

蛇行するマングローブ・エスチュアリーへの一般曲線座標系の適用 Application of Depth-Integrated Shallow Water Equations with Boundary-Fitted Mesh Generation to Hydrodynamics in Meandering Mangrove Estuaries

中辻 啓二* ・ 大屋 敬之** ・ Koji SHIONO***

By Keiji NAKATUJI, Yoshiyuki OHYA and Koji SHIONO

Physical features of tropical mangrove estuaries are meandering and asymmetric variations in tidal-induced flow at the estuary mouth. In the present study we use two-dimensional depth-integrated shallow water equations with boundary-fitted mesh generation for clarifying the interaction between creeks and swamps. Curvilinear coordinated scheme is introduced. At first, the results of numerical experiments are compared with those of hydraulic experiments. After evaluating the model's potential to simulate the movements in sinuous open channel flow, the hydrodynamics in the Buanje Estuary is discussed by the model.

Key Words : mangrove estuary, depth-integrated two dimensional model, curvilinear coordinate, meandering channel

1. はじめに

近年、地球環境問題の一つとしてマングローブ水域の環境悪化が注目されている。マングローブ水域では多くの生物が生育し、生態的に重要な役割を果たしていることが生物学的研究より分かってきた。しかし、この水域の物理学的知識は乏しい。物質輸送など生態学的に重要な機構は解明されていない。本論では先ずこの水域での流動の再現を試みることを目的として研究を進めてきた(中辻¹⁾)。マングローブ・エスチュアリーの特徴はクリーク(河川)とスオンプ(氾濫域)から構成されていることに加え、湾曲部が多く複雑な蛇行形状をしていることである。この蛇行クリーク内の流動を再現するには直交座標系を用いた技法では不都合が生じる場合が多い。水深方向に積分した水平二次元流動モデルを変形して、境界に沿った計算格子網を利用可能な CMDIVAST(*Chandler・Lin*²⁾) の検証を行う。二次元蛇行開水路の実験結果と比較してその精度を検証するとともに、マレーシア国ブアンジェ・エスチュアリーの流れ解析への適用を試みる。

2. モデルの概要

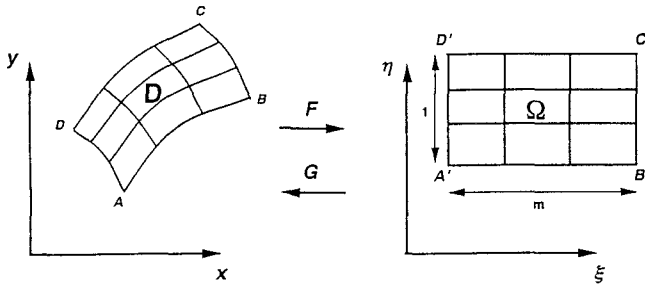
基礎式として水深方向に積分した水平二次元の連続式、 x 、 y 方向の運動方程式を利用する。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial UH}{\partial x} + \frac{\partial VH}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科(〒565 吹田市山田丘2-1)

** 学生会員 大阪大学大学院 工学研究科土木工学専攻

*** Loughborough University of Technology, Department of Civil and Building Engineering, Ph D, Senior Lecturer



図－１ 物理面 Ω および計算面 D^3)

