水工学論文集, 第50巻, 2005年2月

任意の境界形状を有する二次元浅水流の高精度解析手法の開発

DEVELOPMENT OF A HIGHLY ACCURATE NUMERICAL METHOD FOR SHALLOW-WATER FLOWS WITH ARBITRARY BOUNDARY SHAPES

内田龍彦[1]・河原能久[2]
Tatsuhiko UCHIDA and Yoshihisa KAWAHARA

[1] 正会員 博（工） 広島大学大学院助手 工学研究科社会環境システム専攻（〒739-8527 東広島市鏡山 1-4-1）
[2] フェロー会員 工博 広島大学大学院教授 工学研究科社会環境システム専攻（同上）

A versatile numerical method of flows with complex boundaries is highly needed in many hydraulic practices. This paper presents a new computational approach for shallow water flows with the emphasis on the accurate modeling of complex geometries in the Cartesian coordinate system. Expanding the concept of CIP-CSL2 scheme, the present method simultaneously solves point, line and area averaged values of a computational cell to directly capture the effects of complex boundary shapes and conditions. The method is then tested against the one-dimensional dam-break problem to find good agreement with theoretical results. Further, the applicability of the method is demonstrated for two flows. In one case, hydraulic bores bounce from impermeable walls and in the other case water flows between narrow impermeable walls whose direction is arbitrary, both of which are known to be tough problems.

Key Words : *CIP-CSL2 scheme, line and area averaged values, boundary condition, shallow-water flow, numerical analysis, dam-break problem*

1. 序論

洪水氾濫流解析における家屋配置や幹線道路網，河川流解析における堤防や低水路線形は，流れを支配する境界条件である．このような境界条件を適切に評価するためには，デカルト座標系に流体通過率を考慮して扱う場合もある[1),2)]が，一般的には境界適合座標系が用いられる[3),4)]．境界適合座標系で適合させた境界形状と異なる境界条件が流れに与える影響が強い場合，精度良い解析結果は望めない．一般座標系では，計算格子を滑らかに生成しなくてはならないため，例えば粗度群の配置が水路線形に沿わない場合，どちらも考慮することが難しく，計算精度は低下する[5)]．非構造格子はこのような複雑な境界形状の配置にも適用でき，氾濫流解析などで広く用いられている．しかし，水工学分野の解析では，上に挙げた以外でも，底面粗度，水理構造物などの障害物，樹木等の抵抗，河床形状など考慮すべき様々なものがある．氾濫流解析においては，氾濫域の小水路やポンプ等の流入･流出条件，土地利用の違いによる底面粗度係数，樹木等の抵抗体，地盤の起伏等の平面情報が不規則に分布する．これら全ての平面情報を適切に評価するように計算格子を生成することは困難であり，計算格子の生成には水理学的な考察と経験が必要となる．言い換えると，境界適合座標系を用いた計算では，計算精度は計算格子生成に強く依存する．また，氾濫流解析では，解析に必要な国土数値情報や統計データがデカルト座標系で整備されていることから，デカルト座標系において都市構造などを適切に評価できる解析法が開発されれば，そのメリットは大きい．これらの問題を解決するためには，ひとつの計算格子内でそれぞれの境界条件に分布を持たせることが考えられる．境界条件の変化によって計算格子内でも流れ場が変化するため，計算格子内で境界条件が分布を持つ事を前提とした流れの解析法が必要である．

一方，水工学における流れの解析を困難にさせているもののひとつに，ダム決壊流，破堤部付近の氾濫流，河川構造物周辺の急変流，急勾配河道における常射流混在流れなど不連続部を有する流れが挙げられる．このような流れでは安定して計算を行うことさえ，困難である場合があり，数値振動を抑えるために様々な工夫がされる．CIP法[6)]は，高精度かつ安定な移流解法として知られている．水工学の分野でも,常射流混在場の解析によく用いられている[7),8)]．しかし，CIP法を導入した多くの計算では移流項の高精度化と安定化を目的としており，計算格子内のプロファイル自体を解くCIP法のメリットを生かした試みは無いように思われる．即ち，CIP法の考え方を応用すれば，様々な境界条件を考慮した解析が可能となる．

本論文では，特に氾濫流解析モデルの構築を意識して，流れに与える様々な条件をデカルト座標系で表現する，計算格子内で境界条件が分布を持つ事を前提とした流れの解析法を構築することを目的としている．このために，近年開発された保存型CIP法のひとつである，CIP-CSL2法[9)]の考え方を応用した二次元浅水流方程式の新しい解

