

# 河川流が卓越する河口テラスの 初期堆積形状に関する理論

泉 典洋<sup>1</sup>・田中 仁<sup>2</sup>・伊達政直<sup>3</sup>

<sup>1</sup>正会員 Ph.D. 東北大学大学院工学研究科土木工学専攻 (〒 980-8579 仙台市青葉区青葉 06)  
E-mail: izumi@civil.tohoku.ac.jp

<sup>2</sup>正会員 工博 東北大学大学院工学研究科土木工学専攻 (〒 980-8579 仙台市青葉区青葉 06)

<sup>3</sup>正会員 工修 (株) 東北電力 (〒 980-8550 仙台市青葉区一番町)

河川流が卓越する河口部を対象にして、河口噴流の流速分布とそれによって形成される河口テラスの初期堆積形状を予測する数学モデルを提案した。横断方向の流速分布および浮遊砂濃度の相似性を仮定し、流れの運動方程式および浮遊砂の移流分散方程式を横断方向に積分することによって得られる簡便な常微分方程式を解くことによって流速分布および浮遊砂濃度分布を求めている。さらに流速および浮遊砂濃度分布から掃流砂および浮遊砂によって形成される河口テラスの初期堆積形状を求めた。解析の結果、掃流砂が支配的であるとき、噴流の流軸上に堆積してその両側に侵食が生じ、浮遊砂が支配的で移流拡散の影響が比較的小さいとき、流軸上に侵食してその両側に堆積が生じることが明らかとなった。

**Key Words :** river mouth terrace, tidal jet, bedload, suspended load, deltaic process

## 1. はじめに

河口部には様々な幾何形状を呈する河口砂州、河口テラス、河口デルタなどの土砂堆積現象が見られる。これらはその特徴的な幾何形状によって、従来より地形学や地質学分野で盛んに研究が行われてきた。また内水排除、近隣海浜への土砂供給源という観点から工学的な研究も数多く行われている。しかしこれらの土砂堆積現象は河川流や波、潮流等の外力とそれによる土砂輸送の相互作用によって生じる複雑な現象であり、その詳細なメカニズムには未だに不明な点が多い。そこで本研究では、現象に対するこれら外力の役割を一つづつ明らかにするという立場から、特に河川流が卓越するような河口部における土砂堆積現象を対象にする。

河川流が卓越する河口部の土砂堆積現象に関する研究は、これまでも実験<sup>1),2),3),4),5)</sup>や理論<sup>6),7)</sup>、数値計算<sup>8),9)</sup>等の観点から数多くの研究がおこなわれてきた。中でも特筆すべきはÖzsoy<sup>6)</sup>のものであろう。Özsoyは流速の横断分布形の相似性を仮定し、境界層近似を用いて簡単にした浅水流方程式と連続式を横断方向に積分することにより常微分方程式に帰着させ、それを解くことにより河口噴流の流速分布を求めた。また同様の手法を用いて浮遊砂による堆積形状を求め、堆積初期において噴流軸の両側に自然堤防状の堆積(subaqueous levees)が生じることを明らかにしている。ポテンシャルコアの存在まで考慮することが可能な彼の理論は画

期的ではあるものの、いくつか解決すべき課題も残されている。例えば理論中では浮遊砂による堆積量を見積もる際、Nihoul and Adam<sup>10)</sup>によって提案された式が用いられているが、これによると底面剪断力が限界値を上回るとき、たとえ堆積が卓越するほど浮遊砂濃度が大きい場合でも底面は侵食されてしまう。また河口テラスや河口デルタは、流速や流送土砂の粒径によって様々な堆積形状を呈するといわれているが、Özsoyの理論では堆積モデルが単純なため堆積形状の多様性を表現できない。

本研究はÖzsoy<sup>6)</sup>の解析手法を継承しつつも、不完全であった浮遊砂による堆積モデルをより合理的なものにすると同時に、掃流砂による堆積機構を導入し、様々な異なる条件下での初期堆積形状の特徴を明らかにする。

## 2. 河口噴流

前述したように、本研究では河口噴流のモデルとしてÖzsoy<sup>6)</sup>のモデルをほぼ継承している。ただし以下の点で若干の相違点を有している。流速の横断分布形として、Özsoyがべき乗で表される独自の分布形を用いているのに対し、本研究ではより一般的に用いられるガウス分布を用いている。そのため後述の積分補正係数がÖzsoyの用いた値と異なるものとなっている。またÖzsoyのモデルで考慮されていなかった水深の変化による底面粗度の変化を本研究ではManning-Stricklerの式を用いて考慮している。さらに新たな無次元化を

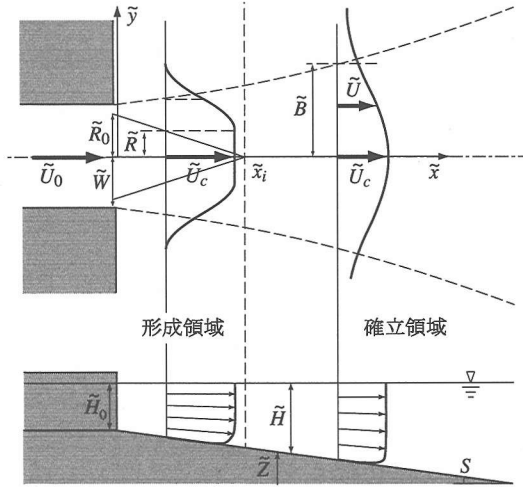


図-1 河口噴流の概念図

導入し、境界層近似の妥当性や現象を支配する無次元パラメータを明確にしている。これらはÖzsoyのモデルを本質的に修正するものではないが、Özsoyのモデルをレビューする意味も込めて、本節でその解析過程の詳細について述べることにする。

### (1) 流れの支配方程式

図-1に示したような半幅  $\tilde{W}$  (全幅  $2\tilde{W}$ ) の河口部を考える。図中右側には静水域が存在し、河口から静水域に向かって河川流が流出している。河口部中央を原点にとり、河川流の流下方向および横断方向にそれぞれ  $\tilde{x}$  軸および  $\tilde{y}$  軸をとる。また水深平均流速の  $\tilde{x}$  および  $\tilde{y}$  方向成分をそれぞれ  $\tilde{U}$  および  $\tilde{V}$  とし、河川流の流速は河口中央部(原点:  $\tilde{x} = \tilde{y} = 0$ )で  $\tilde{U}_0$  であるとする。河口から流出した流れは、静水域の水と乱流混合しながら、 $\tilde{x}$  軸の正方向に流軸を有する河口噴流を形成する。

河口噴流を、河口部近傍の形成領域 (Zone of Flow Establishment; ZOF) と、それより遠方の確立領域 (Zone of Established Flow; ZOEF) の二つの領域に分割する<sup>6),7)</sup>。形成領域では potential core が発達し、中央流速  $\tilde{U}_c$  はほとんど変化しない。確立領域では potential core は存在せず、流速の横断分布形状の相似性が仮定される。図-1にその概念図を示す。

定常な河口噴流の流体運動は水平方向のレイノルズ応力を考慮した次の二次元浅水流方程式と連続式を用いて記述される。

$$\frac{\partial \tilde{U}^2 \tilde{H}}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial \tilde{U} \tilde{V} \tilde{H}}{\partial \tilde{y}} = -g \tilde{H} \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial \tilde{x}} - g \tilde{H} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \tilde{x}} - \frac{\tilde{\tau}_{bx}}{\rho}$$

$$+ \frac{\partial(-\tilde{U}'^2) \tilde{H}}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial(-\tilde{U}' \tilde{V}') \tilde{H}}{\partial \tilde{y}} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \tilde{U} \tilde{V} \tilde{H}}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial \tilde{V}^2 \tilde{H}}{\partial \tilde{y}} = -g \tilde{H} \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial \tilde{y}} - g \tilde{H} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \tilde{y}} - \frac{\tilde{\tau}_{by}}{\rho} + \frac{\partial(-\tilde{U}' \tilde{V}') \tilde{H}}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial(-\tilde{V}'^2) \tilde{H}}{\partial \tilde{y}} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \tilde{U} \tilde{H}}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial \tilde{V} \tilde{H}}{\partial \tilde{y}} = 0 \quad (3)$$

ここで  $\tilde{Z}$  および  $\tilde{H}$  は底面高さおよび水深、 $g$  は重力加速度 ( $= 9.8 \text{ m/s}^2$ )、 $\tilde{\tau}_{bx}$  および  $\tilde{\tau}_{by}$  は底面剪断力の  $\tilde{x}$  および  $\tilde{y}$  方向成分、 $\tilde{U}'$  および  $\tilde{V}'$  はそれぞれ  $\tilde{U}$  および  $\tilde{V}$  の乱流変動成分、—は時間平均を表している。またここでは水深の変動は流速の変動に比較して小さく、無視できるものとしている。

底面剪断力  $\tilde{\tau}_{bx}$  および  $\tilde{\tau}_{by}$  は次のように表される。

$$(\tilde{\tau}_{bx}, \tilde{\tau}_{by}) = \tilde{\tau}_b (\tilde{U}^2 + \tilde{V}^2)^{-\frac{1}{2}} (\tilde{U}, \tilde{V}) \quad (4a)$$

$$\tilde{\tau}_b = \rho C_f (\tilde{U}^2 + \tilde{V}^2) \quad (4b)$$

ここで  $C_f$  は底面摩擦係数であり、Manning-Stricklerの式を用いて次のように表されるとする。

$$C_f = 0.017 \left( \frac{\tilde{H}}{\tilde{k}_s} \right)^{-\frac{1}{3}} \quad (5)$$

