

複断面直線水路における浮遊砂の流送・堆積機構 (2)

芦田 和男・藤田 正治・劉 炳義

Transport of Suspended Sediment in Channel with Flood Plain (2)

By Kazuo ASHIDA, Masaharu FUJITA, B. Y. LIU

Synopsis

Lateral-transfers of momentum and mass (such as sediment in the case of sediment-laden flows) are the significant phenomena of an over-bank flow. Experimental and theoretical studies are conducted concerning the characteristics of the flow and the transport process of suspended sediment in a straight compound channel. Under various hydraulic conditions, velocity distributions are measured in detail and discussed by comparing with results of other researches. Furthermore, a method capable of evaluating transverse turbulent eddy viscosity is proposed. In order to clarify the transport mechanism of suspended load in channels with flood plains (which have received little study), a series of experiments are made and several relative parameters are investigated such as: the deposited rate and pick-up rate of suspended load on the flood plain and the sediment concentration distribution over the total section. A numerical model is developed which can simulate the transfer of suspended sediment from main channel to flood plain for steady, longitudinally uniform flow. Reasonable agreement between experimental results and calculated ones was obtained.

1. 緒 言

複断面河道では、流水は通常低水路を流れているが、洪水時には高水敷に乗り上げ、複断面流れが形成される。この場合には、相対的に大きい水深と小さい粗度を有する低水路の流速が高水敷上の流速より早く、この流速差の存在のためにいろいろな現象が生じるが、それらは次のようにまとめられる。

(1) 低水路と高水敷との境界付近において、大量の縦渦が生じそれによって運動量が低水路から高水敷に輸送される。結果として低水路上の流速および流量は減少し、反対に高水敷上のそれらは増加する。最初にこの運動量輸送機構を研究した Zheleznyakov¹¹⁾ はこの現象を“Kinematic effect”と名付けた。Sellin⁸⁾ は境界付近における渦の存在を可視化法で明らかにし、“Kinematic effect”を確認した。

(2) 低水路と高水敷との交換領域には、せん断応力が流下方向に存在し、したがって、エネルギー損失が生じている。それは複断面河道の流下能力が低下する原因である。これらの縦断方向のせん断応力を、Toebe と Sooky ら⁹⁾ は“apparent shear stress”と呼び、Wright と Carstens ら¹⁰⁾ は複断面形状を有する空気管路にも存在することを明らかにした。Myers と Elsayy⁶⁾ は実験研究で高水敷上の底面の底面せん断応力が相互作用のない場合の値と比べて大きくなり、低水路上のそれが小さくなっていると指摘した。

(3) 流砂を含んだ流れでは、低水路と高水敷との混合領域に渦が存在するため、拡散と移流によって

浮遊砂が低水路から高水敷に輸送される。高水敷側に輸送された浮遊砂は輸送力の低下のために河床へ沈降し、掃流力や乱れの強さに応じて掃流または再浮上するものもあるが、その大部分は底面上に堆積する。当然ながら、堆積量や掃流砂量などの分布は複断面の形状、粒子の大きさおよび流れの水理特性に依存する。

以上に述べたように、高水敷側の低速流と低水路側の高速流の混合による横断方向の強い拡散現象は複断面流れの顕著な特徴である。これに伴い低水路に流れていた浮遊砂やウォッシュロードが高水敷に輸送され、堆積する。高水敷の維持管理上、または洪水時の流水の挙動を把握する上で、この堆積量を計算する手法を確立することは重要である。著者ら²⁾は前年度の研究で複断面直線水路における流速分布、横断方向の渦動粘性係数、浮遊砂の濃度分布、および高水敷上に沈降する浮遊砂量や掃流砂量の横断分布について議論し、流れの諸特性および浮遊砂の流送・堆積機構などをある程度明らかにした。しかしながらまだいくつかの問題が残っている。例えば、用いた水路の幅が狭かったために壁面の影響が水路の中心部まで及び低水路と高水敷との相互作用の流れへの効果を明確にし得なかった。

本研究は前年度の研究に引続き、幅広い実験水路を用いて流速の横断分布式に関する従来の研究成果を検証し、その分布式を使って拡散係数の計算法を提示する。ついで、浮遊砂濃度分布や高水敷における浮遊砂の堆積量の分布特性について実験的に考察するとともに、拡散方程式により数値解析を行ない、そのモデルの妥当性を実験との比較により検討する。

2. 流速分布特性

2.1 実験の概要

(1) 目的

複断面直線水路の流速分布の特性についてはかなり明らかにされ、流速分布式も Rajaratnam・Ahmadi⁷⁾により提案されている。本実験では、従来明らかにされた諸特性や流速分布の提案式の妥当性を検討するために、壁面の影響を除ける規模の大きな水路を用い、広い範囲の水理条件下で流下方向の時間平均流速を測定した。

(2) 装置

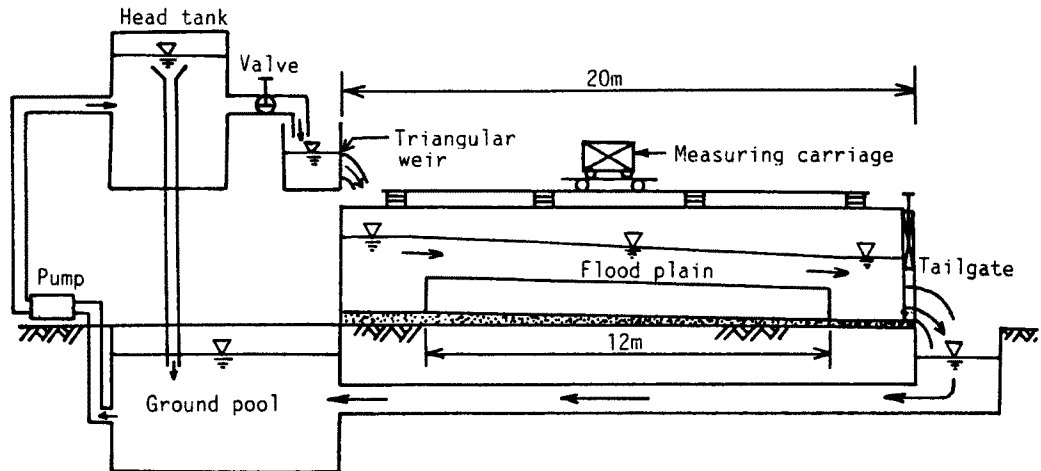
緒言にも述べたように前回の実験では、用いた水路の幅が狭かったという欠点があり、今回はこれを克服しようとして Fig. 1 に示すような低水路幅 50 cm、高水敷幅 50 cm、高水敷高さ 5 cm の片側に高水敷を設置した長さ 12 m の複断面直線水路を用いた。水路の勾配は 1 / 500 に設定した。

(3) 実験条件

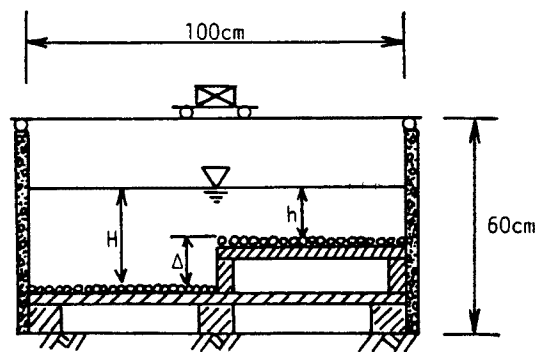
滑面の場合と粒径 3.8 mm の礫を敷いた粗面の場合の 2 通りについて、それぞれ流量を変えて低水路と高水敷との水深比を 1.83, 2.0, 2.67 及び 4.33 にして実験を行なった。実験条件は Table 1 に示すようである。ここに、 B , B_f : 低水路および高水敷の幅、 Δ : 高水敷の高さ、 Q : 全幅流量、 H , h : 低水路および高水敷上の水深、 i_b , i_s , i_e : それぞれ河床、水面およびエネルギーの勾配、 u_* , F_n , R_g : それぞれ流れの摩擦速度、フルード数およびレイノルズ数であり、下付き m , f はそれぞれ低水路と高水敷を意味している。

(4) 方法

実験はほぼ等流の条件で行ない、上流端から 8 m の位置で流速分布が平衡に達していることを確認した上で、流下方向の平均流速を詳細に測定した。水位測定には 1 / 10 mm 読みのポイントゲージ、流速測定には直径 3 mm のプロベラ流速計、A/D 変換器、パソコンを使用した。測定点間隔は鉛直方向で 1 cm - 0.5 cm、横断方向で 5 cm - 0.5 cm とし、低水路と高水敷との境界付近は流速の変化が大きいため、測定点を密にした。



(a) Elevation



(b) Cross-section

Fig. 1. General view of experimental channel.

