

集中豪雨等による洪水発生形態の変化が河床抵抗及び治水安全度にもたらす影響と対策に関する研究

研究予算：運営費交付金（一般勘定）

研究期間：平 23～平 27

担当チーム：寒地河川チーム

研究担当者：船木淳悟、川村里実、永多朋紀

【要旨】

出水時における河床形態の変遷は、河道内の流れに対する形状抵抗を大きく変動させ、水位の変動に大きな影響を与える。そのため、河床形態の変遷を把握することは河川防災上の観点から非常に重要である。特に近年、ゲリラ的集中豪雨により大規模な洪水災害が頻発しており、様々な流出パターンに応じた河床形態の変遷およびそれに伴う形状抵抗の変動を把握することが重要な課題となる。出水時には小規模河床形態と呼ばれる河床波が発生し、河床抵抗が大きく変動することが知られているが、出水時におけるこのような河床形態の変遷を定量的に予測するためには、小規模河床形態を再現する数値解析河床変動モデルが必要不可欠である。本研究では、鉛直二次元流れにおける河床変動数値モデルを構築してきた。本年度は、様々な流出パターンに応じた河床形態の変遷を予測するためには、非定常流量下における小規模河床形態の変遷過程の予測が重要であるとの観点から、流量変化に応じた河床形態の応答に関する再現計算を行い、本モデルの適用に関して検証を実施した。

キーワード：小規模河床形態、鉛直二次元流れ、河床変動、数値計算、流砂量モデル

1. はじめに

出水時に発生する小規模河床形態は、河道内の流れに対する形状抵抗の支配的要因となり、水位の上昇に大きな影響を与える。そのため、河床形態の変遷を把握することは河川防災上の観点から非常に重要である。特に近年、ゲリラ的集中豪雨により大規模な洪水災害が頻発しており、様々な流出パターンに応じた河床形態の変遷およびそれに伴う形状抵抗の変動を把握することが重要な課題となる。このような出水時における河床形態と形状抵抗の変動を定量的に予測するためには、河床波のような小規模河床形態を再現できる河床変動数値計算モデルの構築が必要不可欠である。特に、様々な流出パターンに応じた河床形態の変遷を予測するためには、非定常流量下における小規模河床形態の変遷過程の予測が重要となる。本研究では、これまで構築してきた自由水面下での流下方向および鉛直方向の二次元流れにおける河床変動数値計算モデルによって、流量変化に応じた河床形態の応答に関する再現計算を行い、本モデルの適用に関して検証を実施した。

デューンの波長は水深の 5-7 倍である¹⁾とされ、流量変化に応じて波長も増減することが知られている。非定常流量下におけるデューン形状の応答に関しては、従来多くの実験が行われており、流量変化

に対して形状の変化に遅れが生じる現象が報告されている。これは、河床形態が流量や流砂量の変化との相互作用によって変化する際に時間を要するためであると説明されている^{3),4)}。中川・辻本^{2),3)}や Martin and Jerolmack⁴⁾は非定常流量下での実験を実施し、流量変化に対して遅れて応答する形状の変化過程の予測を試みている。また、Nelson ら⁵⁾は非定常流量下で実験を実施するとともに、後述するように数値計算との比較を行っている。

デューン形状を再現する河床変動数値計算モデルがいくつか提案されている^{6),7),8),9)}。Giri and Shimizu⁷⁾や山口ら¹⁰⁾は、非線形 $k-\epsilon$ 乱流モデル¹¹⁾を用いた鉛直二次元流モデルに中川・辻本¹³⁾の非平衡流砂モデルを適用した河床変動計算によりデューン形状を再現している。彼らは、土粒子の pick-up から deposit までの距離を step length として設定し、この値に応じて再現されるデューンの波長が変化することを明らかにしている。山口ら¹²⁾は、上述の計算において step length を中川・辻本¹³⁾の定義通りに移動から停止までの距離として適用すると河床形状の発達を再現できず、step length の代わりに一跳躍スケール (saltation length) を適用することともに pick-up rate を簡便な手法ではあるが算定しなすことを提案しており、このモデルによってデューン形状を再現でき