海浜の底面形状として、横断方向に水平で流下方向に一様勾配  $S$  の斜面を仮定する。そのとき底面高さ  $\tilde{Z}$  は次式で表される。

$$\tilde{Z} = -S \tilde{x} \quad (6)$$

ここで河口位置における底面高さを  $\tilde{Z}$  の原点にとっている。

### (2) 無次元化と境界層近似

河口噴流は通常流下方向に細長い形状をしており、流下方向の長さスケールが横断方向の長さスケールに対して卓越している。このような流れでは境界層方程式を導く際に用いられたような境界層近似が可能となる。ここでもこの近似を用いることによって式(1)-(3)を簡略化する。

横断方向の長さスケールと流下方向の長さスケールの比を  $\delta$  と書き表す。この  $\delta$  は小さな値を持つパラメータであるが、その具体的な定義については後述する。横断方向の長さスケールとしては噴流の幅程度のスケールを考えるのが妥当である。後述するように、通常、土砂堆積が重要となる領域では噴流幅は河口幅の数倍程度となる。したがってここでは横断方向長さスケールとして河口半幅  $\tilde{W}$  を用いる。すなわち次のような無次元化を導入する。

$$(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{\tilde{W}}{\delta} (x, \delta y) \quad (7a, b)$$

一定時間内に流体が移動する横断方向距離と流下方向距離の比が  $\delta$  となることを考えると、 $\hat{V}$  と  $\hat{U}$  の流速スケールの比も  $\delta$  となることが期待できる。そこで次のような無次元化を導入する。

$$(\hat{U}, \hat{V}) = \bar{U}_0 (U, \delta V) \quad (8)$$

ここで前述したように  $\bar{U}_0$  は河口中央 (原点) における流速である。

底面高さおよび水深について次のように無次元化する。

$$(\hat{Z}, \hat{H}) = \bar{H}_0 (Z, H) \quad (9a, b)$$

ここで  $\bar{H}_0$  は河口中央 (原点) における水深である。上式の無次元化を用いると底面高さは次のように無次元化できる。

$$Z = -\sigma x, \quad \sigma = \frac{S\bar{W}}{\delta\bar{H}_0} \quad (10a, b)$$

ここで  $\sigma$  は河口前面における正規化された勾配に対応している。

浅水流の場合、レイノルズ応力は水平面内で等方性を有することが期待される。したがって次式が成り立つ。

$$\left| \bar{U}^{\prime 2} \right| \sim \left| \bar{U}'\bar{V}' \right| \sim \left| \bar{V}^{\prime 2} \right| \quad (11)$$

河口噴流において流れの広がり支配するのは式 (1) 中右辺第 4 項目のレイノルズ応力である。したがってこの項は式 (1) 中の最大の項と同程度の大きさを有しているはずである。一方、式 (1) 中で最大の項は左辺の二つの項であり、そのオーダーは次のように見積もられる。

$$\frac{\partial \bar{U}^{\prime 2} \bar{H}}{\partial \bar{x}} \sim \frac{\partial \bar{U}'\bar{V}' \bar{H}}{\partial \bar{y}} \sim \frac{\delta \bar{U}_0^3 \bar{H}_0}{\bar{B}_0} \quad (12)$$

したがって式 (11) のレイノルズ応力項もこれと同じオーダーを有している必要がある。そこで次のような無次元化を導入する。

$$(\bar{U}^{\prime 2}, \bar{U}'\bar{V}', \bar{V}^{\prime 2}) = \delta \bar{U}_0^2 (\bar{U}^{\prime 2}, \bar{U}'\bar{V}', \bar{V}^{\prime 2}) \quad (13)$$

式 (7)-(9) および (13) を用いて式 (1) を無次元化すると次のようになる。

$$\frac{\partial U^2 H}{\partial x} + \frac{\partial UVH}{\partial y} = -F^{-2} H \frac{\partial (Z+H)}{\partial x} + \frac{\partial (-\bar{U}'\bar{V}') H}{\partial y} - \phi \frac{U^2}{H^{1/3}} \quad (14)$$

ここで  $F$  は河口中央でのフルード数であり、 $\phi$  は次式で表される。

$$\phi = \frac{C_{f0} \bar{W}}{\delta \bar{H}_0} \quad (15)$$

また  $C_{f0}$  は河口中央での  $C_f$  を表し、次式で表される。

$$C_{f0} = 0.017 \left( \frac{\bar{H}_0}{\bar{k}_s} \right)^{-1/3} \quad (16)$$

同様に式 (2) を無次元化し、 $\delta$  の高次の項を落とすと次式が得られる。

$$\frac{\partial (Z+H)}{\partial y} = 0 \quad (17)$$

この式は水面高さが  $y$  方向に変化しないことを意味している。噴流から十分遠く離れた地点 ( $y \rightarrow \pm\infty$ ) では静水面となっており、水面の高さは一定である。したがって噴流内部においても水面の高さは一定と近似できることが判る。

以上より、結局式 (1) および (3) から無次元化と境界層近似を施した方程式として次の二つの式が得られる。

$$\frac{\partial U^2 H}{\partial x} + \frac{\partial UVH}{\partial y} = \frac{\partial (-\bar{U}'\bar{V}') H}{\partial y} - \phi \frac{U^2}{H^{1/3}} \quad (18)$$

$$\frac{\partial UH}{\partial x} + \frac{\partial VH}{\partial y} = 0 \quad (19)$$

また式 (17) より水深  $H$  は次のように表される。

$$H = 1 + \sigma x \quad (20)$$

ここで河口における水深を  $H = 1$  として無次元化したことに注意。

### (3) 相似仮説と積分運動量方程式

河口噴流によく似た流れに二次元自由噴流がある。これは例えば、大きな水槽に向かって非常に長い二次元状のノズルから水が吹き出すような場合に形成される噴流であり、古くから数多くの研究が行われている。二次元自由噴流では十分に発達した領域 (確立領域) において、境界層近似をほどこされた支配方程式は相似解を有し、解析的に解くことが可能となる。これは十分に発達した噴流が固有の長さスケールを有しないことによるものであり、本論文で対象とする河口噴流のように河口幅や水深など固有の長さスケールを有し、しかも底面において剪断力が働くような場合は厳密な意味での相似解を持たない。しかし河口噴流内における流速の横断分布は、近似的に相似形を有していることが実験によってわかっている。本研究では、このような擬似相似性を利用して流速の横断分布をガウス分布で仮定し、水深方向に積分した運動方程式および連続式を横断方向に積分することで、 $\bar{x}$  方向のみの常微分方程式に帰着させる。

流速分布形の相似性を仮定し、無次元流速  $U$  が次のように表されるものとする。

$$U = U_c(x) f(\eta) \quad (21a)$$

ここで  $U_c$  は噴流の無次元中央流速で、 $\eta$  は次式で表されるように正規化された横断方向の変数である。

$$\eta = \begin{cases} 0 & (|y| \leq R) \\ \frac{|y| - R}{B - R} & (|y| \geq R) \end{cases} \quad (\text{形成領域}) \quad (21b)$$

$$\eta = \frac{y}{B} \quad (\text{確立領域})$$

ここで  $B$  は噴流の無次元半幅であり、噴流の流速  $U$  が中央流速  $U_c$  の  $1/2$  になる幅の半値で定義される。また  $f(\eta)$  は相似形を表す関数であり、次のようなガウス

分布を仮定する。

$$f(\eta) = e^{-(\ln 2)\eta^2} \quad (21c)$$

上式では  $f(1) = 1/2$  となるよう  $\eta^2$  の係数を  $-\ln 2 = -0.693$  としている。式 (18) を  $y = -\infty$  から  $\infty$  まで積分すると次式を得る。

$$\frac{d}{dx} (\beta_2 U_c^2 B H) + \beta_2 \phi U_c^2 B H^{-1/3} = 0 \quad (22)$$

上式の左辺第 1 項は全運動量の流下方向変化を表しており、河口噴流では底面剪断力に相当する第 2 項のために流下方向に減少することを示している。

ここで行うような積分運動量方程式を用いる解析では乱流混合を連行の形で導入するのが便利である。そこで次の連行則を用いる。

$$\tilde{V}|_{\tilde{y}=\pm\infty} = \mp \alpha \tilde{U}_c \quad (23)$$

ここで  $\alpha$  は連行係数であり、Özsoy は底面摩擦のない二次元自由噴流に関する Abramovich<sup>11)</sup> の結果を河口噴流にも適用して、形成領域で 0.036、確立領域で 0.05 の値を用いている。一方、著者らの行った比較的小スケールの実験では形成領域で 0.035、確立領域で 0.08 という結果が得られている<sup>12)</sup>。二次元自由噴流の連行係数が河口噴流にも適用可能か、また著者らの実験値が現地スケールにまで適用可能かなど、未だ不明な点が多いが、少なくとも確立領域での連行係数は 0.05–0.08 程度であり、形成領域の連行係数は確立領域の連行係数の 4 割から 7 割程度の値であることが予想される。

二次元自由噴流では、横断方向の流速  $\tilde{V}$  は噴流軸の方向を向いている。したがって  $\tilde{V}$  の絶対値は噴流軸上でゼロであり、軸から遠ざかるにつれて増加した後、無限遠点で一定値に漸近する。そしてこれは、後に示されるように河口噴流の場合も同様である。したがって  $\tilde{V}|_{\tilde{y}=\pm\infty}$  の絶対値は  $\tilde{V}$  の最大値であり、横断方向の代表流速と考えてよい。また当然のことながら  $\tilde{U}_c$  も  $\tilde{U}$  の最大値であり、流下方向の代表流速である。すなわち式 (23) は横断方向の代表値と流下方向の代表値の比が  $\alpha$  であることを示す式に他ならない。したがって式 (7) および (8) で導入した  $\delta$  を確立領域における連行係数  $\alpha$  で定義するとよいことがわかる。式 (8) を用いて (23) を無次元化すると次式が得られる。

$$V|_{y=\pm\infty} = \mp \hat{\psi} U_c \quad (24)$$

ここで  $\hat{\psi}$  は正規化された連行係数であり、次式で表される。

$$\hat{\psi} = \alpha / \delta \quad (25)$$

そのとき  $\hat{\psi}$  は次のように表される。

$$\hat{\psi} = \begin{cases} 0.4 \sim 0.7 \equiv \psi & (\text{形成領域}) \\ 1 & (\text{確立領域}) \end{cases} \quad (26)$$

