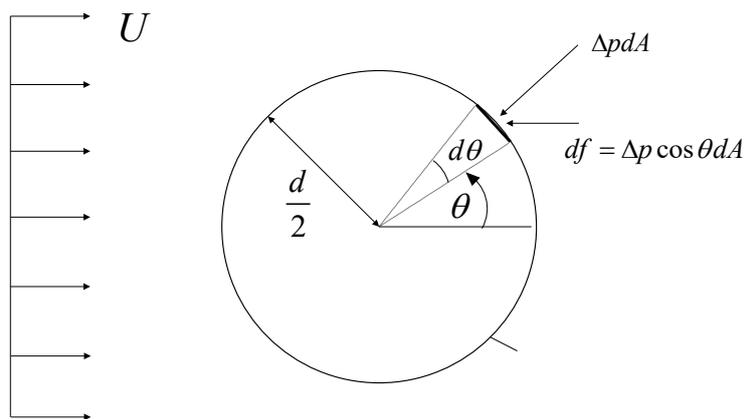


図 5-9 円柱の微小面積に作用する流体力

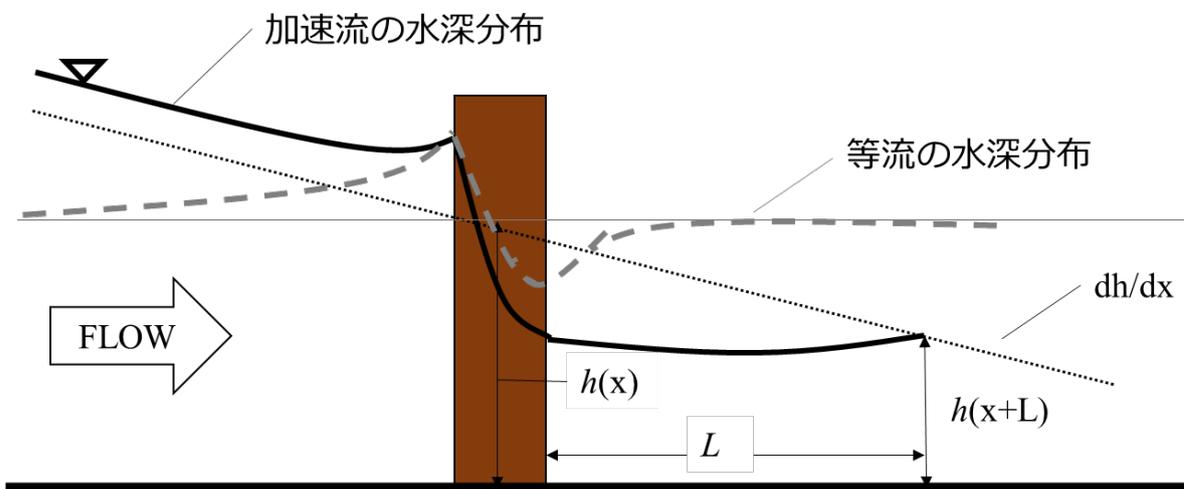


図 5-10 加速流における縦断方向の圧力勾配の発生

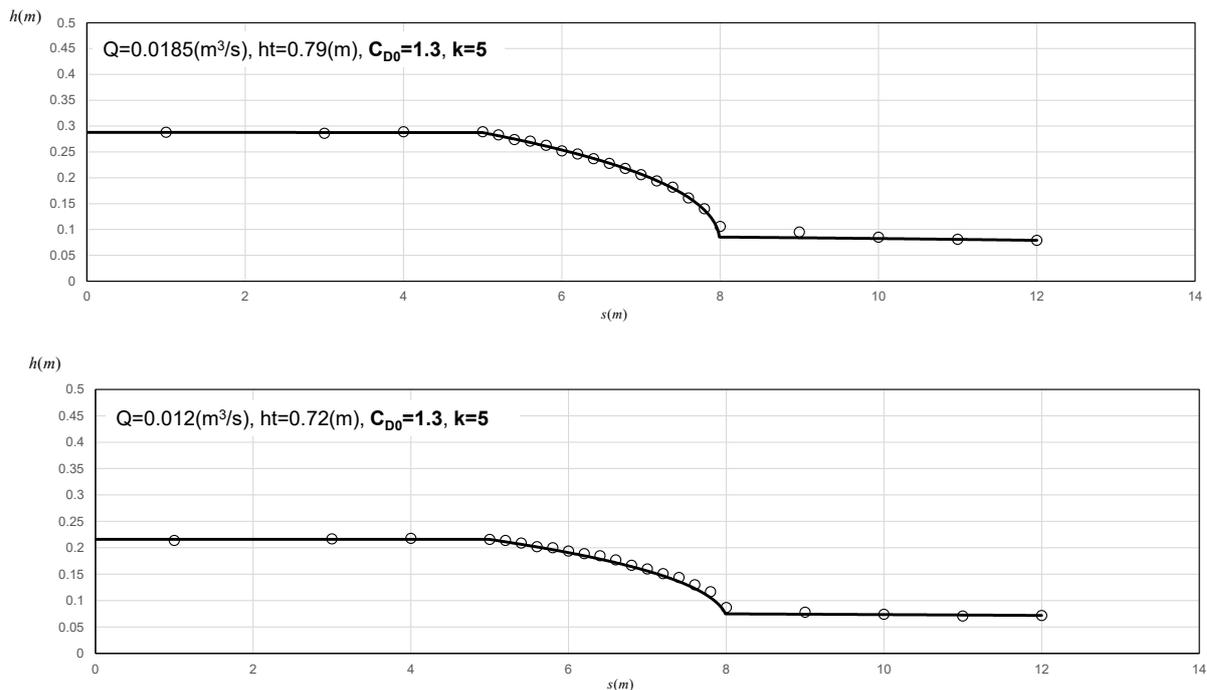


図 5-11 定常加速流における水深の縦断分布(○ : 実験, — : 計算)