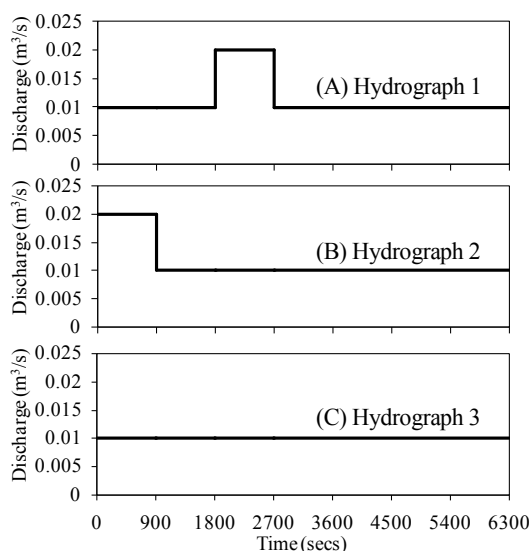


図-1 Nelson ら⁵⁾の実験の流量条件

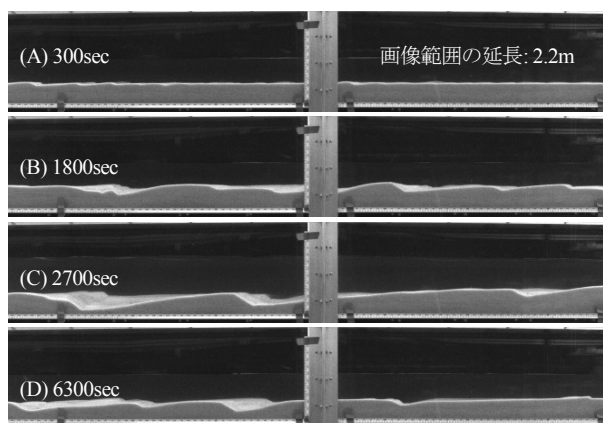


図-2 Hydrograph 1 (図-1(A)) 条件下での河床⁵⁾

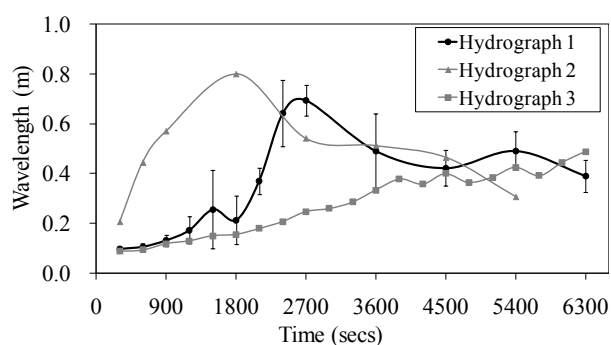


図-3 実験で観測された波長の時間変化⁵⁾

だけでなくデューン上の流砂量も適切に評価できることを示している。また、山口ら¹⁰⁾やNiemannら⁸⁾は平衡流砂モデルを適用した河床変動計算を行っている。山口ら¹²⁾は、pick-up/deposit 型の非平衡流砂モデルと平衡流砂モデルによる再現結果を比較し、

デューンの発達に重要とされている非平衡性の影響を明らかにすることを試みている。しかし、彼らのこれまでの計算例はフルード数の小さい条件下だけであり、その範囲では、河床形態の発達過程の河床変動特性が異なるものの、両モデルによる平衡形状（とくに波長）に大きな違いは現れていない¹²⁾。

非定常流量下のデューン形状の変化に関する河床変動計算もいくつか実施されている^{14),15),16)}。しかし、音田・細田¹⁴⁾は河床勾配を変化させており、流量変化による形状変化を対象としていない。また、彼らは1次元流に鉛直方向流速分布をモデル化し、河床剪断力の位相差を仮定しており、厳密に鉛直方向流速分布を解いていない。Shimizu ら¹⁵⁾は鉛直2次元流モデルを用いて流量変化時の形状変化を計算しているが、実験結果との比較等をしていない。さらに、音田・細田¹⁴⁾や Shimizu ら¹⁵⁾は、pick-up/deposit 型の非平衡流砂モデルを用い、掃流力に応じた step length の変化を仮定することで流量に応じた波長の変化を再現している。しかし、流砂量が step length と pick-up rate の積で表されることから、step length を独立的に変動させると、同時に計算上の流砂量が恣意的に変動してしまう。このため、彼らの計算では、形状の変化が step length の変動によるものか、流砂量の恣意的な変動によるものか明らかでない。本来流砂量は掃流力に応じて変動するため、流砂量および pick-up rate と step length (deposit までの移動距離) は応答しながら変動する。この点を改良したのが前述の山口ら¹²⁾のモデルであるが、彼らは非定常流量下の計算を実施していない。また、非定常流量下で波長を変化させる因子として流速、水深や流砂量などの変動も考えられ、波長変化に対する土粒子の移動距離に起因する非平衡性の重要性は明確ではない。

