

礫床河川の流砂過程解明に果たす流れ構造の意義

Flow Structure over Rough Permeable Bed as a Preliminary Study on Gravel Bed Load Transport

京都大学工学部 中川博次 H. Nakagawa
金沢大学工学部 辻本哲郎 T. Tsujimoto
京都大学工学部 清水義彦 Y. Shimizu
京都大学工学部 村上正吾 S. Murakami

1. 序論

砂礫床河川は一般に小さな相対水深と大きな河床勾配で特徴づけられ、その上の流れ構造と流砂過程に関する知見の集積は必らずしも充分であるとは言い難い。沖積河川での研究に比べ数少ない研究ではあるが、すでにCao¹⁾によってChézy係数と相対水深の関係がKeuleganの式からずれること、水山²⁾によって流速分布がとくに河床近傍において対数則よりずれること、限界掃流力が河床勾配とともに増加するなど沖積河川の場合とは異なる性質が指摘されている。一方、著者らはこれまでに、河床が透水性の高い層を有しているとき、河床からの流出入流速がそれぞれ流れ構造や流砂過程に影響を及ぼすこと^{3),4)} 透水層内流れが発達するとき (non-Darcy 則の適用領域) 表面流と透水層内流れの間で活発な質量及び運動量交換が生じ、透水性河床面を通じて吹き出し・吸い込みがランダムに生ずること、表面流に slip velocity が課されるであろうこと及び透水層内流量が増すこと^{5),6)} などを理論的かつ実験的に明らかにしてきた。この様な観点に立つと、砂礫床河川では河床は砂床河川よりも高い透水性を有し、また浸透流が活発な有効透水層厚は河床材料の粒径に比例するであろうから相対水深の小さな流れでは表面流水脈厚と有効透水層厚の比が小さくなるものと理解され、上述の「透水層」の効果が著しく出現するものと見なすことができる。さらに最初に述べた 図-1 定義図 相対水深の小さい急勾配流れの特徴は少なくとも部分的には「透水層」の存在に依っているものと考えられることも可能である。本研究では上述の様に小さい相対水深で代表される砂礫床河川における流れ及び流砂過程の特徴と沖積河川におけるそれからの相違を粗い河床材料から構成される「透水層」と「浸透流」の存在に焦点をあてて解明しようと試みるものであり、本論文では主として流れ構造についての実験結果とその考察を述べる。

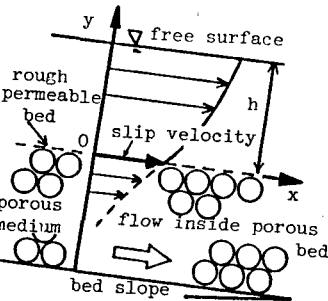


図-1 定義図

2. 実験方法

本研究が対象とした実験条件を表-1にまとめる。用いた実験水路は長さ8m、水路幅0.21m及び0.3mの二

表-1 実験条件表

CASE	LAYER	le	h (cm)	Umean (cm/s)	u ₀ (cm/s)	Re	h/d
K-1	1	0.002	5.05	35.49	2.60	17300	1.70
K-2	1	0.002	7.96	51.86	2.99	41300	2.68
K-3	1	0.002	10.90	62.14	3.26	67700	3.67
K-4	1	0.003	5.40	54.16	3.42	29200	1.82
K-5	1	0.003	7.78	69.67	3.84	54200	2.62
K-6	1	0.003	10.78	70.97	4.19	70500	3.63
K-7	1	0.005	4.95	52.34	4.08	25900	1.67
K-8	1	0.005	7.98	69.79	4.74	55700	2.69
K-9	1	0.005	10.41	78.15	5.09	81400	3.50
K-10	2	0.002	4.95	37.66	2.58	18600	1.67
K-11	2	0.002	7.77	52.84	2.97	41100	2.62
K-12	2	0.002	10.64	56.07	3.24	59700	3.58
K-13	2	0.003	5.16	52.21	3.38	26900	1.74
K-14	2	0.003	7.88	56.79	3.86	44800	2.65
K-15	2	0.003	10.77	70.00	4.19	75400	3.63
K-16	2	0.005	4.88	53.16	4.06	25900	1.64
K-17	2	0.005	7.83	70.74	4.71	55400	2.64
K-18	2	0.005	10.39	87.98	5.09	91400	3.50