Table 1. Significant Details of Experimental Conditions

Experiment Number		B (cm)	B_f (cm)	Δ (cm)	Q (l/s)	H (cm)	h (cm)	i_o	i_s	i_e	u_{*m} (cm/s)	u_{*f} (cm/s)	F_{rm}	F_{rf}	R_{em} $\times 10^4$	R_{ef} $\times 10^4$
Sooth Boundary	CASE 1	50	50	5	39.3	11	6	1/500	1/1294	1/963	2.88	2.13	0.64	0.58	7.35	2.67
	CASE 2	50	50	5	37.3	10	5	1/500	1/1003	1/745	3.12	2.21	0.73	0.65	7.22	2.26
	CASE 3	50	50	5	27.8	8	3	1/500	1/539	1/493	3.81	2.33	0.99	0.83	7.03	1.36
	CASE 4	50	50	5	18.0	6.5	1.5	1/500	1/507	1/498	3.54	1.70	0.99	0.74	5.14	4.24
Rough Boundary	CASE 5	50	50	5	39.9	11	6	1/500	1/506	1/499	4.64	3.43	1.08	0.98	12.4	4.54
	CASE 6	50	50	5	33.4	10	5	1/500	1/503	1/498	4.43	3.13	1.07	0.95	10.6	3.34
	CASE 7	50	50	5	21.3	8	3	1/500	1/506	1/497	3.96	2.43	1.03	0.87	7.33	1.41
	CASE 8	50	50	5	14.0	6.5	1.5	1/500	1/483	1/481	3.57	1.72	0.99	0.75	5.19	4.34

2.2 実験結果とその考察

(1) 流速の横断分布

Fig. 2 (a), (b), (c) および (d) は粗面の場合の各ケースにおける横断流速分布を示したものである。これらの図は水路幅がある程度に達すると、低水路と高水敷のそれぞれの中心部に流速が横断方向に変化しない領域が存在することを示唆している。低水路と高水敷の相互作用によって、低水路側の流速は減少し（壁面の影響によるものよりはるかに大きい）、高水敷側の方は増加するということがわかる。ま

た、 H/Δ によって横断分布の形状が少し異なることが示されている。すなわち、 H/Δ が大きいき高水敷と低水路の境界から少し高水敷に入ったところで流速の極大点が生じる傾向がある。これは従来の研究⁴⁾で述べられているように境界付近に生じる二次流の影響によるものであり、その位置は二次流の下降流の生じる位置に対応するものと推察され、本実験の範囲では、 H/Δ が大きいほど二次流の強さが増加するためであると思われる。

(2) 流れの領域区分

既に指摘したように複断面直線河道では、低水路と高水敷との相互作用領域における流れは鉛直方向にも横断方向にもせん断流であり、それ以外のところ（壁面の付近を除く）の流れは等流と取り扱える。従って、複断面直線水路における流れの領域区分は Fig. 3 のように模式化され、それぞれの流れの特性は Table. 2 に示すとおりである。

2.3 流速分布式の検証

次章で拡散係数の算定を行うために、流速の横断分布式について検討する。流速分布の計算法には、数値シミュレーションによるものを除けば、実験結果に基づいた半理論的な算定法が考えられる。この方法では、流速分布式に導入されている高水敷の影響を示すパラメータがいかに的確に評価されているかが重要である。実用性や解析の簡便さのために、ここでは、水路の幾何学的条件や水理条件が考慮されている Rajaratnam・Ahmadi⁷⁾の流速分布式の適合性について検討する。

流下方向、横断方向および鉛直方向の座標軸を x , y および z 軸とし、座標系および記号は Fig. 4 に示すとおりとする。図中の b_1 , b_2 : 低水路および高水上の流速分布における低水路と高水敷との相互作用の影響長さ, u_0 , u_{10} : 相互作用

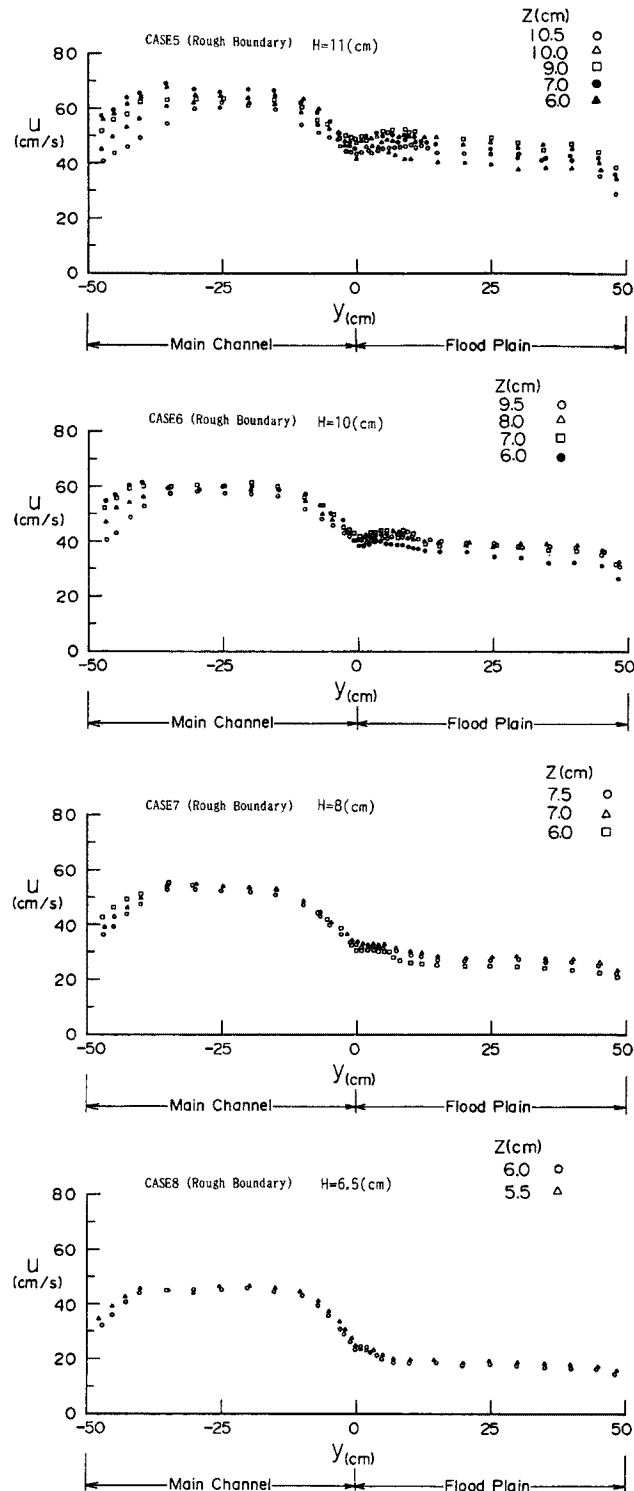


Fig. 2. (a)-(d) Lateral profiles of longitudinal velocity.