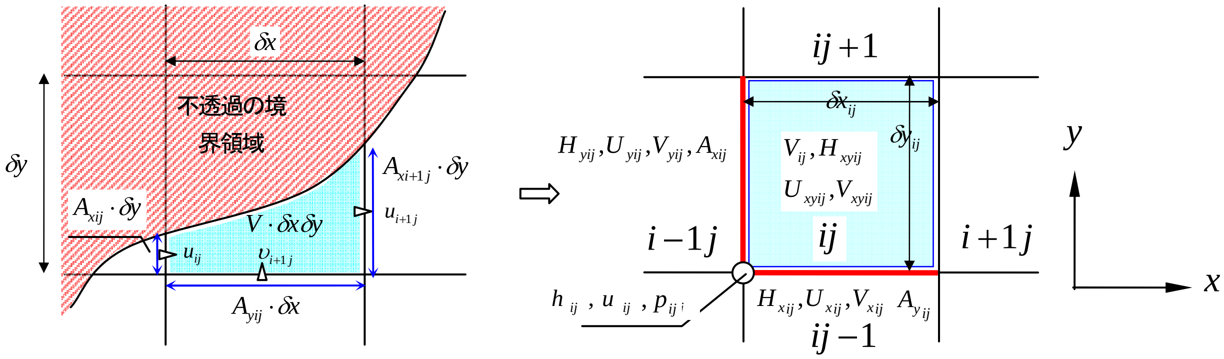


図-1 不透過の境界領域を空隙率で表現したコントロールボリューム(左)と本解析における主要な変数の配置(右)

法を提案している．次に，不連続部を含む流れとしてダムブレーク問題を対象とし，流れの不連続部と任意形状をもつ不透過壁を有する流れに対する本解析手法の適用性を検証する．

2. 解析方法

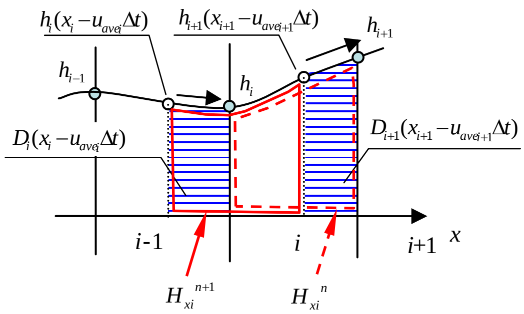
解析の主対象である氾濫流解析では，底面粗度や樹木群の抵抗項などが基礎方程式に含まれるが，本論文ではこれらの分布形状を考慮するための基本的な流れの解析方法と不透過壁面の境界条件の与え方を検討するため，運動方程式では底面および水平せん断力項は扱わない．基礎方程式は，**図-1**に示すように不透過の境界領域を空隙率で表現したコントロールボリューム内の保存量の収支を考えた，連続式(1)と底面および水平せん断力項を省略した運動方程式(2)である．空隙率は**図-1**に示すように計算格子内で連続的に変化するとしている．

$$\frac{\partial h}{\partial t}+\frac{1}{V}\frac{\partial A_{jk}u_jh}{\partial x_k}=0 \tag{1}$$

$$\frac{1}{Vh}\left(V\frac{\partial u_ih}{\partial t}+\frac{\partial A_{jk}u_iu_jh}{\partial x_k}\right)=-g\frac{\partial \zeta}{\partial x_i} \tag{2}$$

ここに，添え字i,jは総和規約に従い，1,2はそれぞれx,y方向を表す．また，h:水深，u_i:i方向流速，，$\zeta=z+h$ (z：鉛直方向) であり，Vは計算格子の流体占有率(空隙率)，A_{ij}は$i=j$のとき，i方向断面の面積通過率，$i\neq j$のとき0である．

一般にCIP法はStaggerd格子で解かれるが，この場合，水深と各方向成分の流速の評価点が異なるため計算の際には補間が必要となる．本研究では**図-1**に示すように，ある計算格子ijにおいて，格子の交点の値(**点値**，小文字の変数)，x,y方向の格子一辺にわたる平均値(**線平均値**，添え字xもしくはyの大文字の変数)，格子内にわたる平均値(**面平均値**，添え字xyの大文字の変数)を同時に解くことによって，流速値の補間を必要としない新しい解析法を提案する．本解析手法の概要を述べる．(1) 連続式には，近年提案された保存型CIP法のひとつであるCIP-CSL2法[9](以下CSL法)を流体占有率を含む場合に拡張している．(2) 運動方程式中の移流項の解析には，CSL法



格子iup間の内挿関数(iupは上流側の格子番号)

$$D_i(x)=a_i(x-x_i)^3+b_i(x-x_i)^2+f_i(x-x_i)$$

$$f_i(x)=3a_i(x-x_i)^2+2b_i(x-x_i)+f_i$$

$$a_i=\frac{f_{iup}+f_i-2F_{xiup}}{(x_{iup}-x_i)^2},\quad b_i=-\frac{f_{iup}+2f_i-3F_{xiup}}{(x_{iup}-x_i)}$$

