

非構造格子を用いた有限体積法に基づく 1次および2次精度平面2次元洪水流数値モデル

秋山 壽一郎¹・重枝 未玲²・浦 勝³

¹正会員 Ph.D. 九州工業大学教授 工学部建設社会工学科 (〒804-8550 北九州市戸畑区仙水町 1-1)

²学生会員 修士(工) 九州工業大学大学院 工学研究科博士後期課程 (同上)

³正会員 工博 九州工業大学教授 工学部建設社会工学科 (同上)

洪水氾濫シミュレーションモデルの基礎モデルとして、非構造格子を用いた有限体積法(FVM)と流束差分法(FDS)に基づく1次および2次精度平面2次元洪水流数値モデルを提案した。道路や水路に集中する洪水流を想定した Bellos et al. による漸縮・漸拡水路内の2次元ダム破壊流れ、および本研究で新たに得られた破壊点から氾濫原に広がる洪水流を想定した2次元ダム破壊流れの水深、さらにはフロントの広がりおよび水深平均流速の実験結果に基づき、両数値モデルの予測精度と適用限界などの検討を行った。その結果、計算精度と計算効率を勘案すると、1次精度モデルが実用的な数値モデルであることがわかった。

Key Words : flood flow, 2-D numerical model, FVM, FDS, MUSCL, unstructured grid, dam-break flow

1. はじめに

近年、局地的な集中豪雨による洪水氾濫が頻発し、かけがえのない人命や貴重な資産に甚大な被害が生じている。例えば、2000年9月の東海豪雨災害では推定で約8,500億円の被害となった¹⁾。今後、地球温暖化の進行に伴い、予測を超えるような洪水氾濫が発生する危険性が增大すると予想される。このような傾向にあつて、洪水氾濫の被害を最小限に止めるためには、堤防等の治水施設や遊水池あるいは調節池などの流域対策や氾濫流制御対策などのハード面での対策も重要であるが、これまで以上に洪水ハザードマップや洪水時の避難体制などの洪水氾濫を前提としたソフト面での対策を強化する必要があると考えられる。

一般に洪水氾濫対策は、過去の氾濫実績や数値シミュレーションモデルによる洪水氾濫流の挙動の予測などを総合的に勘案して作成される。従って、効果的な対策を策定するためには、氾濫流の到達時間を適正に予測できることが重要であり、洪水氾濫シミュレーションモデルには必然的に高い予測精度が求められる。

洪水氾濫シミュレーションモデルは、平面2次元数値モデルに洪水氾濫流の挙動を大きく左右する氾濫原の地形形状、例えば道路や水路網、田畑、樹林帯あるいは家屋群などの要素を取り扱うための様々な工夫を加えることで構築されているが、一般にこれらの影響は計算格子を地形形状に沿って形成し、土地利用を反

映した境界条件や内部境界条件を計算格子に与えることで考慮される。このような理由で、どのような計算格子システムを採用するのかが、予測精度の高い洪水氾濫シミュレーションモデルを構築する上で重要なポイントとなる。

既存の洪水氾濫シミュレーションモデルの多くは、直交格子や一般曲線座標系による構造格子に基づき構築されている^{2),3),4),5)}。例えば、岩佐ら²⁾は対象領域を分割した各直交格子に地目別の適当な等価粗度係数を与えることで、末次・栗城³⁾は、対象領域を分割した各直交格子に家屋の占有率と水深の影響を考慮した等価粗度係数を用いることで地形形状の影響を考慮している。しかしながら、等価粗度係数は巨視的な氾濫流の予測には適しているものの、家屋や道路の配置や形状を考慮できないため、市街地での氾濫流の挙動を高い精度で再現することは難しい。そこで、福岡ら⁴⁾は密集市街地を対象として、一般曲線座標系を導入した構造格子に基づくシミュレーションモデルを構築し、道路網や家屋などを適正にモデル化できること、実験結果との比較より道路や家屋群内の水位や流速を精度良く再現できることなどを示した。

著者ら⁵⁾は、高解像度風上解法の一つである流束差分法(FDS)⁶⁾と直交格子を用いた洪水流モデルを構築し、既存の実験結果や数値実験に基づき、その基本性能を明らかにした。さらに、Fraccarollo and Toro⁷⁾による2次元ダム破壊流れに関する実験結果に基づき、

洪水流モデルの予測精度と適用限界などについて定量的に検討を加え、高精度氾濫シミュレーションモデルの基礎モデルとしての有用性を示した。しかし、構造格子は規則的に格子配列を行う必要があるため、市街地のように家屋や道路網などが配置された複雑な内部境界形状を持つ計算領域に対して格子形成を行うことは難しい。特に密集市街地では家屋間隔が最も狭い所を基準として格子形成を行う必要が生じるため、計算領域全体に渡って細かく格子を配列しなければならず、計算アルゴリズム等にもよるが、計算効率の悪化につながる場合もある。

これに対し、非構造格子に基づく数値モデルは、格子を規則的に配列する必要がないので、計算の精度および効率の高い格子を容易に形成できるという大きな利点がある。非構造格子を用いた洪水氾濫シミュレーションモデルや洪水流モデルとしては、例えば、井上ら⁸⁾や著者ら^{9),10)}のものがある。井上ら⁸⁾は地形形状を適正に表現できる非構造格子を用いた数値モデルと直交格子を用いた数値モデルを実際の都市域に適用し、前者がより正確な予測結果を与えることを明らかにしている。しかし、実験結果に基づく定量的な検証が行われているわけではないので、数値モデル自体の性能については不明のままである。著者ら^{9),10)}は前述した直交格子による洪水流モデル⁵⁾を発展させた非構造格子を用いたFVM(有限体積法)に基づく洪水流モデルを構築し、軸対象ダム破壊流れ⁹⁾や、家屋や物体を模した角柱群を配列した水路内でのダム破壊流れの実験結果¹⁰⁾に適用し、その基本性能について定量的に調べた。その結果、そこで提案した数値モデルが初期値の境界や物体形状に沿って格子を形成することができるため、直交格子を用いた洪水流モデル⁵⁾では再現が難しい流れの対称性を正確に保持できることや角柱群が配列された極めて複雑な状況でのドライベッド上のダム破壊流れをほぼ再現できること等を明らかにした。

本研究は、これらのことを踏まえ、非構造格子を用いたFVM(有限体積法)とFDS⁶⁾に基づく時空間1次精度の非構造有限体積洪水流数値モデル^{9),10)}をMUSCL法¹¹⁾と時間積分に予測子修正子法を用いることで時空間2次精度に拡張した非構造有限体積洪水流数値モデルの構築を行い、両モデルの性能について定量的に検証したものである。これまで、高解像度風上解法と非構造格子を用いた平面2次元モデルの定量的な検証が充分になされていないことを踏まえ、まず、洪水流が集中する道路や水路などを想定したBellos et al.¹²⁾による漸縮・漸拡水路内におけるドライベッド上の2次元ダム破壊流れの実験結果に適用した。次に、破堤点から氾濫原に広がる洪水流を想定したドライベッド状態の2次元ダム破壊流れの水深、さらにはフロントの広がりおよび水深平均流速についても、本研究で新たに得られた実験結果に基づき、両モデルの予測精度、適

用限界および計算効率について検討を行った。

2. 数値モデル

(1) 基礎方程式

洪水流モデルの基礎方程式である2次元浅水方程式は、 U を保存量ベクトル、 E と F をそれぞれ x と y 方向の流束ベクトル、および S を発生項・消滅項ベクトルとすると、式(1)で表される。ただし、運動量拡散項は洪水流の挙動に対して支配的ではないので³⁾、式(1)では考慮されていない。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + S = 0 \quad (1)$$

$$U = \begin{pmatrix} h \\ uh \\ vh \end{pmatrix}; E = \begin{pmatrix} uh \\ u^2h + \frac{1}{2}gh^2 \\ uvh \end{pmatrix}; F = \begin{pmatrix} vh \\ uvh \\ v^2h + \frac{1}{2}gh^2 \end{pmatrix}; S = \begin{pmatrix} 0 \\ -gh(S_{ox} - S_{fx}) \\ -gh(S_{oy} - S_{fy}) \end{pmatrix}$$

ここに、 h は水深、 u と v はそれぞれ x と y 方向の流速、 g は重力加速度、 S_{ox} と S_{oy} はそれぞれ x と y 方向の河床勾配、 S_{fx} と S_{fy} はそれぞれ x と y 方向の摩擦勾配である。ここで、基準水平面からの河床高を z_b とすると、河床勾配 S_{ox} と S_{oy} はそれぞれ式(2)で表される。

$$S_{ox} = -\frac{\partial z_b}{\partial x}; S_{oy} = -\frac{\partial z_b}{\partial y} \quad (2)$$

