

固液混相開水路流れの水理特性に関する研究 (2)

今本博健・大年邦雄

STUDY ON THE CHARACTERISTICS OF OPEN CHANNEL FLOW WITH SUSPENDED LOAD (2)

By *Hirotake* IMAMOTO and *Kunio* OHTOSHI

Synopsis

The effect of suspended sediment on flow resistance has been one of the most interesting and complicated problems in fluvial hydraulics. The behavior of sediment-laden flow can not be understood in detail without sufficient knowledge of the variation of flow resistance. This paper deals mainly with the resistance characteristics of free surface shear flows over smooth and/or rough beds with suspended sand particles, comparing with the clear water flow of the same discharge.

Main results obtained through the experimental investigation are as follows; 1) According to the velocity profile plotted on the semi-log paper, the flow above viscous sublayer is divided into two regions; one is the lower region corresponding to so called logarithmic-law region and the other the higher corresponding to the outer region where the velocity profile has steeper slope. 2) When sand particles are suspended, the velocity of a flow over smooth bed is decreased especially near the bed, while, over rough bed, it is increased especially near the water surface. Therefore, the velocity gradient becomes larger. 3) The friction factor of sediment-laden flow over smooth bed increases with increasing in the sediment concentration, while that over rough bed decreases contrarily. Such property of friction factor is reconfirmed by the relation between the relative friction factor and the roughness Reynolds number in a constant sediment concentration. 4) In a sediment-laden flow, longitudinal sand streaks associated with low speed streaks are found out near the bed. The histogram of sand streaks is approximately described by the log-normal distribution, and the mean value of lateral interval of adjacent streaks is about 1.4 times of the water depth.

1. 序 論

1944年, Vanoni¹⁾ は固定床粗面上の開水路浮遊砂流において, 浮遊砂濃度分布, 抵抗係数および平均速度分布を計測し, 浮遊砂の存在によって流水抵抗が減少し, 速度勾配が増大するなどの事実を見出した。その後, Ismail²⁾, Einstein-Chien³⁾ および Vanoni-Nomicos⁴⁾ によっても Vanoni と同様な実験的研究が行われ, 浮遊砂濃度の増加とともに抵抗係数およびカルマン定数の減少することが追認された。

以上の実験結果は次のように説明された。すなわち, 密度が流体より大きな固体粒子を重力の作用に逆らって浮遊させるエネルギーは乱れエネルギーから供給されねばならず, 清水流の場合よりも多くのエネルギーが平均流から乱れエネルギーへ変換され, 速度勾配すなわちカルマン定数の減少をもたらすとの解釈が一般的であった。

このような実験結果に対し, 室田⁵⁾, 椿⁶⁾, 志村⁷⁾ は浮遊砂濃度分布およびカルマン定数の変化についての理論的研究を行っている。

浮遊砂によるカルマン定数などの変化が粒子と流体の比重差に起因するという従来の解釈に対して, Elata-Ippen⁸⁾ は中立浮遊粒子(比重1.05)を混入した開水路流れについて実験的に検討し, 粒子濃度の増大とともにカルマン定数は減少し, 乱れの強さは増大するというそれまでの研究では予測し得なかつた事実を

見出した。

このような砂粒子および中立浮遊粒子を含む流れの水利特性に関し、日野⁹⁾は乱れの加速度平衡式とエネルギー式より、固体粒子を含む流れのカルマン定数の変化および乱れの強さの変化等を表わす理論式を導き、前述の実験結果を用いて検証を行い、Table 1 を与えている¹⁰⁾。

Table 1. Theoretical prediction and experimental verification about the variation of some properties of a flow with suspended solid particles after Hino.

水路の壁面		滑 面		粗 面	
浮 遊 粒 子		土 砂	中立浮遊粒子	土 砂	中立浮遊粒子
Kármán 定 数		↓	⓪	⓪	↓
乱れの強さ		↘	↑	↘	↑
エネルギー 逸 散	流れの中心部	↑	↓	↑	↑
	law of wall 域	一 定	一 定	—	—
粒子浮遊のためのエネルギー		↑	—	↑	—
エネルギー生産		↑	⓪	⓪	↑
平均流速		↑	⓪	⓪*	↑
抵抗係数		↓	⓪	⓪*	↓

注) ↑ = 粒子濃度の増加とともに増加

↓ = 粒子濃度の増加とともに減少

↘ = やや減少

⓪ = 実験的に確認されたもの

* = bed load が少ない間のみ成立

日野の理論は現象をよく説明しているようであるが、実験的な検証に乏しく、また、理論の展開に矛盾および飛躍が感じられる部分も少なくない。

近年、計測技術の進歩と同調して、固液混相流に関する研究が活発に行われるようになり^{11)~17)}、乱れ特性をも含めその水利特性が明らかにされつつある。中でも板倉¹⁸⁾は、気象学の分野で用いられてきた Monin-Obukov 長さを浮遊砂流のエネルギー平衡式における特性長として用い、現象の説明を試みている。林¹⁵⁾は、板倉らの理論を中立浮遊粒子流に適用している。

日野、板倉らおよび林らの理論では、いずれも清水流の平均速度分布はほぼ全水深にわたり対数則が適用され、粒子を含むと速度勾配が変化し、速度分布形状も変化するという立場で共通しているが、このような立場は乱流境界層の領域区分に関する研究^{18),19)}と若干異なり、再検討の必要があると考えられる。

本研究は前報¹⁷⁾に引き続き、開水路浮遊砂流の水利特性に関して実験的に検討したものであり、Vanoni¹¹⁾の実験でも見出された路体近傍における砂粒子の縦筋についても検討が加えられている。

2. 実験方法および水利条件

実験装置および浮遊砂は前報¹⁷⁾と同様であり、抵抗係数、平均速度分布等の解析方法も同一である。本報では、路床付近に形成される縦筋の特性を検討するため、水路中心線上に設置された 35 m/m モータードライブカメラにより縦筋を写真撮影したが、その露出時間は 1/100 秒である。

なお、本実験における水利条件は Table 2 にまとめられている。

Table 2. Hydraulic conditions for the experiment.

Run No.	Discharge Q (l/s)	Depth H (cm)	Bed Slope I_b	Friction Velocity U_f (cm/s)	Reynolds Number R_e	Froude Number F_r	Roughness Height k (cm)	Mean Concentration C_m (%)
V-1	3.977	2.35	1/400	2.40	1.02×10^4	0.88	0.0	0
V-2	6.684	3.43	1/475.7	2.66	1.50×10^4	0.84	0.0	0
V-3	12.474	4.74	1/400	3.41	3.16×10^4	0.96	0.0	0
V-4	12.474	2.58	1/50	7.11	3.09×10^4	2.41	0.0	0
V-5	6.684	3.39	1/441.2	2.74	1.53×10^4	0.85	0.03	0
V-6	6.832	3.64	1/200	4.22	1.54×10^4	0.79	0.39	0
SS-1	6.572	2.49	1/59.5	6.40	1.40×10^4	1.34	0.39	0.15
1	7.059	2.71	1/200	3.64	1.58×10^4	1.26	0.0	0.02
2	7.059	2.71	1/200	3.64	1.58×10^4	1.26	0.0	0.16
3	7.059	1.69	1/50	5.76	1.58×10^4	2.57	0.0	0.16
4	7.059	2.22	1/100	4.66	1.58×10^4	1.70	0.0	0.16
5	3.886	1.20	1/50	4.85	8.67×10^3	2.37	0.0	0.29
6	8.817	3.23	1/200	3.98	1.97×10^4	1.21	0.0	0.17
11	6.945	2.55	1/141.4	4.20	1.53×10^4	1.36	0.03	0.03
12	6.945	2.55	1/141.4	4.20	1.53×10^4	1.36	0.03	0.22
13	6.945	1.91	1/50	6.12	1.53×10^4	2.10	0.03	0.22
21	6.978	2.91	1/84.1	5.82	1.54×10^4	1.12	0.39	0.16
22	6.978	2.91	1/84.1	5.82	1.54×10^4	1.12	0.39	0.29
23	6.978	2.48	1/50	6.97	1.54×10^4	1.43	0.39	0.29
24	6.978	2.73	1/70.7	6.15	1.54×10^4	1.24	0.39	0.29
25	8.835	3.40	1/50	8.16	1.95×10^4	1.13	0.39	0.30
26	5.109	2.03	1/50	6.31	1.13×10^4	1.41	0.39	0.39