CASE	LAYER	le	h (cm)	Umean (cm/s)	u ₀ (cm/s)	Re	h/d
K-19	3	0.002	5.03	37.46	2.59	18800	1.69
K-20	3	0.002	7.93	52.59	2.99	41700	2.67
K-21	3	0.002	12.45	66.85	3.36	83200	4.19
K-22	3	0.003	4.97	43.73	3.33	21700	1.67
K-23	3	0.003	8.00	61.08	3.87	48900	2.69
K-24	3	0.003	11.26	74.14	4.24	83500	3.79
K-25	3	0.005	4.97	50.95	4.08	25300	1.67
K-26	3	0.005	7.75	66.24	4.70	51300	2.61
K-27	3	0.005	10.64	71.30	5.12	75900	3.58
H-1	1	0.005	4.78	46.37	4.41	22200	3.82
H-2	6	0.005	4.78	49.00	4.41	23400	3.82
H-3	1	0.004	4.88	39.73	3.27	19400	3.90
H-4	6	0.004	4.88	44.98	3.31	22000	3.90
H-5	1	0.004	4.98	29.00	2.61	14400	3.98
H-6	6	0.003	4.98	32.82	3.09	16300	3.98
H-7	1	0.002	4.88	25.94	2.36	12700	3.90
H-8	6	0.002	4.88	33.54	2.41	16400	3.90
H-9	1	0.001	4.93	23.04	1.76	11400	3.94
H-10	6	0.001	4.93	29.86	2.09	14700	3.94

種類の勾配可変式直線水路である。前者の水路内に透水層構成材料として直径2.97 cmのガラス玉を立方格子配列で水路全幅にわたって敷きつめ、透水層厚を1層から3層まで変化させてその上の表面流速分布を超小型プロベラ流速計（ $\phi=3\text{ mm}$ ）を用いて計測した。一方、後者の水路内には直径1.25 cmのガラス玉を6層まで積みあげ、1層及び6層上の流速場を二成分レーザー・ドップラー流速計（日本科学工業㈱製）を用いて計測した。また、構成された透水層の性質を調べるため透水試験を行ったところ、動水勾配と浸透流速の関係はnon-Darcy則領域であることが確認され、Ward⁷⁾の非線型Darcy則（ $I_e = \nu/(gK) \cdot v + C/(g\sqrt{K}) \cdot v^2$ 、 I_e ：動水勾配、 K ：長さの二乗の次元を有する透水係数、 ν ：動粘性係数、 C ：非線型抵抗係数、 v ：みかけの流速）を用いて整理すると、立方格子配列（間隙率 $n=0.45$ ）で $K=8.85 \times 10^{-3}\text{ cm}^2$ 、 $C=0.12$ 、最稠密配列（間隙率 $n=0.39$ ）で $K=6.97 \times 10^{-4}\text{ cm}^2$ 、 $C=0.29$ である。

3. 実験結果とその考察

3.1 平均流速分布の構造

実験から得られた平均流速の鉛直分布の一例を図-2に示す。ところで、流速分布形を決める際の座標原点は研究者によって種々の方法がとられているが、本研究では座標原点をガラス玉頂部に選定した。通常、座標原点を粗度粒径(d)の頂部から $0.25d$ 下方に移動させ（displacement heightの導入）、theoretical wallを決定させるが、displacement height自身の物理的な意味があいまいであること、導入することによって対数則で整理すると一般にKármán定数が減少し未知数となることから判断して上記の座標系を設定した。