図-2 CIP-CSL2法による連続式解法と内挿関数

を応用した平均量の移流解法を用いる．そして，(3) これらの連立解法と (4) 不透過壁面の評価法を検討する．

(1) 連続式の解法

式(1)の解法にはCSL法[9]を適用する．ここでは，(2) で示す平均量の移流解法を説明するために，CSL法の概略を示すに留める．詳しくは文献[9]を参考にされたい．

一次元のCSL法では**図-1**のように，点値hの格子間にわたる積分値を満たすように決定された内挿関数を，計算時間刻みΔtで輸送される距離について積分し，断面通過Fluxを求め，その差をとって格子間積分値を解く．ただし，本解析モデルでは，次元の混同を避けるため平均値を解く．

以下に保存量をf とした一般的な一次元保存式(3)の解法を説明する．

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\frac{1}{V}\frac{\partial A_xuf}{\partial x}=0 \tag{3}$$

一次元においては，格子点値fと格子間の平均量F_xを解く必要がある．格子iの平均量F_{xi}の時間変化は，物理量の通過Fluxの差として式(4)で計算できる．

$$F_{xi}^{\ n+1}-F_{xi}^{\ n}=\frac{A_{xi+1}D_{i+1}(x-u_{ave}\Delta t)-A_{xi}D_i(x-u_{ave}\Delta t)}{V_i\delta x_i} \tag{4}$$

ここに，D:物理量の軸方向積分値(通過Fluxと符号が逆と

なることに注意されたい)，u_{ave}：平均移流流速(（2）参照)，δx_i：格子間隔，であり，下付のiは**図-1**に定義される格子番号を表す．**図-2**に示すように，格子間の物理量の内挿関数は，挟まれる二つの境界点における物理量と物理量の格子間の平均値を満たす二次曲線で表される．

点値の更新は，式(3)をAのx方向平均値がVであることを考慮して，式(5)にように移流項と発散項で表す．

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\frac{1}{V}\frac{\partial A_x uf}{\partial x}=\frac{\partial f}{\partial t}+u\frac{\partial f}{\partial x}+\frac{f}{V}\frac{\partial A_x u}{\partial x}=0 \tag{5}$$

それぞれの項について以下のように分離して計算する．

$$\tilde{f}_i = f_i(x-u_{ave}\Delta t) \tag{6}$$

$$f_i^{n+1}=\tilde{f}_i-\frac{f_i^{\,n}+\tilde{f}_i}{V_i+V_{i-1}}\frac{A_{xi+1}u_{avei+1}-A_{xi-1}u_{avei-1}}{\delta x_i+\delta x_{i-1}}\delta t \tag{7}$$

以上の一次元解法を二次元の場合に拡張する．二次元では，点の値と線積分値，面積積分値を連立させる．本解析モデルでは，プログラムを簡略化するため，Fractional Step法を採用している[9]．

（2） 平均量の移流解法

運動方程式(2)の左辺は式(5)と同様に以下のように変形する．

$$左辺=\left(\frac{\partial u_i}{\partial t}+\frac{1}{V}\frac{\partial A_j u_i u_j}{\partial x_j}\right)+\frac{u_i}{h}\left(\frac{\partial h}{\partial t}+u_j\frac{\partial h}{\partial x_j}\right) \tag{8}$$

第二項は水深の移流方程式となっている．第二項は連続式(1)を用いて，流速の発散項として表される．

$$左辺=\left(\frac{\partial u_i}{\partial t}+\frac{1}{V}\frac{\partial A_j u_i u_j}{\partial x_j}\right)-\frac{u_i}{V}\left(\frac{\partial A_j u_j}{\partial x_j}\right) \tag{9}$$

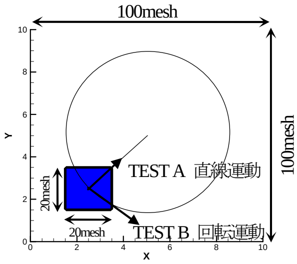
本解析では，式(9)を運動方程式(2)の左辺として解く．式(9)では，流速を保存型方程式で表しつつ，運動方程式(2)の左辺から水深を除去している．式(9)の解析には2（1）で示したCSL法を以下のように変更すれば解くことができる．本移流解法では，CSL法から発散項を引けばよく，平均量および点値の更新は以下のように変更する．

平均量は，式(4)で計算される値を用いて，式(10)で更新する．

$$\frac{F_{xi}^{\;n+1}-\tilde{F}_{xi}}{\delta t}=\frac{F_{xi}^{\;n+1}+\tilde{F}_{xi}}{2V_i}\frac{A_{i+1}u_{avei+1}-A_i u_{avei}}{\delta x_i} \tag{10}$$

