

出水による肱川河口砂州周辺の流れと地形変化

伊 福 誠*・三 好 栄 **

1. ま え が き

1965年の河川法の制定により、河川における砂利採取が禁止されて以来、肱川の沖合いで砂利採取が続けられている。砂利採取業者が愛媛県に届け出た年間の採取量は、約130万 m^3 である。しかしながら、この2倍程度の採取が行われたとの報告もなされている。さらに、建設省の河口周辺の深浅測量結果をみると、約3ヶ月の間に水深が6~7m深くなった箇所がある。これは海砂利の採取が原因であると考えられる。

肱川の上流には、多目的ダムである鹿野川ダムおよび野村ダムと砂防ダム280基があり、ほとんどの砂防ダムでもかなりの土砂で埋まっているのが現状である。こうした、海砂利の採取とダムの堆砂による海への供給減少のため河口周辺に存在していた砂浜は消失している。

著者ら(伊福ら, 1994)は、肱川河口付近の観測資料をもとに、1981年~1993年の12年間に、肱川の河口砂州は、その形状を変えながら海側に100m程度移動していることを報告している。こうした肱川の河口砂州の変遷は、河口閉塞が生じているわが国各地の河川において砂州が徐々に河口の上流に向けて発達するといったことは、全く逆の様相を呈している。

河口閉塞を防止・軽減するために導流堤の築造や人工開削等の工法が取られているが、対策法に対する適切な設計・施工にあたっては河口における地形変化の特性を十分に把握することが必要となる。

しかしながら、ある河川の河口地形変化のメカニズムに対する知見が、必ずしも他の河川に役立たないこともある。こうしたことから、特定の河川を対象とした研究が行われている(澤本, 1991; 田中, 1991)。

著者らは、肱川の河口砂州周辺の地形変化を観測資料に基づいて解析するとともに、数値シミュレーションによって地形変化の再現を試みた。しかしながら、その対象領域の一端は河口開口部であり、著者らの解析では、河口開口部より沖合に存在が確認されているテラスの变形について検討することは不可能である。

こうしたことから、本研究では、解析対象領域をさらに沖側に広げるとともに、潮位の変動をも考慮して、出水による河口周辺の流れや地形変化について数値解析的に検討しようとするものである。

まず、海へ流出する河川水の挙動を把握するため、榎木(1965)の実験結果に基づいた解析を行い、数値モデルの有用性を確認する。次に、この数値モデルに地形変化を記述する基礎方程式を取り込み、出水を対象として肱川河口周辺における流れと地形変化について調べる。

2. 砂州汀線の変化

1994年5月から毎月1回大潮時に、光波測距儀を用いて肱川の河口砂州地形(図-1)を測量している。測量範囲は、上・下流方向に約340m、河幅方向には護岸堤防から砂州先端までの約140mである。

図-2は、観測開始時の汀線位置を1992年10月および1993年2月のそれらと比較したものである。冬期季節風による河口からの波浪の侵入によって、砂州の先端付近において砂礫が堆積し、僅かではあるが砂州の面積は増大している。また、1993年2月の汀線と1994年5月のそれとを比較すると、砂州先端付近の汀線はかなり後退している。図-3は、1993年6~7月の出水時における河川の固有流量を示したものである。6月下旬~7月上旬にかけてと7月下旬にピーク流量が2000 m^3/s 程度の出水があることから、こうした出水によって砂州先端は侵食され、観測開始時の汀線形状になったと考えられる。

