

スルースゲートの閉鎖に伴い発生する段波の水理実験とその数値計算

安田 浩保¹・山田 正²・後藤 智明³

¹正会員 修士 (工学) 独立行政法人北海道開発土木研究所河川研究室 (〒 062-8602 札幌市豊平区平岸 1 条 3-1-34)

²正会員 工博 中央大学教授 理工学部土木工学科

³正会員 工博 前東海大学教授 工学部土木工学科

ゲートの閉鎖に伴い発生する段波の特性を考察することを目的に水理実験とその数値計算を行った。まず、水理実験を行い、その結果からゲートの操作方法に関するパラメータを導入することでゲートを緩やかに降下させた場合に発生する段波がゲートの閉鎖後の間もない段階から波状性を伴うか否かの判定が可能であることを示した。つぎに、浅水理論式と非線形分散波理論式を基礎式とした 2 つの数値解析モデルを構築して実験値の再現計算を行った結果、非線形分散波理論式に基づく数値解析モデルはいずれの実験ケースの波形や波速も精度良く再現できることを示した。最後に、この数値解析モデルを利用して長大な水路を仮想した数値実験を行い、ゲートの操作方法の違いが伝播に伴う段波の変形過程や保存波への遷移に及ぼす影響について考察した。

Key Words : undular bore, nonlinear dispersive wave theory, coefficient of discharge, gate operation

1. はじめに

洪水制御の方法の一つに河道に設置されたゲートの開閉操作がある。しかし、このゲートの開口高を操作して急激に流量を減少させると上流へ向かう段波が発生する。その段波はゲートの操作方法の違いによって、緩やかな段波面を形成する場合と急峻な段波面を形成する場合があるが、いずれにしても長い距離を伝播するに従い波状段波に遷移していく。波状段波の波高は変形前の段波の波高に比べて大きくなるため、場合によっては河川堤防を越流して氾濫する危険性が考えられる。この他、霞ヶ浦の出口に設置された常陸川水門ではその開閉に伴い、連結する複数の水域間において連成振動が発生し、北浦の一部では漁網が流されたという被害報告がある。その原因は水門の閉鎖に伴い発生した遡上波であると推測されており¹⁾、このような問題に対しても本研究を応用することが可能であると考えられる。

本研究は、ゲートの閉鎖に伴い発生する段波の特性を考察することを目的としており、以下の手順で研究を進めた。まず、ゲートからの流出量が段波波形に大きく影響すると考えられることからゲートの流量係数 C の検証に関する水理実験を行った。そして、Henry が導いている流量係数 C の理論解²⁾と著者らの実験値を比較した。つぎに、自由落下に従いゲートを閉鎖させる急閉の実験ケースとモータの動力を利用して等速でゲートを降下させる緩閉の実験ケースを設定したゲ

ートの閉鎖に伴い発生する段波の水理実験を行い、その特性について多面的に考察をした。さらに、浅水理論式とこの式に分散性を考慮した非線形分散波理論式を基礎式とした数値解析モデルを構築して実験値の再現計算を行った。最後に、この数値解析モデルを利用し、ゲートの閉鎖方法の違いが長距離を伝播した場合の段波の変形過程や波高に及ぼす影響を調べるために長大な水路を仮想した数値実験を行った。

なお、様々な形式のゲートが存在するが、本研究の水理実験では実際の河川で最も多く利用されているスルースゲートタイプのゲートを模擬した。また、本論文では段波の諸量に関する各記号を図-1 に示すとおり定義した。

2. 段波に関する既往の研究

(1) 段波の変形理論に関する既往の研究

段波の変形を定量的に把握する研究は古く、1865 年に Bazin³⁾により始められている。彼は、段波はその進行につれて分散波列を形成し、その分散第 1 波の波高増幅率 η_{\max}/η_b は 1.5 になることを実験的に示した。

Boussinesq⁴⁾は水粒子の鉛直方向加速度を考慮した有限振幅波理論の式を与え、波形曲率の効果により波状段波が発生すると説明している。彼のこの式が現在も分散性を伴う現象を説明する基礎理論式として用いられている。

Favre⁵⁾は静水状態となっている水平床矩形水路の中

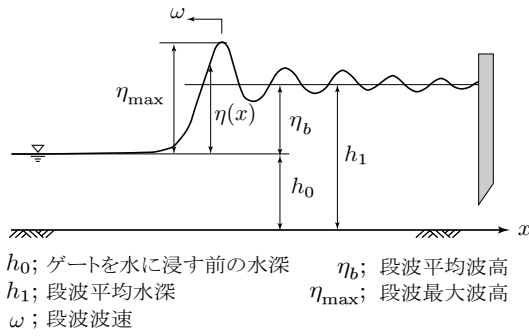


図-1 段波の諸量に関する各記号の定義

にゲートを設置して水位差を付け、そのゲートを引き抜くことで段波を発生させ、 η_b/h_0 と η_{max}/η_b の関係を整理した。その結果から η_b/h_0 が 0.28 の時に η_{max}/η_b は最大値の 2.06 になることを示した。また、段波は終局的には保存波に遷移することを認めている。

Keulegan & Patterson⁶⁾ は Bazin の実験結果の再整理を行い、 η_b/h_0 が 0.61 よりも小さい時に波状段波が形成され、それはクノイド波に漸近していき、その波速はクノイド波の波速によく一致することを示している。これらのことから、分散波は終局的にはクノイド波に遷移すると結論している。また、波状段波の発生限界は η_{max}/η_b が 1.5 以下であることを理論的に導いている。

Benjamin & Lighthill⁷⁾ はクノイド波理論を用いて、質量、運動量、エネルギーの総和が釣り合うときに段波からクノイド波が形成されることを示し、分散波が形成されるのは波先部の擾乱によるものであるとした。

Chester⁸⁾ や Johnson⁹⁾ は分散波の形成原因を Benjamin & Lighthill が波先部の擾乱と考えたのに対し、底面境界層のエネルギー散逸によるものであるとし、波状段波の発生条件を理論的に η_b/h_0 が 0.79 以下であるとした。また、Johnson⁹⁾ ¹⁰⁾ はこれらの現象を記述する数学モデルとして KdV-Burgers 方程式を示したほか、理論的に波状段波の発生限界は Froude 数が 1.6 以下であるとした。

Peregrine¹¹⁾ は鉛直方向加速度により生ずる水平方向圧力勾配が分散波を発生させると説明した。また、KdV(Korteweg-deVries) 式¹³⁾ を基礎式とした数値計算を行い、段波の変形過程の計算例を示した。さらに、KdV 式や Boussinesq 式⁴⁾ が水平床の式であるのに対し、一様斜面上における線形の分散項を有する式を導いた¹²⁾。ただし、波高水深比が大きくなる場合にはこの式は理論、数値計算のいずれの面からも適当でないことを後藤¹⁴⁾ は指摘している。

室田・岩田¹⁵⁾ は Boussinesq の波形曲率を考慮した式を基礎式とした理論解析と水理・数値実験を行い、段波の波状段波への遷移は波形曲率が伝達項として作用

しているためと結論している。しかし、この研究で示されている分散機構では非線形分散波の分散機構を十分に説明することはできない。非線形分散波の分散機構の解説は後藤¹⁶⁾ によるものが詳しい。

松富¹⁷⁾ は 1 次元水平床で段波の下流側流速が 0 の場合の波状段波の発生条件を従来の理論・実験結果の検討と新たな水理実験を行い、 η_b/h_0 が 0.61 ~ 0.64 程度以下であると結論した。

前述の通り、既往の研究は伝播に伴う段波の変形過程や、波状段波の発生条件に関して実験的なあるいは理論的な考察が行われているものの、これらの研究はゲート急開時に発生する段波に対して行われたものである。また、本研究が対象とするゲートの閉鎖に伴い発生する段波に関する知見の蓄積は少なく、既往研究により得られた知見をすぐさま本研究が対象とするような現象に適用することは得策ではないと考えられる。

(2) 段波の数値計算に関する既往の研究

段波の数値計算手法に関する研究は浅水理論式を基礎式としたものが多い。岩崎・阿部¹⁸⁾ ¹⁹⁾ ²⁰⁾ ら、岩佐・多田²¹⁾ は、その数値解析法に特性曲線法を用いた計算法を、中村・福嶋²²⁾ は数値解析法に重み付きの陰差分法で安定に計算する方法を示している。後藤・首藤²³⁾ は河川の湾曲部や湾などの複雑な地形に適した直交曲線座標系に座標変換した浅水理論式を用いる計算法を示し、湾曲部を通過する段波はその内側と外側で大きな水位差が現れることを指摘している。宮崎・史²⁴⁾ は数値解析法に有限体積法を用いて、1993 年の北海道南西沖地震時に発生した津波の河川遡上の再現計算を行っている。その他、松富²⁵⁾ は移動床の影響を考慮したダム破壊流れに関する 2 次元の汎濫計算法について示している。いずれにしても、これらのような浅水理論式を基礎式とした計算では段波の不連続面が伝播するだけで、段波の伝播に伴う波高増幅などの変形過程を得ることができない問題点があるほか、数値的なギブス振動の発生に対して何らかの対策を行う必要がある。

土屋²⁶⁾ らは Burgers 方程式の数値計算を行った際に発生する数値粘性・数値的なギブス振動を除去できる計算法を示し、それを用いて Bore front の伝播と変形に関する数値計算が可能であることを示した。ただし、この方程式では段波の伝播に伴う分散効果について考慮できないという問題点がある。

Tsuji et al.²⁷⁾ は Johnson⁹⁾ ¹⁰⁾ が示した段波波高の減衰と分散の両方を考慮している KdV-Burgers 方程式を数値的に解き、拡散項のエネルギー散逸係数と計算波形の η_{max}/η_b の関係を整理した。この研究で示された河川を遡上する津波の解析法は実用性に富む解析法の一つであると考えられる。また、彼らは波状段波では

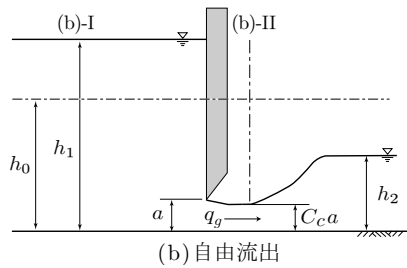
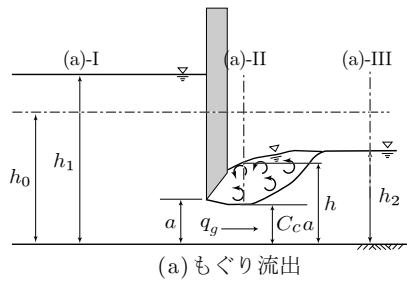


図-2 水理諸量の定義

η_{\max}/η_b が 1.5 以下になることを実験的に示している。磯部ら^{28),29)}は、自由表面が多価関数となる複雑な流れを取り扱える VOF 法と SMAC 法に基づいた数値解析モデルを示している。さらに、高橋ら³⁰⁾はこれを用いて、造波板を用いる方法とゲート急開によるダム破壊を模擬した方法の 2 つの方法で段波を発生させてこれらについて検討を行い、計算結果と水理実験を比較して妥当な結果が得られることを報告している。

前述の通り、津波の河川遡上やダム破壊問題のような水と空気が激しく混合する、いわゆる Turbulent(strong)bore を対象とした数値解析に関する研究が多く行われている。一方、本研究で取り扱うような Undular(weak)bore の特性を検討した研究例は少ないようである。このような段波は、発生時にこそ緩やかな段波面を形成しているだけであるものの、伝播に従い波高を増幅しながら波状段波に遷移していく。このため、工学上、波状段波の波高や変形過程を知ることには大変重要であるだけでなく、既往の研究で明らかにされている知見が適用できるか否かを検討する必要がある。このような視点から、本研究では、ゲートの閉鎖に伴い発生する段波の特性や波状段波の発生条件などを考察することを目的に水理実験および数値実験を行った。

3. ゲート流量係数の検証に関する水理実験

(1) 実験概要と条件

ゲートの操作に伴い発生する段波の数値解析を行う場合、ゲートからの流出量は段波波形に直接影響することから使用する支配方程式が適切であるだけでなく、

表-1 ゲートの流量係数の検証実験の条件

水理諸量	範囲	刻み間隔
Froude 数 Fr_0	0.05 ~ 0.25	0.05
水深 h_0 (m)	0.15, 0.20	0.05
ゲートの開口高 a (m)	0.01 ~ 0.13	0.01