本研究では、従来の実験で観測された非定常流量下におけるデューン形状の変化過程を河床変動数値モデルで再現する。流量変化時の形状変化に対する非平衡性の影響を明らかにするために、デューン形状の応答について非平衡流砂モデルと平衡流砂モデルによる再現結果を比較する。

2. 流量変化に対するデューン形状の応答に関する実験の概要⁵⁾

本研究では、非定常流量下で行われた Nelson ら⁵⁾の実験を再現計算の対象とした。その実験概要および実験結果は次のとおりである。延長 6m 程度の観

測可能区間を有する幅 0.25m の水路において図-1 に示すハイドログラフの条件下で実験が実施された。いずれの実験も河床勾配は 0.002 に設定され、河床には平均粒径 0.6mm のほぼ均一な粒径の砂材が用いられた。

Hydrograph 1 (図-1 (A)) では、低流量から通水を開始し、1800s 後に流量を増大させ、2700s 後に再び初期の流量に減少させて計 6300s 通水している。図-2 に各時刻における河床を示す。通水開始からしばらくして波長 0.1m の河床波が確認され (A)、1800s までに波高は約 0.02m、波長は約 0.2-0.25m に成長し (B)、流量増加後には波高は約 0.04m、波長は約 0.7m まで急激に増大し (C)、2700s に流量を減少させた後は波高が急速に減少したのに対して波長は徐々に短くなった (D) とされる。Hydrograph 1 における波長の時間変化を図-3 中の黒実線で示す。流量増加後に比較的急速に波長が成長しているのに対して、流量減少後の波長の変化が緩やかであることがわかる。このような波長の変動特性は中川・辻本²⁾の実験でも報告されている。Nelson ら⁵⁾は河床上の土粒子の跳躍距離にも着目し (跳躍距離を明確にすることは彼らの論文の目的から外れるとしながらも)、跳躍距離が流量増加に伴って全体的に増大することと、河床形状の発達に伴ってトラフ付近ではより短く、クレスト付近ではより長くなることを実験中に観測している。また、Nelson ら⁵⁾は跳躍距離を一定値として Giri and Shimizu⁷⁾のモデルで再現したところ、流量増加に伴う波長の変化が過小評価され、流量減少後の波長の変化が現れないことから、観測したような跳躍距離の流量に応じた変化や空間的な分布が波長の変化に重要なのではないかとしている。彼らは、Hydrograph 2, 3 (図-1 (B, C)) の条件下でも実験を実施し (波長の時間変化は図-3 中にそれぞれ示す)、いずれの条件下でも最終的 (6300s 後) には同程度の波長となっている。

3. 再現計算

3. 1 計算モデルの概要

本研究では、次のような鉛直二次元流れ河床変動計算モデルを適用する。Giri and Shimizu⁷⁾、Shimizu ら¹⁵⁾ や山口ら¹⁰⁾と同様の流下方向と鉛直方向の二次元流モデルを用い、河床変動には山口ら¹²⁾と同様に土粒子の跳躍に起因した遅れ距離を反映した非平衡流砂モデルまたは平衡流砂量式に河床勾配の影響を加味した流砂モデルを適用する。

3.1.1 非平衡流砂モデル

河床および流砂が平衡な状態であれば、流砂量は次式で表される。

$$q_b = p_s L_s \quad (1)$$

ここで、 q_b は平衡流砂量、 p_s は pick-up rate、 L_s は pick-up された土粒子の移動距離を表しており、非平衡性の特徴付けるパラメータである。

中川・辻本¹³⁾は、 L_s として粒子の移動開始から停止までの距離 (step length) を定義し、これに対応する pick-up rate を求めることによって非平衡流砂量モデルを構築している。しかし、step length の定義のとおり L_s を設定すると河床形状の発達が発現せず、Nelson ら⁵⁾や山口ら¹²⁾は L_s に跳躍距離を適用している。山口ら¹²⁾は、Sklar and Dietrich¹⁷⁾が提案した次式を適用し、定常流量下における河床形状の発達過程でも空間的な跳躍距離の分布が重要であることを示しており、Nelson ら⁵⁾が実験結果より示唆した点と一致する。

$$L_s^* = 8.0(\tau_* / \tau_{*c} - 1)^{0.88} \quad (2)$$

ここで、 L_s^* は無次元跳躍距離 ($= L_s / d_s$ 、ここで d_s は粒径)、 τ_* は無次元河床せん断力、 τ_{*c} は無次元限界掃流力である。本研究でも流量変化に応じた跳躍距離の変化を算定するために上式を適用する。この式が発達した河床形状において空間的に適用可能かどうかについては未だ課題ではあるが、上述のように跳躍距離の空間分布が重要であることから、本研究では空間的な分布に対しても上式を適用する。また、Sklar and Dietrich¹⁷⁾は $\tau_{*c} = 0.03$ として実験データを整理しており、異なる限界掃流力が適用可能かどうかについて不確定ではあるが、本研究では岩垣¹⁸⁾の式より算出した限界掃流力を適用することとした。