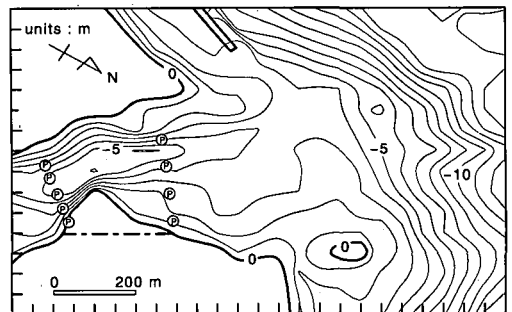


図-1 肱川河口砂州周辺の地形

* 正会員 工博 愛媛大学助教授 工学部土木海洋工学科

** 学生会員 愛媛大学大学院工学研究科

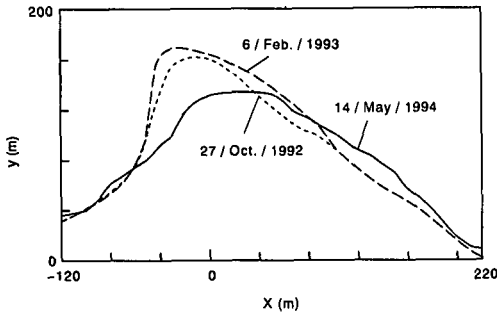


図-2 砂州汀線の変化 (1992年10月～1994年5月)

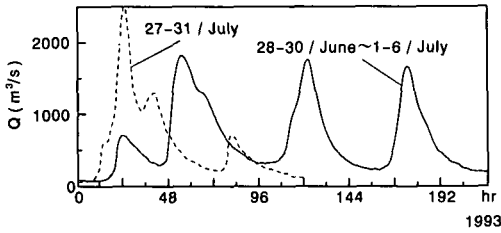


図-3 出水時における河川流量 (1993年6～7月)

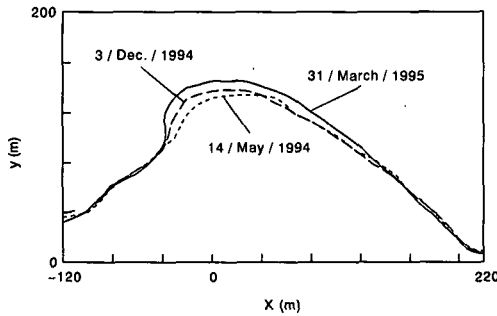


図-4 砂州汀線の変化 (1994年5月～1995年3月)

図-4に、1994年5月、1994年12月と1995年3月の汀線を示す。1993年の出水によって後退した汀線は、徐々に前進しているようである。また、冬期季節風による波浪によって砂州先端付近は、図-2とほぼ似た地形変化をすることが分かる。

3. 数値シミュレーション

3.1 基礎方程式

静水面に沿って x 軸および y 軸、 $x-y$ 平面に直角に上方に z 軸を取ると水深方向に平均された2次元の連続の式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial t} + \frac{\partial (u\bar{h})}{\partial x} + \frac{\partial (v\bar{h})}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $\bar{h}$ は全水深 ($\bar{h} = h + \eta$)； h ：静水深、 η ：水面変動

量)、 u および v は、それぞれ x 方向および y 方向の速度成分である。

一方、運動方程式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + g \frac{\partial \bar{h}}{\partial x} \\ = \frac{1}{h} \left\{ \frac{\partial (\bar{h} \tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{h} \tau_{xy})}{\partial y} \right\} + g \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{f u \sqrt{u^2 + v^2}}{h} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + g \frac{\partial \bar{h}}{\partial y} \\ = \frac{1}{h} \left\{ \frac{\partial (\bar{h} \tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{h} \tau_{yy})}{\partial y} \right\} + g \frac{\partial h}{\partial y} - \frac{f v \sqrt{u^2 + v^2}}{h} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 g は重力の加速度、 τ_{xx} 、 τ_{xy} および τ_{yy} はレイノルズ応力、 f は摩擦損失係数である。