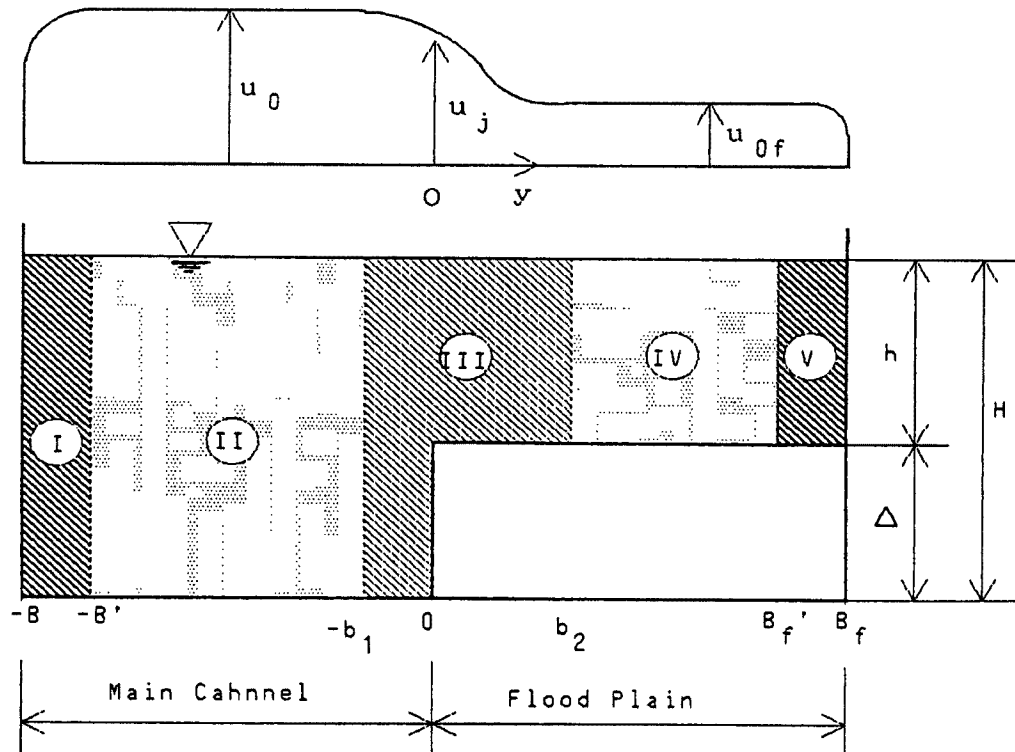


Fig. 3. Definition sketch for division of flow domain in lateral direction.

Table 2. Division of Flow Domain in Lateral Direction for Over-bank Flows

	Domain Number	Sphere	General Description	Flow configuration	Evaluate Method
Main Channel	I	$-B \leq y < -B'$	Influenced by side wall	Turbulent shear ($\frac{\partial u}{\partial y} \neq 0$)	Undecided (often neglected)
	II	$-B' \leq y \leq b_1$	Undisturbed zone	Uniform flow ($\frac{\partial u}{\partial y} = 0$)	Logarithmic law
Flood Plain	III	$-b' < y < b_2$	Momentum transfer zone (or mixing zone)	Turbulent shear ($\frac{\partial u}{\partial y} \neq 0$)	Empirical equation
	IV	$b_2 \leq y \leq B_f'$	Undisturbed zone	Uniform flow ($\frac{\partial u}{\partial y} = 0$)	Logarithmic law
	V	$B_f' < y \leq B_f$	Influenced by side wall	Turbulent shear ($\frac{\partial u}{\partial y} \neq 0$)	Undecided (often neglected)

用の影響範囲外における低水路および高水敷上の流速， u_j ：高水敷と低水路の境界における流速である。壁面の影響を除く領域に対して，Rajaratnamらの式は以下のとおりである。

$$-b_1 < y \leq 0: u(y, z) = (1 - 0.75\eta^2)(u_0 - u_j) + u_j \dots\dots\dots (1)$$

$$0 < y < b_2: u(y, z) = (u_j - u_0) \exp(-0.693\eta'^2) + u_0 \dots\dots\dots (2)$$

ここに， $\eta = (y + b_1)/b_m$ ， $\eta' = y/b_f$ である。 b_m ， b_f ：相互作用の影響を示す低水路側と高水敷側のスケールであり，以下のように定義される。 b_m は u が u_0 から減少して $u_j + (u_0 - u_j)/4$ となるまでの距離， b_f は u が u_j から減少して $(u_j + u_0)/2$ になるまでの距離である。また， b_1 は $(2/\sqrt{3})b_m$ ， b_2 は $(u - u_0)/(u_j - u_0) = 0.01$ になる位置とすると $b_2 = 2.5b_f$ である。 u_0 ， u_0 は対数則に従うことが実験値より検証されている。上式では， u_0 ， u_0 が正確に求められ，さらに b_m や b_f などのスケール・パラメータと u_j が的確に与えられれば，実測値との適合性は良好になる。Rajaratnamらは幅広い条件に対する実験値より， b_m ， b_f を次式で表示している。

$$b_m/h = 3.78(H/h) - 3.78 \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$b_f/h = 0.64(H/h) - 0.64 \quad \dots\dots\dots (4)$$

この式によると, b_m , b_f は Δ に比例する。また, u_j も実験値より,

$$(u_j - u_{j0}) / (u_0 - u_{j0}) = 0.2 + 0.14(z - \Delta) / h \quad \dots\dots\dots (5)$$

としている。本実験で得られた b_m , b_f を Fig. 5 に整理すると, b_m については式 (3) とよく適合しているが, b_f については Rajaratnam らの実験値も含めて, $H/h < 5$ で式 (4) とあまり適合しておらず, 本実験の範囲では $b_f/h = 2.5$ とした方がよいようである。したがって, 以下で b_f を次式で与える。

$$b_f = 2.5h \quad \dots\dots\dots (6)$$

u_j については Fig. 6 に示しているように, 本実験値も式 (5) でほぼ表現されることがわかった。Fig. 7 はこれらの結果を使って計算した値と実測値を比較したものである。図に示すように Rajaratnam らの式は一般的な条件に適用可能であると考えられる。

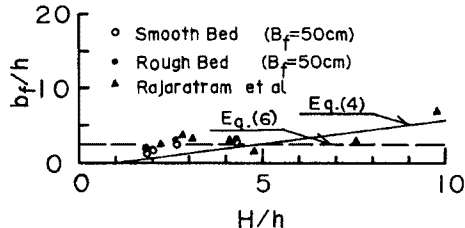


Fig. 5. (a) Comparison of calculated and measured length scale.
(b_f : flood plain)

3. 横断方向の滑動粘性係数

複断面河道上の浮遊砂の挙動を明確にするためには, 横断方向の拡散係数をいかに評価するかが肝要である。拡散係数は水路の幾何条件と水理条件に支配されるので, それらをパラメータにした拡散係数の算定法が必要である。レイノルズ・アナロジーによって, 横断方向の粒子の拡散係数は横断方向の渦動粘性係数との比例関係より求められる。そこで, まず, 渦動粘性係数を2章で述べた流速分布式と流

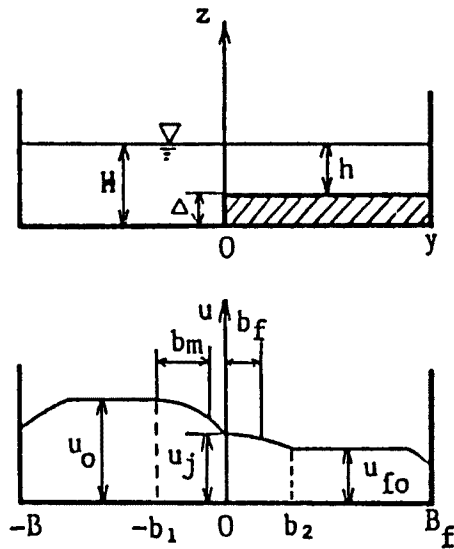


Fig. 4. Definition sketch:

- (a) Sectional view,
(b) Velocity profiles

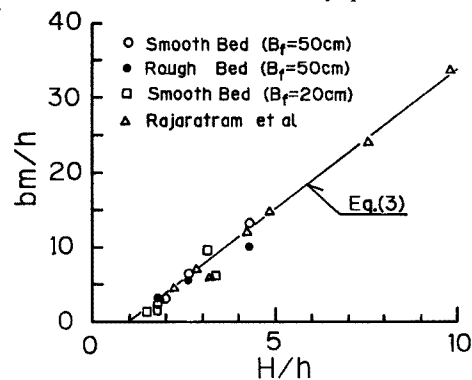


Fig. 5. (b) Comparison of calculated and measured length scale.
(b_m : main channel)

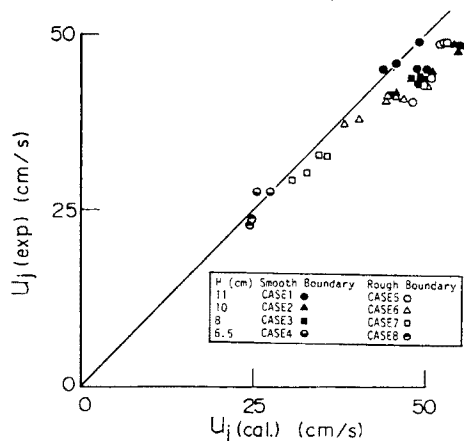


Fig. 6. Comparison of calculated and measured u_j .

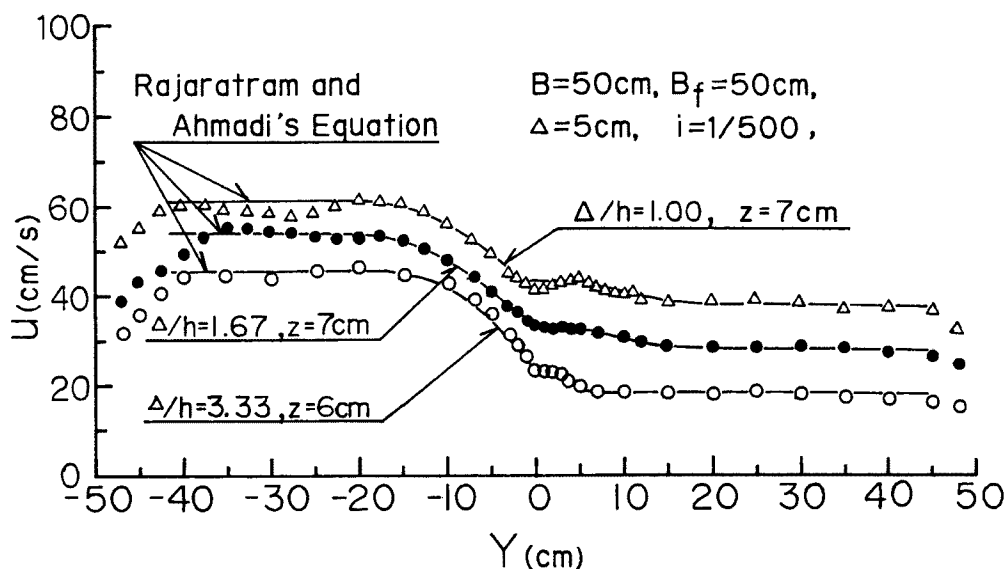


Fig. 7. comparison of calculated and measured velocity profiles in lateral direction.

水の運動方程式から算定する。

3.1 計算モデル

流下方向の運動方程式において、定常 ($\partial/\partial t = 0$) かつ等流 ($\partial/\partial x = 0$) の条件を仮定すると次式を得る。

$$\partial(uv)/\partial y + \partial(uw)/\partial z = g \sin \theta + (1/\rho) \partial \tau_{xy} / \partial y + (1/\rho) \partial \tau_{xz} / \partial z \quad (7)$$

ここに、 ρ ：流水の密度、 u, v, w ： x, y, z 方向の時間平均流速、 τ_{xy}, τ_{xz} ： y, z 平面に作用する x 方向のせん断応力である。 $(1/\rho) \tau_{xy} = \epsilon_y \partial u / \partial y$ とおき、式 (7) を $z = \Delta$ から $z = H$ で積分すれば次式を得る。

$$g h \sin \theta + \int_{\Delta}^H \partial(\epsilon_y \partial u / \partial y) / \partial y dz - (1/\rho) \tau_{\Delta} - \int_{\Delta}^H \partial(uv) / \partial y dz + uw|_{z=\Delta} = 0 \quad (8)$$

ここに、 τ_{Δ} ： $z = \Delta$ における τ_{xz} 、 $uw|_{z=\Delta}$ ： $z = \Delta$ における uw である。

ϵ_y は y 方向にも z 方向にも変化するものと考えられるが、ここでは z 方向には変化しないものとして ϵ_y の y 方向の変化だけを解析する。式 (8) を高水敷上の水深 h と低水路と高水敷の相互作用の影響範囲外における高水敷上の摩擦速度 u_{*f0} で無次元化すると次式を得る。

$$A(\eta) \partial \hat{\epsilon}_y / \partial \eta + B(\eta) \hat{\epsilon}_y + C(\eta) + D_1(\eta) + D_2(\eta) = 0 \quad (9)$$

ただし、 $A(\eta)$ と $B(\eta)$ は平均流速が横断方向に変化することによるもの、 $A(\eta) = \int_{\Delta}^{H/h} \partial \hat{u} / \partial \eta dz$ 、 $B(\eta)$

$= \int_{\Delta}^{H/h} \partial^2 \hat{u} / \partial \eta^2 dz$ 、 $C(\eta)$ は水深 h の位置に $x-y$ 平面に作用する x 方向のせん断力が横断方向に変化する

ことによるもの、 $C(\eta) = 1 - \tau_{\Delta} / \rho u_{*f0}^2$ 、 $D_1(\eta)$ と $D_2(\eta)$ は二次流の影響を表すもの、 $D_1(\eta) = - \int_{\Delta}^{H/h} \partial(\hat{u} \hat{v}) / \partial \eta dz$ 、 $D_2(\eta) = \hat{u} \hat{w}|_{z=\Delta}$ である。ここに、 $\hat{\epsilon}_y = \epsilon_y / u_{*f0} h$ 、 $\eta = y/h$ 、 $z = z/h$ 、 $\hat{u} = u / u_{*f0}$ 、 $\hat{v} = v / u_{*f0}$ 、 $\hat{w} = w / u_{*f0}$ 、 $\hat{\Delta} = \Delta / h$ である。

周知のように、単断面の場合、すなわち流速が横断方向に変化しない場合でも、渦動粘性係数 ($\hat{\epsilon}_{y0}$ と記する) が存在している。ここでは、複断面流れにおける渦動粘性係数を二つの項に分けて考慮する。

$$\hat{\epsilon}_{yT} = \hat{\epsilon}_y + \hat{\epsilon}_{y0} \quad (10)$$

ここに、 $\hat{\epsilon}_y$ は複断面流れにおいて横断方向にせん断層の存在を起因としたものである。単断面の場合では、横断方向の渦動粘性係数 $\hat{\epsilon}_{y0}$ は抵抗係数の関数になり、 $\hat{\epsilon}_{y0} = 0.1 \sim 0.25$ となることが従来の研究によって指摘されている⁵⁾。一方、低水路と高水敷との混合領域において $\hat{\epsilon}_y = 0$ という条件で式 (9) を解けば、 $\hat{\epsilon}_y$ は算定される。次節はその計算方法について述べる。

3.2 解析および結果

(9) 式の $D_1(y)$, $D_2(y)$ を解析上考慮する必要があるか否かは、二次流の強さや形状によるものと思われるが、現時点ではそれらは明確でない。本研究ではこれらの項は二次流の強さが小さいものとして省略するが、それができないときは算定された $\hat{\epsilon}_y$ にその影響も含まれることになる。そこで、本研究は次式について解析する。

$$A(y)\partial\hat{\epsilon}_y/\partial y + B(y)\hat{\epsilon}_y + C(y) = 0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

