

# 相対水深の小さな流れの構造に関する実験的研究

## EXPERIMENTAL STUDY ON TURBULENT FLOW WITH SMALL RELATIVE SUBMERGENCE

中川博次\*・辻本哲郎\*\*・清水義彦\*\*\*

By Hiroji NAKAGAWA, Tetsuro TSUJIMOTO and Yoshihiko SHIMIZU

A knowledge of the nature of turbulent flow with small relative submergence plays an important role for clarifying fluvial hydraulics of mountain rivers. Because of the existence of "roughness sublayer" which is a near-bed layer affected by roughness elements, the flow with small relative submergence is different from that with sufficient relative submergence. In the present study, the fundamental characteristics of flow with small relative submergence are discussed through flume experiments of flow over rough beds which are composed of glass beads and of natural gravels. In the roughness sublayer, the velocity profile becomes more uniform than the log-law profile and the turbulence intensity is suppressed. These characteristics are proved to be closely related with the measured distribution of Reynolds-stress.

*Keywords: small relative submergence, velocity profile, Reynolds stress, roughness sublayer*

### 1. 序 論

山地河川にみられるような礫床河川は、一般に小さな相対水深（粗度高さに対する水深比）と大きな河床勾配によって特徴づけられ、その流れの構造と流砂過程に関する知見の集積は沖積地河川での研究に比べ必ずしも十分とはいえない。数少ない研究ではあるがすでに Cao<sup>1)</sup> は Chezy 係数と相対水深の関係が Keulegan の式から精度良く見積もれないことを指摘し、水山<sup>2)</sup> は砂礫を用いた水理実験から、流速分布が河床近傍において対数分布則よりずれること、限界掃流力が河床勾配とともに増加することなど沖積地河川とは異なる性質を指摘している。

一方、粗度要素が大きな場合における流れの特性については、一様な形状の人工粗度を用いた風洞実験や開水路流の計測を通じて従来より検討されてきたが、それらの立場は大別して次の3つに分類できる。1) 流れ場全体の流速分布を座標原点 (theoretical wall) を決める

ための原点補正量を導入して対数分布則で評価しようとする立場<sup>3), 4)</sup>。2) 粗度近傍の流れ場においては、対数分布則が成り立たないものとしてこれに代わる流速分布を提案する立場。3) 抵抗特性の把握という観点から流速分布の議論よりも粗度要素にかかる抗力に着目する立場<sup>5)</sup>。このうち、1) の場合については原点補正量をいかにして定めるかという問題がある。いわゆる Nikuradse の粗面として扱われた相対水深の大きな流れでは水理条件の変化に対する原点補正量のばらつきは小さいものの、相対水深が小さい場合は、補正量のばらつきは大きく<sup>6)</sup>、また、みかけの Kármán 定数も未知量となる<sup>7)</sup>。

一方、2) の場合については、粗度近傍において粗度要素に強く支配された領域が存在し、対数分布則とは異なる流速場が形成されるとの観点から岩垣<sup>8)</sup>、O'Loughlin<sup>9)</sup>、水山<sup>2)</sup>、Raupach ら<sup>10)</sup>、中川ら<sup>11)</sup>によって検討されている。これらはいずれも平均流の面から検討されてきたものであるが、特に Raupach らは、風洞を用いた粗面流の計測から見出された粗度近傍の領域を roughness sublayer とよび、対数分布則の成り立つ領域（これを inertial sublayer と定義）と区別している。抵抗則を求めるには、流速分布形とその絶対値を決める境界条件が必要であり、3) の検討から粗度要素にかかる抗力に着目することによってこの境界条件を決定するこ

\* 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学教室  
(〒606 京都市左京区吉田本町)

\*\* 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 愛媛大学助手 工学部土木工学科  
(〒790 松山市文京町3番)

