

急勾配水路における礫の限界掃流力と流砂量

CRITICAL TRACTIVE FORCE AND BED-LOAD DISCHARGE
IN GRAVEL-BED CHANNEL WITH STEEP SLOPE

辻本哲郎*・細川迭男**

By Tetsuro TSUJIMOTO and Tetsuo HOSOKAWA

As the first step of refinement of fluvial hydraulics in mountain regions, velocity distribution, critical tractive force, and bed-load discharge under steady uniform conditions are investigated, though the flow and sediment behaviors in mountain regions are often unsteady and nonuniform. From gravel-bed flume data, the relation between the constant of the log-law and the relative depth is empirically formulated as a mathematical expression with one parameter; and resistance, critical tractive force and bed-load discharge formulae are deduced. The unknown parameter is determined in conformity for these formulations with the experimental data. As a result, the increase of dimensionless critical tractive force with bed slope is reasonably evaluated, and bed-load discharge for each bed slope is predicted with an improved accuracy.

Keywords: bed-load transport, critical tractive force, gravel bed, steep channel

1. ま え が き

近年の山地河川流域での人間活動の活発化に対応して、山地の急勾配河川での流れ・移動床過程に対する知見がこれまで以上に要求されるようになってきている。

従来は、比較的緩い勾配の沖積河川に対して蓄積された知見の適用で済ますことが多かったようであるが、実際に急勾配で相対水深の小さい水流とそこでの流砂の特性は、緩勾配で相対水深の大きい場合のそれらと相違する。

相対水深の小さい流れについては、人工粗度の研究などで古くより検討され、個々の粗度から放出される剝離渦に影響される領域が存在すること、粗度高さと間隔の比が適当な条件（完全干渉領域¹⁾）では粗度頂部より上方の影響領域において、これらの影響の相互干渉によって水平方向にほぼ均質な性質を示す層（roughness sublayer）が存在し（それより上方では対数則が成立する）、流速分布の一樣化傾向などが指摘されている²⁾⁻³⁾。水山⁴⁾は急勾配での相対水深での小さい礫床流れにおいても路床近傍で流速分布の一樣化のみられることを見出している。こうした路床近傍での流速分布の一樣化の説

明としては、粗度要素からの放出渦の効果をイメージして、混合距離や渦動粘性係数を一定としたモデルを用いた取扱い⁵⁾⁻⁷⁾がされている。さらに中川ら^{7),8)}はガラス玉を粗度要素として用いた相対水深の小さい流れでの乱流構造を検討している。その結果、この場合も roughness sublayer が認められること、そこでの乱れ強度や Reynolds 応力が抑圧されることなどを見出している。この結果によれば、底面近傍の流速分布の一樣化は、渦動粘性係数や混合距離の一定化というよりも Reynolds 応力分布の欠損によっているものと推定された。ところで、大粗度上の乱流構造、言い換えれば流速分布のかたちは相似であるものと推定されるものの、抵抗特性（流速の絶対値）は粗度の種類によって必ずしも相対水深だけで統一的には表わされない。たとえば、対数則で流速分布を近似したときの定数項（Nikuradse の実験結果によると 8.5）は礫床流れでは減少、ガラスビーズ上の流れでは増加することが知られている^{4),7)}。

一方、急勾配水路における土砂輸送についてはその運動形態より、次のように分類されている⁹⁾：土石流、土砂流、掃流、浮遊。本論文では、議論の対象をこのうちの掃流に限定する。急勾配水路における限界掃流力については、Ashida・Bayazit¹⁰⁾、水山⁴⁾、Graf・Suszka¹¹⁾らが、無次元限界掃流力が（砂粒 Reynolds 数が十分大

* 正会員 工博 金沢大学助教授 工学部土木建設工学科
(〒920 金沢市小立野 2-40-20)

** 正会員 工修 日本道路公団

きいにもかかわらず一定値をとらず) 勾配とともに増加することを指摘し、その関係を表わす経験式を提案している。重力の効果で河床礫の機械的移動性が良くなるにもかかわらずこうした傾向を示すのは、相対水深の小さい流れの構造の変化によっていると考えられる。また、Bettes¹²⁾, Bathurst・Graf・Cao¹³⁾らは、礫床流の場合水深がその定義・測定精度において曖昧なことから、移動限界を単位幅流量でおさえることを推奨し、無次元化された移動限界単位幅流量と勾配の間を経験的に定式化している。掃流砂量式としては、水山⁴⁾, Smart¹⁴⁾による式が勾配の効果を取りこんでいる。後者は急勾配による流砂量の増加を、前者は限界掃流力の増加(よってむしろ動きにくさ)の効果の主として考慮したものである。