$A(y)$ および $B(y)$ は u_0 , u_{*0} に対数則を適用し、式(1), (2)を用いると、 Δ と低水路と高水敷における抵抗係数 ϕ , ϕ_f をパラメータとして計算される。

$$A(y) = f_m(\Delta, \phi, \phi_f) \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$B(y) = f_f(\Delta, \phi, \phi_f) \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここに、 $\phi = \bar{u}_0/u_{*0}$, $\phi_f = \bar{u}_f/u_{*f}$, u_{*0} : 相互作用の影響範囲外における低水路上の摩擦速度, $\bar{u}_0$: u_0 の鉛直平均, $\bar{u}_f$: u_f の鉛直平均である。

$C(y)$ は $z = \Delta$ におけるせん断応力から求められるが、これの算定方法が問題である。Prandtl の混合距離理論(1925)によれば、せん断応力は速度勾配と混合距離に関係しているが、それらを精密に議論することは難しい。従って、 τ_d の正確な解析方法については今後の問題であるが、ここでは τ_d は相互作用の影響範囲外では $\rho g h i$ であると考え、それ以外では、速度勾配を $u_0(\Delta)/L$, $u_{*0}(\Delta')/L$ (ここに、 L は代表長, Δ' は Δ より少し上の地点) とおけば、 τ_d は低水路と高水敷において次の式で計算される。

$$\tau_d = \rho g h i (u(y, \Delta)/u_0(\Delta))^2 \phi \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\tau_d = \rho g h i (u(y, \Delta')/u_{*0}(\Delta'))^2 \phi_f \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここに、 i : 水路勾配; ϕ , ϕ_f : 混合距離が y 方向に変化する影響を表す係数である。 $u_{*0}(\Delta) = 0$, $\Delta' = \Delta$ とし、 $u_{*f} = \sqrt{g h i}$ であることを考慮すると、 $C(y)$ は低水路と高水敷で次式となる。

$$C(y) = 1 - (1 - 0.6\eta^2)^2 \phi \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$C(y) = 1 - (0.2(\gamma - 1)\exp(-0.693\eta'^2) + 1)^2 \phi_f \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここに、 $\gamma = u_0(\Delta')/u_{*0}(\Delta')$ である。

以上の式に従って、 $y < -b_1$ で $\hat{\epsilon}_y = 0$ という条件で、式(10)を解ける。ただし、式(17)中の γ の値は $y > b_2$ で境界条件 $\hat{\epsilon}_y = 0$ を満たすように決定する。したがって、この理論では $\hat{\epsilon}_y$ は Δ と ϕ , ϕ_f をパラメータとして計算される。

一つの例として、Fig. 8 は低水路と高水敷がともに滑面の場合で、 $\phi = 21$ のときの Δ による $\hat{\epsilon}_y$ の変化を見たものである。ただし、 ϕ および ϕ_f は 1 と仮定した。 $\hat{\epsilon}_y$ の値は Δ とともに増加しており、単断面の場合の値と比べるとかなり大きく、高水敷の影響で横断方向の拡散が強くなっていることがわかる。

以上より、レイノルズ・アナロジーにしたがって、横断方向の拡散係数 ϵ_{sy} を次式で算定する。

$$\epsilon_{sy} = \beta(\epsilon_y + \epsilon_{y0}) \quad \dots\dots\dots (18)$$

比例定数 β の値が問題であるが、鉛直方向の拡散係数と渦動粘性係数の比と同程度であるものとする。

4. 浮遊砂の挙動に関する実験的な検討

4.1 実験の概要

2章で述べたものと同じの水路において、低水路は平均粒径 0.15 mm のほぼ均一な細砂の移動床であり、高水敷は粒径 3.7 mm の砂礫を敷いた粗面である。低水路から高水敷への浮遊砂の輸送現象に焦点を絞るため、上流端から同様の細砂を低水路に限り給砂し、浮遊砂が流下方向および横断方向に拡散し堆積する過程をサイフォンと採砂箱を使って調べた。Fig. 9 に示すように三種類の採砂箱は給砂地点から 6 m の位置に高水敷に三列設置され、上流側から、堆積土砂、掃流砂と沈降砂を採取する。

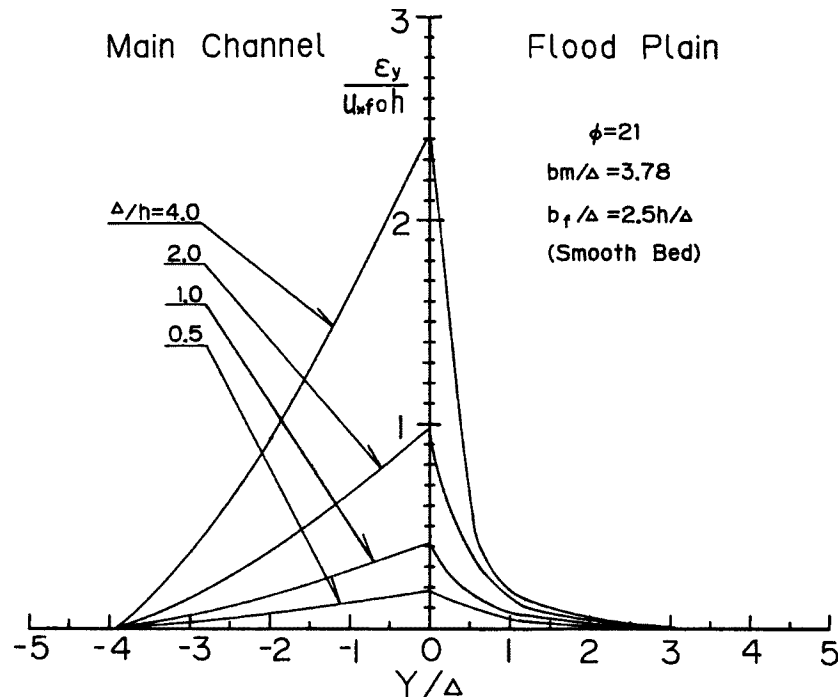


Fig. 8. Transverse eddy viscosity (due to the interaction between main channel and flood plain).

予備実験で流量に相応する流砂量を調べる上で、河床勾配を一定し流量を変えて高水敷上に流砂がピックアップされる場合とされない場合の二通りの実験を行なった。実験条件は Table 3 に示す通りである。高水敷上に沈降した浮遊砂は隙の間に補足されるかまたは再浮上し、掃流砂はほとんどなかった。低水路には、砂漣が形成されたが、河床勾配が平衡状態になるような給砂量を与えているので、水理条件は疑似等流であると考えられ、それを水面形及び河床形の測定データより検証した。

4.2 浮遊砂濃度分布

水面から給砂しているため上流では濃度が低面付近より水面付近の方が高くなっている。流下とともに濃度分布が移流と拡散により変化してゆき、給砂地点から 4 m 下流ではほぼ平衡状態に達していることが実測値よりわかった。そこで、給砂地点から 6 m の場所でサイフォンを使って浮遊砂の濃度を詳細に測定し、その鉛直および横断分布を調べた。Fig. 10 (a), (b) と Fig. 11 (a), (b) は、それぞれ Case 1 および Case 2 における濃度の鉛直と横断分布を示したものである。これらの図から、低水路と高水敷との相互作用によって横断方向の拡散が強まり、かなりの流砂量が高水敷に輸送され、その濃度が渦動粘性係数の横断分布の特性と対応し、低水路から離れていくとともに減衰していくことがわかる。以前の研究にも指摘されたように濃度の横断分布には低水路と高水敷の境界付近に濃度の極大点があり、そこに生じた二次流の斜昇流によって底面付近

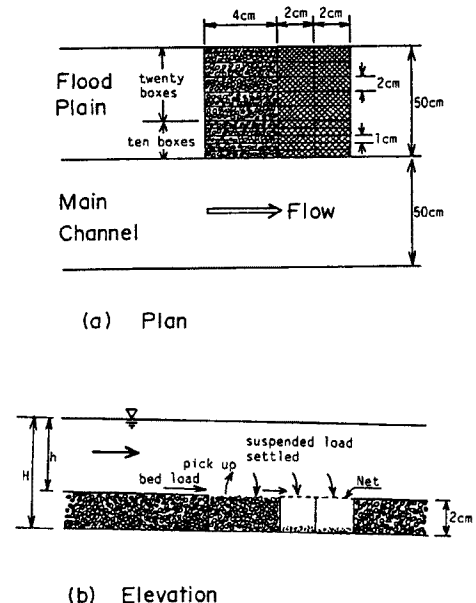


Fig. 9. Outline of sand particles sampling.