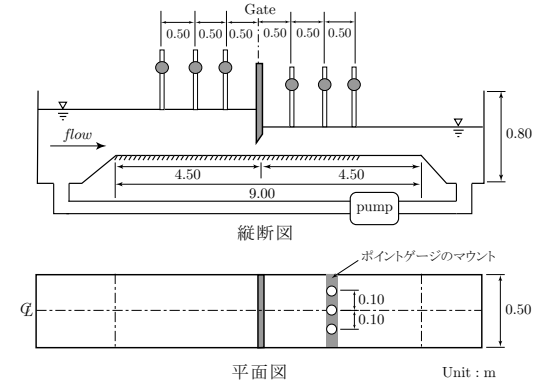


図-3 実験に利用した水槽とポイントゲージの配置図

ゲートからの流出量が精度良く評価されていることも重要である。

Henry はゲートからの流出量を、

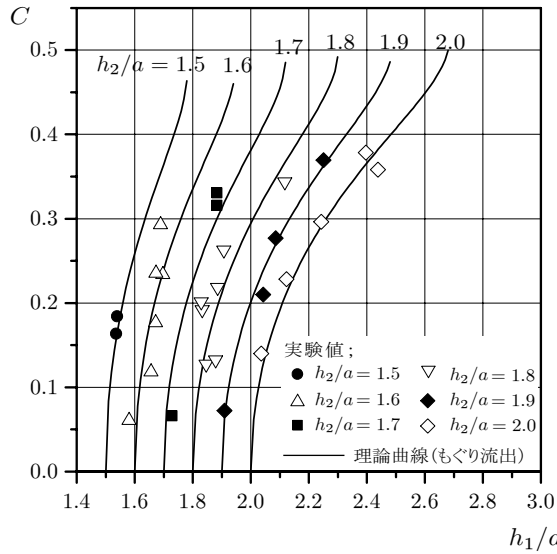
$$q_g = Ca\sqrt{2gh_1} \quad (1)$$

で与えている。ここに、 q_g はゲートからの単位幅当たりの流出量、 C は流量係数、 a はゲートの開口高さ、 h_1 はゲート上流側の水深である。式中の各記号は図-2 に示すとおり定義した。また、図中の h_0 はゲートの先端が水中に浸る前の水深を意味し、本研究ではこの水深を h_0 と定義することにした。

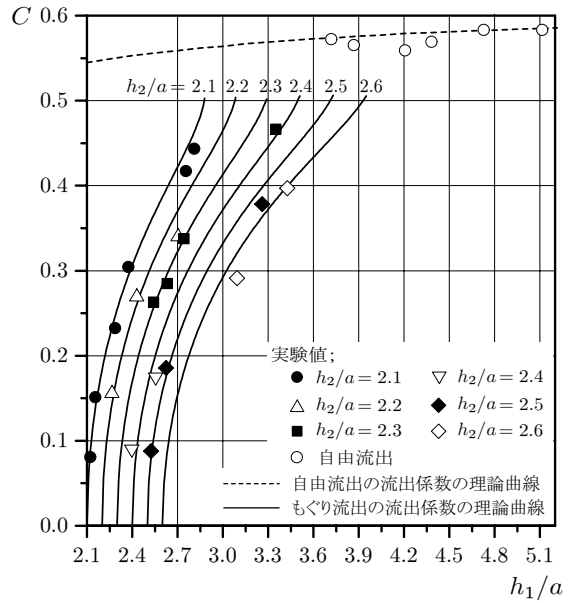
式 (1) を用いてゲートからの流出量を精度良く計算するためには、流量係数 C の特性を把握している必要がある。このための水理実験を以下のような条件と装置を用いて行った。

実験条件は表-1 に示すように、ゲートを水中に浸す前の水深 h_0 は 0.15 m, 0.20 m の 2 種類、流れの規模は Froude 数 Fr_0 で規定してその範囲を 0.05 ~ 0.25 とし 0.05 間隔で変化させるように、ゲートの水路床からの開口高さ a は 0.01 ~ 0.13 m の範囲として 0.01 m 間隔で変化させるように設定した。ここで、 Fr_0 はゲートを水中に浸す前の水深 h_0 に関する Froude 数である。

実験装置には、図-3 に示す、両側面ガラス張り、水路幅 0.50 m, 9.00 m の水平水路床部を有し、ポンプにより水流を発生させることが可能な水路を利用した。利用したゲートは、アクリル製で、幅 0.50 m, 高さ 0.40 m, 厚さ 0.02 m, 先端部を 45° にカットしたリップタイプである。実験の際にはこれを水路の水平水路床部



(a) もぐり流出 $h_1/a = 1.5 \sim 2.0$



(b) 自由流出, もぐり流出 $h_1/a = 2.1 \sim 2.6$

図-4 流量係数 C の理論値と実験値の比較

の中央部に設置した。ゲートの上流側水深 h_1 と下流側水深 h_2 の計測にはポイントゲージを用い、図-3 の上段に示すように縦断方向には 0.50 m 間隔で 3 箇所、図-3 の下段に示すように横断方向には 3 本のポイントゲージをマウントに 0.10 m 間隔で設置して計測を行った。ただし、自由流出となるケースに関しては跳水点より下流側で計測を行ったため、縦断方向の計測位置は図-3 に示した限りではない。そして、上流側、下流側でそれぞれ 9 カ所の計測値から平均値を求め、上流側水深 h_1 、下流側水深 h_2 とした。流量に関しては、水流発生用のポンプに設置されている電磁流量計を用いて計測した。

(2) 流量係数に関する Henry の理論解

Henry は、式 (1) の流量係数 C をもぐり流出と自由流出の場合に分けてそれぞれ理論解を求めている。

もぐり流出に関する流量係数 C は、まず、図-2 の断面 (a)-I (ゲート上流部) と断面 (a)-II (ゲート下流のウエイク中) で

$$h_1 + \frac{1}{2g} \left(\frac{q_g}{h_1} \right)^2 = h + \frac{1}{2g} \left(\frac{q_g}{C_c a} \right)^2 \quad (2)$$

のようにベルヌーイの定理を適用する。そして、損失の大きい断面 (a)-II (ゲート下流のウエイク中) と断面 (a)-III (ある程度水面の乱れが小さくなった断面) では、

$$\rho q^2 \left(\frac{1}{h_2} - \frac{1}{C_c a} \right) = \frac{1}{2} \rho g (h^2 - h_2^2) \quad (3)$$

のように運動量の定理が成立する。ここに、 h_2 はゲ-

ト下流側の水深、 h は縮流断面における水深、 g は重力加速度、 C_c は収縮係数である。

すなわち流量係数 C はこれら 2 式を連立して、

$$C_0^2 \left(H_1 - \frac{1}{H_1} \right)^2 + 2C_0 \left\{ 1 + 2H_1 \left(1 - \frac{1}{H_2} \right) - H_1^2 \right\} + H_1^2 - H_2^2 = 0 \quad (4)$$

のように求められる。ここに、 H_1, H_2, C_0 はそれぞれ、

$$H_1 = \frac{h_1}{C_c a} \quad (5)$$

$$H_2 = \frac{h_2}{C_c a} \quad (6)$$

$$C_0 = \left(\frac{C}{C_c} \right)^2 \quad (7)$$

である。

一方、自由流出のときの流量係数 C に関する理論解は、図-2 の断面 (b)-I (ゲート上流部) と断面 (b)-II (ゲートからの流出断面) に

$$h_1 + \frac{u_1^2}{2g} = C_c a + \frac{u^2}{2g} \quad (8)$$

のようにベルヌーイの定理を適用して、

$$C = \frac{C_c}{\sqrt{1 + \frac{C_c a}{h_1}}} \quad (9)$$

の形で得られる。ここに、 u_1 は断面 (b)-I における流速、 u は断面 (b)-II における流速である。

表-2 ゲートを緩閉する実験ケースの条件

水理諸量	設定範囲
Froude 数 Fr_0	0.05 ~ 0.30, 0.05 間隔に設定
水深 h_0	0.15, 0.20 m
ゲート降下開始位置 a_s	$h_0, h_0/2, h_0/3, h_0/4$
ゲート降下速度 V_g	0.015, 0.055, 0.095 m/s

表-3 ゲートを急閉 (自由落下) する実験ケースの条件

水理諸量	設定範囲
Froude 数 Fr_0	0.05 ~ 0.30, 0.05 間隔に設定
水深 h_0	0.05 ~ 0.20 m, 0.05 m 間隔に設定
ゲート降下開始位置 a_s	h_0
ゲート降下速度 V_g	$0 \sim \sqrt{2gh_0}$

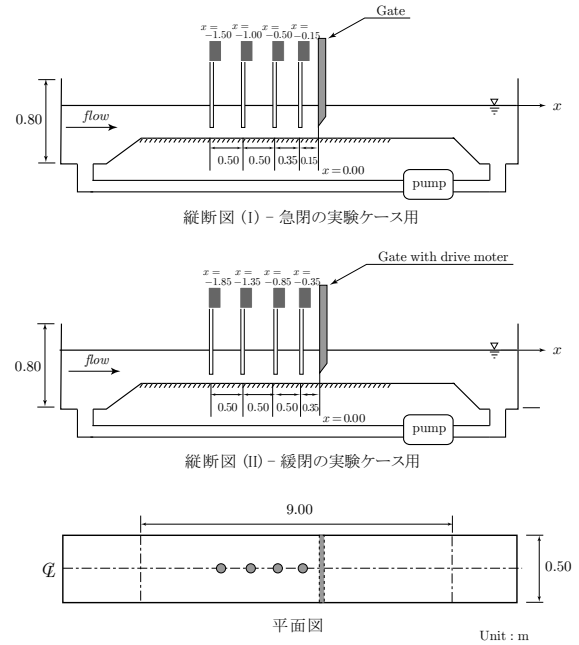


図-5 実験に利用した水路と波高計の配置図

(3) 本研究の実験結果と Henry の理論値との比較

流量係数 C とゲートの開口高さ a , ゲートの上流側と下流側の水深 h_1, h_2 の関係について Henry²⁾ が整理している. 図-4 (a), (b) は流量係数 C の理論解と実験値の比較を Henry と同様の方法で整理したものである. これらの図は, 実線がもぐり流出の流量係数 C の理論値, 点線が自由流出の流量係数 C の理論値, その周辺のマークが理論値に対応する実験値を示している. 自由流出に関する流量係数 C はゲートの上流側水深 h_1 とゲートの開口高さ a の関数となるため 1 本の曲線で表現されるが, もぐり流出に関する流量係数 C はゲートの上流側水深 h_1 , 下流側水深 h_2 とゲートの開口高さ a の関数となるため複数の曲線となる. なお, 流量係数の理論値の算出にあたり, Cc は 0.625 とした. これらの図から, 理論値と実験値の間に多少のばらつきがあるものの, 両者はおおむね一致していることが分かる. また, 理論値と実験値の誤差について検討したところ, 最大で 5.0% 程度であった. 以上のことから, 数値解析を行う場合の流量係数 C の算定に式 (4), (9) を適用することは妥当であると考えられる.

4. ゲートの閉鎖に伴い発生する段波の水理実験

(1) 実験条件

ここでは, ゲートの閉鎖に伴い発生する段波の特性を考察するために, ゲートを自由落下に任せて降下させる急閉の実験ケースとモータの動力を利用して等速度で降下させる緩閉の実験ケースの 2 つの水理実験を

行った. これらの実験の条件と利用した装置は次の通りである.

まず, ゲートを緩閉する場合の実験条件は, 表-2 に示すように, 流れの規模は Froude 数で規定してその範囲を 0.05 ~ 0.30 とし 0.05 間隔で変化させるように, ゲートを水に浸す前の水深 h_0 は 0.15, 0.20 m の 2 ケース, ゲートの降下開始位置 a_s は $h_0, h_0/2, h_0/3, h_0/4$ の 4 ケース, ゲートの降下速度 V_g は 0.015 m/s の低速モード, 0.055 m/s の中速モード, 0.095 m/s の高速モードの 3 ケースを組み合わせると, 都合 97 ケースである. そして, ゲートを急閉する場合の実験ケースは, 表-3 に示すように, 流れの規模は緩閉の実験と同様に Froude 数で規定してその範囲を 0.05 ~ 0.30 とし 0.05 間隔で変化させるように, 水深 h_0 は 0.05 ~ 0.20 m の範囲として 0.05 m 間隔で変化させるように設定した, 都合 44 ケースである. なお, 実験条件に利用した Froude 数はゲートを水の中に浸す前の定常流に関する Froude 数 Fr_0 , ゲートの降下開始位置 a_s は水路床から測ったゲートの開口部高さである.

