

2015 年度（第 51 回）水工学に関する夏期研修会講義集

水工学シリーズ 15-A-5

水防災・水環境に係るモニタリング・ モデリング技術の現状と今後の展開

東京理科大学 教授

二瓶泰雄

土木学会

水工学委員会・海岸工学委員会

2015 年 8 月

水防災・水環境に係るモニタリング・モデリング技術の現状と今後の展開

Advanced Technology of Field Measurement and Numerical Simulation

二 瓶 泰 雄
Yasuo NIHEI

1. はじめに ～もう数値モデルの開発は不要か？～

先日オランダ・ハーグで開かれた36th IAHR World Congressに参加した(2015/6/28～7/3)¹⁾。この会議に参加して、数値シミュレーションによるアプリケーション(応用)研究が非常に増えているのに大変驚いた。それほど過去のIAHRの会議内容に精通しているわけではないので著者が知らないだけかもしれないが、これほどまでアプリケーション研究にシフトしているのも、世界的に使われている数値コード(Delft3D, MIKE シリーズなど)が十分確立・浸透していることや、水工学における数値モデリングの骨格は出来上がったものと認知されているためであると考えられる。

現在、水工学分野を引っ張る大御所・中堅の研究者・技術者の皆さんは、多かれ少なかれ理論研究や数値モデリングに携わり、それらを介して水工学の基礎を徹底的にかつ自然に身に付けていった。一方、現在の若手研究者や学生は、研究を始めた当初から、世界的に使われている数値モデルが(予算さえあれば)いつでも使用できる環境にあるため、それら数値モデルが世界標準であると自然と思い、わざわざ数値モデルを開発しようと思ったり、自ら面倒くさいコーディングを行ったりはしない。また、アプリケーション研究の方が、研究内容が実務と直結していて分かりやすく、“楽しい”ものと思われる。そのため、数値モデル開発に取り組む研究者の層が薄くなっており、特に、若手研究者の取り組みが非常に少ないのが大きな気がかりである。

このようなまま現在の若手研究者が中堅以上の指導的立場になれば、この情勢を変えられないところまで行ってしまうだろう。本当に“学問”としての水工学はこのままでいいのだろうか？本当に、現在の世界標準の数値モデルは直すべきところ、疑うべきところが全く無いのだろうか？答えはいずれも「No」であると著者は信じている。数値モデル開発や理論研究無くして、新しい技術革新と水工学分野の発展はありえず、今後の展望も開けない。また、世界標準の数値モデルでも、当然のことながら適用範囲や適用限界があり、解析できない現象も多々ある。これらを実感するために、流体力学・水理学の基礎をもう一度学び、基礎方程式系から見つめ直すのは重要である。

類似の状況は、現地観測手法に関してもいえる。すなわち、汎用的な観測機器の登場により、自らは1ユーザーと化してしまう。ただ、こちらの方は、観測機器そのものの開発に携わる人や、汎用機器の使い方や適用範囲拡張に努める人々が多く存在している。また、ベースとなる流れの計測技術は著しい発展を遂げている一方、実務の現場では昔からの計測手法が標準的に使われているものもある。最近では、安価、小型、自動操縦が可能なUAV(Unmanned Aerial Vehicle, 無人飛行体)であるドローン(drone)を活用した観測技術も登場している。

本稿では、水防災・環境に関わる数値シミュレーション技術や現地観測手法に関する基礎的手法から最新の技術に関して紹介するものである。本テーマは非常に幅広く、著者の力量ではそれらを全てカバーして記述することは難しいので、著者がこれまで経験したものを中心として、今後の水工学を担う若手技術者や学生が知っておくべき内容を取りまとめるものとする。そのため、まず、数値シミュレーション技術における

基礎方程式系を次元別に取りまとめると共に、いくつかの新たなシミュレーション手法について列挙する。水工学に関する防災と環境はとかく別物のような扱いになるが、水の力学（水理学や流体力学）をベースとするため、流れの数値シミュレーションにおける基礎方程式系は同一のものとなる。ただし、計算対象条件により、流れの基礎方程式系を一、二、三次元と変えたり、流れと共に移動する物質の対象を変えたりする。これらは、環境水理部会メンバーとの共著である「環境水理学」²⁾に記述しているので、その内容に加筆したものを示す。現地観測技術として、河川における流量観測手法について記述する。

2. 数値シミュレーションにおける基礎方程式系

2.1 概要

流体運動の基礎方程式系は、水を非圧縮性流体として扱えるので、三次元場の連続式と運動方程式（ナビエ・ストークス方程式）となる。水工学で取り扱う実スケールの河川や湖沼、沿岸海域では、その大部分は乱流場となっている。ナビエ・ストークス方程式のみを乱流場に適用すると、乱れの最小スケールを解像できる計算格子を設定して乱流場を解く DNS（Direct Numerical Simulation）³⁾を行うことになるが、実スケールの河川流などを DNS で解くことはほぼ不可能である。そのため、ナビエ・ストークス方程式をアンサンブル平均したレイノルズ方程式を用い、この平均操作を介して得られたレイノルズ応力項に関して何らかの乱流モデルを導入する必要がある。

また、対象とする流れ場や現象に応じて、流れや物質輸送を考える空間的な次元を三次元から二次元、一次元と次元数を落として数値解析を行うことは一般的である。例えば、河川では、湾曲部や分合流部等における局所的で複雑な流況をターゲットとするときには三次元場を、一般的な洪水流や河床変動シミュレーション、氾濫解析では平面二次元場、上下流の広い区間や長期間の現象を扱う場合には一次元場を、それぞれ選定している。

以下では、流れの基礎方程式（連続式と運動方程式）と物質輸送方程式に関して、三次元場、平面二次元場、一次元場に分けて記述する。なお、主な対象を河川と湖沼とするが、湖沼流で扱うことがあるコリオリ力は含めずに式系を記述する。

2.2 三次元場の基礎方程式

図1に示す三次元場（ x, y, z 方向）における連続式と運動方程式を記述する。まず、連続式は、質量保

存則（式(1)）から非圧縮性の条件（ $\frac{D\rho}{Dt}=0$ ）の条件を加味した式(2)のようになる。

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

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

ここで、 ρ ：水の密度、 u, v, w ： x, y, z 方向の流速である。

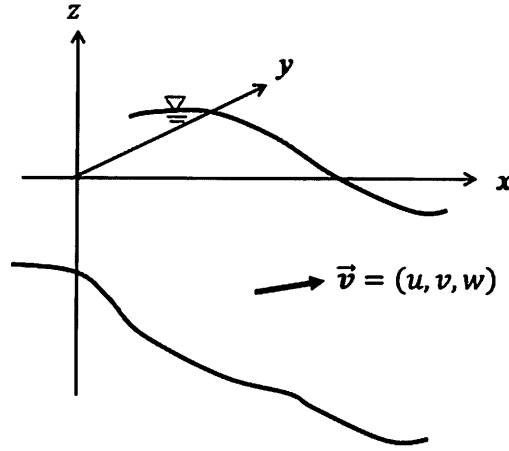


図1 三次元場における座標系²⁾

次に、運動方程式としては、前述したように、ナビエ・ストークス方程式をアンサンブル平均したレイノルズ方程式は、以下のとおりである。

$$\frac{D\bar{u}}{Dt} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-\overline{u'^2} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(-\overline{u'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(-\overline{u'w'} \right) \quad (3a)$$

$$\frac{D\bar{v}}{Dt} = \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-\overline{u'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(-\overline{v'^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(-\overline{v'w'} \right) \quad (3b)$$

$$\frac{D\bar{w}}{Dt} = \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-\overline{u'w'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(-\overline{v'w'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(-\overline{w'^2} \right) \quad (3c)$$

ここで、 $\bar{}$ 、 $\overline{}$ ：平均成分と乱れ成分， p ：圧力を示す。このレイノルズ応力は、一般には渦動粘性係数 ν_t を用いて次式で表される³⁾。

$$\begin{bmatrix} -\overline{u'^2} & -\overline{u'v'} & -\overline{u'w'} \\ -\overline{u'v'} & -\overline{v'^2} & -\overline{v'w'} \\ -\overline{u'w'} & -\overline{v'w'} & -\overline{w'^2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2\nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \frac{2}{3}k & \nu_t \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) & \nu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \\ \nu_t \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) & 2\nu_t \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \frac{2}{3}k & \nu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \\ \nu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) & \nu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) & 2\nu_t \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - \frac{2}{3}k \end{bmatrix} \quad (4)$$

ここでは、 k は乱れエネルギー $\left(= \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) \right)$ である。上式は、乱流の基本的性質である“等方性”に基づいて与えている。一方、水工学分野で扱う河川や湖沼、沿岸海域は、水平スケールと比べて鉛直スケールが非常に“薄い”流れ場と見なせるため、水平方向と鉛直方向の乱れは等方的にならない“乱れの非等方性”という大きな特徴を有する⁴⁾。その場合、レイノルズ応力に関して式(4)を適用することはできない。このレイノルズ応力に関する定式化は様々に存在するが、渦動粘性係数を水平方向 ν_{tH} 、鉛直方向 ν_{tV} に分けた次式が一般に多い。

$$\begin{bmatrix} -\overline{u'^2} & -\overline{u'v'} & -\overline{u'w'} \\ -\overline{u'v'} & -\overline{v'^2} & -\overline{v'w'} \\ -\overline{u'w'} & -\overline{v'w'} & -\overline{w'^2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \nu_{tH} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} & \nu_{tH} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} & \nu_{tV} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\ \nu_{tH} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} & \nu_{tH} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} & \nu_{tV} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \\ \nu_{tH} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} & \nu_{tH} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} & \nu_{tV} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (5)$$

この式(5)を式(3)に代入することにより、次式が得られる。

$$\frac{D\bar{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{tH} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{tH} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{tV} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \quad (6a)$$

$$\frac{D\bar{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{tH} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{tH} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{tV} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \quad (6b)$$

$$\frac{D\bar{w}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{tH} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{tH} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{tV} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \quad (6c)$$