また、摩擦勾配 S_{fx} と S_{fy} は、マンニングの粗度係数 n を用いると、それぞれ式(3)で与えられる。

$$S_{fx} = \frac{n^2 u \sqrt{u^2 + v^2}}{h^{4/3}}; S_{fy} = \frac{n^2 v \sqrt{u^2 + v^2}}{h^{4/3}} \quad (3)$$

式(1)を任意の検査体積 Ω で積分した後、ガウスの発散定理を適用すると、式(4)の積分型の浅水方程式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} U dS + \oint_{\partial\Omega} (\mathcal{F} \cdot \mathbf{n}) dL + \int_{\Omega} S dS = 0 \quad (4)$$

ここに、 $\partial\Omega$ は検査体積の境界線、 S は Ω の面積、および L は $\partial\Omega$ の長さである。 $\mathcal{F} \cdot \mathbf{n}$ は境界線 $\partial\Omega$ の法線方向を通過する流束ベクトルであり、 x と y 方向の流束ベクトルと境界線 $\partial\Omega$ における外向き単位法線ベクトル $\mathbf{n} = (n_x, n_y)$ を用いると、式(5)のようになる。

$$\mathcal{F} \cdot \mathbf{n} = E n_x + F n_y \quad (5)$$

流束ベクトル $\mathcal{F} \cdot \mathbf{n}$ の流束ヤコビアン C_n は式(6)で表される。

$$C_n = \frac{\partial(\mathcal{F} \cdot \mathbf{n})}{\partial U} = A n_x + B n_y \quad (6)$$

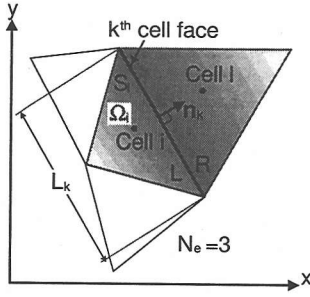


図-1 検査体積

ここに、 A と B は、流束ベクトル E と F の流束ヤコビアンで、それぞれ式(7)と(8)で与えられる。ここで、 $c(=\sqrt{gh})$ は波速である。

$$A = \frac{\partial E}{\partial U} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -u^2 + c^2 & 2u & 0 \\ -uv & v & u \end{pmatrix} \quad (7)$$

$$B = \frac{\partial F}{\partial U} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ -uv & v & u \\ -v^2 + c^2 & 0 & 2v \end{pmatrix} \quad (8)$$

(2) 数値解析法

a) 有限体積法

図-1に示すように、計算領域を分割した微小領域をセル i とし、そのセルを検査体積 Ω_i とすると、式(4)は式(9)のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(U_i S_i) + \oint_{\partial\Omega_i} (\mathcal{F} \cdot \mathbf{n}) dL + \int_{\Omega_i} S dS = 0 \quad (9)$$

ここに、 U_i はセル i における U の平均値、 S_i はセル i の面積である。また、 $\oint_{\partial\Omega_i} (\mathcal{F} \cdot \mathbf{n}) dL$ はセル i を構成するセル境界線を流出入する流束ベクトルの和を表す。

b) 1次精度平面2次元洪水流数値モデル^{9),10)}

時間積分にEulerの陽解法を適用し、セル境界線を流出入する流束ベクトルを数値流束 $\mathcal{F}^* \cdot \mathbf{n}$ で表すと、式(9)の1次精度平面2次元洪水流数値モデルは式(10)となる。

$$U_i^{t+1} = U_i^t - \Delta t \left[\frac{1}{S_i} \sum_{k=1}^{N_e} (L_k (\mathcal{F}_k^* \cdot \mathbf{n}_k)) + S_i \right] \quad (10)$$

ここに、 t は時間に対する添字、 k はセル i を構成するセル境界線を区別するために振られるセル境界線番号、 N_e はセル i の全セル境界線数(セル形状が3角形の場合 $N_e=3$)、 Δt は時間の刻幅、 L_k は k 番目のセル境界線の長さ、および $\mathcal{F}_k^* \cdot \mathbf{n}_k$ は k 番目のセル境界線を流出入する数値流束である。

基本量ベクトル $\mathbf{V} = (h, u, v)^T$ がセル内で一定と仮

定すると、FDSに基づく数値流束は式(11)で表される。

$$\mathcal{F}_k^* \cdot \mathbf{n}_k = \frac{1}{2} (\mathcal{F}_R + \mathcal{F}_L) \cdot \mathbf{n}_k - \frac{1}{2} \widetilde{C}_{nk} |\Delta U| \quad (11)$$

ここに、 $\mathcal{F}_{R/L} \cdot \mathbf{n}_k$ と $U_{R/L}$ は、それぞれ外向き法線方向を正とする k 番目のセル境界線の右側/左側流束ベクトルと保存量ベクトル、 Δ は $\Delta(\bullet) = (\bullet)_R - (\bullet)_L$ で定義されるオペレータ、および \widetilde{C}_{nk} は k 番目のセル境界線における近似ヤコビアンであり、式(12)に示すRoe⁶⁾によって提案された流速と波速の平均値を用いて計算される。

$$\begin{aligned} \tilde{u} &= \frac{\sqrt{h_L} u_L + \sqrt{h_R} u_R}{\sqrt{h_L} + \sqrt{h_R}} \\ \tilde{v} &= \frac{\sqrt{h_L} v_L + \sqrt{h_R} v_R}{\sqrt{h_L} + \sqrt{h_R}} \\ \tilde{c} &= \sqrt{g \frac{h_L + h_R}{2}} \end{aligned} \quad (12)$$

また、近似ヤコビアンの保存性は次式の関係を満たすことで保証される。

$$\begin{aligned} \Delta(\mathcal{F} \cdot \mathbf{n}) &= \widetilde{C}_{nk} \Delta U = \sum_{j=1}^3 (\tilde{\alpha}^j \tilde{\lambda}^j \tilde{e}^j)_k \\ \Delta U &= \sum_{j=1}^3 (\tilde{\alpha}^j \tilde{e}^j)_k \end{aligned} \quad (13)$$

ここに、 $\tilde{\lambda}^j$ と \tilde{e}^j はそれぞれ近似ヤコビアンの固有値と右固有ベクトル、 $\tilde{\alpha}^j$ は波の強さを表す。ここで、近似ヤコビアン \widetilde{C}_n の固有値 $\tilde{\lambda}^j$ は、式(14)で表される。

$$\begin{aligned} \tilde{\lambda}^1 &= \tilde{u} n_x + \tilde{v} n_y + \tilde{c}; \quad \tilde{\lambda}^2 = \tilde{u} n_x + \tilde{v} n_y; \\ \tilde{\lambda}^3 &= \tilde{u} n_x + \tilde{v} n_y - \tilde{c} \end{aligned} \quad (14)$$

また、近似ヤコビアン \widetilde{C}_n の右固有ベクトル \tilde{e}^j は、式(15)で表される。

$$\begin{aligned} \tilde{e}^1 &= \begin{pmatrix} 1 \\ \tilde{u} + \tilde{c} n_x \\ \tilde{v} + \tilde{c} n_y \end{pmatrix}; \quad \tilde{e}^2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\tilde{c} n_y \\ \tilde{c} n_x \end{pmatrix}; \\ \tilde{e}^3 &= \begin{pmatrix} 1 \\ \tilde{u} - \tilde{c} n_x \\ \tilde{v} - \tilde{c} n_y \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (15)$$

各波の強さ $\tilde{\alpha}^j$ は $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = u n_x + v n_y$ とすると、式(16)で表される。

$$\begin{pmatrix} \tilde{\alpha}^1 \\ \tilde{\alpha}^2 \\ \tilde{\alpha}^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\Delta h}{2} + \frac{1}{2\tilde{c}} (\Delta(hu)n_x + \Delta(hv)n_y - \tilde{u} \cdot \mathbf{n} \Delta h) \\ \frac{1}{\tilde{c}} ((\Delta(hv) - \tilde{v} \Delta(h))n_x - (\Delta(hu) - \tilde{u} \Delta(h))n_y) \\ \frac{\Delta h}{2} - \frac{1}{2\tilde{c}} (\Delta(hu)n_x + \Delta(hv)n_y - \tilde{u} \cdot \mathbf{n} \Delta h) \end{pmatrix} \quad (16)$$

式(13)の関係を用いると、式(11)で表される数値流束は式(17)のように書き換えることができる。

$$\mathcal{F}_k^* \cdot \mathbf{n}_k = \frac{1}{2}(\mathcal{F}_R + \mathcal{F}_L) \cdot \mathbf{n}_k - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 (\tilde{\alpha}^j |\tilde{\lambda}^j| \tilde{e}^j)_k \quad (17)$$

