

II—27 移動床蛇行流路における平衡底面形状に関する研究

北海道大学・工学部	正 員	長谷川和義
同	上 正 員	山岡 勲
同	上 学生員	渡辺 康玄
同	上 学生員	柏木俊一郎

1. はじめに

沖積河川は、ほとんど例外なく彎曲部を有しており、外岸の浸食、内岸の堆積によって特有の横断面形状を呈することが知られている。このような変形形状を定量化することは、護岸や構造物の根入れ深さの決定、舟運の維持などに不可欠の重要性を有しており、これまでに多くの研究がなされてきた。すなわち、Van Bendegom¹⁾, El-Khudairy²⁾, Yen³⁾, Zimmermann and Kennedy⁴⁾, および池田⁵⁾, 吉川・池田・北川⁶⁾, 森・岸らは、彎曲内岸側斜面上の砂粒子に働く重力の斜面分力と半径方向の流れによる抗力のバランスを基本に、平衡時の横断面形状を導いている。これらの研究では横断面内に生ずる二次流の評価に意が用いられており、これらの違いが結果をちがえている。最近、Odgaard⁸⁾ は、これらの諸式をZimmermannらの実験値および野外観測データと比較し、自身の式と吉川・池田・北川の式が特に良い結果を与えることを報じている。

しかし、これらの研究は、流下方向に流れ場の変化しない平衡域を対象としており、そのため、交互に流向が逆転する蛇行流路などには適用が困難になる。すなわち、流下方向に流路の平面曲率が変わる河川では、彎曲曲頂点と主流の水衝点、あるいは最大深掘れ点とが一致せず、多くの場合、下流側にシフトする。この種の問題をはじめて解析的に手がけたのは Engelund⁷⁾ である。彼は、蛇行流路内の底面形状を得るために第一近似として平衡域での適用式をあてはめ、次いでその上を流れる蛇行流を解き、流砂量式、流砂連続式を使用して形状の修正を行なった。Hookeの実験値との比較では、良好な結果が得られている。この論文は、こうした成果のほかに、水深平均化した蛇行流の流速解をはじめて導いたことなどによって、その後の研究に大きな影響を与えている。しかし、この論文では河床波、とりわけ中規模河床波に関する考慮が払われておらず、それらが蛇行流路において果す役割が明らかにされていない。

本邦河川には、交互砂州2個で1蛇行する蛇曲状態のものが多く見られる。これらの河川では、砂州が流路の彎曲部内におさまリ、彎曲にともなう底面の傾斜と、砂州波形が重なり合うが、両者の位相のずれ方次第で深さの増す場合と、打ち消し合う場合とが出てくる。本論文の目的は、これまでに著者らが手がけてきた移動床蛇行流路内の流れの解を、流砂量に結びつけ、流砂連続式を介在させることによって平衡時の底面形状を理論的に導出することにある。その場合に最重要な横断方向流砂量を規定する底面二次流速値を、まず実験河床から逆算し、砂州の影響を調べつつモデル化を考えることにする。

2. 理論底面形状の導出

(2-1) 流路および河床形の表現と流速解

解析対象とする流路に対して次のような仮定を設ける。(1) 水深に比して流路中心線の曲率半径は十分に大きい。(2) 水深に比して、流路幅が十分に大きく、流れに対する摩擦抵抗は底面からのみ及ぶ。(3) 側岸は直立していて、流れは局所部分を除いて平面的二次元流れとみなし得る。

このような前提のもとに図-1(a)のような蛇行流路を想定し、直交曲線座標系を以下のように定義する。すなわち、左岸に凹岸曲頂の現れる位置の流路中心を原点として、中心線に沿い平均河床面上を下流向きに $\tilde{s}$ 軸をとり、また原点をとおり $\tilde{s}$ 軸に直交して左岸きに $\tilde{n}$ 軸をとる。 $\tilde{s}$ 軸を平均水深 $\tilde{h}_0$ で、 $\tilde{n}$ 軸を流路半幅($\tilde{B}/2$)で無次元化し、それぞれ s, n と表わすことにすると河床形の一般形

は、次のように表わすことができる。

$$\eta = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} X_{ij} \sin\left(\frac{i\pi n}{2} + \frac{\pi}{2} \delta_{ie}\right) \cos j\omega(s - \sigma_{ij} - c_{ij}t) \dots \dots (1)$$