点値の更新では，式(7)から発散項を引くため，式(7)は必要なく，式(6)で更新できる．また，二次元への拡張はCSL法と同様である．本移流解法は式(17)のx方向，y方向流速についてだけでなく，平均移流流速u_{ave}の計算にも用いる．平均移流流速u_{ave}は本移流解法で解かれたものと元の値の中間値としている．

図-3は，正方形に配置される保存量fの輸送計算におけるCSL法と本移流解法の精度検証である．TEST Aはu=υ=0.1の一様流速中で，周期条件下でもとの点に戻るまで(1000 Step後)，TEST Bは剛体回転運動をしている流体中で一回転後(2000 Step後)の結果を示したものである．



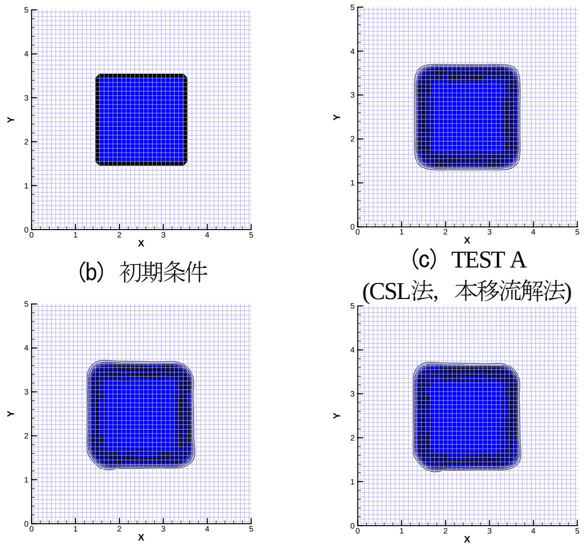
（a） 計算条件

計算精度の比較

TEST	CSL法	本移流解法
A	e_c＝-1.9E-7 e＝1.2E-2	
B	e_c＝-2.3E-5 e＝1.3E-2	e_c＝2.0E-2 e＝1.3E-2

$e_c=(\Sigma f-\Sigma f_0)/\Sigma f_0$，$e^2=\Sigma(f-f_0)^2/\Sigma f_0^{\,2}$

$\Sigma f,\Sigma f_0$：計算後,初期の積分値



（b） 初期条件

（c） TEST A
(CSL法，本移流解法)

（d） TEST B (CSL法)

（e） TEST B (本移流解法)

図-3 正方形波形の輸送計算精度の検証

TEST Aでは一様流速のであるため，CSLと本移流解法は同じ解法となる．いずれの計算においても，初期形状は良好に保存されている．他の計算に比べ，TEST Bにおける本移流解法は保存性の誤差e_cがやや大きいものの，標準偏差を無次元化したeはCSL法とほぼ同様の精度を有している．以上より，流速の点値，線平均，面平均値の輸送は提案した平均量の移流解法によって精度良く計算できることが明らかとなった．

（3） 圧力項の解法

本解析では，通常のCIP法と同様に以下のように移流項と圧力項に分離して解く．

(圧力項と連続式の計算)

$$\frac{h^{n+1}-h^n}{\Delta t}+\frac{1}{V}\frac{\partial A_{jk}\tilde{u}_j h^{n+1}}{\partial x_k}=0 \tag{11}$$

$$\frac{\tilde{u}_i-u_i^{\,n}}{\Delta t}=-g\frac{\partial \zeta^{n+1}}{\partial x_i} \tag{12}$$

(移流項の計算)

$$\frac{u_i^{\,n+1}-\tilde{u}_i}{\Delta t}+\frac{1}{V}\frac{\partial A_{jk}\tilde{u}_i\tilde{u}_j}{\partial x_k}-\frac{\tilde{u}_i}{V}\left(\frac{\partial A_j\tilde{u}_j}{\partial x_j}\right)=0 \tag{13}$$

安定して計算を行うために，式(11),(12)を以下のように解く．CSL法で用いる流速はu,υ,U_y,V_xであるため，連続式を満たすようにこれらの流速と水深を，HSMAC法

と同様の繰り返し計算によって求める．繰り返し計算では，式(11),(12)による流速の補正量の計算と流速の補正量を用いたCSL法による水深の補正量の計算が交互に繰り返される．流速補正量は非常に小さいとして，繰り返し計算中では平均移流流速には補正量をそのまま用いている．繰り返し計算により求めた水深を用いて，U_x,V_y, U_{xy},V_{xy}を計算する．次に平均量の移流解法で移流平均流速を計算した後，これを用いて再び平均量の移流解法によりn+1ステップの流速を計算する．なお，本論文では，式(11),(12)に用いる水深を(n+1)の値になるように収束させているが，中間(n+1/2)の値に収束させても計算結果の差は無いようである．また本解析法では圧力項と連続式を移流項の先に計算しているが，順序を入れ替えても計算結果に違いは見られなかった．