3. 乱流境界層の領域区分と平均速度分布

3.1 乱流境界層の多層モデル

Bradshaw⁽⁹⁾ は、乱流場を Fig. 1 のように領域区分している。すなわち、壁法則の成立する内部層は、リニア-底層とバッファ-層から成る粘性底層と欠損則も同時に成立する対数則層とに区分され、それよりも

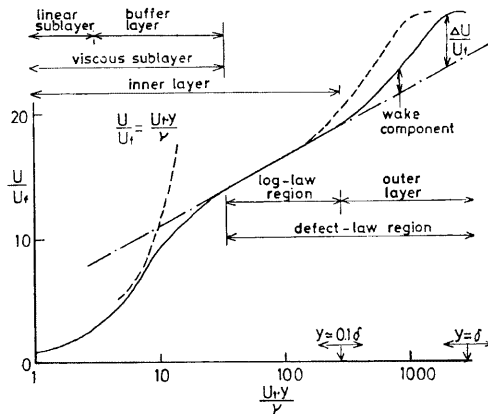


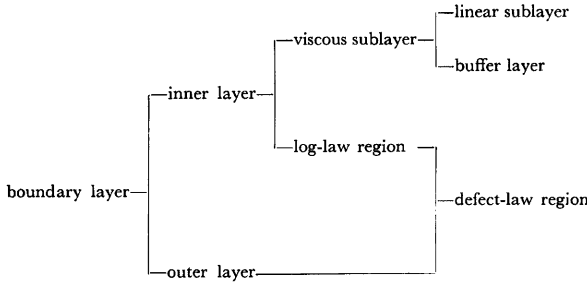
Fig. 1. Multi-layer model of turbulent boundary layer after Bradshaw.

外側に(水面側に)欠損則のみが成立する外部層がある。対数則層の外縁の高さは境界層厚 δ の約10~20%である。

以下においては、Fig. 1 を基にして分類される Table 3 に従って、各領域について若干の説明を加える。

(I) 内部層 (Inner Layer: $0 \leq y/\delta \leq 0.1 \sim 0.2, 0 \leq U/U_{max} \leq 0.7$)

Table 3. Classification of multi-layer from Fig. 3-1.



不透流床上の2次元的一定密度の流れにおいては、せん断応力が壁面値 τ_0 に等しいとみなされる壁面に近接した領域であり、平均速度および乱れの分布は次式各項の相対的な大きさに関係している。

$$\tau_0 = \mu \frac{\partial U}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \dots\dots\dots (3.1)$$

(1) リニア-底層 (Linear Sublayer: $U_f y/\nu < 3$)

底層の最も下層部で、 $\rho \overline{u'v'}$ は $\mu \frac{\partial U}{\partial y}$ に比し無視され、式(3.1)の積分より次式を得る。

$$\frac{U}{U_f} = \frac{U_f y}{\nu} \quad \text{すなわち} \quad U^+ = y^+ \dots\dots\dots (3.2)$$

(2) バッファ層 (Buffer Layer: $3 < U_f y/\nu < 40$)

式(3.1)における粘性応力およびレイノルズ応力は同一オーダーであって、この層の速度分布は簡単に表せない。

(3) 対数則層 (Log-Law Layer: $40 < U_f y/\nu, y/\delta < 0.1 \sim 0.2$)

式(3.1)の粘性応力がレイノルズ応力に比し無視され、対数則あるいは壁法則が成立する領域である。

$$U^+ = A_s + \frac{1}{\kappa} \ln y^+ \dots\dots\dots (3.3)$$

式(3.3)はせん断乱流に関する最も重要な関係式の一つであり、壁面せん断応力について半経験的に見られるように、ほとんど全てのせん断応力計測法の基礎となっている。

(II) 外部層 (Outer Layer: $0.1 \sim 0.2 \leq y/\delta \leq 1$)

外部層における大きな渦は、外部層で生じるのか、上層付近の境界面の不安定性によるのか、内部層からバーストが噴出されることによるのかは未だ結論されていない。

この層においては対数則からの離反がみられるが、この wake component を考慮した速度分布式については後述する。

3.2 平均速度分布

3.2.1 清水流の平均速度分布

清水流の平均速度分布に関しては、半理論的な混合距離に基づくものとして Prandtl²⁰⁾、Kármán²¹⁾および Zagustin²²⁾の平均速度分布式などが知られており、半経験的なものとしては Blasius²³⁾の指数速度分布式などがある。また、外部層における対数則からの逸脱を考慮したものとして Coles²⁴⁾、Willis²⁵⁾らのものが挙

げられる。これらをまとめたものが Table 4 であり、その中から Prandtl, Kármán, Zagustin および Willis のものを取挙げ、 $\kappa=0.4$ に対応するそれぞれの分布式を図示すると Fig. 2 のようである。図において、

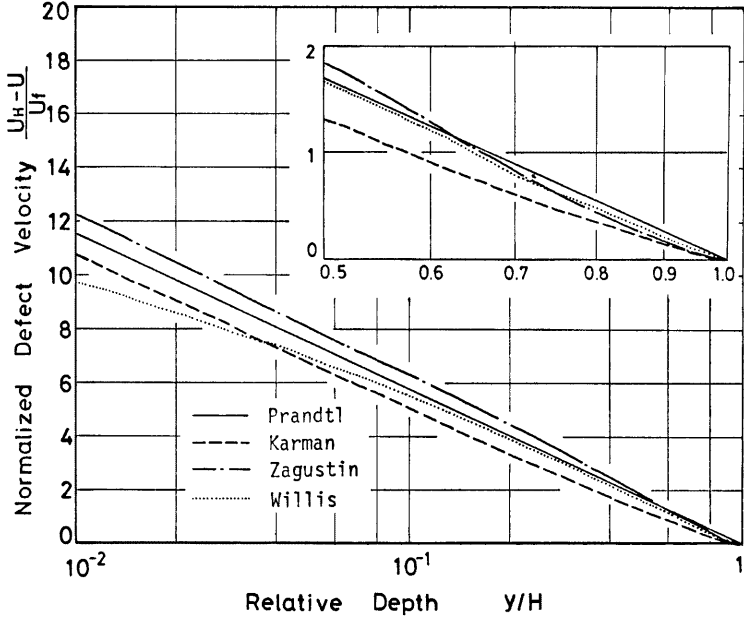


Fig. 2. Comparison of velocity distribution.

Table 4. Representative equations of velocity distribution.