ただし、 η : 平均河床面からの変位 $\tilde{\eta}$ を $\tilde{h}_0$ にて無次元化した値、 i, j : n および s 軸方向の波数でそれぞれ流路幅の2倍および/蛇行長を基本周期にとる。 X_{ij} : i, j の波数を有する波の振幅 ($\tilde{h}_0$ にて無次元化)、 σ_{ij} : i, j の波の s 軸の原点に対する位相距離 ($\tilde{h}_0$ にて無次元化)、 c_{ij} : i, j の波の無次元波速、 $\omega = 2\pi\tilde{h}_0/\tilde{L}$ 、 $\tilde{L}$: 蛇行流路長または砂州波長、 $\delta_{ie} = \{1 + (-1)^i\}/2$ 、また流路平面形状を

$$\frac{1}{r} = \sum_{L=1}^{\infty} \frac{1}{R_L} \cos L\omega(s - \sigma_{RL}) \dots \dots (2)$$

のように表現する。 σ_{RL} : s 軸の原点に対する L の波数の平面波形の位相距離 ($\tilde{h}_0$ にて無次元化)、 R_L : L の波数をもつ平面波形の曲率半径

以上のような境界形状が与えられたとき、二次元浅水流モデルによる流速解は式(3)、(4)にて表すことができる。¹²⁾

$$u = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \sin\left(\frac{i\pi n}{2} + \frac{\pi}{2} \delta_{ie}\right) [X_{ij} A'_{ij} \sin j\omega(s - \sigma_{ij} - c_{ij}t) + X_{ij} B'_{ij} \cos j\omega(s - \sigma_{ij} - c_{ij}t) + \frac{1}{R_j} A'_{ij} \sin j\omega(s - \sigma_{Rj}) + \frac{1}{R_j} B'_{ij} \cos j\omega(s - \sigma_{Rj})] \quad (3)$$

$$v = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \cos\left(\frac{i\pi n}{2} - \frac{\pi}{2} \delta_{ie}\right) [X_{ij} C'_{ij} \sin j\omega(s - \sigma_{ij} - c_{ij}t) + X_{ij} D'_{ij} \cos j\omega(s - \sigma_{ij} - c_{ij}t) + \frac{1}{R_j} C'_{ij} \sin j\omega(s - \sigma_{Rj}) + \frac{1}{R_j} D'_{ij} \cos j\omega(s - \sigma_{Rj})] \quad (4)$$

ここで u, v はそれぞれ、 s 軸方向流速の平均流速 $\tilde{u}_0$ からの偏倚、および n 軸方向流速 ($\tilde{u}_0$ にて無次元化)

A_{ij} 、 B_{ij} 、 C_{ij} 、 D_{ij} 、ならびに A'_{ij} 、 B'_{ij} 、 C'_{ij} 、 D'_{ij} 、などの係数は、流れのフルード数 Fr 、摩擦係数 f_0 、無次元波数 ω などの平均量で表わされる既知係数で詳細は文献¹²⁾に示すとおりである。これらの解は三次元性の強まる深掘れ部分などでは不一致が認められるが、流れの大局的な傾向は良く表現できるようである。しかし現在の問題はこれらを用いて未知数の X_{ij} および σ_{ij} を求めることであり、全体に成立するものとする。

(2-2) 流砂量式

流路内の任意点の河床形状は流砂量の出入の関係で規定される。すなわち、河床変位 $\tilde{\eta}$ に対して流砂連続式を適用すると、 $\frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial t} = \frac{1}{1-\lambda} \left[\frac{\tilde{r}}{\tilde{r}+\tilde{\eta}} \frac{\partial \tilde{q}_s}{\partial s} + \frac{1}{\tilde{r}+\tilde{\eta}} \frac{\partial}{\partial n} \{(\tilde{r}+\tilde{\eta}) \cdot \tilde{q}_n\} \right] \dots \dots (5)$

ただし、 $\tilde{q}_s$: s 方向の流砂量、 $\tilde{q}_n$: n 方向の流砂量、 t : 時間、 λ : 空隙率、いま掃流関数として

$$\tilde{q}_s = K' (\tau_{*e} - \tau_{*0})^{p'} \dots \dots (6) \quad \text{を採用する。ただし、}\tau_{*e}, \tau_{*0} \text{はそれぞれ無次元有効掃流力、限界掃流力であり、} K' \text{ および } p' \text{ は係数および指数であって、Meyer-Peter-Müller式を用いると } p' = 3/2, \quad K' = 8\sqrt{(\rho_s/\rho - 1)gd^3} \quad (\rho, \rho_s: \text{それぞれ水および砂粒子の密度, } g: \text{重力加速度, } d: \text{砂粒子の粒径) となる。本論文では同式をそのまま用いることにする。}$$