式(17)の数値流束はエントロピー条件を満足しないので、膨張衝撃波などに対して非物理的な解を与える場合がある。そこで、式(17)中の $|\tilde{\lambda}^j|$ を式(18)の関数 $\Psi(\tilde{\lambda}^j)$ に置き換え、これを処理する¹³⁾。

$$\Psi(\tilde{\lambda}^j) = \begin{cases} |\tilde{\lambda}^j| & \text{if } |\tilde{\lambda}^j| \geq \frac{1}{2}\delta^j \\ \frac{(\tilde{\lambda}^j)^2}{\delta^j} + \frac{1}{4}\delta^j & \text{if } |\tilde{\lambda}^j| < \frac{1}{2}\delta^j \end{cases}; \quad \delta^j = \max(0, 4\Delta\lambda^j) \quad (18)$$

消滅項である摩擦勾配はセル重心の基本量ベクトルを用いて計算する。一方、発生項である摩擦勾配は定常状態において式(19)を満たすように、流束ベクトルと同様な手法で離散化する¹⁴⁾。

$$\sum_{k=1}^{N_e} (L_k(\mathcal{F}_k^* \cdot \mathbf{n}_k)) + \int_{\Omega_i} S dS = 0 \quad (19)$$

発生項は式(20)のように離散化でき、発生項に対応する数値流束 S_k^* は式(21)により計算される。

$$\int_{\Omega_i} S dS = \sum_{k=1}^{N_e} S_k^* \quad (20)$$

$$S_k^* = \frac{1}{2} \left(\tilde{S}_k - \sum_{j=1}^3 \left(\frac{|\tilde{\lambda}^j|}{\tilde{\lambda}^j} \tilde{\beta}^j \tilde{e}^j \right)_k \right) \quad (21)$$

ここに、 \tilde{S}_k は式(22)で表される。

$$\tilde{S}_k = \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ g\tilde{h}(L_k\Delta z_b n_x) \\ g\tilde{h}(L_k\Delta z_b n_y) \end{pmatrix} \quad (22)$$

ここで、 $\tilde{h} = (h_L + h_R)/2$ である。また、 β は発生項に対応する波の強さであり、式(23)のように表される。

$$\begin{pmatrix} \tilde{\beta}^1 \\ \tilde{\beta}^2 \\ \tilde{\beta}^3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2\tilde{c}} \begin{pmatrix} S_2 \cdot \mathbf{n}_x + S_3 \cdot \mathbf{n}_y \\ 0 \\ -(S_2 \cdot \mathbf{n}_x + S_3 \cdot \mathbf{n}_y) \end{pmatrix} \quad (23)$$

c) 2次精度平面2次元洪水流数値モデル

時間積分について予測子・修正子法を用い、基本量ベクトル $\mathbf{V} = (h, u, v)^T$ がセル内で線形と仮定すると、時間・空間に対して2次精度数値モデルが得られる。式(9)の2次精度平面2次元洪水流数値モデルは式(24)

のようになる。

$$U_i^p = U_i^t - \frac{\Delta t}{2} \left[\frac{1}{S_i} \sum_{k=1}^{N_e} (L_k(\mathcal{F}_k^* \cdot \mathbf{n}_k)) + S_i \right]; \quad (24)$$

$$U_i^{t+1} = U_i^t - \Delta t \left[\frac{1}{S_i} \sum_{k=1}^{N_e} (L_k(\mathcal{F}_k^{*p} \cdot \mathbf{n}_k)) + S_i^p \right]$$

ここに、上付きの添字 p は予測子を示す。

基本量ベクトル $\mathbf{V} = (h, u, v)^T$ の線形補間には、数値振動を抑えるために式(25)の制限関数 ψ_i を導入したMUSCL法¹¹⁾を用いる。

$$\mathbf{V}_L = \mathbf{V}_i + \psi_i \nabla \mathbf{V}_i \cdot \mathbf{r}_{ik} \quad (25)$$

ここに、 $\nabla \mathbf{V}_i$ はGreen-Gaussの発散定理を用いて求められる基本量の勾配、 \mathbf{r}_{ik} はセル i の重心とセル境界線 k の中点を結ぶ位置ベクトルである。制限関数 ψ_i は式(26)で表され、minmod関数¹⁵⁾により求めたセル境界線 k における制限関数値 ψ_k のセル最小値となる。

$$\psi_i = \min_{k=1}^{N_e} \psi_k$$

$$\psi_k(Q) = \max(0, \min(Q, 1.0)) \quad (26)$$

ここに、 l は k 番目のセル境界線を挟んでセル i と隣接するセルの番号、 $Q = (\mathbf{V}_l - \mathbf{V}_i) / (2\nabla \mathbf{V}_i \cdot \mathbf{r}_{ik})$ である。

d) 安定条件

両数値モデルは陽的スキームに基づいているので、終始計算を実行するには安定条件が必要となる。ここでは、式(27)で表される時間の刻幅を制約する一般的な安定条件を用いた。

$$\Delta t \leq C_r \frac{\min(dr_{i,l})}{2 \max(c + \sqrt{u^2 + v^2})_i} \quad (27)$$

ここに、 $dr_{i,l}$ はセル i 、 l の重心間距離、 C_r はクーラン数である。

3. 境界条件

(1) 開・閉境界条件

セル境界 k が計算領域の境界上にある場合、以下のような境界条件¹⁶⁾を用いて、セル i の水深 h と流速 $u \cdot \mathbf{n}$ を求める。

a) 開境界条件

開境界条件は、常流と射流の場合とに対してそれぞれ次のように与える。

常流では流入条件と流出条件のいずれについても、水深または単位幅当たりの流量を与える。水深が与えられたときには、式(28)より流速を求める。一方、単位幅あたりの流量 q_n が与えられたときには、式(28)と c_L

の積である式 (29) を解くことで水深と流速を求める。

$$(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})_R = (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})_L + 2(c_L - c_R) \quad (28)$$

$$2c_R^3 - ((\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})_L + 2c_L)c_R^2 + gqn = 0 \quad (29)$$

一方、射流では流入条件として水深と流速の両方を与えるが、流出条件は特に与える必要はない。

b) 閉境界

閉境界条件として、式 (30) を与える。

$$(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})_R = -(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})_L; h_R = h_L \quad (30)$$

(2) ドライベッド条件

水の無いドライベッド状態では水深が 0 となるため、計算不能となる^{7),17)}。そこで、数値実験より決定した極めて小さな水深 h_v を氾濫原の初期水深として与え、水深が h_v 以下となるセルでの流速を $u=v=0$ と置き、これを処理する。

水深が 0 に極めて近く流速が大きい洪水氾濫流のフロント部分では式 (3) の摩擦勾配 S_{fx} と S_{fy} が極めて大きくなるため、この場合も計算不能となる⁵⁾。これに対しては、数値実験より決定した計算可能な最小の水深 h_c を与え、水深が h_c 以下となるセルでの摩擦勾配を $S_{fx}=S_{fy}=0$ とすることで処理する。

つまり、セルでの水深 h が $h_v < h < h_c$ の場合には摩擦勾配を 0、 $h < h_v$ の場合には流速を 0 とし計算を行う。

4. モデルの検証

(1) 基本性能と適用限界の検討

1次および2次精度数値モデルの定常跳水に対する解の収束性、軸対称ダム破壊流れに対する対称性およびダム破壊流れに対する適用限界についてまず検討を行った⁹⁾。その結果、1次元跳水の実験値を良好に再現できることから本モデルの収束性が良いこと、初期値の境界に沿って格子を形成することができる本モデルは対称性を正確に保持できること、1次精度数値モデルは貯水槽部の初期水深 h_r と氾濫部の初期水深 h_t の水深比 $h_t/h_r > 0$ で、2次精度数値モデルは $h_t/h_r \geq 0.002$ で計算可能であることがわかった。この水深比を後述する漸縮・漸拡水路における2次元ダム破壊流れ¹²⁾と氾濫原における2次元ダム破壊流れの実験に適用すると、水深比の制限がより厳しい2次精度モデルで計算可能な h_t は 0.0008m となる。この値をドライベッド条件 h_v として与え、 h_c を変化させた数値実験を行ったところ、いずれの実験結果に対しても計算可能な最小の水深 h_c は 0.001m であった。これを踏まえ、 h_v と h_c の値はそれぞれ $h_v=0.0008\text{m}$ と $h_c=0.001\text{m}$ とした。また、以上の全てに対して効率良く安定した計算を行えるクーラン数の値は $C_r=0.95$ であったので、以下ではこの値を用いる。