Investigator	Velocity defect law
Prandtl (1930)	$\frac{U_H - U}{U_f} = -\frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{H}$
Kármán (1930)	$\frac{U_H - U}{U_f} = -\frac{1}{\kappa} \{ \ln(1 - \sqrt{1 - y/H}) + \sqrt{1 - y/H} \}$
Zagustin (1969)	$\frac{U_H - U}{U_f} = \frac{2}{\kappa} \tanh^{-1} \left(1 - \frac{y}{H} \right)^{3/2}$
Blasius (1913)	$\frac{U_H - U}{U_f} = 8.74 \left(\frac{U_f H}{\nu} \right)^{1/7} \left\{ 1 - \left(\frac{y}{H} \right)^{1/7} \right\}$
Coles (1956)	$\frac{U_H - U}{U_f} = -\frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{H} + \frac{\pi(x)}{\kappa} \left(1 - \cos \frac{\pi y}{H} \right)$ $\pi(x)$: free parameter
Willis (1972)	$\frac{U_H - U}{U_f} = \frac{1.668}{\kappa} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{P^2}{2}\right) - P \left(1 - \frac{y}{H}\right) \right\}$ $\frac{y}{H} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^P \exp\left(-\frac{m^2}{2}\right) dm$

Zagustin 式は水面付近で他式とは異なる分布形状を示すが、Prandtl および Kármán 式同様片対数紙上ではほぼ直線に近い分布となっている。これに対し Willis 式は、明らかにこれらとは異なり、とくに路床に近い領域で他式よりも小さな速度勾配となる性状を示している。これは前述された対数則層と外部層における速度分布形状によく一致している。

浮遊砂流の平均速度分布を検討する場合、その基礎として清水流のものに関する認識、理解を十分得ておくことが必要であることは言うまでもないが、現在のところ、清水流の平均速度分布としては全領域に対して対数則を適用している例が多く^{9),12),13),15)}、再検討を要すると感ぜられる部分も少なくない。そこで、ここでは、清水流の平均速度分布を見直すことにする。

3.2.2 計測値による検討

Fig. 3 は滑面流れの平均速度分布を壁法則表示したものであり、粘性底層上に片対数紙上で直線近似される対数則のよく適合する領域の存在することがわかるが、1本の直線で近似せず、外部層では対数則からの逸脱が生じることを示している。なお、外部層の速度分布自身も直線近似されるようになっていて、全体としては2本の直線で表示するのが妥当なようである。Fig. 4 に示された粗面流れのものも同様な傾向を示している。

いずれの計測結果においても対数則層でのカルマン定数 κ は0.4であって、Nikuradse の値に一致するが、 A_s および A_r は水理条件によって異なり、 $A_s=5.5$ および $A_r=8.5$ には必ずしも一致しない。また、外部層における速度分布が片対数紙上で直線近似されることより、その分布に対数則を仮定して κ, A_s および A_r を算定すると、図中に示されているように水理条件によって変化し、一定値とはならない。

Fig. 5 は、Fig. 3 および Fig. 4 に示された平均速度分布を欠損則表示したものである。図において、全てのケースの各計測値は $y/H=0.2$ 付近を境にして勾配の異なる2本の直線で良好に近似される。

以上の実験結果より、路床側の直線で近似される領域を内部対数層 (inner-log layer: 本来の対数則層)、水面側を外部対数層 (outer-log layer) と呼ぶことにする。このとき、それぞれの領域における平均速度分布式の式形は対数則と同一のものを用いることができるが、各種定数はそれぞれの領域で異なる値をとることになる。

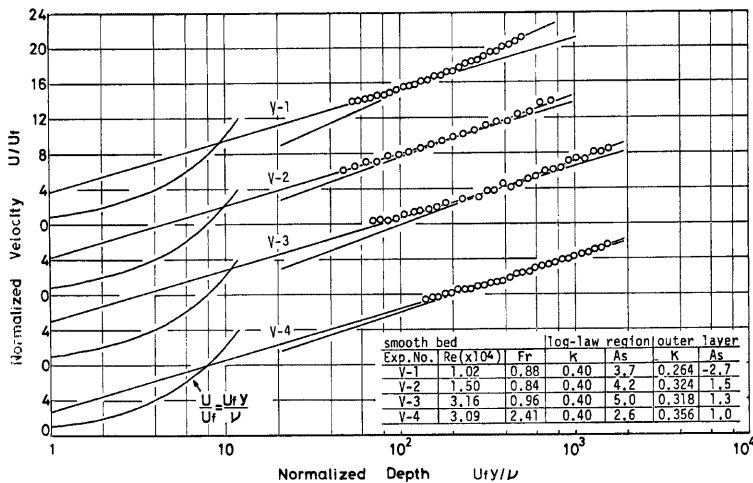


Fig. 3. Local mean velocity distribution plotted on the semi-log paper (smooth bed).

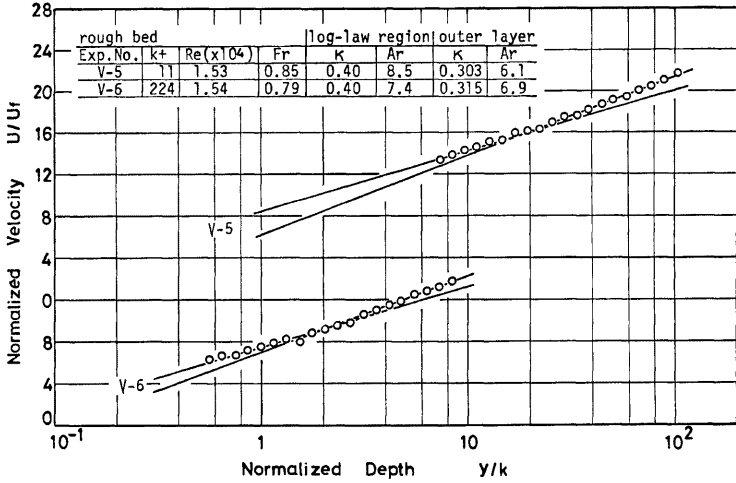


Fig. 4. Local mean velocity distribution plotted on the semi-log paper (rough bed).

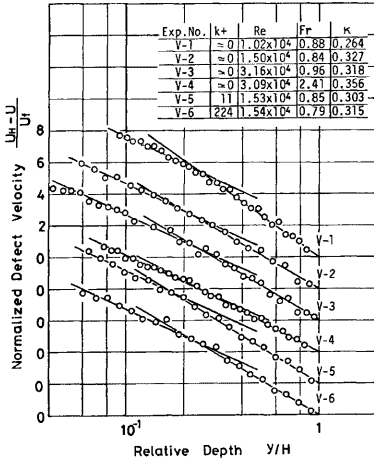


Fig. 5. Local mean velocity distribution plotted according to the velocity defect law.

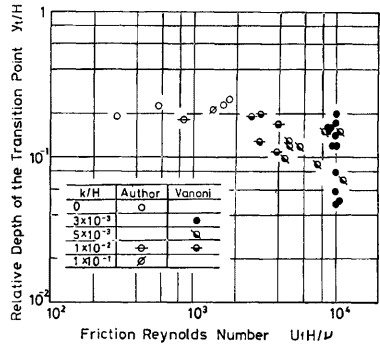


Fig. 6. Relation between relative transitional depth and friction Reynolds number.

