

直線および蛇行河川の安定河床形状に関する研究

清水康行¹・渡辺康玄²・鳥谷部寿人³

¹正会員 工博 助教授 北海道大学工学部土木工学科 (〒060 札幌市北区北13条西8丁目)

²正会員 工博 河川研究室副長 北海道開発局開発土木研究所 (〒062 札幌市豊平区平岸1条3丁目)

³正会員 河川研究室 北海道開発局開発土木研究所

与えられた平面形状および水理条件における安定河床形の予測という問題に対して、数値計算モデルの構築を行い、これを用いて単にある特定の条件だけではなく、河道平面形状および水理条件に関するパラメータを変化させながら計算を行うことにより幅広い範囲の条件における安定河床形の検討を行った。この結果をもとに各パラメータと安定河床形状との関係、さらには、異なるパラメータどうしの相互関係なども明らかにされ、その組み合わせによっては自由砂州と固定砂州が共振するなどの、河川工学上重要な結果が定量的に明らかにされた。

Key Words : meandering river, numerical model, free bar, forced bar, resonance, finite amplitude bed topography

1. はじめに

与えられた平面形状および水理条件における安定河床形状を予測することは河川工学における重要な課題のひとつであり、古くから多くの研究が行われている。本研究で対象とするのは様々な規模の安定河床問題のうち、そのスケールが水深や流路幅、蛇行波長などで表現される中規模河床形態に関するものである。この問題は、河川計画における合理的な川幅の選択や河岸保護工などの河川管理施設的设计など応用分野も広く、実用上極めて重要な課題でもある。過去の研究によると中規模の河床安定形状を決定する重要な要因として交互砂州などの自由砂州 (free bar) と河川の湾曲部内岸の堆積と外岸の深掘れとして発生する固定砂州 (forced bar) が挙げられる。この2つの現象に関してはそれぞれ実験的、理論的な立場からその発生限界や形状特性などに関する数多くの研究が行われている。また、自由砂州と固定砂州の相互作用に関する研究は木下・三輪¹⁾による先駆的な研究に始まり、Hasegawa and Yamaoka²⁾による定量的扱いなどを経て、Blondeaux and Seminara³⁾およびParker and Johannessen⁴⁾の理論的研究により水路の蛇行周波数がある特定の値においては自由砂州と固定砂州が共振的に発達する共振現象などを含む定量的な扱いなどへと至っている。これに対して著者ら^{5),6)}は実河川における実用的な安定河床形状の予測手法の開発という観点から数値計算モデルを用いて様々な条件における安定河床形状の再現を行っている。

以上のように、これまでの研究の結果、自由砂州および

固定砂州さらにこれらの相互関係に関する様々な特性がある程度明らかになってきている。しかしながら既往の研究は特定の条件におけるものを対象としたものが多く、広範囲の流路形状および水理条件の組み合わせにおける中規模河床形態の特性を網羅するものではない。例えば、「同じ平面形状で河幅水深比が異なる場合安定河床形状はどのように異なるのか」、また、「同じ河幅水深比の流路で粒径水深比が異なる場合はどうか」など様々なパラメータの中で個々のパラメータがどのような役割を果たしているのか、また、異なるパラメータどうしの相互関係などについてもその特性は必ずしも明らかにはされていない。

本研究においては、以上の問題を明らかにするための第一歩として流路形状および水理条件を規定する各種のパラメータと安定河床形状との関係および各パラメータどうしの相互関係などの検討を行うものである。安定河床形状の算定は準3次元(水深方向に積分された3次元の運動方程式および連続式)の流れの方程式と掃流砂量式および流砂の連続式を組み合わせた数値計算モデルを用いて行う。計算モデルの妥当性の検証は、流路形状(直線および種々の蛇行水路)および河幅水深比を系統的に変化させながら行われた一連の模型実験結果を用いて行い、最大洗掘深や砂州波高および最大洗掘位置などの基本的な河床形状特性の他に、実験結果および計算結果に対して行われた河床形状の2重フーリエ解析における各波数別の振幅を比較することにより行われる。一連の模型実験結果との比較により検証された数値計算モデルを用い、流路形状および水理条件を支配する各種のパラ

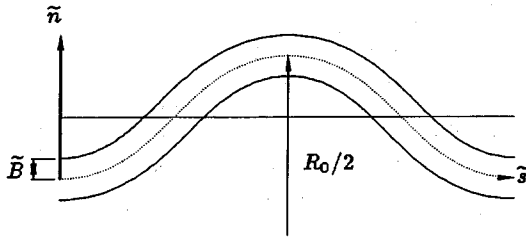


図-1 座標軸の定義

メータを個別に変化させながら数値計算を実施し、それぞれの条件における安定河床形状を算出する。この結果、河道形状や水理条件に関する各パラメータと安定河床形状の関係やパラメータの相互関係が明らかにされる。本研究は自由砂州と固定砂州がそれぞれ発生、非発生およびこれらの共存する条件における沖積蛇行河川の幾何学形状、および水理条件と河床の安定形状の関係を系統的に示すものであり、いままでの研究においては比較的限られた条件のもとで扱われてきた中規模の河床安定問題をより一般的に扱うものである。

なお、本論文中で議論する安定河床とは、ある平面形状および水理条件(河床材料も含む)のもとで長時間の河床変動の後に現れる、ある一定の砂州波高、最大深掘れ深などを含む水路全体の河床形状がほぼ一定の形状で定常状態に達した時の河床形状のことを示している。自然河川のように流量が変動する条件下における安定河床形状に関しては取り扱わない。また、平面形状と水理条件の組合せによっては、砂州などの河床形状が時間とともに移動する場合もある(交互砂州の移動など)。この場合については、移動は継続されても、ほぼ定常な移動状態が見られた時点で、安定河床と見なすこととする。

2. パラメータの定義

本研究において用いる記号のうち特に記載の無い記号はすべて無次元量とし、次元量は \sim を付けて表す。図-1に示す河道の平面形状を、 $1/2$ 流路幅 \tilde{B} で標準化した座標軸 \tilde{s} および蛇行波長 L を用いて次式に示す sing-generated curve⁷⁾で表す。

$$\varphi = \varphi_0 \sin\left(\frac{2\pi}{L}s\right) \quad (1)$$

ただし、 s は流路中心に沿った座標軸 ($=\tilde{s}/\tilde{B}$)、 φ は流路谷軸と s 軸のなす角度、 L は流路に沿う蛇行波長 ($=\tilde{L}/\tilde{B}$)、 φ_0 は $\tilde{s}=0$ における φ (で偏倚振幅)、 \tilde{B} は $1/2$ 流路幅である。

流路の形状および水理条件を、無次元蛇行波数 λ 、無次元河道曲率 ν 、無次元流路幅(半河幅・平均水深比) β 、無次元粒径(粒径・平均水深比) d_s 、平均無次元掃流力 τ_{*0} 、

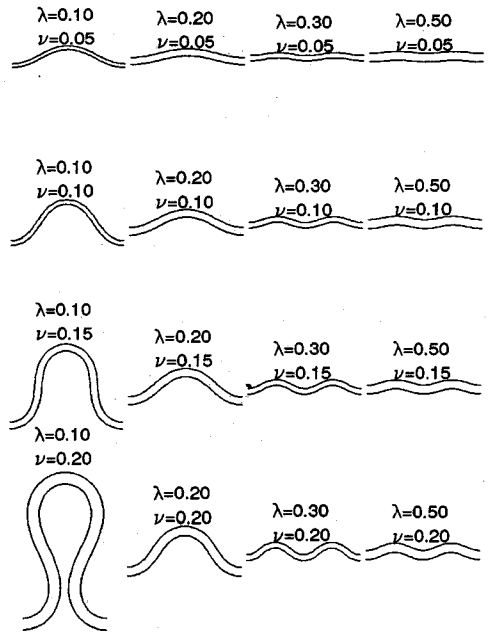


図-2 λ と ν の組合せによる平面形

平均フルード数 F_r の6つの無次元パラメータで表す。

$$\lambda = 2\pi \frac{\tilde{B}}{L} \quad \nu = \frac{\tilde{B}}{\tilde{R}_0} \quad \beta = \frac{\tilde{B}}{\tilde{D}_0} \quad d_s = \frac{\tilde{d}_s}{\tilde{D}_0} \quad \tau_{*0} = \frac{\tilde{D}_0 S_f}{\left(\frac{\rho_s}{\rho} - 1\right) \tilde{d}_s} \quad F_r = \frac{\tilde{U}_0}{\sqrt{\tilde{g} \tilde{D}_0}} \quad (2)$$