式 (2) および (3) 中のレイノルズ応力はテンソル表示すると以下のように表せる。

$$\tau_{ij} = (\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} K_C \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 ν は動粘性係数、 ν_t は渦動粘性係数である。なお、渦動粘性係数は以下に示す勾配拡散型と Fisher (1973) の提案式の2通りで評価する。

$$\nu_t = (c_s \Delta)^2 \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 c_s はモデル定数 ($c_s = 0.1$)、 Δ は格子平均サイズ $\Delta = (\Delta x \cdot \Delta y)^{1/2}$ ($\Delta x, \Delta y$ ：空間刻み) である。

$$\nu_t = 0.6 V_* \bar{h} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 V_* は合成摩擦速度 ($V_* = \sqrt{f(u^2 + v^2)}$) である。なお、摩擦損失係数は Manning の抵抗則が成立するものとして算出する。

また、 K_C は乱流エネルギーであり次式で表せる。

$$K_C = k \delta_y \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 δ_y はクロネッカーのデルタである。また、 k は水深平均の乱れエネルギーであり次式で評価する (細田・木村, 1993)。

$$k = 2.07 V_*^2 \quad \dots\dots\dots (8)$$

3.2 漂砂量式

x 方向および y 方向の漂砂量は次式で評価する。

$$q_x = q_b^* \frac{u}{\sqrt{u^2 + v^2}}, \quad q_y = q_b^* \frac{v}{\sqrt{u^2 + v^2}} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 q_b^* は無次元漂砂量であり、Meyer-Peter-Müller (1948) の実験式を2次元に拡張し、係数 α を乗じた次式で算出した。

$$q_b^* = \alpha 8 \tau_*^{3/2} (1 - \tau_{*c} / \tau_*)^{3/2} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 τ_* は無次元掃流力 ($\tau_* = V_*^2 / (\rho_s / \rho_f - 1) g d$)； ρ_s ：砂の密度、 ρ_f ：流体の密度、 d ：砂の粒径)、 τ_{*c} は無次元限界掃流力である。なお、無次元限界掃流力は岩垣公式

により算出した。また、局所的底面高さの時間変化の計算は、漂砂の連続式を用いた。

初期条件は、基準面から底面までの高さとする。また、上流境界においては式(10)で算出される漂砂量を与え、下流境界においては漂砂量は線形に変化するものとする。

4. 樁木の実験に基づく解析

4.1 実験の概要および境界条件

海へ流出する河川水の挙動を把握するため樁木の実験結果に基づいた解析を行う。実験は長さ25 m、幅0.7 m、深さ1 mの波浪水槽に直径7.8 mmの循環管路を付置して行われた。また、波浪水槽の上流端に幅20 cm、河川勾配2/1000、長さ2 mの模型河川水路を設け、海浜勾配1/15の海岸部に接続されている。なお、流速は、ピトー管を用いて計測された。実験流量は $2 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ および $4 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ であり、河口中心部の流速は、それぞれ0.21 m/s、0.45 m/sである。

上流境界では流量 Q を与える。また、沖側境界ではSommerfeldの放射条件を境界条件として課した。すなわち、水面変動量 η が波速 c で伝播するものとして処理した。なお、壁面はnon-slipの条件を課した。Manningの粗度係数は $0.001 \text{ m}^{-1/3} \cdot \text{s}$ とした。

4.2 流速の平面分布

河川流量が $4 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ である場合の主流方向の流速分布を図-5に示す。図中の点線、破線および実線は、それぞれ樁木の実験結果、Albertsonら(1948)の経験式および数値シミュレーション結果である。

数値シミュレーション結果と樁木の実験結果は、河口から $\bar{x}/B_0 = 0.75$ ($\bar{x}$: 河口からの距離、 B_0 : 河口幅)付近まではよく符合している。しかしながら、 $\bar{x}/B_0 = 0.9$ より沖側では樁木の実験結果とずれが生じている。これは、樁木の実験では沖側の部分で流れが偏向して、最大流速が生ずる位置が河口中心線からずれているためである。

全体を通してみると、実験結果と数値シミュレーション結果はほぼ符合している。また、Albertsonらの経験式と比較すると、数値シミュレーション結果は、全般に尖った分布形状である。