次に、内部対数層から外部対数層への遷移相対水深 y_t/H の特性を検討するため、前出の V-1~6 の計測値および Vanoni¹¹⁾ の計測値から y_t/H を読み取り、摩擦レイノルズ数 $U_r H/\nu$ に対して示すと Fig. 6 のようになる。 y_t/H は k/H (k : 路床粗度高) の差異に関係なく、 $U_r H/\nu \leq 2 \times 10^3$ の領域ではほぼ 0.2 となるが、 $U_r H/\nu > 2 \times 10^3$ の領域では減少する傾向を示している。なお、 y_t の推定にはかなりの誤差を包含していると考えられ、遷移水深 y_t の特性の評価にはさらに詳細な検討が必要とされる。

以上のように、開水路流では $y/H \cong 0.2$ を境界として内部対数層と外部対数層とに区分され、その平均速度分布を表す場合には各領域に異なる分布式を用いるか、後流関数等を用いねばならないが、Prandtl の対数則は式中に含まれる各種定数値を修正すれば両領域に適用できることが明らかにされた。固体粒子を含む流れに関する従来からの実験のおよび理論的研究では清水流の全領域に対数則が適用されており、内部対数層から外部対数層への遷移は認識されていないようである。今後はそのような遷移を考慮した取扱いが必要であると思われる。

4. 浮遊砂流の抵抗特性に関する検討

4.1 抵抗係数

著者らは前報¹⁷⁾において、浮遊砂流の抵抗係数と濃度との関係について次のような実験結果を報告した。

(1) 滑面上の浮遊砂流では、濃度の増加とともに抵抗係数は増大し、完全粗面上では、逆に減少する。

(2) フルード数の小さな場合ほど(1)の現象は顕著であるが、レイノルズ数はほとんど関与しない。本報では、前報に引き続き路床粗度高を系統的に変化させた流れにおいて抵抗係数と浮遊砂濃度との関係を検討し、粗度の効果を明らかにすることを目的としている。

Fig. 7 は、流れのレイノルズ数 $Re = U_m H / \nu$ およびフルード数 $Fr = U_m / \sqrt{gH}$ をそれぞれ一定に保ち、路床粗度高 k を 4 種変化させた流れにおける抵抗係数比 f/f_0 (f_0 : 清水流の抵抗係数) と平均浮遊砂体積濃度 C_m との関係を示したものである。それぞれ k に対する粗度レイノルズ数 $k^+ = U_m k / \nu$ は、0, 12, 30, 250 であって、 $k = 0.065$ cm, 0.03 cm のものは不完全粗面上の流れとなっている。 $k^+ = 0$ の滑面では、 f/f_0 は C_m とともに増加するが、 $k^+ = 250$ の完全粗面では、逆に減少している。 $k^+ = 12, 30$ の不完全粗面上の流れにおける f/f_0 と C_m との関係は微妙であって、前者は増加傾向、後者は減少傾向を示している。すなわち、不完全粗面上の流れでは、 k^+ に応じて f/f_0 と C_m との関係は異なることがわかる。そこで、粗度レイノルズ数が抵抗係数の変化に及ぼす効果を検討すると次のようである。

Fig. 8 は、4 種の Re のもとで Fr および C_m をそれぞれ一定に保ち、 k を系統的に変化させた場合の f/f_0

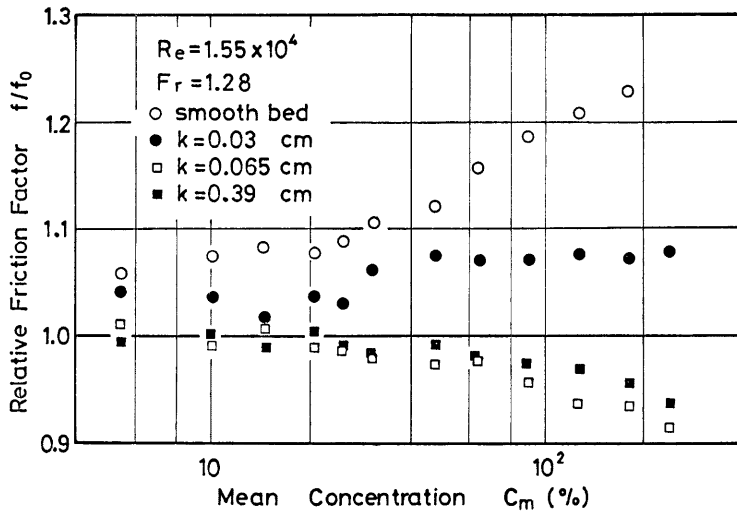


Fig. 7. Relation between f/f_0 and C_m .

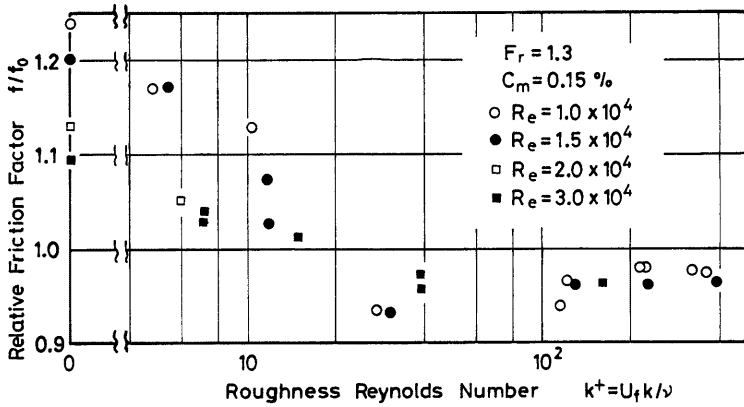


Fig. 8. Relation between f/f_0 and k^+ keeping C_m constant.

f_0 と k^+ との関係を示したものである。図より、 $k^+ \cong 0$ の滑面上の流れでは $f/f_0 > 1$ であるが、 k^+ の増大とともに f/f_0 は減少し、 $k^+ = 15$ 付近で 1 となり、 $k^+ \cong 30$ 付近で極小傾向を示したのち、完全粗面の領域 ($k^+ > 70$) では 1 より小さい一定値となるのがわかる。

このように、粗度レイノルズ数は抵抗係数と浮遊砂濃度との関係に大きく関与し、浮遊砂流の水力特性をきわめて複雑なものにしている。

4.2 平均速度分布

同一流量の清水流と浮遊砂流において計測された平均速度分布の一例を示すと Fig. 9 のようである。滑面上の浮遊砂流は清水流に比し大きな水深を示すとともに全水深にわたり速度が減少しているのに対し、完

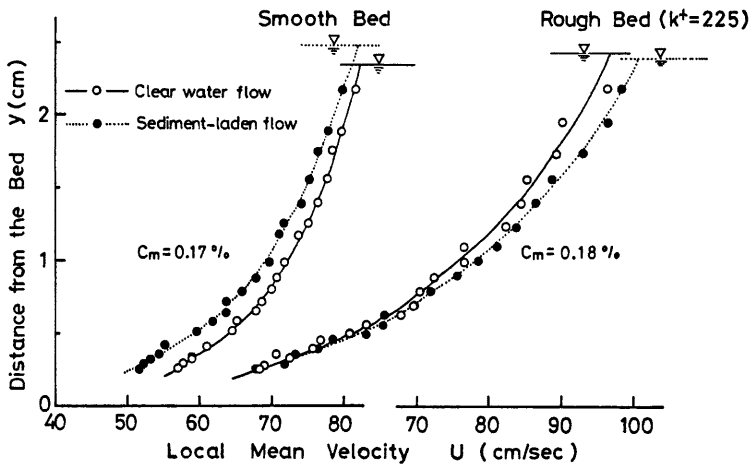


Fig. 9. Comparison of the velocity distribution of a clear water flow with that of a sediment-laden flow.

全粗面上のものは小さな水深を示すとともに速度が増加しており、前述された抵抗係数の変化特性を裏付けている。また、滑面流れでは路床近傍の速度減少が、粗面流れでは水面近傍の速度増加が著しく、どちらの場合も速度勾配は浮遊砂流のものが大きくなっている。

Fig. 10 および Fig. 11 は、Fig. 9 に示された平均速度分布を片対数表示したものであって、清水流および浮遊砂流とも、その速度分布は勾配を異にする 2 本の直線で近似されることがわかる。このことは、乱流境界層における欠損層が内部対数層 (inner log-layer) と外部対数層 (outer log-layer) とで構成されるとした前述の検討結果を追認している。また、清水流における路床側の直線に対数則を適合させてカルマン定

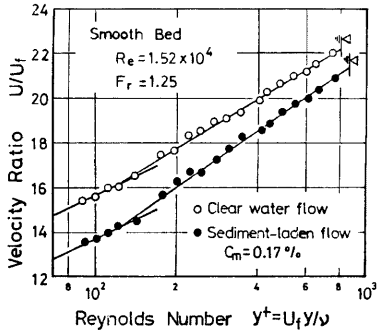


Fig. 10. Local mean velocity distribution plotted on the semi-log paper.