$$\frac{\partial UH}{\partial t} + \beta \left[\frac{\partial U^2 H}{\partial x} + \frac{\partial UVH}{\partial y} \right] + gH \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \gamma^2 U \sqrt{U^2 + V^2} - \nu_t H \left[\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right] = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial VH}{\partial t} + \beta \left[\frac{\partial UVH}{\partial x} + \frac{\partial V^2 H}{\partial y} \right] + gH \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \gamma^2 V \sqrt{U^2 + V^2} - \nu_t H \left[\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right] = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 g ：重力加速度、 H ：全水深、 U, V ：水深方向に積分された x, y 方向流速、 β ：流速の鉛直分布に関する運動量補正係数（＝1.016）、 ζ ：水位変動量、 ρ ：密度、 γ^2 ：底部摩擦係数である。以上の基礎方程式を通常のデカルト座標系（物理面： D ）から境界形状に合わせた任意の直交曲線座標系に変換する。今、物理面 D と計算面 Ω の間に一対一の変換が存在するとすれば、 D 内の各点 (x, y) に対して Ω 内にデカルト座標系の唯一の点に対応することになる。ここで座標変換は等角変換を用いる。これは複雑な変数変換を必要とせず、従来から用いられてきたデカルト座標系における数値解析法に関する知見が容易に適用できるという利点を持つ。ここで、 $z = x + iy$ 、 $w = \xi + i\eta$ とすると、 $w = F(z)$ 、 $z = G(w)$ なる関数が存在する。 F は D から Ω への一対一の写像、 G は F の逆写像を表している。計算領域はその境界が滑らかな曲線を描くように選定される。その曲線上で ξ および η が一定と仮定される。それぞれの軸と平行な線が D において境界に沿う曲線座標を形成するように関数 G によって変換される。 $w = F(z)$ の関係より、デカルト直交座標系上の運動方程式および連続式は次のように変形される。（図－１参照）

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{J} \left[\frac{\partial hUH}{\partial \xi} + \frac{\partial hVH}{\partial \eta} \right] = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

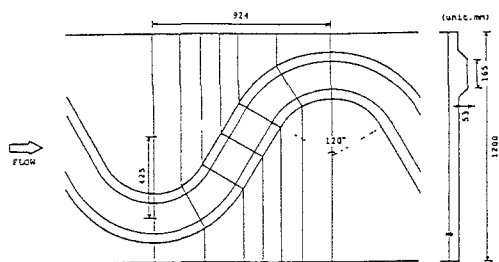
$$\begin{aligned} \frac{\partial UH}{\partial t} + \beta \left[\frac{1}{J} \left(\frac{\partial hU^2 H}{\partial \xi} + \frac{\partial hUVH}{\partial \eta} \right) + \frac{V}{J} \left(UH \frac{\partial h}{\partial \eta} - VH \frac{\partial h}{\partial \xi} \right) \right] + \frac{gH}{h} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \\ - \gamma^2 U \sqrt{U^2 + V^2} - \frac{\nu_t H}{h} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{J} \frac{\partial hU}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{J} \frac{\partial hU}{\partial \eta} \right) \right] - \frac{2\nu_t H}{Jh} \left[\frac{\partial V}{\partial \xi} \frac{\partial h}{\partial \eta} - \frac{\partial V}{\partial \eta} \frac{\partial h}{\partial \xi} \right] = 0 \quad \dots (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial VH}{\partial t} + \beta \left[\frac{1}{J} \left(\frac{\partial hUVH}{\partial \xi} + \frac{\partial hV^2 H}{\partial \eta} \right) + \frac{U}{J} \left(VH \frac{\partial h}{\partial \eta} - UH \frac{\partial h}{\partial \xi} \right) \right] + \frac{gH}{h} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \\ - \gamma^2 V \sqrt{U^2 + V^2} - \frac{\nu_t H}{h} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{J} \frac{\partial hV}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{J} \frac{\partial hV}{\partial \eta} \right) \right] - \frac{2\nu_t H}{Jh} \left[\frac{\partial U}{\partial \xi} \frac{\partial h}{\partial \eta} - \frac{\partial U}{\partial \eta} \frac{\partial h}{\partial \xi} \right] = 0 \quad \dots (6) \end{aligned}$$

ここで、 h ：測度変数、 U ： ξ 方向の流速、 V ： η 方向の流速、 $J = h^2$ をそれぞれ示す。また、離散化は時間空間に中央差分を行い、計算手法はADI法を用いている。