式(6)は、三方向の運動方程式を用いて鉛直方向流速 w も近似せずに算出する「**非静水圧モデル**」と呼ばれる。一方、河川や湖沼の流れ場では、上述したように鉛直スケールよりも水平スケールが大きいため、運動方程式中の各項のオーダー比較より「静水圧近似」を適用できる。また、密度 ρ は流れ場の基準密度 ρ_0 を用いて、 $\rho = \rho_0 + \rho'$ と書け (ρ' : 密度偏差)、密度変化は重力項にのみ影響する、という「**ブシネスク近似**」の適用が可能になる²⁾。式(6)に対してこれら二つの近似を適用した時の運動方程式は次のようになる。

$$\frac{D\bar{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{tH} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{tH} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{tV} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \quad (7a)$$

$$\frac{D\bar{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{tH} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{tH} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{tV} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \quad (7b)$$

$$0 = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} \quad (7c)$$

上式を「**静水圧モデル**」と呼ぶ。ここでは、鉛直方向の密度変化を含めた形で静水圧分布（式(7c)）を与えているが、密度場が一様な場合には、式(7a)、(7b)の圧力勾配項は、水面勾配項に置き換えられる。

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = -g \frac{\partial H}{\partial x}, \quad -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = -g \frac{\partial H}{\partial y} \quad (8)$$

ここで、 H : 水位である。

一方、三次元場における対象物質（浮遊土砂、栄養塩、有機物等）の濃度 c に関する物質輸送方程式は非保存形では式(9a)、保存形では式(9b)のようになる。

$$\langle \text{非保存形} \rangle \frac{Dc}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_{tH} \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon_{tH} \frac{\partial c}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon_{tV} \frac{\partial c}{\partial z} \right) + r_c \quad (9a)$$

$$\langle \text{保存形} \rangle \frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial(uc)}{\partial x} + \frac{\partial(vc)}{\partial y} + \frac{\partial(wc)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_{tH} \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon_{tH} \frac{\partial c}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon_{tV} \frac{\partial c}{\partial z} \right) + r_c \quad (9b)$$

ここで、 r_c は対象物質の生成・減衰項（対象物質によりモデル式は異なる）であり、 $\varepsilon_{tH}, \varepsilon_{tV}$ は水平・鉛直方向の乱流拡散係数である。なお、上記は水と同じ動きをする熱・塩分・溶存性物質に関する式であり、比重が異なる粒子性物質（SS等）に関しては、鉛直沈降項を考慮する必要がある。水平・鉛直方向乱流拡散係数は、渦動粘性係数を用いて次のように表される。

$$\varepsilon_{tH} = \frac{\nu_{tH}}{Pr}, \quad \varepsilon_{tV} = \frac{\nu_{tV}}{Pr} \quad (10)$$

ここで、 Pr は乱流プラントル数であり、一般には定数として与えるが、その定数は対象物質や現象により異なる³⁾。

2.3 平面二次元場の基礎方程式

河川流や湖沼流では、前述したように、鉛直スケールが水平スケールよりも十分小さいため、鉛直方向に平均化して水深平均値を用いる平面二次元場として解析されることが多い。以下では、図2に示す平面座標系に基づく平面二次元場を対象として支配方程式を示す。ここでは、 x, y 方向の水深平均流速を U, V とし、次のように与えられる。

$$U = \frac{1}{h} \int_0^h u dz, \quad V = \frac{1}{h} \int_0^h v dz \quad (11)$$

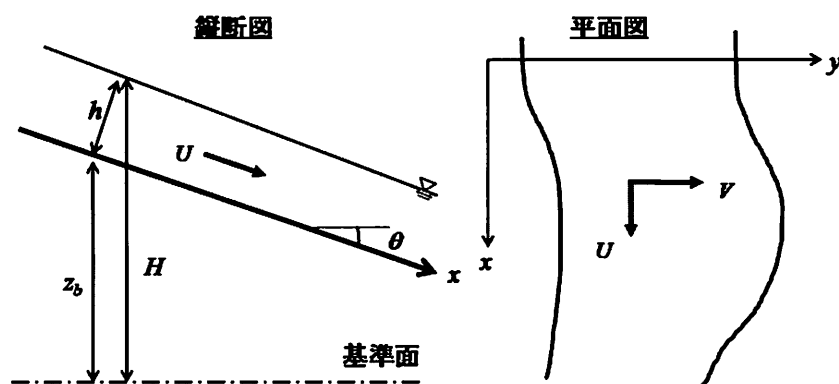


図2 平面二次元場における座標系と変数の定義（河川を例に）²⁾

三次元場の連続式と運動方程式を水深平均する際には、次のライプニッツルールを適用する⁵⁾。

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{f(x)}^{g(x)} W(x, y) dy = \int_{f(x)}^{g(x)} \frac{\partial W}{\partial x} dy + W(x, g(x)) \frac{\partial g}{\partial x} - W(x, f(x)) \frac{\partial f}{\partial x} \quad (12)$$

ここで、上式の左辺は、 x と y の関数である W を y 方向に積分し、 x 方向に微分する、というものであるが、その際の積分区間 $g(x) \sim f(x)$ が x の関数になっている。また、以下の水面（ $z=H$ ）と底面（ $z=z_b$ ）における運動学的境界条件も適用する。

$$\langle \text{水面} \rangle \frac{\partial H}{\partial t} + u(x, y, H, t) \frac{\partial H}{\partial x} + v(x, y, H, t) \frac{\partial H}{\partial y} = w(x, y, H, t) \quad (13a)$$

$$\langle \text{底面} \rangle \frac{\partial z_b}{\partial t} + u(x, y, z_b, t) \frac{\partial z_b}{\partial x} + v(x, y, z_b, t) \frac{\partial z_b}{\partial y} = w(x, y, z_b, t) \quad (13b)$$

この式(12), (13) を用い, 式(2)の連続式を水深平均すると次式が得られる.

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(hU)}{\partial x} + \frac{\partial(hV)}{\partial y} = 0 \quad (14)$$

ここで, h は水深である. 同様に, x, y 方向の運動方程式は次式のようにになる.

$$\langle x \text{ 方向} \rangle \frac{\partial(hU)}{\partial t} + \frac{\partial(hU^2)}{\partial x} + \frac{\partial(hUV)}{\partial y} = -gh \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ A_H \frac{\partial(hU)}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ A_H \frac{\partial(hU)}{\partial y} \right\} - \frac{gn^2 U \sqrt{U^2 + V^2}}{h^{1/3}} \quad (15a)$$

$$\langle y \text{ 方向} \rangle \frac{\partial(hV)}{\partial t} + \frac{\partial(hUV)}{\partial x} + \frac{\partial(hV^2)}{\partial y} = -gh \frac{\partial H}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ A_H \frac{\partial(hV)}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ A_H \frac{\partial(hV)}{\partial y} \right\} - \frac{gn^2 V \sqrt{U^2 + V^2}}{h^{1/3}} \quad (15b)$$

ここで, A_H : 水深平均された渦動粘性係数, H : 水位 ($=h+z_b$), n : マニングの粗度係数である. これらの方程式 (式(14), (15)) を, 一般に**浅水流方程式** (もしくは**浅水流モデル**) と呼ぶ. 浅水流方程式を導出する際には, 以下の仮定に基づいている.

- ・流速鉛直分布を一樣と仮定しており, 対数則や二次流構造などは考慮されていない.
- ・渦動粘性係数 ν_{tH} の鉛直分布も一樣として扱っている.

なお, 沿岸域や湖沼に適用する際には, コリオリ力や風応力を運動方程式中に加える必要がある.

次に, 平面二次元場の物質輸送方程式に関しても, 式 (9) を水深平均し, ライブニッツルールを適用すると, 次式が得られる.

$$\langle \text{非保存形} \rangle \frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} + V \frac{\partial C}{\partial y} = \frac{1}{h} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(hE_H \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(hE_H \frac{\partial C}{\partial y} \right) \right\} + \frac{S_{in}}{h} + R_c \quad (16a)$$

$$\langle \text{保存形} \rangle \frac{\partial(hC)}{\partial t} + \frac{\partial(hUC)}{\partial x} + \frac{\partial(hVC)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(hE_H \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(hE_H \frac{\partial C}{\partial y} \right) + S_{in} + hR_c \quad (16b)$$

ここで, C : 水深平均物質濃度, E_H : 水深平均乱流拡散係数, S_{in} : 単位面積当たりの流入量, R_c : 生成・減衰項である. 水面・底面からの流入項 S_{in} や生成・減衰項 R_c は対象物質により変化する. また, 流入項 S_{in} は三次元場の物質輸送方程式には見られなかったが, これは水面・底面での境界条件として与えられていたためである.

2.4 一次元場の基礎方程式

最後に, 河川などの一方向流れでは, 流速などの物理量や物質量を横断面平均した値 (断面平均値) を用いて, 流下(x)方向のみを考慮した一次元場として取扱うことが多い. ここでは図 3 に示す座標系を用いると, 流れの連続式と運動方程式は次式となる.

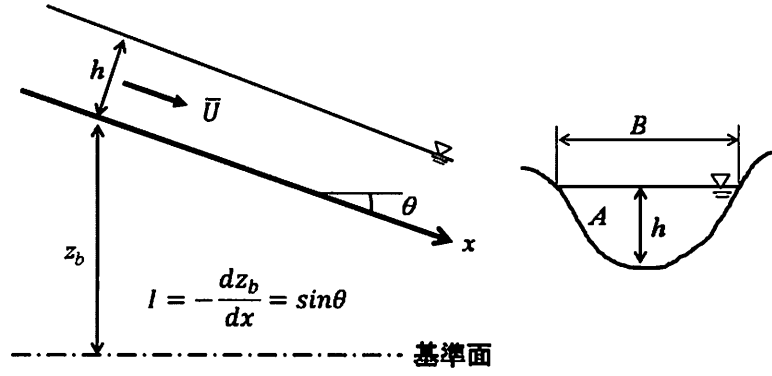


図3 一次元場における座標系と変数の定義²⁾

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial(A\tilde{U})}{\partial x} = q_{in} \quad (17a)$$

$$\frac{1}{g} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha \frac{\tilde{U}^2}{2g} \right) = -\frac{dH}{dx} - \frac{n^2 \tilde{U}^2}{R^{4/3}} \quad (17b)$$

ここで、 A ：断面積、 $\tilde{U}$ ：断面平均流速（ $=Q/A$ ， Q ：流量）、 q_{in} ：単位長さあたりの水の流入量、 α ：エネルギー補正係数、 H ：水位（ $=h+z_b$ ）、 R ：径深である。式(17b)の右辺第二項は底面摩擦項である。式(17b)を一般にサン・ヴァン方程式と呼ぶ。