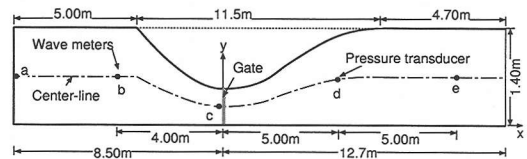


図-2 実験水路と測定点位置

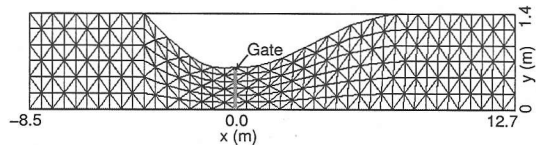
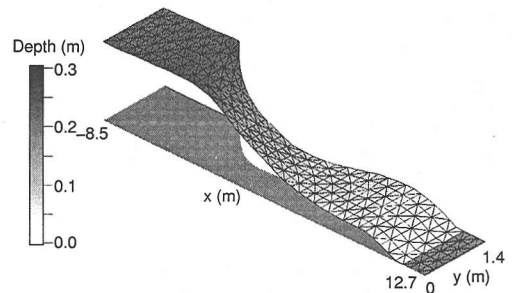
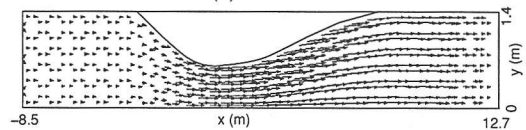


図-3 計算格子



(a) 水面形状



(b) 流速ベクトル

図-4 計算結果の一例 ($t=6.5$ 秒, 1次精度数値モデル)

(2) 漸縮・漸拡水路におけるダム破壊流れの実験値¹²⁾との比較

Bellos et al.¹²⁾による漸縮・漸拡水路におけるドライベッド上のダム破壊流れに基づき、本数値モデルの検証を行う。Bellos et al.¹²⁾の実験結果は、Garcia-Navarro and Alcrudo¹⁸⁾、Jha et al.¹⁹⁾および Tseng et al.²⁰⁾等の数値モデルの検証に用いられており、全般的に見れば信頼に足る実験データであると考えられる。

実験水路は図-2に示すような底面が鉄製の可変勾配水路であり、水路勾配 S_{ox} は 0.0~0.01 の範囲で 0.002 刻みで変えられている。ただし、水路の縦横比は実スケールに従っていない。これは、図-2~4に示されている内容を明確にするためである。

ダム破壊流れは、水路上流端から 8.50m の位置に設置されたゲートをほぼ瞬間的に取り除くことで発生させている。ダム上流側の貯水槽の初期水深 h_r は $h_r=0.3\text{m}$ で、氾濫原の初期水深は $h_t=0$ つまりドライベッド状態

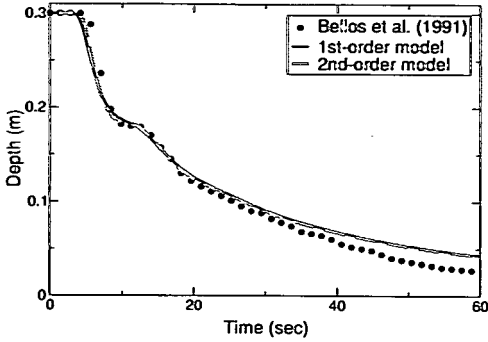


図-5(a) 計算結果と実験結果¹²⁾との比較 ($S_{ox}=0$, 測定点 a)

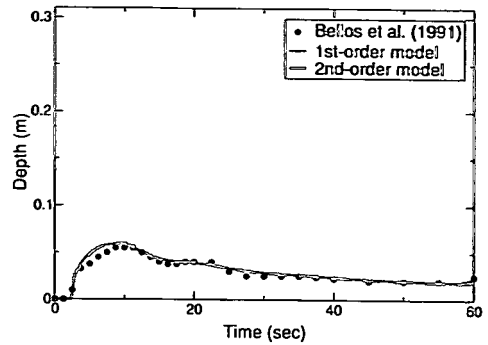


図-5(d) 計算結果と実験結果¹²⁾との比較 ($S_{ox}=0$, 測定点 d)

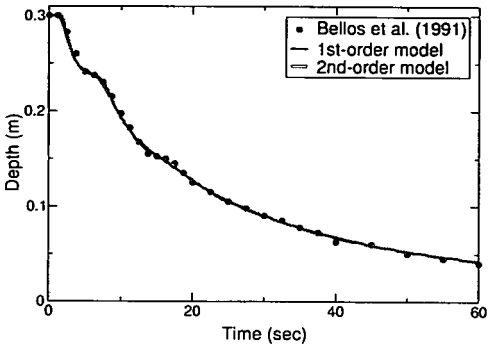


図-5(b) 計算結果と実験結果¹²⁾との比較 ($S_{ox}=0$, 測定点 b)

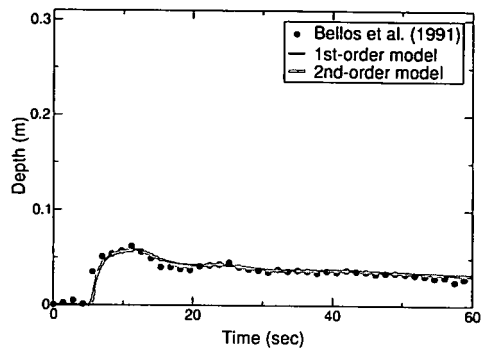


図-5(e) 計算結果と実験結果¹²⁾との比較 ($S_{ox}=0$, 測定点 e)

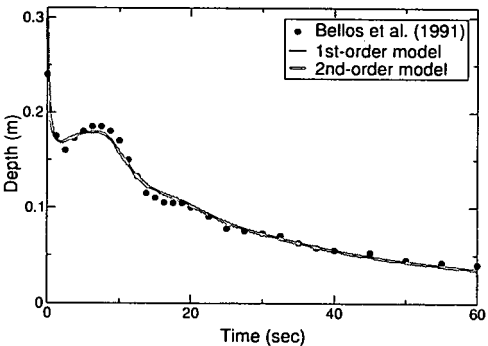


図-5(c) 計算結果と実験結果¹²⁾との比較 ($S_{ox}=0$, 測定点 c)

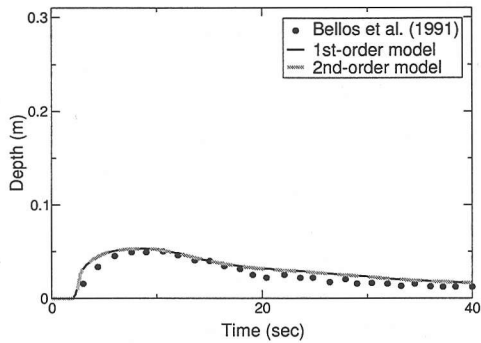
図-3 は計算に用いた格子の配列状態であり、格子数は 515 個である。付録に示した理由に基づき、計算では $n=0.009$ を用いている。また、 $S_{ox}=0.0\sim 0.01$ のいずれの水路床勾配においても実験結果が良好に再現されたので、ここでは $S_{ox}=0.0$ および 0.01 の計算結果を示している。

図-4 は、 $S_{ox}=0$ の場合のゲート開放 $t=6.5$ 秒後の水面形状と流速ベクトルの計算結果を示したものである。同図から大きな流速でドライベッド状態の水路内を流下するダム破壊流れの水面形状の様子がよくわかる。

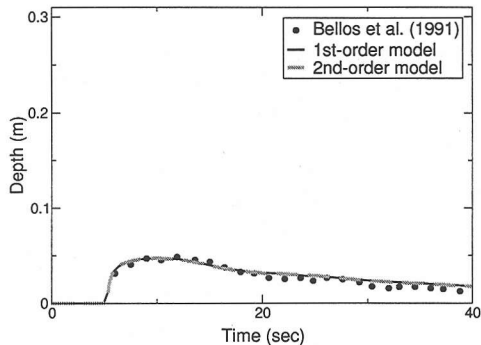
図-5(a) から (e) は、 $S_{ox}=0$ の場合の水深 h の時系列に関する計算結果と実験結果との定量的な比較を行ったものである。ここで、a、b および c は貯水槽、d と e は氾濫原における測定点である。図-5(a) の水路上流端側壁付近の測定点 a では、 $t \approx 30$ 秒以降で、1 次精度と 2 次精度数値モデルのいずれについても実験結果に対しても最大で 20% 程度の相対誤差が生じている。 $t > 30$ 秒の結果に着目すると、壁面からの反射波は実験結果には現れておらず、この影響は小さいと考えられる。また、そこでの水深は、測定点 b と少なくとも同程度、測定点 c よりは大きくなると思われるが、測定点 b と c の水深よりも小さくなっている。以上のことより、測定点 a における $t > 30$ 秒の実験結果は妥当性に欠けると推察される。従って、そこでの実験