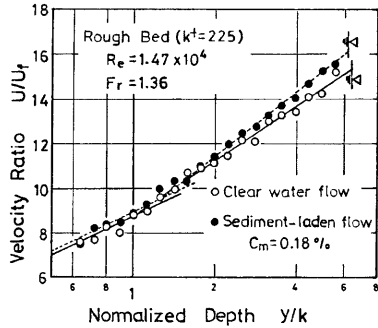


Fig. 11. Local mean velocity distribution plotted on the semi-log paper.

数を算定するとほぼ 0.4 に等しい値となっている。

以上のような浮遊砂流の平均速度分布特性は、浮遊砂が流水に及ぼす次のような効果によって定性的に説明される。

浮遊砂が清水流に混入されると見かけ上の有効粘性が増大し²⁶⁾、速度の減少作用と流水抵抗の増大作用を及ぼす。浮遊砂は路床付近ほど高濃度であるため、滑面上の浮遊砂流では、路床付近の速度減少が卓越し、速度勾配が大きくなってカルマン定数の減少をもたらすものと考えられる。

一方、完全粗面上の流れは、粗度要素背後の wake に大きく支配されているが、路床近傍の高濃度層によってこのような wake の発達を抑えられる。有効粘性の増大作用効果よりも粗度要素背後の wake が抑制される効果の方が卓越するために、完全粗面上の浮遊砂流では、速度が増加し、水面付近で大きな速度増加を示すものと考えられる。したがって、この場合、抵抗係数およびカルマン定数は清水流のものより減少することになる。

5. 路床付近に見出される縦筋の特性

レイノルズ数が十分大きな固定床上の開水路流れにある程度の砂粒子を混入すると、路床近傍の砂粒子は、たとえば Photo. 1 のように、流下方向に平行で横断方向にほぼ等間隔な連続した筋として観察される。ここでは、このような砂粒子の筋を縦筋 (longitudinal sand streaks) と呼ぶことにする。この縦筋は Fig. 12 の模式図に示されるような縦渦²⁷⁾ (2 次流, 並列らせん流) の作用により、その湧昇部に周囲の浮遊砂が集められることによって形成されるものと考えられる。したがって、鉛直方向の浮遊砂濃度分布も縦渦の配列に対応した変化を呈すると推察される。

Fig. 13 は、Fig. 12 に示された縦渦の湧昇部 (up-flow region) および下降部 (down-flow region) に相当する測線上の鉛直方向浮遊砂濃度分布を示したものであって、図より、半水深以上では両測線上の浮遊砂濃

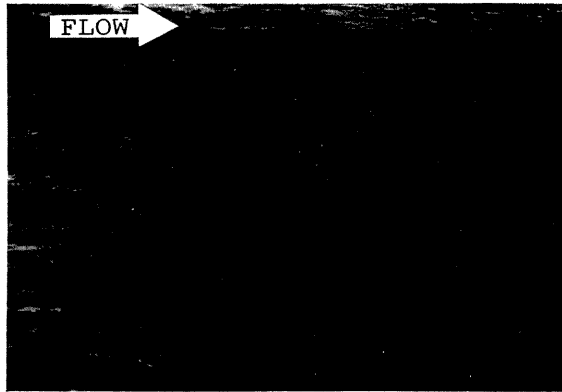


Photo. 1. An example of sand streaks.

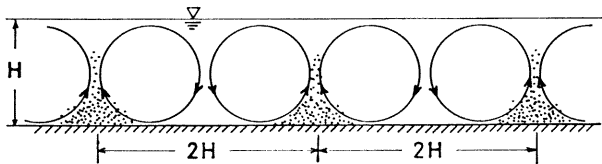


Fig. 12. Schematic illustration of longitudinal spiral eddy motions.

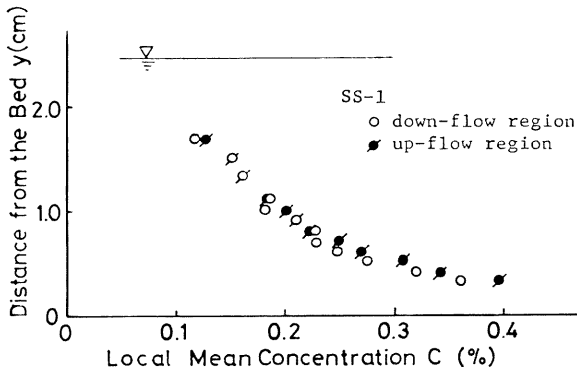


Fig. 13. Comparison of suspended sediment distribution at up-flow region with that at down-flow region.

度はほぼ同程度であるが、路床に近づくとともに湧昇部での濃度が下降部のそれより大きくなっていることがわかる（最も路床に近い計測点において、湧昇部の濃度は下降部の約10%増となっている）。縦筋の位置における流砂量はそれ以外の位置の数10倍になる場合もあることが示されており²⁸⁾、縦筋の形成される流れでは流砂量が縦筋の部分に集中することが大きな特徴といえる。

目視観察によれば、縦筋は場所的にふらついており、路床の粗度に応じてそのふらつきの程度は異なることが認められた。そこで、縦筋のふらつきに粗度あるいは浮遊砂濃度がどのように関与するのかを検討するために次のような解析を行った。すなわち、水路幅を100等分し（分割幅 $\Delta z=0.4\text{m}$ ）、それぞれの分割幅に

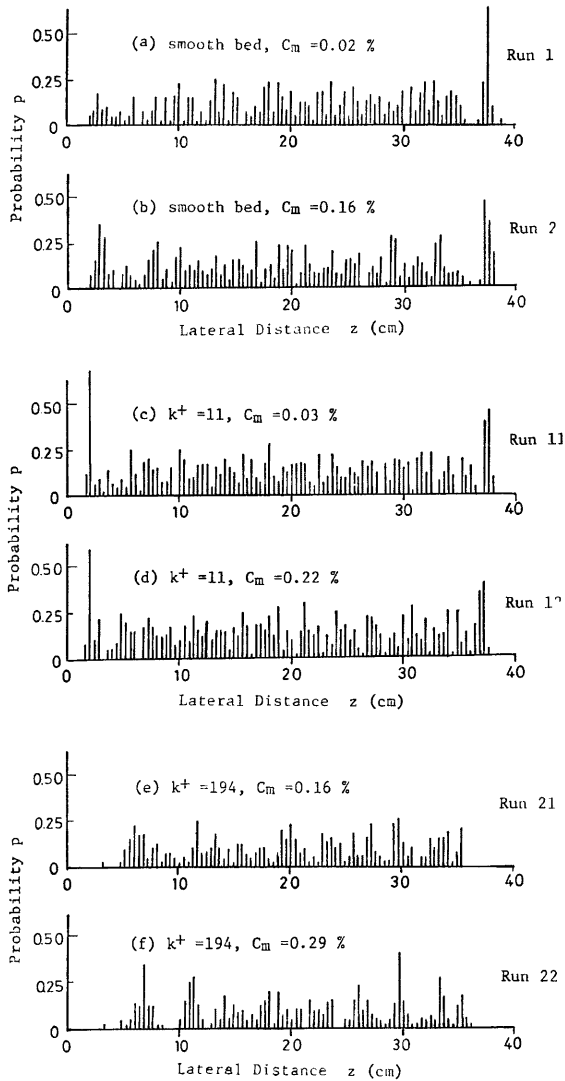


Fig. 14. Existence probability of sand streaks.