非平衡性を表す土粒子の移動距離に跳躍距離を適用するにあたり、pick-up rate は山口ら¹²⁾に従って式(1)より算出する ($p_s = q_b / L_s$)。平衡流砂量には次式で表される Meyer-Peter and Müller¹⁹⁾型の流砂量式を用いる。

$$q_b / \sqrt{gRd_s^3} = q_b^* = \alpha(\tau_* - \tau_{*c})^{1.5} \quad (3)$$

ここで、 R は砂の水中比重である。Meyer-Peter and Müller¹⁹⁾は $\alpha = 8$ 、Fernandez Luque and Van Beek²⁰⁾の実験では $\alpha = 5.7$ を示し²¹⁾、Wong and Parker²²⁾は $\alpha = 4$ であるとしている。本研究では、 $\alpha = 5.7$ とした。

非平衡流砂モデルを用いた河床変動計算では、河床高さの時間変化は次式で表される。

$$(1 - \lambda_p) \partial \eta / \partial t = -(p_s - p_d) \quad (4)$$

ここで、 λ_p は空隙率、 η は河床高さ、 p_d は deposit rate であり、次式で表される。

$$p_d = \int_0^{\infty} p_e(x-s) f_s(s) ds \quad (5)$$

ここで、 s は pick-up 地点からの距離、 $f_s(s)$ は次式で表される確率密度関数である¹³⁾。

$$f_s(s) = 1/L_s \exp(-s/L_s) \quad (6)$$

3.1.2 河床勾配の影響が加味された平衡流砂モデル

平衡流砂モデルを用いた河床変動計算では、河床高さの時間変化は次式で表される。

$$(1 - \lambda_p) \partial \eta / \partial t = -\partial q_b / \partial x \quad (7)$$

ここで流砂量には式(3)を適用する。ただし、平衡流砂モデルを用いる場合は局所勾配の影響を考慮する必要があるため^{23),8),10)}、Fredsoe²³⁾に従って限界掃流力を次式で表す。

$$\tau_{*c} = \tau_{*co} + 0.1 \partial \eta / \partial x \quad (8)$$

ここで、 τ_{*co} は平坦床上の限界掃流力である。右辺第2項の河床勾配を含む項は、重力の影響による斜面上の流砂量の増減を表す。これによって掃流力と流砂量の間一種の非平衡が現れる。しかし、勾配を考慮しても、その場所の掃流力と勾配に応じた平衡流砂量が実現していると仮定したモデルであり、ある場所の流砂量がその場所だけの物理量(掃流力と勾配)によって一意的に決定するという点で、上流側での pick-up rate とその移動距離によって流砂量が決定されるような前出の非平衡流砂モデルとは本質的に異なる。本研究では、表記簡略の観点からも勾配を考慮した平衡流砂モデル式(7)を単に平衡流砂モデルと呼ぶこととする。

式(4)と(7)は平坦床上であれば数学的に一致する^{12),13)}。また、非平衡流砂モデルと平衡流砂モデルともに流砂量を同一の式(3)で表しているため、流量変化に応じた流砂量の変化が両モデルで対等に評価される。つまり、流量および流砂量の変化を対等に反映させた両モデルによる再現結果に違いが生じるとしたら、その差異は河床形状の発達に伴って生じる非平衡性に起因するものと評価できる。

3.2 計算条件

Hydrograph 1 (図-1(A)) の実験ケースについて再現計算を実施した。計算上は 1760s-1840s にかけて流量を増加(1800s の流量増加に対応)させ、2640s-2740s にかけて流量を減少(2700s 時の流量減少に対応)させた。計算水路長は 8.4m とし、上下流端にはそれぞれ平坦な固定床区間を 0.2m 設け、固定床と移動床の接続部にはそれぞれ勾配 1/3 の

固定床スロープを設置した。固定床上でも掃流力に見合った pick-up rate と跳躍距離が生じるとした。計算を安定させるために、本研究では流れは周期境界条件を用いている。流下方向の格子間隔は 0.002m とし、水深方向の格子間隔は底面付近および水面近傍で指数的に小さくし、底面と水面近傍の最小格子間隔は水深の 1% とした。以上の計算条件下で非平衡流砂モデルと平衡流砂モデルによる再現計算を実施した。