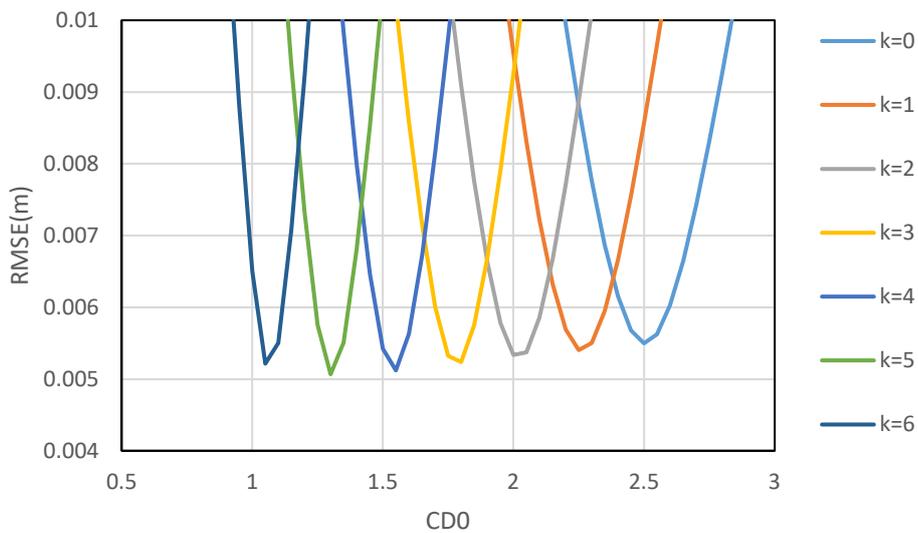


図 5-12 RMSE と C_{D0} , k の関係

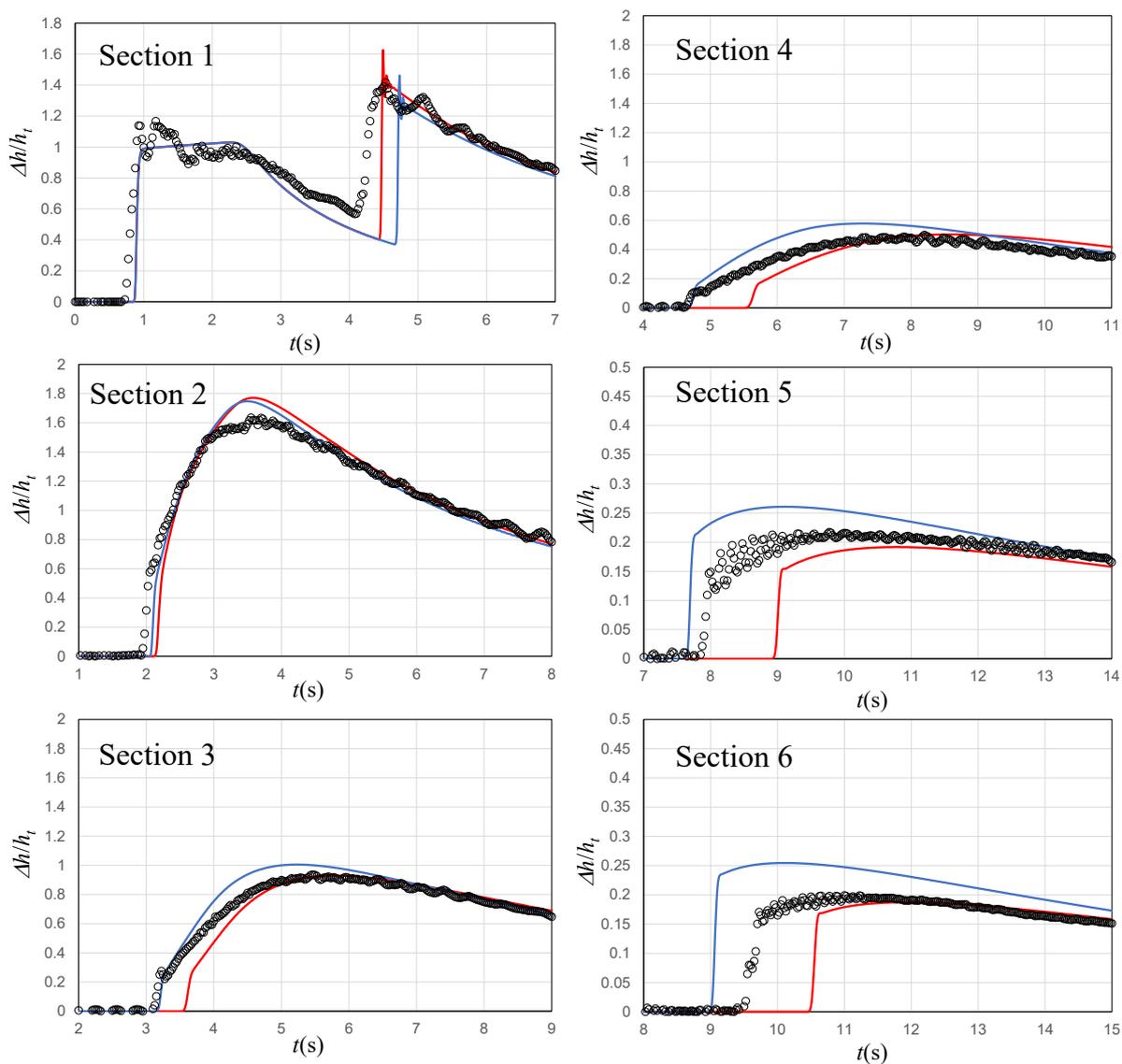


図 5-13 高 F の碎波段波 実験と計算結果の比較

(○ : 実験, — : 抗力係数のみ, — : 抗力係数+圧力勾配)

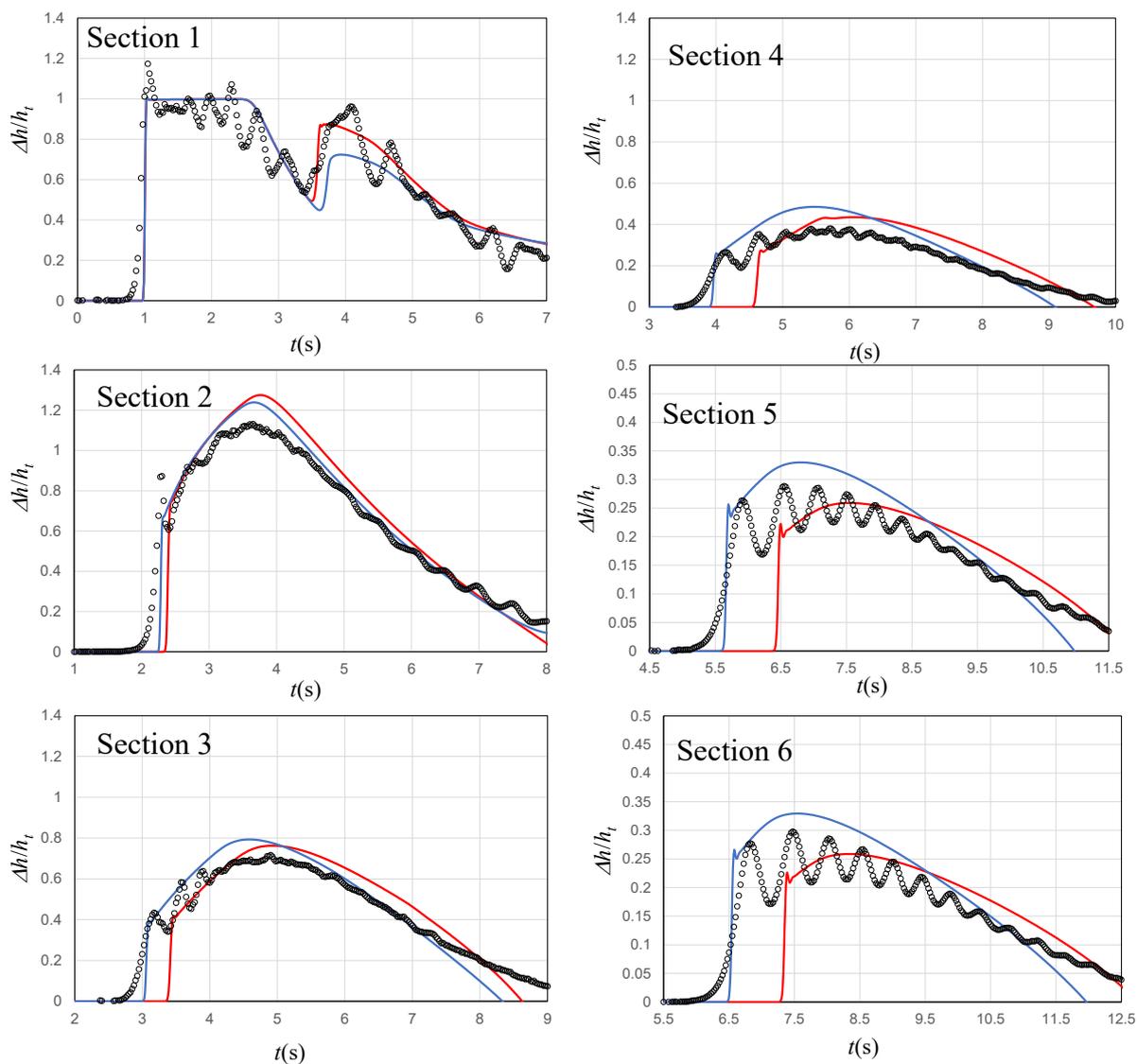


図 5-14 低 F の碎波段波—実験と計算結果の比較

(○ : 実験, — : 抗力係数のみ, — : 抗力係数+圧力勾配)

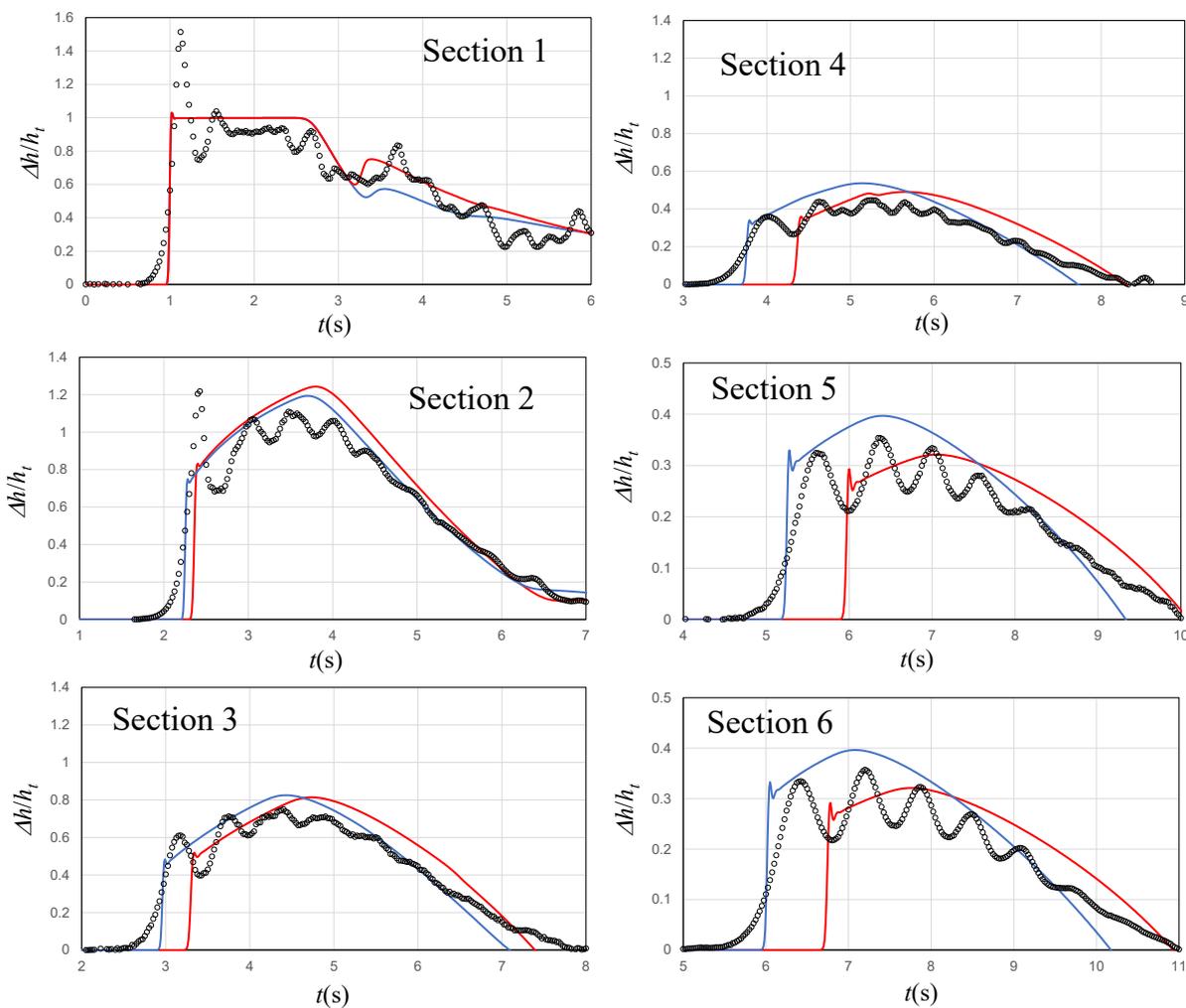


図 5-15 波状段波__実験と計算結果の比較

(○ : 実験, - : 抗力係数のみ, - : 抗力係数+圧力勾配)