式 (24) を用いて (19) を  $y = -\infty$  から  $\infty$  まで積分すると次式を得る。

$$\frac{d}{dx} (\beta_1 U_c B H) - 2\hat{\psi} U_c H = 0 \quad (27)$$

$\beta_1$  および  $\beta_2$  は積分補正係数であり、次式で定義される。

$$\beta_1 = \frac{1}{U_c B} \int_{-\infty}^{\infty} U \, dy \quad (28)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{U_c^2 B} \int_{-\infty}^{\infty} U^2 \, dy \quad (29)$$

式 (22) および (27) より  $U_c$  および  $B$  を求め、式 (21) に代入して  $U(x, y)$  を得ることができる。 $V(x, y)$  は式 (19) を横断方向に積分した次式より得る。

$$V = \frac{1}{H} \int_0^y \frac{\partial U H}{\partial x} \, dy \quad (30)$$

#### (4) 形成領域における流速分布

ポテンシャルコア内においては  $U_c$  は一定値 (=1) をとる。またそのとき  $\beta_1$  および  $\beta_2$  は式 (28) および (29) より  $B(x)$  および  $R(x)$  を用いて次のように表される。

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \frac{2}{B} \left[ \int_R^{\infty} f(\eta) \, dy + \int_0^R f(0) \, dy \right] \\ &= \frac{2}{B} \left\{ (B - R) \int_0^{\infty} f(\eta) \, d\eta + \int_0^R dy \right\} \\ &= \beta - (\beta - 2) \frac{R}{B} \\ &= 2.13 - 0.128 \frac{R}{B} \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \beta_2 &= \frac{\sqrt{2}}{2} \beta - \left( \frac{\sqrt{2}}{2} \beta - 2 \right) \frac{R}{B} \\ &= 1.51 + 0.495 \frac{R}{B} \end{aligned} \quad (32)$$

ここで

$$\beta = \int_{-\infty}^{\infty} f(\eta) \, d\eta = \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} = 2.13 \quad (33)$$

したがって式 (22) および (27) は、 $R(x)$  および  $B(x)$  に関する次の微分方程式に帰着する。

$$\frac{d}{dx} (\beta_2 B H) + \phi \beta_2 B H^{-1/3} = 0 \quad (34)$$

$$\frac{d}{dx} (\beta_1 B H) - 2\hat{\psi} H = 0 \quad (35)$$

河口部 ( $x = 0$ ) での境界条件は次のように表される。

$$B(0) = B_0, \quad R(0) = R_0 \quad \text{at } x = 0 \quad (36a, b)$$

ここで  $B_0$  および  $R_0$  はそれぞれ河口 ( $x = 0$ ) における噴流およびポテンシャルコアの無次元半値幅である。河口部における河道を広幅矩形断面の水路と考えると、噴流の半値幅は河口半幅とほぼ等しいことから  $B_0$  はほぼ 1 となる。ここでも  $B_0 = 1$  とする。 $x = 0$  におけるポテンシャルコアの半値幅  $R_0$  は流速や水深によると考えられるが、いずれにしても  $B_0$  より若干小さい値を取り、その変動はわずかであると考えられる。上記の境

界条件下で式(34)および(35)を解くとそれぞれ次式が得られる。

$$\beta_2 B = \frac{\beta_{20}}{1 + \sigma x} K(x; 0) \quad (37)$$

$$\beta_1 B = \frac{\beta_{10} + \psi(\sigma x^2 + 2x)}{1 + \sigma x} \quad (38)$$

ここで

$$\begin{aligned} K(x; \xi) &= \exp \left[ -\phi \int_{\xi}^x H^{-4/3} dx \right] \\ &= \exp \left\{ \frac{3\phi}{\sigma} \left[ \frac{1}{(1 + \sigma x)^{1/3}} - \frac{1}{(1 + \sigma \xi)^{1/3}} \right] \right\} \end{aligned} \quad (39)$$

また

$$\begin{aligned} \beta_{20} &= \frac{\sqrt{2}}{2} \beta - \left( \frac{\sqrt{2}}{2} \beta - 2 \right) R_0 \\ &= 1.51 + 0.494 R_0 \end{aligned} \quad (40)$$

$$\beta_{10} = \beta - (\beta - 2) R_0 = 2.13 - 0.129 R_0 \quad (41)$$

式(31)および(32), (37), (38)より次式が求められる。

$$\begin{aligned} R &= \frac{2 + \sqrt{2}}{2} \beta_{20} \frac{K(x; 0)}{1 + \sigma x} \\ &\quad - \left( \frac{\sqrt{2} + 1}{2} \right) \frac{\psi(\sigma x^2 + 2x) + \beta_{10}}{1 + \sigma x} \\ &= \frac{2.57 + 0.843 R_0}{1 + \sigma x} K(x; 0) \\ &\quad - \frac{1.21 \psi(\sigma x^2 + 2x) + 2.57 - 0.156 R_0}{1 + \sigma x} \end{aligned} \quad (42)$$

$$\begin{aligned} B &= \frac{(2 + \sqrt{2})(\beta - 2)}{2\beta} \beta_{20} \frac{K(x; 0)}{1 + \sigma x} \\ &\quad + \frac{(1 + \sqrt{2})(2\sqrt{2} - \beta) \psi(\sigma x^2 + 2x) + \beta_{10}}{2\beta (1 + \sigma x)} \\ &= \frac{0.156 + 0.0511 R_0}{1 + \sigma x} K(x; 0) \\ &\quad + \frac{0.397 \psi(\sigma x^2 + 2x) + 0.844 - 0.0511 R_0}{1 + \sigma x} \end{aligned} \quad (43)$$

式(42)において  $R = 0$  となる点を  $x = x_i$  とする。この点が形成領域と確立領域の境界となる。また式(43)より得られる  $x = x_i$  における  $B$  を  $B_i$  とする。

横断方向流速  $V$  は、上で求められた  $U$  および  $H$  を式(30)に代入して求められる。ポテンシャルコア内部 ( $|y| < R$ ) では、次のようになる。

$$V = -\frac{\sigma y}{1 + \sigma x} \quad (44)$$

またポテンシャルコアの外 ( $|y| \geq R$ ) では次のようになる。

$$\begin{aligned} V &= -\frac{\sigma R}{1 + \sigma x} - R' \\ &\quad - \left[ \frac{\sigma}{1 + \sigma x} (B - R) + (B' - R') \right] \int_0^\eta f d\eta \end{aligned}$$

$$+ [R' + (B' - R') \eta] f \quad (45)$$

ここで  $'$  は  $d/dx$  を表し、 $R'$  および  $B'$  は次のように表される。

$$\begin{aligned} R' &= - \left[ \frac{(2\sqrt{2} - \beta)\phi}{2(\sqrt{2} - 1)H^{4/3}} + \frac{\sigma}{H} \right] R \\ &\quad - \frac{(\sqrt{2} + 1)\beta\phi}{2H^{4/3}} B - \frac{\psi}{\sqrt{2} - 1} \end{aligned} \quad (46)$$

$$\begin{aligned} B' &= - \frac{(\beta - 2)(2\sqrt{2} - \beta)\phi}{2(\sqrt{2} - 1)\beta H^{4/3}} R \\ &\quad - \left[ \frac{(\beta - 2)\phi}{2(\sqrt{2} - 1)H^{4/3}} + \frac{\sigma}{H} \right] B + \frac{(2\sqrt{2} - \beta)\psi}{(\sqrt{2} - 1)\beta} \end{aligned} \quad (47)$$

### (5) 確立領域における流速分布

確立領域では  $\beta_1, \beta_2$  は次のように表される。

$$\beta_1 = \int_{-\infty}^{\infty} f(\eta) d\eta = \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} = \beta = 2.13 \quad (48)$$

$$\beta_2 = \int_{-\infty}^{\infty} f^2(\eta) d\eta = \sqrt{\frac{\pi}{2 \ln 2}} = \frac{\beta}{\sqrt{2}} = 1.51 \quad (49)$$

上式はいずれも定数であり、したがって式(18)および(19)を  $y = -\infty$  から  $\infty$  まで積分すると次式が得られる。

$$\frac{d}{dx} (U_c^2 B H) + \phi U_c^2 B H^{-1/3} = 0 \quad (50)$$

$$\beta_1 \frac{d}{dx} (U_c B H) - 2 U_c H = 0 \quad (51)$$

上式を解くと次のような解が得られる。

$$U_c = \frac{K(x; x_i)}{\left[ 1 - \frac{4}{\beta B_i (1 + \sigma x_i)} \int_{x_i}^x (1 + \sigma x) K(x; x_i) dx \right]^{1/2}} \quad (52)$$

$$B = \frac{\left[ B_i (1 + \sigma x_i) - \frac{4}{\beta} \int_{x_i}^x (1 + \sigma x) K(x; x_i) dx \right]}{(1 + \sigma x) K(x; x_i)} \quad (53)$$

式(42)および(43)より求められる  $x_i$  および  $B_i$  を上式に代入すると確立領域における  $U_c$  および  $B$  の分布が求まる。