縦筋中心が含まれる写真の枚数 n を求め、 $p=n/40$ をそれぞれの分割幅について算定した (1 ケースの撮影枚数 $N=40$)。このように算定された p 値を横断位置について示すと Fig. 14 (a)~(f) のようであって、これらは縦筋中心の生起確率を表している。

Fig. 14 (a), (b) は、それぞれ、低濃度および高濃度の滑面流れにおけるものであるが、 p の分布は (e) (f) に示された完全粗面上のものに比しかなり一様であり、縦筋の位置は不安定であることを示している。しかし、高濃度の場合には、 p の分布にある程度等間隔にピークが生じており、低濃度時よりも縦筋の位置は安定していることがわかる。このことより、滑面流れでは、縦渦が縦筋を形成し、その縦筋が縦渦を安定化させようとする相互作用の内在することが確認される²⁸⁾。4.1 において、滑面上の浮遊砂流では浮遊砂濃度とともに低抗係数の大きくなることが示されたが、上述の縦渦の安定化が低抗係数の増大に寄与しているとも考えられる。しかし、これはあくまでも推測であって今後の詳細な検討が必要とされる。

Fig. 14 (c), (d) は、不完全粗面上の流れ ($k^+=11$) におけるものであって、滑面流れの場合と同様、高濃度時の方がピークが顕著になる傾向が認められる。

Fig. 14 (e), (f) は、完全粗面上の流れ ($k^+=194$) におけるものであって、両濃度のものとも p の分布に明瞭なピークが認められ、縦筋は滑面流れのものよりもかなり安定している。このことは路床粗度の増大とともにバーストが顕著になるという Grass²⁹⁾ の検討結果に対応しており、興味深い現象といえよう。また、濃度差による p 分布の差異はほとんどなく明確な傾向は見出せない。

Fig. 15~Fig. 17 は、他の水利条件下における縦筋の生起確率を示したものである。これらの図より、路床粗度の増大とともに縦筋が安定化する様子が容易に認められる。

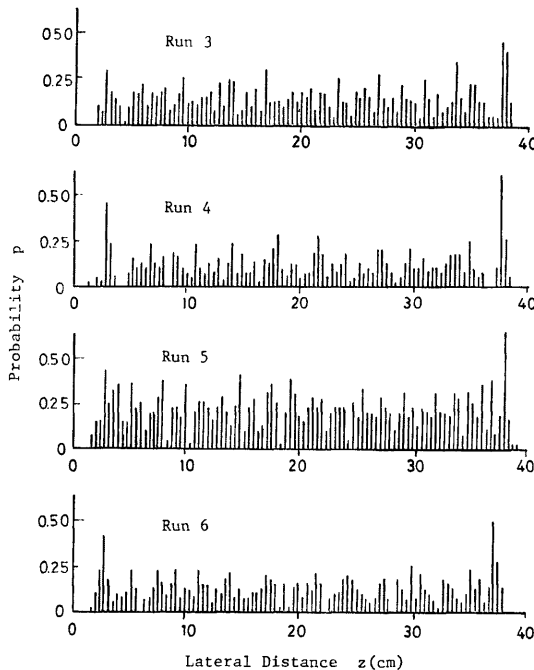


Fig. 15. Existence probability of sand streaks (smooth bed).

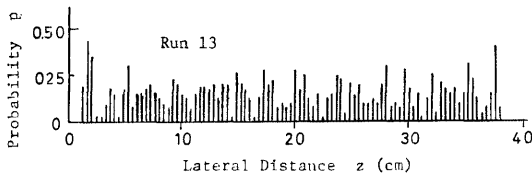


Fig. 16. Existence probability of sand streaks ($k=0.03$ cm).

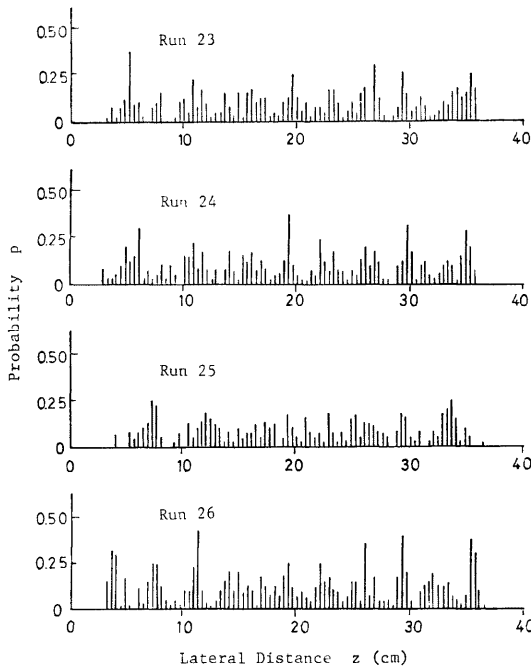


Fig. 17. Existence probability of sand streaks ($k=0.39$ cm).

Fig. 18~Fig. 20 は、隣接する縦筋間隔 λ_s の確率分布を示したものである。図中に示された実線および破線は、それぞれ、計測値に対数正規分布および正規分布を当てはめたものであって、各図とも次式で表される対数正規分布の適合性がきわめて高いことを示している。

$$P(\lambda_s) = \frac{\log e}{\lambda_s \sqrt{2\pi} \sigma'} \exp \left\{ -\frac{(\log \lambda_s - m)^2}{2\sigma'^2} \right\} \dots\dots\dots (5.1)$$

ここに、 m および σ' は、それぞれ、 $\log \lambda_s$ に関する平均および標準偏差である。

ところで、対数正規分布はバーストおよびボイルの周期³⁰⁾ばかりでなく、低速縞間隔³¹⁾の確率分布にも良い適合性を示すことが知られており、縦筋と低速縞との対応性が十分認識される。

なお、各図に示された $\bar{\lambda}_s$ および σ は、それぞれ、 λ_s に関する平均および標準偏差であって、これらをまとめたものが Table 5 である。

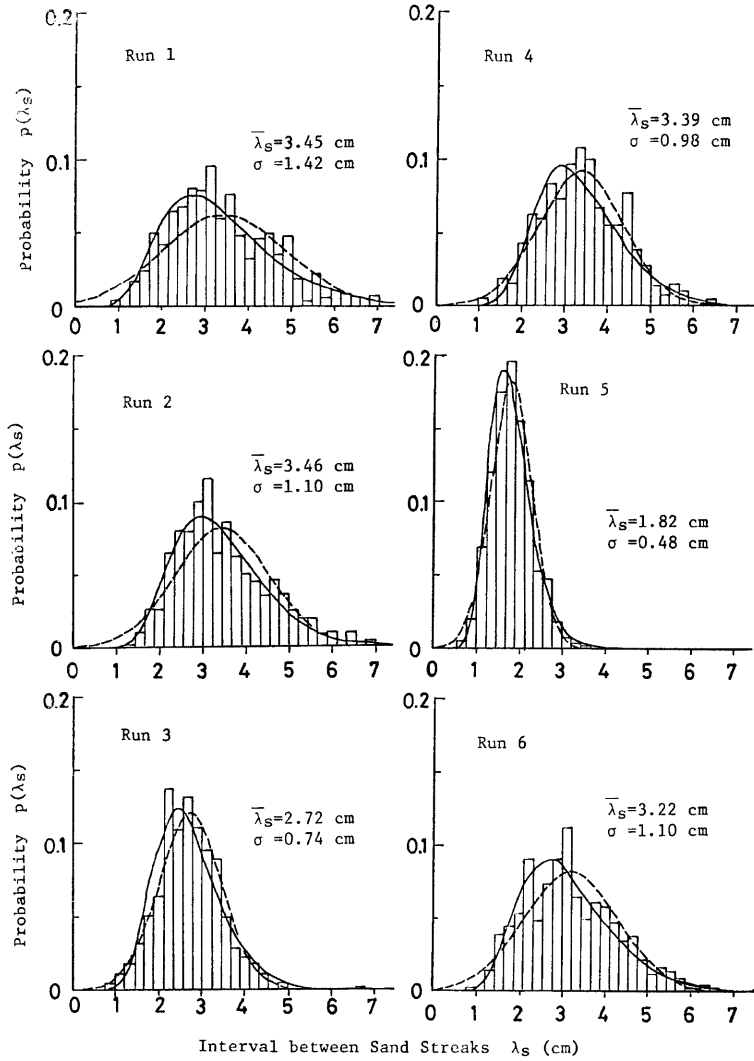


Fig. 18. Histogram of the interval λ_s of adjacent sand streaks (smooth bed).