Table 3. Experimental Conditions

Run Number	d (cm)	W_o (cm/s)	Δ (cm)	B (cm)	H (cm)	Q (l/s)	Q_s (gr/s)	i_o	W_o / u_{*m}
CASE 1	0.015	1.67	3.0	50	7.0	26.5	54.0	1/505	0.45
CASE 2	0.015	1.67	3.0	50	5.5	10.5	9.3	1/498	0.51

の高濃度の浮遊砂が巻き上げられることが示唆されている。低水路側では、高水敷からある距離を離れると濃度の鉛直分布はほぼ Rouse 分布に従っているが、境界付近ではかなり歪んだ分布形を呈している。それも二次流の影響だと考えられる。

4.3 浮遊砂の堆積率および浮上率の横断分布

Fig. 12 (a), (b) は、Case 1 および Case 2 の場合の高水敷上の堆積率、 (q_{sd}) 沈降率 (q_{ss}) および浮上率 (q_{sp}) の横断分布を示したものである。高水敷では流砂の輸送力が低下するため低水路から輸送されてきた土砂は河床に堆積し、その横断分布形は渦動粘性係数のそれと一致していることがわかる。浮上率は、高水敷上の底面せん断力が低水路側で増加することと、低水路側で堆積土砂量が多く礫の遮蔽効果が減少するために、低水路側で大きくなっている。Case 2 において、土砂の堆積は低水路と高水敷の相互作用による渦動粘性係数の生じる範囲に発生するが、Case 1 は水深が比較的に大きい二次流が卓越し、それによって流砂がかなり奥まで輸送されることを示している。

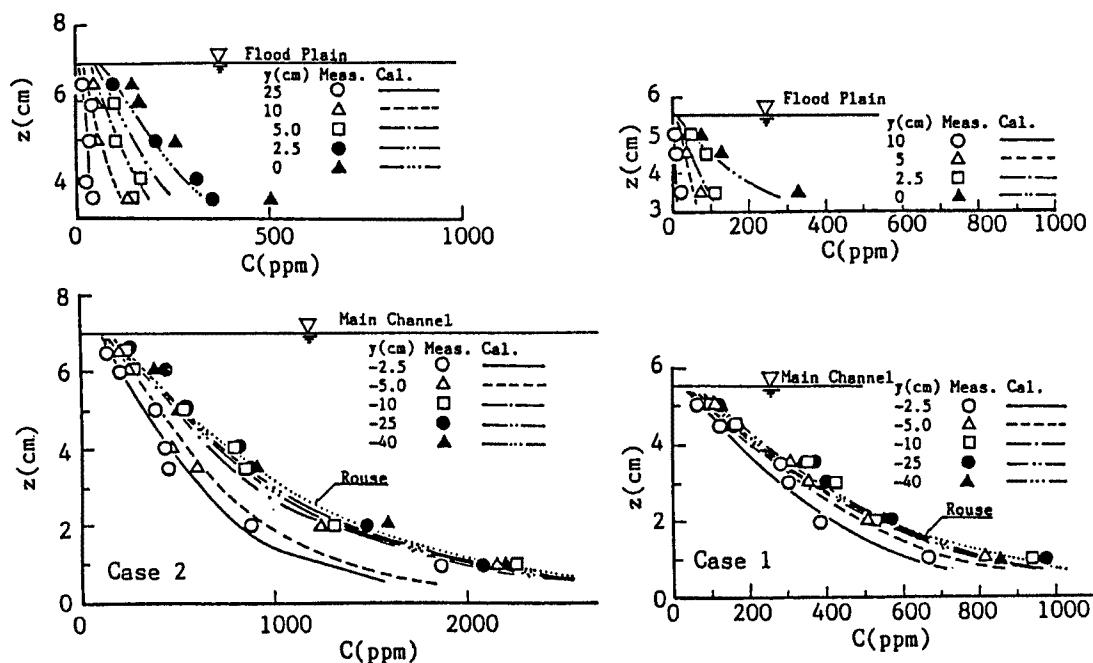


Fig. 10. (a) Comparison of measured and calculated vertical profiles of concentration.
(case 1; $H = 7.0$ cm, $h = 4.0$ cm)

Fig. 10. (b) Comparison of measured and calculated vertical profiles of concentration.
(case 2; $H = 5.5$ cm, $h = 2.5$ cm)

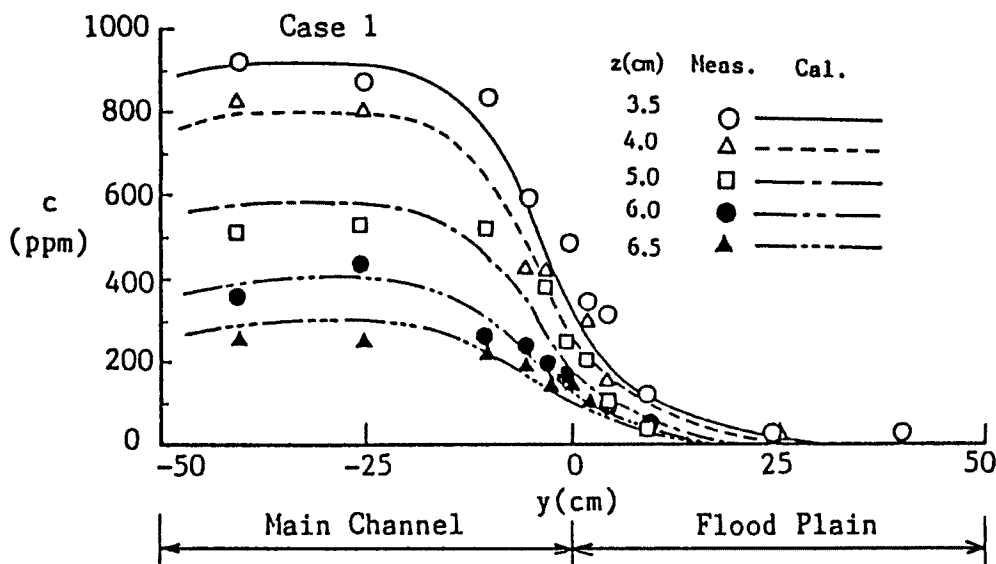


Fig. 11. (a) Comparison of measured and calculated transverse profiles of concentration (case 1; $H = 7.0$ cm, $h = 4.0$ cm)