熱や塩分および栄養塩類などの物質などに関する一次元輸送方程式は次式で表される。

$$\langle \text{非保存形} \rangle \frac{\partial \tilde{C}}{\partial t} + \tilde{U} \frac{\partial \tilde{C}}{\partial x} = \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x} \left(A \tilde{E}_H \frac{\partial \tilde{C}}{\partial x} \right) + \frac{\tilde{S}_{in}}{h} + \tilde{R}_c \quad (18a)$$

$$\langle \text{保存形} \rangle \frac{\partial(A\tilde{C})}{\partial t} + \frac{\partial(A\tilde{U}\tilde{C})}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(A \tilde{E}_H \frac{\partial \tilde{C}}{\partial x} \right) + \tilde{S}_{in} + A\tilde{R}_c \quad (18b)$$

ここで、 $\tilde{C}$ ：物質濃度の断面平均値、 $\tilde{E}_H$ ：見かけの拡散係数、 $\tilde{S}_{in}$ ：単位長さ当たりの物質流入量、 $\tilde{R}_c$ ：物質の生成・減衰などを表す項である。 $\tilde{E}_H$ には、乱流拡散フラックスと移流フラックスをそれぞれ断面平均する際に、各変数が断面内で分布を持つことから発生する分散効果が含まれているため、ここでは“見かけの拡散係数”と称している。

3. 新たな数値流動モデルの開発及び検討

3.1 はじめに

前章に示した一、二、三次元の基礎方程式系に基づく数値流動・水質モデルは多数作られており、そのいくつかは世界的に使用される汎用モデルとなっている。一方、それらの数値モデルにも適用限界が当然存在する。例えば、三次元モデルを用いて、広域（河川の源流から河口まで）、長期間（一年以上）にわたり数値シミュレーションを行うことは現在の計算機環境をもってしても非現実的である。また、最も近似の少ない基礎方程式系は三次元場の非静水圧モデルであるが、静水圧モデルとどのような違いがあるかなどは意外と知られていない。

以下では、これらの問題を解決するための研究として、①ネスティング計算法、②モードスプリット法、③非静水圧・静水圧モデルの比較、の3点に絞って記述する。

3.2 ネスティング計算法⁶⁾

(1) 概要

広域の流動現象の影響を考慮し得る、計算効率性の高い三次元流動モデルの構築が望まれる。このような要請に対する計算方法の一つとして、空間解像度の異なる計算領域を複数設定し、領域間の計算結果を伝達しつつ同時並行的に計算する、というネスティング計算法の適用が挙げられる。この計算法は、低解像度格子を用いて広域スケールの計算をしつつ、必要な領域のみ高解像度格子を用いて計算する、という効率性の高い方法である。これまでに、このネスティング計算法は気象場や沿岸海水流動場の数値シミュレーションにおいて数多く用いられるものの、河川流シミュレーションへの適用例は、非常に少ない。本節では、ネスティング計算法を組み込んだ三次元流動モデルに基づいて、江戸川における三次元洪水流シミュレーションを行うことを試みる。ここでのネスティング計算法としては、著者らが提案し、浅海域計算への適用性が確認されている新しい多重ネスティング計算法^{7), 8)}を採用している。

(2) ネスティング計算法

本計算では、江戸川中流部の玉葉橋（河口より35.5km 地点）における観測結果⁹⁾と比較するために、図4に示すように、玉葉橋を含む大小2つの計算領域を設定している。ここでは、計算負荷を軽減させるために、大領域（Grid1）では平面二次元計算を、小領域（Grid2）では三次元計算¹⁰⁾をそれぞれ実施する。

この大領域と小領域の計算結果を伝達するために、著者らが提案している新たなネスティング計算法を用いる。図5のように、大領域計算結果が小領域計算の境界部のみに反映される従来のネスティング計算法と異なり、新しいネスティング計算法は大領域計算結果が小領域全体に反映されており、広域の流動現象を局所スケールの流動計算に合理的に考慮することが可能な方法である。このネスティング計算法に関しては、大領域計算結果を小領域計算に一方的に反映させる one-way 手法⁷⁾と両領域の計算結果を双方

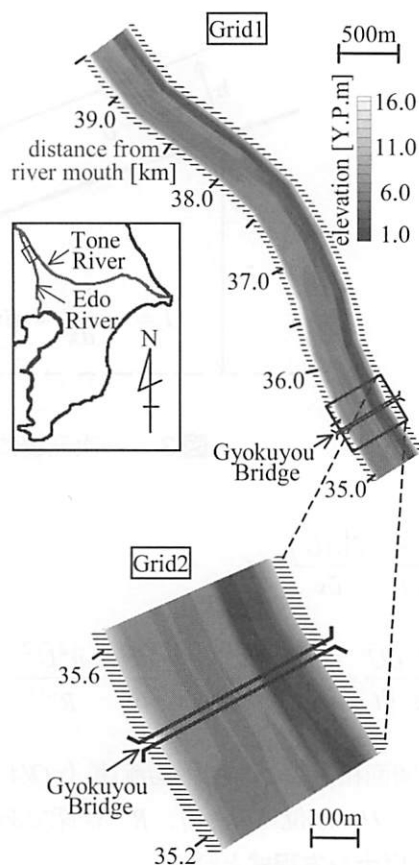


図4 計算領域の設定

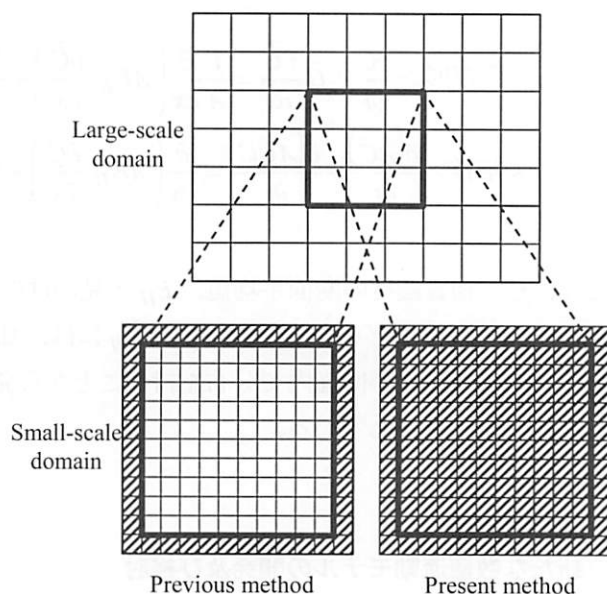


図5 従来及び新しいネスティング計算法の比較（ここでは、小領域計算における大領域計算結果の影響範囲（図中のハッチ部分）を示している）⁷⁾

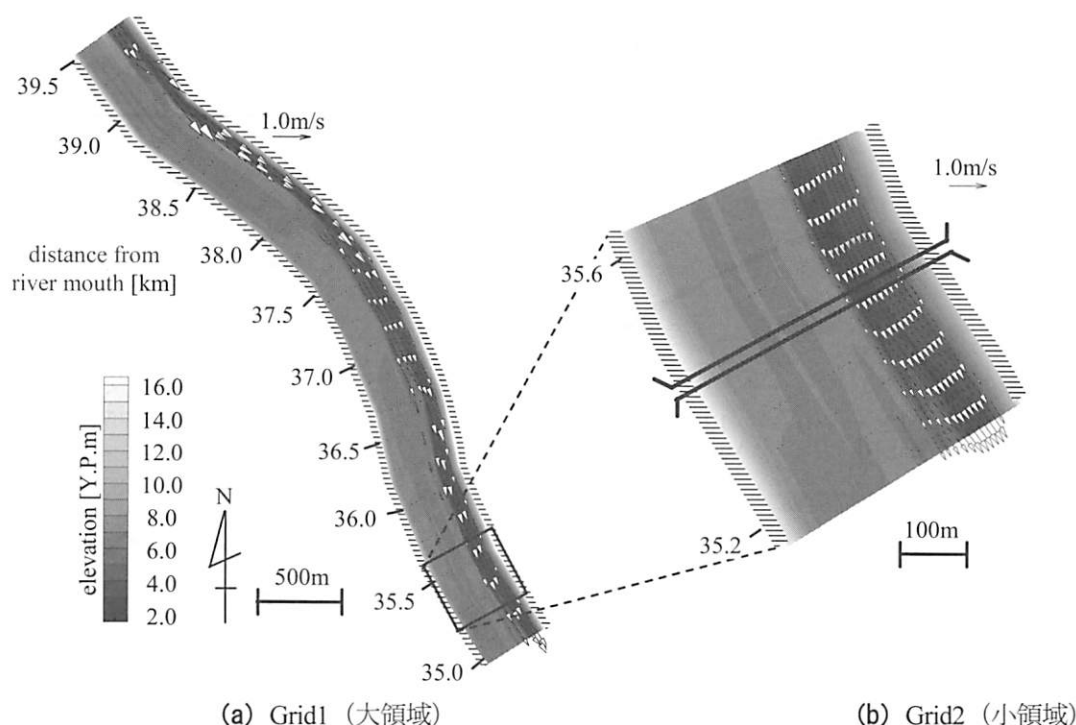


図6 水位ピーク期における水深平均流速ベクトル (case1, 2003年8月10日20:00)

向に交換する two-way 手法⁸⁾が提案されており、ここでは two-way 手法を採用する。図4に示しているように、大小二つの計算領域を対象とした場合には、two-way 手法の計算フローは以下のとおりである。

- ① まず、大領域における数値計算を行う。
- ② 次に、大領域計算結果を反映した形で小領域における計算を行う。
- ③ 小領域計算結果を大領域の計算格子毎に空間平均する。
- ④ 小領域計算結果を取り込んだ形で大領域計算を再度行う。
- ⑤ 大領域と小領域の計算結果が収束するまで、②～④のプロセスを繰り返す。

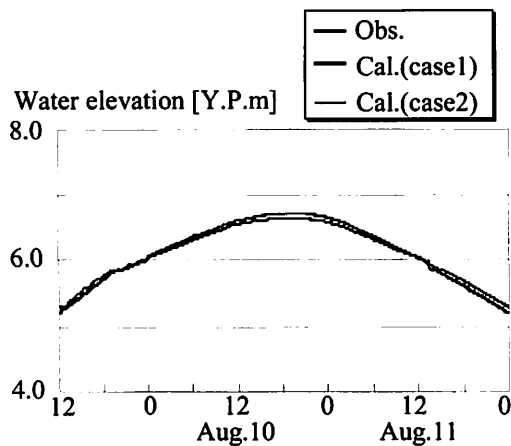
上のような手順を踏むことにより、新しいネスティング手法では、大領域計算結果は小領域全体に取り込まれ、小領域計算結果は小領域とオーバーラップする大領域全体にわたって反映されることとなっている。