なお、山地河川では河床粒度構成や流路・河床形態の影響を受ける場合が多く、また、一般にハイドログラフが鋭く非常効果が重要になってくる場合も多く、定常等流での一様粒径礫の流砂の議論がそのまま適用できる場合は少ないとも思われるが、本論文では基本的関係として定常等流での一様粒径の礫の掃流運動について検討する。

2. 礫床上の流れの特性

礫床上の流れは小さい相対水深 (h/d , h : 水深, d : 河床礫の粒径) で特徴づけられる。長さ 12 m, 幅 0.4 m の可変勾配水路において、粒径 0.729, 0.95, 1.20, 1.95 cm の 4 種類のほぼ均一粒径の礫を水路底に平坦に敷き詰めた上の流れの流速分布を直径 3 mm のプロベラ流速計を用いて測定した¹⁵⁾。河床 (reference bed level) は、従来の取扱例を参照しながらも便宜的に河床礫の頂部よりその粒径の 20% 下方とした。実験範囲の概略は次のとおりである。 $S=0.001\sim 0.01$, $h/d=0.6\sim 15.0$, $Re=1000\sim 40000$, $Fr=0.12\sim 0.82$ (S : 路床勾配, $Re\equiv Uh/\nu$, $Fr\equiv U/\sqrt{gh}$, U : 断面平均流速, g : 重力加速度, ν : 水の動粘性係数)。

得られた流速分布の一例を Fig.1 に示す。ここに、 u : 局所流速, u_* : 摩擦速度, y : reference bed からの高さ, を表わす。底面近傍領域を除いて、その上方に Kármán 定数 (κ) を 0.4 とする対数則の成立する領域 (慣性小領域) が認められる。さらに上方には Coles の伴流領域¹⁶⁾ が認められる場合 (相対水深が極端に小さくない場合) もある。河床近傍領域では流速分布の一様化が認められ、ここでは他の大粗度流れの例に倣って roughness sublayer とよぶこととする。Fig.2 にはプロベラ流速計の出力の標準偏差として便宜的に推定した流下方向の乱れ強度の鉛直方向分布を示す。図中の実線は相対水深の十分大きい場合の乱れ強度分布を表わす指数

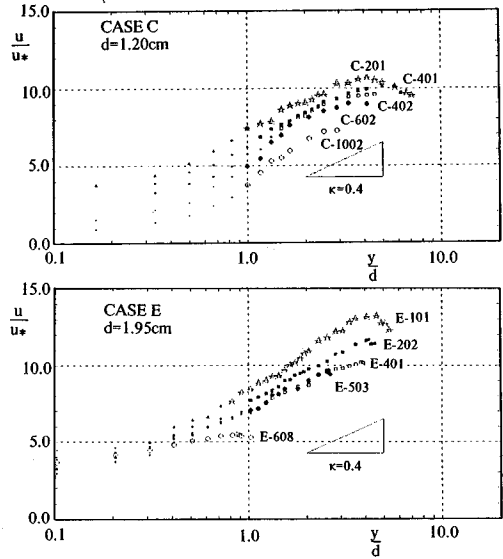


Fig.1 Velocity distributions.

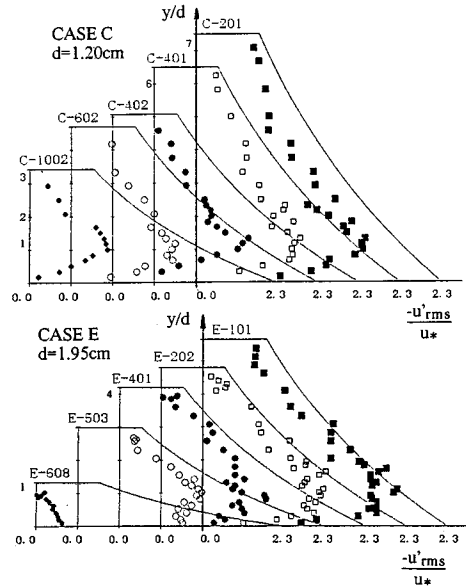


Fig.2 Turbulence intensity.

型の式でその係数には祢津¹⁷⁾の提案した値を用いている。Fig.2 によると、先に定義した roughness sublayer において乱れ強度の抑圧が認められる。乱れ強度の抑圧が明瞭な領域が Fig.1 で流速分布が一様化する領域と対応している (Fig.1 ではこの領域のデータは小さいプロットで区別した)。