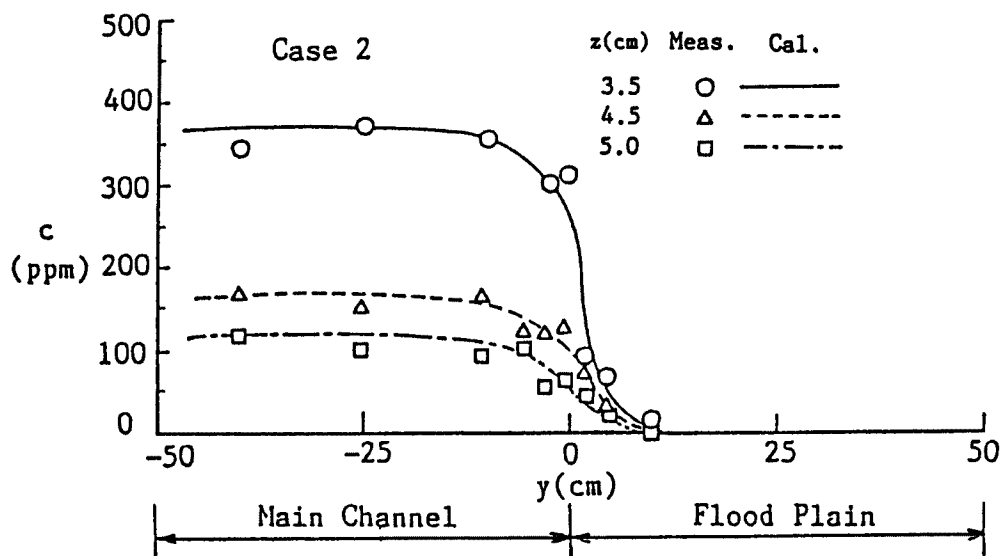


Fig. 11. (b) Comparison of measured and calculated transverse profiles of concentration (case 2; $H = 5.5$ cm, $h = 2.5$ cm)

5. 浮遊砂の流送・堆積過程に関する数値解析

浮遊砂の輸送を記述する一般的な三次元の拡散方程式はよく二次元化にされ、定常かつ等流の水力条件下での浮遊砂の濃度分布の予測モデルに用いられる。今までの文献に見られるのはほとんど横断方向の拡散を無視できる場合に限定されている。しかしながら、ある場合では横断方向の拡散は無視できないだけでなく、流砂の輸送に重要な役割を演じている。複断面流れにおいての低水路から高水敷への浮遊砂の流送はその典型的な一例である。そこで、本章は 3. で述べた拡散係数の計算法を引用して複断面河道にお

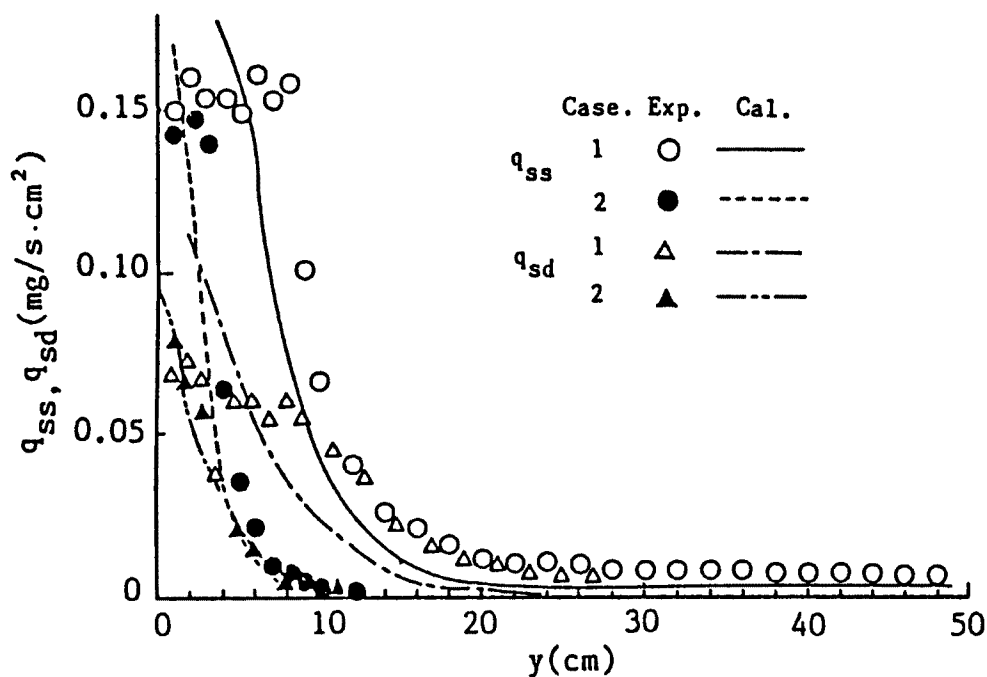


Fig. 12. (a) Comparison of measured and calculated deposited rate and settled rate.

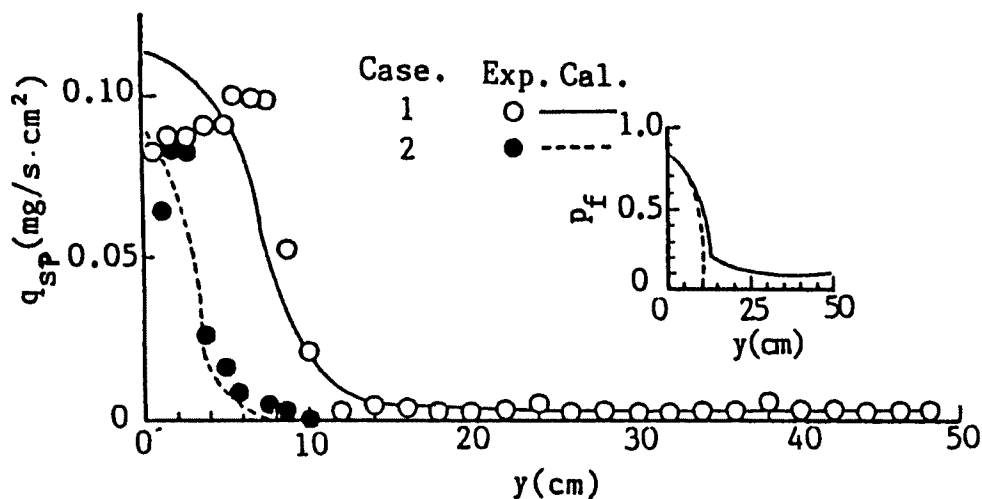


Fig. 12. (b) Comparison of measured and calculated pick-up rate.

ける浮遊砂の濃度分布や高水敷上の堆積量などのシミュレーションモデルを構築することがねらいである。

5.1 基礎式

複断面河道における浮遊砂流では、低水路側から高水敷側に浮遊砂が輸送されるので、高水敷高は時間的に増加する。したがって、浮遊砂は非平衡として解析しなければならないが、高水敷に顕著な堆積が生じない範囲では、浮遊砂は疑似定常状態にあり、給砂地点からある程度下流では平衡状態になっていると仮定できるものとする。浮遊砂の拡散方程式は次式ようになる。

$$\partial(\epsilon_{sy}\partial C/\partial y)/\partial y + \partial(\epsilon_{sz}\partial C/\partial z)/\partial z + w_0\partial C/\partial z = 0 \quad \dots\dots\dots (19)$$

ここに、 w_0 : 粒子の沈降速度、 ϵ_{sz} : 鉛直方向の拡散係数である。

以下では、上式の解析方法について議論する。さて、拡散係数の計算であるが、 ε_{sy} については前述した方法を用いて計算し、 ε_{sx} については対数流速分布に基づく次式で求める。

$$\varepsilon_{sx} = \beta \kappa u_* z (1 - z/h_0) \dots\dots\dots (20)$$

ここに、 β ：固体粒子と流体要素の拡散特性の相違を表わす係数、 κ ：カルマン定数である。

5.2 境界条件

水面や側壁を通して砂粒子が輸送されないという条件は次のようである。

$$\text{水面}(z=H): \quad \varepsilon_{sz} \partial C / \partial z + w_0 C = 0 \dots\dots\dots (21)$$

$$\text{側壁}(y=-B, B_f): \quad \varepsilon_{sy} \partial C / \partial y = 0 \dots\dots\dots (22)$$

拡散方程式を基準面 ($z=z_a$) から水面 ($z=H$) まで積分し、また河床からの浮上率 q_{sp} を導入して底面における境界条件は次のように与えられる。

$$(H - z_a) \partial (\varepsilon_{sy} \partial \bar{C} / \partial y) / \partial y - w_0 C_a + q_{sp} = 0 \dots\dots\dots (23)$$