(3) 計算条件

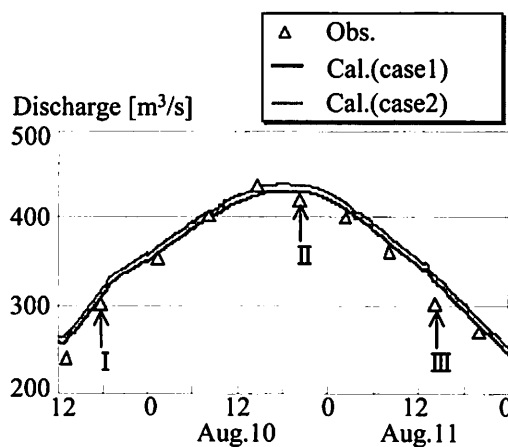
計算領域としては、玉葉橋及び野田水位観測所(国土交通省、河口より 39km 地点)を含む大領域(Grid1, 河口から 34.95~39.55km)と玉葉橋周辺の小領域(Grid2, 35.15~35.65km)とする。主流・横断方向の格子幅としては、Grid1 では各々100m, 10m であるのに対して、Grid2 では 25m, 10m としており、このネスティング計算では、主流方向の空間解像度のみを向上させている。また、計算期間としては、現地観測⁹⁾に合わせて 2003 年 8 月 9 日 12:00 から 12 日 0:00 の 60 時間とする。

(4) 計算結果

ネスティング計算法を用いた case1 における水位ピーク期(8月10日20:00)での水平流速ベクトル分布図を図6に示す。ここでは、平面流況を見やすくするために、各計算領域において流速ベクトルを適当に間引いて図化している。これらを見ると、まず、Grid1 に関しては、低水路幅の縦断方向の変化に伴って、低水路内の流速レベルは変化するものの、計算対象領域における平均的な低水路の流速レベルは 1.0m/s 程度となっている。これに対して、高水敷においては低水路よりも 1~2 オーダー小さな流速値となっており、洪水流の大部分は低水路を介して流下している様子がうかがえる。このような結果は現地観測結果からも得



(a) 水位変動



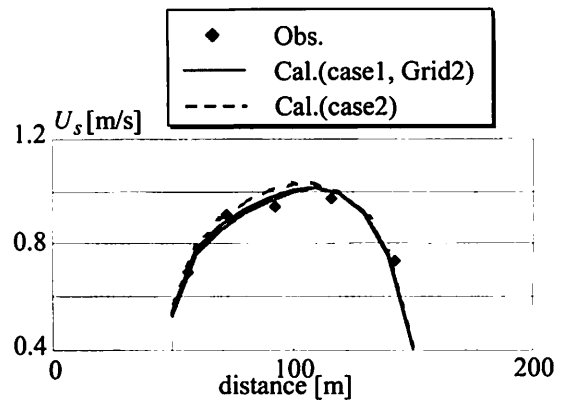
(b) 流量

図7 玉葉橋における水位及び流量の時間変化

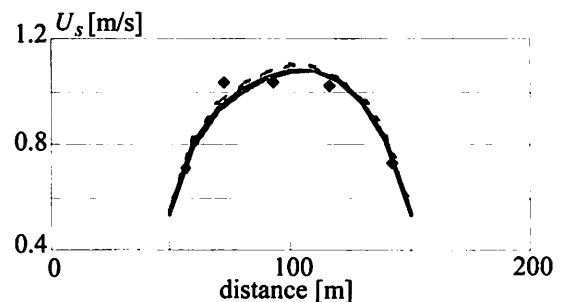
られており、今回対象とした洪水流の流況は、複断面流れというよりも、単断面流れに近いものと思われる。次に、玉葉橋周辺を対象とした Grid2 の計算結果を見ても、平面流況としては、流下するとともに低水路内の流軸が右岸側寄りから左岸側寄りに変化している様子が明確に現れている。また、このような流況は、Grid1 の計算結果を適切に反映した結果であることが分かる。

本流動モデルの有効性を検証するために、計算結果と現地観測結果を比較することを試みる。図7は、玉葉橋における水位及び流量の時間変化に関する観測結果と計算結果を図示している。ここでの計算結果としては、本流動モデルを用いた場合 (case1) 及び平面二次元計算のみを行った場合 (case2) における Grid1 の結果を示している。この図より、まず、水位変動に関しては、二つの計算結果ともに観測結果と概ね一致しており、両計算結果に明確な差が生じていない。それに対して、流量に関しては、case1の方がcase2の結果よりも現地観測結果により近く、ネスティング計算を介して、Grid1における流量の計算結果が良好に修正されていることが分かる。

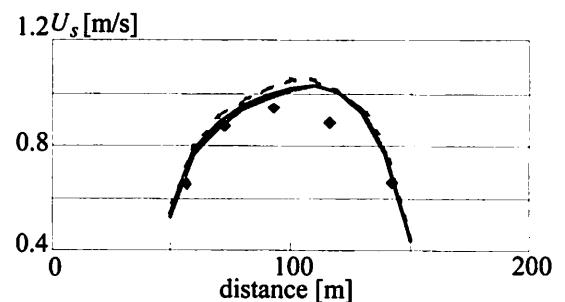
水深平均された主流方向流速の横断分布形状に関して、玉葉橋における現地観測結果と計算結果を比較したものを図8に示す。ここでの流速値としては、増水期 (期間I) と水位ピーク期 (期間II)、減水期 (期間III) の結果がプロットされている。計算結果としては、case1におけるGrid1と2の結果と、case2の結果が示されている。これらの結果を見ると、低水路—高水敷境界付近では、両岸側ともに、どの時刻におい



(a) 増水期 (8/9 16:54-18:00)



(b) 水位ピーク期 (8/10 19:54-20:33)



(c) 減水期 (8/11 14:05-14:44)

図8 水深平均主流方向流速 U_s の横断分布 (横軸は左岸側天端からの距離を表す)

ても 3 つの計算結果と観測結果は良好に一致している。次に、流速レベルの大きい低水路中央付近では、case2 における計算結果は概ね観測値を上回っている。それに対して、case1 における Grid1 と 2 の結果は、全体的には観測値よりやや大きくなるものの、case1 の計算結果の方が case2 よりも観測値により一致している。このような傾向は、図 7 (b) に示した流量の計算結果と一致している。以上のことから、ネスティング計算法を用いることにより、洪水流計算における流量や流速値の計算精度が向上しており、ネスティング計算法を導入している本流動モデルの有効性が明らかとなった。なお、case1 における Grid1 と 2 の結果が全ての時点においてほぼ一致していることを確認している。

3.3 モードスプリット法¹¹⁾

(1) 基本概念

計算負荷を減らしつつ、広域の河川区間に対する三次元流動計算を実現するために、新しいモードスプリット法を導入して、計算効率性の高い新たな三次元河川流モデルを開発することを試みる。モードスプリット法¹²⁾は、三次元流動場を平面二次元場と三次元場に分離して計算し、相対的に計算負荷の大きい三次元計算の計算時間間隔を平面二次元計算よりも大きくすることで、計算負荷を減らす手法であり、海洋計算で用いられることが多い。本節では、高い数値安定性や計算精度を満足しつつ、計算効率性を大幅に向上し得る新しいモードスプリット法を示す。

従来のモードスプリット法¹²⁾は、数値モデルを三次元計算の部分 (internal mode) と水深平均された平面二次元計算の部分 (external mode) に分割し、平面二次元計算を毎ステップ、三次元計算を数～数十ステップに一度の割合で実施する、という手法である。二つの計算で異なる計算時間間隔を採用するのは、水面変動計算を含む平面二次元計算の CFL 条件で用いられる速度 (表面重力波の波速と流速の和) が、三次元計算における CFL 条件中の速度 (流速) よりも一般に十分大きいためである。これにより、三次元計算の時間間隔 Δt_i を平面二次元計算の時間間隔 Δt_e よりも大きく設定できる。具体的な三次元計算と平面二次元計算の取り扱いに関する模式図として、 $\Delta t_i : \Delta t_e = 3 : 1$ における場合を図 9 (a) に示す。このようにモードスプリット法では、相対的に計算負荷の大きい三次元計算の回数を平面二次元計算より少なくして計算負荷を減らしており、計算時間間隔比 $\Delta t_i / \Delta t_e$ が大きいほど計算効率性は向上する。しかしながら、 Δt_i の設定には、CFL 条件の制約を大きく受ける。さらに、水深が数 m 程度と浅い河川流場では表面重力波 (ここでは長波と見なせる) の波速と流速の差が海洋と比べて小さく、海洋計算のように $\Delta t_i / \Delta t_e$ を大きく設定することが難しい。

それに対して、CFL 条件の影響を受けない形で三次元計算の時間間隔を設定して、従来の手法よりも大幅に計算負荷を軽減し得る新しいモードスプリット法を提案する。ここでは、図 9 (b) に示すように、三次元計算の時間間隔 Δt_i を Δt_{i1} と Δt_{i2} に分割する。まず、 Δt_{i1} の間では、三次元計算を実施して平面二次元計算と計算結果を交換する (同図中白・黒色の矢印)。この部分は従来法における Δt_i 間の手順に相当する。一方、従来法では設けられていない Δt_{i2} の間では、「流速等の鉛直分布の時間変化は水深平均流速の時間変化と比べて小さい」と仮定して三次元計算を行わずに平面二次元計算のみを行っており、この間では Δt_{i1} 間に行われた三次元計算結果を平面二次元計算に反映させる (同図中灰色の矢印)。