十分に発達した砂州上の流れは、その前縁を通過したところで剝離を起こし、掃流力を失なって流砂を一挙に堆積させる。従って有効掃流力を勘案するにあたり、この現象を反影させることが重要であるが現在までに機構的な詳しいことは分らない状態にある。ここでは林¹⁵⁾がポテンシャルフローモデルを用いる際に導入した考えにならい、掃流力に $(1 - \alpha' \partial \eta / \partial s)$ を乗じて表現することにする。係数 α' の値は不明であるが、前縁の傾斜が水中安息角程度に達したときに、その場の掃流力が0となるものとする。そのとき $\alpha' = \sqrt{3}$ となる。以上より、

$$\tau_{*e} = f_0 U_0^2 / \{ 2(\rho_s/\rho - 1)gd^3 \} (1+u)^2 (1+\eta)^{1-\gamma} (1 - \alpha' \frac{\partial \eta}{\partial s}) \approx \tau_{*0} \{ 1 + 2u - \alpha' \frac{\partial \eta}{\partial s} + (1-\gamma)\eta \} \dots \dots (7)$$

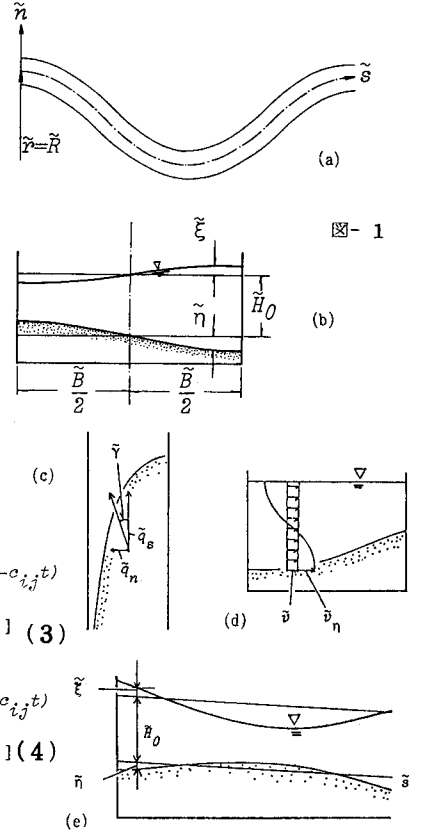


図-1

ここに τ_{*0} は平均流による掃流力である。上式を(6)式に代入して微小項を省略すると、流砂量が流速解に結びつけられ、
$$\tilde{q}_s = \tilde{q}_{s0} \{1 + p\phi_* u - \alpha\phi_* \frac{\partial \eta}{\partial s} + (1-\gamma)\phi_* \eta\} \dots (8)$$

を得る。ただし、 $\tilde{q}_{s0}$ は平均流による流砂量、 $2p' = p$ 、 $p'\alpha' = \alpha$ および $\frac{\tau_{*0}}{\tau_{*0} - \tau_{*c}} = \phi_*$ である。一方 n 軸方向の流砂量は図-1(c)に示すように、 $\tilde{s}$ 軸に対する流砂の傾き $\tilde{\gamma}$ が求まると決まる。1章でふれたように彎曲流路における底面では、外岸から内岸に向かう二次流によって砂粒子が移動させられる。いまこの二次流底面流速の主流方向底面流速に対する比を ν_η とする。既述の様に、これをいかに表わすかは各研究者の最も苦心しているところであるが、それだけ難かしく、十分解明されてはいないところであるが、本論文では次のように表現する。

$$\nu_\eta = - \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \left[\frac{N_{ij}}{R_j} \cos(\frac{i\pi n}{2} - \frac{\pi}{2} \delta_{ie}) \cos j\omega(s - \sigma_{Rj}) + M_{ij} \cos(\frac{i\pi n}{2} - \frac{\pi}{2} \delta_{ie}) \cos j\omega(s - \sigma_{ij} - c_{ij}t) \right] \dots (9)$$