ここに、 C_a ：基準面濃度、 z_a ：基準面の高さ（低水路では $z_a = 0.05H$ ，高水敷では $z_a = d + 0.05h$ とする）、 $\bar{C}$ ：基準面から水面までの鉛直平均濃度である。式（23）の物理的意味は Fig. 13 に明白に示されている。それは高水敷のある地点において、低水路側から拡散されてきた浮遊砂の一部はその場に堆積し、残りはさらに奥の方へ輸送されていくということである。

河床からの浮上率は芦田・藤田⁴⁾の研究にしたがって次式で求める。

$$\hat{q}_{sp} = (2/3) K p_f \sqrt{6} / ((s+1)\pi) \int_{\eta_0}^{\infty} \{ \hat{u}_* \sqrt{ck_1^2 \eta - (\pi/8) C_{D0} \xi_0^2} (1/\sqrt{2\pi}) \exp(-0.5\eta^2) \} d\eta \dots\dots\dots (24)$$

ここに、 $\eta_0 = (\pi/8) C_{D0} \xi_0^2 / (ck_1^2)$ ， $\xi_0 = w_0 / u_*$ ， $\hat{q}_{sp} = q_{sp} / \sqrt{gd}$ ， $\hat{u}_* = u_* / \sqrt{gd}$ ， $C_{D0} = 2 + 24\nu / w_0 d$ で、 K ：比例係数で 0.035， k_1 ：遮蔽係数， c ：揚圧力係数， s ：水中比重， p_f ：粒径 d の砂粒子の表面露出割合である。

低水路では水理因子および床面条件が定常であるため、浮上率は時間的に変化しないと考えられるが、高水敷では遮蔽係数と p_f の値が浮遊砂の堆積量に依存するため浮上率は時間的に変わる。しかし、顕著な堆積が生じない場合では、浮上率はそれほど変化せず、時間の平均値として考慮されると思われる。

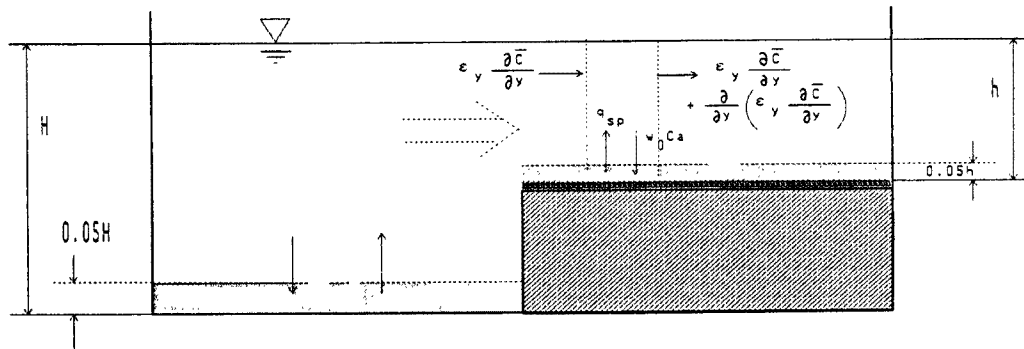


Fig.13. Definition sketch for bed boundary condition.

5.3 計算値と実験値との比較

以上の偏微分方程式（式（19），（21），（22），（23））を、一次導関数については前進差分で二次導関数については中心差分で離散化して、最新反復値をできるだけ早く利用する収束速度の大きいSOR法¹⁾を用いてシミュレーションを行なった。計算に際して、比例係数 β は横断方向と鉛直方向を同一として二ケースとも2.0とした。また、本実験では、底面濃度は低水路側で平衡状態に達していると考えられる。高水敷における砂粒子の表面露出割合 p_f は浮遊砂の堆積量から求めるが、その値は床面上の粗粒子の形状および分布型にも支配されるので、それを正確に評価することが難しい。そこで、本計算に際して、

p_f の横断分布は流砂の堆積率の実験値を参考して適当な値を与えた。

濃度分布を解析した結果は、Fig. 10 (a), (b) にその鉛直分布、Fig. 11 (a), (b) にその横断分布が示されている。Fig. 12 (a) および (b) に高水敷上における浮遊砂の浮上率、沈降率および堆積率に関する解析結果と実験結果の比較を示している。計算値は Case 2 については実験値とよく一致しているが、高水敷の水深の大きい Case 1 については計算値と実験値との分布形がかなり異なっており、これは二次流の影響のためであると考えられる。

以上のように、複断面直線水路における浮遊砂濃度や高水敷における浮遊砂の堆積量の分布について、本解析方法は有効であることが実測値との比較により確認されたが、境界付近の二次流の効果などを取り入れて発展させることが今後の課題である。

6. 結 語

以上本研究では複断面直線水路における流れの特性、浮遊砂の低水路から高水敷への輸送・堆積過程について実験的・理論的検討を行なった。横断方向の流速分布特性、浮遊砂の濃度分布特性、および高水敷上の堆積量分布特性などについて詳細な実験より考察した。横断方向の拡散係数は、複断面水路上の浮遊砂の流送過程を解析するための最も重要なパラメータの一つである。本研究では、一般的な流速の横断分布式と運動方程式から横断方向の渦動粘性係数を評価し、それより横断方向の拡散係数を算定した。したがって、任意の水理条件や水路の幾何条件に対して適用できるという特徴があり、また拡散方程式にそれを用いて濃度分布や堆積量について解析した結果、実験で得られたそれらの特性をほぼ再現することができた。

複断面河道の浮遊砂の三次元的な解析により実河川により近いものへ発展させることについては今後の課題としたい。

参 考 文 献

- 1) Apelt, C. J. and Isaacs, L. T.: On the Estimation of the Optimum Accelerator for SOR Applied to Finite Element Methods, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 12 (1977), pp. 383 - 391.
- 2) 芦田和男・藤田正治・劉炳義・田中孝昌: 複断面直線水路における浮遊砂の流送・堆積機構, 京大防災研究所年報, 第30号 B-2, 1987, pp. 407 - 419.
- 3) 芦田和男・藤田正治: 平衡および非平衡浮遊砂量算定の確率モデル, 土木学会論文報告集, 第375号, 1986, pp. 107 - 116.
- 4) 今本博健・石垣泰輔: 複断面開水路流れの水理特性に関する実験的研究, 第27回水理講演会論文集, 1983, pp. 61 - 66.
- 5) Lau, Y. L. and B. G. Krishnappan: Transverse Dispersion in Rectangular Channels, ASCE, Vol. 103, Hy 10, 1977, pp. 1173 - 1189.
- 6) Myers, W. R. C. and Elsayy, E. M.: Boundary Shear in Channel with Flood Plain, Journal of the Hydraulics division, ASCE, Vol. 101, No. HY7, Proc. paper 11452, July, 1975, pp. 933 - 946.
- 7) Rajaratnam, N. and R. M. Ahmadi: Hydraulics of Channel with Flood Plains, Journal of Hydraulic Research, Vol. 19, 1981, pp. 43 - 60.
- 8) Sellin, R. H. J.: A Laboratory Investigation into the Interaction between the Flow in the Channel of a River and that over its Flood Plain, La Houille Blanche, Grenoble.

- France, Vol. 7, 1964, pp. 793 - 802.
- 9) Tobes, G.H. and Sooky, A.A.: Hydraulics of Meandering Rivers with Flood Plains, Journal of the Waterways and Harbors Division, ASCE, Vol. 93, No. WW 2, Proc. Paper 5240, May, 1967, pp. 213 - 236.
 - 10) Wright, R.R. and Crastens, M.R.: Lateral-Momentum Flux to Overbank Sections, Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol. 96, No. HY 9, Proc. Paper 7517, Sept., 1970, pp. 1781 - 1793.
 - 11) Zheleznyakov, G.V.: Interaction of Channel and Flood-Plain Streams, Proceedings of the 14th International Congress of the International Association for Hydraulic Research, Paris, France, 1971.