とが可能となる。

本研究では、一様な形状のガラスビーズと砂礫を粗度として用いて、相対水深の小さな開水路粗面流の平均流構造と乱流特性について水理実験より検討した。これは流れ場の構造については、2) の立場から、しかも平均流速および乱れ諸量の分布に基づいて検討することが合理的であると判断したため、粗度近傍の流速場、すなわち、roughness sublayer 内の特性に焦点をあてて<sup>(注1)</sup> 検討を進めた。そこでは、計測されたレイノルズ応力分布と混合距離理論を用い、従来より原点補正量によって埋没させられていた roughness sublayer を含めて平均流速分布を誘導することを試みる。本研究はこうした立場から、相対水深の小さな流れの構造に関する基礎的な知見を得、山地河川における流れと流砂についての合理的な記述を確保するための足掛かりとしようとするものである。

## 2. 実験方法

実験は、2本の直線水路（幅30cmと40cm）を用い、水路内に粗度頂部の高さが一様となるようガラスビーズを稠密に敷きつめたAシリーズと、均一な砂礫材料を平坦かつ密に敷きつめたGシリーズについて行った。ポイントゲージで水面形を測定して、等流状態を確認しながら通水し、熱線流速計、laser doppler 流速計（L. D. A.）、ピトー管（径2mm）および超小型プロベラ（径3mm）流速計を用いて流れ場を計測した。hot-film および L. D. A. を用いた場合のサンプリング周波数は、200 Hz で計測時間は45 s程度また、プロベラ流速計を用いた場合ではサンプリング周波数は50 Hz、計測時間は80 sである。各シリーズの実験条件および水理条件を表-1、表-2に示す<sup>(注2)</sup>。なお、摩擦速度は、2成分の乱れの計測をしているものについては等流におけるレイノルズ応力分布から決め<sup>(注3)</sup>、平均流のみ計測して

表-1 実験条件

シリーズ	粗度材料と配列	粒径 (cm)	計測方法
A 1	ガラスビーズ、斜め格子	1.25	L. D. A.
A 2	ガラスビーズ、斜め格子	1.70	hot film
A 3	ガラスビーズ、立方格子	2.97	hot film, Pitot tube
G 1	砂 礫	.729	プロベラ流速計
G 2	砂 礫	.950	
G 3	砂 礫	1.20	
G 4	砂 礫	1.95	

表-2 水理条件

ケース	水深 h (cm)	平均流速 U <sub>a</sub> (cm/sec)	摩擦速度 u <sub>*</sub> (cm/sec)	F. 数	R. 数	h/d
A 1-1	4.78	46.4	4.21	.678	22179	3.8
A 1-2	4.88	39.7	3.27	.574	19374	3.9
A 1-3	4.98	29.0	2.61	.415	14442	4.0
A 1-4	4.88	25.9	2.36	.375	12639	3.9
A 1-5	4.98	21.3	1.83	.305	10697	4.0
A 2-1	3.66	37.6	4.05	.628	13762	2.2
A 2-2	3.37	29.8	3.04	.520	10043	2.0
A 2-3	6.86	47.7	4.14	.582	32722	4.0
A 3-1	5.91	41.7	3.40	.548	24645	2.0
A 3-2	5.72	21.9	2.37	.293	12527	1.9
A 3-3	6.03	31.9	2.43	.415	19236	2.0
A 3-4	5.89	28.7	2.50	.391	17433	2.0
A 3-5	7.53	33.2	3.86	.385	25199	2.6
A 3-6	6.61	48.7	4.11	.530	41331	2.9
A 3-7	5.56	63.3	6.03	.858	35195	1.9
A 3-8	9.09	35.6	2.89	.377	32360	2.9
G 1-1	9.98	30.3	3.13	.306	30180	13.7
G 1-2	6.23	39.3	4.94	.504	24490	8.5
G 1-3	5.37	44.9	5.62	.619	24120	7.4
G 2-1	8.37	30.2	4.02	.328	24900	8.7
G 2-2	6.93	37.0	4.51	.449	25000	7.3
G 2-3	2.67	21.8	2.80	.427	5830	2.8
G 3-1	9.00	38.6	4.20	.411	34710	7.5
G 3-2	7.80	47.4	5.53	.542	36920	6.5
G 3-3	6.10	38.4	4.89	.497	23420	5.1
G 3-4	5.65	40.8	5.76	.549	23070	4.7
G 3-5	4.13	32.7	6.36	.514	13480	3.4
G 4-1	11.0	35.5	3.29	.342	39120	5.7
G 4-2	9.34	39.7	4.28	.415	37190	4.8
G 4-3	8.21	47.2	5.67	.526	38700	4.2
G 4-4	5.82	40.7	5.84	.540	23930	3.0
G 4-5	2.58	18.9	3.90	.375	4870	1.3