3.3 再現計算結果

図-4および図-5にそれぞれ非平衡流砂モデルおよび平衡流砂モデルによる再現河床を示す。上流から 4-8m 区間を図-2に対応する時刻毎に示している。非平衡流砂モデルによる再現河床(図-4)を見ると、300s ではまだ波高や波長が明確ではないものの 0.2-0.4m の波長がみられ、1660s には波高約 0.02m、波長約 0.2-0.6m の形状が確認できる。流量増加後 2660s では波高は約 0.03m、波長は約 0.3-1.2m と増大し、流量減少後 6300s までに波高は約 0.02m、波長は約 0.2-0.8m に減少している。一方、平衡流砂モデルによる再現河床(図-5)を見ると、300s で既に波高約 0.005m、波長約 0.1m の波が発生しており、1660s には波高約 0.01m、波長約 0.1-0.6m の形状が確認できる。流量増加後 2660s では波高約 0.02m、波長約 0.1-0.8m と一部の波の波長が増大するが、波長 0.1-0.2m の短い波も存在している。流量減少後 6300s では波高が約 0.01m、波長が最大で約 0.5m までに減少するとともに、約 0.1m の短い波長が多く確認できる。両モデルとも流量変化に伴う波高と波長の変化をある程度表しているが、平衡モデルでは波高は計算開始後急速に発達するが高くないこと(この点に関しては、山口ら¹²⁾が考察している。)と、波長 0.1m 程度の小さな波が常に存在しているという点でデューン形状の発達や変形過程に違いがみられる。

図-6に再現計算による波長の時間変化を実験結果と比較して示す。波長は、上流から 4-8m 区間で平均河床面と交わる波をカウントして平均値を算出している。図-6をみると、非平衡モデルは全体的に波長を過大に評価しており、平衡モデルの方が実験の波長を再現しているようにみえるが、平衡モデルでは流量変化に対する波長の変化がわずかであり、また、波長増加後すぐに減少し始めている。流量増加に伴う波長の増大やその後の減少過程は平衡流砂