乱れ強度の roughness sublayer における抑圧は、ガラス球を粗度として用いた相対水深の小さい流れにおい

ても、中川ら^{7),8)}によって認められている。中川らの計測は2成分ホットフィルムおよびレーザードップラー流速計を用いているため、鉛直方向の乱れも同時計測され、その乱れ強度および Reynolds 応力の鉛直分布も調べられている。その結果によると、流下方向の乱れ強度のみならず、鉛直方向の乱れ強度、Reynolds 応力とも roughness sublayer において欠損が認められる。従来は、粗面上の流速分布において Fig. 1 に現われたような折れ曲がりがあると、reference bed を下方にシフトして対数則の成立を敢行することが多かったが、roughness sublayer においては乱れ特性が変質しており、対数則の成立を前提にした reference bed の設定は無意味といえよう。さらに、Reynolds 応力を流下方向と鉛直方向の乱れ強度の積で除した値の鉛直分布が、roughness sublayer においても、乱れ強度・Reynolds 応力の有意な欠損にもかかわらず、相対水深の十分大きい場合について得られる次式で表現されることが確認された。

$$-r_r \equiv \frac{-\overline{u'v'}}{u'_{rms} \cdot v'_{rms}} = \frac{-(1-y/h)}{2.92 \exp(-2y/h)} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 r_r : 乱れの相関係数、 $-\overline{\rho u'v'}$: Reynolds 応力、 u'_{rms} 、 v'_{rms} : 流下方向・鉛直方向の乱れ強度である。また、流下方向と鉛直方向の乱れ強度の比も roughness sublayer 内においても慣性小領域での値 (2.3/1.27)¹⁷⁾ が保存されていることがわかった。これらの事実を利用して、今回得られた Fig. 2 のような流下方向の乱れ強度分布より、Fig. 3 のような Reynolds 応力分布が推定された。Reynolds 応力分布の底面近傍での欠損は、混合距離理論からみて、底面近傍流速分布の一様化を説明す

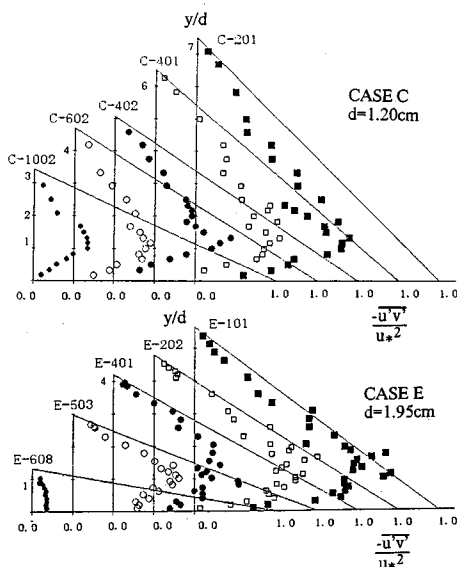


Fig. 3 Estimated Reynolds-stress distribution.

るものである。

Reynolds 応力分布が流速分布の形にかかわるものであるのに対し、境界条件は通常は Nikuradse の実験のように経験的に定められている。y=d における u/u_* 値を B_r と書くと、粗面上流れの対数型流速分布は、

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{d} + B_r \dots\dots\dots (2)$$

と書け、また次式の抵抗則が誘導される。

$$\sqrt{\frac{8}{f}} \equiv \frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{h}{d} + B_r - \frac{1}{\kappa} \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 f : 摩擦抵抗係数である。Nikuradse の実験によると、 $B_r=8.5$ である。 $\kappa=0.4$ 、 $B_r=8.5$ とするとき上式は Keulegan の式とよばれる。今回測定された流速分布より B_r と相対水深 (h/d) の関係をプロットすると Fig. 4 が得られる。データのばらつきが大きいものの (水深の定義・測定が難しいために避けられない)、 B_r は相対水深の減少に対し、Nikuradse の実験値 8.5 から明らかに減少している。ここで、この傾向を次のような

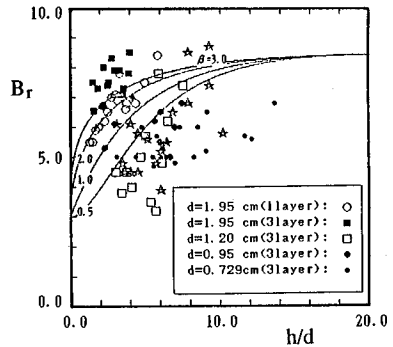


Fig. 4 Relation between B_r and h/d .

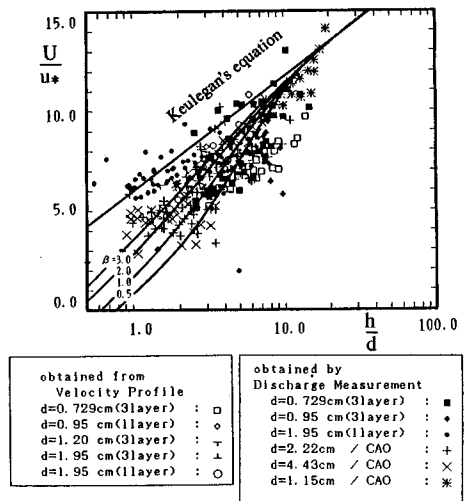


Fig. 5 Resistance of flow with small (h/d).