上式において第1項は、流路の平面形状の影響を表わし、第2項は河床形状の影響を表わすものとする。つまり、 $1/R_j = 0$ の直線流路の場合にも、河床に砂州のような起伏がある限り、二次流が生ずるという立場に立っている。 N_{ij}, M_{ij} などの係数は現在のところ不明なので、後に実験値から調べることにする。この ν_η を用いて、斜面上砂粒子に働く諸種の力の釣り合いを考え、 $\tilde{\gamma}$ を求めると、式(10)となる。

$$\tilde{q}_n = \tilde{q}_s \tan \tilde{\gamma} \approx \tilde{q}_{s0} \tan \tilde{\gamma}, \quad \tan \tilde{\gamma} = \nu + \nu_\eta + T \epsilon \frac{\partial \eta}{\partial n} \dots (10)$$

ただし、 $\tan \tilde{\gamma}$ を表わす式の右辺第3項は、斜面上に重力の効果を表わしており、 $T = \sqrt{\frac{\tau_{*c}}{\mu_s \mu_k \tau_{*0}}}$ 、 $\epsilon = 2\tilde{H}/\tilde{b}$ である。なお、 μ_k は動摩擦係数、 μ_s は静止摩擦係数であり、本論文の場合 $\mu_s = 1$ 、水中安息角を 30° として $\mu_k = \tan 30^\circ = \sqrt{3}/3$ としている。

(2-3) 理論振幅と理論位相

式(5)に式(8)、(10)を代入して、 $t = \tilde{q}_{s0} / \{(1-\lambda) \cdot R_j^2\} \cdot \tilde{s}$ のおきかえを行い、さらに、 $\frac{\tilde{n}}{\tilde{R}} < 1$ とみなしてこの項を無視し n によって積分した形にすると式(11)を得る。

$$\int \frac{\partial n}{\partial t} dn = p\phi_* \int \frac{\partial u}{\partial s} dn - \alpha\phi_* \int \frac{\partial^2 \eta}{\partial s^2} dn + (1-\gamma)\phi_* \int \frac{\partial}{\partial s} dn + \epsilon \nu + \epsilon \nu_\eta + T \epsilon^2 \frac{\partial \eta}{\partial n} \dots (11)$$

上式に式(1)、(3)、(4)、(9)を代入整理すると、 $\cos(i\pi n/2) \cdot \cos j\omega s$ などの級数と和をゼロとおいた方程式が得られる。同式が恒等的に成立する条件は各項の係数がゼロとなることなので、それらを求めると中に含まれる X_{ij} と σ_{ij} の満すべき条件が得られる。その結果を以下に示す。

$$1/R_j = 0 \quad \text{のとき} \quad X_{ij} = (-1)^i m' / [p\phi_* A_{ij} + \alpha\phi_* j\omega + (-1)^i \frac{i}{2j\omega} D_{ij} - \frac{(i\pi\epsilon)^2}{4j\omega} T] \dots (12)$$

$$1/R_j \neq 0 \quad \text{のとき} \quad X_{ij} = \begin{cases} \frac{(-a' + d' - n') \sin \sigma + (b' + c') \cos \sigma - m' \sin \lambda}{(-a \cos \lambda + b \sin \lambda)} & i = \text{奇数} \\ \frac{n' \sin \sigma + m' \sin \lambda}{-a \cos \lambda + b \sin \lambda} & i = \text{偶数} \end{cases} \dots (13)$$

また $1/R_j$ にかかわらず $j=0$ の場合は $X_{i0} = \frac{(-1)^{i+1} \cdot 2}{i\pi\epsilon T} M_{i0}$ (14) となる。また $i=0$ の場合は理論上 $X=0$ となるが、現在のモデルが中規模河床波を対象としているので矛盾はないものと考える。

$1/R_j \neq 0$ のとき

$$\left\{ \begin{aligned} j\omega(\sigma_{ij} + c_{ij}t) &= \cos^{-1} \left[-am' \{ (b' + c') (a \sin \sigma - b \cos \sigma) + (-a' + d' - n') (a \cos \sigma + b \sin \sigma) \} \right. \\ &\quad \left. \pm \{ (-a' - d' + n') (b \cos \sigma - a \sin \sigma) + (b' + c') (a \cos \sigma + b \sin \sigma) \} \sqrt{z} \right] \\ &\quad / \{ (a' - d' + n')^2 + (b' + c')^2 \} (a^2 + b^2) \} \quad \dots (15) \\ \text{ただし、} \quad z &= \{ (a' - d' + n')^2 + (b' + c')^2 \} (a^2 + b^2) - (am')^2 \quad i = \text{奇数} \\ j\omega(\sigma_{ij} + c_{ij}t) &= \cos^{-1} \left[\frac{-am' (b \sin \sigma + a \cos \sigma) \pm (\bar{a} \sin \sigma - \bar{b} \cos \sigma) \sqrt{(n')^2 (\bar{a}^2 + \bar{b}^2) - \bar{a}^2 (m')^2}}{n' (\bar{a}^2 + \bar{b}^2)} \right] \quad i = \text{偶数} \quad \dots (16) \end{aligned} \right.$$