ここで \tilde{R}_0 は流路中心軸の最小曲率半径(曲頂部における曲率半径)、 \tilde{D}_0 は平均水深、 \tilde{d}_s は河床材料平均粒径、 \tilde{U}_0 は平均流速、 \tilde{g} は重力加速度、 S_f は水路縦断方向の平均勾配、 ρ_s は土粒子の密度、 ρ は水の密度である。式(2)に示した6つのパラメータの内 λ と ν は流路の平面形を、 β は横断形を、 d_s は粒径を介して河床抵抗を、 τ_{*0} は流砂量を、また F_r は流れの状態(常流か射流か)を表すパラメータである。この6つのパラメータを用いて様々な流路形状と水理条件の組み合わせを表現することが可能となる。 λ および ν を用いて式(1)中の L および φ_0 は次式で表される。

$$L = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \varphi_0 = \frac{\nu L}{2\pi} \quad (3)$$

λ と ν の組み合わせにより図-2に示すような様々な流路平面形状を表現することができる。なお、本文においては直線河道は $\nu=0$ および $L=\infty$ と考え、この場合式(3)より直線河道は $\lambda=0$ で表される。また、次章において述べる基本式を無次元表示するため、以下に示すような無次元化を行なう。

$$\begin{aligned}
\tilde{u} &= \tilde{U}_0 u & \tilde{v} &= \tilde{V}_0 v & \tilde{R} &= \tilde{R}_0 R & \tilde{D} &= \tilde{D}_0 D \\
\tilde{\eta} &= \tilde{D}_0 \eta & \tilde{\tau}_s &= \tilde{\rho} \tilde{U}_0^2 \tau_s & \tilde{\tau}_n &= \tilde{\rho} \tilde{U}_0^2 \tau_n & \tilde{n} &= \tilde{B} n \\
\tilde{z} &= \tilde{D}_0 z & \tilde{H} &= \tilde{D}_0 F_r^2 H & U &= \int_{\zeta_0}^1 u d\zeta & V &= \int_{\zeta_0}^1 v d\zeta \\
\tilde{t} &= \frac{\tilde{B}}{\tilde{U}_0} t & Q_0 &= \frac{\tilde{d}_s [(\rho_s/\rho-1)g\tilde{d}_s]^{1/2}}{(1-p)\tilde{D}_0\tilde{U}_0} \\
\tilde{\nu}_t &= \sqrt{C_0\tilde{U}_0\tilde{D}_0\nu_t} & \zeta &= 1 + \frac{(z-F_r^2 H)}{D} \\
\tilde{Q}_s &= \sqrt{\left(\frac{\rho_s}{\rho}-1\right)g\tilde{d}_s^3 Q_s} & \tilde{Q}_n &= \sqrt{\left(\frac{\rho_s}{\rho}-1\right)g\tilde{d}_s^3 Q_n} \\
N &= \frac{\tilde{R}}{\tilde{R}+\tilde{n}} = \frac{R}{R+\nu n} \quad (4)
\end{aligned}$$

ここで n および z はそれぞれ横断方向、鉛直方向の座標軸 (原点は水平基準面)、 u, v は s, n 方向の流速、 R は流路中心軸に添った曲率半径、 H は水位、 τ_s および τ_n は s, n 方向の河床せん断力、 D は水深、 ν_t は渦動粘性係数、 C_0 は平均の河床摩擦係数 $[=(\tilde{u}_{*0}/\tilde{U}_0)^2]$ 、 \tilde{u}_{*0} は等流状態における摩擦速度、 η は河床高、 t は時間、 Q_s, Q_n は s, n 方向の掃流砂量、 p は河床材料の空隙率、 U, V は水深平均の u, v である。なお、横断方向は右岸から左岸に向かう方向を正とする。

3. 計算モデルにおける基礎式

(1) 水深平均の運動方程式および連続式

静水圧分布を仮定した場合の3次元の運動方程式および連続式を上記の諸量を用いて無次元表示すると次式のように表される。

$$\begin{aligned}
Nu \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial n} + \frac{\nu N u v}{R} \\
= -N \frac{\partial H}{\partial s} + \beta \sqrt{C_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (5)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Nu \frac{\partial v}{\partial s} + v \frac{\partial v}{\partial n} - \frac{\nu N u^2}{R} \\
= -\frac{\partial H}{\partial n} + \beta \sqrt{C_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (6)
\end{aligned}$$

$$N \frac{\partial v}{\partial s} + \frac{\nu N v}{R} + \frac{\partial v}{\partial n} = 0 \quad (7)$$

u および v の水深方向の分布を次式で近似する。

$$u = u_0(\zeta) U(s, n) \quad (8)$$

$$\begin{aligned}
v = u_0(\zeta) V(s, n) + \nu \Gamma_0(s, \zeta) U(s, n) \\
+ \Gamma_1(s, n, \zeta) U(s, n) \quad (9)
\end{aligned}$$

ここに、 u_0 は s 軸方向の流速分布を表す関数であり、 Γ_0 および Γ_1 はそれぞれ流路の曲がり、および流線が流路に沿った座標軸からずれることに起因する2次流強度を表

す関数である。従来の研究^{(4),(8),(9))}では式(9)の分布形は右辺第2項までで表されている例が多い。これは、2次流を算出する時に用いる曲率を流路(流路に沿った座標軸)の曲率で近似することに相当し、ある程度スムーズな蛇行水路の場合には、この近似で十分な精度が得られることが確かめられている。しかしながら、本研究では蛇行水路だけではなく、直線水路や曲がりの非常に緩やかな水路、あるいは曲がりの非常に急な水路をも含む広範囲な平面形状を対象とするため、流線の曲がりが水路の曲がりでは近似出来ないことも十分に予想される。端的な例としては直線水路の場合でも交互砂州などの自由砂州が存在する場合流れは砂州に沿って蛇行し、この蛇行流により2次流が発生することが考えられるが、この場合式(9)の右辺第2項までの近似式では、2次流は表現出来ない(直線水路では $\nu = 0$ のため)などの不都合が生ずる。また、蛇行水路においても、流れが水路の曲率よりも大きく曲がる場合や、逆に水路が曲がっていても場所によっては流れが直線的になる場合(この場合は式(9)の右辺第3項が第2項を抑制する働きをする)もあり、このような場合にも十分な精度が期待出来ない。式(9)の右辺の第2項および第3項は分けて表現せずに、まとめて2次流を表す項とすることも可能ではある。しかしながら、ここで敢えて2つの項に分けて表したのは、流路の曲がりに関する効果と流線が流路の曲がりからずれる効果の違いを明確にするためである。なお、式(9)には U および V が含まれているため、式(9)のみで独立に v を求めることは出来ない。ここでは、式(5)および式(6)で繰り返し計算で U および V を求める際に逐次式(9)を参照することにより、 U および V の影響を含んだ v を計算することとする。

式(8)および式(9)を式(5)~(7)に代入し、河床から水面まで積分を行なうことにより、以下に示す水深平均の運動方程式および連続式が得られる。

$$\begin{aligned}
N \frac{\partial}{\partial s} [DU^2] + \frac{\partial}{\partial n} [D(UV + \nu U^2 k_2 + U^2 k_5)] \\
+ \frac{2\nu ND}{R} (UV + \nu U^2 k_2 + U^2 k_5) \\
= -ND \frac{\partial H}{\partial s} - \beta \tau_s \quad (10)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
N \frac{\partial}{\partial s} [D(UV + \nu U^2 k_2 + U^2 k_5)] + \frac{\partial}{\partial n} [D(V^2 + \nu^2 U^2 k_1 \\
+ 2\nu UV k_2 + V^2 + U^2 k_3 + 2\nu U^2 k_4 + 2UV k_5)] \\
- \frac{\nu ND}{R} (U^2 - \nu^2 U^2 k_1 - 2\nu UV k_2 - V^2 - U^2 k_3 \\
- 2\nu U^2 k_4 - 2UV k_5) = -D \frac{\partial H}{\partial n} - \beta \tau_n \quad (11)
\end{aligned}$$

$$N \frac{\partial(U D)}{\partial s} + \frac{\nu N V D}{R} + \frac{\partial(V D)}{\partial n} = 0 \quad (12)$$