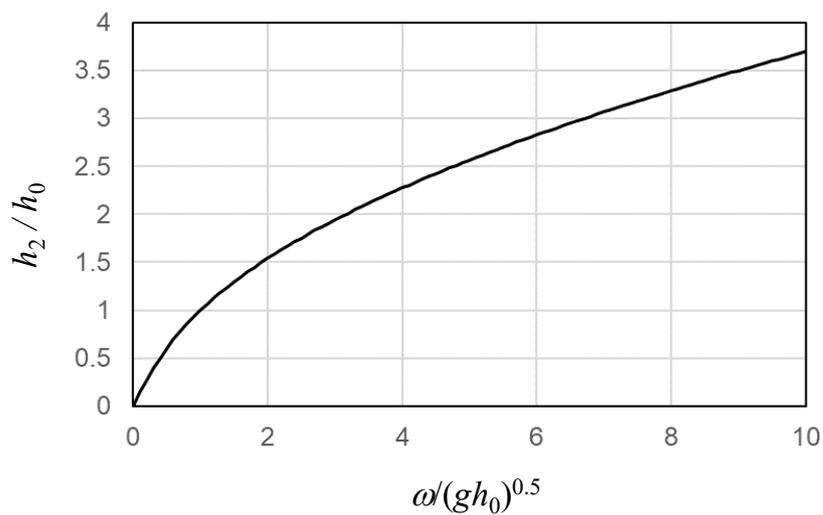


図 5-16 1次元浅水流方程式の解における理論解波高と波速の関係

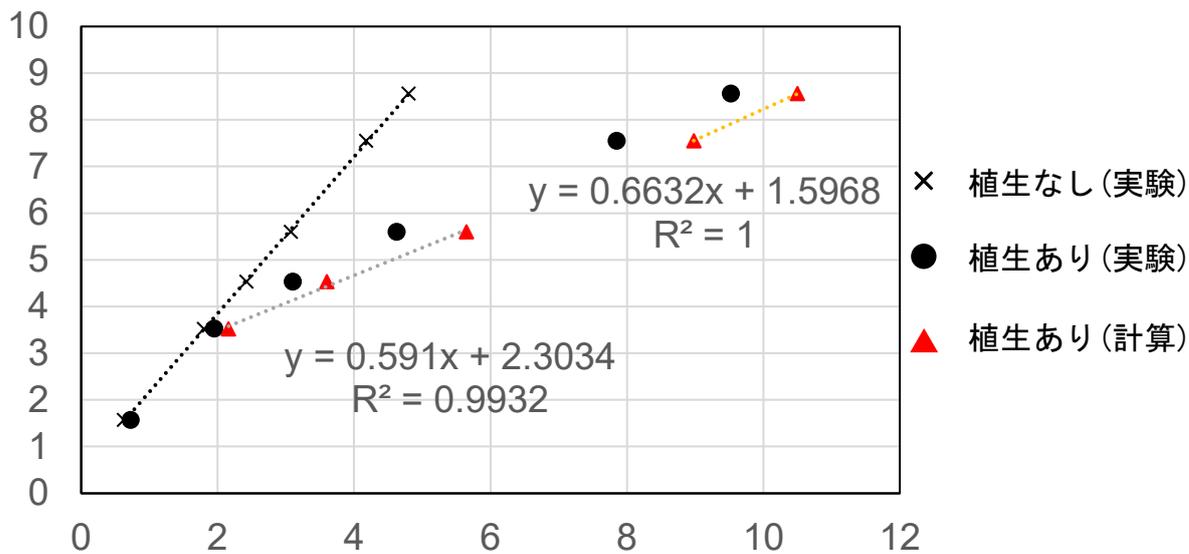


図 5-17 高 F の碎波段波_計算結果における波速

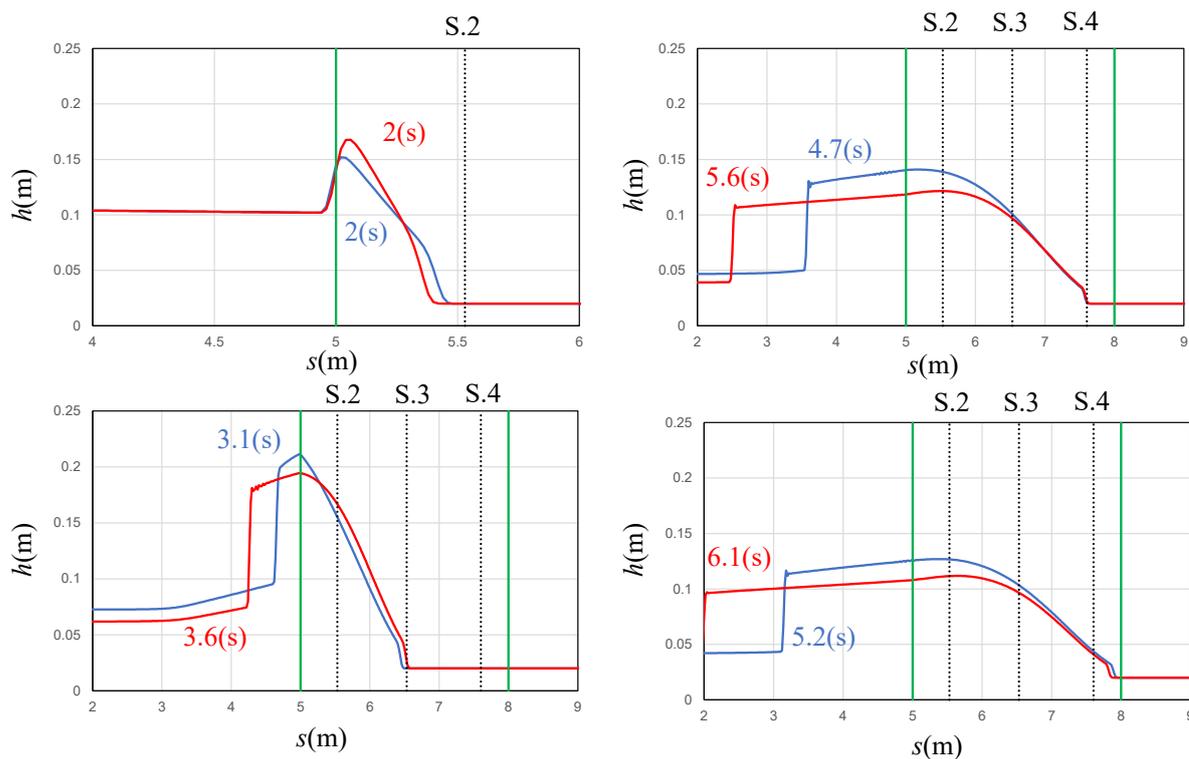


図 5-18 平面二次元計算における波高の縦断分布

(— : 抵抗力係数のみ, - - : 圧力勾配を考慮)

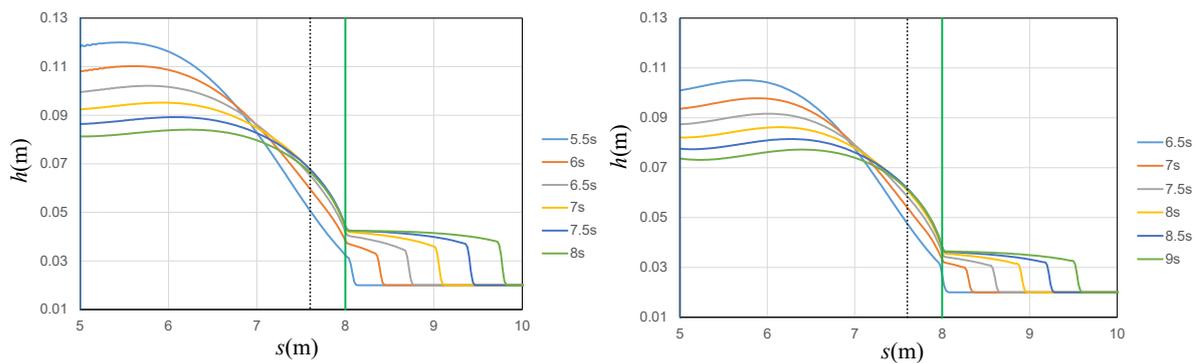


図 5-19 高 F の碎波段波__植生通過後の段波波高の縦断分布

(左：抗力係数のみの計算結果； 右：圧力勾配を考慮した計算結果)

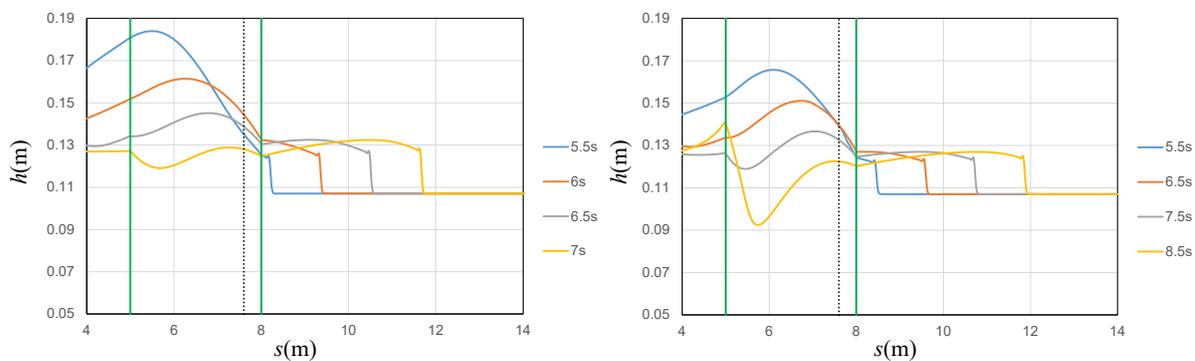


図 5-20 低 F の碎波段波__植生通過後の段波波高の縦断分布

(左：抗力係数のみの計算結果； 右：圧力勾配を考慮した計算結果)