4.3 河口からの距離変化にともなう $u_{\max}$ の変化

各地点の最大流速を河口中心部の流速で無次元化してプロットしたのが図-6である。

potential core (河口流出速度を維持する領域)の保たれている領域は $u_{\max}/u_0 = 1$ であり、それから沖の部分(確立流領域)は1:2の勾配で $u_{\max}$ が減衰することは実線で示したAlbertsonらの実験結果でも認められているが、樁木の実験でも $u_{\max}/u_0$ の距離にともなう変化が急変する箇所が見出される。数値シミュレーション結果は、

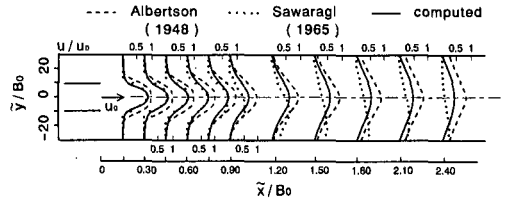


図-5 流速の平面分布 (渦動粘性係数; Fisher型)

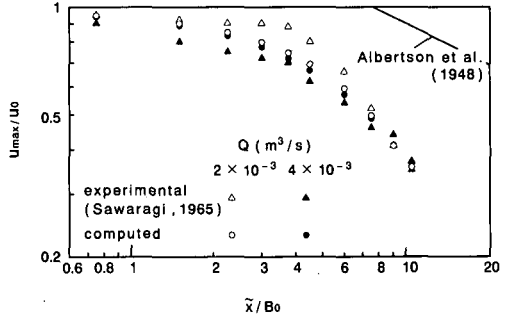


図-6 $u_{\max}$ の変化 (渦動粘性係数; Fisher型)

樁木の実験と比較すると、河川流量が $2 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ の場合では、樁木が報告している流速の急変点は見いだせないが、流速分布はほぼ同一である。また、河川流量が $4 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ の場合では、数値シミュレーション結果と実験結果は符合する。

以上、数値シミュレーション結果は実験結果と平面的な流速分布および最大流速の分布ともよく対応することから、本解析手法で海へ流出する河川水の流動特性を精度よく記述し得ると考える。

5. 肱川の河口砂州周辺の流れ場と地形変化の解析

5.1 河口周辺の流況

1980年7月1～3日の梅雨前線による出水を対象として、河口周辺の流況および出水前後の地形変化を数値解析的に検討した。境界条件は、壁面ではnon-slip、上流境界では流量 Q を与え、沖側境界では水深を与える。さらに、側方境界においてはフラックスは線形に変化するものとした。

式(1)～(3)と漂砂の連続式を用いて流れと地形変化を求めるわけであるが、観測して得た砂州周辺の地形変化と数値解析結果がほぼ対応する係数 α の値は0.02であった。なお、砂の粒径は0.05 mm、Manningの粗度係数は $0.02 \text{ m}^{-1/3} \cdot \text{s}$ とする。

計算開始より72時間後までの上流境界におけるフルード数は、0.02～0.25である。

図-7(a) および (b) は、それぞれ勾配拡散型および

Fisher 型の渦動粘性係数を用いて計算した, 計算開始より 36 時間後の砂州周辺の流況である。なお, 上流境界における流量は $1989 \text{ m}^3/\text{s}$ である。勾配拡散型および Fisher 型の渦動粘性係数を用いて計算した結果とも砂州の先端付近における縮流の様子はほぼ同一である。しかしながら, 沖側境界付近をみると, 渦動粘性係数として勾配拡散型を用いた結果は直進性が強いようである。