上式中、右辺には t が含まれていないので、任意の t に対してこの関係が成立するためには $c_{ij} = 0$ となる必要がある。また $j=0$ の場合は s 軸方向に周期をもたないので 明らかに $\sigma_{i0} = 0$ である。さらに $1/R_j = 0$ の場合は 理論上、河床波は進行波となり、 σ_{ij} は求まらずその進行速度のみ求まる。

この河床波の進行速度 c_{ij} は次式に示すとおりである。

$$c_{ij} = (\gamma-1)\phi_* - p\phi_* B_{ij} + (-1)^i \frac{i\pi\epsilon}{2j\omega} C_{ij} \quad \dots\dots\dots (17)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \sigma &= j\omega\sigma_{Rj} & \lambda &= j\omega(\sigma_{ij} + c_{ij} \cdot t) \\ a &= c_{ij} + p\phi_* B_{ij} - (\gamma-1)\phi_* + \frac{i\pi\epsilon}{2j\omega} C_{ij} & b &= p\phi_* A_{ij} + \alpha\phi_* j\omega - \frac{i\pi\epsilon}{2j\omega} D_{ij} - \frac{(i\pi\epsilon)^2}{4j\omega} T & m' &= \frac{i\pi\epsilon}{2j\omega} M_{ij} \\ \bar{a} &= c_{ij} + p\phi_* B_{ij} - (\gamma-1)\phi_* - \frac{i\pi\epsilon}{2j\omega} C_{ij} & \bar{b} &= p\phi_* A_{ij} + \alpha\phi_* j\omega - \frac{(i\pi\epsilon)^2}{4j\omega} T + \frac{i\pi\epsilon}{2j\omega} D_{ij} & n' &= \frac{i\pi\epsilon}{2j\omega} \frac{N_{ij}}{R_j} \\ a' &= \frac{p\phi_*}{R_j} A'_{ij}, \quad b' = \frac{p\phi_*}{R_j} B'_{ij}, \quad c' = \frac{i\pi\epsilon}{2j\omega R_j} C'_{ij}, \quad d' = \frac{i\pi\epsilon}{2j\omega R_j} D'_{ij} \end{aligned}$$

以上で X_{ij}, σ_{ij} の理論式が求まったわけであるが、上式中の M_{ij}, N_{ij} の値は、先にふれたように不明であり、このままでは X_{ij}, σ_{ij} を具体的に求めることができない。そこで、まずこれらの係数を逆算し、実験的な検討をおこなうことにする。

(2-4) 底面二次流速の逆算

M_{ij}, N_{ij} は、 X_{ij}, σ_{ij} に既知の実験値を与え、上述したのと同様な方法で式(1)～(4), (9)を解くことによって得られる。その結果を以下に示す。

$1/R_j = 0$ のとき

$$M_{ij} = (-1)^i \frac{2j\omega}{i\pi\epsilon} X_{ij} (p\phi_* A_{ij} + \alpha\phi_* j\omega + (-1)^i \frac{i\pi\epsilon}{2j\omega} D_{ij} - \frac{(i\pi\epsilon)^2}{4j\omega} T) \quad \dots\dots\dots (18)$$

$1/R_j \neq 0$ のとき

$$M_{ij} = \begin{cases} \frac{2j\omega}{i\pi\epsilon} [b' + c' + X_{ij}(a\cos(\lambda-\sigma) - b\sin(\lambda-\sigma))] / \sin(\lambda-\sigma) & i = \text{奇数} \\ \frac{2j\omega}{i\pi\epsilon} (-\bar{a}\cos(\lambda-\sigma) + \bar{b}) X_{ij} & i = \text{偶数} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\frac{N_{ij}}{R_j} = \begin{cases} \frac{2j\omega}{i\pi\epsilon} (d' - a' - \frac{(b' + a')\cos'(\lambda-\sigma) + a \cdot X_{ij}}{\sin(\lambda-\sigma)}) & i = \text{奇数} \\ \frac{2j\omega}{i\pi\epsilon} \frac{-\bar{a}X_{ij}}{\sin(\lambda-\sigma)} & i = \text{偶数} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (20)$$