ここで、 $k_1 \sim k_5$ は主流と2次流の相互干渉を表す係数であり、それぞれ次式で表される。

$$k_1 = \int_{\zeta_0}^1 \Gamma_0^2 d\zeta, \quad k_2 = \int_{\zeta_0}^1 u_0 \Gamma_0 d\zeta, \quad k_3 = \int_{\zeta_0}^1 \Gamma_1^2 d\zeta$$

$$k_4 = \int_{\zeta_0}^1 \Gamma_0 \Gamma_1 d\zeta, \quad k_5 = \int_{\zeta_0}^1 u_0 \Gamma_1 d\zeta \quad (13)$$

式(10)および(11)の τ_s および τ_n は次式で表される。

$$\tau_s = CU\sqrt{U^2 + V^2} \quad (14)$$

$$\tau_n = C(V + \nu U k_6 + U k_7)\sqrt{U^2 + V^2} \quad (15)$$

ここで、 k_6 および k_7 は次式で表される係数である。

$$k_6 = \left[\frac{\partial \Gamma_0}{\partial \zeta} \right]_{\zeta=\zeta_0}, \quad k_7 = \left[\frac{\partial \Gamma_1}{\partial \zeta} \right]_{\zeta=\zeta_0} \quad (16)$$

また、 C は河床抵抗係数であり、本研究では主として砂州を伴った河床形態を扱うため、Engelund and Hansen¹⁰⁾による次式を用いる。

$$C^{-1/2} = 6 + 2.5 \ln \left(\frac{D}{2.5d_s} \right) \quad (17)$$

(2) 流下方向の流速分布 u_0

u_0 は直線等流状態における流速分布より求まる。この場合のせん断力分布は河床で \bar{u}_{*0}^2 、水面でゼロの直線分布であり渦動粘性係数を用いて次式で表される。

$$(1 - \zeta)\bar{u}_{*0}^2 = \bar{\nu}_t \frac{\partial \bar{u}_0}{\partial z} \quad (18)$$

ただし、 $\bar{u}_0 = \bar{U}_0 u_0$ である。式(14)を式(4)で定義した諸式および $C_0 = (\bar{u}_{*0}^2 / \bar{U}_0^2)$ の関係をj用いて無次元表示すると次式となる。

$$(1 - \zeta)\sqrt{C_0} = \nu_t \frac{\partial u_0}{\partial \zeta} \quad (19)$$

渦動粘性係数としてDean¹¹⁾による次式を用いる。

$$\nu_t = \frac{\kappa \zeta (1 - \zeta)}{1 + 2A_* \zeta^2 + 3B_* \zeta^3} \quad (20)$$

ただし、 κ はカルマン定数(=0.4)、 A_* および B_* は、それぞれ $A_* = 1.84$ および $B_* = -1.56$ の定数である。式(16)を式(15)に代入し $\zeta = \zeta_0$ で $u_0 = 0$ の境界条件の下で ζ に関して積分すると次式が得られる。ただし、 ζ_0 は $u_0 = 0$ の境界条件を与える点の河床からの無次元距離である。

$$u_0 = \frac{\sqrt{C_0}}{\kappa} \left[\ln \frac{\zeta}{\zeta_0} + A_* \zeta^2 + B_* \zeta^3 \right] \quad (21)$$

さらに、上式を ζ に関して ζ_0 から1まで積分し、 $\int_{\zeta_0}^1 u_0 d\zeta = 1$ となることを用いると

$$\sqrt{C_0} = \kappa \left[\ln \frac{1}{\zeta_0} - 0.777 \right]^{-1} \quad (22)$$

となり、結局 u_0 の分布形は次式のようになる。

$$u_0 = \frac{\ln \frac{\zeta}{\zeta_0} + A_* \zeta^2 + B_* \zeta^3}{\ln \frac{1}{\zeta_0} - 0.777} \quad (23)$$

なお、 ζ_0 については式(22)を ζ_0 について書き直した次式より求まる。

$$\zeta_0 = \exp \left(-\frac{\kappa}{\sqrt{C_0}} - 0.777 \right) \quad (24)$$

C_0 については式(17)の右辺で $D = 1$ とした場合の C が C_0 に相当する。

(3) 2次流の流速分布

流路の曲がり起因する2次流強度 Γ_0 は水路中心軸に沿って2次流の輸送方程式を導入し、これにより2次流強度を求める。これは、Ikeda and Nishimura⁹⁾や Johansson and Parker⁴⁾らとほぼ同様な方法である。

$$u_0 \frac{\partial \Gamma_0}{\partial s} - \frac{u_0^2}{R} = -\frac{\partial H_1}{\partial n} + \beta \sqrt{C_0} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\nu_t \frac{\partial \Gamma_0}{\partial \zeta} \right) \quad (25)$$

ここで、 H_1 は H を ν で振動展開した時の ν に対する1次オーダーの係数であり、 $\partial H_1 / \partial n$ は $\int_{\zeta_0}^1 \Gamma_0 d\zeta = 0$ および $\Gamma(\zeta = \zeta_0) = 0$ の条件より求めることができる。

流線が流路の曲率から偏倚することに起因する付加的2次流成分の強度 Γ_1 は、水深平均の流速場による流線より求める。なお、流線の曲がり流路の曲がりよりも大きい場合は Γ_1 により Γ_0 の効果が助長されることになり、反対に流路の曲がりよりも緩い場合には Γ_1 が Γ_0 の効果を抑制する働きをする。流線の付加的曲がり(水路軸の曲がりからの偏倚)は次式で算定される。

$$\varphi_s = \tan^{-1} \left(\frac{V}{U} \right) \quad (26)$$

$$\frac{1}{R_s} = -\frac{\partial \varphi_s}{\partial s} = \frac{1}{(U^2 + V^2)^{3/2}} \left[U \left(U \frac{\partial V}{\partial s} - V \frac{\partial U}{\partial s} \right) + V \left(U \frac{\partial V}{\partial n} - V \frac{\partial U}{\partial n} \right) \right] \quad (27)$$

ここで φ_s は s 軸と水深平均の流線のなす角度であり、また $1/R_s$ はこの流線が s 軸からはずれることによる付加的曲率である。この付加的曲率を伴った流線上で流速分布が u_0 の場合の遠心力が2次流の起動力となるので式(25)の Γ_0 と同様な考え方により、 Γ_1 は次式に従うことになる。

$$-\frac{u_0^2}{R_s} = -\frac{\partial H_2}{\partial n} + \beta \sqrt{C_0} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\nu_t \frac{\partial \Gamma_1}{\partial \zeta} \right) \quad (28)$$

ここで、 $\partial H_2 / \partial n$ は Γ_1 に釣り合う付加的横断方向水面勾配である。境界条件 $\zeta = 1$ で $\partial \Gamma_1 / \partial \zeta = 0$ および $\zeta = \zeta_0$ で $\Gamma_1 = 0$ を考慮して、上式を ζ で2度積分することにより次式が得られる。

$$\beta \sqrt{C_0} \Gamma_1 = \frac{\partial H_2}{\partial n} \int_{\zeta_0}^{\zeta} \frac{\zeta' - 1}{\nu_t} d\zeta'$$

$$+ \frac{1}{R_s} \int_{\zeta_0}^{\zeta'} \frac{1}{\nu_t} \int_{\zeta'}^1 u_0(\zeta'')^2 d\zeta'' d\zeta' \quad (29)$$

さらに、 $\int_{\zeta_0}^1 \Gamma_1 d\zeta = 0$ なる条件を用いると $\partial H_2 / \partial n$ は次式となる。

$$\frac{\partial H_2}{\partial n} = - \frac{1}{R_s} \frac{\int_{\zeta_0}^1 \int_{\zeta_0}^{\zeta'} \frac{1}{\nu_t} \int_{\zeta'}^1 u_0(\zeta''')^2 d\zeta''' d\zeta'' d\zeta'}{\int_{\zeta_0}^1 \int_{\zeta_0}^{\zeta'} \frac{\zeta'' - 1}{\nu_t} d\zeta'' d\zeta'} \quad (30)$$