実験装置は, 流量係数に関する水理実験と同じ図-5 に記述の水路とゲートを用いた. 段波波高の計測には容量式波高計を用い, 図-5 に示すように急閉の実験ケースでは上段図, 緩閉の実験ケースでは中段図に示したように, どちらの実験でも 4 本の波高計を設置し, その計測時間間隔は 0.05 秒とした. ただし, ゲートの降下速度を制御するモータの設置の都合上, 急閉と緩閉の実験ケースでは若干設置位置が異なる. また, 波高計の横断面方向の設置位置は図-5 の下段図のように水路の横断面方向の中央とした.

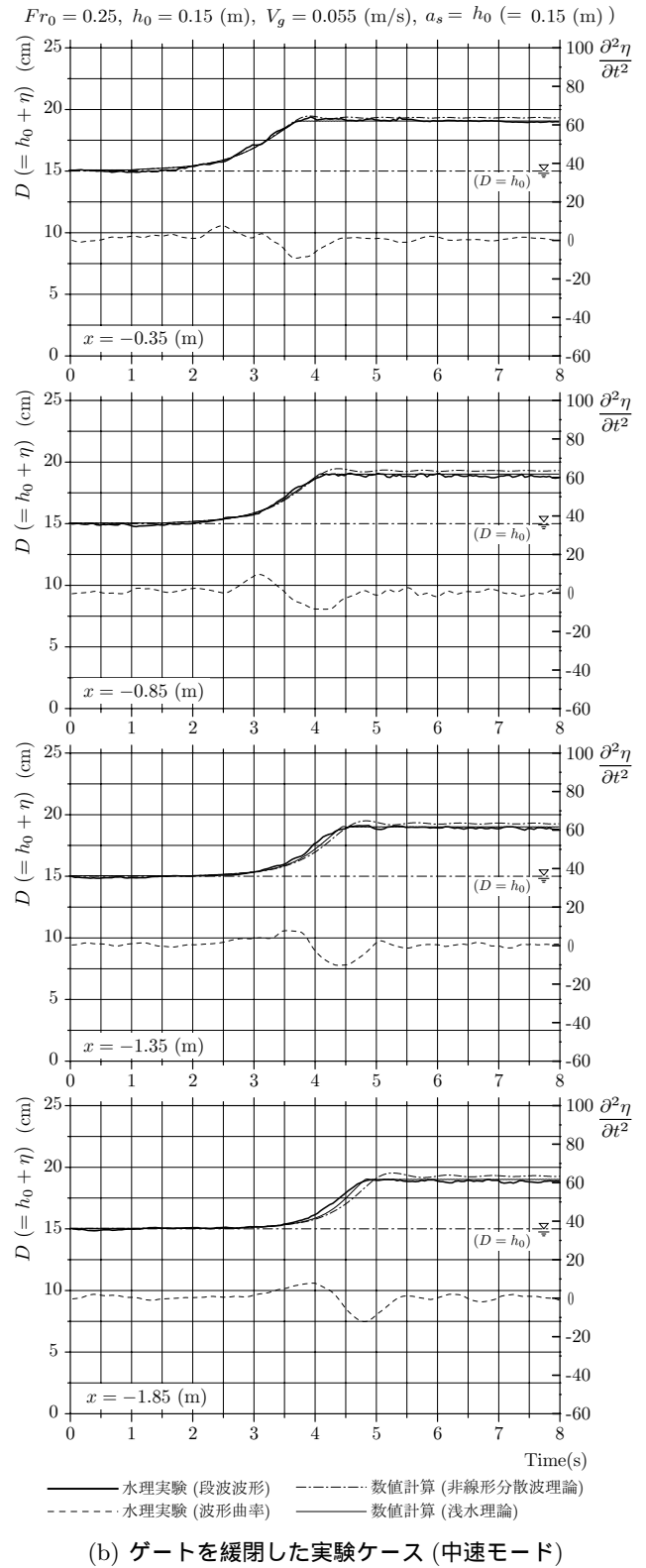
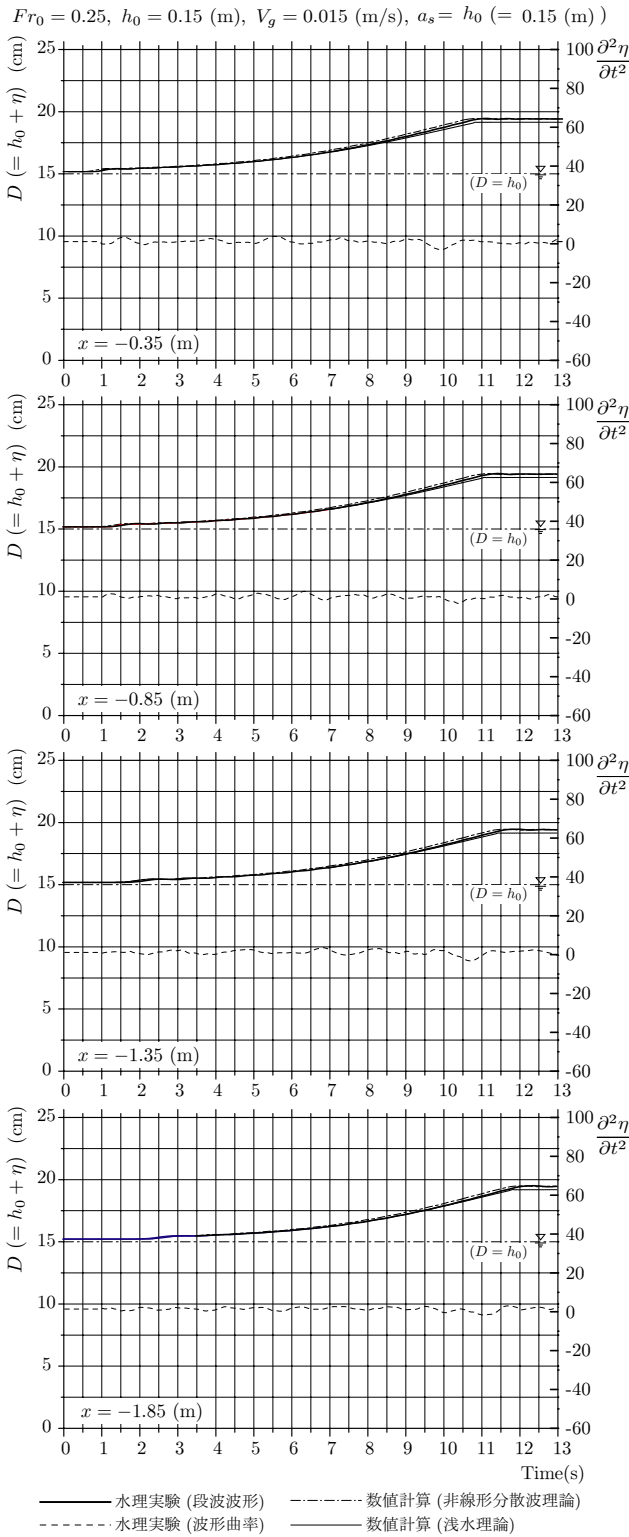
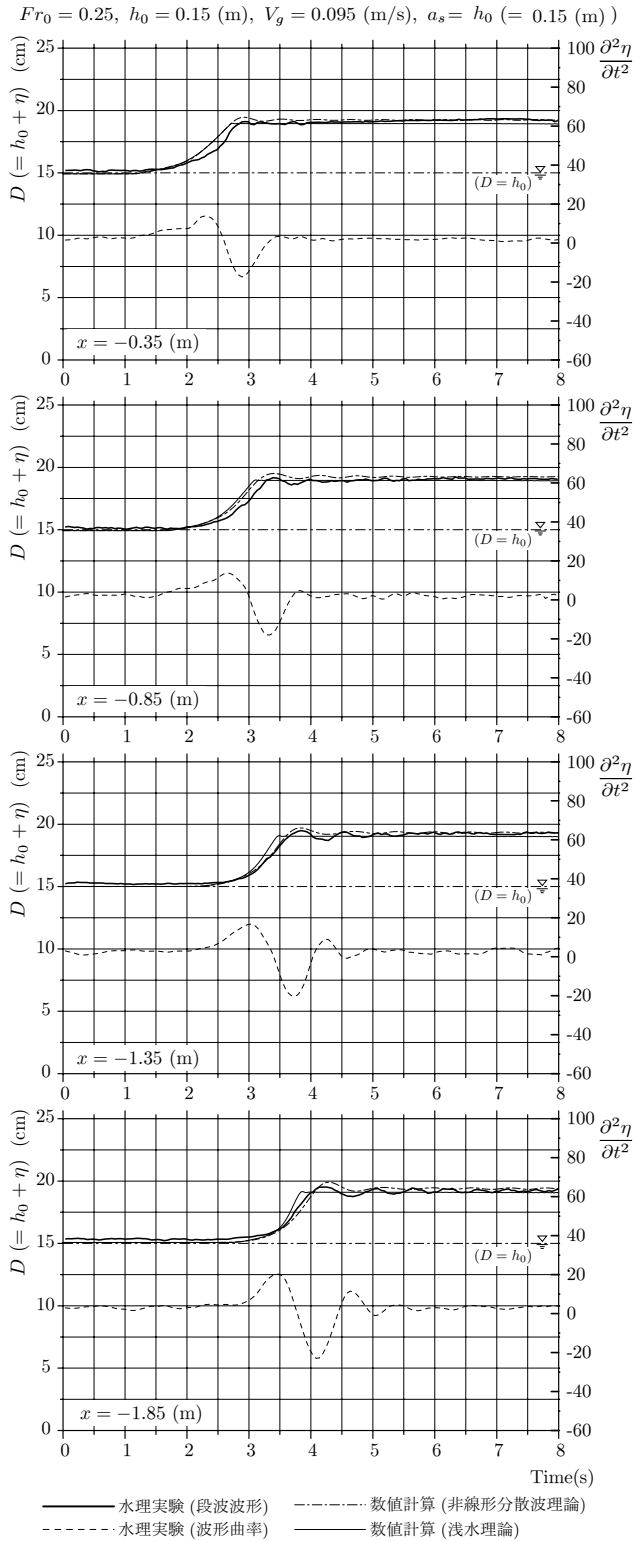


図-6 ゲートの閉鎖に伴い発生した段波の波形 (実験値と計算値の時間波形, 実験波形の波形曲率)

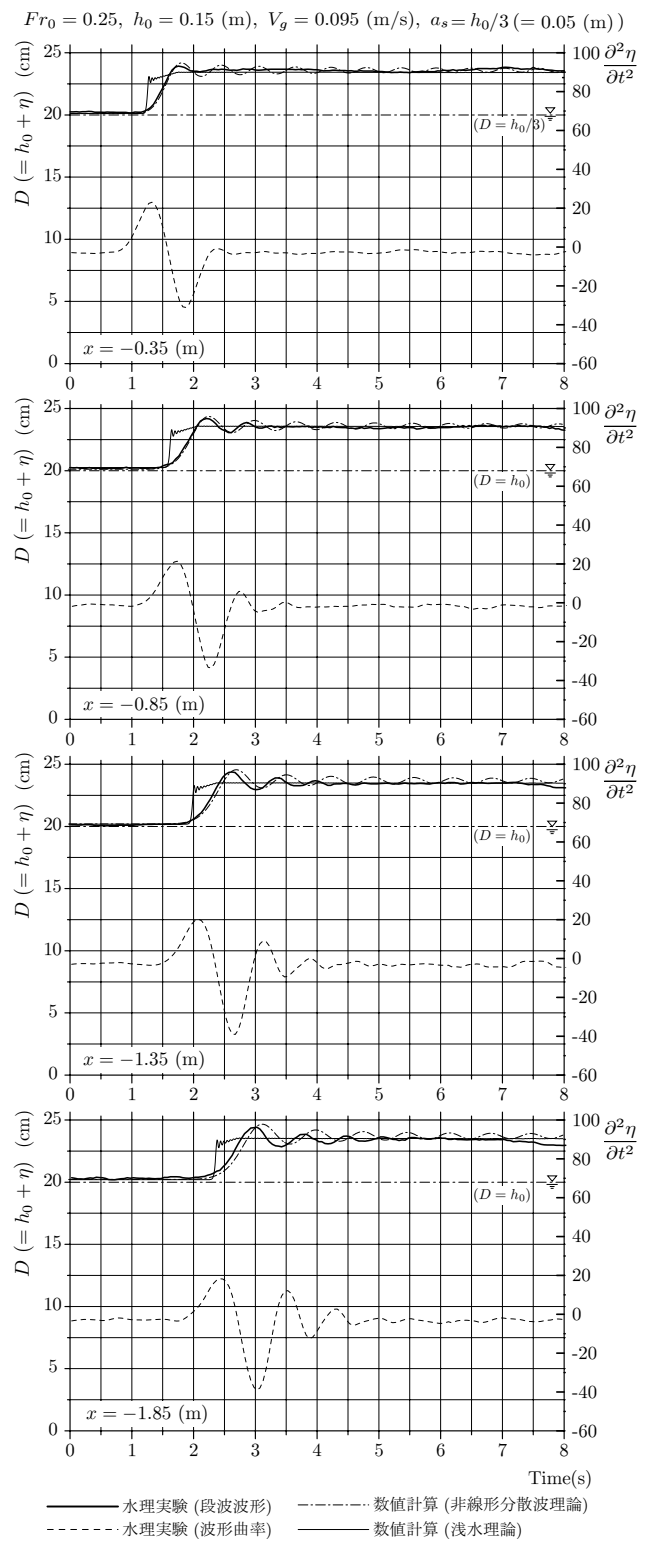
(2) 実験結果

表-2, 3 の条件に基づき, ゲートを緩閉した実験を 97 ケース, 急閉した実験を 44 ケースの合計 141 ケースの実験を実施した. 図-6 (a) ~ (e) にその結果の一例