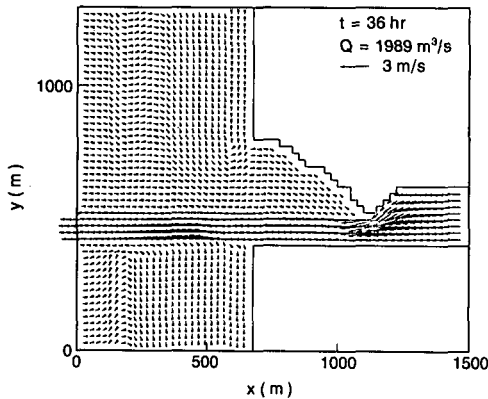
図-8 は計算に用いた流量ハイドログラフ, 河口より上流側約 1400 m にある長浜観測点で 1980 年 7 月 1～3 日の出水時に記録した水位を潮位および水位の計算結果 (●勾配拡散型, ◇Fisher 型) とともに示したものである。なお, 河口の右岸側にある長浜港において潮位の観測がなされているが, 解析対象とした日時は欠測であった。そこで, 徳山港を基準にした長浜港における改正数が潮時差で 5 分, 潮高比で 0.98 であることから長浜港の潮位は徳山港の潮位とほぼ等しいみなし, 徳山港におけるデータをもとに, 潮位変化を正弦関数で補間して求めた。また, 地形変化は 1 時間ごとフィードバックし,

流れと地形変化の時間発展を求めた。

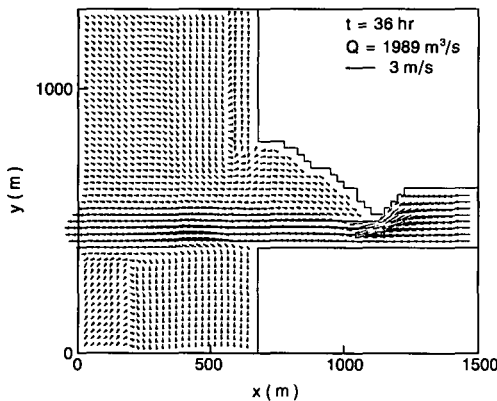
この図をみると, 1980 年 7 月 1～3 日の出水は流量ハイドログラフに示すように, 7 月 2 日 10 時に最大流量 $2222 \text{ m}^3/\text{s}$ を記録した。長浜観測点における水位と潮位を比較すると, 7 月 2 日 4～20 時の間で水位にかなりの差が生じている。さらに, 干潮時には位相差が生じている。また, 長浜観測点における水位と計算結果を比較すると, 流量がピークを過ぎた 7 月 2 日 12～20 時の間で, 計算して得た水位が, 勾配拡散型および Fisher 型ともに実測の水位よりも低いことを除けば両者はよく一致している。なお, 落潮時から干潮時にかけて, 実測の水位が比較的高い原因としては, 砂州の上流側に水が貯留され, 海側への排出が遅れるためではないかと考える。しかしながら, 数値計算ではこの現象を再現することは出来なかった。

5.2 河口周辺の地形変化

図-9 は渦動粘性係数として Fisher 型を用いた計算開始後 72 時間における河口周辺の地形変化である。砂州先端付近では流れの縮流によって流速が増大し侵食が進み, 砂州下流側では流速が小さくなることから, 砂州先端部から沖合いに向けて帯状の堆積領域が存在する。ま



(a) 勾配拡散型



(b) Fisher 型

図-7 流速ベクトル (36 時間後)