式(30)および式(23)の u_0 の分布形を用いることにより、次式の Γ_1 の分布形が得られる。

$$\Gamma_1 = \frac{1}{R_s} \frac{1}{\beta \sqrt{C_0}} \left[G(\zeta) - u_0(\zeta) \int_{\zeta_0}^1 G(\zeta) d\zeta \right] \quad (31)$$

ここで、

$$G(\zeta) = \int_{\zeta_0}^{\zeta} \frac{1}{\nu_t} \int_{\zeta'}^1 u_0(\zeta'')^2 d\zeta'' d\zeta' \quad (32)$$

である。

(4) 流砂量および河床変化の計算式

河床せん断力の方向に添って、掃流砂は次式の Meyer-Peter-Müller 式で求める。

$$\phi = 8(\tau_* - \tau_{*c})^{1.5} \quad (33)$$

ただし ϕ は掃流砂量であり、 τ_* および τ_{*c} はそれぞれ無次元掃流力および無次元限界掃流力である。 τ_* は次式により求める。

$$\tau_* = \frac{\bar{U}_0^2}{\left(\frac{\rho_s}{\rho} - 1\right) \bar{g} d_s} \quad \tau = \sqrt{\tau_*^2 + \tau_n^2} \quad (34)$$

河床せん断力の方向 \hat{s} 及びこれに直交する方向 \hat{n} の流砂量については以下の関係式が成立する。

$$\phi = \sqrt{Q_s^2 + Q_n^2} \quad (35)$$

$$\frac{Q_n}{Q_s} = - \frac{r}{\sqrt{\tau_*} \beta} \frac{\partial \eta}{\partial \hat{n}} = - \frac{r}{\sqrt{\tau_*} \beta} \frac{\partial \eta}{\partial n} \frac{\tau_s}{\tau} - \frac{\partial \eta}{\partial s} \frac{\tau_n}{\tau} \quad (36)$$

ただし、 Q_s および Q_n はそれぞれ、河床せん断力の方向 \hat{s} 及びこれに直交する方向 \hat{n} の流砂量である。 r は長谷川の式¹²⁾によれば $r = \sqrt{\tau_{*c} / (\mu_s \mu_k)}$ (μ_s, μ_k は静止および動摩擦係数)である。式(34)および式(35)により \hat{s}, \hat{n} 方向の流砂量が求まり、これを s, n 方向の流砂量に次式を用いて変換する。

$$Q_s = Q_s \frac{\tau_s}{\tau} - Q_n \frac{\tau_n}{\tau}, \quad Q_n = Q_s \frac{\tau_s}{\tau} + Q_n \frac{\tau_n}{\tau} \quad (37)$$

河床高の時間変化は流砂の連続式より求める。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + Q_0 \left(N \frac{\partial Q_s}{\partial s} + \frac{\nu N}{R} Q_n + \frac{\partial Q_n}{\partial n} \right) = 0 \quad (38)$$

4. 境界条件および計算方法

上下流における境界条件は、式(1)のような流下方向に周期的な流路平面形状を対象としているため、上下流において計算対象諸量が一致する条件とする。左右岸に

おいては流速および流砂量の横断方向成分がゼロとなる条件を与える。

計算手順は、まず与えられた流路平面形パラメータ λ および ν を用いて式(3)および式(1)で流路の平面形を設定し、この平面形における流路中心軸に沿って曲率半径 R を計算する。一方、式(17)で $D=1$ として C_0 を求め、式(24)の ζ_0 により式(21)で u_0 分布形を計算する。これらを用いて式(25)より数値的に Γ_0 の分布形を求める。

水深平均流速 (U, V) および水深 (D) の計算は式(10)、(11)および式(12)を用いて行なわれるが、同時に式(26)で R_s の計算を行ない、式(31)で Γ_1 を求める。式(10)~(12)において用いられる $k_1 \sim k_5$ は式(13)により計算される。水深平均流速 U, V より式(14)および(15)で河床せん断力 (τ_s, τ_n) を求め、式(33)~(37)で Q_s および Q_n を求める。河床高の時間変化は式(38)で計算する。なお水深平均流れの計算および河床変化の計算は初期に与えられる河床形状(縦断方向に一定勾配で横断方向には水平)から始め、最終的に安定形状に達するまで繰り返し行なわれる。ただし、計算条件によっては、河床形状が静的な平衡状態には至らず砂州の移動が継続する場合もあり、この場合は砂州の移動がほぼ平衡状態に達するまで計算を継続することとする。計算はすべて差分法を用いて行なわれるが、差分方法などは清水¹³⁾によるも同様とする。

5. 実験によるモデルの検証

表-1に示す条件で移動床の水理実験を行なった¹⁴⁾。実験は幅3mの可傾斜台上に幅30cmで無次元蛇行波数 λ が 0, 0.1, 0.15, 0.2, 0.3, 0.5 の平面形状を有する水路を設け、平均粒径 $\bar{d}_s = 0.55\text{mm}$ のほぼ一様な粒径の砂を用いて行なわれた。実験は平面形状および半河幅水深比の違いが安定河床形状に及ぼす影響に着目して行なわれ、それぞれの λ の値に対して半河幅・平均水深比 β がほぼ 5, 10, 15, 20 となるような一定流量で行なわれた。初期河床は縦断方向に一定勾配で横断方向には水平とし、河床がほぼ平衡状態に達するまで通水した後に河床形状の測定が行なわれた。

一連の実験と全く同じ条件で計算を行ない、モデルの妥当性の検証を行なった。実験結果と計算結果の比較は、まず大局的な河床形状の特徴を表す無次元最大砂州波高 H_b および無次元位相差 δ の2つの量を比較する。ここで H_b は初期河床からの最大堆積高と最大洗掘深との差を平均水深で無次元化した値であり、 δ は最大洗掘箇所の蛇行曲長部との位相差(遅れ距離)を1/2蛇行波長で無次元化した値(最大洗掘箇所が曲頂部の下流側の場合を正、上流側の場合を負とする。ただし、直線流路($\lambda=0$)

表-1 移動床の水理実験条件

Run No.	Q (L/s)	D ₀ (mm)	S _f × 10 ⁻³	λ	β	ν	d _r	τ _o	F _r
01-1	3.97	29.6	4.11	.00	5.1	.000	.019	.13	0.83
01-2	1.46	13.6	6.21	.00	11.0	.000	.041	.09	0.98
01-3	0.79	9.6	7.25	.00	15.7	.000	.058	.08	0.90
01-4	0.56	6.5	9.42	.00	23.1	.000	.085	.07	1.14
03-1	3.97	31.3	4.11	.10	4.8	.084	.018	.14	0.76
03-2	1.49	13.1	6.21	.10	11.4	.084	.042	.09	1.06
03-3	0.80	8.8	7.25	.10	17.1	.084	.063	.07	1.04
03-4	0.55	6.8	9.45	.10	22.1	.084	.082	.07	1.05
05-1	3.95	33.3	4.12	.15	4.5	.100	.017	.15	0.78
05-2	1.47	12.7	6.21	.15	11.8	.100	.044	.09	1.10
05-3	0.80	8.7	7.26	.15	17.3	.100	.064	.07	1.07
05-4	0.55	6.5	9.43	.15	23.0	.100	.085	.07	1.12
07-1	4.00	33.5	4.09	.20	4.5	.100	.016	.15	0.70
07-2	1.59	13.7	6.23	.20	10.9	.100	.040	.09	1.06
07-3	0.80	8.5	7.27	.20	17.7	.100	.065	.07	1.10
07-4	0.55	6.5	9.43	.20	22.9	.100	.085	.07	1.12
09-1	4.02	32.9	4.11	.30	4.6	.100	.017	.15	0.72
09-2	1.60	14.1	6.21	.30	10.7	.100	.039	.10	0.96
09-3	0.80	8.6	7.25	.30	17.5	.100	.064	.07	1.07
09-4	0.55	6.6	9.43	.30	22.9	.100	.084	.07	1.10
11-1	4.01	29.6	4.11	.50	5.1	.100	.019	.13	0.84
11-2	1.50	13.6	6.22	.50	11.0	.100	.041	.09	1.01
11-3	0.81	8.3	7.26	.50	18.1	.100	.067	.07	1.14
11-4	0.55	4.0	9.44	.50	37.3	.100	.138	.04	2.30