である。図-2 に示すように貯水槽の測定点 a、b および c では波高計、氾濫原の測定点 d と e では圧力計による水深測定のみが行われている。実験の詳細については Bellos et al.¹²⁾ の論文を参照されたい。

検討に入る前に、本数値モデルの検証に用いた Bellos et al.¹²⁾ の実験結果が、次の 2 点において必ずしも正しくない可能性があることをまず指摘しておく。一つは、貯水槽における測定点 a での水深が正しくないと思われることであり、もう一つは、Manning の粗度係数が実験で定められた値ではなく、実験水路の底面が鉄製であることから、その標準値 $n=0.012$ を採用しており、これが正しくないと思われることである。



(a) 測定点 d



(b) 測定点 e

図-6 $S_{oz}=0.01$ の場合の計算結果と実験値¹²⁾との比較

結果は、計算結果の検証に役立つものではないが、他の測定点との整合性を踏まえ、 $t=60$ 秒までの実験データを示している。 t =約30秒以前の測定 a の計算結果については、ゲート開放から約4秒後に水深が下がり始める様子が良好に再現されていることから、上流側に伝搬する波速が適正に予測されていることがわかる。図-5(b)の水路漸縮が始まる測定点 b における比較より、時間とともに緩やかに減少する実験結果が良好に再現されていることが確認できる。図-5(c)のダム付近の測定点 c における比較より、計算結果が水深がゲートの開放とともに急激に下がり、若干の間増加した後、時間の経過とともに徐々に小さくなる実験結果が良好に再現されていることがわかる。図-5(d)の氾濫原の水路漸拡部の測定点 d および図-5(e)の水路漸拡部が終了した測定点 e についても良好な計算結果となっている。

図-6は、 $S_{oz}=0.01$ の場合について同様な検討を行ったものである。いずれの測定点においても良好な結果が得られたので、ここでは測定点 d と e の比較結果が示されている。

以上のように、a 点以外の全ての測定点での水深が良好に再現されていることから、両モデルは漸縮・漸拡

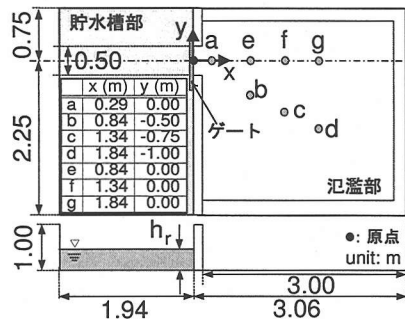
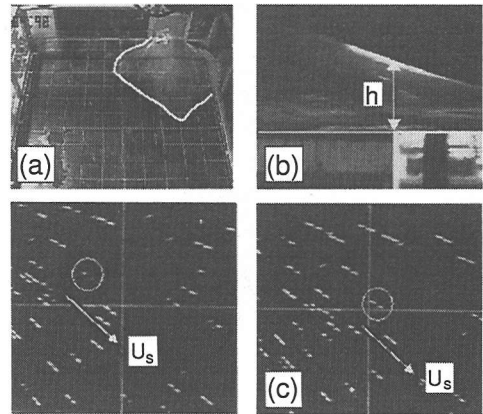


図-7 実験水路と測定点位置



(a) 洪水流のフロント測定 ($t=0.5$ 秒)
 (b) 水深測定 (測定点 a, $t=4.0$ 秒)
 (c) 表面流速測定 (測定点 b, $t=32.0$ 秒)

図-8 測定方法

水路におけるダム破壊流れの流況を精度良く予測できることがわかる。なお、図-5と図-6から明らかなように、予測精度は2次精度モデルの方が若干高いが、1次精度モデルの計算結果との間にはほとんど違いが認められなかった。また、2次精度モデルが計算に要した時間は1次精度モデルの約3.2倍であり、両モデルの質量エラーは 10^{-6} %以下であった。

(3) 2次元ダム破壊流れの実験値との比較

本研究で得られた2次元ダム破壊流れの実験結果に基づき、本数値モデルの検証を行う。

実験装置は図-7に示す貯水槽部(長さ1.94m、幅3.0m)と氾濫部(長さ3.06m、幅3.0m)より構成された洪水氾濫シミュレーション水槽である。水槽全体は水平に保たれており、貯水槽部と氾濫部の底面はアクリル製である。貯水槽部と氾濫部は隔壁で仕切られており、隔壁には水槽左から0.75mの位置に幅0.5mのゲートが設けられている。なお、図中には水深と流速の測定点の位置も示されている。

ゲートをほぼ瞬間的(0.3秒以内)に開放することによ

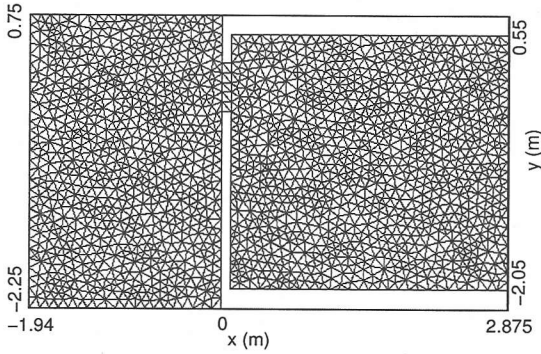
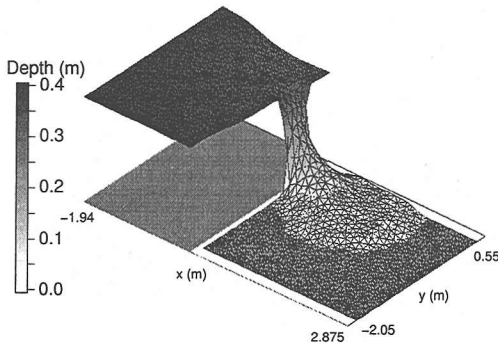
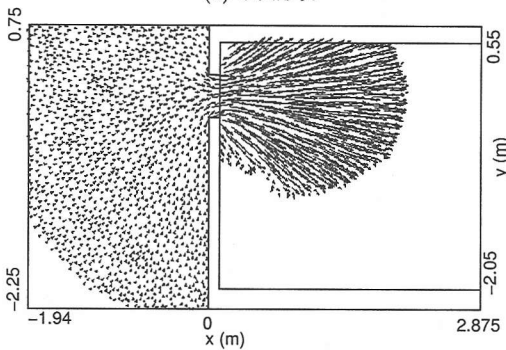


図-9 計算格子



(a) 水面形状



(b) 流速ベクトル

図-10 計算結果の一例 ($t=0.77$ 秒, 1次精度数値モデル)

り、貯水槽に貯留した水深 $h_r=0.4\text{m}$ の水をドライベッド状態の氾濫部に流出させ、2次元ダム破壊流れを発生させた。

氾濫流のフロント位置、水深 h および水深平均流速ベクトル U_a の算定は、氾濫部がドライベッド状態であることを踏まえ、以下のようなユニークな方法で行った。フロントの位置は、図-8(a)に示すようにウランで可視化した水表面を水槽上方から CCD カメラで撮影し、デジタル VTR で収録した流況のフレーム画像をコンピュータ解析することにより求めた。水深 h は、図

-8(b)に示すように所定の測定点にレーザーシート光を照射することによりウランで着色した水表面を可視化し、水路側方から CCD カメラで撮影した流況のフレーム画像をコンピュータ解析することにより求めた。水深平均流速ベクトル U_a は、1次元ダム破壊流れの実験より得られた $U_a = 0.92U_s$ なる関係²¹⁾を用い算定した。ここで、 U_s は表面流速ベクトルであり、図-8(c)に示すように直径約 5mm の発泡スチロール球を多数投入し、水深測定と同一測定点で撮影・収録したそれらの動きを PTV 画像解析することによって求めた。実験データの信頼性を高めるために、以上のいずれの測定も同一条件下で 4 回繰り返した。

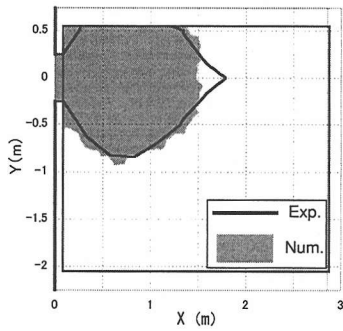
図-9 は計算に用いた格子の配列状態で、格子数は 3405 個である。なお、Manning の粗度係数 n は 0.01 である。この n の値の妥当性は、等流状態の水路実験を通して確認されている。

図-10 はゲート開放から $t=0.77$ 秒後の水面形状と流速ベクトルの計算結果を示したものである。これより、定性的ではあるが、ゲート開放部からドライベッド状態の氾濫原を広がる水面形状や流速ベクトルの様子がわかる。