3. 複断面を有する蛇行開水路の水理実験結果との照合

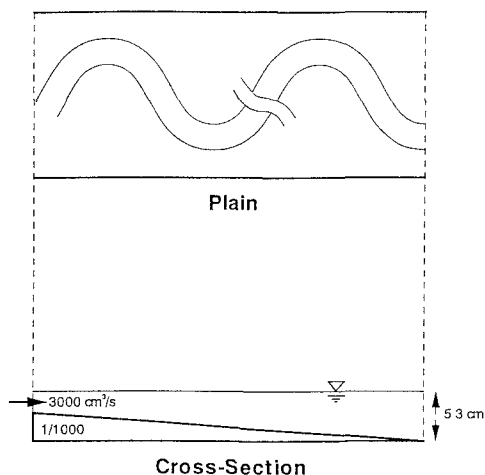
上述の数値モデルの妥当性を検証するために、英国ブラッドフォード大学において高水敷を有する蛇行水路の三次元的な流動特性の計測が行われた。図－２に示すようにアクリル樹脂で造られた水路の形状



図－2 実験水路の概要



図－3 蛇行水路の曲線直交格子



図－4 計算水路

は幅 120cm、水深 35cm、全長 920cm で、水路勾配は 1/1000 となっている。水路内に 5 つの曲部を有する蛇行水路が設置されており、その形状は図－3 の通りである。低水路幅 16.5cm、高水敷の高さ 5.3cm、曲部の曲率半径は 42.5cm、側壁の勾配は 1:1 である。また曲部の中心角は 120°、曲部の半波長は 92.4cm となっている。流速の測定はこの水路の四番目の蛇行部で行われている。

3.1 計算対象領域

実験水路の形状は図－2 に示した部分を 1 波長とすれば、全体で 5 波長の曲線部分から構成されている。本数値実験では、実験水路とほぼ同様な形で計算領域を与えている。計算領域は 4 波長と 3/4 波長の曲線部分を結合した形を採用している。この計算領域に合わせて形成した曲線直交格子を図－3 に示す。計算に際しては、図－3 の左端を上流端、右端を下流端としている。上流端では、境界条件として各計算格子に対して一様に流量を与えるため、蛇行の影響がもっとも少ないと考えられる直線部分までを計算領域としている。

3.2 初期条件および境界条件

初期条件としては、下流端の水深が実験水路の水深 (5.3cm) と一致するように水面勾配を 0 として静水状態を仮定している。計算開始に際して、上流側では実験から得られている流量を与えた。実験水路は水路両端が 1:1 の勾配をもつ斜面を有し、断面形としては台形となっているが、数値実験では単純化した矩形断面を仮定しているため、実験で得られた流量から単位面積当たりの流量を算定し、その単位面積当たりの流量に、数値実験で仮定している上流側の水路断面の面積を乗じた値 ($3000\text{cm}^3/\text{s}$) を上流側境界の各計算格子に対して均等に配分して与える。下流端では、初期条件として与えた水深を固定する形で、水位を与えている。また、河床勾配は実験水路と同じ 1/1000 としている (図－4 参照)。

3.3 底部抵抗係数および渦動粘性係数

底部抵抗係数はマンニングの粗度係数 n を与えている。前述したように、実験水路の材質はアクリル樹脂であることから、ガラスと同じ値として $n = 0.01$ を用いている。渦動粘性係数は、一般に $\nu_t = \alpha U_* d(U_* : \text{摩擦速度}, d : \text{水深})$ で与えられる。ここで、係数 α の決定が問題となる。実験水路が蛇行しており、水路の規模が極めて小さいことなどから、その値の決定は厳密には非常に難しい問題であるが、本数値実験では次のように与えることとする。まず主流軸と直交する方向に関しては、中辻ら¹⁾が緩やかに蛇行した河川においては $\alpha = 0.4 \sim 0.8$ であることを報告している。この値を参考として、横断面方向に関しては $\alpha = 0.6$ を与えた。また、流下方向の渦動粘性係数に関しては Aya ⁴⁾ が過去の実験結果および実測値から河