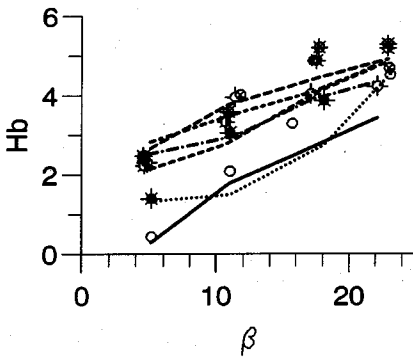


図-3 無次元最大砂州波高 H_b の実験結果と計算結果の比較 (計算および実験のパラメータは表-1の値)

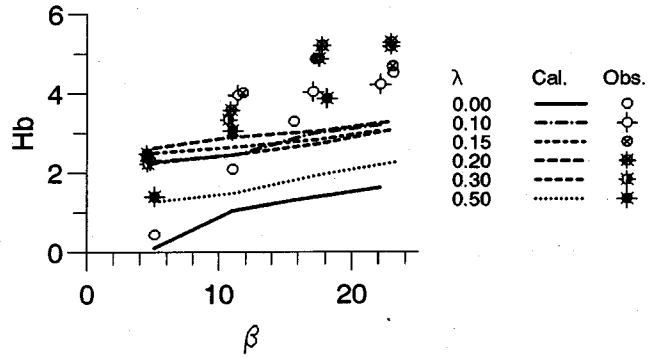


図-4 無次元最大砂州波高 H_b の実験結果と計算結果の比較 ($\Gamma_1=0$ として、流線のずれを考慮しない計算、計算および実験のパラメータは表-1の値)

の場合の δ は定義されない。) である。

河幅水深比 β と無次元最大砂州波高 H_b の実験結果と計算結果の比較を λ 毎に異なる記号および線で図-3に示す。どの λ においても実験結果および計算結果の H_b は β の増加に伴ってほぼ一律に増加する傾向が見られる。これは、蛇行水路においても直線水路においても β が増加 (河幅が相対的に広がる) すると流路内で流れが蛇行する度合いが高まり、これによる2次流強度の増加により砂州波高が増大するためと考えられる。計算モデルでは2次流の分布形を式(9)で与えているが、この内 β の増加に伴って増加する成分は、流線が流下方向座標軸からずれることに起因する Γ_1 である。(Γ_0 は平面蛇行形状によって決定される。) これを確かめるために計算モデルの中で $\Gamma_1=0$ として一連の計算を実行し、図-3と同様に実験結果と比較したものが図-4である。図-4による

と計算結果は β の増加に伴う H_b の増加を十分に再現していない。従って、式(9)のモデル化においては流路の蛇行に起因する2次流成分 Γ_0 だけでは不十分であり、今回モデル化した Γ_1 成分が不可欠であることが分かる。

次に、 λ との関係を見るために H_b および δ の実験結果と計算結果の比較を横軸に λ をとり、 β 毎に異なった記号 (実験) および線 (計算) で図-5に示す。ここで、直線水路における値は $\lambda = 0$ の位置にプロットしてある (以下の図でも同様)。計算モデルは実験結果をよく再現しており、蛇行形状や河幅水深比の変化に伴う、大局的な河床形状を表現可能なことが示された。

実験結果と計算結果のより詳細な比較を行うために、実験結果および計算結果の河床形状に対して2重フーリエ級数展開¹²⁾を行ない、その結果を比較する。この結果のうち λ が0.1の場合の各波数成分の分布特性を図-6

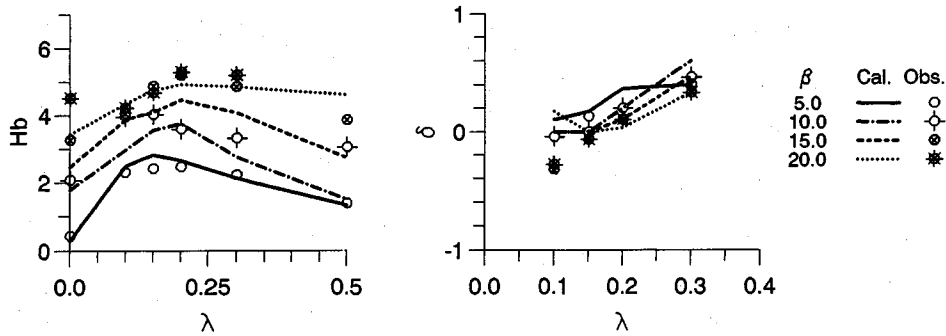


図-5 無次元最大砂州波高 H_b および無次元位相差 δ の実験結果と計算結果の比較

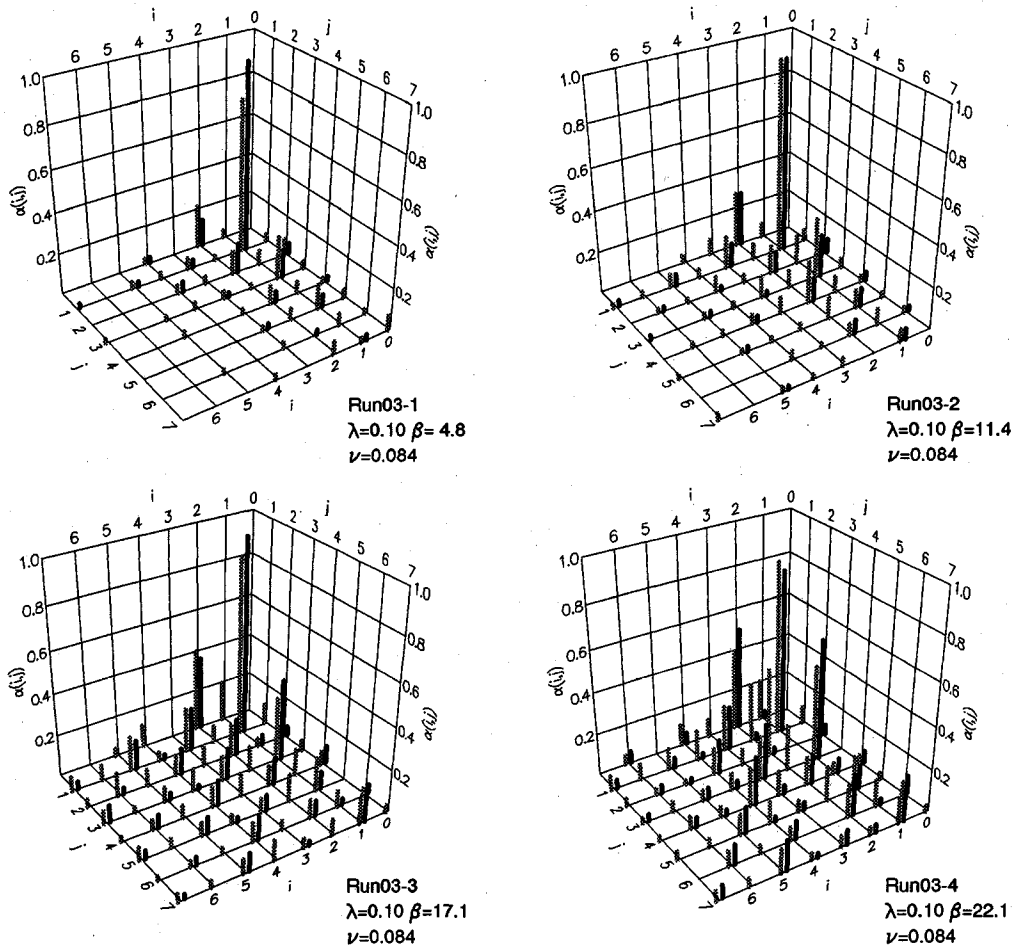


図-6 2重フーリエ級数展開による各波数成分の分布特性

に示す。ここで i, j はそれぞれ基本波長を2倍の水路幅および蛇行波長とした場合の n, s 方向の波数であり、 $\alpha(i, j)$ は波数 (i, j) の波の振幅である。実験結果によるものを実線で、計算結果によるものを灰色の線で示す。図-6によるといずれの場合も砂州の基本形である $(1, 1)$ が最大と

なり他に $(2, 0)$, $(1, 3)$, $(2, 2)$ などの波が卓越し、長谷川¹²⁾の指摘と一致している。また、 β が大きくなるほど高周波成分が増える傾向が見られ、計算結果はこれらの高周波成分についても実験結果と良く一致している。