本解析法ではRegular格子と同様に，点，線平均，面平均値において水深と流速の評価点が同じであるが，以下に示すように圧力項の式(12)の差分にはStaggered格子と同様の考えを適用する．ここでは表現を簡単にするため，x方向流速uの圧力勾配の計算法を示す．点値流速の圧力勾配項の差分はStaggered格子の場合に習って，連続式と整合が取れるように圧力勾配(流速)方向の積分(平均)値で表す．

$$\frac{\tilde{u}_i - u_i^{\,n}}{\delta t} = -\frac{g}{2}\,\frac{H_{xi}^{\;n+1} - H_{xi-1}^{\;n+1}}{\delta x_{i-1} + \delta x_i} \qquad (13)$$

ここで，iは格子番号であり，**図–2**に対応している．式(13)をx,y方向に積分して平均を取れば，線平均流速U_x, U_yの圧力勾配項の差分がそれぞれ式(14),(15)のように求められる．同様に，面平均流速U_{xy}では式(16)で表される．

$$\frac{\tilde{U}_{xi} - U_{xi}^{\;n}}{\delta t} = -g\,\frac{H_{xi+1}^{\;n+1} - H_{xi-1}^{\;n+1}}{\delta x_i + (\delta x_{i+1} + \delta x_{i-1})/2} \qquad (14)$$

$$\frac{\tilde{U}_{y_i} - U_{y_i}^{\;n}}{\delta t} = -g\,\frac{H_{xy_i}^{\;n+1} - H_{xy_{i-1}}^{\;n+1}}{(\delta x_{i-1} + \delta x_i)/2} \qquad (15)$$

$$\frac{\tilde{U}_{xy_i} - U_{xy_i}^{\;n}}{\delta t} = -g\,\frac{H_{xy_{i+1}}^{\;n+1} - H_{xy_{i-1}}^{\;n+1}}{\delta x_i + (\delta x_{i+1} + \delta x_{i-1})/2} \qquad (16)$$

式(14),(16)はRegular格子の差分となる．本解析では**図–2**から明らかなように，式(17),(18)のように圧力の評価点をずらして差分を計算することも出来る．

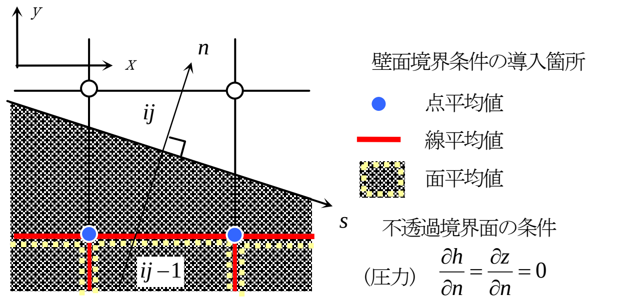
$$\frac{\tilde{U}_{xi} - U_{xi}^{\;n}}{\delta t} = -g\,\frac{h_{i+1}^{\;n+1} - h_i^{\;n+1}}{\delta x_i} \qquad (17)$$

$$\frac{\tilde{U}_{xy_i} - U_{xy_i}^{\;n}}{\delta t} = -g\,\frac{H_{y_{i+1}}^{\;n+1} - H_{y_i}^{\;n+1}}{\delta x_i} \qquad (18)$$

しかし，式(13),(15),(17),(18)の組み合わせでは数値振動を抑えることが難しいようである．

(4) 水際及び固定境界壁の取り扱いと数値振動の回避

水際境界の処理は以下のように行う．最小水深h_{min}以下の点，線，格子で流速は強制的にゼロとし，水深平均値が最小水深以下の，軸および格子からの流出はないとしている．また，点水深，線平均水深が最小水深以下の場合，それぞれ挟まれる線平均値及び面平均値の水位の高いほうの値とする．