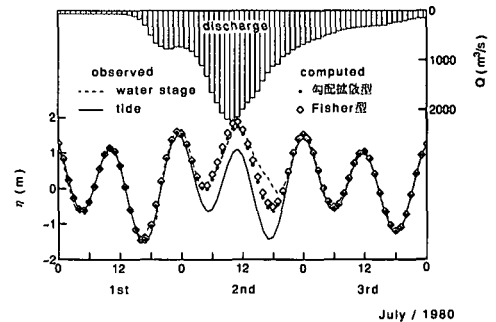


図-8 河道内水位の経時変化

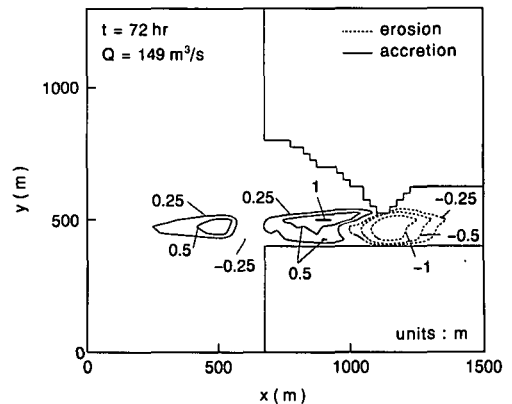


図-9 河口周辺の地形変化 (72 時間後)

た、河口開口部の沖側約 100 m 付近に堆積領域が生じ、現地で確認されるテラス地形が形成されている。なお、渦動粘性係数として勾配拡散型を用いた結果を Fisher 型を用いた結果と比較すると、砂州周辺の侵食・堆積量とも小さい。また、流れの直進性が強いことから、河口の沖側に形成されるテラスが岸沖方向に伸びた形状を呈する。

6. あとがき

1994 年 5 月から 1995 年 3 月までの間に肱川河口砂州の地形測量を行った結果、1994 年は異常渇水で例年になく河川の固有流量が少なかったことから、砂州地形に大きな変化はみられなかった。しかしながら、1994 年から 1995 年をみると、1993 年の出水によって後退した砂州先端部付近の汀線は冬期季節風による河口からの波浪の侵入によって前進し、僅かではあるが海側に移動している。

海へ流出する河川水の流動特性に関して、数値シミュレーション結果と実験結果は、平面的な流速分布および最大流速の分布ともよく符号することから、本解析手法で河口付近の流れの特性を精度よく記述し得ると考える。

大きな出水が生じた場合を対象として、肱川の河口砂州周辺の流況および出水前後の地形変化を数値解析的に検討した結果、勾配拡散型の渦動粘性係数を用いた流れは、Fisher 型のそれを用いた場合より直進性が強い。砂

州の下流側では、上げ潮時には主流方向とは逆向きの流れになる。

砂州先端部から海側に向けて帯状の堆積領域が存在する。また、河口開口部の沖側には堆積領域が生じ、テラス状の地形変化を示す。これらのことは、観測資料より得られた河口近傍の地形変化と定性的に一致する。

謝辞：各種の貴重な資料を提供して頂いた建設省四国地方建設局大洲工事事務所の方々に謝意を表する。

参 考 文 献

- 伊福 誠・米澤泰雄・中西まゆみ (1994): 肱川河口砂州の変形について, 海岸工学論文集, 第 41 巻 (1), pp. 491-495.
- 澤本正樹 (1991): 東北地方の主要河川の比較河口学, 平成 2 年度科学研究費補助金 (総合研究 A) 研究成果報告書, 136 p.
- 樫木 亨 (1965): 河口閉そく機構に関する基礎的研究 (第 1 報), 第 12 回海岸工学講演会講演集, pp. 162-167.
- 田中 仁 (1991): 七北田川の河口閉塞と河口砂州フラッシュ, 水工学論文集, 第 35 巻, pp. 275-280.
- 細田 尚・木村一郎 (1993): 開水路急拡部の流れにおける渦の発生・発達に関する二, 三の検討, 水工学論文集, 第 37 巻, pp. 463-468.
- Albertson, M. L., Y. B. Dai, R. A. Jensen and H. Rouse (1948): Diffusion of submerged jet, Proc. A. S. C. E. Pap. No. 2409.
- Fisher, H. B. (1973): Longitudinal dispersion and turbulent mixing in open channel flow, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 5, pp. 59-78.
- Meyer-Peter, E. and R. Müller (1948): Formulas for bed-load transport, Proc. 2nd IAHR Congr., pp. 39-64.