を時間波形図により示す. これらの図は, いずれとも同じ Froude 数, 水深 h_0 において, ゲートの閉鎖方法, すなわちゲート降下速度 V_g やゲート降下開始位置 a_s を変化させた場合に発生した段波で, 計測開始後 1 秒



(c) ゲートを緩閉した実験ケース (高速モード I)



(d) ゲートを緩閉した実験ケース (高速モード II)

図-6 ゲートの閉鎖に伴い発生した段波の波形 (実験値と計算値の時間波形, 実験波形の波形曲率)

になったところでゲートの閉鎖を開始した。これらの図は縦軸を全水深 $D (= h_0 + \eta)$ で表し、図中の太実線が各測定点における時間波形、細点線がその波形の曲率を示し、図中の左下の数値がゲートの位置を原点と

した場合の観測点の位置を示している。また、後で詳述するが、1点破線と細実線は数値計算の結果である。図-6 (a) はゲートを水面から低速モードで降下させた緩閉の場合、同図 (b) はゲートを水面から中速モード

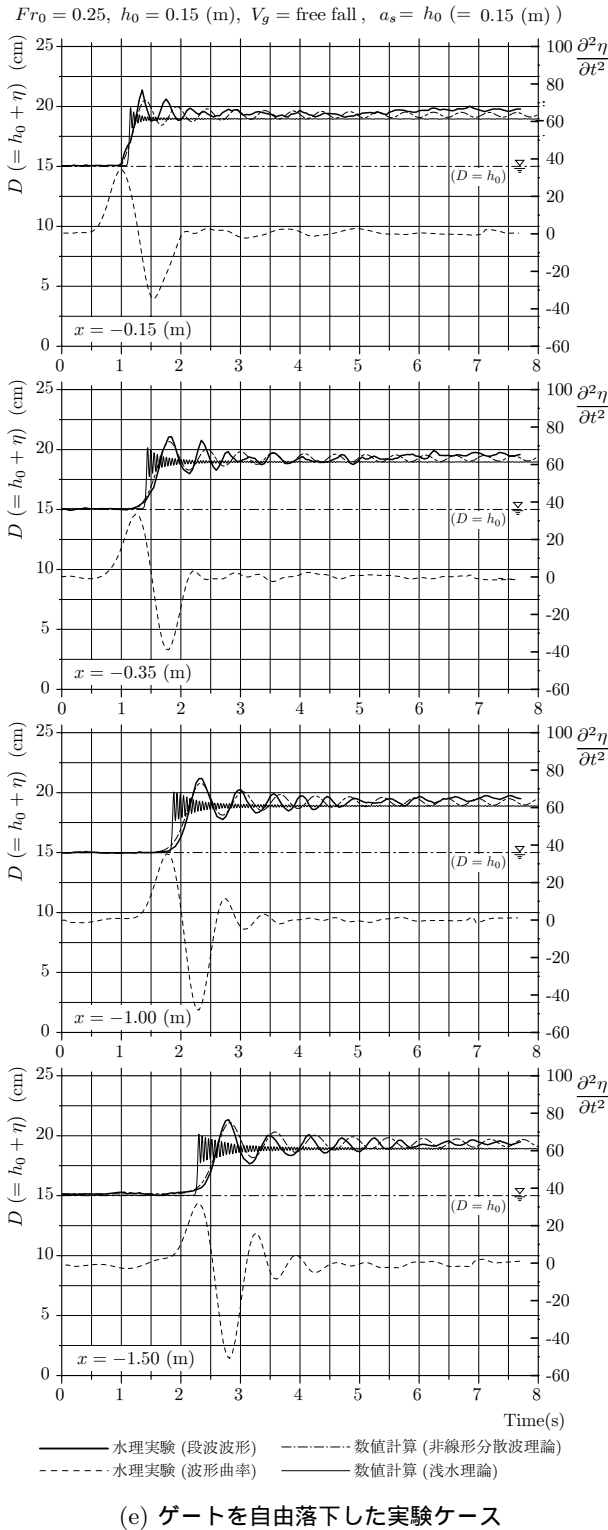
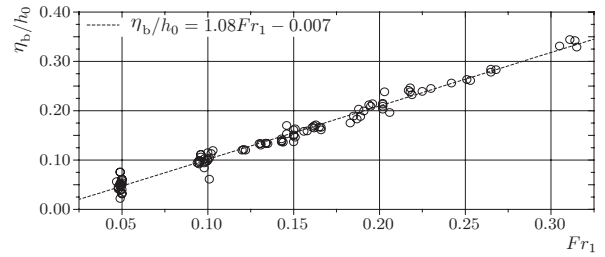
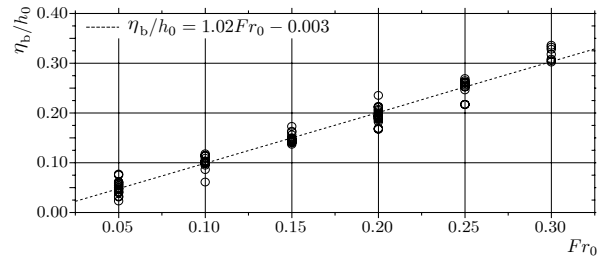


図-6 ゲートの閉鎖に伴い発生した段波の波形 (実験値と計算値の時間波形, 実験波形の波形曲率)

で降下させた緩閉の場合, 同図 (c) はゲートを水面から高速モードで降下させた緩閉の場合, 同図 (d) はゲートを水路床から $h_0/3$ の高さから高速モードで降下させて緩閉の場合, そして同図 (e) はゲートを水面から自由落下させた急閉の場合に発生した段波の時間波形を示している.



(a) ゲートを緩閉した実験ケース



(b) ゲートを急閉した実験ケース

図-7 Froude 数と波高水深比の関係

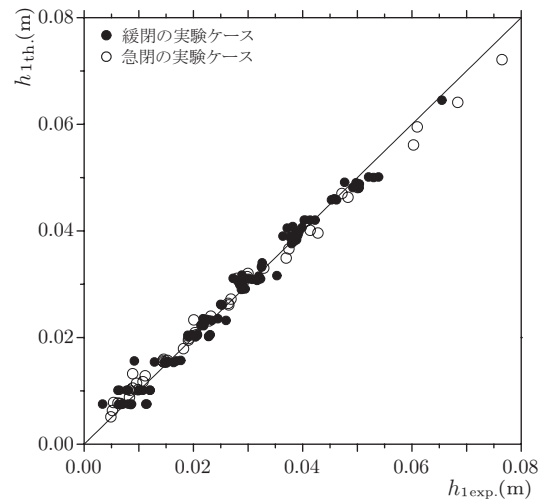
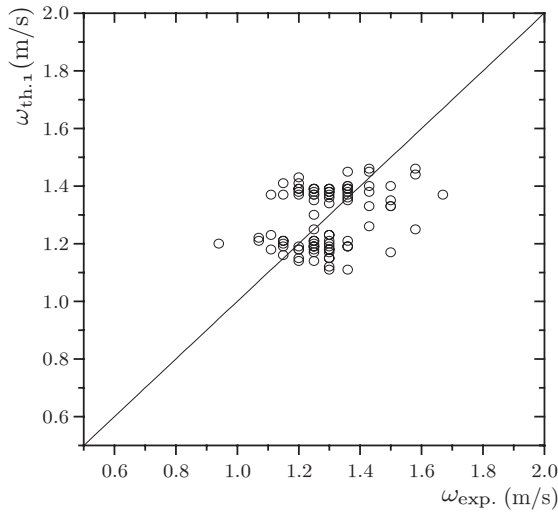


図-8 段波波高の理論値と実験値の比較

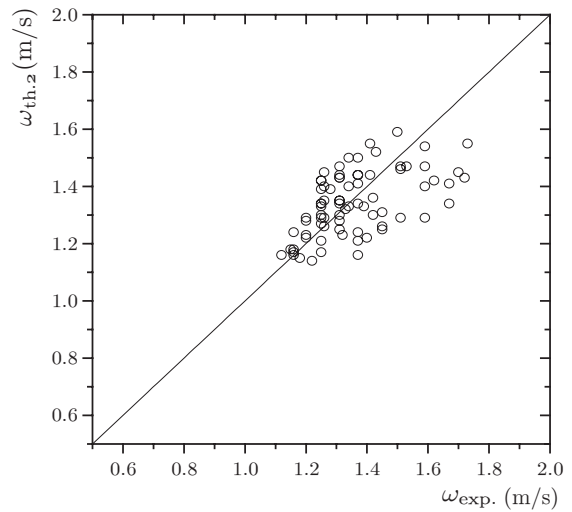
(3) Froude 数と段波波高の関係

水理実験の一例を示した図-6 (a) ~ (e) から, 波状段波を形成しているか否かの違いはあるものの, 最終的にはおおむね同じ段波波高に到達していることが分かる. これらのうち, 図-6 (d) では最終的な段波波高がそれ以外と異なっているが, これはゲート降下開始前のゲートの上流側の水位が他のケースと異なるためである.