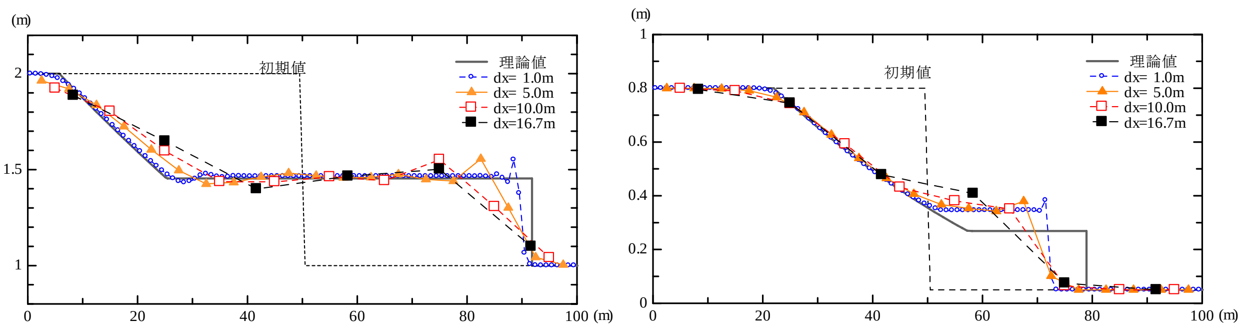
図–4 不透過境界条件の与え方

固定境界壁付近の解法を**図–4**に示す．ここでは，不透過の境界形状が適切に評価できるかどうかを検討するため，壁面はSlip条件とする．本解析では保存方程式に基づいているため，基本的には不透過境界形状は，点，線・面平均の空隙率によって考慮される．ただし，空隙率がゼロの境界方向からの輸送を扱う場合は，内挿関数を求める際に上流側の物理量f_{iup}を上流側の格子平均値F_{xiup}を用い，境界を挟んだ線形外挿補間により求める．即ち，**図–2**の内挿関数の係数を決める際に，f_{iup}を$2F_{x\,iup}$ − f_i，V_{iup}を$2V_{iup}$に置き換える．一方，式(14),(16)の計算のためには，境界内部の圧力を設定する必要がある．そこで，不透過境界面と垂直なn方向で圧力勾配がゼロ，即ち，境界内の線平均，面平均の水深hと河床高zは境界を挟んで等しくなるように与える．境界面の方向は空隙率の空間微分から求めることにする．具体的には，**図–4**のようにy軸原点方向に壁面をもつ計算領域内の格子をijとすると，接する壁面内の格子ij-1の$H_{xij\text{-}1}$，$H_{xyij\text{-}1}$はそれぞれ次のように与える．

$$H_{xij-1} = H_{xij} + \frac{H_{xyij} - H_{xyi-1j}}{\delta x}\,\delta y (V_{xyij} - V_{xyi-1j})$$

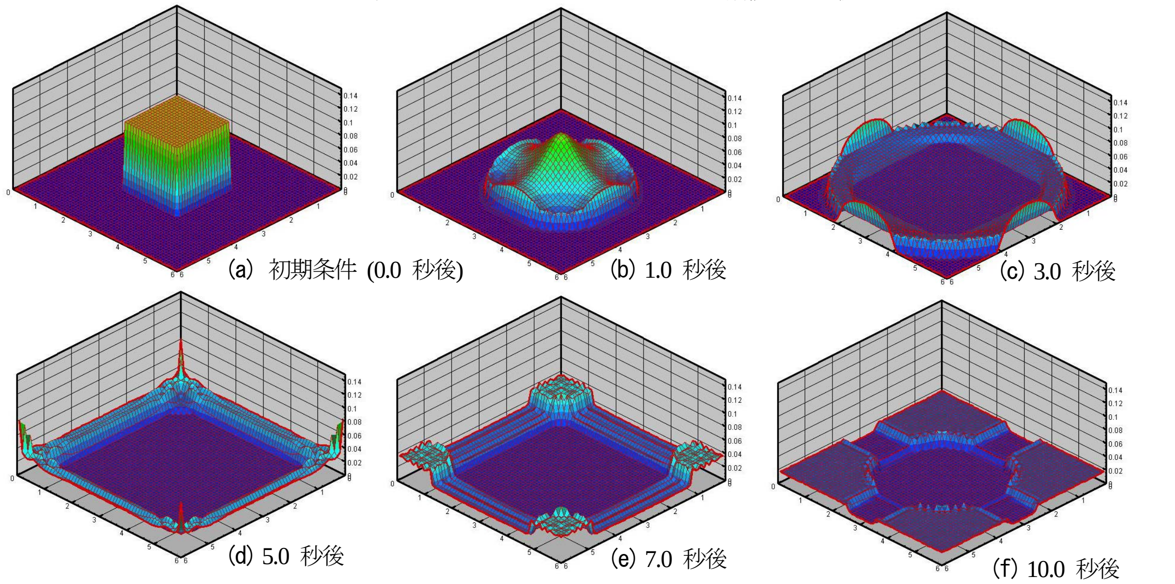
$$H_{xyij-1} = H_{xyij} + \frac{H_{yi+1j} - H_{yij}}{\delta x}\,\delta y (V_{yi+1j} - V_{yij})$$