横断方向の流速  $V$  は次のように求められる。

$$V = -\frac{2}{\beta} U_c \int_0^\eta f(\eta) d\eta + U_c B' \eta f(\eta) \quad (54)$$

ここで

$$B' = \left( \frac{\phi}{H^{4/3}} - \frac{\sigma}{H} \right) B + \frac{4}{\beta} \quad (55)$$

### (6) 一様水深の場合の河口噴流

河口噴流の特性をより明らかにするために、より簡単な解を持つ一様水深の場合について考えてみる。一様水深の場合、正規化された底面勾配  $\sigma$  がゼロとなる。ただし式(39)の  $K(x; \xi)$  では単純に  $\sigma = 0$  としたもの

にならないことに注意しなければならない。結果は、形成領域においては次のようになる。

$$R = \frac{2 + \sqrt{2}}{2} \beta_{20} e^{-\phi x} - \frac{\sqrt{2} + 1}{2} (2\psi x + \beta_{10}) \quad (56)$$

$$B = \frac{(2 + \sqrt{2})(\beta - 2)}{2\beta} \beta_{20} e^{-\phi x} + \frac{(\sqrt{2} + 1)(2\sqrt{2} - \beta)}{2\beta} (2\psi x + \beta_{10}) \quad (57)$$

上式からわかるように  $R$  および  $B$  の流下方向変化は、粗度に起因する  $\phi$  を含む項と、連行に起因する  $\psi$  を含む項からなることがわかる。また  $R$  の場合、粗度および連行共に減少させる機能を有する。一方  $B$  の場合、粗度は減少、連行は増加させる働きを持つため、両者の関係によっては増加することも減少することもある。増加するのは  $dB/dx$  が正となるときであり、次式が成立するときである。

$$\frac{(\sqrt{2} + 1)(2\sqrt{2} - \beta)}{\beta} \psi > \frac{(2 + \sqrt{2})(\beta - 2)}{2\beta} \beta_{20} \phi e^{-\phi x} \quad (58)$$

上式の右辺は  $x > 0$  において単調減少する。また  $\beta_{20}^* \approx 2$  であるから、結局形成領域全域で  $B$  が増加する条件は次式で表される。

$$\phi < 3.8\psi \quad (59)$$

形成領域では  $\psi = 0.4-0.7$  であるから、 $B$  は増加するためには  $\phi$  が 2 から 3 程度より小さくなければならないことがわかる。式 (15) 中で  $C_{f0}$  は 0.01、 $\delta$  は 0.1 のオーダーであるから、 $\bar{W}/\bar{H}_0$  が 20 から 30 程度より小さい河口でのみ  $B$  は単調増加するという結果が得られる。

確立領域は次式で表される。

$$U_c = \left[ \left( \frac{4}{\phi\beta B_i} + 1 \right) e^{2\phi(x-x_i)} - \frac{4}{\phi\beta B_i} e^{\phi(x-x_i)} \right]^{-1/2} \quad (60)$$

$$B = \left( \frac{4}{\phi\beta} + B_i \right) e^{\phi(x-x_i)} - \frac{4}{\phi\beta} \quad (61)$$

ここで注意しなければならないのは、確立領域では  $\hat{\psi} = 1$  としているため上式中に連行の影響が陽に現われないが、 $x$  の無次元化に際し連行係数が用いられているため、連行係数が変化すると流下方向のスケールが変化することになる。

### 3. 河口部土砂堆積

Özsoy<sup>9)</sup> のモデルでは土砂堆積として、浮遊砂の堆積しか考慮していない。しかもその浮遊砂堆積についても、物理的意味が不明確な Nihoul and Adam<sup>10)</sup> の経験式が用いられている。本節では掃流砂による堆積を導入すると同時に、物理的意味がより明瞭な浮遊砂堆積モデルとして、Parker et al.<sup>13)</sup> が提案した乱泥流による浮遊砂堆積モデルを河口噴流の場合に拡張したモデルを導入する。

#### (1) 掃流砂の輸送

掃流砂ベクトル ( $\bar{q}_{Bz}, \bar{q}_{By}$ ) は Meyer Peter & Müller 公式を用いて次のように表す。

$$(\bar{q}_{Bz}, \bar{q}_{By}) = \bar{q}_B \left( \bar{U}^2 + \bar{V}^2 \right)^{-1/2} (\bar{U}, \bar{V}) \quad (62a)$$

$$\bar{q}_B = 8(\tau^* - \tau_{cr}^*)^{3/2} (R_s g D_s)^{1/2} D_s \quad (62b)$$

ここで  $\tau^*$  はシールズストレスであり、次式で表される。

$$\tau^* = \frac{\bar{\tau}}{\rho R_s g D_s} \quad (62c)$$

ここで  $\bar{\tau}$  は底面剪断力、 $\tau_{cr}^*$  は限界シールズ数 (=0.047)、 $R_s$  は砂粒子の水中比重 (=1.65)、 $D_s$  は砂の粒径である。ここでは問題を単純にするために一様粒径を仮定する。また当然のことながら堆積が進んで河口テラスやデルタに発達してくると勾配の影響等が重要となる。しかし本研究では初期堆積形状を扱うことから勾配の影響を考慮しない上式を用いることにする。

河口中央 (原点) における掃流砂量  $\bar{Q}_{B0}$  を用いて、式 (62) は次のように無次元化される。

$$(\bar{q}_{Bz}, \bar{q}_{By}) = \bar{Q}_{B0} (q_{Bz}, \delta q_{By}) \quad (63a)$$

ここで

$$\bar{Q}_{B0} = 8\tau_0^{*3/2} (R_s g D_s)^{1/2} D_s \quad (63b)$$

また  $\tau_0^*$  は河口中央 (原点) におけるシールズ剪断力である。上式の無次元化および境界層近似を用いると掃流砂量式は次のように表される。

$$(q_{Bz}, q_{By}) = \frac{[(U^2 + \delta^2 V^2) - \theta]^{3/2} (U, V)}{(U^2 + \delta^2 V^2)^{1/2}} = (U^2 - \theta)^{3/2} \left( 1, \frac{V}{U} \right) + O(\delta^2) \quad (64)$$

#### (2) 浮遊砂の輸送

浮遊砂の基礎方程式としては、移流拡散方程式 (移流分散方程式) を水深積分した次式を用いる。

$$\frac{\partial \bar{U} \bar{C} \bar{H}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{V} \bar{C} \bar{H}}{\partial \bar{y}} = \frac{\partial (-\bar{U}' \bar{C}' \bar{H})}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial (-\bar{V}' \bar{C}' \bar{H})}{\partial \bar{y}} - \bar{D} + \bar{E} \quad (65)$$

ここで  $\bar{C}$  は水深平均した浮遊砂濃度、 $\bar{C}'$  は  $\bar{C}$  の乱流変動成分、 $\bar{E}$  は浮遊砂の巻上げ量、 $\bar{D}$  は浮遊砂の沈降量である。沈降量は通常堆積量と呼ばれることも多いが、ここでは  $\bar{D}$  と  $\bar{E}$  の差である正味堆積量との区別を明確にするために沈降量と呼ぶことにする。

浮遊砂の巻上げ量  $\bar{E}$  としては様々な式が提案されているが、大抵の提案式は次の形に近似することが可能である。

$$\bar{E} = w_s E_s \left( \frac{u^*}{w_s} \right)^n \quad (66)$$

例えば Ikeda et al.<sup>14)</sup> は、式 (66) において  $E_s = 6.7 \times 10^{-5}$  および  $n = 2$  とした式を用いている。一方 Engelund<sup>15)</sup> は  $E_s = 7.3 \times 10^{-3}$  および  $n = 3$  としてい

る。また他の多くの提案式についても、十分な浮遊が生じているが未だ飽和に達しない摩擦速度の範囲において一様粒径の砂を仮定すると、式(66)の形で近似することが可能となる。例えば Smith and McLean<sup>16)</sup>の提案式は  $n = 2$  で近似できる。Akiyama and Fukushima<sup>17)</sup> および Garcia and Parker<sup>18)</sup>の提案式では  $n = 10$  である。本理論ではそれらの中間的な値として  $n = 4$  を用い、実験の結果を鑑みて  $E_s = 1.0 \times 10^{-5}$  とする<sup>12)</sup>。

浮遊砂の沈降量  $\bar{D}$  は底面近傍における浮遊砂濃度  $\bar{c}_b$  に沈降速度  $w_s$  を乗じたものとなり、次式で表される。

$$\bar{D} = w_s \bar{c}_b \quad (67)$$

Engelund<sup>15)</sup>, Parker<sup>19)</sup>は水深方向の浮遊砂濃度分布の相似性を仮定し、それを水深方向に積分することによって  $\bar{c}_b$  を水深積分濃度  $\bar{\zeta}$  と結びつけた。浮遊砂濃度の鉛直方向分布として指数分布を用いると次のような関係が導かれる。

$$\bar{c}_b \approx \frac{w_s}{\epsilon_z} \bar{\zeta} \quad (68)$$

ここで  $\epsilon_z$  は鉛直方向の浮遊砂拡散係数であり、開水路の場合次式で表されることが多い。

$$\epsilon_z = 0.077 u_*^* \bar{H} \quad (69)$$

ただし上式を河口噴流の場合に適用すると噴流軸から遠い領域で、摩擦速度がゼロとなるため  $\epsilon_z$  の値がゼロとなり式(67)および(68)より沈降量が無限大と見積もられてしまう。ここで仮定した指数分布は沈降と巻上げが釣り合った平衡状態において成り立つものであり、河口部のように、局所的に沈降あるいは巻上げのどちらかが卓越し、水平方向の移流拡散の影響が大きい非平衡性の強い場合には成り立っていないと考えるべきであろう。Parker et al.<sup>13)</sup>は、乱泥流によって発生する浮遊粒子の層厚方向分布に関する従来の実験結果と自ら測定したデータから、底面付近の濃度  $\bar{c}_b$  と層厚平均濃度の間に次のような関係があることを明らかにしている。

$$\bar{c}_b = r \bar{C} \quad (70)$$

ここで  $r$  は1から3程度の値をとり、平均するとほぼ1.6の一定値をとる。著者ら<sup>12)</sup>は、河口噴流の場合の浮遊砂濃度の鉛直分布を測定し、乱泥流の場合の結果とほぼ同様の結果を得ている。特に、底面摩擦速度が小さく沈降が卓越するような非平衡性の強い領域では、 $r$  の値は大きくばらつくものの、やはり平均すると1.6程度の値をとることを明らかにしている。