以上、計算結果と比較された一連の実験は単に一つの

平面形や水理条件ではなく、 λ と β を系統的に変化させながら行われた実験であり、これを精度良く再現可能なことから、計算モデルの妥当性が検証されたと考えられる。

6. 安定河床形に対する各パラメータの影響

本論文の主な目的は式(2)に示した各パラメータが、それぞれ安定河床形状にどのような影響を及ぼすのかを検討することである。前章で示した実験は λ および β の影響を見るためのものであるが、一連の実験はすべて同じ水路幅および河床材料で行われているため、 β を変化させるには水深を調節することになり、この結果、無次元粒径 d_s も変化してしまうので、単純に λ と β のみの違いに着目した実験とはならない。このように、パラメータによっては、実験のみからその純粋な影響を見ることは難しい。本章においては、数値計算モデルで式(2)の各パラメータをそれぞれ独立に変化させ(あるパラメータを段階的に変化させ、このとき他のパラメータは固定しておく)、それぞれの影響を検討する。なお、予備検討の結果、 F_r および τ_c については最終的な安定河床形状に及ぼす影響は、他のパラメータに比べ非常に少ないことが確かめられたので¹、ここではこれ以外のパラメータの影響のみに関して述べる。

(1) λ と β の影響

図-7は $\nu=0.10$ 、 $d_s=0.05$ 、 $F_r=0.83$ 、および $\tau_c=0.08$ を一定とし、 λ を0~0.5、 β を5~20と漸変させた条件における計算結果の H_b および δ の値を示したものである。この場合、前述の実験結果と異なり、他のパラメータは一定の条件であるため、純粋に β と λ の影響を見ることが出来る。 H_b は β の値の増加に伴ってほぼ一律に増加する傾向がみられ、これは同じ平面形でも水路幅が広いほど流路内で蛇行する(自由砂州の影響)直線の影響で2次流も増加し、この結果深掘れ量も増加するためである。 H_b と λ の関係を見ると、 λ の値が0.1~0.2付近でピークを示しており、流路の蛇行による固定砂州の波長と流路自体の持つ自由砂州の波長が一致することにより発生する共振現象^{4),8)}を表している。このことは、 H_b が最大を示す条件においては、 δ もゼロ付近の値を示し、このとき、自由砂州の1波長が平面形蛇行1波長の中に同位相で重なり、砂州波高も増幅されると考えられる。この H_b

¹ 例えば無次元砂州波高 H_B について調べてみると、 F_r を変化させてもほとんど変化は無く、また τ_c については、 τ_c が τ_{c0} に近い場合には H_B が若干大きくなる傾向が見られるが τ_c が τ_{c0} より十分に大きくなると H_B の値は τ_c にほぼ無関係に一定となる。

² 図-7(左)で H_b のピークが現れる $\lambda \approx 0.2$ の値を用いると式(2)より $\bar{L}/\bar{B} \approx 25$ となり \bar{B} は半河幅なので、平面蛇行形状の波長が河幅の12.5倍に相当することになり、これは一般的に言われている交互砂州の波長に近い値となっている。

が最大となる位置は β の増加とともに λ の大きい方に移動する傾向が見られ、これは、 β が大きくなるほど自由砂州の無次元波長が短くなり³、より大きな λ で共振が起きるものと考えられる。

一連の計算結果得られた河床形に対して前章と同様に2重フーリエ解析を実施し、主要な周波数である(1,1)、(2,0)、(1,3)および(2,2)の成分についてその振幅と λ および β の関係を図-8に示す。 $\alpha(1,1)$ および $\alpha(2,2)$ については β による違いが少ないが、 λ による違いは大きく λ が0.2付近で最大となり、 λ の増加とともに減少する傾向が見られる。一方、 $\alpha(2,0)$ および $\alpha(3,1)$ は β の増加とともに顕著に増加する傾向が見られる。いずれの波もそれぞれ自由砂州と交互砂州の両方の影響を受けた結果として現れているので、単純にそれぞれの影響を分離することは出来ないが、おおよそ次のことが推定される。 $\alpha(1,1)$ および $\alpha(2,2)$ の波は、波長がそれぞれ流路の蛇行波長および1/2蛇行波長の固定砂州の特徴を表す波であり、流路の形状に依存性が高い固定砂州の影響を示している。一方、 β の増加に伴い著しく増加する $\alpha(2,0)$ および $\alpha(3,1)$ の波は河幅水深比に強く依存し、自由砂州の影響を表している。

(2) d_s と β の影響

最も単純な例として、直線水路における d_s と β の影響を調べる。 $\lambda=0$ 、 $F_r=0.55$ 、および $\tau_c=0.08$ を一定とし、 d_s を0.01~0.1、 β を5~20で変化させた場合の計算結果における H_b の特性を図-9に示す。図には土木学会水理委員会¹⁶⁾により整理された直線水路実験の砂州波高の実測データおよび前章で示した実験のうちの直線水路実験データも合わせて示した。 β および d_s と H_b の関係は実験結果と良く一致している。直線水路の砂州波高に関しては数々の経験式が提案されているが、このうち d_s および β との関係において整理されている池田¹⁷⁾によるものを図-9と同様に実験データも合わせて図-10に示す。図-9の計算結果は図-10の経験式ともほぼ一致する傾向が見られ、両者ともに砂州波高 H_b は d_s の増加に伴い増加し、増加の度合いは β が大きいほど大きい。 d_s が小さい場合には、 β の影響も少なくなり砂州波高も小さくなる。これは、 d_s が小さい場合は河床抵抗が相対的に少ないため、砂州も発生しにくくなるためと考えられる。

次に、蛇行水路における d_s と β の影響を調べるために $\lambda=0.2$ 、 $\nu=0.1$ とし、他の条件は前記の直線水路と同じ条件で計算を行い、この結果の H_b の特性を図-11に示す。 H_b は直線水路の場合と同様に d_s の増加とともに増加する傾向が見られるが、 β との関係で見ると d_s が小

³ 別途行なった直線水路における自由砂州の発生、発達に関する数値実験によると、 β の増加とともに自由砂州の無次元波長が徐々に短くなる¹⁵⁾ことが確かめられている。

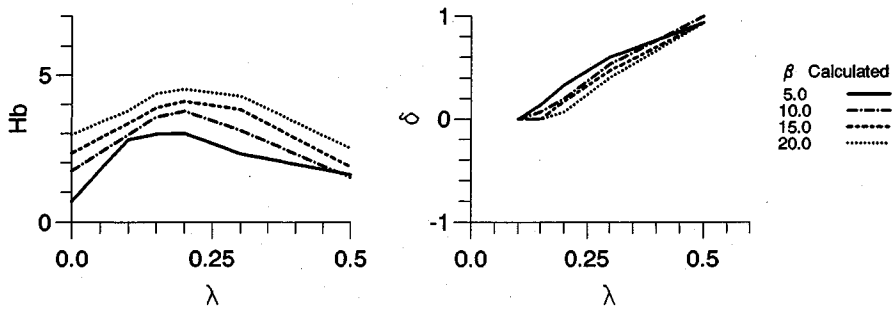


図-7 H_b および δ に対する λ および β の影響 [$\nu=0.10$, $d_s=0.05$, $F_r=0.83$, $\tau_*=0.08$]

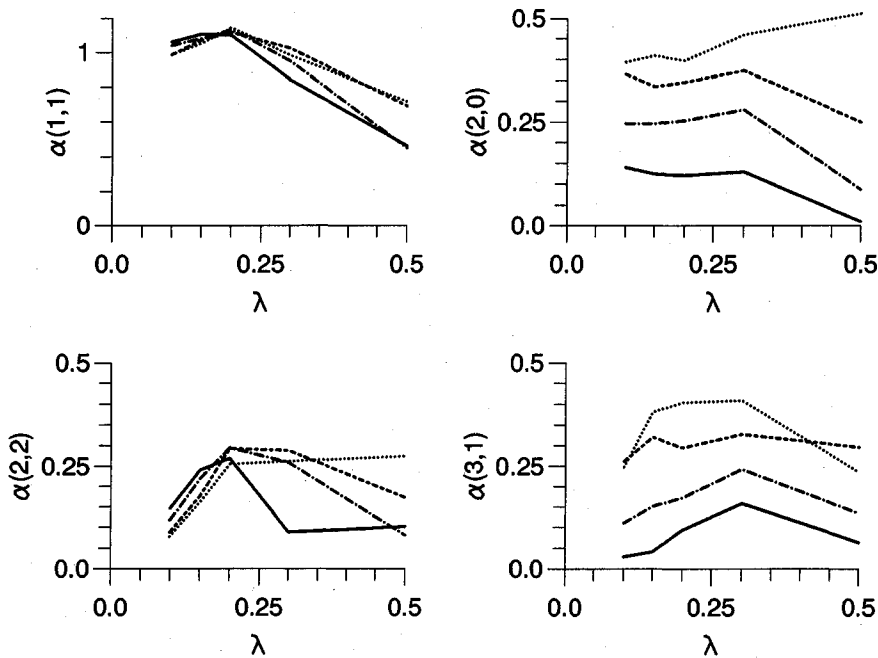


図-8 $\alpha(1,1)$, $\alpha(2,2)$, $\alpha(1,3)$ および $\alpha(2,0)$, に対する λ および β の影響