数式で代表してみる。

$$\left(\frac{B_r - B_{rmin}}{B_{r0} - B_{rmin}}\right)^\beta = 1 - \exp\left(-\frac{1}{\alpha} \cdot \frac{h}{d}\right) \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 $B_{r0}=8.5$, B_{rmin} ：相対水深が 0 に近づけたときの B_r の値 (実験結果より 3.0 とした), また β をパラメーターとし, α は相対水深が 20 で ($B_r - B_{rmin}$) が ($B_{r0} - B_{rmin}$) の 99% となるように定めた. β を 0.5, 1.0, 2.0, 3.0 (このとき α の値はそれぞれ 3.78, 4.34, 5.11, 5.69 である) と変えたときの式 (4) を Fig. 4 中に示してある. 先にも述べたようなデータのばらつきからここでは β の値を確定できないが, 0.5 から 3.0 程度の範囲に納まりそうである.

近似的に全水深にわたって対数型の流速分布式を適用すると先の式 (3) のような抵抗則が書ける. ただし, Keulegan の式と異なり B_r は相対水深の関数 (式 (4)) である. Fig. 5 には, 今回の実験結果に Cao のデータ¹⁸⁾ も加えて流速係数 (U/u_*) と相対水深の関係をプロットしたものに併せ, 式 (4) を式 (3) に代入して得られる曲線を描いたものである. Fig. 4 で用いた程度のパラメーター β の値を用いることで, 相対水深の小さい流れでの抵抗則の Keulegan 式からのずれがおおむね説明できている.

3. 急勾配水路での礫の限界掃流力

急勾配水路の河床礫に働く力は, Fig. 6 に示すように重力 W , 浮力 B , 抗力 D , 揚力 L および摩擦力 F でこれらの流下方向合力がつり合った状態が移動限界であるといえる. それぞれの力は, 次のように表わされる.

$$W = \sigma A_3 g d^3, \quad B = \rho A_3 g d^3 \dots\dots\dots (5)$$

$$D = \frac{\epsilon}{2} C_D \rho u_*^2 A_2 d^2, \quad L = k_L D \dots\dots\dots (6)$$

$$F = (W \cos \theta - B - L) \mu_f \dots\dots\dots (7)$$

ここにおいて, σ : 砂の密度, ρ : 水の密度, C_D : 抗力係数, k_L : 揚力抗力比, ϵ : いわゆる遮蔽係数, A_2, A_3 : 礫の形状係数, u_* : 河床礫の中心位置での局所流速, μ_f : 礫の最大静止摩擦係数, θ : 河床の傾斜角 (河床勾配 $S = \tan \theta$) である. 上式を整理して無次元限界掃流力を表わすと,

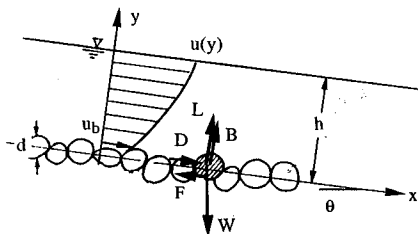


Fig. 6 Definition sketch.

$$\tau_{*c} = \frac{\{(\sigma/\rho) \cos \theta - 1\} \mu_f - (\sigma/\rho) \sin \theta}{(\sigma/\rho - 1)(1 + k_L \mu_f) \Xi \Omega^2} \dots\dots\dots (8)$$

となる. ただし, $\tau_* \equiv u_*^2 / \{(\sigma/\rho - 1) g d\}$: 無次元掃流力, $\Xi \equiv \epsilon \{C_D A_2 / (2 A_3)\}$ であり, また添え字 c は移動限界を示す. さらに $\Omega \equiv u_b / u_* = B_r$ と近似した. Ω は相対水深の関数である (式 (4) 参照). 河床勾配を 0 に近づけたときの無次元限界掃流力を τ_{*c0} と書くと, 後述のように移動限界での相対水深が勾配によって異なるため, 次式が得られる.

$$\gamma_c \equiv \frac{\tau_{*c}}{\tau_{*c0}} = \frac{\Psi_1(S)}{\{|\Omega(h/d)|\}^2} \dots\dots\dots (9)$$

ここに,

$$\Psi_1(S) \equiv \frac{\{(\sigma/\rho) \cos \theta - 1\} \mu_f - (\sigma/\rho) \sin \theta}{(\sigma/\rho - 1) \mu_f} \dots\dots\dots (10)$$

であり, ただし $C_D, k_L, \epsilon, A_2, A_3, \mu_f$ は勾配によって変化しないとした. ところで無次元掃流力 τ_* は, 等流の場合次のように勾配と相対水深によって表わされる.