もちろん査読者の一人が指摘したように、 $r$  の値は非平衡性の度合いによって変化するはずであり、厳密には三次元の移流拡散方程式を解いて浮遊砂濃度の空間分布を求めることによって決定されるパラメータである。それにもかかわらず、上記の乱泥流や河口噴流における実験の結果は、 $r$  が多くの場合1から3程度の

範囲に存在することを示しており、第一近似的に定数と考えることができることを示唆している。本研究はできるだけ簡便なモデルを用いて堆積形状を解析的に求めることを目的としていることから、本研究でも式(70)を用い、近似的に  $r = 1.6$  と仮定することにする。そのとき浮遊砂の沈降量は次式で表される。

$$\bar{D} = w_s \bar{c}_b = w_s r \bar{C} \quad (71)$$

河道内で浮遊砂輸送による地形変化がない( $\bar{D} = \bar{E}$ )ことを仮定すると、河口中央( $\bar{x} = \bar{y} = 0$ )でも同様の条件が成立し、次式が成り立つ。

$$\bar{C}_0 = \frac{E_s}{r} \left( \frac{u_0^*}{w_s} \right)^4 \quad (72)$$

掃流砂および浮遊砂の堆積は、次の流砂の連続式を用いて表される。

$$\frac{\partial \bar{Z}}{\partial t} = -\frac{1}{1 - \lambda_p} \left( \frac{\partial \bar{q}_{Bx}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{q}_{By}}{\partial \bar{y}} + \bar{E} - \bar{D} \right) \quad (73)$$

ここで  $\bar{Z}$  は前述したよう底面の高さを表し、鉛直上方を正としている。また  $\lambda_p$  は空隙率である。

水深平均した浮遊砂濃度  $\bar{C}$  は、河口中央( $x = y = 0$ )における平均浮遊砂濃度  $\bar{C}_0$  を用いて次のように無次元化する。

$$\bar{C} = \bar{C}_0 C \quad (74)$$

そのとき前述と同様の境界層近似と無次元化を用いて移流拡散方程式(65)は次のように書き直すことができる。

$$\frac{\partial UCH}{\partial x} + \frac{\partial VCH}{\partial y} - \frac{\partial (-\bar{V}'C'H)}{\partial y} = \gamma \left( \frac{U^4}{H^{\frac{2}{3}}} - C \right) \quad (75)$$

ここで  $\gamma$  は次式で表わされる。

$$\gamma = \frac{r w_s \bar{W}}{\delta \bar{U}_0 \bar{H}_0} = \frac{r C_{f0}^{\frac{1}{2}} \bar{W} / \bar{H}_0}{\delta u_0^* / w_s} \quad (76)$$

### (3) 横断積分した浮遊砂移流拡散方程式

ここでやっているような相似分布の仮定と横断積分した移流拡散方程式を用いる手法では、浮遊砂濃度の横断方向分布が求まらないという欠点がある。Taylor および Reichardt は、自由噴流において温度の横断分布形状が流速の横断分布形状の1/2乗で表されることを理論的に導いた。また Reichardt は二次元自由噴流について実験を行いその結果が良好に成立することを確かめている<sup>20)</sup>。Özsoy<sup>6)</sup>はこの結果を河口噴流に対して準用し、浮遊砂濃度の横断分布を流速の横断分布を用いて次のように表されると仮定した。

$$C(x, y) = C_c(x) f^{1/2}(\eta) \quad (77)$$

上式を用いて式(75)を横断方向に積分すると次式が得られる。

$$\frac{d}{dx} (\beta_5 U_c C_c B H) = \gamma \left( \beta_4 \frac{U_c^4 B}{H^{\frac{2}{3}}} - \beta_3 C_c B \right) \quad (78)$$

ここで  $\beta_3, \beta_4, \beta_5$  は次式で表わされるが、流れと同様に形成領域では  $x$  の関数、確立領域では定数となる。

$$\begin{aligned}\beta_3 &= \frac{1}{C_c B} \int_{-\infty}^{\infty} C dy \\ &= \begin{cases} \sqrt{2}\beta - (\sqrt{2}\beta - 2) \frac{R}{B}, & x < x_i \\ \sqrt{2}\beta, & x \geq x_i \end{cases} \\ &= \begin{cases} 3.01 - 1.01 \frac{R}{B}, & x < x_i \\ 3.01, & x \geq x_i \end{cases} \quad (79)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\beta_4 &= \frac{1}{U_c^4 B} \int_{-\infty}^{\infty} U^4 dy \\ &= \begin{cases} \frac{\beta}{2} + \left(2 - \frac{\beta}{2}\right) \frac{R}{B}, & x < x_i \\ \frac{\beta}{2}, & x \geq x_i \end{cases} \\ &= \begin{cases} 1.06 + 0.936 \frac{R}{B}, & x < x_i \\ 1.06, & x \geq x_i \end{cases} \quad (80)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\beta_5 &= \frac{1}{U_c C_c B} \int_{-\infty}^{\infty} UC dy \\ &= \begin{cases} \frac{\sqrt{6}}{3}\beta + \left(2 - \frac{\sqrt{6}}{3}\beta\right) \frac{R}{B}, & x < x_i \\ \frac{\sqrt{6}}{3}\beta, & x \geq x_i \end{cases} \\ &= \begin{cases} 1.74 + 0.262 \frac{R}{B}, & x < x_i \\ 1.74, & x \geq x_i \end{cases} \quad (81)\end{aligned}$$

式 (78) より次のような解が得られる。

$$C_c = \left[ \beta_{50} + \int_0^x \frac{\beta_4 \gamma U_c^3}{\beta_5 H^{5/3}} G(x) dx \right] / G(x) \quad (82)$$

ここで

$$G(x) = \beta_5 U_c B H \exp \left( \int_0^x \frac{\beta_3 \gamma}{\beta_5 U_c H} dx \right) \quad (83)$$

$$\beta_{50} = \frac{\sqrt{6}}{3}\beta + \left(2 - \frac{\sqrt{6}}{3}\beta\right) R_0 = 1.74 + 0.262 R_0 \quad (84)$$

また  $U_c$  は形成領域において 1 の定数となり、 $\beta_3$  および  $\beta_4, \beta_5$  は式 (79)–(81) によって表される。

#### (4) 初期堆積形状

土砂の堆積を表す式 (73) は次のように無次元化される。

$$\begin{aligned}\frac{\partial Z}{\partial t} &= -\frac{1}{1+\mu} \left( \frac{\partial q_{Bx}}{\partial x} + \frac{\partial q_{By}}{\partial y} \right) \\ &\quad + \frac{\mu \gamma}{1+\mu} \left( C_c f^{1/2} - \frac{U_c^4 f^4}{H^{3/2}} \right) \quad (85)\end{aligned}$$

ここで無次元パラメータ  $\mu$  は掃流砂に対する浮遊砂の割合を表し、次式で表される。

$$\mu = \frac{\tilde{U}_0 \tilde{C}_0 \tilde{H}_0}{\tilde{Q}_{B0}} = \frac{R_s E_s}{8r C_{f0}^{3/2} Fr_0^2} \left( \frac{u_0^*}{w_s} \right)^4 \quad (86)$$

ここで  $Fr_0$  は河口におけるフルード数である。したがって  $\mu$  が増加するにつれて浮遊砂が支配的となることを意味する。また無次元時間  $t$  は次元量  $\tilde{t}$  を次のように無次元化したものである。

$$\tilde{t} = \frac{(1-\lambda_p) \tilde{W} \tilde{H}_0}{(1+\mu) \delta \tilde{Q}_{B0}} t \quad (87)$$

形成領域におけるポテンシャルコア内の掃流砂堆積量は次式で表される。

$$\begin{aligned}- \left( \frac{\partial q_{Bx}}{\partial x} + \frac{\partial q_{By}}{\partial y} \right) \\ = -\frac{1}{2} \sigma \left( H^{-1/3} - \theta \right)^{1/2} \left( \frac{3}{H^{4/3}} - \frac{2\theta}{H} \right) \quad (88)\end{aligned}$$

形成領域におけるポテンシャルコアの外部および確立領域における掃流砂堆積量は次式で表される。

$$\begin{aligned}- \left( \frac{\partial q_{Bx}}{\partial x} + \frac{\partial q_{By}}{\partial y} \right) &= - \left( \frac{U_c^2 f^2}{H^{1/3}} - \theta \right)^{1/2} \\ &\times \left[ \left( \frac{2U_c f}{H^{1/3}} + \frac{\theta}{U_c f} \right) U_x - \left( \frac{3U_c f}{2H^{1/3}} - \theta \right) \frac{\sigma}{H} \right. \\ &\quad \left. + \left( \frac{2}{H^{1/3}} + \frac{\theta}{U_c^2 f^2} \right) V U_y \right] \quad (89)\end{aligned}$$