また $1/R_j$ にかかわらず
 $j=0$ のとき $M_{i0} = \frac{i\pi\epsilon T}{2 \cdot (-1)^{i+1}} X_{i0}$

9) 10) 11) 12)

また、 $j=0$ の場合、 N_{ij} は定義上意味をもたない。以上の結果を計算するのに際し、著者ら および井口¹³⁾、西谷¹⁴⁾ のデータを利用するが、著者らのデータは、直線流路の砂州実験にはST、蛇行流路実験にはMEの呼称が付されている。このうちME-2は、非砂州実験であり、ME-5, ME-6は今年度行った迂曲流路実験である。なお、計算にあたり、 i, j をどこまでとるかが問題となるが X_{ij} の実測値の最大のものから上位4個、すなわち、 $i=1, j=1$ $i=2, j=2$ $i=3, j=1$ $i=2, j=0$ を選ぶことにした。これらはどの実験例にも共通して大きな値をもち、河床形状の大部分が、これらの振幅をもつ波によって表現し得る。試算によると上記以外の波数をもつ波に対する M_{ij}, N_{ij} は非常に小さく、十分無視できるものと考えられる。

3. 実験値による検討

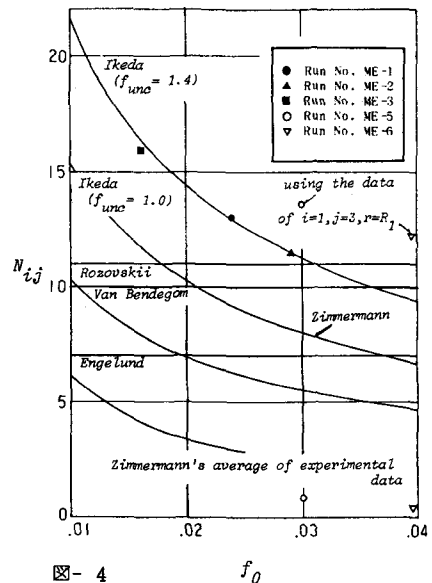
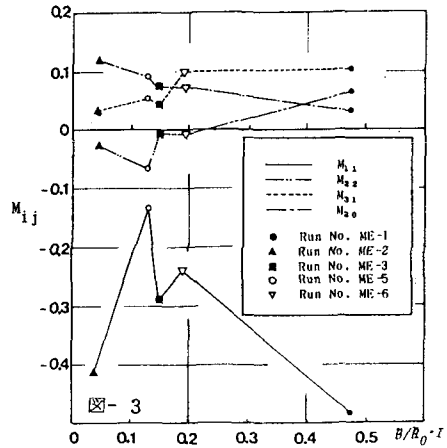
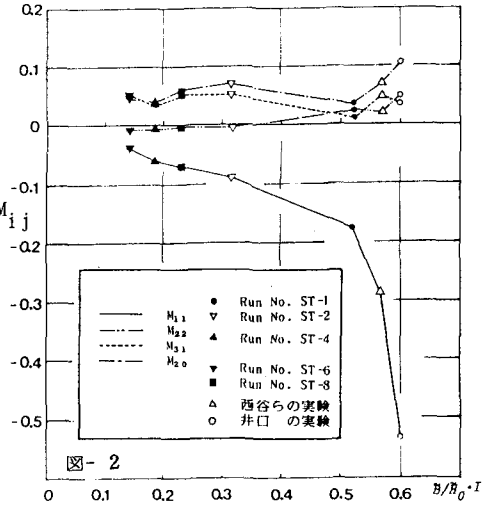
(3-1) 直線流路の交互砂州データによる検討

図-2は得られた M_{ij} を、砂州の領域区分パラメータとしてしばしば用いられる $\tilde{b}/\tilde{h}_0 I$ に対して整理したものである。同図によると、 M_{ij} はある規則に従って並んでおり、河床形状の影響だけをうけた底面二次流の存在を証拠たてているように見える。しかし、最も卓越した波に関する M_{11} は $\tilde{b}/\tilde{h}_0 I$ が増