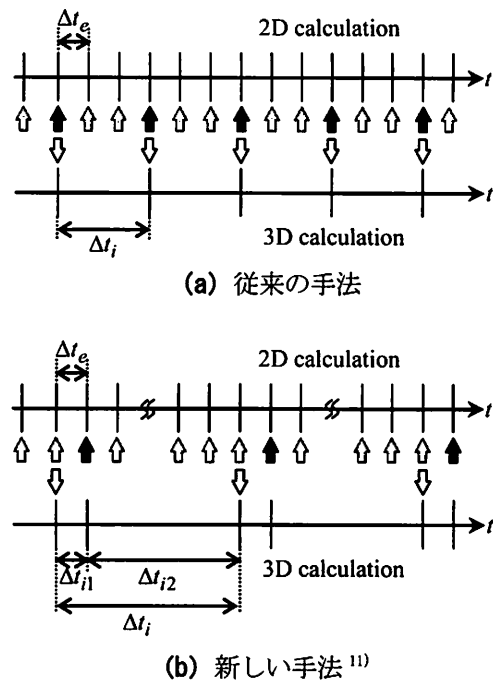


図 9 モードスプリット法における平面二次元計算と三次元計算の取り扱い

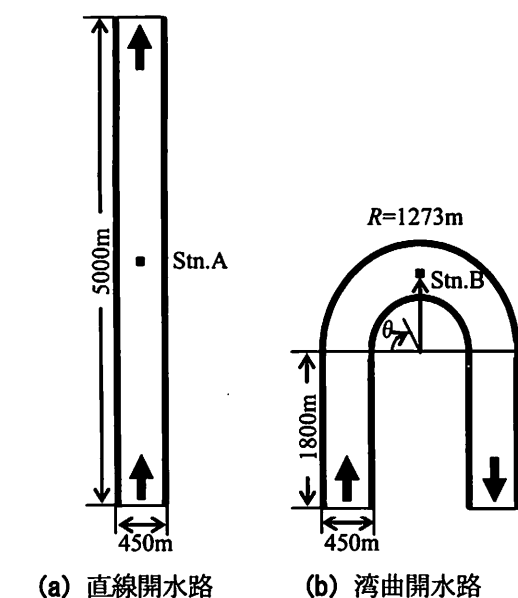


図 10 計算領域（非定常開水路流計算）

表 1 計算条件（非定常開水路流計算）

	Straight channel	Curved channel
Channel length	5000m	7600m
Channel width	450m	
Channel slope	1/5000	
h	1.0m	
n	$0.031\text{m}^{-1/3}\text{s}$	
Grid number	$25 \times 15 \times 10$	$76 \times 15 \times 10$
$\Delta t_e (= \Delta t_{il})$	0.50s	

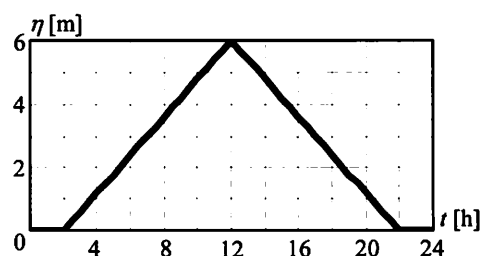


図 11 計算領域上流端における水位 η の時間変化（非定常開水路流計算）

当然のことながら、三次元計算を行わない Δt_{i2} は CFL 条件の制約を受けないために、 Δt_{i2} を大きく設定することで、計算効率性を飛躍的に向上させることが可能となる。ただし、洪水流のような非定常流の計算において極端に Δt_{i2} を大きくすると、新しいモードスプリット法を導入している流動モデルの計算精度が低下するものと予想される。そのため、本流動モデルを用いて非定常開水路流のテスト計算を行い、三次元計算と平面二次元計算の計算時間間隔比 $\Delta t_i / \Delta t_e$ が本モデルの計算精度・負荷に及ぼす影響を検討する。なお、図 9 (b) 中では、便宜的に $\Delta t_{il} = \Delta t_e$ としているものの、必ずしも同一にする必要はなく、従来法と同様に Δt_{il} を Δt_e より大きく設定することは可能である。

（2）非定常開水路流に対するテスト計算の条件

河川洪水流計算に対して、この仮定の妥当性及び新しいモードスプリット法や並列化処理を導入している本流動モデルの計算精度や計算効率性を調べるために、本流動モデルを用いて直線及び湾曲開水路における非定常流のテスト計算を実施する。計算条件は表 1 の通りであり、図 10 に示す直線及び湾曲開水路を計算対象とする。水深 h は全領域において 1.0m と一様となるように与え、また断面形は矩形とする。格子数は流下方向には直線開水路では 25、湾曲開水路では 76 とし、横断・鉛直方向にはそれぞれ両水路ともに 15、10 とする。なお、このテスト計算では、水路内に植生は存在しないものとする。二つの開水路流の計算には、同じ境界・初期条件を設定する。境界条件としては、強い非定常性を有する洪水流を想定して、上流端では図 11 に示すような 20 時間の間に 6m 増減する水位変化を与える。

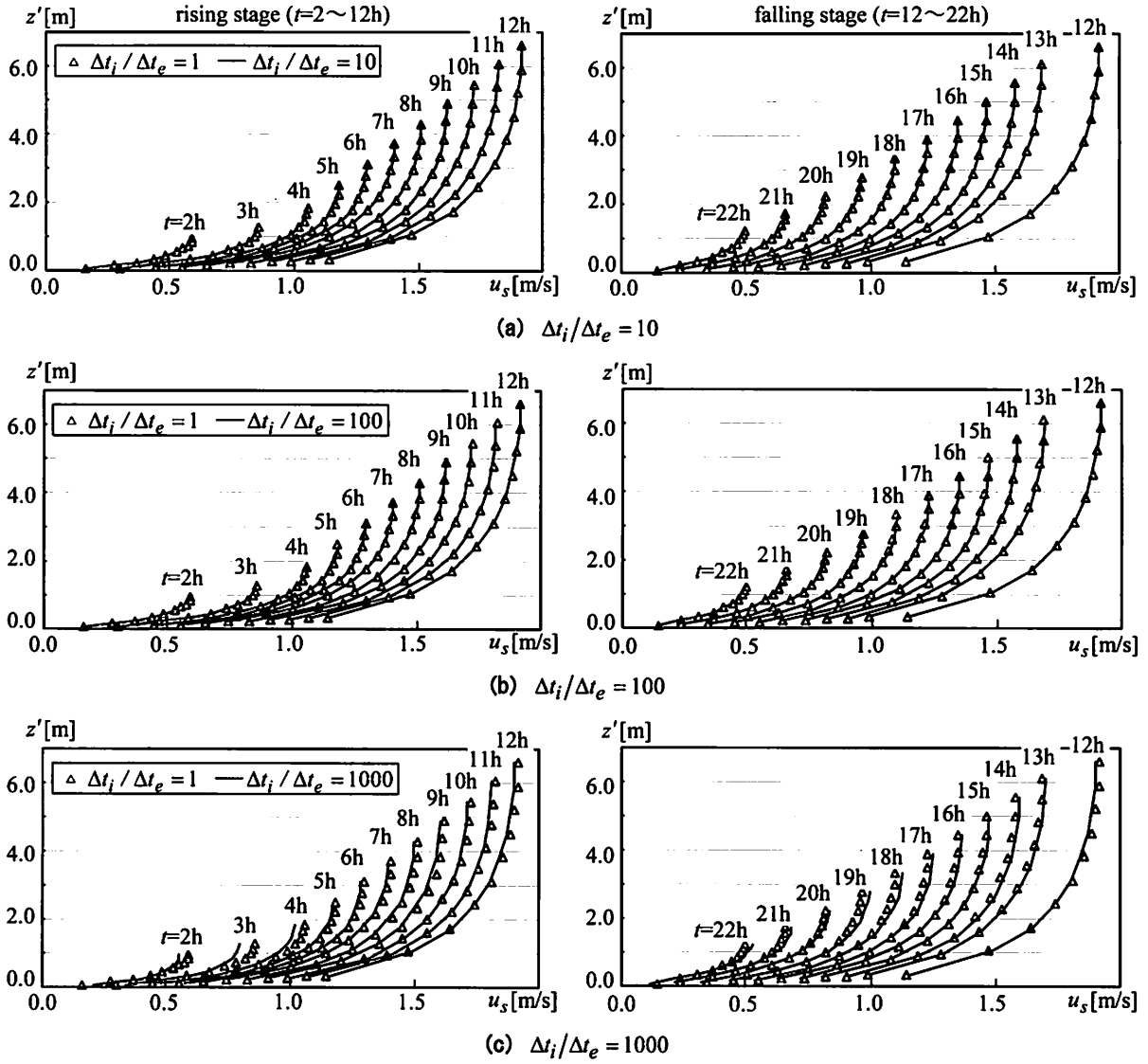


図12 主流方向流速 u_s の鉛直分布（直線開水路流計算，Stn.A）

本モデルに導入している新しいモードスプリット法の基本性能を検討する。ここでは、二つの開水路流を対象として、計算で用いるCPUを1台のみとし、 $\Delta t_i / \Delta t_e$ を1, 10, 50, 100, 500, 1000, 2000という7パターンの計算を行う。このうち、 $\Delta t_i / \Delta t_e = 1$ の場合は、新しいモードスプリット法を導入しない通常の三次元計算であるので、この計算結果を正解とする（以下、この計算をreference計算と呼ぶ）。なお、計算時間間隔としては、表1のように、 $\Delta t_e = \Delta t_{i1} = 0.50\text{s}$ と固定し、 Δt_{i2} のみを変化させて各ケースの計算を行う。計算精度を定量化するために、以下に定義される主流・横断方向流速に関する計算誤差値 Err を算定する。

$$Err = \frac{1}{N_{max} K_{max}} \sum_{N=1}^{N_{max}} \sum_{K=1}^{K_{max}} \frac{|u - u_{ref}|}{U_{save}} \times 100 \quad (19)$$

ここで N_{max} は総計算回数、 K_{max} は鉛直方向格子数、 u は各ケースにおける主流方向または横断方向流速、 u_{ref} は u に対応したreference計算の結果、 U_{save} は主流方向流速の水深平均値である。誤差値 Err は、各ケースとreference計算の流速値の差を水深平均し、それを U_{save} で無次元化し、さらに全計算時間にわたり平均したものである。

(3) 計算結果

直線開水路流における流速鉛直分布の時間変化を見るために、Stn.A における主流方向流速の鉛直分布を図 12 に示す。ここでは、 $\Delta t_i/\Delta t_e = 10, 100, 1000$ における計算結果を reference 計算結果と比較する形で図示している。また、図中には、増水期 ($t = 2 \sim 12$ 時間) と減水期 ($t = 12 \sim 22$ 時間) に分けて、1 時間毎の計算結果を表示している。これを見ると、全ケースともに、水位変化と対応して流速が増減しており、水深平均流速としては 0.46m/s から 1.73m/s まで変化している。次に、各ケースの計算結果と reference 計算結果を比較すると、 $\Delta t_i/\Delta t_e = 10$ と 100 における主流方向流速は、どの時間においても、reference 計算結果とほぼ一致している。これらのケースの計算結果と正解値の差の最大値は、 $\Delta t_i/\Delta t_e = 10, 100$ のケースでは