ただし  $U_x$  および  $U_y$  はそれぞれ  $x$  および  $y$  に関する  $U$  の偏微分を表し、形成領域では次式で表される。

$$U_x = \left[ U_c' + (2 \ln 2) U_c \left( \frac{R'}{B-R} + \frac{B'-R'}{B-R} \eta \right) \right] f \quad (90)$$

$$U_y = -(2 \ln 2) \frac{U_c}{B-R} \eta f \quad (91)$$

確立領域では次式で表される。

$$U_x = \left[ U_c' + (2 \ln 2) \frac{B'}{B} U_c \eta^2 \right] f \quad (92)$$

$$U_y = -(2 \ln 2) \frac{U_c}{B} \eta f \quad (93)$$

## 4. 結果および考察

### (1) 流速の平面分布

解析の結果から、流速分布を決定するパラメータは  $\phi$  および  $\sigma, \psi, R_0$  であることがわかる。このうち  $R_0$  は 1 より小さいほぼ 1 の値、 $\psi$  は 0.4 から 0.7 程度の値をとり、ともにポテンシャルコアの長さをわずかに変化させるのみで、大局的な噴流の特徴を大きく変化させるものではない。そこでここでは  $R_0 = 0.9$  および  $\psi = 0.7$  とし、以降これらの値を用いることとする。すると最終的に重要となるのは  $\sigma$  および  $\phi$  である。これらはそれぞれ正規化された海底勾配および底面摩擦係数を表すパラメータであり、それぞれ式 (10b) および (15) によって表される。両式中  $\tilde{W}/\tilde{H}_0$  は河口部のアスペクト比 (川幅水深比) の 1/2 を表しており、通常の河口では 5–500 程度の値をとる。 $\delta$  は確立領域における連行係数 (=  $\alpha$ ) であり、ここでは 0.05 を用いることに



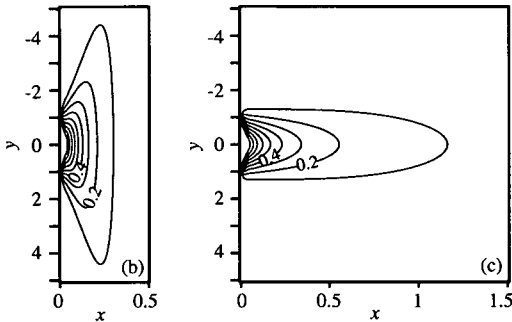
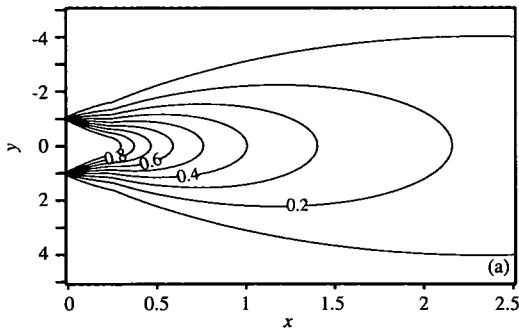


図-2 流下方向流速  $U$  の分布. (a)  $\phi = 1, \sigma = 1$ , (b)  $\phi = 10, \sigma = 1$ , (c)  $\phi = 10, \sigma = 10$ .

する。  $C_{f0}$  は河口部における底面摩擦係数であり、通常の河口部は 1 mm 以下の細砂で形成されているが、河床波の影響により  $C_{f0}$  はそれほど小さくなり得ず、せいぜい 0.005 程度の値になると考えられる。そのとき式 (15) より、  $\phi$  は  $\bar{W}/\bar{H}_0$  の 1/10 程度となることがわかる。また海浜部における底面勾配  $S$  は 0 から 0.1 程度まで変化し、  $\sigma$  は 0 から  $\bar{W}/\bar{H}_0$  程度までの値をとると考えられる。

$\sigma$  および  $\phi$  の値による流速  $U$  の平面分布の変化を図-2(a) および (b), (c) に示した。(a) および (b), (c) はそれぞれ  $(\phi, \sigma) = (1, 1)$  および  $(10, 1)$ ,  $(10, 10)$  に対応している。  $C_{f0} = 0.005$  とすると (a) は  $\bar{W}/\bar{H}_0 = 10$ ,  $S = 0.005$  に対応している。また (b) および (c) では  $\bar{W}/\bar{H}_0 = 100$  となり、勾配  $S$  はそれぞれ 0.0005 および 0.005 に相当していることになる。(a) と (c) を比較すれば明らかのように、勾配が同じであればアスペクト比が小さいほど噴流はより流下方向に伸びることがわかる。物理的な勾配が同じでも、正規化された勾配  $\gamma$  はアスペクト比が大きいほど大きくなり、勾配の影響を強く受けることがわかる。一方 (b) と (c) を比較すると、海浜部の勾配が小さいとき噴流はより急速に横断方向に広がることをわかる。

図-3 に式 (44) および (45), (54) より求められる  $(\phi, \sigma) = (1, 1)$  の場合の横断方向流速  $V$  の平面分布を示

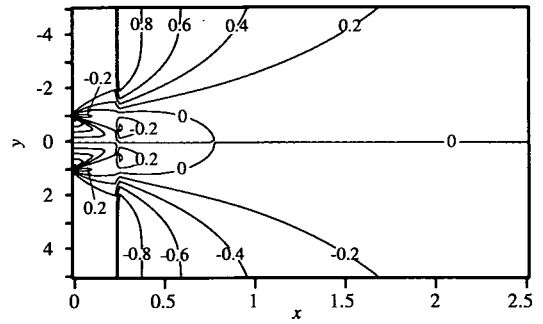


図-3 横断方向流速  $V$  の分布.  $\phi = 1, \sigma = 1$ .

した。前述したように確立領域における  $V$  は噴流軸上でゼロとなり、そこから離れるにつれて絶対値を増加させた後、一定値に漸近する様子がわかる。また  $x = 0.25 - 0.75$  付近の流軸周辺には周囲とは逆向きの  $V$  が生じていることがわかる。水深が増加するために、周囲から流軸に向かって流れが生じているものと考えられる。一方、形成領域における  $V$  の分布はより複雑である。噴流軸から離れた外側 ( $x > 1, x < -1$ ) とポテンシャルコアの内部では、噴流軸方向の流れが生じているが、それらにはさまれた領域では噴流軸から遠ざかる方向を向いている。また図を見ると形成領域と確立領域の境界で流速が大きく変化することがわかる。これは形成領域および確立領域において異なった連行係数を用いたことに起因している。実際は形成・確立領域境界における連行係数の変化はより緩やかであり、  $V$  の変化も緩やかになっているものと考えられる。

## (2) 浮遊砂濃度の平面分布

図-4 に、理論から得られた浮遊砂濃度の水深平均値  $C$  の平面分布を示す。(a) および (b), (c) は、いずれも  $(\phi, \sigma) = (1, 1)$  であり、図-2(a) に対応している。  $\gamma$  の値はそれぞれ 5 および 2, 0.5 である。

式 (76) において、  $r = 1.6$ ,  $\delta = 0.05 (= \alpha)$ ,  $C_{f0} = 0.005$ ,  $\bar{W}/\bar{H}_0 = 10$  とすると、  $\gamma = 5$  および 2, 0.5 はそれぞれ  $u_0^*/w_s = 4.5$  および 11, 45 に対応している。図によると一般に浮遊砂濃度は流速に比べると流下方向に早く減衰するが、  $u_0^*/w_s$  が小さくなり  $\gamma$  が大きくなるにつれて、浮遊砂濃度の高い領域はさらに河口付近に限定されていく様子がわかる。

浮遊砂の輸送方程式 (75) において、左辺は移流および拡散を、右辺は浮遊砂の巻き上げおよび沈降を表しており、  $\gamma$  はそれらのうちどちらの作用が卓越するかを表すパラメータである。すなわち  $\gamma$  が小さいとき移流拡散が、逆に  $\gamma$  が大きくなると巻き上げおよび沈降の作用が支配的となる。  $\gamma$  が大きいとき河口噴流中の浮遊砂濃

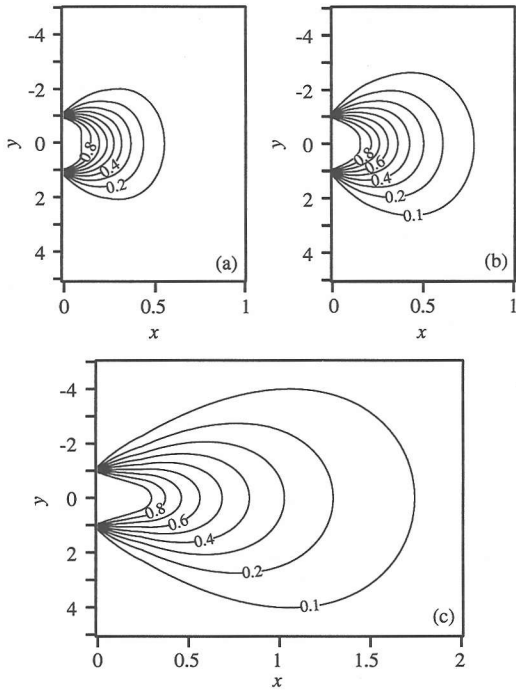


図-4 水深平均浮遊砂濃度分布  $C$  の分布。(a)  $\phi = 1, \sigma = 1, \gamma = 5$ , (b)  $\phi = 1, \sigma = 1, \gamma = 2$ , (c)  $\phi = 1, \sigma = 1, \gamma = 0.5$ .