大するに従って、負の方向へ増大している。すなわち、この項によって表わされる二次流は、通常考えられているものとは逆で、砂州を消失させる方向に向いている。このことは、砂州の成長がもっぱら主流方向の流砂の出入りによって受け持たれ、二次流がこれを押えるための役割を果たしているものと解釈できるが、詳細は不明である。いずれにしても M_{ij} がゼロとなる限り波高は決まらない。一方、 M_{20}, M_{31} はほぼ一定でしかも正の値を示している。 M_{22} は $\tilde{B}/\tilde{H}_0 \cdot I \approx 0.3$ を境に負から正に転じているが次第で述べるようにこのことは蛇行流路データにも現われており注目される。

(3-2) 蛇行流路の河床波データによる検討

次に蛇行流路における M_{ij}, N_{ij} について検討を加える。図-3は前述した主要4波に関する M_{ij} を $\tilde{B}/\tilde{H}_0 \cdot I$ に対して整理したものである。ただし、ME-5, 6の迂曲実験データは、砂州2個分の長さから得た値を使用している。同図によると、 M_{20}, M_{22}, M_{31} は直線砂州のそれとほとんど同じ傾向で並んでおり、 M_{11} についても直線砂州の結果を若干シフトさせた形で並んでいる。ただし、非砂州実験のME-2は、 M_{11} の違いが際立っている。現在のところ何故にこのような差が生れるのかは明らかに出来ないが、これらが形態を違えていることは明白である。 M_{22} のように $\tilde{B}/\tilde{H}_0 \cdot I$ がある値をこえると正負が逆転する成分が現れるのは興味深い。前述の通り、 $\tilde{B}/\tilde{H}_0 \cdot I$ が大きくなるにつれて、 M_{11} の負値が増大し、砂州を消失させる傾向が強まるが、消失するに至らないのは、高波数の M_{ij} の中に、負から正に転じるものがあるためとも考えられる。いずれにしても図-2, 3の結果は蛇行流中の底面二次流が平面形状によるものと、底面形状によるものとに分離し得ることを示している。一方、 N_{ij} は流路の平面形状に依存する係数であるが、これについては他研究者の理論式との比較が可能である。理論解は、 $v_{ij} = N_{ij} \tilde{H}/\tilde{r}$ によって表わされるのが普通であり、係数 N_{ij} に対して、様々な提案がなされている。 N_{ij} と N_{ij} は、完全には同じものではないが物理的意味は似ている。図-4は N_{11} と f_0 の関係を、様々な N_{ij} の提案式とともに記入したものである。これによると ME-1, ME-2, ME-3 は池田の式中の f_{unc} を1.4とおいた曲線にはほぼ一致する。河床波の違いにかかわらず、これらが一本の線上に集まるといことは、流路の平面形状の影響が分離されたことを物語っている。しかし、 N_{11} 以外の値については、現在のところ系統的な性質が見当らず、式(9)の表現に問題がないわけではない。すなわち、 N_{ij} に関わる j は、平面形状から定まり、ME-1~3の



実験では $j=1$ のみで他は存在しないが、 i は様々な値をとり得、特に、 $N_{3,1}$ などが検討の対象となるが逆算の結果を見る限り規則性は明らかではない。一方、ME-5,6の迂曲流路では R_1 の他に R_3 が存在し、事情が複雑になる。図4の点のうち、注釈のないものは、ME-1~3と同様に $N_{1,1}$ を R_1 で評価したものである。この値は他の計算値よりかなり下に位置し、むしろZimmermannの円弧水路による実験値に近づく。また $N_{1,3}$ を R_1 で評価したものはその上方の二点で、この二点はME-1~3と似た傾向を示す。本来は $N_{1,3}$ は R_3 で評価すべきであるが、特に R_1 で評価した理由は本実験では R_1 が R_3 の約 $1/3$ と R_1 が R_3 より河床形その他に対してより大きな影響を与えていると考えたからである。しかし何分にも迂曲流路での実験例が2例しかなく、 N_{ij} の挙動を知るには不明な点が多い。二次元浅水流の適用限界なども含めて今後検討が必要であろう。

(3-3) 主要振幅と位相の推定

以上のようにして求めた M_{ij}, N_{ij} の性質を利用して式(12)~(16)から X_{ij}, σ_{ij} の推定を試みる。その際、 N_{ij} については池田の式を1.4倍した曲線を用い、 M_{ij} については直線砂州データを近似させた実験式を用いることにする。このようにして求めた推定値を縦距にとり、実測値を横距にとったものが図-5,6である。図-5,6中、ME-1,3を通じて $N_{3,1}$ は $N_{1,1}$ をもって代用させている。これは、前述のように $N_{3,1}$ の推定が困難なためである。このため、 $i=3, j=1$ の計算値の中に大きくはずれるものがあり、それは図-6から除外してある。しかしこれらの問題点を除けば、計算値と実測値は 45° 近傍に位置し、本理論によっても、主要な波の振幅と位相の推定が可能であることを示している。今後実験数をふやして M_{ij}, N_{ij} の推定の精度をあげることが課題であろう。