$$\tau_* = \frac{h}{d} \cdot \frac{S}{(\sigma/\rho - 1)} \dots\dots\dots (11)$$

したがって, 移動限界のように τ_* の与えられた条件では勾配と相対水深は反比例し, 式 (9) の $1/|\Omega(h/d)|^2$ は勾配の関数とみなすことができ, これを $\Psi_2(S)$ と書くと, 式 (9) は次式のようになる.

$$\gamma_c = \Psi_1(S) \cdot \Psi_2(S) \dots\dots\dots (12)$$

ここで Ψ_1 は限界掃流力に対する急勾配による重力の直接効果で勾配の減少関数である. 一方 Ψ_2 は急勾配水路でみられる相対水深の小さい流れの構造変化に伴う効果でその定義から勾配の増加関数であることが知られる. 両者の効果を併せると Fig. 7 が得られる. ここで, 実験データを参考にして $\tau_{*c0} = 0.035$ とした. 計算は式 (4), (9), (11) を用いて試行錯誤法で行った. Ψ_1 の計算において $\mu_f = 1.0$ (岩垣¹⁹⁾), $\sigma/\rho = 2.65$ とした. また Ψ_2 の計算では, パラメーター β を 0.5 から 3.0 程度で変えた.

Fig. 7 には Graf・Suszka¹¹⁾ の経験式とそのもととなった水山⁴⁾, Cao¹⁸⁾, Graf・Suszka¹¹⁾ の実験データも

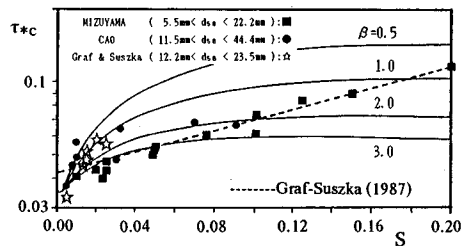


Fig. 7 Dimensionless critical tractive force and bed slope.

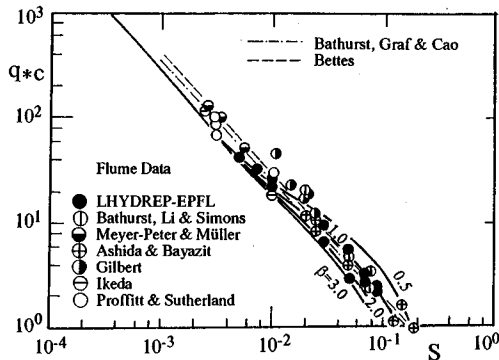


Fig. 8 Critical discharge and bed slope.

併示した。Graf・Suszkaの経験式は次式のとおりである。

$$\tau_{*c} = 0.042 \cdot \exp(5.06 S) \dots\dots\dots (13)$$

上式は、水山のデータに $S=0.2$ の急勾配まで良く一致しているが、Caoおよび自らのデータの傾向とは余り良く合っていない。これに対し、本研究で得られた計算曲線は、パラメーター β を1.0から2.0程度に選ぶことによって $S=0.1$ 程度までについては実験データの傾向をよりの確に表わしているといえる。

一方、Fig. 8には、相対水深の小さい礫床河川では水深のデータ（無次元掃流力を確定するにも水深のデータを要する）を精度良く得ることが難しいことから、移動限界を単位幅流量で検討した実験データをまとめたもので（Bathurst・Graf・Cao¹³⁾、Bettés¹²⁾、Bathurst・Graf・Cao¹³⁾の提案した経験式とともに、本研究で得られた式（9）より換算された計算曲線も併示した。BettésおよびBathurstらの経験式は、それぞれ次のように書かれる。

$$q_{*c} = \frac{0.134}{S} \log\left(\frac{1.221}{S}\right) \dots\dots\dots (14)$$

$$q_{*c} = 0.15 \cdot S^{-1.12} \dots\dots\dots (15)$$

なお、 $q_* \equiv q/\sqrt{gd^3}$ 、 q ：単位幅流量である。

本研究で河床礫に対する力のつり合いに基づいて得られた式において、パラメーター β を1.0から2.0程度にとることにより、無次元化された移動限界単位幅流量 q_{*c} と勾配の関係を従来の経験式に劣らず精度良く推定できることがわかる。

4. 急勾配水路における礫の流砂量

従来より多くの掃流砂量式が流砂運動に対するモデリングに基づいて、あるいは経験的に得られているが、前章までに明らかになったように急勾配水路では限界掃流力が勾配によって著しく変わるにもかかわらず勾配の効果が直接（掃流力に勾配の効果が間接的には入っている）

Table 1 Coefficients of bed-load formulae.