図-2は、水路床勾配、透水層厚別に整理されたものであり、各図とも明らかに速度勾配の異なる二つの領域に区分されることがわかる。そこで測定点を直線で結んでみると水深の1割程度のところを境にして二つの領域に区分され、河床近傍では流速が一様化される領域が存在する。Raupachも風洞を用いた粗面上の流れの計測から同様な速度勾配の緩和される領域を見出し、この領域が粗度自身によって生ずる乱れ特性によって特徴づけられるものとして、“roughness sublayer”と定義した⁸⁾。一方、水山はdisplacement heightを仮定しても同様に速度勾配の緩和領域を見出しており²⁾、流速分布形は原点の取り方によって若干変化するものの、底面付近の流速の一様化領域の存在は本質的な問題であることが主張される。次にroughness sublayerの上方の測定値を対数則を用いて整理すると、速度勾配はKármán定数を0.4とした場合にほぼ一致することが求められる。但し、図-2からも理解される様、Kシリーズの実験では水面付近に近づくにつれて流速値の低減が生じ、この領域での議論が難しい。そこでよりアスペクト比が大きいHシリーズの流速分布

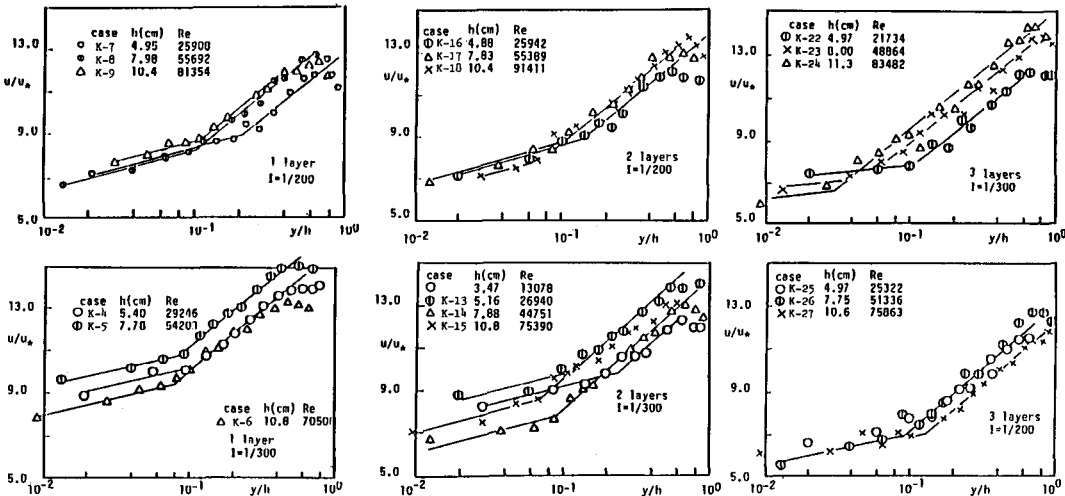


図-2 平均流速の鉛直分布（Kシリーズ）

を用いて検討する。図-3は粒径を用いて無次元された鉛直座標に対する流速分布であり、同図に Kármán 定数 κ が 0.4 に相当する直線を示すと、roughness sublayer の上方には明らかに対数型流速分布の成立する領域が認められる。この領域を inertial layer と定義する。また、inertial layer の上方には対数型流速分布からさらにずれ、流速値が増大する傾向が認められる。この偏差を滑面開水路乱流場においてその成立が確認されている Log-Wake 則⁹⁾を用いて整理すると同図に示す様、測定値を良好に説明することができ、この領域を Wake region と定義する。以上の知見から表面流速場の構造は三つの領域から構成され、それらの領域区分に従って検討することが合理的であるものと考えられる。本研究ではこの区分に従って検討を進める。