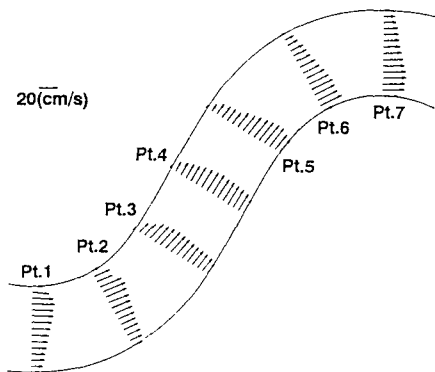
表－ 1 底部抵抗係数および渦動粘性係数

底部抵抗係数	$n = 0.01$
流下方向渦動粘性係数	$23U_*d$
横断面方向渦動粘性係数	$0.6U_*d$

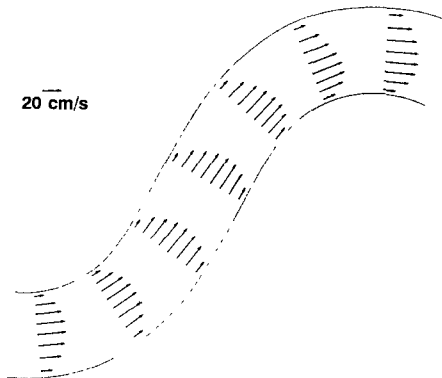
(U_* : 摩擦速度、 d : 水深)

表－ 2 計算条件

流入流量	$3000\text{cm}^3/\text{s}$
河床勾配	$1/1000$
流下方向格子幅 (Δx)	7.1cm
横断面方向格子幅 (Δy)	3.4cm
計算時間間隔 (Δt)	0.02sec



図－ 5 水理実験による流速分布



図－ 6 数値実験による流速分布

川の幅および水深から α を決定する経験式 ($\alpha = 0.2(B/d)1.5$, B : 河川幅, d : 水深) を算定している。主流軸方向の渦動粘性係数に関してはこの式を用いて $\alpha = 23$ を与えた。以上を表－ 1, 表－ 2 にまとめて示す。

3.4 数値計算結果と実験結果の比較

水理模型実験から得られた蛇行水路内の流速分布と数値実験から得られた計算結果との比較を行う。図－ 5、図－ 6 はそれぞれ実験から得られた流速のベクトルと計算結果から得られたベクトルを示している。これらの図より、計算結果が全体の流況を概ね再現していることがわかる。図－ 7 は Pt. 1、Pt. 4、Pt. 7 での流速の横断面方向分布を示している。縦軸は各流速値を断面内の最大流速で除して無次元化した値、横軸は横断面を示す。実験水路と計算水路とで水路形状に小さい違いがあるので、ここでは流速の相対的な比較をするに留めたい。図－ 8 には Pt. 1、Pt. 4、Pt. 7 での横断面方向の水面形を示す。図－ 7 より Pt. 1 では実験値、計算値ともに流速のピークが左岸側にずれているが、計算値の方が水路中央よりになっているのがわかる。また、図－ 8 からこの点での水面形は湾曲部の内縁より外縁のに向けて約 3mm の上昇がある。Pt. 4 ではピーク流速位置および流速の分布形が完全に一致している。また、このときには 横断面方向の水面勾配はほとんど生じていない。Pt. 7 では、計算結果の方がピーク流速の位置が水路中央よりとなっている。この点での水面形は Pt. 1 と同様に湾曲部の内縁から外縁にかけて約 4mm の水面上昇がある。概ね湾曲部での流速、水位変化を表せることがわかる。

4. ブアンジェ・エスチュリーへの適用

直交曲線モデルのマレーシア国ブアンジェ・エスチュリーへの適用を検討した。計算の諸条件は、表－ 3 の通りである。図－ 9 は大潮時の満潮時での海水がクリークからスオンプへ氾濫している流況を示す。クリーク（河川）内を流入してきた外海水が満潮時にはスオンプ（氾濫敷）に拡がり、干潮時には再びク