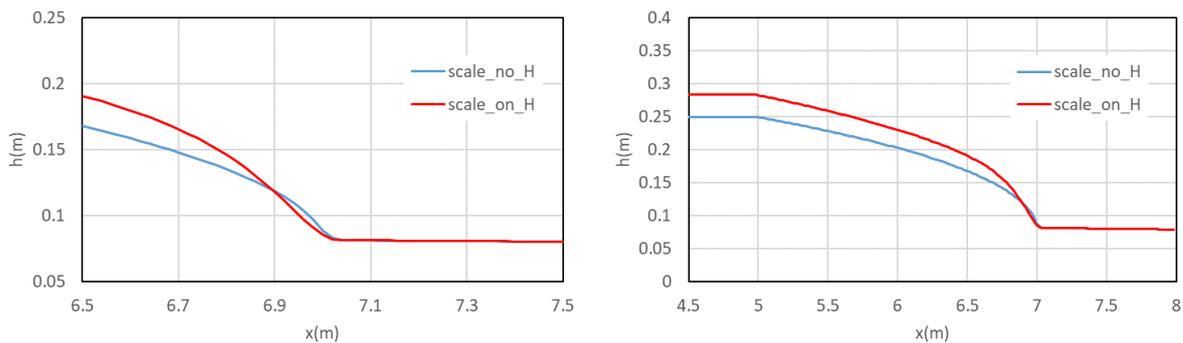


図 5-21 圧力勾配項修正による水深分布に対する影響

(— : 修正前 ; — : 修正後)

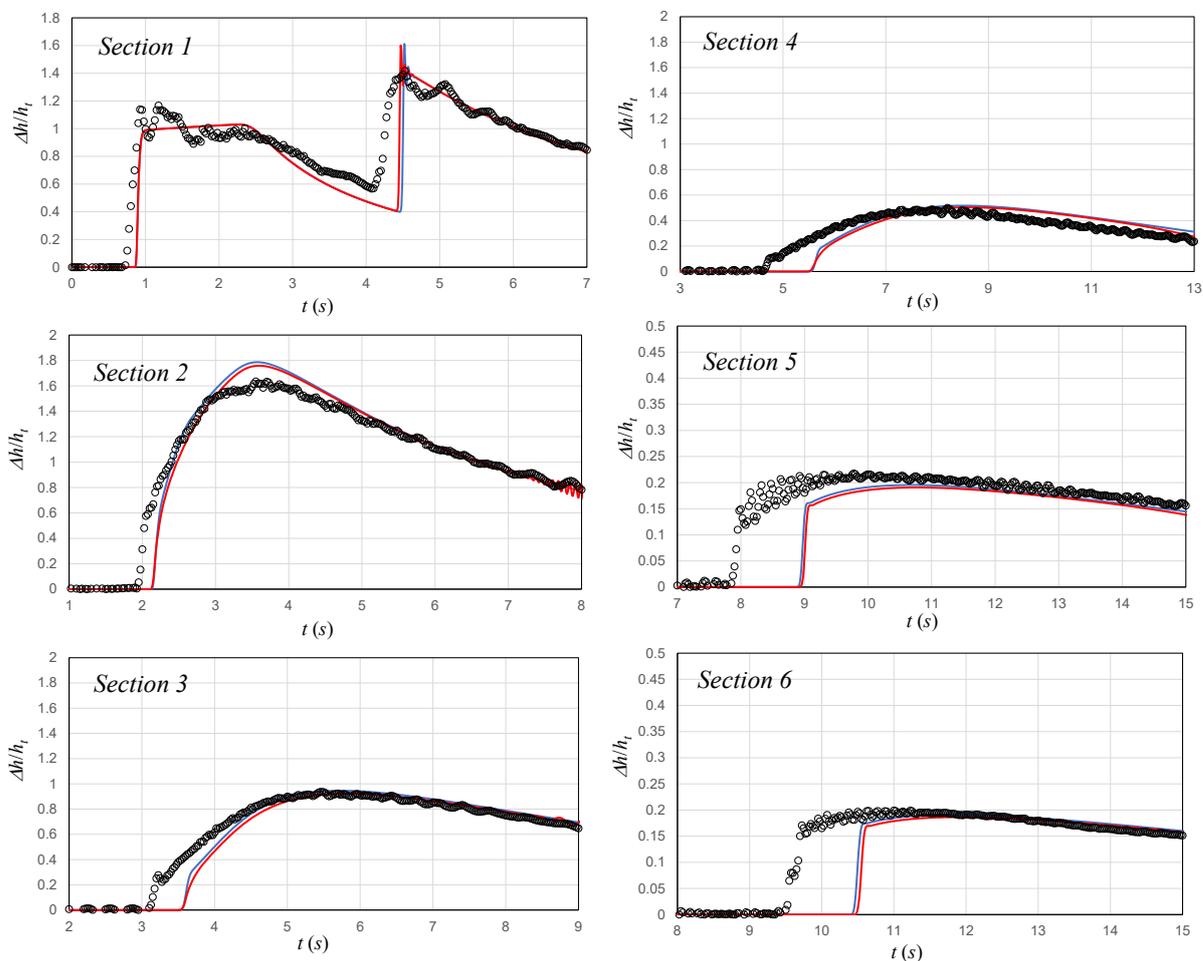


図 5-22 圧力勾配項修正前後の段波波高の計算結果

(— : 修正前 ; — : 修正後)

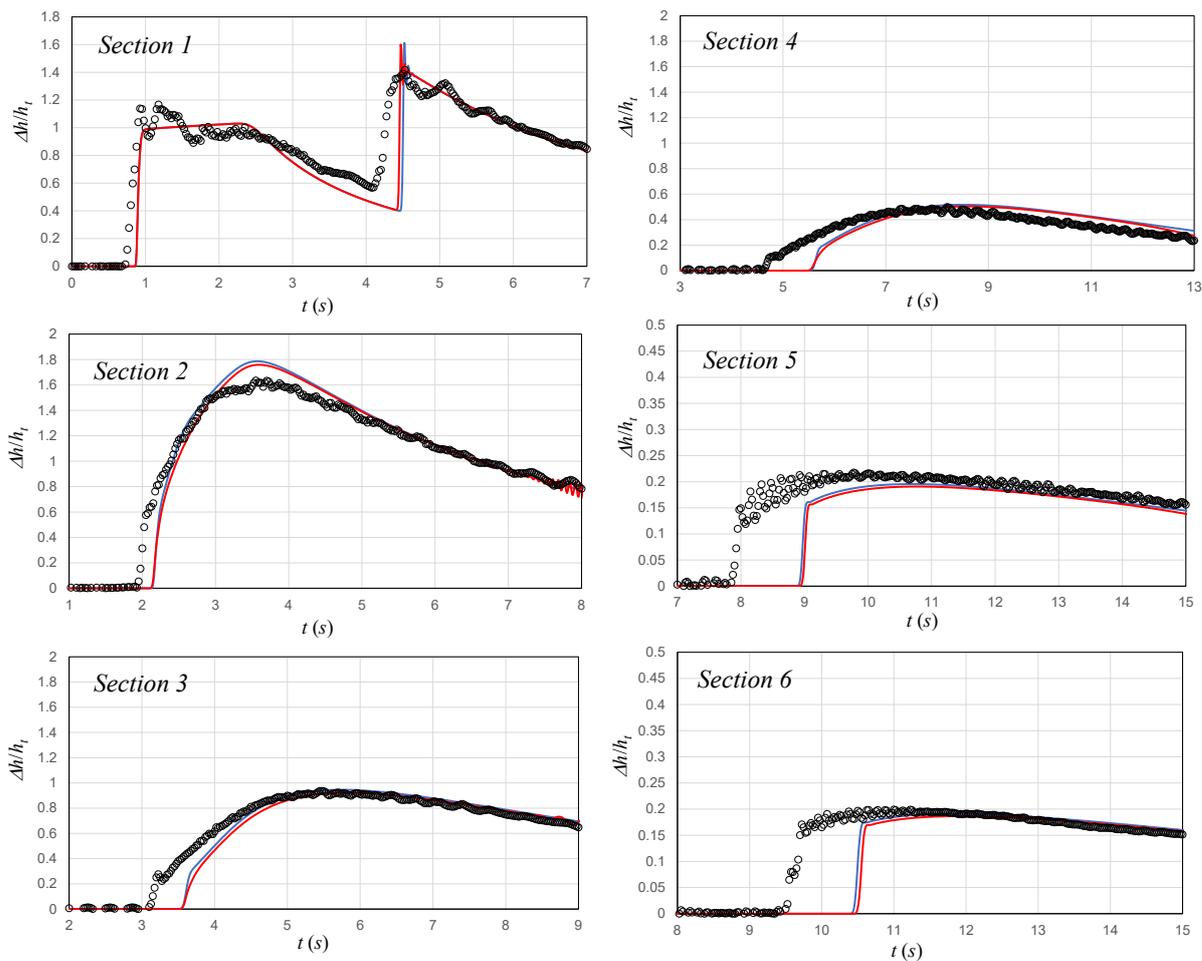


図 5-23 空隙率を考慮した段波波高の計算結果
 (— : 空隙率考慮しない ; — : 空隙率を考慮した場合)