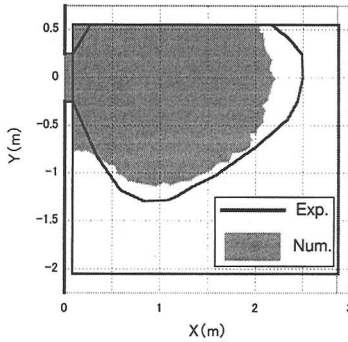
ダム破壊流れのフロント位置について定量的な比較を行ったものが図-11 である。なお、計算でのフロント位置は水深 h が $h > h_v$ となる地点とした。図-11 より、1次精度と 2次精度モデルの間には大きな差異は認められず、いずれの計算結果もゲート付近での横断方向の広がり若干大きく計算されているが、ドライベッド上を広がるダム破壊流れのフロントの状況がほぼ再現されていることが確認できる。計算結果と実験結果との間に差異が生じた理由としては、計算ではどのように h_v を小さくしても、決してドライベッド状態とはならないこと、実験でのゲート開放時間が厳密には瞬間的でないことなどが考えられる。同様な比較は高橋ら²²⁾や Tawatchai and Winyu²³⁾により行われており、いずれもゲート付近でフロントの横断方向への広がり過大に計算されているが、本モデルではそのような傾向は認められない。

ドライベッド上の 2次元ダム破壊流れに関する信頼に足る実験結果としては、Fraccarollo and Toro⁷⁾による水深測定結果に限られており、水深平均流速ベクトルの測定結果は存在しない。これらについても、以下で検証を行う。

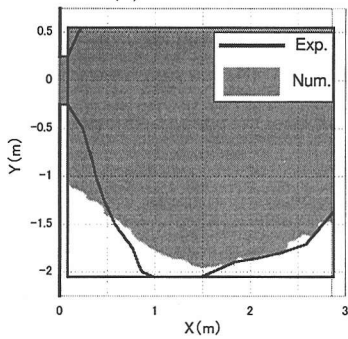
図-12(a) から (g) は、各測定点における水深の時系列についての計算結果と実験結果との比較を示したものである。これらの結果から次のようなことが確認できる。(1) ゲートに最も近い測定点 a では、計算開始から 10 秒間は実験結果を下回っている。(2) ゲート中心軸から離れた測定点 b, c および d では、若干の差異が認められるが、実験結果がほぼ再現されている。(3) ゲート中心軸上にある測定点 e, f および g では、計算開始か



(a) $t=0.5$ 秒

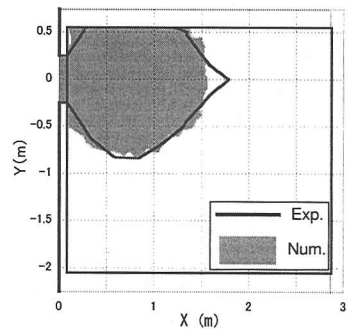


(b) $t=0.77$ 秒

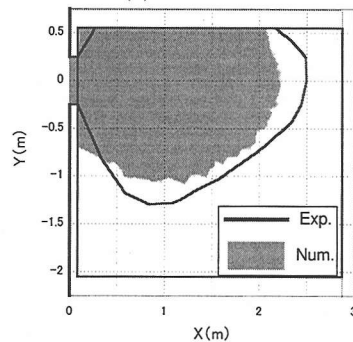


(c) $t=1.5$ 秒

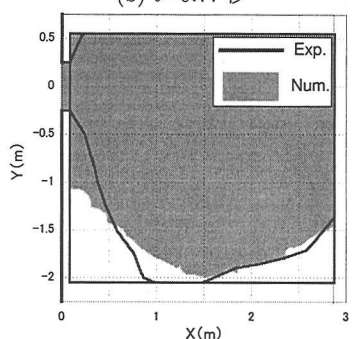
図-11(a) 洪水フロントの比較 (1次精度モデル)



(a) $t=0.5$ 秒



(b) $t=0.77$ 秒



(c) $t=1.5$ 秒

図-11(b) 洪水フロントの比較 (2次精度モデル)

ら10秒間は実験結果より若干大きな値となっているが、実験結果がほぼ再現されている。(4) 1次精度と2次精度数値モデルにはほとんど差異が認められない。このような傾向は、前報⁵⁾で用いた Fraccarollo and Toro⁷⁾の実験データに対しても同様であった。ゲート中心軸上で計算結果と実験結果との間に差異が生じた理由としては、鉛直方向の加速度の影響により、浅水流方程式では記述できない流れが発生していることが考えられる。

図-13(a)から(g)は、各測定点における水深平均流速ベクトルの時系列について計算結果と実験結果との比較を示したものである。水深平均流速ベクトルに関

する比較結果から次のようなことが確認できる。(1) 測定点aでは、水深の時系列の計算結果と実験結果のずれに対応して、ゲート開放から10秒間は実験値を上回っている。(2) ゲート中心軸から離れたb, c, d, およびゲート中心軸上にあるe, f, gのいずれの測定点においても、若干小さく計算されているものの、実験結果はほぼ再現されている。(3) 1次精度と2次精度モデルの結果にはほとんど差異は認められない。ゲート中心軸上で計算結果と実験結果との間に差異が生じた理由としては、水深と同様な理由が考えられる。その他の測定点で、計算値と実験値との間に差異が生じた理由としては、計算では厳密にドライベッド状態ではないこと、実

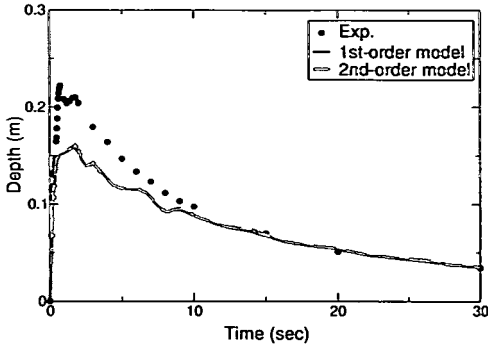


図-12(a) 水深の時系列の比較 (測定点 a)

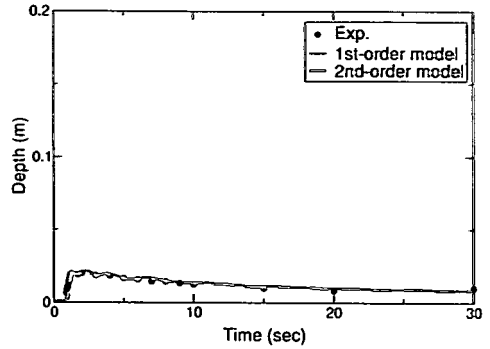


図-12(d) 水深の時系列の比較 (測定点 d)

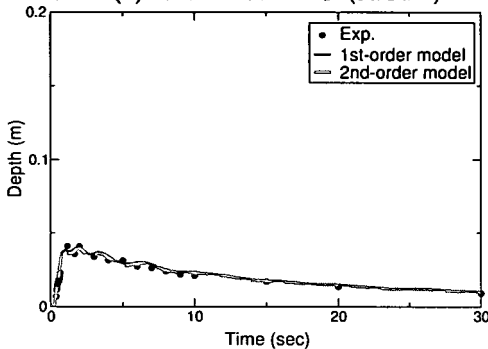


図-12(b) 水深の時系列の比較 (測定点 b)

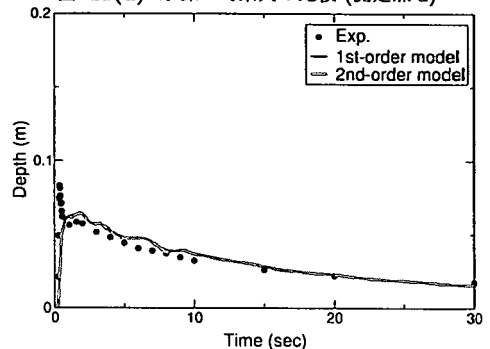


図-12(e) 水深の時系列の比較 (測定点 e)

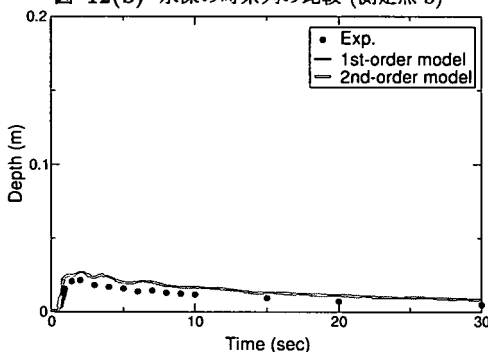


図-12(c) 水深の時系列の比較 (測定点 c)