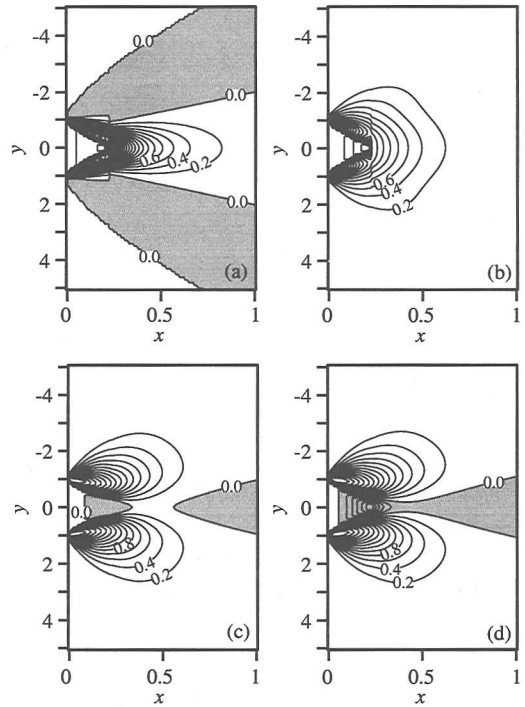


図-5 初期堆積形状。 $\phi = 1, \sigma = 1, \gamma = 5$ , (a)  $\mu = 0$ , (b)  $\mu = 1$ , (c)  $\mu = 10$ , (d)  $\mu = 100$ .

度が減衰し易くなるのは、移流拡散の効果が巻上げおよび沈降の効果に比較して小さいためと考えられる。

### (3) 初期堆積形状

初期堆積形状の幾何学的特徴を決定する主たるパラメータは  $\gamma$  および  $\theta, \mu$  である。このうち  $\theta$  は正規化された限界シールズ数を表しており、河口部に見られるような細砂の場合、十分小さいことが期待できる。ここでは問題を簡単にするために  $\theta = 0$  と仮定する。 $\mu$  は掃流砂量に対する浮遊砂量の割合を表すパラメータであり、 $\mu$  が増加すると堆積形状に対する浮遊砂の影響が増加することを意味している。

$\mu$  は本理論で用いた諸式を用いると形式的には式 (86) で表される。 $R_s = 1.65$  および  $r = 1.6, C_{f0} = 0.005, Fr_0^2 = 1/8, E_s = 1.0 \times 10^{-5}$  とすると、例えば  $\gamma = 5$  のとき、 $w_0^*/w_s = 4.5, \mu = 12$  となる。すなわち  $\mu$  は  $\phi$  および  $\sigma, \gamma$  と完全に独立に決まる変数ではない。しかし掃流砂および浮遊砂のどちらもが生じているような状況下における全流砂量を、単に従来の公式を足し合わせるだけで表現できるのかなど詳細は不明である。また本論文では一様粒径を仮定しているが、混合粒径の場合、 $\mu$  を単純に式 (86) で表すことはできなくなる。

さらに  $\mu$  は浮遊砂の巻上げ量関数の定義によって敏感に影響を受けるため定量的に厳密な議論は難しい。そこでまず  $\mu$  を単に土砂輸送量に占める浮遊砂量の割合を表す指標として考えることにする。

$(\phi, \sigma, \gamma) = (1, 1, 5)$  における初期堆積形状のコンター図を図-5 に示す。(a) および (b), (c), (d) はそれぞれ  $\mu = 0$  および 1, 10, 100 の場合を表している。図を見るとわかるように、(a) の掃流砂が支配的なケースでは、 $x < 0.2$  の形成領域においてポテンシャルコアの両側で、 $x > 0.2$  の確立領域で流軸上で、顕著な堆積が生じている様子がわかる。また図中の灰色の領域は侵食域を表しており、流軸上の堆積の両側でわずかながら侵食が生じている。それに対して浮遊砂の影響が若干加わると、(b) に見られるように堆積域は横断方向に拡大し、流下方向に若干縮小する様子がわかる。さらに浮遊砂の影響が大きくなり  $\mu = 10$  および 100 となると、(c) および (d) に見られるように堆積は流軸の両側に生じるようになり、同時に流軸上では侵食が生じはじめる。

前述したように  $\mu$  は  $\gamma$  と独立ではなく、 $\gamma$  が小さくなると  $\mu$  は大きくなり、 $\gamma = 5$  および 2, 0.5 のときそれぞれ  $\mu = 12$  および 400, 120000 となる。ただし  $\mu$  が 100 以上になると掃流砂の影響はほとんどなくなるため

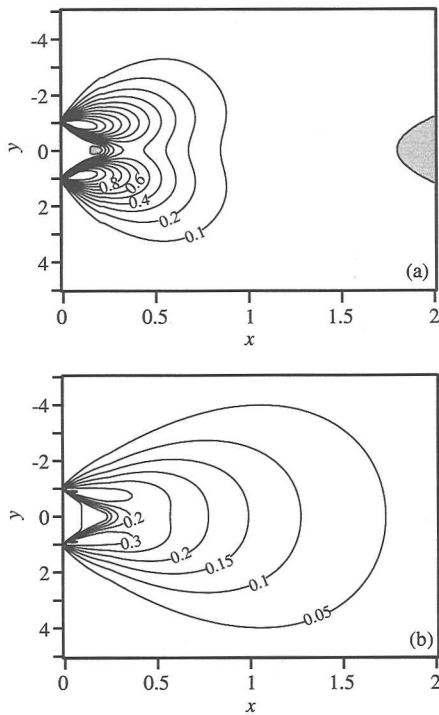


図-6 初期堆積形状.  $\phi = 1, \sigma = 1$ , (a)  $\gamma = 2, \mu = 100$ , (b)  $\gamma = 0.5, \mu = 100$ .

堆積形状の特徴にほとんど変化はなくなる。そこで図-6 (a) および (b) にそれぞれ  $(\phi, \sigma, \gamma, \mu) = (1, 1, 2, 100)$  および  $(1, 1, 0.5, 100)$  の場合の初期堆積形状を示す。図-5 (c) の  $\gamma = 5$  の場合に比べると、浮遊砂が支配的でも  $\gamma$  が減少するにつれて、河口から離れた確立領域における流軸上の堆積が顕著となるのがわかる。ただし  $\gamma = 0.5$  は  $u_0^*/w_s = 45$  に相当しており、式 (66) の適用限界を超えていることに注意する必要がある。したがって通常の状態では図-6 (b) のような堆積形状は生じないと考えられる。

#### (4) 掃流砂が卓越する場合と浮遊砂が卓越する場合の堆積形状の特徴

前節で示したように、掃流砂が卓越する場合、噴流軸上に堆積するのに対して、浮遊砂が卓越し、しかも移流拡散の影響が比較的小さい ( $\gamma$  がある程度大きい) 場合、噴流軸両側に堆積することがわかる。これは次のように説明することができる。

掃流砂の場合、掃流砂量が単位面積当りの河床上に流入する量と流出する量の差によって堆積が生じる。また流砂量は流速と正の相関関係を持っている。したがって流速が加速する部分では侵食が生じ、流速の通減が

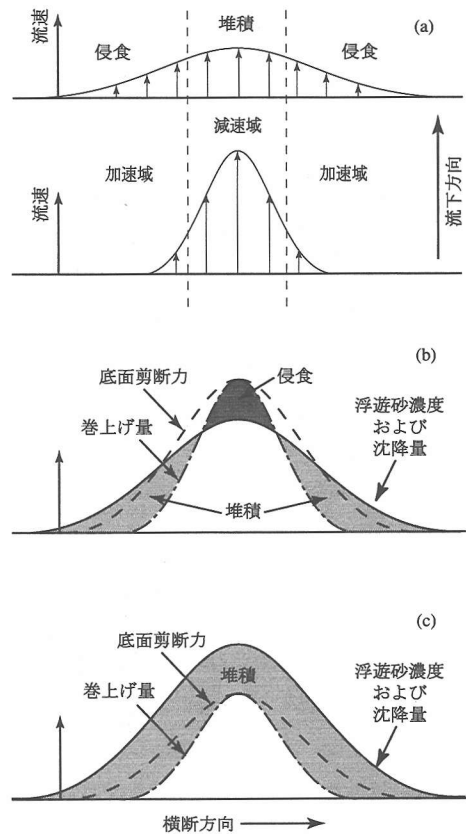


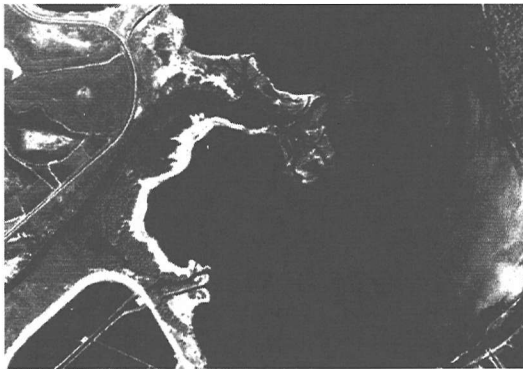
図-7 掃流砂と浮遊砂の堆積機構の違い。(a) 掃流砂の堆積機構、(b) 移流拡散の効果が小さい場合の浮遊砂の堆積機構、(c) 移流拡散の効果が大きい場合の浮遊砂の堆積機構。

起こるところでは堆積が生じることになる。河口噴流を見てみると、図-7 (a) に示したように噴流軸上では流速の通減が生じているのに対して、噴流軸より離れた部分では流速の加速が起こっている。このような機構によって掃流砂は噴流軸上に堆積することがわかる。

それに対して浮遊砂の場合、堆積は沈降水量と巻上げ量の差によって生じる。また沈降水量は水深平均した浮遊砂濃度にほぼ比例し、巻上げ量は流速の 4 乗程度に比例する。たとえば流速分布がガウス分布  $f$  で表されるような場合、巻上げ量は  $f^4$  に比例する。したがって巻上げ量は流速分布よりさらにやせた (細長い) 分布となる。一方、巻上げられた浮遊砂は移流と拡散の影響によってさらに横断方向に広がり、浮遊砂濃度とそれに比例する沈降水量は  $f^{1/2}$  で分布する。この分布は巻上げ量と反対に流速分布より太った (横に広い) 分布を有している。したがって図-7 (b) に示したように、沈降水量と巻上げ量の差である堆積量は、噴流軸上両側に発生することがわかる。



(a)



(b)

図-8 円弧状デルタと鳥趾状デルタ. (a) 猪苗代湖に注ぐ長瀬川河口. (b) 網走湖に注ぐ網走川河口.