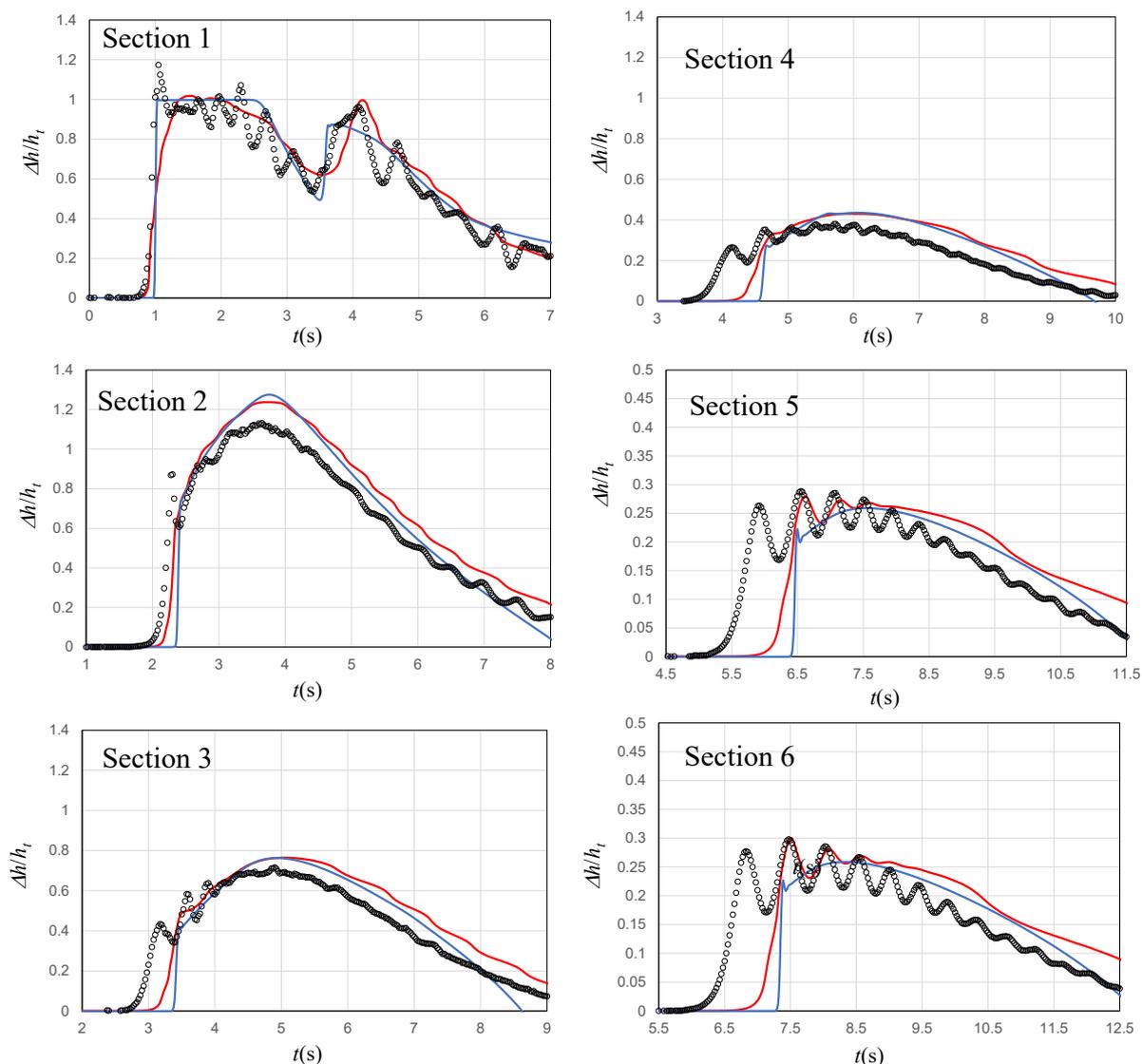


図 5-24 低 F の碎破段波の 3 次元計算結果_波高の時間変化
 (— : 平面二次元 (圧力勾配考慮) ; — : 3 次元 (圧力勾配考慮))

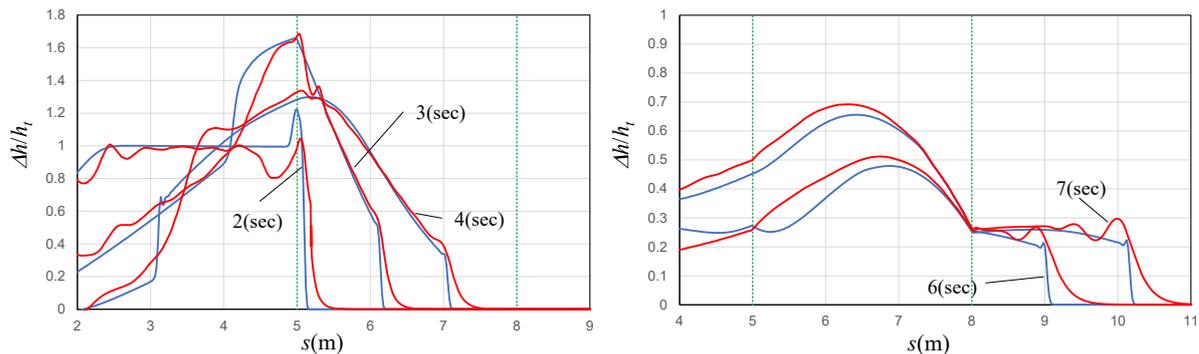


図 5-25 低 F の碎破段波の 3 次元計算結果_波高の空間分布

(左：植生群内，右：植生通過後)

(—：平面二次元 (圧力勾配考慮) ; —：3 次元 (圧力勾配考慮))

第6章 結論と今後の課題

6.1 結論

本研究では、水路平面形状と透過性抵抗体が跳水・段波機構に与える影響を明らかにするために、**図 1-5** に示したように、水路形状変化と透過性抵抗体それぞれにおいて、何に着目して考察するのかを分けて議論をした。平面形状と跳水・段波機構においては、水路形状変化に伴うエネルギー損失や流れ構造の変化に着目する。透過性抵抗体と段波機構では、流体力発生に伴う抵抗効果と波高・波速の減衰効果に着目する。さらに、これらの相互作用は F によって変化する跳水・段波形態によって変化する点にも着目する。第3章では跳水形態と水路平面形状による流れ構造や移行限界への影響を、第4章では段波形態と水路平面形状による流れ構造や増幅特性への影響を、第5章では段波形態と透過性抵抗体による波高減衰への影響を明らかにした。

跳水形態は、異なる流れ構造とエネルギー損失形態をもつ潜り噴流と波状跳水に分類される。直線水路から急拡水路へと水路形状が変化すると、潜り噴流から波状跳水に移行する条件は、急拡損失によってエネルギー損失が増加するものと、急拡部の高い水位が段落ち流れの突入角度の低下を生じさせるものにより、跳水の移行限界が変化し波状跳水に移行しやすい結果となった。さらに、蛇行水路では潜り噴流に比べ波状跳水の方が、水表面付近に大きな主流速が集中するため、第一種二次流の原因である遠心力が増加し、外岸底面付近に流れが集中することを明らかにした。これは、潜り噴流に比べ危険度が高くないとされる波状跳水においても、下流の水路平面形状の変化によって河岸侵食の危険度を生じさせることを示している。

段波形態は、跳水形態と同様に F により形態が分類され、流れ構造や水面形が異なることを明らかにした。砕波段波では、高 F 条件では水路蛇行によって縦断的に流体抵抗が増加する。これは、高 F 段波の3次元性の強い流速分布において、水路蛇行により主流方向の運動量が底面付近に輸送されるためである。一方、波状段波では、蛇行水路において、無次元幅が大きいほど樹断方向の増幅特性が現れることを示した。これは、水路を伝播する波峰線の側壁への衝突に起因している。波状跳水では外岸沿いの波高増幅がほとんどなく、伝播速度の空間分布をもつ蛇行水路における段波の特徴である。

段波形態によって、透過性抵抗体を通過する場合における波高・波速の減衰特性が異なる。 F が大きい段波であるほど、反射波のエネルギーフラックスが増加し下流に伝わるエネルギーフラックスは小さくなるため、植生通過後の波高や波速は減衰する。また、砕波段波であっても低 F 条件であれば、植生内で段波はエネルギー減衰により F も同様に減衰し、植生通過後にはソリトン

分裂が発達した波状段波へと移行する。砕破段波から波状段波に移行する条件は、波形勾配の減少であり、跳水における突入角度と対応する。逆に、砕破段波から波状段波へ移行する条件の F の減少は、跳水の場合のエネルギー損失が小さいことに対応する。抵抗力による段波のエネルギーフラックスの減少が波状段波へ移行する際の条件となり、結果として波形勾配が小さくなる。以上により、段波と跳水形態の移行を表す条件を対応させ、両現象を統一的に理解することが出来た。両者の違いは跳水・段波間の伝播特性の有無によって、水路の平面形状等の縦断方向変化の影響の違いに現れる。例えば、水路の曲がり、伝播速度を持つ波状段波では波高増幅などの外岸の危険性を増加させる一方、伝播速度を持たない波状跳水では二次流を発達させ外岸の侵食危険度を増加させる。そのため、伝播速度の有無が跳水・段波機構に与える影響については、さらなる検討が必要である。また、跳水・段波形態によって、水路平面形状や抵抗力による影響が異なるため、跳水・段波形態の移行について条件として整理し、解析法のベンチマークとすることが重要である。実際の河川遡上津波は縦断的に F が変化することで、段波形態が変化する。実河川における落差工下流の跳水では、時間的に下流水深や流量が変化することで、跳水形態が変化する。そのため、両者の予測計算には跳水・段波形態の時間的・空間的变化を再現できる実用的な解析法が求められる。