	A	m	n
スイス公式	8.00	1.5	0
Bagnold式	4.25	1.0	0
芦田・道上式	17.00	1.0	1.0

とりこまれているものは（水山⁴⁾、Smart¹⁴⁾らのものを除き）ほとんどないことから、むしろ緩勾配への適用性を優先して得られたものと判断される。

ここでは、代表的な掃流砂量式として、Meyer-Peter・Müller式²⁰⁾、Bagnold式²¹⁾および芦田・道上式²²⁾を選んだ。これらはいずれも次のように形式的に表わされ、そのパラメーター A 、 m 、 n の値で特徴づけられる（Table 1 参照）。

$$q_{B*} = A \tau_*^{3/2} \left(1 - \frac{\tau_{*c}}{\tau_*}\right)^m \left(1 - \sqrt{\frac{\tau_{*c}}{\tau_*}}\right)^n \dots\dots\dots (16)$$

ここに、 q_{B*} は次式で定義される Einstein 型²²⁾ の無次元流砂量である。

$$q_{B*} \equiv q_B / \sqrt{(\sigma/\rho - 1)gd^3} \dots\dots\dots (17)$$

ここに、 q_B ：掃流砂量である。Meyer-Peter・Müller式は Einstein の掃流砂関数²²⁾ の良い近似であると認識されている。また掃流力が十分大きいとき式（16）によると q_{B*} が τ_* の $3/2$ 乗に比例することになるが、これは Bagnold のエネルギー的な流砂過程の解釈²¹⁾ からみて合理的である。

急勾配水路では、前章で述べたように限界掃流力が勾配とともに変化すること（式（12））、また重力の効果は駆動力にも作用することを考慮すると、掃流砂量式（16）は次のように修正されるべきである。

$$q_{B*} = A \cdot \Phi(\tau_*, S) \dots\dots\dots (18)$$

ここに、

$$\Phi(\tau_*, S) \equiv \left\{ \frac{\tau_*}{\Psi_1(S)} \right\}^{3/2} \left(1 - \frac{\gamma_c \tau_{*co}}{\tau_*}\right)^m \left(1 - \sqrt{\frac{\gamma_c \tau_{*co}}{\tau_*}}\right)^n \dots\dots\dots (19)$$

式（19）は、重力の直接効果が駆動力を増加させ、限界掃流力は重力の直接効果と相対水深による流速分布の変化による間接効果の両方の結果増加していることを示す。

掃流砂量式の適用性の検討は、系統的に実験がなされた Cao¹⁸⁾ と Graf・Suszka¹¹⁾ のデータ（いずれもスイス連邦工科大学ローザンヌ校水理実験室（LHYDREP-E.P.F.L.）の長さ16.8m、幅0.6mの変可勾配水路で行われた）を用いて行った。すなわち、実験データから q_{B*} と Φ を計算し、ベースとなった流砂量式ごとに今回の研究で導入されたパラメーター β を変えながら、これらの関係の両対数紙上での直線性を調べた。その例

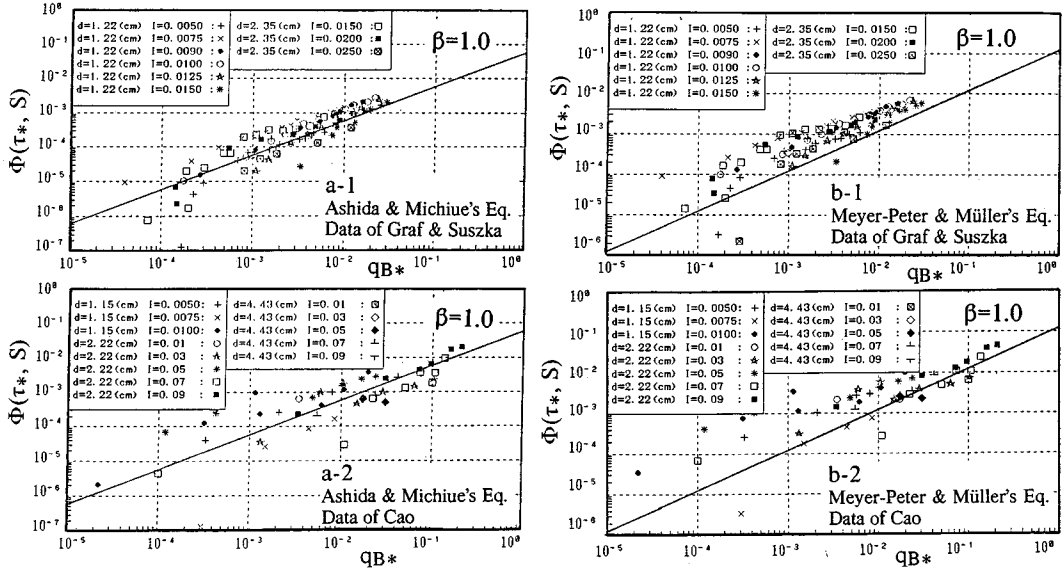


Fig. 9 Inspection of bed-load formula for data of steep channel.