ここでは, 各実験の段波平均波高 η_b を利用して, すなわち理想段波と見なして実験結果を考察する. 図-7 (a), (b) に示すように Froude 数と段波波高の関係を調べた. これらの図から緩閉, 急閉の実験ケースともに Froude 数が大きくなるに従って 1 次関数的に段波波高

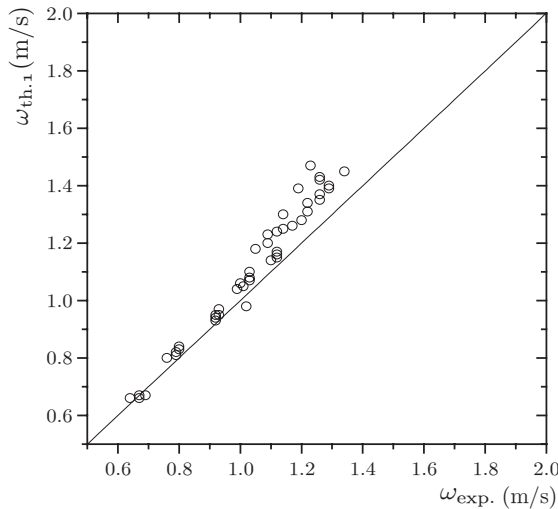


(a) 式 (10) , (11) から得た理論値と実験値の比較

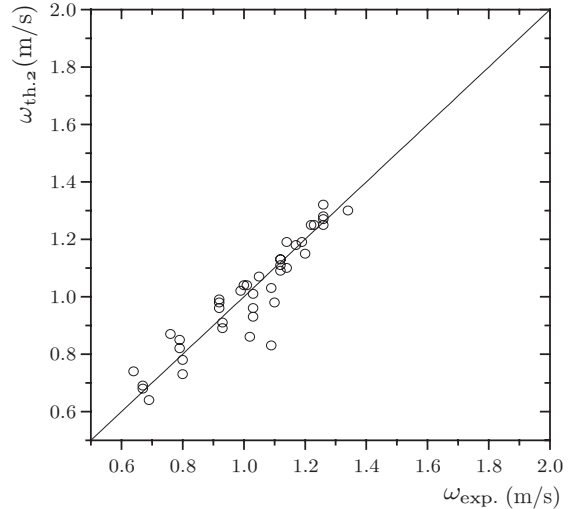


(b) 式 (12) から得た理論値と実験値の比較

図-9 ゲートを緩閉した実験ケースの段波波速の理論値と実験値の比較



(a) 式 (10) , (11) から得た理論値と実験値の比較



(b) 式 (12) から得た理論値と実験値の比較

図-10 ゲートを急閉した実験ケースの段波波速の理論値と実験値の比較

が大きくなっていることが分かる。しかも、両実験ケースともに同じ Froude 数に対する波高水深比は概ね同じ数値を示し、その勾配もほぼ同じである。なお、緩閉の実験ケースに関するこの関係を調べるにあたり、表-2 で示した Froude 数 Fr_0 とは異なる Fr_1 を次のように定義した。 Fr_1 はゲートを降下開始位置 a_s に設定して流れが安定した状態におけるゲート上流側水深 h_1 に対する Froude 数である。

(4) 波速・波高の理論値と実験値の比較

a) 実験値を理想段波と見なした場合

前項と同様に実験値に関しては平均波高 η_b を利用して理想段波と見なし、また運動量の定理から得られる理

想段波の波高と波速を理論値として両者の比較を行った。

矩形水路での理想段波の波速 $\omega_{th,1}$ は、運動量の定理から

$$\omega_{th,1} = u_1 \pm \sqrt{gh_0} \left\{ \frac{1}{2} \frac{h_1}{h_0} \left(\frac{h_1}{h_0} + 1 \right) \right\}^{1/2} \quad (10)$$

で与えられる³¹⁾。段波の波速 $\omega_{th,1}$ やその水深 h_1 は、まず、この式の後半の平方根部分を 1 とおいて $\omega_{th,1}$ の第一次近似値を求め、この値と連続の式、

$$\omega_{th,1} = \frac{q_1 - q_0}{h_1 - h_0} \quad (11)$$

より段波の水深 h_1 の第一次近似値を求める。ここに、 q_0 は実験開始時から与えている流量、 q_1 はゲート上流

側における流量である．以下，式 (10)，(11) を収束するまで交互に計算することで $\omega_{th.1}$ ， $h_{th.1}$ を得た．なお，ゲート閉鎖後のゲート上流側での流量 q_1 は 0 と考えて，この計算を行っている．

まず，図-8 は式 (10)，(11) から得られた段波波高の理論値と実験値の比較図で，図中の $\omega_{th.1}$ が緩閉， $\omega_{ex.1}$ が急閉の実験ケースを表している．緩閉，急閉のいずれの実験ケースも理論値と実験値のズレは平均で $\pm 5\%$ 程度で，両者は良く一致していることがわかる．

つぎに，式 (10)，(11) を用いて段波波速についても評価する．実験値の段波波速 $\omega_{exp.}$ は，設置した波高計を波峰が通過する時間差を利用して算出した．その結果を図-9 (a)，図-10 (a) に示す．理論値と実験値のズレは，緩閉の実験ケースでは平均で $\pm 22\%$ ，急閉の実験ケースでは平均で $\pm 6\%$ 程度であった．緩閉の実験ケースでは若干ばらつきが見られるものの，段波波速に関して式 (10)，(11) を用いて概ね評価できる．

以上のことから，波状性を無視して理想段波として取り扱う範囲なら段波の波高，波速ともに式 (10)，(11) を用いてある程度評価できることが分かる．

b) 段波の波状性を考慮した場合

図-10 (a) に示すように，急閉の実験ケースでは波速が大きくなるに従って理論値が実験値に比べ過大に評価される傾向があった．この原因は，式 (10) は波状性を無視した場合の段波に関する式で，波状性すなわち波の分散性による波速の減速の影響を評価できないためであると考えられる．

ここで，波状性が段波の波速に及ぼす影響を考察するためにこの影響を考慮した KdV 式から導出される波速の式，

$$\omega_{th.2} = \sqrt{gh_0} \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\eta_{1st.}}{h_0} + \frac{1}{6} \frac{\eta_{1st.}^2}{h_0} \frac{\partial^2 \eta_{1st.}}{\partial x^2} \right) \quad (12)$$

から得られる値を理論値として実験値との比較をした．ここで $\eta_{1st.}$ は段波の分散第 1 波の波高である．

これについて比較した結果が図-9 (b) と図-10 (b) である．理論値と実験値のズレは，緩閉の実験ケースが平均で $\pm 12\%$ 程度，急閉の実験ケースが平均で $\pm 5\%$ 程度となり，平均値で考える範囲では式 (10) を用いた場合より若干向上している程度である．しかし，図-10 (b) に示すように，図-10 (a) で見られた波速が大きくなるに従い計算値が実験値に比べて過大に評価される傾向が緩和されていることが分かる．一方，図-9 (a) と (b) では急閉の実験ケースのそれと比べると，二者の差異は小さい．すなわち，式 (12) の括弧内の第 3 項の波の分散性による補正の効果が，ゲート閉鎖の直後から急峻な段波面を形成して波曲率が大きくなる急閉の実験ケースでは大きく，緩閉の実験ケースでは小さく作用したためと考えられる．これらのことは，形成され

た段波の形状によってはその波状性を考慮した解析が必要であることを示唆するものである．

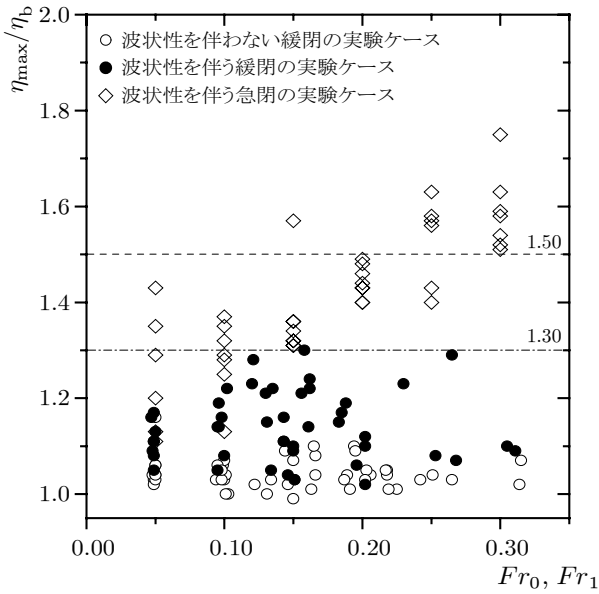
(5) 段波の波状性に関する考察

図-6 (a) ~ (e) に示したように，同じ Froude 数 Fr_0 ，水深 h_0 であるにも関わらずゲートの閉鎖方法 (ゲートの降下速度や降下開始位置) の違いによって，ゲートの閉鎖直後から著しい波状段波を形成する場合と単に水位上昇するだけにとどまる場合のようにその形態は大きく異なることが見て取れる．このことは，例示した実験ケースのうち，ゲートの降下開始位置 a_s だけが異なる図-6 (c)，(d) を比較すると，各観測点での波状段波への変形過程が顕著に異なることから良く分かる．そのうえ，前項に示したように段波の波状性はその波速に対しても少なからず影響を及ぼしている．

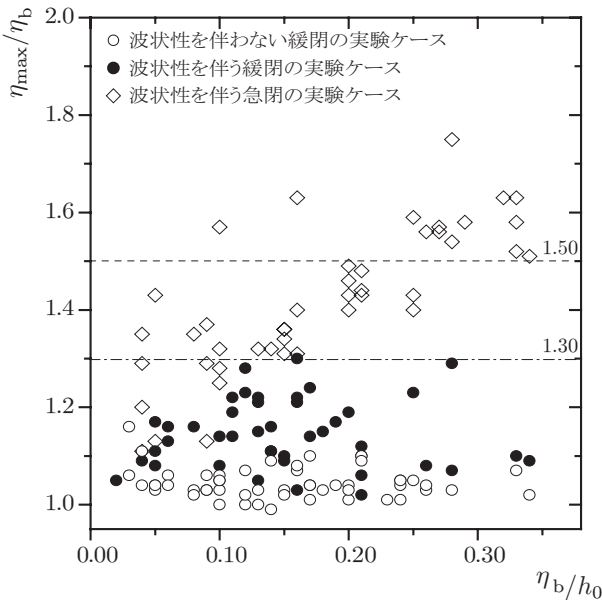
ここでは，ゲートの閉鎖に伴い発生する段波の波状性の特性をつぎのとおり調べた．段波波形の波状性の規模を考察するうえで適当なパラメータである波高増幅率 η_{max}/η_b を導入して，Froude 数，波高水深比と波高増幅率の関係を整理した．これらの関係を整理するにあたり，ゲートを急閉した実験ケース，緩閉した実験ケースに関しては波状段波となったケース，そうでないケースの 3 つに分類して，図-11 (a)，(b) に示すように整理した．ただし，緩閉した実験ケースにおける波状性の分類は，ゲートから 1.85 m の区間内に設置された 4 本の波高計で観測されたいずれかの時間波形の波頭が少なくとも一組の波峰と波谷を形成して明らかに波状性を示したか否かで分類した．

本実験とは実験方法が異なるために単純に比較することはできないが，Bazin³⁾，Keulegan & Patterson⁶⁾，Tsuji et al.²⁷⁾ は，それぞれ波状段波の波高増幅率は 1.5 以下であることを理論的あるいは実験的に示している．また，Keulegan & Patterson⁶⁾，Chester⁸⁾，Johnson⁹⁾，松富¹⁷⁾ は段波の波状性の判定パラメータに波高水深比を用い，これが 0.61 ~ 0.79 程度以下だと波状段波になるとしている．

これに対して，本研究のゲートを急閉した実験ケースに関してはどのケースにおいても発生した段波はゲート閉鎖直後から強い波状性を示し，その波高増幅率は最大で 1.7 を超えることがあった．そして，この時，波高増幅率は Froude 数や波高水深比に従属的な傾向を示し，その波高水深比は最大で 0.35 程度であった．一方，ゲートを緩閉した実験ケースに関しては発生した段波の波高増幅率は最大では 1.3 にまで至ることがあった．ただし，ゲートを急閉した実験ケースとは異なり，Froude 数や波高水深比と波高増幅率の関係を考えた場合にそれらの間に明確な関係を認めることができなかった．この時，波高水深比は急閉の実験ケースと同様に



(a) Froude 数と波高増幅率の関係



(b) 波高水深比と波高増幅率の関係

図-11 Froude 数・波高水深比と波高増幅率の関係．(既往の研究^{6),8),9),17)}では，段波の波状性の判定のパラメータに波高水深比を用い，これが 0.61～0.79 程度以下だと波状段波になるとしている．一方，本実験の緩閉のケースでは，上図 (a)，(b) に示すとおり，Froude 数や波高水深比と波高増幅率の間に明瞭な関係を認められず，これらとは無関係に波状性を伴う段波が発生した．)

最大で 0.35 程度であった．

前述のようにその波速にも少なからず影響を及ぼすうえ，緩閉でしかも短い区間内にもかからわず波高増幅率が 1.3 程度までに至ることから，この種の段波を取り扱う場合には波状性を考慮したうえで取り扱うことが重要であることが分かる．

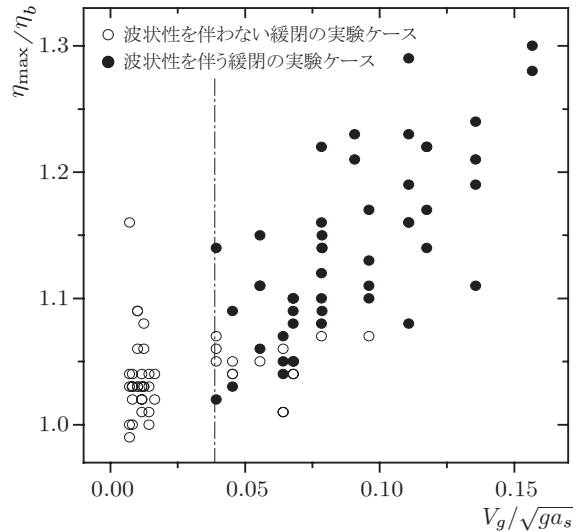


図-12 ゲートを緩閉した場合の波状段波の発生条件．(パラメータ $V_g/\sqrt{ga_s}$ を導入することで，初期段階から著しい波状段波を生成させるゲートの閉鎖方法を把握することができる．ここで， a_s はゲート降下開始位置， V_g はゲート降下速度である．)