6.2 今後の課題

波状段波の既往研究では、河川平面形状による局所的な水位上昇が発生するリスクは指摘されてきたが、実際の河川津波遡上時には、越水による被害を防ぐため、内陸地域へと伝播する波状段波の縦断的な特性を水路平面形状から定量的に評価し、予測することが重要である。そのため、水路形状による波状段波の増幅特性の指標となる、幅 B と曲率半径 R から成る無次元変数 B/R を提案し、その妥当性を検証することが課題の一つとして挙げられる。波状段波は、無次元幅が大きいほど外岸沿いで波峰線が遅れ、側壁に衝突することで増幅する。この無次元変数は、外岸と内岸の側壁に沿った伝播距離の差を表しており、この無次元変数が大きいほど、側壁で波峰線が遅れ、波高は増幅すると考えられる。そのため、数値実験によって様々な形状における蛇行水路で波状段波の数値実験を行い、無次元幅と増幅率の関係を明らかにする。また、この無次元変数には限界値が存在すると考えており、数値実験から、波高が増幅する無次元数の限界も明らかにする。また、落差工下流の跳水では、潜り噴流時を仮定して防災対策が考えられてきたのに対し、波状跳水でも河岸侵食リスクを増加させることが明らかとなった。波状跳水によって、外岸底面付近の河床の洗掘メカニズムについて明らかにすることも、今後の洪水時の防災対策における課題として挙げられる。

透過性抵抗体と段波における波高減衰の観点から、本検討では直線水路における幅方向に一様な円柱群を仮定した。しかし、実河川では幅方向は部分的に存在し、空間分布をもつため、幅方向に段波形態、波速、波高を変化させると考えられる。さらに、水路平面形状による流れ構造の変化も加わるため、本検討よりも複雑な現象となる。そのため、植生がない本論文で示した波状段波の増幅特性は、抵抗体がない場合とは異なる可能性がある。よって、水路平面形状による影響と空間分布をもつ透過性抵抗体による影響が、同時に F の異なる津波に作用する流れの基本特性を明らかにし、それらを再現可能な数値計算法を開発することが今後の検討課題の一つである。

参考文献

1. Augustin, L. N., Irish, J. L., and Lynett, P. (2009) Laboratory and numerical studies of wave damping by emergent and near-emergent wetland vegetation, *Coastal Engineering*, Vol.56(3), 332-340.
2. Aureli, F., Mignosa, P., and Tomirotti, M. (2000) Numerical simulation and experimental verification of Dam-Break flows with shocks, *Journal of Hydraulic Research* 38(3), 197-206.
3. Bayon, A., Valero, D., García-Bartual, R., Vallés-Morán, F. J. and López-Jiménez, P. A. (2016) Performance assessment of OpenFOAM and FLOW-3D in the numerical modeling of a low Reynolds number hydraulic jump, *Environmental Modelling and Software* 80, 322-335.
4. Bell, S. W., Elliot, R. C., and Chaudhry, M. H. (1992) Experimental results of two-dimensional dam break flows, *Journal of Hydraulic Research* 30(2), 225-252.
5. Biscarini, C., Francesco, S. D., and Manciola, P. (2010) CFD modelling approach for dam break flow studies, *Hydrology and Earth System Sciences* 14(4), 705-718.
6. Biswas, R. T., Dey, S. and Sen, D. (2021) Undular hydraulic jumps: critical analysis of 2D RANS-VOF simulations, *J. Hyd. Eng.*, Vol. 147, No. 11, 06021017.
7. Biswas, R. T., Dey, S. and Sen, D. (2021) Undular hydraulic jumps: critical analysis of 2D RANS-VOF simulations, *J. Hyd. Eng.*, Vol. 147, No. 11, 06021017.
8. Brufau, P., and Garcia-Navarro, P. (2000) Two-dimensional dam break flow simulation, *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 33(1), 35-57.
9. Castro-Orgaz, O., and Chanson, H. (2020) Undular and broken surges in dam-break flows: a review of wave breaking strategies in a Boussinesq-type framework, *Environmental Fluid Mechanics* 20, 1383-1416.
10. Chanson, H. and Brattberg, T. (2000) Experimental study of the air–water shear flow in a hydraulic jump, *International Journal of Multiphase Flow* 26(4), 583-607.
11. Chanson, H. and Montes, J. S. (1995) Characteristics of undular hydraulic jumps: experimental apparatus and flow patterns, *Journal of Hydraulic Engineering* 121(2), 129-144.
12. Cheng, N. S. and Nguyen, H. T. (2011) Hydraulic Radius for Evaluating Resistance Induced by Simulated Emergent Vegetation in Open-Channel Flows, *Journal of Hydraulic Engineering* 137(9).
13. Chow, V. T. (1959) *Open Channel Hydraulics*, New York, McGraw-Hill International.
14. Davidson, L. (2006) Evaluation of the SST-SAS Model, Channel Flow, Asymmetric Diffuser and Axisymmetric Hill, *Proceedings of the European Conference on Computational Fluid Dynamics*, 1-20.
15. Deshpande, S. S., Anumolu, L., and Trujillo, M. F. (2012) Evaluating the performance of the two-phase

- flow solver interFoam, *Computational Science & Discovery* 5, 014016.
16. Elliot, R. C., and Chaudhry, M. H. (1992) A wave propagation model for two-dimensional dam-break flows, *Journal of Hydraulic Research* 30(4), 467-483.
 17. Ergun, S. (): Fluid flow through packed columns, *Chemical Engineering Progress* 48(2).
 18. Fennema, R. J., and Chaudhry, M. H. (1987) Simulation of one-dimensional dam break flows, *Journal of Hydraulic Research* 25(1), 41-51.
 19. Fraccarollo, L., and Toro, E. F. (1995) Experimental and numerical assesment of the shallow water model for two-dimensional dam-break type problems, *Journal of Hydraulic Research* 33(6), 843-864.
 20. Frazao, S. S., and Zech, Y. (2002) Undular bores and secondary waves-Experiments and hybrid finite-volume modelling. *Journal of Hydraulic Research*, 40(1), 33-43.
 21. Gottardi, G., and Venutelli, M. (2004) Central scheme for two-dimensional dam-break flow simulation, *Advances in Water Resources* 27(3), 259-268.
 22. Henderson, F. M. (1996) *Open channel flow*: NewYork, MacMillan.
 23. Huang, Z., Yao, Y., Sim, S. Y., and Yao, Y. (2011) Interaction of solitary waves with emergent, rigid vegetation, *Ocean Engineering*, Vol.38(10), 1080-1088.
 24. Iimura, K. and Tanaka, N. (2012) Numerical simulation estimating effects of tree density distribution in coastal forest on tsunami mitigation, *Ocean Engineering*, Vol. 54(1), 223-232.
 25. Jesudhas, V., Balachandar, R., Roussinova, V. and, Barron, R. (2018) Turbulence Characteristics of Classical Hydraulic Jump Using DES, *Journal of Hydraulic Engineering* 144(6) 1-15.
 26. Kennedy, A. B, Chen, Q., Kirby, J. T, and Dalrymple, R. A. (2000) Boussinesq Modeling of Wave Transformation, Breaking, and Runup. I: 1D, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 126(1) 39-47.
 27. Kennedy, A. B., Chen, Q., Kirby, J. T., and Dalrymple, R. A. (2000) Boussinesq Modeling of Wave Transformation, Breaking, and Runup. II: 2D, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 126(1), 48-56.
 28. Kim, D.-H., and Lynett, P. J. (2011) Dispersive and Nonhydrostatic Pressure Effects at the Front of Surge, *Journal of Hydraulic Engineering* 137(7), 754-765.
 29. Kocaman, S., and Ozmen-Cagatay, H. (2015) Investigation of dam-break induced shock waves impact on a vertical wall, *Journal of Hydrology* 525, 1-12.
 30. Larocque, L. A., Imran, J., and Chaudhry, M. H. (2013) 3D numerical simulation of partial breach dam-break flow using the LES and $k-\epsilon$ turbulence models, *Journal of Hydraulic Research* 51(2): 145-157.
 31. Leng, X., and Chanson, H. (2015) Breaking bore: Physical observations of roller characteristics, *Mechanics Research Communications* 65, 24-29.

32. Leng, X., Simon, B., Khezri, N., Lubin, P., and Chanson, H. (2018) CFD modeling of tidal bores: Development and validation challenges, *Coastal Engineering Journal* 60(4): 423-436.
33. Liu, J., Hayatdavoodi, M., and Ertekin, R. C. (2020) On Bore Dynamics and Pressure: RANS, Green-Naghdi, and Saint-Venant Equations, *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering* 142(2), 021902.
34. Lubin, P., Chanson, H., and Glockner, S. (2010) Large Eddy Simulation of turbulence generated by a weak breaking tidal bore, *Environmental Fluid Mechanics* 10, 587-602.
35. Ma, G., Kirby, J. T., Su, S. F., Figlus, J. and Shi, F. (2013) Numerical study of turbulence and wave damping induced by vegetation canopies, *Coastal Engineering* 80, 68-78.
36. Ma, J., Oberai, A. A., Lahey, R. T., and Drew, D. A. (2011) Modeling air entrainment and transport in a hydraulic jump using two-fluid RANS and DES turbulence models, *Heat and Mass Transfer* 47, 911-919.
37. Macchione, F., and Morelli, M. A. (2003) Practical Aspects in Comparing Shock-Capturing Schemes for Dam Break Problems, *Journal of Hydraulic Engineering* 129(3), 187-195.
38. Macián-Pérez, J. F., Bayón, A., García-Bartual, R., Amparo López-Jiménez, P. and Vallés-Morán, F. J. (2020) Characterization of structural properties in high Reynolds hydraulic jump based on CFD and physical modeling approaches, *J. Hyd. Eng.*, Vol. 146, No.12, 04020079.
39. Madsen, P. A. and Sørensen, O. R. (1992) A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Part 2. A slowly-varying bathymetry, *Coastal Engineering* 18(3-4), 183-204.
40. Madsen, P. A., Sørensen, O. R., and Schäffer, H.A. (1997) Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq type model. Part I. Model description and cross-shore motion of regular waves, *Coastal Engineering* 32 (4), 255-287.
41. Marsooli, R., and Wu, W. (2014) 3-D finite-volume model of dam-break flow over uneven beds based on VOF method, *Advances in Water Resources* 70, 104-117.
42. Maza, M., Lara, J. L. and losada, I. J. (2015) Tsunami wave interaction with mangrove forests: A 3-D numerical approach, *Coastal Engineering* 98, 33-54.
43. Melis, M., Poggi, D., Giovanni, Fasanella, O. D., Cordero, S. and Katul, G. G. (2019) Resistance to Flow on a Sloping Channel Covered by Dense Vegetation following a Dam Break, *Water resources Research* 55 (2), 1040-1058.
44. Menter, F. R. and Egorov, Y. (2010) The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 1: Theory and Model Description, *Flow, Turbulence and Combustion* volume 85, 113-138.
45. Menter, F. R., and Egorov, Y. (2005) A Scale Adaptive Simulation Model using Two-Equation Models,