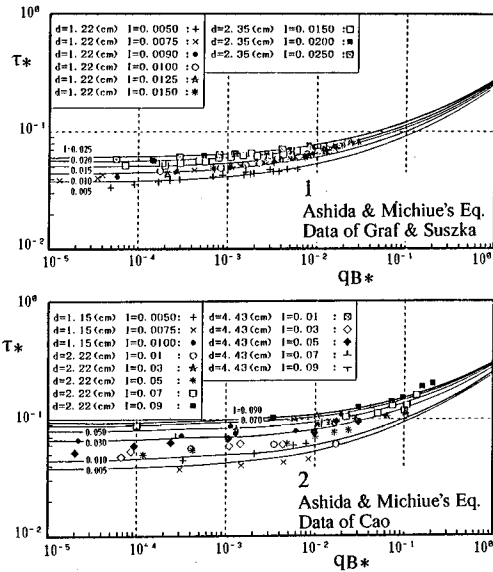


Fig. 10 Bed-load discharge for each bed slope.

を Fig. 9 に示す。たとえば Fig. 9 (b) は式 (18) とデータのばらつきが大きいというよりも両者の傾向の相違がめだっており、Fig. 9 (a) の方が適合性に優れていると判断できる。このような検討の結果、ベースとなる流砂量式としては、芦田・道上式²²⁾が優れていることがわかった。このようにして決定された勾配別流砂量式と実験データを併示したものが Fig. 10 である。Fig. 10 は急勾配水路では勾配別に流砂量式がシフトすること、そ

れが主として限界掃流力の変化によっていること、芦田・道上式を修正した勾配別流砂量式が実験結果と良く適合していることを表わしている。

5. あとがき

本論文で得られた結論は次のとおりである。

(1) 急勾配・礫床水路の流れは一般に相対水深が小さく、流速分布は相対水深の大きい粗面乱流とは異なる。すなわち粗度近傍において Reynolds 応力、乱れ強度が抑圧され、流速分布が一様化する roughness sublayer が存在するなどの特徴が現われる。

(2) 掃流現象に対しては (1) の特徴以上に、流速分布を対数則近似したときの定数項 B_r が、相対水深 (h/d) の減少に伴って著しく減少することが重要で、 $B_r \sim (h/d)$ 関係に 1 パラメーター (β) 経験式を提案した。 B_r のデータから推定されるパラメーター β の値は 0.5 から 3.0 程度と幅がある。この式は流速係数についての Keulegan の式が相対水深の小さい領域では過大評価するという難点を改良している。

(3) 急勾配水路の河床礫に作用する力のつり合い式に基づいて、無次元限界掃流力が勾配とともに増加することを説明した。限界掃流力と勾配の関係についての実験データはパラメーター β を 1.0 から 2.0 とすることで良く説明できた。相対水深の小さい礫床流れでは水深の精度が良くないことを考慮して移動限界流量についても検討し、力学的な検討から得られた結果が従来の経験式に劣らず実験データを良く説明することがわかった。

(4) 従来の代表的な掃流砂量式に、水路勾配の効果

による補正を行った。主として限界掃流力の勾配による違いが考慮されたが、駆動力に対する重力による移動促進効果も加味した。実験データを用いての検討から、芦田・道上式をベースとし、本研究で導入されたパラメーター β を1.0程度とすることで、急勾配水路での掃流砂量をこれまで以上に精度良く推定できるものと考えられる。

本研究では、相対水深の小さい流れの特徴を B_r ~相対水深関係を表わす式のパラメーター β に圧縮している。流速分布、抵抗則、限界掃流力、掃流砂量のいずれに対しても整合性を保って β を検討することから、その値は結局1.0程度と推定された。しかしながら B_r ~相対水深関係は相対水深の小さい流れの構造のより詳細な検討から決められるべきであることはいうまでもなく、その意味で本研究は根本のところまでそこに便宜的な仮定をおいているわけであるが、本研究の意義は、急勾配水路での流速分布、抵抗則、限界掃流力、掃流砂量が整合性のとれた形で評価された点にあると考える。

また山地河川ということであれば、粒度分布や、シャープなハイドログラフ下での非定常掃流砂の問題 (Graf・Suszka^{24), 25), Tsujimoto・Graf・Suszka²⁶⁾)などが避けて通れないが、本研究の成果を生かしてこうした問題に取り組んでいきたいと考えている。}

なお本研究の一部は、著者の1人がスイス連邦工科大学ローザンヌ校に滞在中に行ったものであり、著者が本研究テーマへの興味をもつに至った有益な討議・助言を頂いたW.H. Graf教授 (E. P. F. L.), 直接実験データの詳しい説明を頂いたDr. L. Suszka (現在ポーランド科学アカデミー水工学研究所研究員) に深甚の謝意を表する次第である。