また浮遊砂の中央濃度と、流速の中央濃度の流下方向への通減の仕方によって河口から遠い領域での流軸上の堆積形状が決定される。浮遊砂の移流拡散の影響が小さく ( $\gamma$  が大きく)、浮遊砂濃度の通減が流速より早いとき、河口から遠い領域でも侵食傾向となるが、流速の通減が浮遊砂濃度より早いとき、図-7(c)に見られるように河口から遠い領域では流軸上に浮遊砂の堆積が生じることになる。

## 5. 河口テラスから河口デルタへ

本研究で取り扱ったのは底面形状の変化を無視できる範囲における初期堆積形状である。したがって、さらに堆積が進み底面形状の変化を無視できなくなるような場合に対しては、本理論を直接適用することはできなくなる。しかしここで得られた結果は、さらに堆積が進んでデルタへと発達していく過程に関して、いくつかの重要な事実を示唆している。

McPherson et al.<sup>21)</sup>は、波や潮流の影響の小さいデ

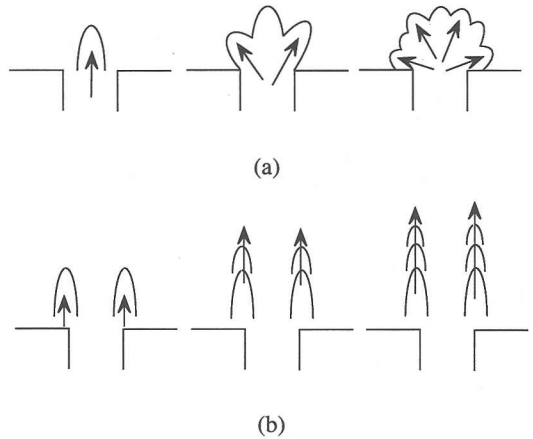


図-9 河口テラスから河口デルタへの発達過程に関する概念図. (a) 掃流砂が支配的な場合. (b) 浮遊砂が支配的で移流拡散の効果が小さい場合.

ルタを分類し、粒径が大きく給砂量が多いとき円弧状デルタ（扇状地デルタ, fan delta; 図-8(a)参照）が形成され、粒径が小さく給砂量が小さいときミシシッピ型の鳥趾状デルタ（elongate delta; 図-8(b)参照）が形成されると述べている。本理論の見地からこれを考察してみる。

前述したように掃流砂が支配的な場合、土砂堆積は主として流軸上で発生する。したがって堆積が進むとともに流軸上の流れは通減する。それによって掃流砂はさらに堆積し、ついには噴流軸は首を振るように動径方向にシフトすることになる。シフトした噴流軸上では再び掃流砂が堆積し始め、同様のプロセスを得て動径方向へのシフトを繰り返す（図-9(a)）。このようにして、掃流砂が支配的なデルタでは図-8(a)のような円弧状のデルタが形成されるものと考えられる。

一方、浮遊砂が支配的かつ浮遊砂輸送量がそれほど大きくない条件下では、噴流軸の両側に堆積が生じ、噴流軸上は侵食されることが明らかとなった。このような場合、図-9(b)に示したように、噴流軸両側の前進によって河口は前方へと発達していくため、図-8(b)のような鳥趾状デルタが形成されるものと考えられる。

## 6. おわりに

本研究では河口噴流とそれによる掃流砂および浮遊砂の堆積によって形成される河口テラスの初期堆積形状に関する数学モデルを提案した。主たる成果を次に述べる。

1. 河口テラスの初期堆積形状の幾何学的特徴は主として、浮遊砂の移流拡散と巻き上げ・沈降の影響の

比を表す $\gamma$ と、浮遊砂と掃流砂の堆積量の比を表す $\mu$ によって決定されることが明らかとなった。

2.  $\mu$ が小さく掃流砂が支配的であるとき河口噴流の流軸上に堆積が生じ、その両側に侵食が生じる。一方、 $\mu$ が大きく浮遊砂が支配的であり、 $\gamma$ が大きく移流拡散の影響が小さいとき、噴流軸の両側に堆積が生じ、噴流軸上には侵食が生じることがわかった。
3. 河口テラスは、掃流砂が卓越する場合円弧状デルタへ、浮遊砂が卓越しかつ浮遊砂輸送量が比較的少ないとき鳥趾状デルタに発達していくことが示唆された。

謝辞：本研究に対し、科学研究費（基盤研究(B)：全日本広域土砂収支評価，課題番号 14350262，代表 田中仁）の補助があった。記して謝意を表する。

#### 参考文献

- 1) 芦田和男，澤井健二，謝 正倫：二次元水域への掃流砂の流出に伴う砂州の発達・変動過程に関する研究，第 31 回水理講演会論文集，pp. 731-736，1987。
- 2) 田中 仁，須賀堯三，高山博之，羽鳥定久：河口部の流れと河口砂州の形成に関する研究，第 31 回水理講演会論文集，pp. 737-742，1987。
- 3) 須賀堯三，石川忠晴，灘岡和夫，田中 仁：河口前面テラスの形成とその消長，土木学会論文集，第 381 号/II-7，1987。
- 4) 澤井健二，芦田和男，謝 正倫：河口部における河川流出土砂による三角州の発達機構に関する研究，第 32 回水理講演会論文集，pp. 221-226，1988。
- 5) 松永考司，泉 典洋，池田駿介：掃流砂による河口デルタの形成実験，土木学会第 50 回年次学術講演会概要集，pp. 480-481，1995。
- 6) Özsoy, E.: Flow and mass transport in the vicinity of tidal inlets, Technical Report No. TR-036, 196p., 1977。
- 7) Joshi, P. B.: Hydromechanics of tidal jets, *J. Hydr. Eng., ASCE*, Vol. 108, pp. 239-253, 1982。

- 8) 田中 仁，秦 惠敏：出水時における河口前面でのテラス形成過程の計算，海岸工学論文集，第 40 巻，pp. 476-480，1993。
- 9) 本堂 亮，泉 典洋，田中 仁：河口流出土砂の堆積特性および数値計算，海岸工学論文集，第 47 巻，pp. 536-540，2000。
- 10) Nihoul, J. C. J. and Adam, Y.: Dispersion and settling around a waste disposal point in a shallow sea, *J. Hyd. Res.*, Vol. 13, pp. 171-186, 1975。
- 11) Abramovich, G. N.: *The theory of turbulent jets*, The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1963。
- 12) 泉 典洋，田中 仁，坪井宏介，伊達政直：河川流が卓越する河口テラスの初期堆積形状に関する実験，土木学会論文集，第 740 号/II-64，pp. 109-120，2003。
- 13) Parker, G., Fukushima, Y. and Pantin, H. M.: Self-accelerating turbidity currents, *J. Fluid Mech.*, Vol. 171, pp. 145-181, 1986。
- 14) Ikeda, S., Izumi, N. and Ito, R.: Effects of pile dikes on flow retardation and sediment transport, *J. Hydraulic Eng.*, Vol. 117, No. 11, pp. 1459-1478, 1992。
- 15) Engelund, F.: Instability of erodible beds, *J. Fluid Mech.*, Vol. 42, pp. 225-244, 1970。
- 16) Smith, J. D. and McLean, S. R.: Spatially averaged flow over a wavy surface, *J. Geophys. Res.*, Vol. 82, No. 12, pp. 1735-1746, 1977。
- 17) Akiyama, J. and Fukushima, Y.: Entrainment of non cohesive sediment into suspension, *3rd Int. Symp. on River Sedimentation*, S. Y. Wang, H. W. Shen, and L. Z. Ding, eds., Univ. of Mississippi, pp. 804-813, 1986。
- 18) Garcia, M. and Parker, G.: Entrainment of bed sediment into suspension, *J. Hydraulic Eng.*, Vol. 117, HY4, pp. 414-435, 1991。
- 19) Parker, G.: Self-formed straight rivers with equilibrium banks and mobile bed, I, The sand-silt river, *J. Fluid Mech.*, Vol. 89, No. 1, pp. 109-125, 1978。
- 20) Schlichting, H.: *Boundary-Layer Theory*, 7th edition, McGraw-Hill, 1979。
- 21) McPherson, J. G., Shanmugam, G. and Moiola, R. J.: Fan-deltas and braid deltas: Varieties of coarse-grained deltas, *Geol. Soc. Am. Bull.*, Vol. 99, pp. 331-340, 1987。

(2002. 11. 21 受付)

## INCEPTIVE TOPOGRAPHY OF FLUVIAL-DOMINATED RIVER MOUTH TERRACES: THEORY

Norihiro IZUMI, Hitoshi TANAKA and Masanao DATE

A mathematical model is presented to describe the formation of river mouth terraces in this paper. The spatial distributions of velocity and suspended sediment concentration are obtained by the use of the integration method and the similarity assumption of lateral profiles of velocity and suspended sediment concentration. The inceptive topography of river mouth terraces are then obtained from the velocity and sediment concentration distributions. It is found that the sediment deposits on both sides of the jet axis when the suspended load is dominant and the effect of advection and diffusion is relatively small, while it deposits on the axis when the bedload is dominant.