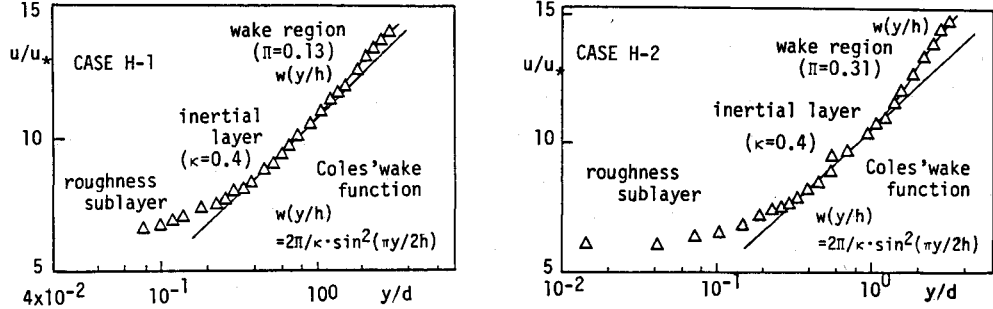


図-3 平均流速の鉛直分布 (H シリーズ)

roughness sublayer の無次元高さ (y_R/d) と Reynolds 数の関係を調べると図-4 の様に整理される。実験値のばらつきは大きいものの、その傾向は Reynolds 数に対し一定であり、主として河床構成の条件としての透水層厚に依存しており、同程度の表面流水深に対し、透水層厚の増加によって y_R は小さくなることわかる。次に、透水層上の表面流の特徴である slip velocity を $y=0$ での流速として定義し、それと Reynolds 数の関係を調べると図-5 を得る。slip velocity をどの位置で定義するかは問題となるが、K シリーズでは透水層構造が立方格子配列で構成されているため、プロベラ流速計を透水層内部まで挿入して計測することが可能である。これより表面流及び浸透流の流速分布は滑らかに接続していることが確認され、slip velocity としてガラス玉頂部の流速を与えることが可能であることが理解される。図-5 を見ると slip velocity は Reynolds 数に対し若干増加傾向を示し、明らかに水路床勾配に依存し急勾配ほど slip velocity が小さくなること、また透水層厚が大きくなると slip velocity は小さくなることが指摘される。