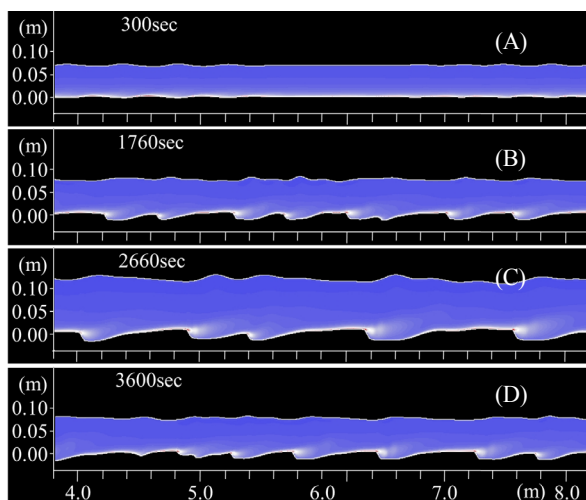


図-4 非平衡流砂モデルによる再現河床

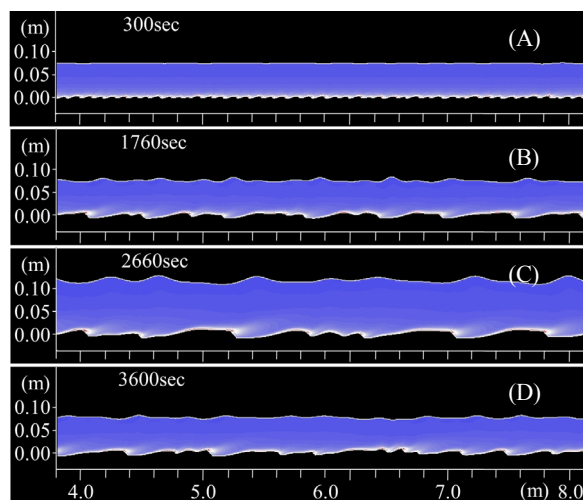


図-5 平衡流砂モデルによる再現河床

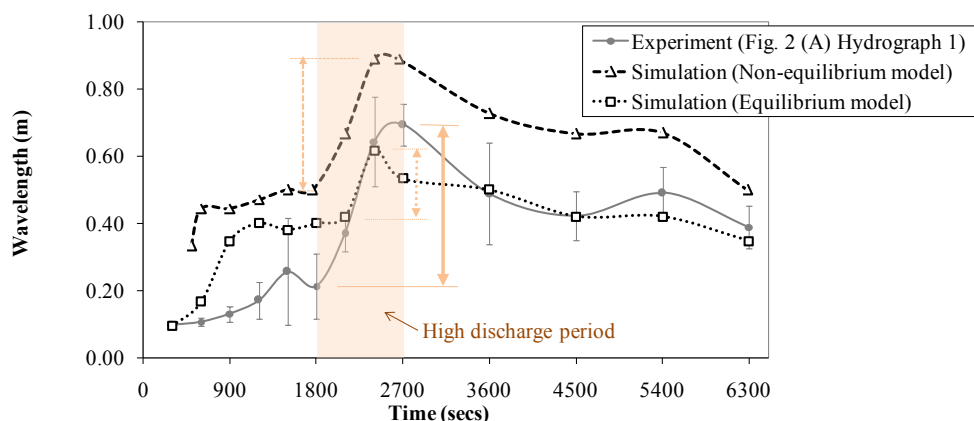


図-6 再現計算における波長の時間変化 (Nelson ら⁸⁾の実験結果との比較)

モデルでは再現できていない。非平衡モデルによる波長は全体的に実験値よりも大きな値を示しているが、流量増加に伴う波長の増大と流量減少後の波長の緩やかな減少過程という二つの点において実験とほぼ同様の特性を示しており、流量変化に対するデューン形状の応答特性が再現されている。

非平衡モデルで再現される波長が実験よりも大きくなる要因の一つとして、適用している跳躍距離の不確かさが挙げられる。Nelson ら⁵⁾は、実験初期のほぼ平坦床上で高速ビデオ撮影を実施し、その予備的な分析に基づいて、土粒子の跳躍距離が粒径の15倍程度であったとしている。その後のより詳細な分析の結果、低流量期間の平均跳躍距離は粒径の約13倍であることがわかった。これに対して、式(2)を適用した本計算では、初期の跳躍距離が粒径の23倍程度であり、観測値よりも長い跳躍距離を適用した計算となっている。このため、計算結果の波長が実験

よりも大きくなったと考えられる。本研究で適用している式(2)は掃流力と限界掃流力の値によって跳躍距離が大きく異なるため、実験における掃流力が計算値よりも小さいか、または限界掃流力が岩垣¹⁸⁾の式による算定値よりも大きかった可能性が考えられる。実験では、完全な等流状態を保つのは難しく、若干の不等流性の影響を受けている可能性もあり、より詳細な検証が今後の課題である。限界掃流力については前述のように式(2)に任意の限界掃流力が適用可能かは不確定であり、ここで詳細な検討は出来ないが、仮に初期の跳躍距離が観測値と同程度であったとして計算を試みたところ、初期の波長が10cm程度となり、実験の波長を精度良く再現することを確認している。跳躍距離の算定がより確実になれば、非平衡モデルによる計算は実験値をより良好に再現することが期待できる。また、もう一つの要因として、計算では実験よりも波長が早く成長する

可能性が考えられる。Hydrograph 3 (図-1(C))の実験ケースでは、波長の変化が平衡状態に達するまでに6000s以上かかっている(図-3)のに対して、計算ではいずれのモデルにおいても900s程度で平衡となっている(図-6)。Hydrograph 2 (図-1(B))の実験ケースでも、初期の流量を減少させた後に遅れて波長のピークが現れており(図-3)、平坦床からの発達過程で波長の選択に時間を要することがわかる。

4. 考察

4.1 掃流力の大きい条件下での非平衡性の影響

平衡流砂モデルでは流量増加に伴う波長の増大を過小評価するという結果を考察するために、フルード数の大きいアンチデューンの発生条件下(フルード数=1.3、河床勾配=1/125、 $d_s=1.4\text{mm}$)で数値実験を実施した。その結果を図-7に示す。式(2)より算出した跳躍距離(平均で粒径の45倍程度)を適用した非平衡モデルでは平坦床が維持され(A)、跳躍距離をその1.5倍にすると上流へ移動するアンチデューンが現れる(B)。これに対して、平衡流砂モデルでは流下する小さい波が発生し、時間が経過しても統合することなく、平坦床もアンチデューンも現れない(C)。