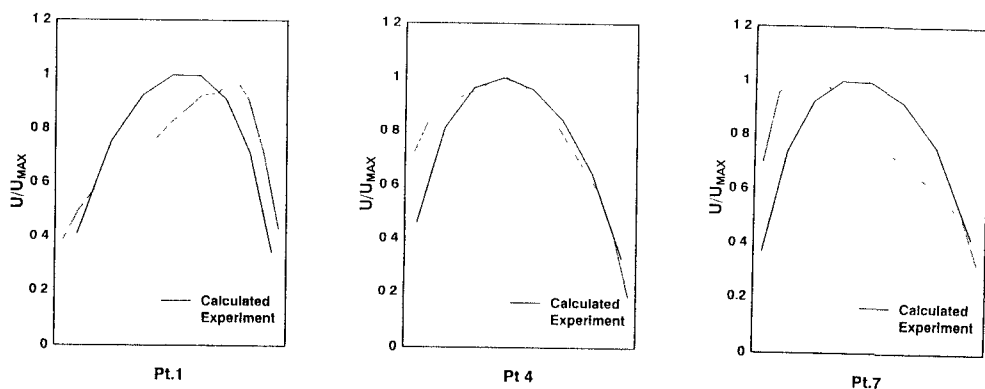


図-7 各点における実験値と計算値の比較

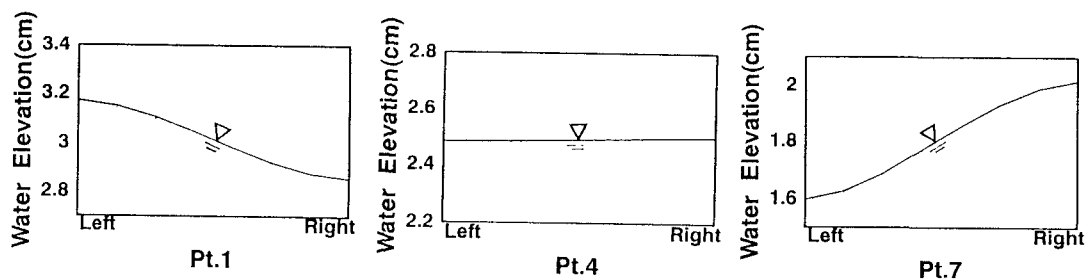


図-8 各点における水面形

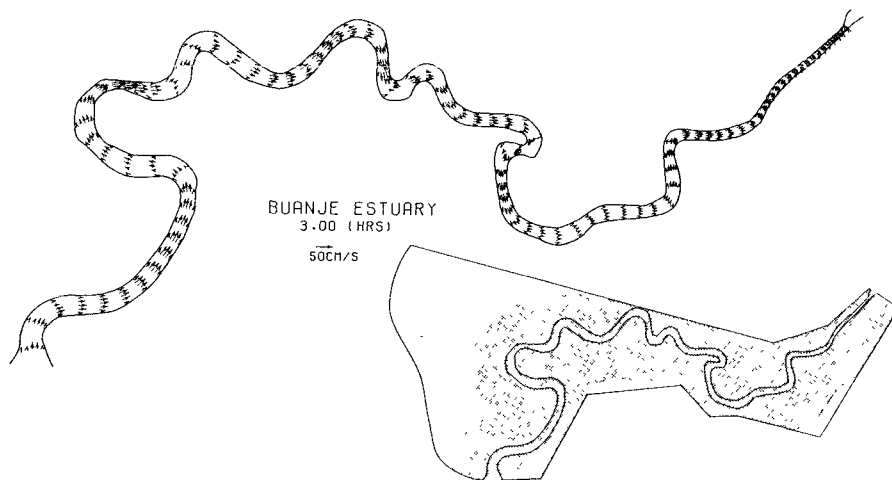
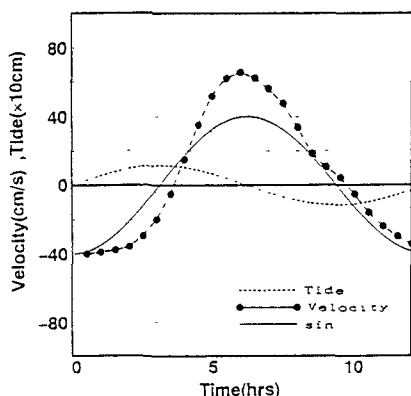