それぞれ 0.001m/s , 0.005m/s と非常に小さい。それに対して、 $\Delta t_i/\Delta t_e = 1000$ のケースにおける結果と reference 計算結果には若干の違いが見られ、その傾向は増水期初期に顕著である。このケースにおける誤差の最大値は、 0.062m/s となっており、 $\Delta t_i/\Delta t_e = 10$ と 100 のケースと比べて著しく計算誤差が大きい。また、この誤差の鉛直分布に着目すると、例えば増水期に関しては、表層では $\Delta t_i/\Delta t_e = 1000$ のケースにおける流速値の方が reference 計算結果よりも小さく、底層ではその逆となっている。これは、 $\Delta t_i/\Delta t_e = 1000$ のケースでは、平面二次元計算と比べて三次元計算の回数が極端に少ないため、時間とともに変化する流速鉛直分布を正確に再現できず、初期条件として与えられた鉛直方向に一樣な流速分布の影響を受けて、表層・底層流速を各々過小・過大評価するものと考えられる。

各ケースの計算誤差や計算時間を定量的に検討するために、誤差値 Err 及び無次元計算時間 T_* (=各ケースの計算時間 T_c / reference 計算における計算時間) を図 13 に示す。ここで、誤差値 Err の評価には、主流方向流速を用いる。まず、誤差値 Err に着目すると、 $\Delta t_i/\Delta t_e$ の値が大きくなるにつれて当然のことながら誤差値 Err も大きくなり、特に $\Delta t_i/\Delta t_e$ が 500 より大きくなると、 Err の増加が顕著となる。ここで誤差値 Err の目安として、平面二次元計算を想定して流速鉛直分布を一樣とした (式 (19) 中の u に U_{save} を代入した) ときの誤差値 Err を計算したところ、この値は 16.5% である。この値と各ケースの誤差値 Err を比較すると、全ケースの Err は 16.5% よりも小さく、特に、 $\Delta t_i/\Delta t_e$ が 100 以下の場合における Err は、一樣な流速鉛直分布の Err よりも $2, 3$ オーダー程度小さい。一方、無次元計算時間 T_* に関しては、 $\Delta t_i/\Delta t_e$ が大きくなるほど T_* は減少し、 $\Delta t_i/\Delta t_e = 100, 500, 1000$ ではそれぞれ $0.028, 0.020, 0.019$ となる。これらの結果を速度向上率 ($=1/T_*$) に換算すると、 $\Delta t_i/\Delta t_e = 100, 500, 1000$ の場合では各々 35.8 倍、 50.0 倍、 52.5 倍となる。このように、 $\Delta t_i/\Delta t_e$ が大きくなると速度向上率も大きくなるものの、両者は比例関係とはならず、速度向上率には上限値が存在する。この上限値としては、三次元計算を行わずに、単に平面二次元計算のみを行った時の結果であり、この場合における速度向上率は約 55 倍である。これまでの結果をまとめると、 $\Delta t_i/\Delta t_e$ が 500 以上の場合には、 $\Delta t_i/\Delta t_e = 50$ や 100 のケースと比べて、誤差値 Err は著しく大きく、かつ、速度向上率はそれほど変わらないことから、計算精度と計算効率性を勘案すると $\Delta t_i/\Delta t_e = 50 \sim 100$ と設定することが望ましい。

これらのテスト計算により、本論文で提案している新しいモードスプリット法は、適切な $\Delta t_i/\Delta t_e$ を選択することにより、モードスプリット法を用いない通常の三次元計算と同程度の計算精度を保ちつつ、計算時間を大幅に減らすことが可能な計算手法であることが示された。また、ここで検討している河川

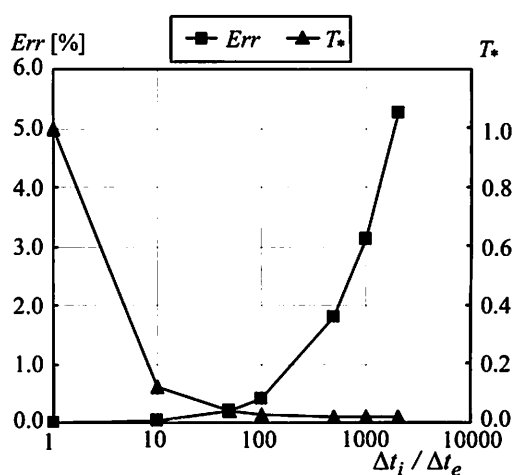


図 13 直線開水路流計算における誤差値 Err と無次元計算時間 T_* (Stn.A, 主流方向流速)

洪水流計算に関しては、計算精度と計算負荷の観点から、 $\Delta t_i/\Delta t_e=50\sim100$ とすることが妥当である（湾曲部の結果は省略）。

3.4 静水圧近似の適用性¹³⁾

(1) 計算条件

浅水流場に対する静水圧近似の適用性はいくつか検討されているものの（Casulli & Stelling¹⁴⁾），幅広い計算条件下で行われているとは言い難い．そこで，基本的な二次元重力フロント現象である Lock Exchange Problem を対象にして，静水圧近似の導入が流動シミュレーション結果，特に密度フロント構造やフロント速度などに及ぼす影響について検討する．この Lock Exchange Problem とは，図 1 4 に示すように，矩形容器中に密度の異なる二つの水塊が，容器中央で分け隔てられ，計算開始とともに相対的に低密度の水塊が上層を，高密度の水塊が下層を進行する，という重力フロント場である．

ここでは静水圧モデルと非静水圧モデルを表 2 に示されている 2 つの計算条件に適用する．まず，Case 1 は，赤堀ら¹⁵⁾が実施した室内実験条件と同一とし，計算結果と実験結果の比較を通して，フロント構造や密度鉛直混合過程を詳細に検討する．Case2 では水平・鉛直格子幅を幅広く変化させており，静水圧・非静水圧モデルの格子解像度依存性を検討する．なお，両モデルの乱流モデルとしては，Smagorinsky モデルを用いている．境界条件としては，底面では対数条件を用い，左右端の境界では slip 壁条件を適用する．また，水表面に関しては，水平方向流速については slip 条件を，鉛直方向流速は 0 とする．初期条件は静止状態とし，密度分布は図 1 4 のように与え，密度以外の流速等を全て 0 とする．

(2) 計算結果と考察

a) 密度フロントの空間構造

Case1 における静水圧モデルと非静水圧モデルによる計算結果を図 1 5 に示す．図中には，計算開始 4 秒後における流速ベクトルと密度コンターが示されている．非静水圧モデルの結果（同図（a））に関しては，フロント部は上・下層ともに丸みを帯びた形で水平方向に進行し，上・下層間の界面近傍では二つの明瞭な大規模渦が生成されている．そのような大規模渦運動と連動して，密度が鉛直方向に拡散されている．このようなフロントの形状や界面近傍での大規模渦構造は，赤堀ら¹⁵⁾の可視化結果からも確認されており，この非静水圧モデルの計算精度が概ね良好であることが確認された．一方，同図（b）に示されている静水圧モデルの場合には，フロント部において顕著な鉛直流速が発生し，それと連動してフロント部が鋭く切り立っている様子が分かる．このように，密度フロント構造に関する計算結果は，静水圧近似を導入することにより，室内実験結果や非静水圧モデルの計算結果とは大きく異なることが明らかとなった．

b) 格子解像度の影響

上述したように，静水圧モデルと非静水圧モデルの計算結果における密度フロント構造は大きく異なるものの，その違いは計算格子解像度に大きく依存する（木下¹⁶⁾）．そこで，格子解像度と静水圧近似導入の影

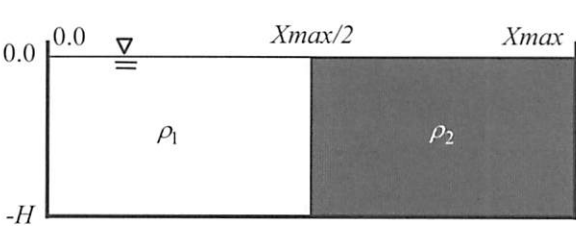


図 1 4 初期密度分布（Lock Exchange Problem）

表 2 計算条件（Lock Exchange Problem）

	Case 1	Case 2
X_{max}	1.0 m	400.0 m
H	0.155 m	10.0 m
ρ_1	1000.0 kg/m ³	1000.0 kg/m ³
ρ_2	1033.0 kg/m ³	1005.0 kg/m ³
$\Delta x/H$	1/15.5	1/10, 1/5, 2/5, 1/2, 4/5 1.0, 1.6, 2.0, 2.5, 4.0
$\Delta z/H$	1/30	1/20, 1/15, 1/10

響との関連性を検討するために、Case2 の計算を通して、水平・鉛直方向格子解像度 ($\Delta x, \Delta z$) が静水圧モデルや非静水圧モデルの計算結果に与える影響について検討する。

まず、Case2 においても、Case1 と同様に、密度フロント構造を見たところ、水平格子解像度が粗くなると、静水圧モデルと非静水圧モデルの計算結果が類似してくる傾向が確認された。具体的には、非静水圧モデルの場合には明確な密度フロント構造は形成されず、一方、静水圧モデルでは数値拡散に起因してやや丸みを帯びたフロント部が形成される。また、鉛直格子解像度に関しては、水平方向格子解像度と比べて、大きな影響を及ぼしていないことが確認されている。

格子解像度が計算結果に及ぼす影響を定量化するために、静水圧モデルと非静水圧モデルによる結果から、フロント進行速度について比較したものを図 16 に示す。図中では、フロント進行速度の計算値 U_c は、Turner¹⁷⁾ によるフロント速度の実験式 U_e で無次元化されている。これを見ると、まず、静水圧モデルに関しては、無次元フロント速度は最大でも 0.8 程度であり、また、水平格子幅の増加とともに無次元フロント速度は減少し、計算精度が低下している。一方、非静水圧モデルに関しては、水平格子解像度が細かいときには、無次元フロント速度はほぼ 1 となり、静水圧モデルよりも計算精度は良いことが分かる。しかしながら、水平格子解像度が粗くなるとともに計算精度が低下し、その低下量は静水圧モデルの場合よりも大きく、 $\Delta x/H > 1.0$ の場合には、両モデルの結果はほぼ一致している。このように、水平格子幅が水深よりも大きい場合には、静水圧モデルと非静水圧モデルの計算結果に大きな差が生じないことが明らかとなった。なお、鉛直格子解像度を幅広く変化させても、フロント速度は大きくは変化しないことが確認される。