但し、F. 数 =  $U_a / (g h)^{1/2}$ 、R. 数 =  $U_a h / \nu$

いる場合は  $\sqrt{gh_i}$  ( $g$ : 重力加速度,  $h$ : 水深,  $i$ : 水路床勾配) から決めている。

## 3. 実験結果とその考察

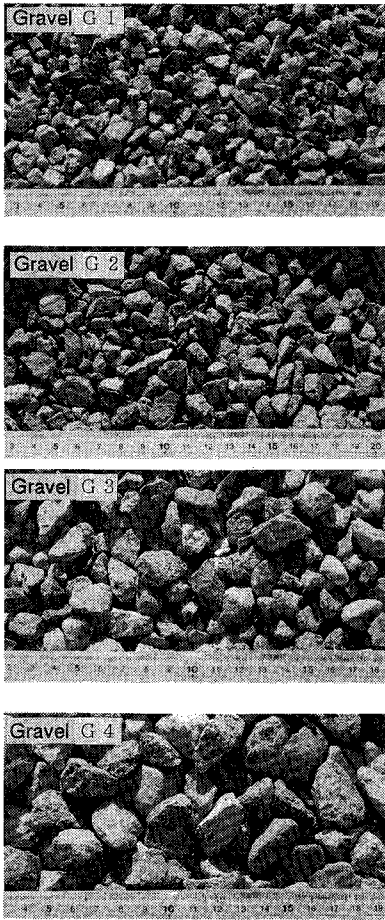
### (1) 平均流速分布

はじめに、ガラスビーズ粗度および砂礫粗度上の平均流速の代表例を取り上げ、その特性を調べる。

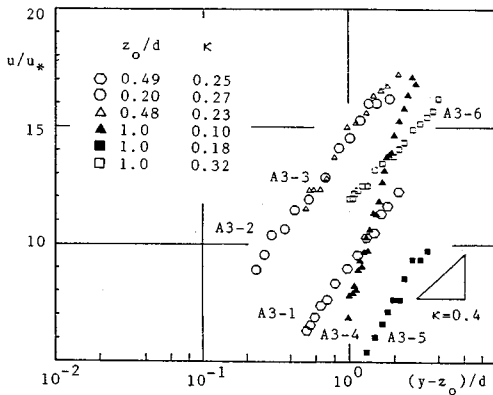
まず、流速分布形を議論する際問題となるのはその座標原点の設定である。通常、粗面流に対しては片対数紙上で流速値が直線上にのるように原点補正量を導入し壁法則の theoretical wall を決めている。図-1はガラスビーズ粗度を用いた場合の計測結果をこのような方法から整理したものである<sup>(7)</sup>。相対水深の小さい流れの場合原点補正量 ( $z_0$ ) は水理条件によってその値はばらつき、Kármán 定数は0.4とはならず、一般に未知量となる。しかも、両者の間に系統的な対応関係も認められない。そこで、流れ場全体を対数則表示させるための原点補正量の導入は保留し、粗度要素の幾何学的な基準面を設けて流速分布形の検討を行うことにした。すなわちガラスビーズ粗度を用いた場合では、粗度頂部における接平面が決まるため、便宜的にこの接平面を基準面として流速分布を整理した。一方、砂礫粗度の場合、粗度の凹凸に