跳躍によって移動中の土粒子は、流砂量自体には寄与しても、流れや河床変動にはほとんど影響を与えない。ここでの非平衡流砂モデルは、土粒子が流れや河床に影響することなく跳躍距離を移動する流砂形態をモデル化したものである。特に掃流力が大きく跳躍距離が長くなる条件下では、このような機構が河床形状に与える影響が大きいと、掃流力が大きいほど非平衡モデルと平衡モデルに大きな差違が現れると考えられる。また、平衡モデルでは、式(8)の右辺第2項が式(7)における拡散項として高周波を抑制することでデューンの波長が選択されるが、この項は限界掃流力の増減に影響するだけなので、限界掃流力を大きく上回るような掃流力の条件下では波長を選択する機構として不十分だと思われる。このため、平衡モデルでは波長の増大を過小評価すると考えられる。

4.2 流量減少に伴う波長減少過程

非平衡モデルによる再現計算で流量減少時に遅れて波長が減少するのは、流量減少後もある程度長い跳躍距離がデューンクレスト部で維持されることによってデューン形状が乱されにくいためであると考

えられる。掃流力が小さい再付着点付近で発生した擾乱が流下しながらデューン形状を乱すことで波長が減少する過程が一部で見られた。しかし、この擾乱がクレストに達するまであまり波長が成長しない場合は、比較的長い跳躍距離が維持されるクレスト付近で元のデューン形状に吸収・統合されてしまう過程が多く見られ、このため波長の減少が急激には進行しない結果となっている。また、Nelsonら⁵⁾が実施した再現計算では波長が減少しないのに対して、本計算では波長の減少を再現している。これは、跳躍距離の空間分布を考慮することによって、デューン形状を乱す擾乱の発生が再現されるためと考えられる。Nelsonら⁵⁾はデューンの分裂は3次元的な現象であることを示唆している。本研究の再現計算でも明確な波長の分裂現象はみられなかった。しかし、上述のような波長の減少過程が再現され、波長の減少は必ずしも3次元的な要因だけではないことが示された。

5. まとめ

本研究では、河道内の水位に大きな影響を及ぼす河床波のような小規模河床形態(デューン)を再現する鉛直二次元流れ河床変動計算モデルを昨年度までに構築している。今年度は、この河床変動計算モデルについて非定常流量下における再現性を検討した。非平衡流砂モデルを適用した場合には、流量増加に伴う波長の増大と流量減少後の波長の緩やかな減少過程の二つの点において実験とほぼ同様の特性を再現するのに対して、平衡流砂モデルを適用した場合には流量変化に伴う波長の変化が小さく、観測された波長の変化特性を再現しない結果となった。従来、デューンの分裂(波長の減少)は3次元的な現象と考えられていたが、非平衡流砂モデルにおいて跳躍距離の空間分布を考慮するとデューン形状を乱す擾乱の発生が再現されるため鉛直二次元流河床変動計算でも波長の減少が再現されることが明らかになった。しかしながら、本研究の非平衡モデルで再現される波長は実験値より過大に評価される結果となった。跳躍距離の不確定さに要因があると考えられ、跳躍距離の算定がより現実になれば、本モデルで実験値をより良好に再現することが期待できる。今後は、実河川の実測データとの比較・検証等、実河川への適用が課題である。

参考文献

- 1) Yalin, M. S., Geometrical properties of sand waves. *J. Hydr. Dir., ASCE, Vol 90(5)*, 105-119, 1964.