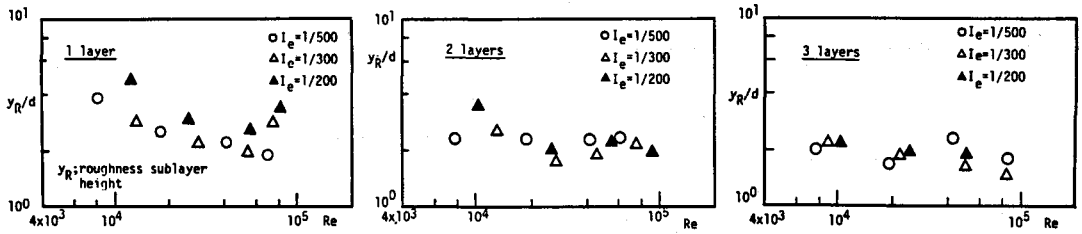


図-4 roughness sublayer の高さ (y_R) と Re 数の関係

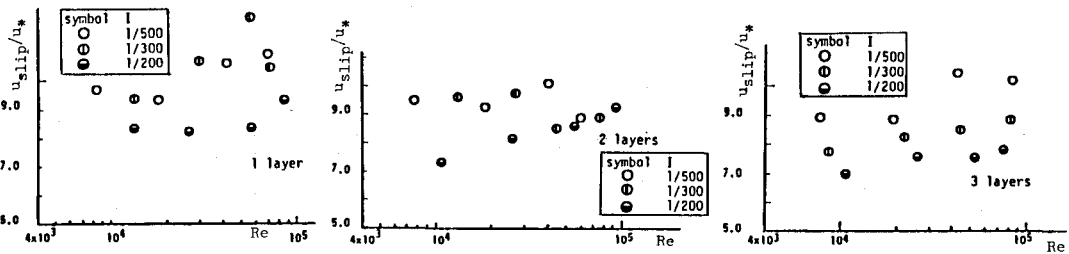


図-5 slip velocity と Re 数の関係

3.2 表面流の抵抗特性

図-6は抵抗係数 f ($\equiv 8(u_*/U_m)^2$; u_* :摩擦速度, U_m :平均流速)とReynolds数の関係を水路床勾配及び透水層厚をパラメタとして示したものである。一般に相対水深の小さい流れの抵抗係数はReynolds数とともに減少するのが知られているが、本研究の場合にも同様な傾向が見い出される。実験値を $f = \alpha R_e^{-\beta}$ の形で整理すると、各図に示されている様に β はほぼ一定値をとるものの、 α は各ケースで異なる値となる。すなわち水路床勾配が急勾配になるほど α も大きく、抵抗増分が認められる。一方、透水層厚の変化に対する抵抗係数の影響は水路床勾配が急勾配になるにつれて出現し、透水層厚が大きくなると抵抗増加の傾向を呈する。このことを流速分布の比較によって示したものが図-7である。河床勾配、Reynolds数がほぼ等しい値で透水層厚のみ異なる河床上の流速分布では、明らかに透水層厚の大きい方が速度欠損となることが抽出される。水路床勾配が急勾配になることは透水層内の非ダルシー流速・流量の増大と同時に浸透流Reynolds数 R_{es} ($\equiv U_s \sqrt{K}/\nu$, U_s :浸透流流速)の増大を意味する。特に透水性河床面近傍においては、動水勾配から決まる浸透流流速のみならず、表面流の存在によって誘導される浸透流流速が前者よりもone order以上大きく出現し、 R_{es} はきわめて大きく、透水層内に乱流場が形成される⁵⁾。その結果、透水性河床面上でのrandomなtranspirationによって表面流との間に運動量交換が生じ、表面流にとっては運動量欠損となることが推察される。一方、透水層厚の増大は表面流水脈厚に対して、透水層内の運動量交換領域(有効透水層厚)が大きくなることを意味し、上述の効果が表面流全域に与える影響はいっそう大きくなることが予想される。図-8に、本実験の抵抗係数と山田・川端¹⁰⁾が検討した抵抗係数との比較を示す。実験範囲のReynolds数においては層厚の増加は抵抗増加の傾向を示すことが求められる。

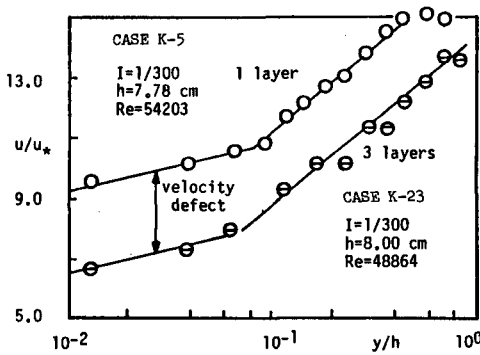


図-7 流速分布の比較

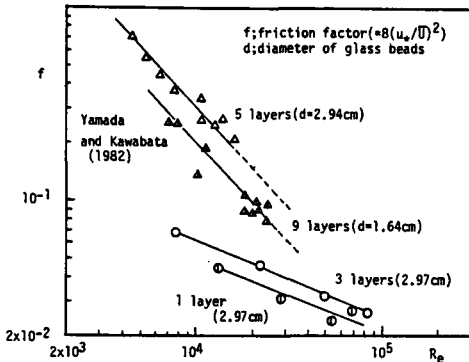


図-8 $f-R_e$ 数関係
(透水層厚をパラメタとして)

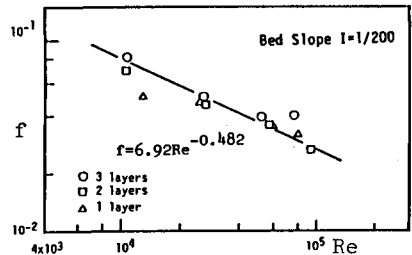
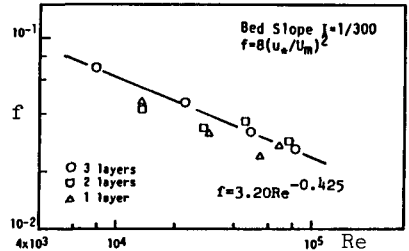
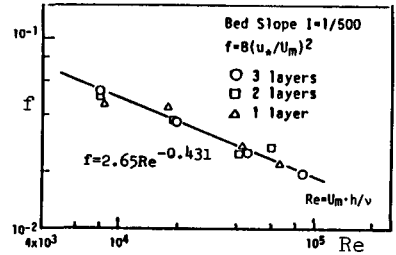