以上のように、密度フロント場に対して非静水圧・静水圧モデルを適用し、両モデルの計算精度について検討した。その結果、非静水圧モデルは、水平格子解像度が細かい場合には静水圧モデルよりも計算精度は良いものの、粗くなるとともに両モデルの計算結果は一致するようになる。その要因としては、非静水圧モデルにおける運動圧の計算精度は水平格子解像度が粗くなるとともに低下するためである。

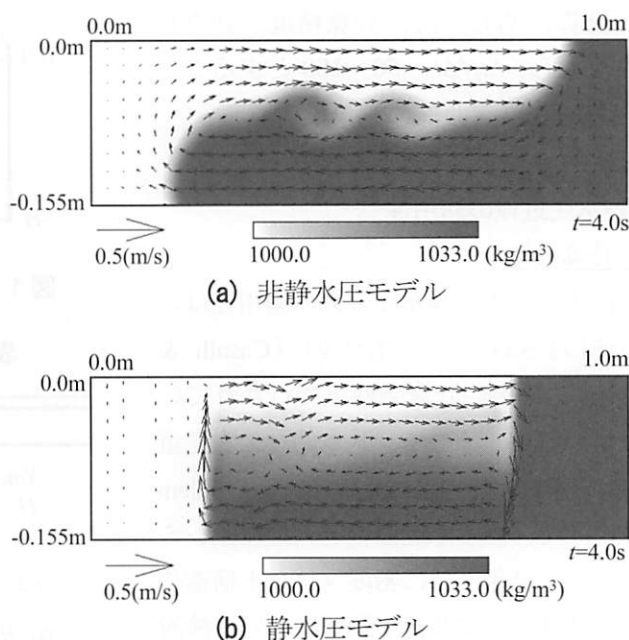


図 15 瞬間流速ベクトルと密度コンター図(Case1)

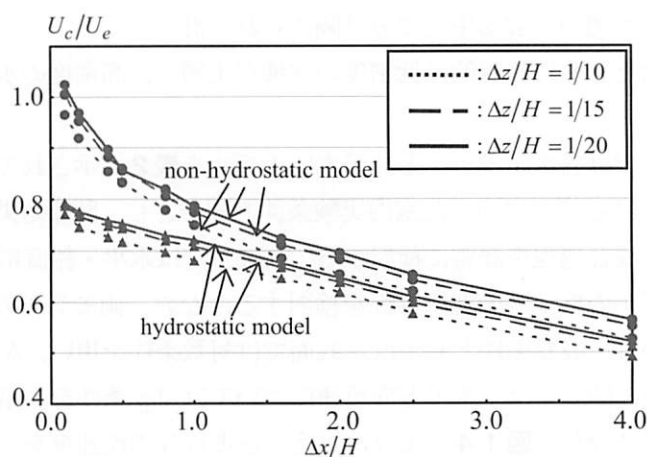


図 16 無次元フロント速度の格子解像度依存性 (Case2, $t=200s$)

表3 流量観測用流速計測法の分類

観測手法	計測原理	測定対象
プライス流速計 (回転式流速計)	測定部のカップ回転速度を流速に換算する。	点流速
電磁流速計	測定部周辺の人工磁界が流水により変化し、それにより生じる電圧を計測する。	点流速
浮子	橋上などから浮子を投下し、橋下流の二断面間を浮子が通過する時間を計測し、流速を求める。	ある横断地点の表層平均流速
画像解析法	水表面のトレーサーをビデオカメラにより撮影し、PIVやSTIV等により画像解析して表面流速を計測する。	水表面上の流速分布
電波流速計	水表面に電波を発射し、ドップラー効果を利用して表面流速を計測する。	水表面上の点流速
ADCP	超音波のドップラー効果を利用し流速鉛直分布を計測する。	流速鉛直分布
H-ADCP	水平設置型ADCPであり、ある高さの流速横断分布を計測する。	流速横断分布
超音波流速計	超音波の送受信機を河川兩岸に設置し、超音波伝播時間差から送受信装置間の平均流速を計測する。	送受信装置間の平均流速

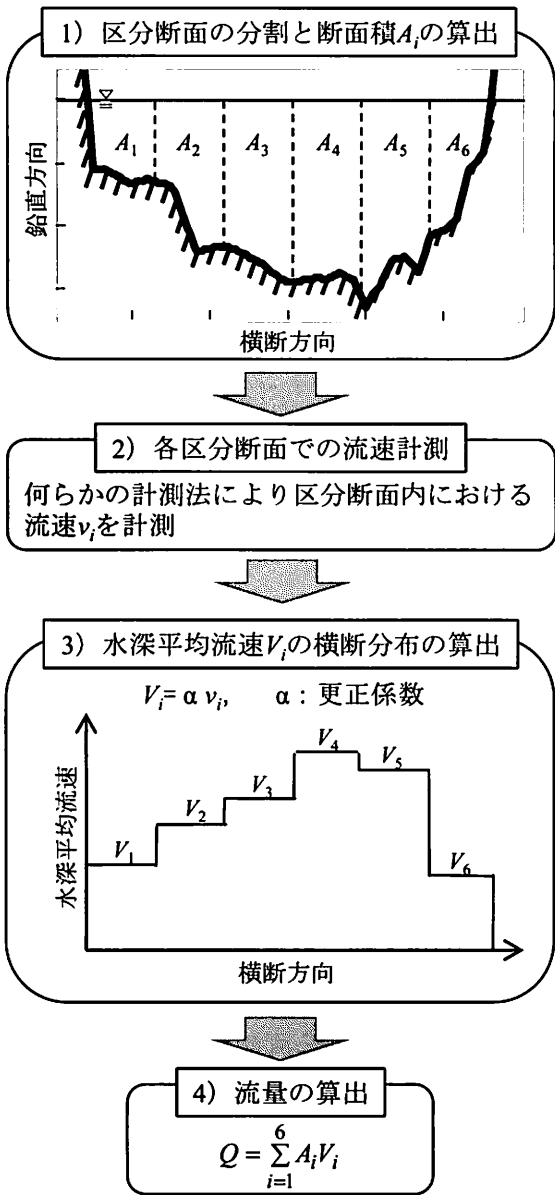


図17 従来の流量算定手順

4. 流量観測技術¹⁸⁾

4. 1 従来の観測手法と課題

表3は河川流量観測に用いられる主な流速計の計測原理と測定対象を示す。我が国における標準観測法としては、低水時ではプライス流速計や電磁流速計、洪水時では浮子が用いられる¹⁹⁾。また、近年の計測技術の進展により、画像解析法や電波流速計、ADCP、H-ADCP、超音波流速計等が実用化されつつある^{20) ~31)}。これらの流速計の技術開発や精度検証については、様々な研究者や技術者、計測機器メーカーが精力的に実施している。河川流量計測には、横断面全体にわたる断面直交方向の流速分布を必要とするが、ADCP移動観測法^{24) ~26)}を除くと、これらの流速計の計測範囲は「点」もしくは「線」流速である。そのため、横断面内の限られた範囲の流速データから断面全体の「面」流速データを推定する「流速内外挿法」を検討する必要があるが、その研究事例は限定されている。

このように、流量観測では「流速計測」と「流速内外挿操作」という二つの技術開発とその高度化が必要となるが、これまでは「流速計測」一辺倒の技術開発に拘っていた感は否めず、「流速内外挿操作」に関する本格的検討は十分なされているとは言い難い。その結果、様々な流速計による流量計測精度を比較する上

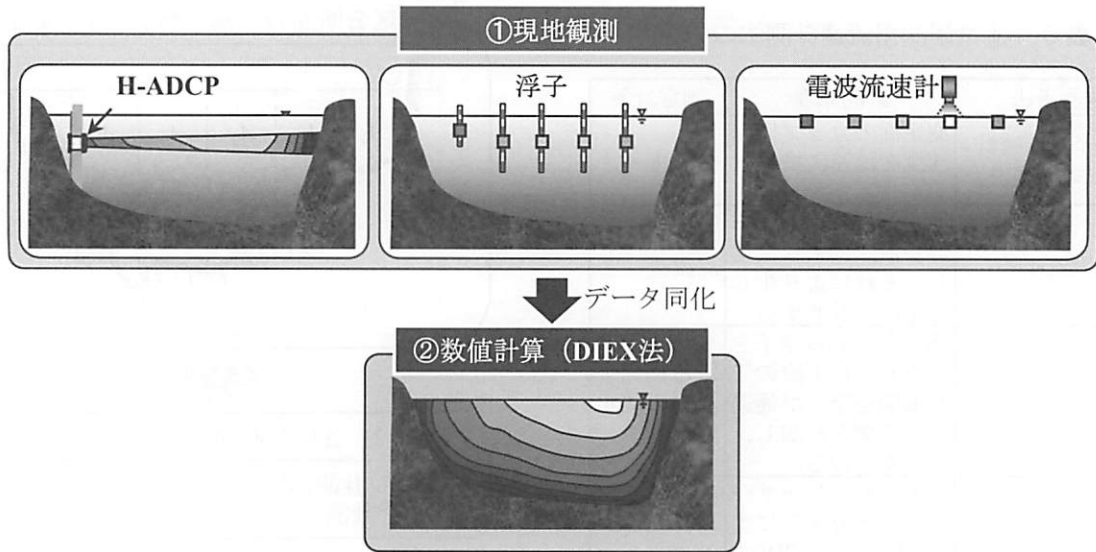


図 18 DIEX 法による流量観測技術の基本フロー

でも、統一的な流速内外挿操作に基づいて行われている事例は非常に少なく、既往の各流速計の精度検証では、「流速計そのものの観測誤差」と「流速内外挿操作の誤差」が混在する中で流量推定精度の議論がなされてきた。