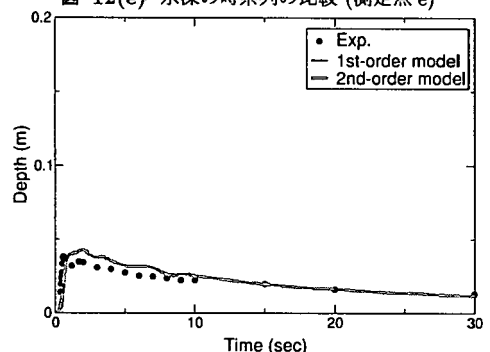


図-12(f) 水深の時系列の比較 (測定点 f)

5. おわりに

験では測定点 e, f および g に比べ測定点 b, c および d で計算値と実験値との差が大きくなっていることから、1次元ダム破壊流れの実験より得られた表面流速ベクトルと水深平均流速ベクトルとの関係を2次元ダム破壊流れに適用したことによる誤差などが考えられる。

以上のように、a点以外の全ての測定点での水深と水深平均流速が良好に再現されていることから、両モデルのいずれも洪水氾濫流の全体的な流況を良好に再現できることがわかる。なお、2次精度モデルが計算に要した時間は、1次精度モデルの3.7倍であり、両モデルの質量エラーは 10^{-6} %以下であった。

高精度洪水氾濫シミュレーションモデルの基礎数値モデルとして、非構造格子を用いた有限体積法 (FVM) と流束差分法 (FDS) に基づく平面2次元洪水モデルを提案した。はじめに、道路や水路に集中する洪水流を想定し、Bellos et al.¹²⁾が行った水路内の2次元ダム破壊流れの実験結果に基づき、両モデルの予測精度と適用限界について検討を加えた。次に、破堤点から氾濫原に広がる洪水流を想定し、平面水槽上の2次元ダム破壊流れの水深、フロントの広がりおよび流速ベクトルの実験結果に基づき、両モデルの予測精度と適用限界について検討を加えた。さらに、1次および2次

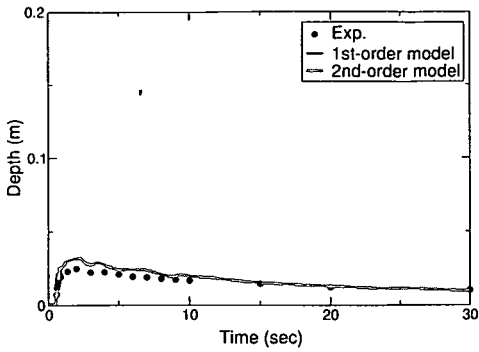


図-12(g) 水深の時系列の比較 (測定点 g)

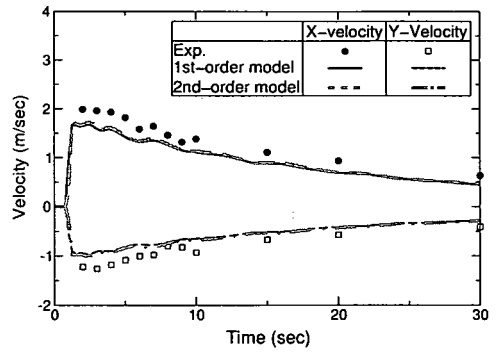


図-13(d) 水深平均流速ベクトルの時系列の比較 (測定点 d)

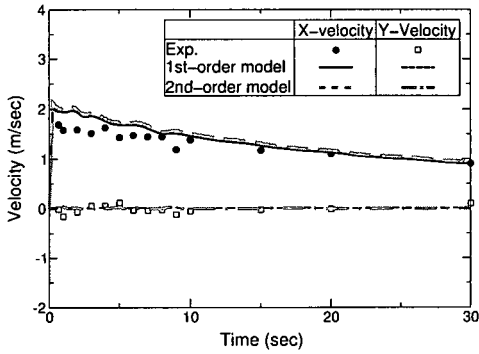


図-13(a) 水深平均流速ベクトルの時系列の比較 (測定点 a)

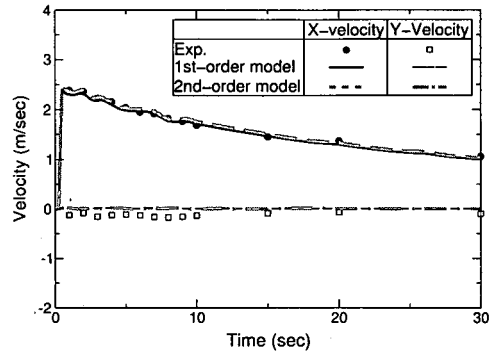


図-13(e) 水深平均流速ベクトルの時系列の比較 (測定点 e)

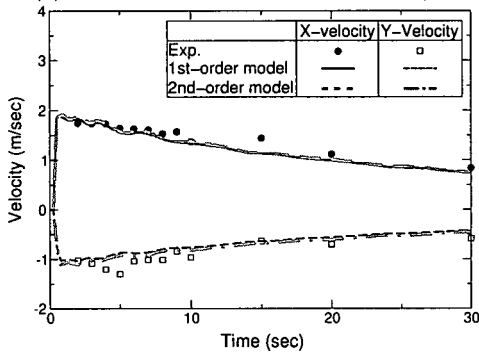


図-13(b) 水深平均流速ベクトルの時系列の比較 (測定点 b)

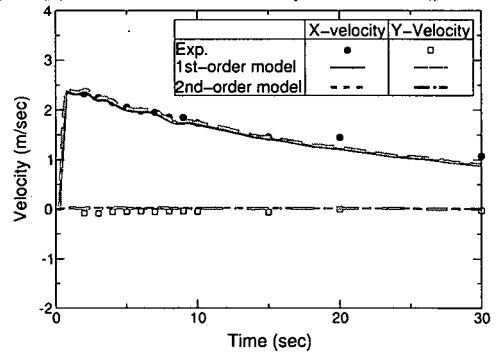


図-13(f) 水深平均流速ベクトルの時系列の比較 (測定点 f)

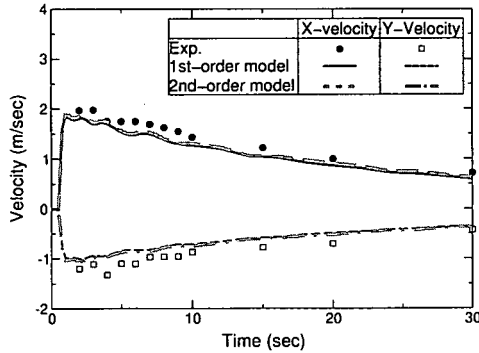


図-13(c) 水深平均流速ベクトルの時系列の比較 (測定点 c)

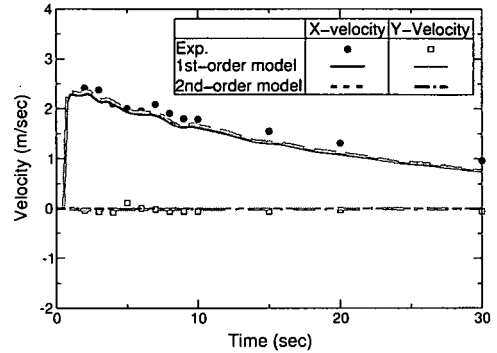


図-13(g) 水深平均流速ベクトルの時系列の比較 (測定点 g)

精度数値モデルの予測精度や計算効率の比較も行った。その結果、(1)水路や水槽などの境界形状を適正に表現できる非構造格子は有用な計算格子システムであること、(2)1次および2次精度数値モデルのいずれも、鉛直方向の加速度の影響が強い場合を除いては、漸縮・漸拡水路内におけるダム破壊流れと水槽上のドライベッド上を広がる2次元ダム破壊流れのいずれについても良好に再現できること、(3)1次精度モデルに比べ、2次精度モデルの方が予測精度が若干高いが約3倍程度の計算時間が必要であり、計算効率を勘案すると、1次精度モデルの方が実用的であること、などの知見が得られた。

今後は、氾濫流解析に重要な地形の起伏状態や家屋群および道路網などを考慮した2次元ダム破壊流れの実験データを収集するとともに、本洪水数値モデルの都市域氾濫解析への適用性について検討を加える予定である。

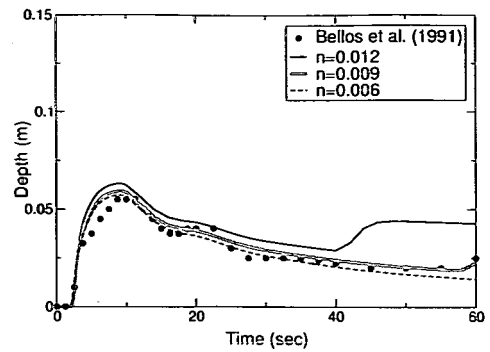
謝辞：本研究は、文部科学省科学技術研究費補助金、基盤研究(B)(2)(代表：秋山壽一郎、課題番号11450190)の援助を受けた。また、本研究を遂行するにあたり、本学助手、Akhilesh Kumar JHA、本学大学院博士前期課程(現在、国土交通省四国地方整備局)、有田由高君、本学大学院博士前期課程、小林俊彦君および大田和正君の協力を得た。ここに記して感謝の意を表します。