- 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2005-1095.
46. Menter, F. R., and Ferreira, J. (2003) The SST Turbulence Model with Improved Wall Treatment for Heat Transfer Predictions in Gas Turbines, Proceedings of the International Gas Turbine Congress 2003 Tokyo IGTC2003-TS-059.
 47. Menter, F. R. (1992) Improved two-equation k-omega turbulence models for aerodynamic flows, Tech. rep., NASA Technical Memorandum TM-103975.
 48. Menter, F. R. (2009) Review of the shear-stress transport turbulence model experience from an industrial perspective, *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 23(4), 305-316.
 49. Menter, F. R. (1994) Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, *AIAA journal* 32(8), 1598-1605.
 50. Munoz, D. H., and Constantinescu, G. (2020) 3-D dam break flow simulations in simplified and complex domains, *Advances in Water Resources* 137, 103510.
 51. Méndez, F. J., Losada, I. J., Losada, M. A. (1999) Hydrodynamics induced by wind waves in a vegetation field, *Journal of Geophysical research* 104(C8), 383-396.
 52. Méndez, F. J., Losada, I. J. (2004) An empirical model to estimate the propagation of random breaking and nonbreaking waves over vegetation fields, *Coastal Engineering* 51(2), 103-118.
 53. Nepf, H. M. (1999) Drag, turbulence, and diffusion in flow through emergent vegetation, *Water resources Research* 35 (2), 479-489.
 54. Ozmen-Cagatay, H., and Kocaman, S. (2010) Dam-break flows during initial stage using SWE and RANS approaches, *Journal of Hydraulic Research* 48(5), 603-611.
 55. Pan, C.-H., Lin, B.-Y., and Mao, X.-Z. (2007) Case Study: Numerical Modeling of the Tidal Bore on the Qiantang River, China, *Journal of Hydraulic Engineering* 133(2), 130-138.
 56. Peregrine, D.H. (1967) Long waves on a beach, *Journal of Fluid Mechanics* 27(4), pp.815–827.
 57. Putra, Y. S., Noviani, E., Nurhasanah, Nurhanisa, M. and Azwar, A. (2021) A numerical study of Hydro-Hydraulic energy on Undular Tidal Bore phenomenon, *Journal of Physics Conference Series*, 1816(1), 012067.
 58. Schäffer, H. A., Madsen, P. A., and Deigaard, R. (1993) A Boussinesq model for waves breaking in shallow water, *Coastal Engineering* 20(3-4), 185-202.
 59. Schäffer, H. A., Madsen, P. A., and Deigaard, R. (1993) A Boussinesq model for waves breaking in shallow water, *Coastal Engineering* 20 (3-4), 185-202.
 60. Shigematsu, T., Liu, P. L.-F., and Oda, K. (2004) Numerical modeling of the initial stages of dam-break waves, *Journal of Hydraulic Research* 42(2), 183-195.
 61. Soares-Fraza, S. and Zech, Y. (2002) Undular bores and secondary waves -Experiments and hybrid

- finite-volume modelling, *Journal of Hydraulic Research* 40(1), 33-43.
62. Tanino, Y. and Nepf, H. M. (2008) Laboratory Investigation of Mean Drag in a Random Array of Rigid, Emergent Cylinders, *Journal of Hydraulic Engineering* 134(1), 34-41.
63. Teh, S. Y., Koh, H. L., Liu, P. L., Md.Ismail, A. I. and Lee, H. L. (2009) Analytical and numerical simulation of tsunami mitigation by mangroves in Penang, Malaysia, *Journal of Asian Earth Sciences* 36, 38-46.
64. Tisser, M., Bonneton, P., Marche, F., Chazel, F., and Lannes, D. (2012) A new approach to handle wave breaking in fully non-linear Boussinesq models, *Coastal Engineering* 67: 54-66.
65. Toro, E. F. (2001) *Shock-Capturing Methods for Free-Surface Shallow Flows*, Wiley.
66. Tsuji, Y., Yanuma, T, Murata, I., and Fujisawa, C. (1991) Tsunami ascending in rivers as an undular bore, *Natural Hazards* 4, 257-266.
67. Uchida, T. (2018) An Enhanced Depth-integrated Model for Flows over a Negative Step with Hydraulic Jump, *RiverFlow 2018 - Ninth international conference on fluvial hydraulics conference* 40.
68. Uchida, T., Ato, T., Kobayashi, D., Maghrebi, M. F. and Kawahara, Y. (2022) Hydrodynamic forces on emergent cylinders in non-uniform flow, *Environmental Fluid Mechanics* 22, 1355-1379.
69. Uchida, T., Fukuoka, S., Papanicolaou, A. N., and Tsakiris, A. G. (2016) Nonhydrostatic Quasi-3D Model Coupled with the Dynamic Rough Wall Law for Simulating Flow over a Rough Bed with Submerged Boulders, *Journal of Hydraulic Engineering* 142(11), 04016054.
70. Uchida, T., and Fukuoka, S. (2019) Quasi-3D two-phase model for dam-break flow over movable bed based on a non-hydrostatic depth-integrated model with a dynamic rough wall law, *Advances in Water Resources* 129: 311-327.
71. Wang, B., Zhang, J., Chen, Y., Peng, Y., Liu, X., and Liu, W. (2019) Comparison of measured dam-break flood waves in triangular and rectangular channels, *Journal of Hydrology* 575, 690-703.
72. Wang, J. S., Ni, H. G., and He, Y. S. (2000) Finite-Difference TVD Scheme for Computation of Dam-Break Problems, *Journal of Hydraulic Engineering* 126(4), 253-262.
73. Wilcox, D. C. (2006): *Turbulence Modeling for CFD*, 3rd edition, DCW Industries, Inc., La Canada CA.
74. Yang, J. Y., Hsu, C. A., and Chang, S. H. (1993) Computations of free surface flows: Part 1: One-dimensional dam-break flow, *Journal of Hydraulic Research* 31(1), 19-34.
75. Yang, S., Yang, W., Qin, S., Li, Q., and Yang, B. (2018) Numerical study on characteristics of dam-break wave, *Ocean Engineering* 159(1), 358-371.
76. Yang, S., Yang, W., Qin, S., and Li, Q. (2019) Comparative study on calculation methods of dam-break wave, *Journal of Hydraulic Research* 57(5), 702-714.
77. Yu-chan, B., Dong, X., and Dong-giang, L. (2007) Numerical Simulation of Two-Dimensional Dam-

- Break Flows in Curved Channels, *Journal of Hydrodynamics*, Ser. B 19(6), 726-735.
78. Zhou, J. G., Causon, D. M., Mingham, C. G., and Ingram, D. M. (2004) Numerical Prediction of Dam-Break Flows in General Geometries with Complex Bed Topography, *Journal of Hydraulic Engineering* 130(4), 332-340.
 79. Zoppou, C., and Roberts, S. (2000) Numerical solution of the two-dimensional unsteady dam break, *Applied Mathematical Modelling* 24(7), 457-475.
 80. 青山恭尚, 三戸部佑太, 小森大輔, 田中仁 (2017) 河川遡上津波の数値計算の精度検証と特性把握, *水文・水資源学会誌*, Vol. 30, 1号, 32-42.
 81. 赤穂良輔, 石川忠晴, (2012) 平成 23 年東北地方太平洋沖地震津波における利根川下流の津波遡上再現計算, 68 巻, 4 号, I_1543-I_1548.
 82. 阿部孝章, 吉川泰弘, 安田浩保, 平井康幸 (2012) 2011 年東北地方太平洋沖地震に伴い発生した津波の北海道内における河川遡上, *土木学会論文集 B1(水工学)*, 68 巻, 4 号, I_1525-I_1530.
 83. 今井健太郎, 松富英夫 (2006) 沿岸植生域を氾濫する津波の水理, *土木学会論文集 B*, 62 巻, 3 号, 258-269.
 84. 内田龍彦, 福岡捷二, 渡邊明英 (2004) 床止め工下流部の局所洗掘の数値モデルの開発, *土木学会論文集*, No. 768, 45-54.
 85. 折敷秀雄, 千葉周二, 岩瀬浩之, 藤間功司, 松井幸一 (2008) 米代川における 1983 年日本海中部地震津波の再現計算と解析上の課題, *海岸工学論文集*, 55 巻, 241-245.
 86. 梶川勇樹, 道上正規, 松原雄平, 檜谷治, 中本英利 (2003) : 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*, Vol.43, 823-828.
 87. 梶川勇樹, 道上正規, 檜谷治, 中村真郷 (2005) : 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*, Vol.49, 775-780.
 88. 梶川勇樹, 檜谷治 (2016) 堰下流部の潜り噴流流れの再現性に関する鉛直 2 次元モデル及び 3 次元モデルの比較, *土木学会論文集 B1(水工学)*, Vol. 72, No. 4, I_553-I_558.
 89. 梶島岳夫 (2014), *乱流の数値シミュレーション*, 養賢堂.
 90. 茅根康佑, 盧敏, 田中仁, NGUYEN Xuan Tinh (2011) 津波の河川遡上に対する河口地形・潮位変動の影響に関する検討, *土木学会論文集 B2(海岸工学)*, 67 巻, 2 号, I_246-I_250.
 91. 茅根康佑, 盧敏, 田中仁, 梅田信, 真野明, 佐々木幹夫, 川越清樹, 土屋十圀, 三戸部佑太 (2014) 東北三県における津波の河川遡上特性, *土木学会論文集 B1(水工学)*, 70 巻, 4 号, I_1165-I_1170.
 92. 国土交通省 (2011), *河川津波対策について*, 2011.
https://www.mlit.go.jp/river/shishin_guideline/kasen/pdf/kasen_tsunami_taisaku_h230902.pdf
 93. 後藤浩, 安田陽一, 大津岩夫 (1999) 波状跳水の形成条件に対するレイノルズ数・アスペク