(6) 波状段波の発生条件

既往の研究では段波の波状性の判定のパラメータに波高水深比を用い，これが 0.61～0.79 程度以下だと波状段波になることを示している．一方，先に示したとおり本研究の水理実験では，図-11 (b) に示すように，急閉，緩閉の実験ケースのすべてのケースがこの条件内に含まれているうえ，波状性を伴う場合とそうでない場合の両方が混在している．ゲートの閉鎖方法による影響が及ばないゲートから遠く離れた場所においては，既往研究の波状段波の発生条件をそのまま適用できるものと考えられる．しかし，ゲートの閉鎖に伴い発生した段波がゲート近傍において波状性を伴うか否かを判定する際にこれをそのまま適用することが適切でなはなことは明らかである．従って，本研究で対象とするような段波の波状性を判定するのに適した新たなパラメータを考える必要がある．

本研究で対象とするような波状段波の発生条件を考えるためには，ゲート閉鎖後の段波面の形成に支配的な影響を与えるゲートの閉鎖方法をそのパラメータとして導入する必要がある．すなわち，ゲートの閉鎖方法に関するパラメータは，ゲートからの流出量の時間的な変化率の大きさを評価し得るような $V_g/\sqrt{ga_s}$ とした．そして，緩閉の実験ケースにおけるこのパラメータと波高増幅率の関係について次の通り調べた．

その結果は図-12 に示すとおりである．この図から，ゲートを緩閉したときにその閉鎖後の早い段階から波状性の強い段波が発生するか否かの境界を把握することができ，その境界値は $V_g/\sqrt{ga_s}$ が 0.04 程度であることが分かる．ゲート閉鎖後の早い段階から波状性の

強い段波が発生するのは、 $V_g/\sqrt{ga_s}$ が大きくなるゲートの降下速度 V_g が速く、降下開始位置 a_s が低い、すなわちゲートからの流出量に関する時間的な変化率が急激に変化してゲートの閉鎖と同時に急峻な段波面が形成された場合であることが理解できる。ここで、ゲート閉鎖後の早い段階とは、前項に示した波高計の設置区間の 1.85 m において段波の波頭が一組の波峰と波谷を有する波状段波に変形したか否かを基準として考えている。

5. 数値解析

(1) 支配方程式

段波が発生して間もない段階ではその段波面の勾配が緩やかな場合でも、伝播するに従い非線形の効果により段波面の勾配は次第に急峻になる。そして、水粒子の鉛直方向加速度が卓越するために波数分散効果が顕著に作用するようになり、やがては波状段波へと遷移していく。その波状段波は終局的には孤立波などの保存波に至るが、それまでは伝播とともに波高増幅する。このことは、本研究において行った水理実験の結果からも分かる。これらの段波の変形過程は、非線形効果と分散効果の相互作用³²⁾によるものであると考えられる。

一般に河道の流況は浅水理論式によって計算されることが多い。この理論式では非線形効果が含まれるのみのため、前述した一連の段波の変形過程を表現できないだけでなく、段波面の勾配が急峻となった場合では波形の前傾化が極端に進むため、その計算は数値的なギブス振動を発生して不安定になりやすい。段波の最大波高や変形過程を的確に表現するためには分散性を考慮した浅水理論式、すなわち非線形分散波理論式を支配方程式とする必要があり、これまでに Peregrine の式¹²⁾、後藤の式¹⁴⁾、Madsen-Sørensen の式³³⁾、Beji-Nadaoka の式³⁴⁾などの様々な分散項の形が提案されている。岩瀬ら³⁵⁾は、これらの式およびそれらの断面積分型の式のそれぞれに対して、線形分散関係と各式の孤立波の第 1 次近似解を求めて KdV 式の孤立波解との比較から各式の特性について考察した。その結果、線形分散関係がある程度まで良好なうえ孤立波の第 1 次近似解が KdV 式の孤立波解にほぼ一致する断面積分型の Peregrine の式と、線形分散関係が高波数まで一致するうえ孤立波の第 1 次近似解が KdV 式の孤立波解にほぼ一致する Madsen-Sørensen の式が適切であると結論している。本研究が対象とするような波状段波の分散素波を孤立波と考えれば、孤立波解に関する特性が重要となる。従って、本研究では、以下に示す断面積分

型の Peregrine の式を支配方程式とすることにした。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{q^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{h^2}{3} \frac{\partial^3 q}{\partial t \partial x^2} \quad (14)$$

ここに、 η は水位、 t は時間座標、 q は単位幅当たりの流量、 x は空間座標、 h は静水深である。なお、浅水理論式は式 (14) の右辺を 0 とおいた、

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{q^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (15)$$

である。

(2) 数値解析法

a) 計算方法

本研究では、非線形分散波理論式の差分スキームとして最適であると考えられる 2 段階混合差分法^{36) 37) 35)}を適用した。この差分スキームは、同じ時間ステップの値を Explicit スキームと Implicit スキームに分けて未知量を求めるものである。まず、1 段階目で連続の式と運動方程式の局所項・圧力項すなわち線形長波理論の式に関して Explicit スキームである Staggered Leap-frog 法を用いて流量の中間値 q^* を求める。そして、2 段階目では移流項・分散項に関して Implicit スキームである ADI 法を用いて流量の最終値を求める。浅水理論式の数値計算では、差分スキームに起因する負の数値拡散を防ぎ、安定に計算する目的で移流項を風上差分で解く方法が一般的である。一方、非線形分散波理論式に対してこのスキームを適用した場合、現実の物理現象と同じように非線形効果と分散効果のバランスを維持した計算を行うことになるため、中央差分を用いても安定に計算できる。そのうえ、移流項も 2 次精度なことと、いずれの項も時間的にも空間的にも対称形の中央差分となるから風上差分を用いた場合よりも精度良く計算でき、波高の減衰を抑制することができるという特徴がある。以下にその差分式を示す。

$$\frac{1}{\Delta t} \left[\eta_j^{n+1/2} - \eta_j^{n-1/2} \right] + \quad (16)$$

$$\frac{1}{\Delta x} \left[q_{j+1/2}^n - q_{j-1/2}^n \right] = 0$$

$$\frac{1}{\Delta t} \left[q_{j+1/2}^* - q_{j+1/2}^n \right] + \quad (17)$$

$$\frac{gD}{\Delta x} \left[\eta_{j+1}^{n+1/2} - \eta_j^{n+1/2} \right] = 0$$

$$\frac{1}{\Delta t} \left[q_{j+1/2}^{n+1} - q_{j+1/2}^* \right] + \frac{1}{4\Delta x} \left[\left(\frac{q}{D} \right)_{j+3/2}^n q_{j+3/2}^{n+1} - \left(\frac{q}{D} \right)_{j-1/2}^n q_{j-1/2}^{n+1} \right]$$

$$+\frac{1}{4\Delta x}\left[\left(\frac{q}{D}\right)_{j+3/2}^n q_{j+3/2}^n - \left(\frac{q}{D}\right)_{j-1/2}^n q_{j-1/2}^n\right] \\ = \frac{h^3}{3\Delta t\Delta x^2} [q_+^{**} - q_-^{**}] \quad (18)$$

$$q_+^{**} = [q_{j-1/2}^{n+1} - 2q_{j+1/2}^{n+1} + q_{j+3/2}^{n+1}] \quad (19)$$

$$q_-^{**} = [q_{j-1/2}^n - 2q_{j+1/2}^n + q_{j+3/2}^n] \quad (20)$$

ここに、 Δt は時間格子長、 Δx は空間格子長、 n は時間格子番号、 j は空間格子番号を表す。

また、式 (15) の浅水理論式の差分スキームには Staggered Leap-frog 法を適用し、移流項に関しては風上差分を用いた。

b) 初期条件および境界条件

計算の初期条件には、定常の河川流を模擬するために全部の計算格子に対して上流から下流に向かう単位幅当たりの流量 q_{rv} を与えた。

境界条件には、時間ステップが更新されるごとに数値水槽の上流端に単位幅当たりの流量 q_{rv} を与えた。また、スルースゲートは数値水槽の下流端に設置されており計算開始 1.0 秒後に閉鎖が開始されるものとして、式 (1) でゲートからの流出量 q_g を与えた。ただし、式 (1) の流出係数 C の式 (4), (9) は、ゲートの開口高さが大きく、ゲート上流側水深 h_1 とゲート下流側水深 h_2 の差が小さい場合では流量係数 C が 0 に漸近するため、これらの式を適用できない。本研究ではこの問題に対処するために、 $a(t) = 0.35 h_0$ を閾値として、 $a(t)$ がこれより小さい場合には式 (1) を用い、 $a(t)$ がこれより大きい場合には、

$$q_g = \tanh\left(\frac{a(t)}{V_g g h_1}\right) q_{rv} \quad (21)$$

という式でゲートからの流出量を計算した。ここに、 $a(t)$ は時間ステップごとのゲートの開口高さである。なお、計算するにあたっては式 (1) と (21) の 2 式にそれぞれ重みをつけて滑らかに 2 式を接続できるように計算した。

数値計算は、両理論式ともに空間格子間隔 $\Delta x = 0.02$ m、時間格子間隔 $\Delta t = 0.005$ 秒と設定して行った。

(3) 水理実験と数値計算結果の比較

ここでは、図-6 (a) ~ (e) に示す実験値と 2 つの数値解析モデルの計算値の比較を行う。図中の一点破線と細実線がそれぞれ非線形分散波理論式、浅水理論式を用いて計算した結果である。ゲート降下速度 V_g が遅い図-6 (a), (b) のような実験ケースは、両式ともよく実験値を再現している。また、ゲート降下速度 V_g が速い図-6 (c), (d) や、図-6 (e) のような伝播に従って波状段波へ発達するような実験ケースでは、非線形分散

波理論式を基礎式とした数値解析モデルが浅水理論式のそれに比べ波速や波高を適切に再現した。

浅水理論式の計算は、ゲートの閉鎖直後から段波面が急峻な場合や伝播に従い段波面が次第に急峻になってくると数値的なギブス振動を発生し、数値計算は不安定となった。これは、現実の波動現象は非線形性による波速の増大効果、すなわち波形の前傾化と分散性による波速の減速効果の両者が相互に作用してバランスを保っていることに対し、浅水理論式では分散性が考慮されていないために段波波形の前傾化だけが進み、数値的なギブス現象を導く計算結果となったためと考えられる。また、この前傾化により、浅水理論式の計算波速は非線形分散波理論式のそれに比べて過大に評価された。

一方、非線形分散波理論式の計算では、いずれのケースも精度良く再現することができるうえ、波状段波となるようなケースに関しても第 2 波までなら精度良く再現できた。したがって、本研究で対象とするような波状段波は非線形分散波理論式を用いることで適切に計算できる可能性が高いと考えられる。また、数値計算は安定に行うことができた。

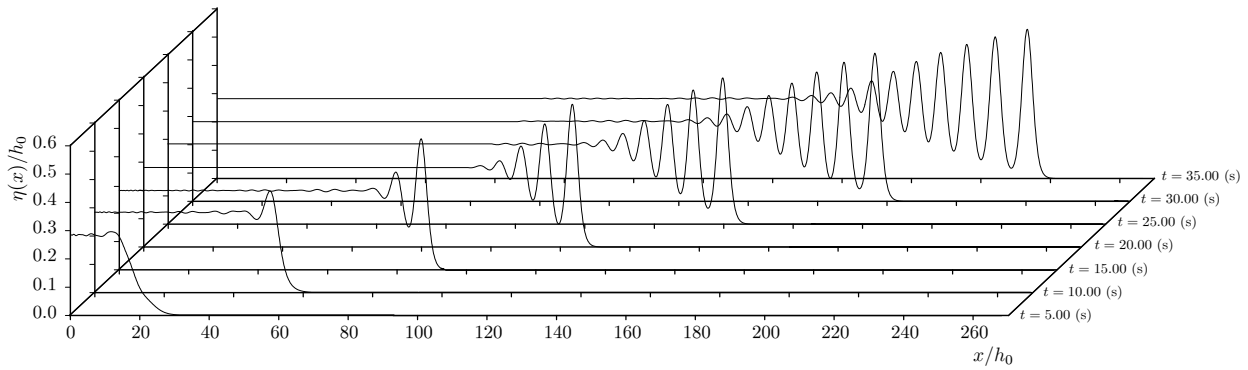
(4) 理論式の違いによる変形過程の差異に関する検討

本研究の水理実験で利用した水路は水平床部の全長が 9 m と短いため、水理実験ではゲートの閉鎖に伴い発生する段波の特性の一部を明らかにしたに過ぎない。ここでは、数値解析モデルを用いて、ゲートの閉鎖方法の違いが伝播に伴う段波の変形過程や終局的な波形の波高などに及ぼす影響に関する数値実験を行い、それらについて考察する。