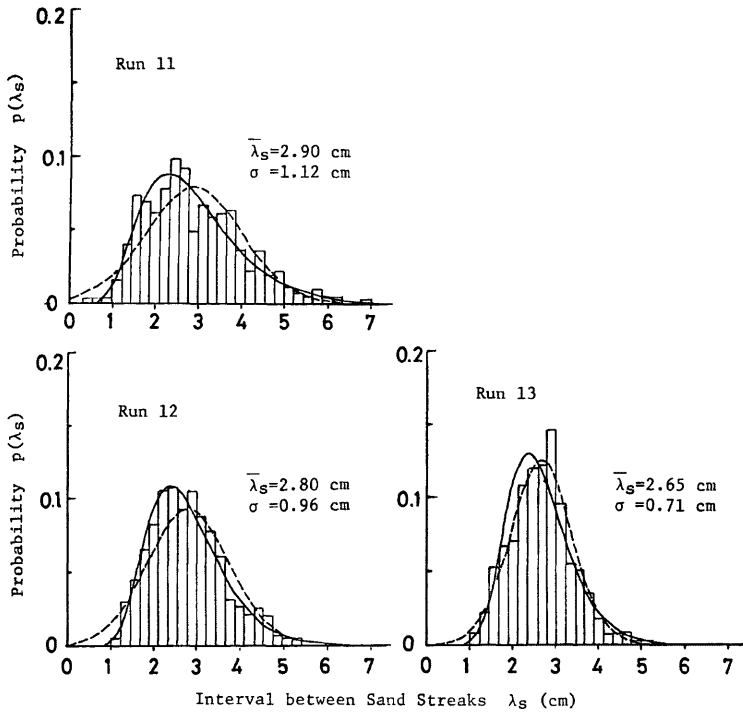


Fig. 19. Histogram of the interval λ_s of adjacent sand streaks ($k=0.03$ cm).

Table 5. Summary of experimental results.

Run	H (cm)	$\bar{\lambda}_s$ (cm)	σ (cm)	$\bar{\lambda}_s/H$	$\sigma/\bar{\lambda}_s$
1	2.71	3.45	1.42	1.273	0.412
2	2.71	3.46	1.10	1.277	0.318
3	1.69	2.72	0.74	1.609	0.272
4	2.22	3.39	0.98	1.527	0.289
5	1.20	1.82	0.48	1.517	0.264
6	3.23	3.22	1.10	0.997	0.342
11	2.55	2.90	1.12	1.137	0.386
12	2.55	2.80	0.96	1.098	0.343
13	1.91	2.65	0.71	1.387	0.268
21	2.91	4.22	1.25	1.450	0.296
22	2.91	4.18	1.10	1.436	0.263
23	2.48	4.17	1.14	1.681	0.273
24	2.73	4.00	1.02	1.465	0.255
25	3.40	4.86	1.17	1.429	0.241
26	2.03	3.30	0.84	1.626	0.255

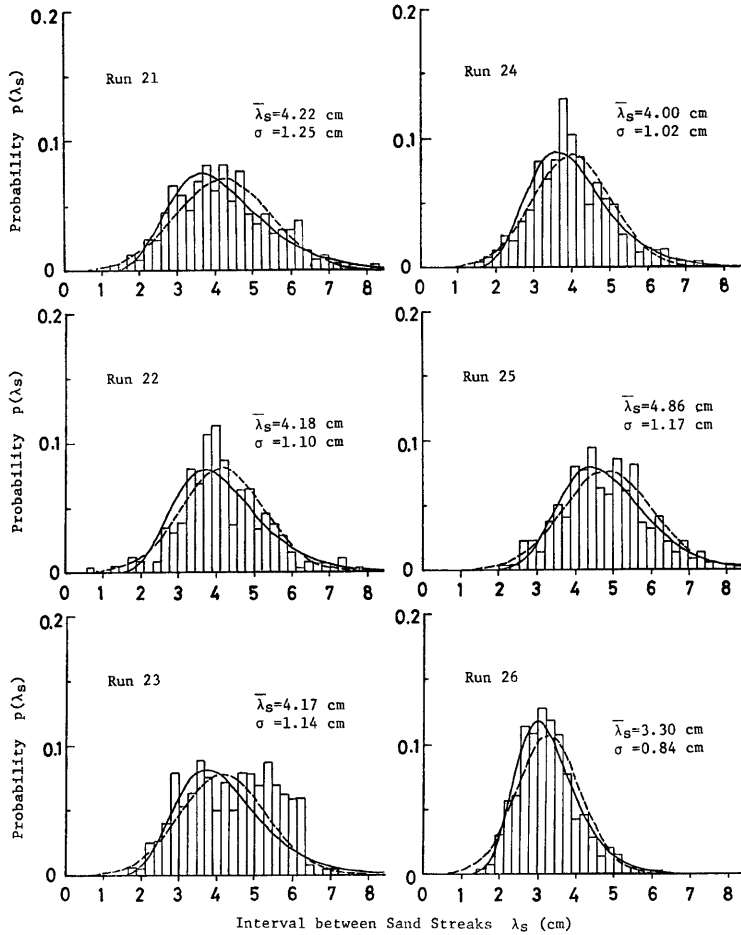


Fig. 20. Histogram of the interval λ_s of adjacent sand streaks ($k=0.39$ cm).

水素気泡法を用いた可視化観測では^{31)~33)}、低速流の平均間隔 $\bar{\lambda}$ は路床からの高さとともに大きくなり、路床近傍で $\bar{\lambda}/H \approx 0.3$ ($U/\bar{\lambda}/\nu \approx 100$)、水面近傍で $\bar{\lambda}/H \approx 2.0$ であると一般に認められている。ここで対象としている縦筋は低速流のものではないが、低速流に相当するものであって、平均縦筋間隔 $\bar{\lambda}_s$ と水深 H との関係を示した Fig. 21 からは

$$\bar{\lambda}_s = 1.42H \dots\dots\dots (5.2)$$

の関係が見出される。

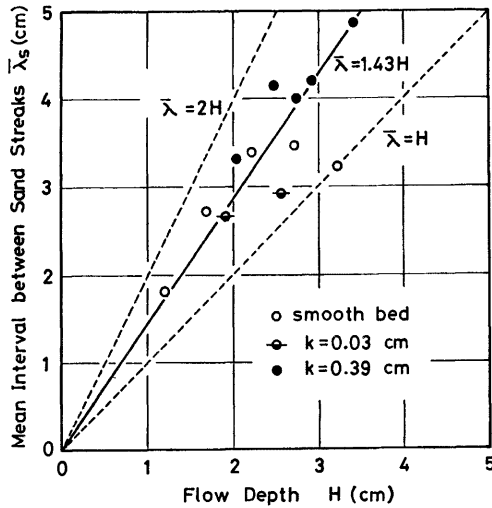


Fig. 21. Relation between the mean interval of sand streaks and water depth.