- ト比の影響について, 水工学論文集, Vol. 43, 299-304.
94. 後藤浩, 安田陽一, 大津岩夫 (2004) 波状跳水の流況特性に対する水路勾配の影響, 応用力学論文集, Vol. 7, 953-960.
 95. 小林大祐, 内田龍彦, 河原能久 (2019) 蛇行水路における段波の伝播特性に関する実験的研究, 河川技術論文集, 25 巻, 249-254.
 96. 佐藤之信, 吉江祐人, 中山恵介, 柿沼太郎, 駒井克昭 (2013) 河川津波の進行・発達と河道内における変形に関する解析, 土木学会論文集 B2(海岸工学), 69 巻, 2 号, I_161-I_165.
 97. 首藤伸夫 (1985) 防潮林の津波に対する効果と限界, 海岸工学講演会論文集, 32 巻, 465-469.
 98. 重枝未玲, 秋山壽一郎, 金屋諒 (2020) 樹木群を有する複断面直線水路での観測水面形による流量・流速・低水路粗度係数の推定, 水工学論文集, Vol. 76, 2 号 I_1075-I_1080.
 99. 鈴木幸一, 道上正規, 川津幸治 (1982) 床止め直下流部の流れと局所洗堀について, 第 26 回水理講演会論文集, 75-80.
 100. 高橋正行, 内田健太, 大津岩夫 (2018) 跳水の流況と空気混入特性に対するレイノルズ数の影響, 土木学会論文集 B1(水工学), Vol. 74, 4 号, I_625-I_630.
 101. 田中規夫, 八木澤順治, 安田智史 (2011) 東日本大震災における津波の河川遡上と越流による被害, 埼玉大学工学部紀要, 第 44 号, 21-24.
 102. 田中規夫, 八木澤順治, 佐藤誠幸, 細萱陽 (2012) 東日本大震災における津波の河川遡上による堤防越流と被害状況の把握, 河川技術論文集, 18 巻, 357-362.
 103. 田端幸輔, 後藤岳久, 竹村吉晴, 酒匂一樹, 福岡捷二 (2021) 令和 2 年 7 月球磨川豪雨における洪水流と氾濫流の一体解析による人吉市街地と狭隘区間の集落の被害分析, 河川技術論文集, Vol.27, 597-602.
 104. 土木学会 (2019), 水理公式集 2018 年度版.
 105. 富山遼, 内田龍彦, 井上卓也, 鳩野美佐子, 小林大祐, 永井秀和, 松尾大地 (2022) 中小河川における横断構造物下流の河岸侵食危険度の検討～令和 3 年 7 月洪水(沼田川水系仏通寺川)を対象として～, 河川技術論文集, 第 28 巻, 127-132.
 106. 中山恵介, 清水健司, 柿沼太郎, 辻英一 (2016) ソリトン波群の共鳴を対象とした強非線形強分散波動方程式による解析, 土木学会論文集 B2(海岸工学), 72 巻, 2 号, p. I_2-I_12.
 107. 原田賢治, 今村文彦 (2003) 防潮林による津波減衰効果の評価と被災のための利用の可能性, 海岸工学論文集, Vol. 50, 341-345.
 108. 福岡捷二, 藤田光一, 新井田浩 (1992) 樹木群を有する河道の洪水位予測, 土木学会論文集, 447 号.
 109. 本間仁, 安芸皎一 (1973) 物部水理学, 岩波書店.
 110. 前野詩朗, 渡辺敏, 藤塚佳晃 (2005) 簡易に得られる植物特性値を考慮した水理解析モデルの

- 精度向上の提案, 土木学会論文集, 803号, 91-104.
111. 松井大生, 内田龍彦, 中村賢人, 服部敦, 福岡捷二 (2015) 非静水圧準三次元解析法による北上川の津波河川遡上・氾濫流の一体解析, 土木学会論文集 B2(海岸工学), 71 巻, 2 号, I_181-I_186.
 112. 村嶋陽一, 越村俊一, 岡秀行, 村田泰洋, 鈴木崇之, 今村文彦 (2010) 非線形分散理論モデルによる十勝川津波遡上の再現計算と空間分解能の検討, 土木学会論文集 B2(海岸工学), 66 巻, 1 号, 206-210.
 113. 村嶋陽一, 越村俊一, 岡秀行, 村田泰洋, 藤間功司, 杉野英治, 岩渕洋子 (2012) 非線形分散波理論モデルによる東北地方太平洋沖地震津波のソリトン分裂の再現, 土木学会論文集 B2(海岸工学), 68 巻, 2 号, I_206-I_210.
 114. 室田明, 岩田好一郎 (1968) 段波の変形に関する研究, 土木学会論文集, 160 号, pp.49-58.
 115. 八尾航洋 (2017): 急拡部を有する段落ち部の跳水に関する研究, 平成 29 年度広島大学卒業論文.
 116. 八木郁哉, 内田龍彦, 河原能久 (2020) 大規模洪水時における河岸侵食箇所の三次元流況と乱れエネルギー分布の数値解析, 土木学会論文集 B1(水工学), Vol.76, No.1, 404-413.
 117. 安田陽一, 富田麻理子 (2015) 矩形断面水平水路における潜り跳水の水理特性, 土木学会論文集 B1 (水工学), 71 巻, 4 号, I_535-I_540.
 118. 八幡拓馬 (2018) 急拡段落ち部背後の種々の跳水形態の研究, 平成 30 年度広島大学卒業論文.
 119. 渡辺明英, 福岡捷二, Mutasingwa, A.G., 太田勝 (2002) 複断面蛇行河道におけるハイドログラフの変形と河道内貯留の非定常 2 次元解析, 水工学論文集, 46 巻, 427-432.

関連論文

- 1) 小林大祐, 内田龍彦, 太田一行: 蛇行水路における波状段波の増幅特性, 土木学会論文集 B1(水工学), Vol. 78(2), p. I_1183-I_1188, 2021.
- 2) 小林大祐, 内田龍彦: 段落ち下流湾曲部における流れの実験と数値解析, 土木学会論文集 B1(水工学), Vol. 78(2), I_193-I_198, 2022.
- 3) Kobayashi, D. and Uchida, T.: Experimental and numerical investigation of breaking bores in straight and meandering channels with different Froude numbers, Coastal Engineering Journal, Vol. 63, Issue 3, pp. 441-457, 2022.

謝辞

2017年4月に広島大学社会基盤環境工学プログラム水工学研究室に配属されてから、6年間にわたり多くの方々に支えられ、博士論文を執筆することができました。

本研究を進めるにあたり、これまで熱心にご指導下さった准教授 内田龍彦先生に大変感謝しております。先生には、研究に対する姿勢や「論理的に物事を考える」ということを教えて頂きました。博士課程在学中は、なかなか研究がうまく進まず苦しい期間がありましたが、その都度熱心にご指導頂き、博士論文をまとめることができました。現状、研究能力という点では先生に到底及びませんが、教えて頂いたことを胸に、これからさらに研究に熱心に取り組むことで、先生に認めて頂けるような研究者になります。本当にお世話になりました。ありがとうございました。

井上卓也准教授には、研究内容に関する視点や発表方法について貴重な助言を賜りました。公聴会では、聞き手が理解しやすく論点が明確な発表になるよう心がけることができました。ありがとうございました。

鳩野美佐子助教授には、特に研究目的や研究背景についての的確なご指摘を賜り、自分の研究の切り込み方を考えるきっかけとなりました。ありがとうございました。

副査である大橋晶良教授、陸田秀実教授、日比野忠史准教授には、博士論文の審査にあたり、本質的で的確なご指摘や助言を賜りました。ありがとうございました。

電力中央研究所の太田一行主任研究員には、博士課程1年次にインターンシップで研究所に伺って以来、主に数値計算に関して多くの助言を賜りました。ありがとうございました。今後とも宜しくお願い致します。

秘書の水沼千佳子様には、研究が思うように進まず苦しいときに相談に乗って頂き、温かい言葉を頂戴しました。長い研究生活の中での心の安らぎとなりました。ありがとうございました。

最後に、両親には博士課程に進学後も、温かい目で見守って頂きありがとうございました。また、多くのご心配をおかけしました。まだスタートラインに立ったばかりですが、これからも一生懸命研究に励みます。

関わって下さった全ての皆様に感謝致します。ありがとうございました。

2023/03/23 小林大祐