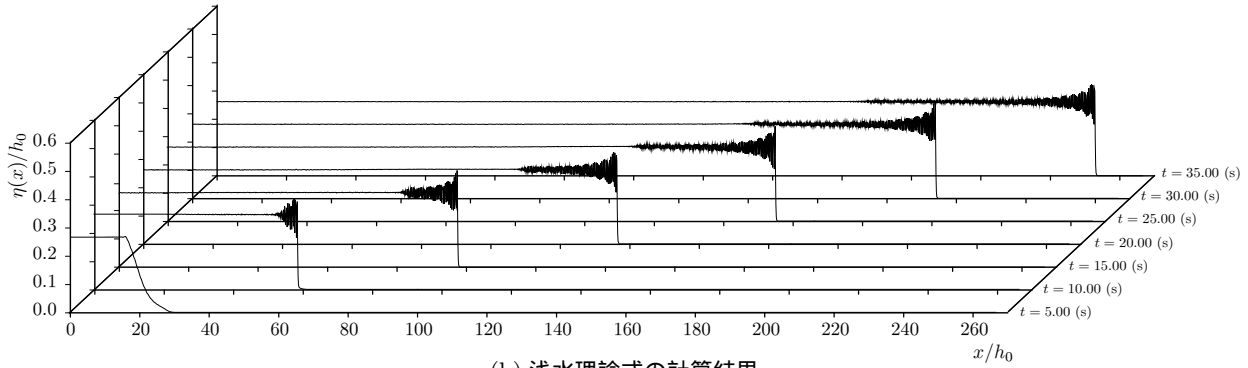
まず、理論式の違いによる伝播に伴う段波の変形過程の差異を比較することを目的とした数値実験を行った。この数値実験の初期条件は図-6 (b) と同じ $Fr_0 = 0.25$ 、 $h_0 = 0.15$ m、 $V_g = 0.055$ m/s、 $a_s = h_0 (= 0.15$ m) とし、80 m の数値水槽を仮想してここに段波を伝播させることにした。

図-13 にこの数値実験の結果を示す。この図は空間波形図で、段波の伝播に伴う変形過程が理論式により異なることを示している。 $x/h_0 = 60$ 程度までは波形が多少異なるものの、波速に関してはどちらの理論式の計算結果も同様であった。そして、その後、次第に波形、波速ともに差異が大きくなった。

水理実験では $x/h_0 = 15$ 程度までの観測を行ったが、この実験ケースでは観測範囲において波状段波への変形を確認することができなかった。数値計算の結果においても、その範囲では波状段波になっておらず、この計算結果は実験の傾向を良く再現していると考えられる。しかし、数値計算の結果では $x/h_0 = 50$ を越える



(a) 非線形分散波理論式（分散性を考慮した浅水理論式）の計算結果



(b) 浅水理論式の計算結果

図-13 ゲートの閉鎖に伴い発生した段波を長距離伝播させる数値実験の結果．（図-6 (b) の実験条件である， $Fr_0 = 0.25$ ， $h_0 = 0.15$ m， $V_g = 0.055$ m/s， $a_s = h_0 (= 0.15$ m) を初期条件とした数値実験の結果．非線形分散波理論の計算結果では， $x/h_0 = 50$ を越えるあたりから明瞭な波状段波を形成し，その後，波形や波高が一定となる終局的な波形に遷移する結果となった．一方，浅水理論式を用いた計算では，伝播に従い段波波形の前傾化だけが進み，数値的なギブス振動を導く計算結果となった．）

あたりから明瞭な波状段波を形成し，その後，分散性による段波の波形や波高の著しい変形が完了して安定した状態となり伝播する結果となった．以後，この変形完了後の安定した状態を終局状態と定義して用いる．

ゲートの閉鎖直後から急峻な段波面を形成するような実験ケースでは波状段波が確認されたことや，非線形分散波理論を基礎式とした数値計算の結果ではこのような実験ケースの波速や最大波高を適切に再現できたことなどを考え合わせると，この終局的な波形への遷移に関する計算結果は妥当であると考えられる．

(5) 段波の時間的な変形過程に関する数値実験

a) ゲートの閉鎖方法の違いが変形過程に及ぼす影響

前項までに非線形分散波理論式を用いることで，ゲートの閉鎖に伴い発生した段波を適切に計算できることを示した．ここでは，非線形分散波理論式を基礎式とした数値解析モデルを用いた数値実験により，段波波形の時間的な変形過程に着目した考察を行った．

まず，ゲートの閉鎖方法の違いが段波の変形過程に及ぼす影響について考察した．図-12 に整理したとおり，ゲートの閉鎖に伴い発生した段波の波状性は，ゲートの閉鎖方法の影響を受ける．しかし，水理実験で明

らかになったのは $x/h_0 = 15$ 程度までの限定された範囲における性質である．そこで，これに関する全体的な性質を把握するために，図-6 (a) ~ (e) に示した実験条件を初期条件として段波を長距離伝播させる数値実験を行った．

図-14 は前述の初期条件で 80 m の数値水槽を 60 秒間伝播させた結果で，各実験ケースの計算結果の分散第 1 波の時々刻々の波峰を連ねたものである．図中縦軸の $\eta_{\max}(t)$ は数値計算の時間ステップ毎の分散第 1 波波高の最大値である．ゲートからの流出量の時間的な変化率が小さい図-6 (a) のような場合では，一度，一定波高となり伝播していくものの，やがて再増幅を開始して他のケースと同じ波高に至った．逆にゲートからの流出量の時間的な変化率が大きいケースでは，ゲートの閉鎖直後から急速に波高を上げていき，その後，早い段階で一定波高となった．これは，分散性による著しい波高増幅を完了して終局的な波形に遷移したものと推測できる．これらの数値実験から，ゲートの閉鎖方法によって変形過程が異なるものの，いずれの操作方法に依っても最終的には同一波高まで波高を増幅して，終局的な波形に遷移することが分かった．なお，図中の (d) に関する終局状態の波高が他の 4 ケースと異な

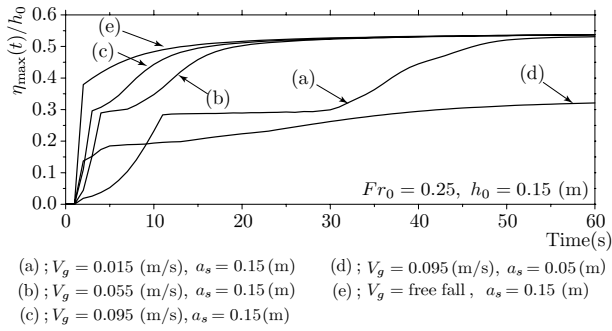


図-14 ゲートの閉鎖方法の違いが段波の変形過程に及ぼす影響

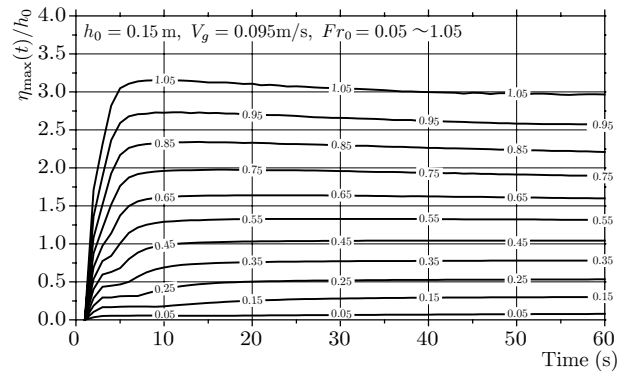


図-15 流れの強さが段波の変形過程に及ぼす影響

るのは、このケースだけゲート降下開始位置が異なりゲート上流側水深 h_1 が他のケースより深くゲートの上流側の Froude 数が小さかったためである。これは後述の図-17 により説明できるものと考えられる。また、これらの実験条件の範囲においては、水槽終端に段波が到達することによる反射波が発生しないことを確認したうえで数値実験を行っている。

b) 流れの強さが段波波形の変形過程に及ぼす影響

つぎに、流れの強さが段波波形の変形過程に及ぼす影響を考察することを目的に、ゲートを水に浸す前の水深 h_0 を 0.15 m とゲートの降下速度 V_g を 0.095 m/s、ゲートの降下開始位置 a_s を 0.15 m に固定し、Froude 数を 0.05 ~ 1.10 まで 0.05 間隔で変化させて長距離伝播させる数値実験を行った。

その結果が図-15 で、Froude 数毎の分散第 1 波の最大波高の時間的変化を示した図である。いずれの条件においてもある段階から一定の波高を示していることから、図-14 で得られた知見と同様に段波は安定的な終局状態に遷移していると推測できる。

c) 計算結果で見られた波高減衰に関する考察

前項 b) で実施した数値実験では、Froude 数が 0.65 を超えるケースで分散第 1 波の波高が伝播に伴い明らかに減衰していることが図-15 から分かる。しかも、このような波高の減衰量は Froude 数が大きい実験ケースであるほど大きくなっていることが見て取れる。

この現象は、波と流れの共存場では波と流れの相互作用によりエネルギー輸送速度が変化するために流れを遡る波の波高は変化するという知見³⁸⁾から説明できるものと考えられる。佐藤³⁹⁾はこれに関してさらに踏み込んだ議論を展開し、流速の鉛直方向分布や水面勾配や乱れが波高減衰率に寄与することを指摘している。本研究で用いた基礎式では流速分布や乱れの影響を考慮していないが、水面勾配や断面平均流速の変化の影響は含んでいる。従って、この数値実験で見られた波高減衰は、流れを遡る段波の波高減衰を評価していると考えられる。この知見に基づくと、本実験の Froude

数が小さいケースでは波高一定の保存波となっているように見えるが、これらに関しても Froude 数が小さいために図-14 などからは把握しにくいだけで、実際にはわずかながら波高減衰が発生していることが推測できる。つまり、本研究が取り扱うような流れを遡る段波においては Favre などが示した保存波としての状態は存在し得ないと考えられる。

なお、ここで引用した波高減衰に関する知見は、周期波を対象にして得られたものである。本研究で取り扱う孤立波的な波と周期波では流れを遡る波の波高減衰に関する厳密な議論は若干異なると推測できる。しかし、孤立波であっても波高減衰に関する性質は定性的には同様の傾向であると考えられる。そのうえ、工学的に重要となる終局状態の波形における波高の最大値は本研究で示した数値解析モデルによっても捉えられることができているため、この波高減衰に関する詳細な議論は本研究では行っていない。また、これらの数値実験は非線形分散波理論式の理論的な特性を示すものである。実際の段波問題においては何らかの碎波境界が存在し、それを超えると碎波することなどに注意したうえでこの数値実験の結果を取り扱う必要がある。

(6) 波状段波の最大波高に関する数値実験

ここでは、分散性により波高増幅した結果至る波状段波の最大波高の性質を調べることを目的とした数値実験を行った。

まず、Froude 数を 0.25、ゲートの降下速度 V_g を 0.095 m/s に固定し、ゲートを水に浸す前の水深 h_0 を 0.10 ~ 0.70 m まで変化させる条件を与えて長距離伝播させる数値実験を行った。

図-16 は 80m の数値水槽を 60 秒間、前述のそれぞれの実験条件で伝播させた結果から得られ最大値を示したものである。図中の縦軸の η_{\max} は各実験ケースにおける波高の最大値である。この図から、波状段波の最大波高は水深に依らず、その波高（波高水深比）は同一になることが分かる。