- 2) 中川博次, 辻本哲: 河床波の発達性状に関する実験的考察, 京大防災研究所年報, 第19号B, pp.289-309, 1976.
- 3) 中川博次, 辻本哲: Lower Regimeにおける非定常移動床流れの抵抗の遅れ性状, 水理講演会論文集, Vol.25, pp.1-7, 1981.
- 4) Martin, R. L., and D. J. Jerolmack: Origin of hysteresis in bed form response to unsteady flows, *Water Resour. Res.*, 49, 1314–1333, 2013.
- 5) Nelson J. M., Logan B. L., Kinzel P. J., Shimizu Y., Giri S., Shreve R. L. and McLean S. R.: Bedform response to flow variability, *Earth Surf. Process. Landforms* 36, 1938–1947, 2011.
- 6) 音田慎一郎, 細田尚: 水深積分モデルによる小規模河床波の発生・発達過程と流れの抵抗則の数値解析, 水工学論文集, Vol.48, pp.973-978, 2004.
- 7) Giri S. and Shimizu Y.: Numerical computation of sand dune migration with free surface flow, *Water Resour. Res.*, Vol.42, w10422, 2006.
- 8) Niemann S., Fredsøe J. and Jacobsen N., Sand dunes in steady flow at low froude numbers: Dune height evolution and flow resistance, *J. Hydraul. Eng.*, 137(1), 5–14, 2011.
- 9) 内田龍彦, 福岡捷二: 浅水流の仮定を用いない水深積分モデルによる種々な小規模河床形態の統一的解析法の構築, 土木学会論文集B1(水工学) Vol.69, No.4, I_1135-I_1140, 2013.
- 10) 山口里実, 清水康行, 木村一郎: 河床勾配の影響が考慮された平衡流砂量式によるdune河床の再現計算, 水工学論文集, Vol.53, pp.715-720, 2009.
- 11) Kimura, I., and Hosoda, T.: A non-linear k-ε model with realizability for prediction of flows around bluff bodies, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 42, 813–837, 2013.
- 12) 山口里実, 清水康行, 木村一郎, Parker G., 井上卓也: デューンの再現計算における非平衡流砂モデルに関する検討, 土木学会論文集B1(水工学) Vol.69, No.4, I_1111-I_1116, 2013.
- 13) 中川博次, 辻本哲郎: 砂礫の運動に伴う移動床砂面の擾乱発生過程, 土木学会論文報告集, No.291, pp.53-62, 1979.
- 14) 音田慎一郎, 細田尚: 水深積分モデルによる非定常条件下での砂堆の遷移過程に関する数値シミュレーション, 土木学会水工学論文集, Vol.53, pp.721-726, 2009.
- 15) Shimizu, Y., Giri S., Yamaguchi S. and Nelson J.: Numerical simulation of dune–flat bed transition and stage-discharge relationship with hysteresis effect, *Water Resour. Res.*, 45, W04429, 2009.
- 16) Nabi M., de Vriend H. J., Mosselman E., Sloff C. J. and Shimizu Y.: Detailed simulation of morphodynamics: 3. Ripples and dunes, *Water Resour. Res.*, 49, 5930–5943, 2013.
- 17) Sklar L. S., and W. E. Dietrich: A mechanistic model for river incision into bedrock by saltating bed load, *Water Resour. Res.*, 40, W06301, 2004.
- 18) 岩垣雄一: 限界掃流力に関する基礎的研究, 土木学会論文集 第41号, pp.1-21, 1956.
- 19) Meyer-Peter E. and Müller R.: Formulas for bed load transport, Proc. 2nd Congress of IAHR, Stockholm, 1948.
- 20) Fernandez L. R. and Van B. R.: Erosion and transport of bed-load sediment, *J. Hydraul. Res.*, 14:2, 127-144, 1976.
- 21) Seminara G., Solari L. and Parker G.: Bed load at low Shields stress on arbitrarily sloping beds: failure of the Bagnold hypothesis, *Water Resour. Res.*, Vol.38, No.11, 1249, 2002.
- 22) Wong M. and Parker G., Reanalysis and Correction of Bed-Load Relation of Meyer-Peter and Müller Using Their Own Database: *J. Hydraul. Eng.*, Vol. 132, No. 11, 2006.
- 23) Fredsøe, J.: On the development of dunes in erodible channels, *J. Fluid Mech.*, Vol.64, pp.1-16, 1974.

A STUDY ON TRANSFORMATION OF FLOOD CHARACTERISTICS RAISED BY CONCENTRATED DOWNPOUR

Budgeted : Grants for operating expenses
General account

Research Period : 2011-2015

Research Team : River Engineering Research Team

Author : FUNAKI Jungo, KAWAMURA Satomi

Abstract : The change of the riverbed form during a flood has a big influence on a change of the water level as the form drag for the flow in the river channel greatly change. Therefore, understanding the bed form evolution is very important from the viewpoint of river disaster prevention. It has been known that the sand waves of small scale such as dunes occur during a flood, and the riverbed form drag is known to become greatly large. A numerical model of mobile bed evolution to reproduce the sand waves is necessary in order to predict quantitatively such the riverbed form and the form drag during a flood, especially under unsteady discharge condition. In this study, we performed numerical simulations on the change of bedform under an unsteady discharge condition using a vertical two-dimensional flow model for bedform evolutions. In order to clarify the effects of non-equilibrium sediment transport in the bedform response to the flow variability, we compared the bedform response characteristics calculated by non-equilibrium sediment transport model with that calculated by equilibrium sediment transport model. It was found that the non-equilibrium sediment transport model reproduced the increase in bedform wavelength with the increase of discharge and the gradual decrease in wavelength after the discharge decreases, which were similar characteristics observed in experiments.

Key words : Sand waves, Vertical two dimensional flow, Mobile bed evolution, Numerical simulation, Bed-load model, unsteady discharge