い時と大きい時とで H_b が逆転する傾向が見られる。これは、 d_s が小さくなると式 (17) により抵抗が少なくなり自由砂州は発生しにくくなるが (流路の抵抗が少ないほど水流の直進性が高まり交互砂州などの自由砂州は発生しにくくなる), 湾曲流路の 2 次流による横断方向の河床せん断力は抵抗が少ないほど大きくなるため (例えば式 (31) は分母に C_0 を含んでおり抵抗が少ないほど 2 次流が大きくなる), このような逆転が生ずるものと考えられる。

(3) ν , λ と β の影響

$F_r=0.55$, $\tau_*=0.08$ を一定とし, ν を $0.05 \sim 0.2$, λ を $0 \sim 0.5$, β を $5 \sim 20$ と変化させながら計算を行い, この結果の無次元砂州波高 H_b の特性を図-12 に示す。 ν を増加させるということは曲率半径が小さくなることであり, これに伴って全体的に H_b も増加する傾向が見られる。 λ との関係を見ると, いずれも λ が $0.1 \sim 0.2$ 前後でピークが現れており, このピークの位置は β の増加に伴って λ の大きい方に移動する傾向が見られ, これは β の増加により自由砂州の波長が少しずつ短くなるために, 共振条

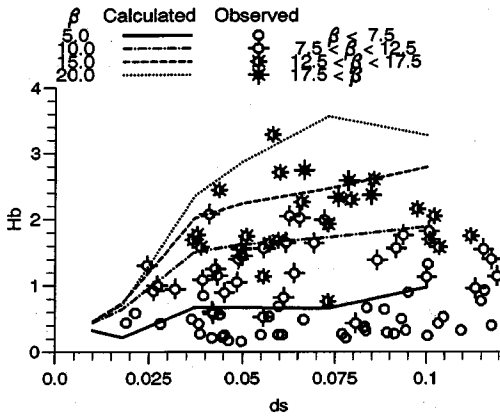


図-9 直線水路の無次元砂州波高 H_b に対する d_s と β の影響 (計算結果と実験データ)

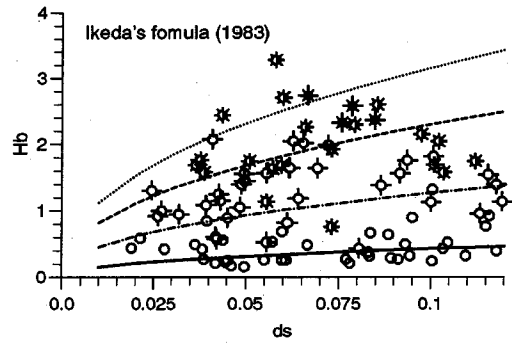


図-10 直線水路の無次元砂州波高 H_b (池田の式との比較)

件となる固定砂州の波長が短くなる (λ が大きくなる) ためと考えられる。 ν が 0.2 の場合には、ピークが λ が 0.1 付近と 0.2 付近の 2 か所に現れている。これを詳しく見るために $\nu=0.2$, $\beta=10$ の場合で λ が 0.1, 0.15 および 0.2 の場合の河床高の計算結果を図-13 に示す。ここで、コンター図の値は初期河床からの変動量を平均水深で無次元化した無次元河床高 η であり、図中の黒い 3 角形は流路左岸に沿っての深掘れの位置 (上下流に比べて深くなっている地点) を表す。図-13(a) の $\nu=0.2$, $\lambda=0.1$ の場合には流路の蛇行波長が非常に長いために、1 蛇行波長内に複数の自由砂州が発生しており、このため流路の蛇行との共振が複数の自由砂州波長との間で生じていると思われる。(b) の $\lambda=0.15$ の場合にも、自由砂州の波長より蛇行波長が若干長いいため深掘れが曲頂部の手前で発生しており、完全な共振状態にはなっていないために、深掘れ量 (砂州波高) が若干少ない。(c) の $\lambda=0.2$ の場合には深掘れ地点が曲頂部を乗り越してやや下流部に移行しているが、自由砂州 1 波長と蛇行 1 波長がほぼ対応する共振状態に近くなっている。以上の結果、流路の蛇行波長が図-13 の (c), (b), (a) と長くなることにより共振条件が変化し、図-12 の $\nu=0.2$ の場合のような複数のピークを持った現象が生ずると考えられる。

7. おわりに

本研究においては与えられた平面形状および水理条件に対する安定河床形の予測という問題に対して、数値計算モデルの構築を行なった。これを用いて単に特定の条件だけではなく、河道平面形状および水理条件に関するパラメータを変化させながら計算を行うことにより、幅広い範囲の条件における安定河床形の計算を行った。この結果をもとに各パラメータと安定河床形状との関係、

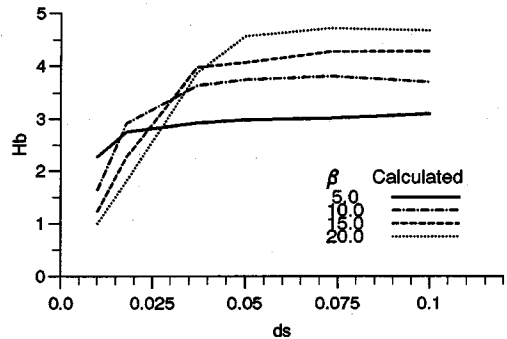


図-11 蛇行水路 ($\lambda=0.2$) の無次元砂州波高 H_b に対する d_s と β の影響

さらには、異なるパラメータどうしの相互関係などを明らかにした。特に流路の特性を支配する重要なパラメータである河幅・水深比 β と蛇行波数 λ については、その組み合わせによって、自由砂州と固定砂州が共振し、安定河床形状が大きく異なることが示された。特に注目すべきことは、例えば、図-7 に示した λ と H_b の関係は $\lambda = 0$ 以外はすべて同じ ν の値によって計算された結果であり、これは、河幅を一定とするとすべて同じ最大曲率を有する蛇行水路によるものである。従来、蛇行河川の最大深掘れ量や最大砂州波高は、流路の最大曲率や河幅水深比をパラメータに整理されているが、図-7 に示した結果は、同じ最大曲率および河幅水深比でも共振現象の有無により、最大砂州波高が水深の 1 倍程度から 4 倍程度まで大きく異なるということであり、河川工学上重要な結果である。