6. 結 論

本研究は土砂を浮遊する開水路流れの水力特性について実験的検討を加えたものであって、得られた成果を要約して列挙すると次のようである。

- 1) 清水流の平均速度分布を片対数表示すると、粘性底層より上では、勾配の異なる2本の直線で十分に近似でき、屈折を示す。
 - 2) このとき、それぞれの直線で近似される領域（内部対数層および外部対数層と呼ぶ）の平均速度分布式には対数則と同一の式形を用いることができるが、式中に含まれる各種定数はそれぞれの領域で異なる値をとる。
 - 3) 内部対数層から外部対数層への遷移相対水深はほぼ0.2であるが、摩擦レイノルズ数が大きくなると減少傾向を示す。
 - 4) 浮遊砂流に対しても上記の特性は保存されるが、外部対数層における速度勾配は、滑面および粗面流れとも大きくなる。これは、滑面流れにおける路床付近の速度減少、粗面流れにおける水面近傍の速度増加に由来するが、浮遊砂流におけるこのような速度分布特性は、4.2で述べられた浮遊砂がもつ効果によって説明される。
 - 5) 浮遊砂流における抵抗係数の増減は粗度レイノルズ数に支配され、滑面流れでは濃度とともに増大、完全粗面流れでは逆に減少する。不完全粗面の領域では粗度レイノルズ数に応じて抵抗係数の増減傾向は異なる。
 - 6) 路床近傍に見出される砂粒子の縦筋は、滑面流れでは粗面流れに比しかなり不安定であるが、高浮遊砂濃度時には安定化傾向を示す。このことより、滑面流れでは浮遊砂を含むことによって、縦渦が安定すると考えられる。
 - 7) 縦筋間隔の確率分布は、バーストやボイルの周期あるいは低速縞の間隔同様に、対数正規分布に従う。
 - 8) 平均縦筋間隔は水深の約1.4倍である。
- 以上のように、開水路浮遊砂流の基本的特性についていくつかの興味ある結果が得られたが、今後は比重

および粒径の効果に着目した研究を進めるとともに、縦筋を乱流構造あるいは流砂機構との関連において検討する予定である。

最後に、本研究の遂行に際し、実験ならびにデータ解析に協力された技官の北川吉男氏、二宮純氏（現山口県）、京都大学大学院生 西園恵次氏、池田満氏（現鴻池組）ならびに津田勲氏（現北陸電力）に対し、深甚なる謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Vanoni, V. A.: Transportation of suspended sediment by water, Proc. ASCE, Vol. 70, 1944, pp. 67-133.
- 2) Ismail, H. M.: Turbulent transfer mechanism and suspended sediment in closed channels, Trans. ASCE, Vol. 117, 1952, pp. 409-446.
- 3) Einstein, H. A. and N. Chien: Second approximation to the solution of the suspended-load theory, Univ. Calif. Inst. Eng. Res., No. 3, 1954.
- 4) Vanoni, V. A. and G. N. Nomicos: Resistance properties of sediment-laden streams, Trans. ASCE, Vol. 126, 1961, pp. 1140-1175.
- 5) 室田 明：浮砂濃度と流速分布の関連について，土木学会誌，38巻，11号，1953，pp. 8-11.
- 6) 椿東一郎：浮流流砂が流れに及ぼす影響について，土木学会誌，40巻，9号，1955，pp. 449-458.
- 7) 志村博康：浮遊砂を有する水流の諸特性について，土木学会論文集，第46号，1957，pp. 22-29.
- 8) Elata, C. and A. T. Ippen: The dynamics of open channel flow with suspensions of neutrally buoyant particles, Tech. Report, No. 45, Hydrodynamics Lab., MIT, 1961.
- 9) 日野幹雄：固体粒子を浮遊した流れの乱流構造の変化，土木学会論文集，第92号，1963，pp. 11-20.
- 10) 日野幹雄：河川の乱流現象，水工学シリーズ，土木学会水理委員会，66-07, 1966.
- 11) Kazanskij, I.: Experimental studies of the influence of solid particles on turbulence characteristics in pipes, Proc. 14th IAHR Congress, A 6, 1971, pp. 45-54.
- 12) 福岡捷二・吉川秀夫：Characteristics of open-channel flow with sediment, 東京工業大学土木工学科研究報告，No. 10, 1971, pp. 99-173.
- 13) 板倉忠興・岸 力・中山 隆：浮遊砂を含む開水路流れの水力特性，沖積地河川における河床形状と流体抵抗の研究，文部省科研報告，1975.
- 14) 富所五郎：固液混相流の乱れ特性，信州大学工学部紀要，第41号，1976，pp. 57-68.
- 15) 林 泰造・大山好永：中立浮遊粒子を含む開水路水流の乱流特性について，第23回水理講演会論文集，1979，pp. 131-138.
- 16) 三村信男・松尾友矩：中立粒子浮遊流とカオリンフロック，カオリン浮遊流の乱流特性，土木学会論文報告集，第284号，1979，pp. 49-58.
- 17) 今本博健・大年邦雄：固液混相水路流れの水力特性に関する研究 (1)，京都大学防災研究所年報，第22号 B-2, 1979，pp. 453-468.
- 18) Hinze, J. O.: Turbulence, Second Edition, McGraw-Hill, 1975.
- 19) Bradshaw, P.: Turbulence, Springer-Verlag, 1976.
- 20) Prandtl, L.: Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeter Turbulenz, Z.a.M.M., 5, 1925, pp. 62-74.
- 21) Kármán, Th. von.: Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz, Verch. 3, Intern. Kongr. für Techn. Mech., Stockholm, I, 1930, pp. 85-93.
- 22) Zăgustin, K.: Analytical solution for turbulent flow in pipes, La Houille Blanche, 1969-2, 1969, pp. 113-118.
- 23) Blasius, H.: Das Ähnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgängen in Flüssigkeiten, Forschungsheft, 131, Berlin, 1913.

- 24) Coles, D.: The law of the wake in the turbulent boundary layer, *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 1, part 2, 1956, pp. 191-226.
- 25) Willis, J. C.: A new mathematical model for the velocity distribution in turbulent shear flow, *Jour. Hydr. Res.*, Vol. 10, No. 2, 1972, pp. 205-225.
- 26) Einstein, A.: Eine neue Bestimmung der Moleküldimension, *Annalen der Physik*, Vol. 19, 1906.
- 27) 木下良作: 洪水と流路形態の現地観測, 水工学シリーズ, 土木学会水理委員会, 78-A-7, 1978.
- 28) 村本嘉雄・河田恵昭・布村明彦: 砂礫河川の掃流砂に関する基礎的研究, 京都大学 防災研究所年報, 第20号 B-2, 1977, pp. 451-474.
- 29) Grass, A. J.: Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries, *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 50, part 2, 1971, pp. 233-255.
- 30) Jackson, R. G.: Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows, *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 77, part 3, 1976, pp. 531-560.
- 31) 祢津家久・中川博次: 開水路乱流の bursting 現象とその特性, 土木学会年次学術講演会講演概要集, II-147, 1977.
- 32) Kline, S. J., W. C. Reynolds, F. A. Schraub and P. W. Runstadler: The structure of turbulent boundary layers, *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 30, part 4, 1967, pp. 741-773.
- 33) 今本博健・宇民 正・上野鉄男・日紫喜剛啓・仲井公哉: 開水路流れの大規模乱流構造と構造物周辺の局所流との関連について, 京都大学防災研究所年報, 第22号 B-2, 1979, pp. 469-490.