本解析法では，圧力と流速の評価点が同じであり，数値振動が生じやすい．ここでは複雑な境界条件においても適用するため簡易な方法が望ましいことと，数値振動を抑えるためにはStaggered格子が有効であることを考慮し，水深と流速のリミッターを異なる評価点に設ける．即ち，水深は，点水深，線平均水位がそれぞれ挟まれる線平均値及び面平均値の水位の間，逆に流速は，連続式の計算に用いないU_x,U_{xy},V_y,V_{xy}がそれぞれが挟まれるu,υ,U_y,V_xの間に収まるようにする．特に流速のリミッターは積分量(平均量)をカットするため保存性を低下させることになるが，これらのリミッターによる計算精度の低下は僅かである．



(a) 段波の影響が上流に伝わる場合　　(b) 段波の影響が上流に伝わらない場合

図-5 一次元ダムブレーク問題への適用と理論値との比較　unit(m)



(a) 初期条件 (0.0 秒後)　(b) 1.0 秒後　(c) 3.0 秒後

(d) 5.0 秒後　(e) 7.0 秒後　(f) 10.0 秒後

図-6 二次元水柱崩壊問題への適用結果(dx=dy=0.1m, dt=10^{-4}sec)　unit(m)

3. ダムブレーク問題への適用と検証

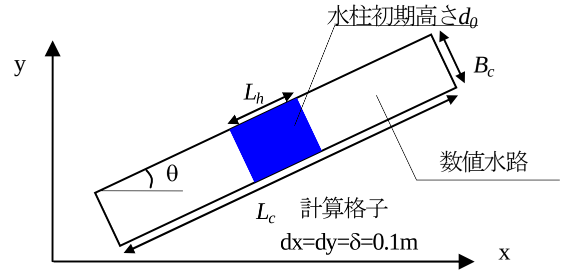
(1) 一次元ダムブレーク問題への適用と理論値との比較

図-5は，朱木ら[8]と同様に，一次元ダムブレーク問題において，(a)フロント段派の影響が上流に伝わらない場合と(b)伝わる場合において，計算結果と理論値[10]を比較したものである．数値解析においては，負の段波と正の段波の境界部と正の段波の先端でそれぞれアンダーシュートとオーバーシュート，負の段波部で圧力振動が生じやすい．本解析においては，前者のアンダーシュートは式(1)を解くCSL法の関数形(**図-2**)によるものであり，例えば単調性を保障する有利関数を用いたR-CIP法[11]を用いれば防ぐことが出来るようである．段波先端のオーバーシュートは, 主としてレギュラー格子系の圧力の差分形の式(14),(16)によるものである．これらは，2(4)で示した方法によりほとんどが除去され，**図-5**より，本解析において数値振動は段波波高に比べて小さく抑えられていることが確認できる．理論値と比較すると，(a)の条件では段波の進行速度と波高についても精度よく再現されているが，　(b)の条件では，朱木ら[8]の計算結果と同様に理論値に比べて段波波高が高く，伝達速度がやや遅くなっており，水深が小さい箇所では運動量の保存性が良くない．これは，式(17)の第二項の評価法に依存するようであり，今後検討する必要がある．

前述のように，氾濫流解析では境界条件の場所(計算格子)ごとの変化が大きいため，より少ない計算格子で流れの変化を表すことが重要である．**図-5**より，計算格子を粗くした分水面形は鈍くなるが，わずか6つの計算格子であっても，負の段波が伝わっていない領域，負の段波領域，正の段波領域および正の段波が伝わっていない領域の４つの領域を表現している．このため, 本解析法は場所による境界条件の違いが大きい氾濫流解析に適用可能と言える．また，様々な影響を考慮するための多くのテスト計算を必要とする実務上の数値解析等において有用と考えられる．

(2) 二次元水柱崩壊問題への適用

図-6は，二次元水柱崩壊の計算結果である．水柱は，2×2×0.1(m^3)であり，計算格子はdx=dy=0.1m，時間刻みはdt=10^{-4}秒としている．また，最小水深h_{min}は$h_{min}=10^{-6}$mとした．フロントが壁面に衝突し壁面付近の水深が局所的に急増する厳しい流れになっても，解析は安定して行われることが分かる．本解析ではFractional Stepを適用しているが，計算時間が進行し，壁面衝突後に段波方向が変わっても，4方向に対して対称な解が保たれている