一般的な流量観測では、流速内外挿操作として、図 17 に示すように、短冊状の流速分布を積分する手法（ここでは、区分求積法と称する）が一般に用いられる。この区分求積法では、まず、Step1 にて横断面をいくつかに分け、区分断面面積 A_i を算出する（図中では $i=1\sim6$ の場合を例示する）。次の Step2 では、各区分断面における流速 v_i を計測する。その際、用いる流速計により計測位置が異なり、表 3 に示すように、プライス流速計や電磁流速計では点流速、浮子では表層平均流速、画像解析法や電波流速計では水表面流速となる。これらの結果から流量算定に必要な「水深平均流速 V_i 」を求めるために、Step3 では流速計測値 v_i に修正係数 α を乗じる。この修正係数 α の与え方は対象とする計測高さ範囲 l により異なる。この修正係数は、表面もしくは表層流速を対象とする電波流速計や画像解析法、浮子による計測値に対して用いられる。一方、プライス流速計や電磁流速計等の「点」流速計を用いる場合には、鉛直方向に数点計測することが一般的であり、このケースでは修正係数を用いずに 2 点法等³²⁾ の考え方により水深平均流速を算出する。また、流速鉛直分布を直接計測する ADCP を用いる場合にも修正係数は不要である。最後の Step4 では、各区分断面における断面面積 A_i と水深平均流速 V_i を掛け、その総和を流量 Q として算出する。

この区分求積法の問題点・課題としては、「流速横断分布」と「修正係数」の取り扱いが挙げられる。まず、前者の流速横断分布としては、図 17 に例示するように、流速計測値が各区分断面の“平均流速値”になるため、短冊状の流速分布パターンとなる。そのため、区分断面の解像度が高ければ問題ないが、浮子観測では“低解像度”計測の事例が多く（例えば、数百 m の川幅に対して区分断面数が 5, 6 個しかない）、流速計測値の代表性や流速横断分布の信頼性に疑問が残る。また、修正係数は、限られた実測値しかない状況下で戦後直後に“暫定値”が決められたが、その後、改訂が進んでおらず現在では“標準値”と見なされている。しかしながら、著者らによる ADCP による最新の実洪水流の観測結果から、修正係数が 0.05~0.10 大きく設定されていることが報告されており³³⁾、今後の見直しが必要な項目である。

4.2 DIEX 法

横断面内の限られた「点」もしくは「線」流速データから「面」流速データや流量を力学条件を満足した形で内外挿するため、著者らは、力学的内外挿法（DIEX 法）を提案した^{29), 30)}。DIEX 法は、当初、ある高

さの流速横断分布の計測が可能な H-ADCP を対象として、「線」流速データの内外挿技術として開発され^{29), 30), 34) ~36)}, その後、浮子や電波流速計等の「点」流速計用にも応用された^{37), 38)}.

この DIEX 法を用いた流量観測技術における流量算定フローを図 18 に示す。まず、①の流速計測では、H-ADCP や浮子、電波流速計等により、横断面内の複数地点における「線」もしくは「点」流速を計測する。これら以外の流速計（例えば、画像解析法）にも応用可能である。次に、②の数値計算では、①で得られた「点」もしくは「線」流速データを同化データとし、DIEX 法に基づいて横断面内を対象とする河川流シミュレーションを行い、横断面全体の「面」流速データや流量を算定する。

5. まとめ

本稿では、水防災・環境に関わる数値シミュレーション技術の現状や新たな手法を示すと共に、現地観測技術の一端を紹介した。テーマが壮大であること、著者の力不足のため、全ての紙面（20ページ）を使っても紹介しきれていない。そのため、講習会において、本稿の補足する予定である。

参考文献

- 1) <http://www.iahr2015.info/>（閲覧日：H27 年 7 月 20 日）
- 2) 土木学会水工学委員会環境水理部会編：環境水理学，丸善，pp.1-261，2015.
- 3) 数値流体力学編集委員会編：数値流体力学シリーズ 乱流解析，東京大学出版会，pp.1-314，1995.
- 4) 例えば，灘岡和夫，八木宏：SDS& 2DH モデルを用いた開水理水平せん断乱流の数値シミュレーション，土木学会論文集，No.473，pp.35-44，1993.
- 5) 関根正人：移動床流れの水理学，共立出版，pp.1-211，2005.
- 6) 佐藤慶太，二瓶泰雄：河川洪水流シミュレーションに対するネスティング計算法の適用，水工学論文集，Vol.49，No.1，pp.679-684，2005.
- 7) 二瓶泰雄，佐藤慶太，灘岡和夫，熊野良子，西村 司：沿岸海水流動シミュレーションに対する新しい多重ネスティング計算法の開発，土木学会論文集，No.740/II-64，pp.171-183，2003.
- 8) 二瓶泰雄，町田佳隆，佐藤慶太，西村 司，灘岡和夫：新しい two-way ネスティング手法の開発，海岸工学論文集，Vol.49，No.1，pp.421-425，2002.
- 9) 佐藤慶太，二瓶泰雄，木水啓，飯田裕介：洪水流観測への高解像度超音波ドップラー流速分布計の適用～江戸川を例にして～，水工学論文集，Vol.48，pp.763-768，2004.
- 10) 二瓶泰雄，町田佳隆：拡張 mode-split 法を用いた三次元浅水流シミュレーション，日本流体力学会年会講演要旨集，pp.342-343，2003.
- 11) 二瓶泰雄，加藤祐一，佐藤慶太：広域河川流計算のための新たな三次元流動モデルの開発と洪水流計算への応用，土木学会論文集，No.803/II-73，pp.115-131，2005.
- 12) Madala, R. V. and Piacsek, S. A.: A semi-implicit numerical model for baroclinic oceans, *J. Comp. Phys*, Vol.23, pp.167-178, 1977.
- 13) 二瓶泰雄，山崎裕介，西村司，灘岡和夫：浅水流場を対象とした三次元数値モデルの近似手法に関する検討 ～ σ 座標系と静水圧近似に着目して～，海岸工学論文集，Vol.49，No.1，pp.411-415，2002.
- 14) Stelling, G. S. and J. A. TH. M. Van Kester : On the approximation of horizontal gradients in sigma co-ordinates for bathymetry with steep bottom slopes, *Int. J. Numer. Methods in Fluids*, Vol.18, pp.915-935, 1994.
- 15) 赤堀良介・清水康行・中山卓：鉛直方向に密度境界面を持つ流体の混合に関する数値計算，水工学論文集，Vol.43，pp.521-526，1999.

- 16) 木下嗣基：ネスティングバージョンの現状，MEC モデルワークショップ（第2回），pp.59-64，2001.
- 17) Turner, J.S.: Buoyancy effects in fluids, Cambridge University Press, pp.70-72, 1973.
- 18) 二瓶泰雄，柏田仁：流速内外挿法に着目した河川流量観測技術の展開，ながれ，Vol.32, pp.365-370, 2013.
- 19) 土木学会：水理公式集 [平成11年版]，丸善，pp.75-86，1999.
- 20) Fujita, I., Muste, M. & Kruger, A.: Large-scale particle image velocimetry for flow analysis in hydraulic engineering applications, *J. Hydraulic Research*, Vol.36, pp.397-414, 1998.
- 21) Muste, M., Fujita, I. & Hauet A.: Large-scale particle image velocimetry for measurements in riverine environments, *Water Resour. Res.*, Vol.44, W00D19, doi:10.1029/2008WR006950, 2008.
- 22) 山口高志，新里邦生：電波流速計による洪水流量観測，土木学会論文集，Vol.497/II-28, pp.41-50, 1994.
- 23) 深見和彦，天羽淳，大手方如，吉谷純一：流量観測に関する技術基準の課題と新しい技術開発への対応，土木技術資料，Vol.45, No.2, pp.22-29, 2003.
- 24) Gordon, R. L.: Acoustic measurement of river discharge, *J. Hydraulic Engineering*, Vol.115, No.7, pp.925-936, 1989.
- 25) 木下良作：河川下流部における洪水流量観測法に関する一提案，水文・水資源学会誌，Vol.11, No.5, pp.460-471, 1998.
- 26) 二瓶泰雄，色川有，井出恭平，高村智之：超音波ドップラー流速分布計を用いた河川流量計測法に関する検討，土木学会論文集B, Vol.64, No.2, pp.99-114, 2008.
- 27) Wang, F. & Huang, H. : Horizontal acoustic Doppler current profiler (H-ADCP) for real-time open channel flow measurement: Flow calculation model and field validation, *XXXI IAHR CONGRESS*, pp.319-328, 2005.
- 28) 岡田将治，森彰彦，海野修司，昆敏之，山田正：鶴見川感潮域における H-ADCP を用いた流量観測，河川技術論文集，Vol.11, pp.243-248, 2005.
- 29) 二瓶泰雄，木水啓：H-ADCP 観測と河川流量計算を融合した新しい河川流量モニタリングシステムの構築，土木学会論文集 B, Vol.63, No.4, pp.295-310, 2007.
- 30) Nihei, Y. & Kimizu, A. : A new monitoring system for river discharge with H-ADCP measurements and river-flow simulation, *Water Resour. Res.*, Vol.44, W00D20, doi:10.1029/2008WR006970, 2008.
- 31) Le Coz, J., Pierrefeu, G. & Paquier A.: Evaluation of river discharges monitored by a fixed side-looking Doppler profiler, *Water Resour. Res.*, Vol.44, W00D09, doi:10.1029/2008WR006967, 2008.
- 32) (社)日本河川協会編：改訂新版建設省河川砂防技術基準(案)同解説 調査編，pp.33-58, 1997.
- 33) 二瓶泰雄，酒井雄弘：実河川洪水流における浮子の更正係数，土木学会論文集 B, Vol.66, No.2, pp.104-118, 2010.
- 34) 原田靖生，二瓶泰雄，北山秀飛，高崎忠勝：H-ADCP 計測と数値計算に基づく感潮域の河川流量モニタリング ～隅田川を例として～，水工学論文集，Vol.52, pp.943-948, 2008.
- 35) 岩本演崇，二瓶泰雄：H-ADCP 計測と河川流シミュレーションに基づく複断面河道の洪水流量モニタリング，水工学論文集，Vol.53, pp.1009-1014, 2009.
- 36) 御厨純，二瓶泰雄，鈴木大樹，中山朝陽：2 台の H-ADCP 計測と DIEX 法に基づく複断面河道の洪水流量計測 ～台風 1112 号出水を例に～，土木学会論文集 B1（水工学），Vol.68, No.4, pp.I_1345-I_1350, 2012.
- 37) 柏田仁，二瓶泰雄，高島英二郎，山崎裕介，市山誠：力学的内外挿法（DIEX 法）に基づく「点」から「面」流速データ推定法の構築，河川技術論文集，Vol.17, pp.23-28, 2011.

- 38) 柏田仁，二瓶泰雄，山下武宣，山崎裕介，市山誠：電波流速計による表層流速計測と DIEX 法に基づく流量推定手法の提案，河川技術論文集，Vol.18，pp.393-398，2012.