付録 Manningの粗度係数に関する検討

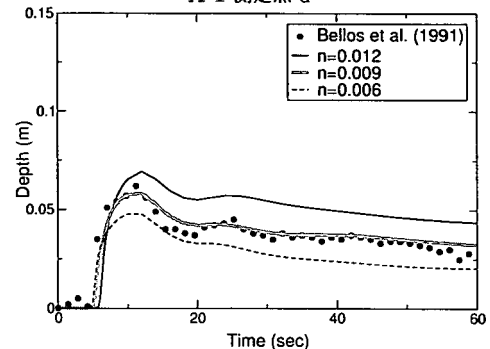
図-AはManningの粗度係数 n を変化させたときの計算結果と実験結果との比較である。

Bellos et al.¹²⁾によって報告されている $n=0.012$ を用いた場合、測定点dとeの計算結果は実験結果を再現できない。このような傾向は、 $S_{ox}=0.01$ の場合についてGarcia-Navarro and Alcrudo¹⁸⁾が行ったMUSCL法に基づく数値モデルや $S_{ox}=0$ の場合についてJha et al.¹⁹⁾が行ったFDS法に基づく数値モデルの検証でも同様に認められる。以上のことは、Bellos et al.¹²⁾が実験に用いた水路の n の値が0.012よりも小さい可能性があることを示唆していると考えられる。

図-A-1に示すように、実験で得られた測定点dの水深は、 $t=55$ 秒以降で増加している。 $n=0.012$ を用いた計算結果は t 約40秒以降で、 $n=0.009$ を用いた計算結果は t 約55秒以降で増加している。また、 $n=0.006$ では水深の増加は見られない。このように、 n の値を変化させることで、水深が増加する時刻が異なってくるのがわかる。そこで、流れの状態を判定するために、フルード数について調べた。その結果、図-A-1で水深が大きくなっている所($n=0.012$ で t 約40秒以降、 $n=0.009$ で t 約55秒以降)のフルード数は1より小さくなっており、それ以外の所では1以上であっ



A-1 測定点 d



A-2 測定点 e

図-A n を変化させた数値実験($S_{ox}=0$, 1次精度モデル)

た。さらに図-A-2では $n=0.012$ の場合は t 約20秒で $n=0.009$ の場合は t 約30秒で常流から射流への遷移が確認された。このことから、その時刻での水深の増加は、下流側で発生した跳水が上流側に伝播したためであると考えられる。

この推論を確かめる一つの方法は、数値実験に基づき、実験結果を良好に再現できる n を定め、その n を用いることで異なった条件下での実験結果を再現することである。まず、図-Aに示す $S_{ox}=0$ の実験結果に基づき、 $n=0.009$ が同定できる。次に、 S_{ox} を0.002から0.010までの範囲で変化させた実験結果との比較を行った結果、いずれも図-5と6に示す $S_{ox}=0$ および0.010の場合と同程度に実験結果を再現できることが確認された。以上の考察より、Bellos et al.¹²⁾が用いた水路の n は0.009程度であると推察される。

参考文献

- 1) 辻本哲郎(編): 2000年9月東海豪雨災害に関する調査研究, 平成12年度科学研究費補助金(特別研究促進費(1))研究報告書, 2001.
- 2) 岩佐義朗, 井上和也, 水鳥雅文: 氾濫水の水利の数値解析法, 京都大学防災研究所年報, 第23巻B-2, pp.305-317, 1980.
- 3) 末次忠司, 栗城稔: 改良した氾濫モデルによる氾濫流の再現と防災への応用に関する研究, 土木学会論文集, No.593/II-44, pp.41-50, 1998.

- 4) 福岡捷二, 川島幹雄, 横山洋, 水口雅教: 密集市街地の氾濫シミュレーションモデルの開発と洪水被害軽減対策の研究, 土木学会論文集, No.600/II-44, pp.23-36, 1998.
- 5) アキレス・クマール・ジャ, 秋山壽一郎, 浦勝, 重枝未玲: FDSを用いた洪水流の数値モデル, 土木学会論文集, No. 656/II-52, pp.73-82, 2000.
- 6) Roe, P. L.: Approximate Riemann solvers, parameter vectors and difference schemes, *Journal of Computational Physics*, Vol.43, pp.357-372, 1981.
- 7) Fraccarollo, L. and Toro, E. F.: Experimental and numerical assessment of the shallow water model for two-dimensional dam-break type problems, *Journal of Hydraulic Research*, Vol.33, No.6, pp.843-864, 1995.
- 8) 井上和也, 川池建司, 戸田圭一: 非構造格子による氾濫解析モデル, 京都大学防災研究所年報, Vol.42 B-2, pp.339-353, 1999.
- 9) 重枝未玲: FVMに基づく洪水流の数値シミュレーション法に関する研究, 修士論文, 九州工業大学大学院, 2000.
- 10) 重枝未玲, 秋山壽一郎, 浦勝, 有田由高: 非構造格子を用いた有限体積法に基づく平面2次元洪水流数値モデル, 水工学論文集, 第45巻, pp.895-900, 2001.
- 11) van Leer, B.: Toward the ultimate conservative difference scheme, 4, a new approach to numerical convection, *Journal of Computational Physics*, Vol.32, pp.101-136, 1977.
- 12) Bellos, C. V., Soulis, J. V. and Sakkas, J. G.: Computation of 2-dimensional dam-break induced flows, *Advances in Water Resources*, Vol.14, No.1, pp.31-41, 1991.
- 13) van Leer, B., Lee, W. T. and Powell, K. G.: Sonic-point capturing, *AIAA 9th Computational Fluid Dynamics Conference*, 1989.
- 14) Glaister, P.: Approximate Riemann solution of the shallow water equations, *Journal of Hydraulic Research*, Vol.26, No.3, pp. 293-306, 1988.
- 15) Sweby, P. K.: High resolution schemes using flux limiters for hyperbolic conservation laws, *SIAM Journal of Numerical Analysis*, Vol.21, No.5, pp.995-1011, 1984.
- 16) Zhao, D. H., Shen, H. W., Lai, J. S. and Tabios III, G. Q.: Approximate Riemann solvers in FVM for 2D hydraulic shock wave modeling, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol.122, No.12, pp.692-702, 1996.
- 17) Zhao, D. H., Shen, H. W., Tabios III, G. Q., Lai, J. S. and Tan, W. Y.: Finite volume two-dimensional unsteady-flow model for river basins, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol.120, No.7, pp.863-883, 1994.
- 18) Garcia-Navarro, F. and Alcrudo, P.: A TVD scheme in finite volumes for the simulation of 2D discontinuous flows, *Proceedings of XXV Congress of International Association for Hydraulic Research, in Tokyo*, Vol.I, pp.1-8, 1993.
- 19) Jha, A. K., Akiyama, J. and Ura, M.: FDS and FVM schemes for 2-D flood flow simulations, *Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering*, Vol.18, No.1, pp.73-84, 2000.
- 20) Tseng, M., Hsu, C. and Chu, C. R.: Channel routing in open-channel flows with surges, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol.127, No.2, pp.115-122, 2001.
- 21) 有田由高: 定常・非定常自由表面流中の物体に働く流体力と流れに関する研究, 修士論文, 九州工業大学大学院, 2000.
- 22) 高橋保, 中川一, 加納茂紀: 市街地における洪水氾濫と土砂堆積に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第27号 B-2, pp. 497-511, 1984.
- 23) Tawatchai, T. and Winyu, R.: 2-D mathematical modeling for dam break wave propagation in supercritical and subcritical flows, *Proceedings of XXV Congress of International Association for Hydraulic Research, in Tokyo*, Vol.I, pp.25-32, 1993.

(2001. 5. 7 受付)

FIRST- AND SECOND-ORDER ACCURATE 2D NUMERICAL MODEL BASED ON UNSTRUCTURED FINITE-VOLUME METHOD FOR FLOOD FLOWS

Juichiro AKIYAMA, Mirei SHIGEDA and Masaru URA

First- and second-order accurate 2D numerical models based on finite-volume method for flood flows are developed. The models employ unstructured grids so as to handle a complicated floodplain geometries. The first-order accurate model uses FDS technique. The second-order accuracy, in space and time, is obtained by using MUSCL technique and predictor-corrector time integral sequence in the first-order model. The models are verified against experimental data of dam-break flow in converging-diverging channel as well as 2D flood wave due to partial dam-break under dry-bed condition. The first-order accurate model may be preferred for practical applications when computation time and overall accuracy are considered.