図-6 $f-R_e$ 数関係

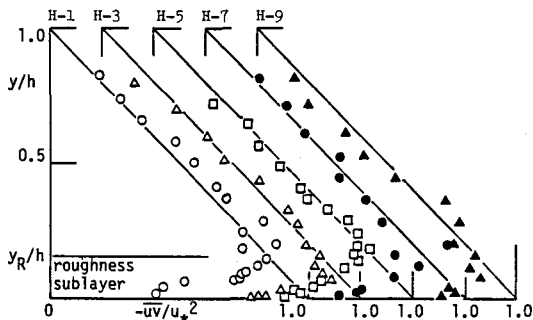


図-9(a) Reynolds応力分布

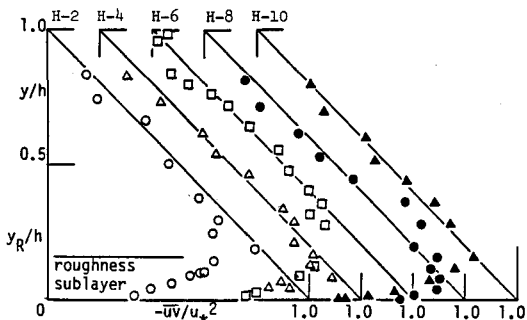


図-9(b) Reynolds応力分布

3.3 乱れ計測の結果と考察

図-9に得られたReynolds応力分布を示す。注目すべき点は各透水層上のReynolds応力が河床面近傍に近づくにつれて減少することであり、各ケースの実験とも明瞭に読みとれる。この傾向は、栈粗度及び粗い人工粗度上の風洞乱流からも計測されており^{8), 11)}、本研究が対象とした粗い透水性河床上の開水路乱流にも出現することは興味深い知見といえる。さらに、Reynolds応力が最大となるのはroughness sublayerの外縁(= y_R)近傍であり、その内部でReynolds応力の減少することが各実験より認められる。図-10に、透水層厚の異なる場合の乱れ強度分布の比較を示す。河床近傍で、層厚の大きい方が若干一様化した分布をもつ傾向があることが見い出される。

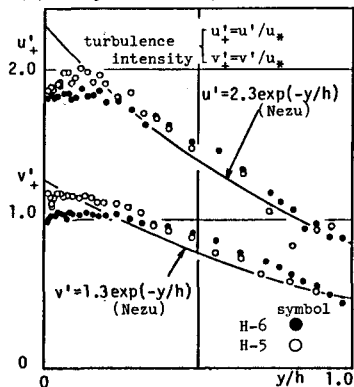


図-10 乱れ強度分布

4. 平均流速分布の理論的検討

以上の実験結果にもとづき、平均流速分布の定式化を試みる。十分に発達した二次元開水路乱流場を想定すると、せん断応力 τ は次式の直線分布で表わされる。

$$\tau = \tau_0 (1 - y/h) = \rho g h I_e (1 - y/h) \quad (1)$$

τ に関してはBoussinesq型渦動粘性係数 ε を援用して、

$$\tau = \rho \varepsilon \cdot du/dy \quad (2)$$

roughness sublayer内では、個々の粗度要素あるいは河床構成要素に依存した乱れによって運動量混合 (shedding of eddies) が生ずるものと考えれば、

$$\varepsilon = \varepsilon_R = \text{const.} \quad (3)$$

とみなすことも可能であろう。このとき(1), (2)から次式を得る。

$$du/dy = u_*^2 / \varepsilon_R \cdot (1 - y/h) \quad (4)$$

roughness sublayer height y_R は水深の10~15%程度もあることから上式の右辺第二項は無視できない。式(4)を $y = 0 \sim y$, $u = u_{slip} \sim u$ まで積分すれば、

$$(u - u_{slip}) / u_* = u_* h / \varepsilon_R \cdot \{y/h - 1/2 \cdot (y/h)^2\} \quad (5)$$