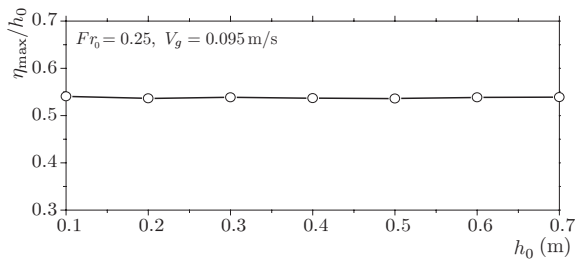


図-16 Froude 数，ゲート降下速度を一定として水深 h_0 を変化させた場合の波状段波の最大波高

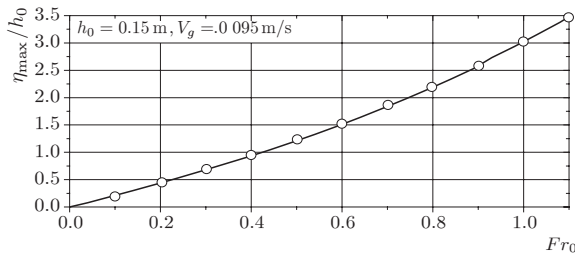


図-17 流れの強さと波状段波の最大波高の関係

つぎに，ゲートを水に浸す前の水深 h_0 を 0.15 m とゲートの降下速度 V_g を 0.095 m/s，ゲートの降下開始位置 a_s を 0.15 m に固定し，Froude 数を 0.05 ~ 1.10 までは 0.05 間隔で変化させて長距離伝播させる数値実験を行った。

図-17 は，80m の数値水槽を 60 秒間伝播させる数値実験から得られた各実験条件毎の最大波高を示したものである。この図から Froude 数が大きくなるに従い終局的な波形の波高も高くなっていることがわかる。すなわち波状段波の波高水深比の最大値は，ゲート降下速度 V_g やゲートの降下開始位置 a_s ，ゲートを水に浸す前の水深 h_0 に依存せず，Froude 数によってのみ決まると言える。

6. おわりに

ゲートを有する河川においては，洪水防御のためのゲート操作や誤動作によるゲートの急閉鎖などを起因とした段波の発生が予想される。そのため，ゲートの閉鎖に伴い発生する段波の特性を把握することは，工学的に重要であると考えられる。本研究では，この点に着目して，これらに関する水理実験とその数値計算を行った。

まず，スルースゲートの流量係数の検証に関する水理実験を行い，Henry の流量係数の理論解と著者らの水理実験が良く一致することを確認した。ただし，この式を数値計算に適用する際には，流量係数 C が 0 に漸近するような条件の取り扱いを慎重に行う必要がある。

つぎに，定常の河川流を模擬した流れの場において，スルースゲートを自由落下させる急閉の実験ケースやモーターを利用して等速度でゲートを落下させる緩閉

の実験ケースのもとで発生する段波に関する水理実験を行った。急閉の実験ケースでは，典型的な波状性を伴う段波が発生することを確認した。一方，緩閉の実験ケースでは，ゲートの閉鎖方法の違いにより波状性を伴う段波となる場合とそうでない場合があった。ゲートの閉鎖後の間もない段階から波状性を伴う段波であるか否かの判定は，ゲートの操作方法に関するパラメータ $V_g/\sqrt{ga_s}$ を用いることで可能なことを示した。

そして，非線形分散波理論式（分散性を考慮した浅水理論式）を基礎式とする数値解析モデルを構築し，水理実験の再現計算を行ったところ，いずれの実験ケースも良好な精度で再現できた。段波の解析を精度良く行うためにはその波状性を考慮する必要があるが，従来までの河道内の段波の数値計算に関する研究例は浅水理論式を適用したものがほとんどである。この理論式では段波の波状性を考慮できないために非線形分散波理論式を用いた計算と比べ，最大波高は過小に，段波波速は過大に評価される問題がある。今後，この種の問題を取り扱い，良好な精度で波速，最大波高などを計算をするためには本研究で示したように非線形分散波理論式を基礎式とする必要があると考えられる。

最後に，この数値解析モデルを利用して，ゲートの閉鎖方法の違いが伝播に伴う変形過程や終局的な波形の波高に及ぼす影響について考察することを目的とした数値実験を行った。その結果，同じ Froude 数の条件下ではゲートの閉鎖方法によって変形過程は異なるものの，いずれの閉鎖方法によっても最終的には同一波高まで波高を増幅して伝播することが分かった。ただし，分散性による波高の増幅が完了して波形の変形が安定した後は，流れの影響を受けるためその波高は伝播するにしたがい減衰し，保存波とはならないことを示した。

謝辞： 本研究を遂行するにあたり，防衛大学校建設環境工学科 藤間功司助教授には，終始懇切なるご指導を賜った。(株) エコー (研究当時 東海大学技術員) 岩瀬浩之氏には貴重なご助言を頂いた。研究当時東海大学大学院生だった吉川 智之君，工学部土木工学科 4 年生 諸君には水理実験で尽力してもらった。また，査読者の方々には本論文の内容向上のための有益なご指摘を頂いた。ここに記して感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 石川 忠晴：同氏との霞ヶ浦に関する談話。
- 2) Henry, H.R.: Discussion of Diffusion of submerged jets, *Transaction, ASCE*, Vol.115, pp.687-694, 1950.
- 3) Bazin, H.: Mém. divers Savants a L'Acad des SCi. 19., p.495, 1865.
- 4) Boussinesq, J.: Théorie des ondes et des remous qui se propagent le long d'un canal rectangulaire horizontal, en communiquant an liquide contenu dans ce canal

- de vitesses sensiblement pareilles de la surface anfond, *Liouvilles J. Math.*, Vol.17, pp.55-108, 1872.
- 5) Favre, H.: Etude theorique et experimental des ondes de translation dans les canaux decouverts. Dunod, p.150., 1935.
 - 6) Keulegan, G.H. and Patterson, G.W.: Mathematical theory of irrotational translation waves, *J. Res. Nat. Bur. Standards.*, Vol.24, pp.47-101, 1940.
 - 7) Benjamine, T.B. and Lighthill, M.J.: On Cnoidal waves and bores, *Proc. Roy. Soc.*, Vol.224, pp.448-460, 1954.
 - 8) Chester, W.: A model of the undular bore on a viscous fluid, *J. Fluid Mech.*, Vol.24, pp.367-377, 1966.
 - 9) Johnson, R.S.: A non-linear equation incorporating damping and dispersion, *J. Fluid Mech.*, Vol.42, pp.49-60, 1970.
 - 10) Johnson, R.S.: Shallow Water Waves on a Viscous Fluid - The Undular Bore, *Phys. Fluids*, Vol.15, No.10, pp.1693-1699, 1972.
 - 11) Peregrine, D.H.: Calculations of the development of an undular bore, *J. Fluid Mech.*, Vol.25, pp.321-330, 1966.
 - 12) Peregrine, D.H.: Long waves on a beach, *J. Fluid Mech.*, Vol.27, pp.815-827, 1967.
 - 13) Korteweg, D.J. and DeVries, G.: On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal and on a new type of long stationary waves, *Phil. Mag. (V)*, Vol.39, No.240, pp.422-443, 1895.
 - 14) 後藤 智明: アーセル数が大きい場合の非線形分散波の方程式, 土木学会論文集, 第 351 号, pp.193-201, 1984.
 - 15) 室田 明, 岩田好一朗: 段波の変形に関する研究, 土木学会論文集, 第 160 号, pp.49-58, 1971.
 - 16) 後藤 智明: 津波の線形, 非線形および波数分散現象, 1999 年 (第 39 回) 水工学に関する夏期講習会講義集 B コース, p.B-9-12, 1999.
 - 17) 松富 英夫: 移動跳水 (波状段波非) 発生条件の検討, 第 33 回水理講演会論文集, pp.271-276, 1989.
 - 18) 岩崎 敏夫, 阿部 至雄, 橋本 潔: 津波の河川遡上に関する数値計算の実際, 第 23 回海岸工学講演会論文集, pp.437-442, 1976.
 - 19) 岩崎 敏夫, 阿部 至雄, 橋本 潔: 河川津波の特性に関する研究, 第 24 回海岸工学講演会論文集, pp.74-77, 1977.
 - 20) 岩崎 敏夫, 阿部 至雄, 橋本 潔: 湾奥に位置する河川での津波の遡上に関する数値解析, 第 25 回海岸工学講演会論文集, pp.137-140, 1978.
 - 21) 岩佐 義朗, 多田 彰秀: 不連続部を含む時間的変化の急な流れの数値シミュレーション, 第 29 回水理講演会論文集, pp.663-668, 1985.
 - 22) 中村 茂, 福嶋 祐介: 段波の一次元不定流解析, 第 33 回水理講演会論文集, pp.265-270, 1989.
 - 23) 後藤 智明, 首藤 伸夫: 河川津波の遡上計算, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp.64-68, 1981.
 - 24) 宮崎 知与, 史 亜傑: 1993 年北海道南西沖地震津波の河川遡上痕跡調査とその水位再現検討, 自然災害科学, pp.179-189, 1997.
 - 25) 松富 英夫, 浅田 宏, 佐藤隆志: 移動床におけるダム破壊流れの氾濫計算, 第 28 回水理講演会論文集, pp.827-831, 1984.
 - 26) 土屋 義人, 山下 隆男, 今塩 宏之: 水平粗面上での bore front の伝播特性, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp.192-196, 1987.
 - 27) Tsuji, Y. and Yanuma, T. and Murata, I. and Fujiwara, C.: Tsunami Ascending in Rivers as an Undular Bore, *Natural Hazards* 4, pp.257-266, 1991.
 - 28) 磯部 雅彦, 高橋 重雄, 余 錫平, 榊山 勉, 藤間 功司, 川崎 浩司, 蔣 勤, 秋山 実, 大山 洋志: 数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究 - VOF 法基本プログラムの作成 -, 海洋開発論文集 第 15 巻, pp.321-326, 1999.
 - 29) 数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会: 海域施設の耐波設計に適用できる数値波動水路 (CADMAS-SURF) の研究・開発とその将来展望, 土木学会論文集, No.705/II-59, pp.1-17, 2002.
 - 30) 高橋 俊彦, 藤間 功司, 朝倉 良介, 池谷 毅: 数値波動水路の段波実験への適用, 海洋開発論文集, 第 17 巻, pp.281-286, 2001.
 - 31) たとえば, 椿 東一郎: 水理学 II, 森北出版, 272p., 1974.
 - 32) たとえば, 後藤 智明: 津波の線形, 非線形および波数分散現象, 1999 年 (第 39 回) 水工学に関する夏期講習会講義集 B コース, p.B-9-12, 1999.
 - 33) Madsen, P.A. and Sørensen, O.R.: A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics, Part 2, A slowly-varying Bathymetry, *Coastal Eng.*, Vol.18, pp.183-204, 1992.
 - 34) Beji, S. and Nadaoka, K.: A formal derivation and numerical modelling of the improved Boussinesq equations for varying depth, *Ocean Eng.*, Vol.23, pp.691-704, 1996.
 - 35) 岩瀬 浩之, 見上 敏文, 後藤 智明, 藤間 功司: 津波の伝播計算を対象とした非線形分散長波式の比較, 土木学会論文集, No.705/II-59, pp.129-138, 2002.
 - 36) 岩瀬 浩之, 見上 敏文, 後藤 智明: 非線形分散波理論を用いた実用的な津波計算モデル, 土木学会論文集, No.600/II-44, pp.119-124, 1998.
 - 37) 原 信彦, 岩瀬 浩之, 後藤 智明: 非線形分散波理論式に関する多段階混合差分スキームの提案, 海岸工学講演会論文集, 第 45 巻, pp.26-30, 1998.
 - 38) たとえば, 榎木 亨: 河口閉そく機構に関する基礎的研究 (第 1 報), 第 12 回海岸工学講演会講演集, pp.162-167, 1965.
 - 39) 佐藤 道郎: 不等流を遡る波の波高変化に関する基礎的研究, 土木学会論文報告集, 第 242 号, pp.15-29, 1975.

(2002. 8. 7 受付)

EXPERIMENTAL AND NUMERICAL STUDY ON HYDRAULIC BORE GENERATED BY GATE-OPERATION

Hiroyasu YASUDA, Tadashi YAMADA and Chiaki GOTO

Laboratory experiments and numerical simulations were conducted to investigate the characteristics of bores generated by gate-operation. The laboratory tests showed that the gate operation method affected the generation of undular bore, then the condition of immediate formation of undular bore was formulated by a parameter of gate-operation. The numerical simulation with the non-linear dispersive wave theory accurately reproduced the waveform and celerity observed in the laboratory experiments. Furthermore, an influence of gate operation method on the deformation process and the amplitude of undular bore was considered by the numerical experiments.