	B_c/δ	θ	d_0/δ	L_h/δ	L_c/δ
Case 0	30	0	1	10	50
Case 1	30	π/6			
Case 2	2	π/6			

図-7 計算格子に対して角度をもつ数値水路と計算条件

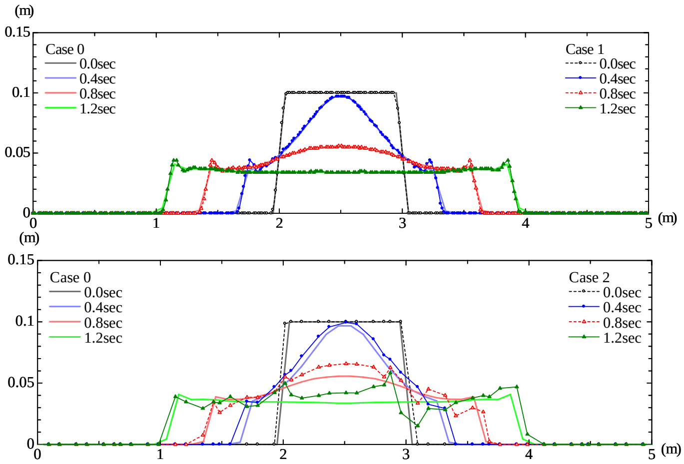


図-8 計算結果の比較

ことが確認される．また，計算を続けても段波形状はシャープに保たれることが確認できる．以上のことから，本解析法を応用すれば，氾濫流解析において，破堤直後の氾濫フロントが建物群に与える流体力等の検討が可能と考えられる．

(3) 境界に囲まれた狭い領域の解析

市街地氾濫流解析においては道路網等の境界に囲まれた隙間を縫う流れを解くことが重要となる．ここでは，狭い領域の方向が計算メッシュに対して角度をもつ場合における本解析法の適用性を検証する．計算条件は**図-7**に示す通りである．ここではCase 0を基準とし， Case 0の計算結果は正しいものとして，他のCase 1，Case 2の計算結果を検証する．**図-8**はCase 1，Case 2の水路中央付近の水面形の計算結果とCase 0の計算結果の比較である．Case 1は水路が座標軸に対して角度をもつ場合であるが，水路幅が広いため，主として段波進行方向の取り扱いの問題である．Case 1では正の段波先端部でややオーバーシュートが生じているが，それ以外はCase 0とほぼ同じ解が得られている．Case 2はこれに加え水路幅を計算格子幅の2倍のスケールまで小さく設定しており，一般には計算することが著しく困難な条件である．解の変動が激しいが計算は発散することなく行われ，Case 0とほぼ等しい速度で段波が伝達されることが確認できる．

以上のことから，点値，線・面平均値が同時に解けることによって，計算メッシュに対して任意方向の不透過境界を評価できることが明らかとなった．

4. 結論

本論文では，各計算格子の点値，線・面平均値を同時に解くことができる新しい二次元浅水流方程式の解析法を提案した．提案した解析法をダムブレーク問題に適用し，本解析法が簡単でありながら，粗い計算メッシュでも段波フロント部などの流れの不連続部を表現でき，段波が壁面に衝突しても安定して計算できることを示した．さらに，計算格子に対して任意の方向をもつ境界間の狭い流れを段波が通過する数値解析上困難な条件においても，解析可能であることを示した．本論文では任意方向の一次元直線数値水路での検討に留まったが，狭い水路が複雑に交差する場合についても応用が可能であり，市街地氾濫流解析において有力な解析法となろう．

参考文献

1) Hirt, C. W.: Volume-fraction techniques: powerful tools for wind engineering, Journal of Wind engineering, Vol.52, pp.333-344, 1992.
2) 大坪郁宜，櫻井耕史，武田誠，松尾直規：GISを用いた氾濫解析システムに関する研究，水工学論文集，第45巻，pp.877-882，2001.
3) 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，pp23-36，1998
4) 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二次元洪水流数値モデル，水工学論文集，第45巻，pp.895-900，2001.
5) 内田龍彦，福岡捷二，福島琢二，田中正敏：大型粗度群上の浅い流れの平面二次元解析とその応用，土木学会論文集，No.691，pp.93-103，2001.
6) T. Yabe, T. Ishikawa, and Y. Kadota: A Multidimensional Cubic-Interpolated Pseudoparticle (CIP) Method without Time Splitting Technique for Hyperbolic Equations, Journal of the Physical Society of Japan, Vol.59, No.7, pp.2301-2304, 1990.
7) 中山恵介，佐藤圭洋，堀川康志：CIP法を用いた浅水流方程式の数値解析手法の開発，水工学論文集，第42巻，pp.1159-1164，1998.
8) 朱木蘭，清水康行，西本直史：CIP法による不連続を伴う流れの解析，土木学会第55回年次学術講演会講演概要集，CD-ROM，II-336，2000.
9) T. Nakamura, R.Tanaka, T. Yabe, and K. Takizawa: Exactly Conservative Semi-Lagrangian Scheme for Multi-dimensional Hyperbolic Equations with Directional Splitting Technique, Journal of Computational Physics 174, 171−207, 2001.
10) 本間仁，安芸皎一編：物部水理学，岩波書店，pp.305-315，1962.
11) F. Xiao, T. Yabe and T. Ito: Constructing oscillation preventing scheme for advection equation by rational function, Computer Physics Communications 93, I – 12, 1996.

(2005. 9. 30 受付)