の放物型分布形を得る。但し $0 \leq y/h \leq y_R/h$ である。

一方, inertial layerでは、流速分布が対数型となるため、

$$\varepsilon = l^2 \cdot du/dy, \quad l = \kappa y (1 - y/h)^{1/2} \quad (6)$$

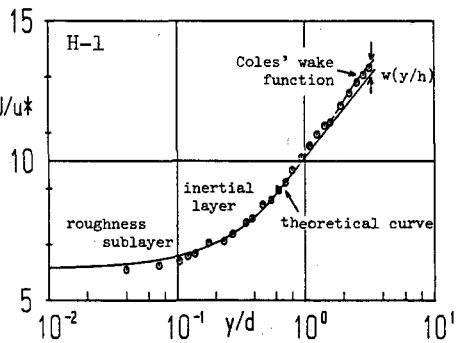


図-11 理論分布と実測値の対応

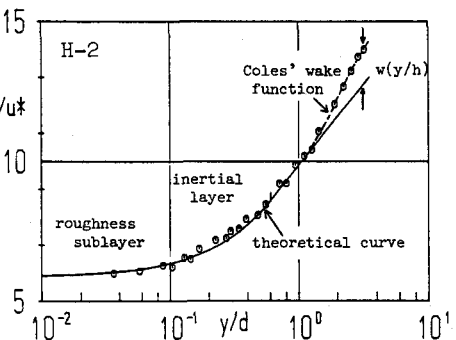


図-12 理論分布と実測値の対応

とおけば、これを用いて式(4)を $y = y_R \sim y$, $u = u_R \sim u$ まで積分して

$$(u - u_R)/u_* = 1/\kappa \cdot \ln(y/y_R) \quad (7)$$

ここに u_R は $y = y_R$ の流速値である。式(5)及び式(7)が、 $y = y_R$ で滑らかに接続すると仮定すれば、この条件より u_R , ϵ_R が決定され、流速分布は次式の様にかかる。

$$u^+ = u_s^+ + (\kappa \epsilon_R^+)^{-1} \cdot \{y^+ - (y^+)^2/2\} \quad (8)$$

$$u^+ = u_s^+ + (\kappa \epsilon_R^+)^{-1} \cdot \{y_R^+ - (y_R^+)^2/2\} + 1/\kappa \cdot \ln(y^+/y_R^+) \quad (9)$$

$$\epsilon_R^+ = y_R^+ (1 - y_R^+) \quad (10)$$

但し、 $u^+ \equiv u/u_*$, $u_s^+ \equiv u_{slip}/u_*$, $y^+ \equiv y/h$, $y_R^+ \equiv y_R/h$, $\epsilon_R^+ \equiv \epsilon_R/(\kappa u_* h)$ である。図-11、及び12に実測値と上式の理論分布形の対応を示すと理解される様、ほぼ良好に実測値を評価することができる。

5. あとがき

本研究は相対水深の小さな流れの構造を明らかにして、砂礫床河川における流砂問題解明のための基礎を得ることを目的とした。一般に相対水深の小さな流れは急勾配であり、限界掃流力は河床勾配とともに増加することが知られている。無次元限界掃流力 τ_{*c} は河床粒子に働く力の釣り合いより次の様に求まる。

$$\tau_{*c} = \{(\sigma/\rho \cos \theta - 1)\mu_f - \sin \theta\} / \{\epsilon_0 C_D A_2 / 2 A_3 \cdot (u_d/u_*)^2 (1 + k_L \mu_f) (\sigma/\rho - 1)\}$$