図-9 ブアンジェ・エスチュアリーにおけるクリーク内の流速分布とスオンプへの氾濫状況

クリークへ流入する。スオンプに侵入する流体の先端の高さを 20cm で表現した。同図から分かるようにスオンプは一種の物質が滞留する場である。クリーク内の流動は潮汐変動に追従するのに対し、スオンプでの流れは氾濫敷を拡がるが、干潮時になると若干の位相差を呈して再びクリークに戻る。この傾向は図-10の河口部での流速の時間変化において、上げ潮時と下げ潮時で呈する流速のパターンが異なることから分かる。この現象はマングローブ・エスチュアリーの特徴の一つと言われている。



図－10 河口部での時間変化

表－3 ブアンジェの計算条件

潮汐振幅	1.0(m)
潮汐周期	12.5(hrs)
流入流量	0(m^3/s)
流下方向格子幅 (Δx)	50(m)
横断面方向格子幅 (Δy)	16(m)
時間間隔 (Δt)	0.50(s)

5. まとめ

蛇行型マングローブ・エスチュアリーの流れ特性を把握することを目的として、曲線座標系を導入した数値モデル（CMDIVAST）計算と水理実験で得られた実験結果を用いて検証を行った。全体的な流況および横断面方向の流速分布形状など、蛇行水路の流れを概ね良く再現できた。ピーク流速の位置が、実験値よりも計算値の方が若干水路中央よりとなり、ピーク流速の値が実験値よりも約1割程度大きくなった。これは流下方向および横断面方向の渦動粘性係数の値をさらに厳密に算定することによって、より実験値に近い値が得られると考えられる。この検証実験から、水深積分した二次元モデル（CMDIVAST）は蛇行水路の流れを十分に再現できることが分かった。

また、マレーシア国ブアンジェ・エスチュアリーへの適用を試みた結果、マングローブ・エスチュアリーの特徴であるスオンプへの氾濫ならびに捕捉現象をうまく表現できることが分かった。また、マングローブ・エスチュアリー河口部の流れの特徴である流速の非対称性も再現できていることが分かった。

以上から、直交曲線座標系二次元モデル CMDIVAST は幾つもの蛇行部分を有するマングローブ水域に対しても、十分に適用可能であるといえる。しかしながら実河川と比較できるデータが乏しいことから実河川での適用の検証は未完である。現地観測データの入手とそれを用いたモデルの検証が今後の課題として残る。

謝辞：本研究は英国ブラッドフォード大学ならびにマレーシア国マレーシア理科大学研究者との共同研究により進められているものである。各関係者に記して謝意を表す。また、研究全般にわたって大阪大学大学院・院生であった伊藤 渉氏（現 JR 東海）に深く感謝する。

参考文献

- 1) 中辻啓二, 河口域の流れと物質輸送過程の数値モデルの開発－亜熱帯性沿岸湿地帯への適用をめざして－, 文部省科学研究成果報告書, 1994.
- 2) S.N.Chandler-Wilde and B.Lin, A Finite Difference Method for the Shallow Water Equations with Conformal Boundary-Fitted Mesh Generation, Hydraulic and Environmental Modelling: Coastal Waters, pp507-518, 1992.
- 3) K.Shiono and Y.Muto, Secondary Flow Structure for In-Bank and Over-Bank Flow in Trapezoidal Meandering Compound Channel, Proc. 5th Int'l Sympo. Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements, pp.645-652, 1993.
- 4) Shirou Aya, Longitudinal and Transverse Mixing in Open-Channel Flows, 京都大学学位論文, p.301, 1991