参考文献

- 1) 足立昭平：人工粗度の実験的研究，土木学会論文集，第104号，pp. 33~44，1964。
- 2) 山岡 勲：河床上の矩形粗度が水路の抵抗に及ぼす効果の研究，北海道開発局土木試験所報告，第27号，pp. 1~55，1962。
- 3) O'Loughlin, E.M. and Annamhotla, V.S.S. : Flow phenomena near rough boundaries, Journal of Hydraulic Research, IAHR, Vol. 7, No. 2, pp. 231~250, 1972.
- 4) 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，96 p., 1977.
- 5) Christensen, B.A. : Incipient motion on cohesionless channel banks, Proc. Sedimentation Symposium, Berkeley, California, U.S.A., Chapter 4, 1972.
- 6) 岩垣雄一：雨水流による地面浸食機構に関する基礎的研究，京都大学学位論文，1955。
- 7) 中川博次・辻本哲郎・清水義彦・村上正吾：礫床河川の流砂過程解明に果たす流れ構造の意義，第32回水理講演会論文集，pp. 433~439，1988。
- 8) 中川博次・辻本哲郎・清水義彦：粗度近傍の組織的流速変動場が相対水深の小さな流れの乱流構造に及ぼす影響，第33回水理講演会論文集，pp. 487~492，1989。
- 9) 高橋 保：土石流の停止・堆積機構に関する研究 (3) - 土石流扇状地の二次侵食一，京都大学防災研究所年報，第25号B-2，pp. 327~348，1982。
- 10) Ashida, K. and Bayazit, M. : Initiation of motion and roughness of flows in steep channels, Proc. 15th Congress of IAHR, Istanbul, Turkey, Vol. 1, pp. 475~484, 1973.
- 11) Graf, W.H. and Suszka, L. : Sediment transport in steep channels, Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering, JSCE, Vol. 5, No. 1, pp. 11~26, 1987.
- 12) Bettes, R. : Initiation of sediment transport in gravel streams, Proc. Institution of Civil Engineers, Vol. 77, Part 2, pp. 79~88, 1984.
- 13) Bathurst, J.C., Graf, W.H. and Cao, H.H. : Bed load discharge equations for steep mountain rivers, Sediment Transport in Gravel-Bed Rivers, edited by C.R. Thorne, J.C. Bathurst and R.D. Hey, John Wiley & Sons, pp. 453~491, 1987.
- 14) Smart, G.M. : Sediment transport formula for steep channels, Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol. 110, HY 3, pp. 267~276, 1984.
- 15) Tsujimoto, T., Hosokawa, T. and Katsumi, N. : Turbulent characteristics of flow in a gravel-bed flume, Memoirs, Fac. of Tech., Kanazawa Univ., Vol. 22, No. 2, pp. 103~113, 1989.
- 16) Coles, D.E. : The law of the wake in the turbulent boundary layer, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 1, pp. 191~226, 1956.
- 17) 祢津家久：開水路の乱流構造に関する基礎的研究，京都大学学位論文，118 p., 1977。
- 18) Cao, H.H. : Resistance hydraulique d'un lit de gravier mobile a pente raide; Etude experimentale, Ph. D. Thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1985.
- 19) 岩垣雄一：限界掃流力の流体力学的研究，土木学会論文集，第41号，pp. 1~21，1956。
- 20) Meyer-Peter, E. and Muller, R. : Formulas for bed-load transport, Proc. 2nd Congress of IAHR, Stockholm, Sweden, pp. 39~64, 1948.
- 21) Bagnold, R.A. : An approach to the sediment transport problem from general physics, USGS Professional Paper, 422-J, pp. 1~37, 1966.
- 22) 芦田和男・道上正規：移動床流れの抵抗と掃流砂量に関する基礎的研究，土木学会論文報告集，第206号，pp. 59~69，1972。
- 23) Einstein, H.A. : The bed load function for sediment transportation in open channel flows, Technical Bull., U.S. Department of Agriculture, Soil Conservation Service, No. 1016, 78 p., 1950.
- 24) Graf, W.H. and Suszka, L. : Unsteady flow and its effect on sediment transport, Proc. 21st Congress of IAHR, Melbourne, Australia, Vol. 3, pp. 539~544, 1985.

- 25) Suszka, L. and Graf, W.H. : Sediment transport in steep channels at unsteady flow, Proc. 22nd Congress of IAHR, Fluvial Hydraulics, Lausanne, Switzerland, pp.166~170, 1987.
- 26) Tsujimoto, T., Graf, W.H. and Suszka, L. : Bed-load transport in unsteady flow, Proc. 6th Congress of APD-IAHR, Kyoto, Japan, Vol.2, pp.15~22, 1988.
(1989.5.1・受付)
-