従来の河床変動計算モデルに関する研究の多くは、ある特定の河川や実験に着目し、主として計算モデルの特徴や計算結果と実測値の適合度などに関する議論が中心

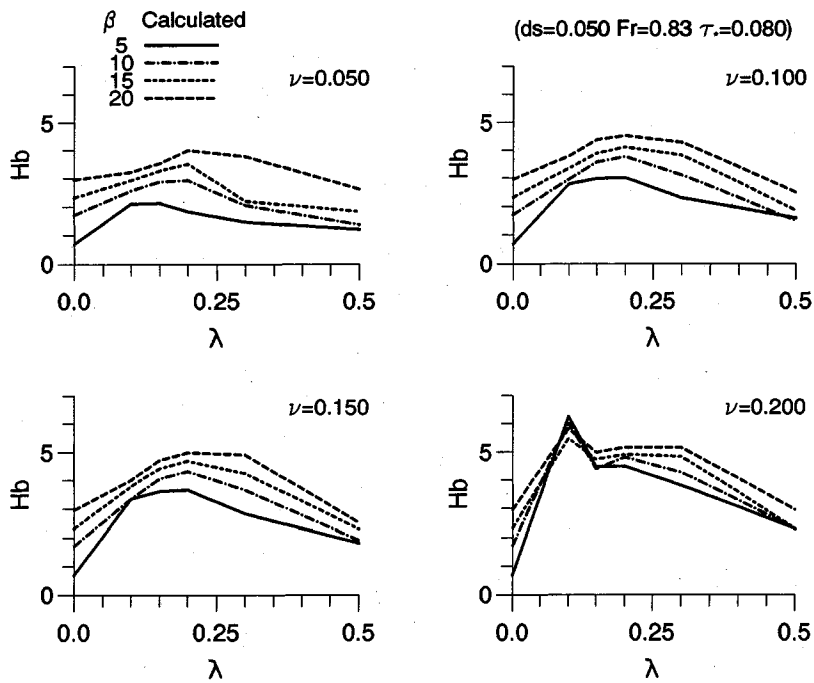


図-12 蛇行水路 ($\lambda=0.2$) の無次元砂州波高 H_b に対する ν と β の影響

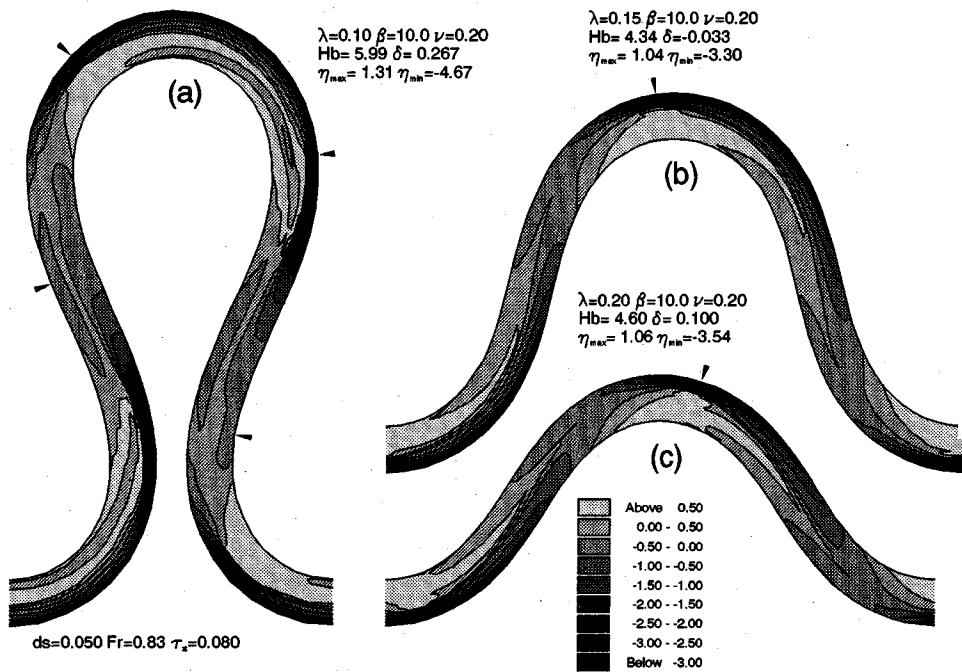


図-13 蛇行水路 ($\nu=0.2, \beta=10$) の河床変動計算結果コンター図

に行われてきた。これに対して本研究では単に特定の条件ではなく、幅広い範囲における計算を行い、現象の持つ様々な特性を明らかにすることができた。また、本研究で扱ったような非線形問題は、従来線形安定解析や模型実験により検討する手法が一般的であったが、線形安定解析では最終的な安定河床形状を算定することは不可能であり、また模型実験においても実験条件や実験ケース数などの制約から、様々な条件を網羅した現象の全体像を明らかにすることは不可能であった。これに対して非線形の方程式をそのまま数値的に計算するという方法は、一旦計算モデルが確立されれば、比較的簡単に非線形の安定問題の解が得られることが示された。本文においては紙面の制約上、計算結果の内、主として砂州波高 H_b や平面形と最大洗掘深の位相差 δ などを示したが、計算結果はこの他に安定状態における流速、水深、せん断力分布、砂州の移動の有無、砂州の形状特性、さらには、これらの発達過程などに関する大量の情報が含まれている。今後これらを分析することにより、さらに興味深い現象が明らかにされることが期待される。

本文で述べた計算モデルの構築に際してはイタリアジェノバ大学 Marco Tubino 教授から熱心な討議を頂いた。記して謝辞にかえる次第である。

参考文献

- 1) 木下良作, 三輪式: 砂礫堆が安定する河道の平面形状, 土木学会第 29 回年次学術講演会, pp.(II)266-268, 1974.
- 2) Hasegawa and Yamaoka: The effect of plane and bed forms of channels upon the meander development; *Proc. of JSCE*, No.296, pp.143-152, 1980.
- 3) Blondeaux, P. and Seminara, G.: A unified bar-bend theory of river meanders, *J. Fluid Mech.*, 157, pp.449-470, 1985.
- 4) Parker, G. and Johannesson, H.: Observation on several recent theories of resonance and overdeepening, *River Meandering, AGU Monograph No. 12*, edited by Ikeda and Parker, pp.379-415, 1989.
- 5) Shimizu, Y. and Itakura, T.: Calculation of bed variation in alluvial channels, *J. Hydr. Engrg.*, ASCE, 115(3), pp.367-384, 1989.
- 6) Shimizu, Y., Yamaguchi, H. and Itakura, T: Three-dimensional computation of flow and bed deformation, *J. Hydr. Engrg.*, ASCE, 116(9), pp.1090-1108, 1990.
- 7) Langbein, W. B. and L. B. Leopold, *River Meanders, a theory of minimum variance, U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, 422-H, pp.1-15, 1966.
- 8) Seminara, G., and Tubino, M.: Alternate bars and meandering: free, forced and mixed interactions, *AGU Monograph No. 12*, edited by Ikeda and Parker, pp.267-320, 1989.
- 9) Ikeda, S. and Nishimura, T.: Bed topography in bends of sand-silt rivers, *J. Hydr. Engrg.*, ASCE, 111(11), pp.1397-1411, 1985.
- 10) Engelund, F. and Hansen, E.: A monograph on sediment transport in alluvial streams, Copenhagen: *Danish Technical Press*, 1967.
- 11) Dean, R. B.: *Aero Rpt. 74-11*, Imperial College, London, 1974.
- 12) 長谷川和義: 沖積蛇行の平面および河床形状と流れに関する水理学的研究, 北海道大学学位論文, pp.1-184, 1983.
- 13) 清水康行: 沖積河川における流れと河床変動の予測手法に関する研究, 開発土木研究所報告第 93 号, 北海道開発局開発土木研究所, pp.1-197, 1990.
- 14) 島谷部寿人, 渡邊康玄, 清水康行, 長谷川和義, 中村健作: 共振深掘れの発生条件に関する移動床蛇行水路実験, 土木学会北海道支部論文報告集, 第 49 号, pp.445-450, 1993.
- 15) 清水康行: 準 3 次元モデルによる流れと河床変動の計算法, 都市域急流河川の流れと河床変動の数値解析に関するシンポジウム(札幌), 口頭発表, 1994.
- 16) 土木学会水理委員会: 洪水流の三次元流況と流路形態, pp.1-86, 1982.
- 17) 池田駿介: 単列交互砂州の波長と波高, 第 27 回水理講演会論文集, pp. 689-695, 1983.

(1994.1.31 受付)

FINITE AMPLITUDE BED TOPOGRAPHY IN STRAIGHT AND MEANDERING RIVERS

Yasuyuki SHIMIZU, Yasuharu WATANABE and Toshihito TOYABE

A numerical model is proposed to investigate the characteristics of finite amplitude bed topography in straight and meandering channel. The model is verified using a series of movable bed experiments performed in a wide range of geometric and hydraulic condition. The effects of geometric and hydraulic factors for finite amplitude bed topography in meandering and straight channels are investigated using the proposed numerical model by controlling the geometric and hydraulic parameters individually. By the results of the numerical experiment, a series of figures are presented, which show the effects of each parameter to the finite amplitude bed topography. Some interesting phenomena, including the interaction of free and forced bars, are discussed.