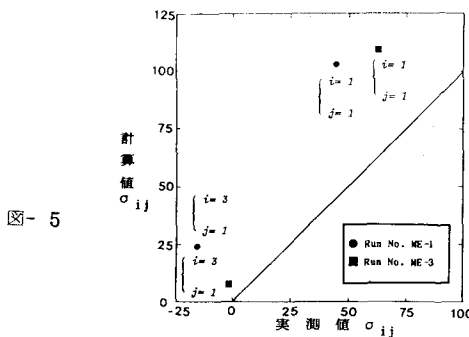


図-5

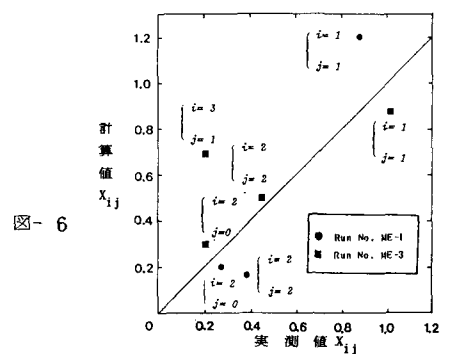


図-6

4. まとめ

前章までに得られた知見をまとめると次のとおりである。(1) 横断方向流砂量式に現われる二次流の底面流速に平面形状と、底面形状の両者の影響が含まれるようにすると、砂州をとまなう蛇行流路内の平衡底面形状を推定することが可能になる。(2) 砂州河床データをもとに求めた二次流の底面流速は $\bar{b}/\bar{R}$ のような砂州の発生区分パラメータと密接な関係を示す。(3) 蛇行実験データをもとに求めた二次流の底面流速は、池田による式に近い値を示す。

謝辞： 本研究の一部は、昭和57年度文部省科研費自然災害特別研究(1)(57020003代表 岸 力)の助成を受けてとりおこなわれた。記して謝意にかえる次第である。

参考文献

- 1) El Khudairy, M., "Stable Bed Profiles in Continuous Bends", thesis presented to the University of California at Berkeley, Calif., in 1970.
- 2) Yen, C.L., "Bed Topography Effect on Flow in a Meander, Jour. of Hy. Div. HY-1 ASCE, 1970"; Zimmermann, C. and F. Kennedy: Transverse Bed Slopes in Curved Alluvial Streams, Jour. of Hy. Div. HY-1 ASCE, 1978; 1) 池田駿介：移動床河川の彎曲部における二次流と動的横断平衡河床について、土木学会論文報告集第229号, 1974, 9 5) 池田駿介, 吉川秀夫, 北川明：彎曲水路の河床変化について、土木学会論文報告集第251号, 1976, 7
- 6) Odgaard, A.J.: Transverse Bed Slope in Alluvial Channel Bends Jour. of Hy. Div. HY-12 ASCE, 1981 7) Engelund, F.: Flow and Bed Topography in Channel Bends, Jour. of Hy. Div. HY-11 ASCE, 1974 8) Rozovski, L.L., Flow of Water in Bends of Open Channels, Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem, Israel, 1961 9) 長谷川, 山岡, 岡：交互砂州の流路蛇行による変形, 土木学会北海道支部論文報告集第37号, 1981, 2 (10) 長谷川, 山岡, 岡：流路蛇行の影響を受けた河床波の形状特性, 土木学会北海道支部論文報告集第38号, 1982, 2 (11) 山岡, 長谷川, 渡辺, 岡：迂曲流路内における交互砂州の形状特性, 土木学会北海道支部論文報告集第39号, 1983, 2 (12) 長谷川, 山岡, 渡辺, 倉島：迂曲流路内の流れに関する実験と理論, 土木学会北海道支部論文報告集第39号, 1983, 2 (13) 井口昌平：砂レキ堆の形成に関する水理学的考察, 東大生産技術研究所報告, UDC627, 152, 12 (14) 西谷隆貞, 吉野文雄, 牧野立平：洪水による河床変動についての実験的研究, 法政大学工学部研究集第9号, 1973, 2
- 15) 林 泰盛：河川蛇行の成因について, 土木学会論文報告集 No. 180, 1970, 8