ここに、 θ : 河床勾配、 ϵ_0 : 遮へい係数、 k_L : 揚力・抗力係数比、 σ/ρ : 相対密度、 μ_f : 静水摩擦係数、 A_2 , A_3 : 砂粒子の形状係数、 C_D は抗力係数である。これより $\theta = 0$ のとき τ_{*c0} を求め、上式を除すと

$$\psi(\theta) \equiv \tau_{*c}(\theta)/\tau_{*c0} = \{(\sigma/\rho \cos \theta + 1)\mu_f - \sin \theta\} \phi_{d0}^2 / \{(\sigma/\rho - 1)\mu_f \phi_d^2(\theta)\}, \quad \phi_d = (u_d/u_*)_{y=ad}$$

ϕ_d は砂礫の存在高さでの流速係数である。水路床勾配角 θ によって流速分布が不変なら $\phi_d(\theta) = \text{const.} = \phi_{d0}$ (ϕ_{d0} は $\theta = 0$ のときの砂礫の存在高さの流速係数)、このとき $\partial \psi / \partial \theta < 0$ となり限界掃流力の水路床勾配に対する関係と明らかに矛盾する。このことは、急勾配あるいは相対水深の小さい流れでは $\theta = 0$ の場合の流速分布(いわゆる対数則)と異なるために“限界掃流力の特性”が変化することを意味し、これより流れの構造、とくに河床近傍の流れの構造を明らかにしない限り、流砂問題を適切にとり扱えないことが主張される。

本研究で指摘した水路床勾配の増加に対する slip velocity の減少傾向は、着目砂粒子近傍の流速係数を減少させるため、限界掃流力の増加が期待される。しかしながら、slip velocity 決定に際しては、透水層内の流れとの相互作用を考慮して得られるものであるから、今後の研究課題として重要なものといえる。一方、流速場の計測からもいくつかの興味ある知見と問題が得られた。たとえば、Reynolds 応力の roughness sub-layer 内での減少分に対して何らかの運動量輸送機構が生じ、total shear を受けもつはずである。また Log-wake 則の適用についても系統的な実験を行うことが肝要で、今後更に検討を進めてゆきたい。

参考文献

- (1) Cao, H. H: Resistance hydraulique d'un litide gravier mobile a pente raide, Doctoral thesis, E. P. F. L, 1985. (2) 水山高久: 山地河川の掃流砂に関する研究, 京都大学学位論文, 1977. (3) Tsujimoto, T. & Y. Shimizu: Flow in porous medium of loose structure accompanied with free surface flow, Memoirs, Fac. of Tech. Kanazawa Univ, Vol. 19, No. 2, pp. 11-20, 1986. (4) 中川・辻本・村上: 渓床堆積層の初期移動-吸い込み・吹出し速度の粒径別移動限界への影響, 第30回水講, 1986. (5) 中川・辻本・清水: 疎な構造をもつ浸透層内の流量評価に与える表面流の存在の影響, 第30回水講, 1986. (6) 辻本・中川: 移動床流れにおける浸透流の存在の意義, 第29回水講, 1985. (7) Ward: Turbulent flow in porous media, Proc. ASCE, Vol. 90, HY5, 1964. (8) M. R. Raupach, A. S. Thom, I. Edwards: A WIND-TUNNEL STUDY OF TURBULENT FLOW CLOSE TO REGULARLY ARRAYED ROUGH SURFACE, Boundary-Layer Meteorology 18, 1980. (9) I. Nezu, W. Rodi: OPEN-CHANNEL FLOW MEASUREMENTS WITH A LASER DOPPLER ANEMOMETER, Proc. ASCE, Vol. 112, MAY 1986. (10) 山田・川端: 浸透層上の流れの抵抗則に関する実験的研究, 土木学会論文集 325号, 1982. (11) R. A. ANTONIA, R. E. LUXTON: The response of a turbulent boundary layer to a step change in surface roughness, part1, J. F. M Vol. 48, 1971.