注1) 本論文では自由水面の効果について次の理由から注目しなかった。①開水路流れの乱流構造に対する自由水面の影響は、水深の何%という形で出現するものと推測され、そうであれば相対水深の大小にかかわらず水深の上方何%かが影響を受けるため、ここで取り扱う「相対水深の小さい流れ」固有の問題ではないと判断した。②粗度近傍の計測に比べ、水面近傍での計測は詳細に行っていない。③流速分布形に及ぼす自由水面の影響が顕著に認められなかった。

注2) Gのシリーズはプロベラ流速計による計測で、レイノルズ応力などが計測されていない。一方、Aのシリーズは  $h/d$  が4以下に限られている。本論文ではレイノルズ応力の分布に着目した議論のため主としてガラスビーズを用いたAシリーズのデータを扱い、その上でできる限り礫を用いたGシリーズのデータとを比較する様式をとった。それゆえ、本論文の図で取り上げるGシリーズの例はこうした制約から限られたものとなっている。Gシリーズのデータの詳細については文献19)を参照された。



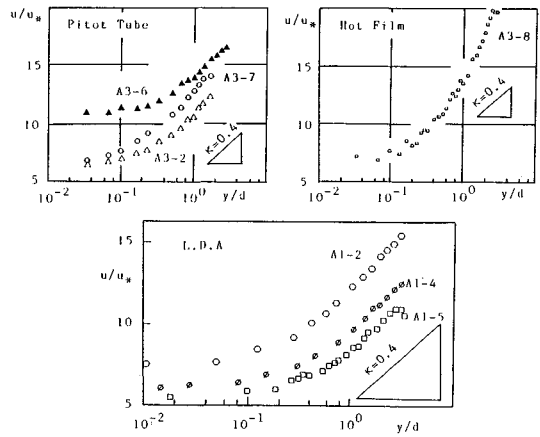
写真—1 砂礫粗度



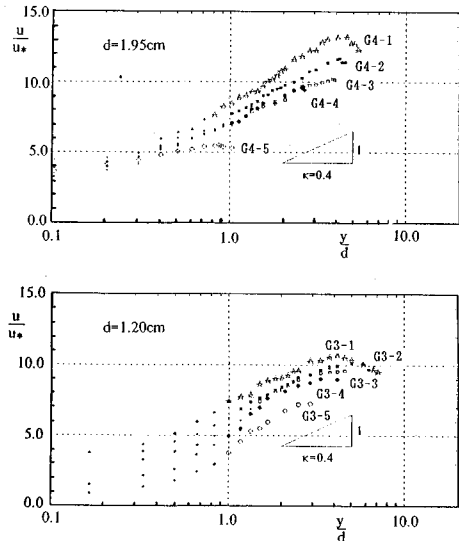
図—1 原点補正量を用いた平均流速分布

より幾何的に様な基準面が決まらない。ここでは座標原点を従来から良く用いられているものとして粗度頂部より  $0.2d$  程度下方に設定して<sup>13)</sup>流速分布を整理した。これらの設定についての議論は後述することにする。

図—2, 3 に各シリーズの平均流速分布の代表例を片対



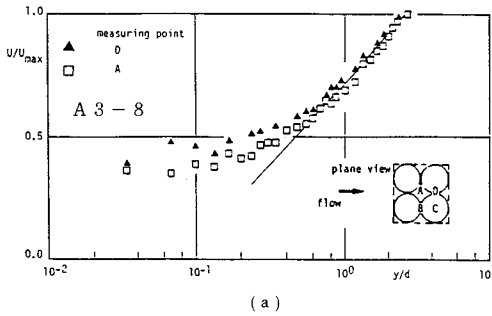
図—2 平均流速分布の代表例 (ガラスビーズ)



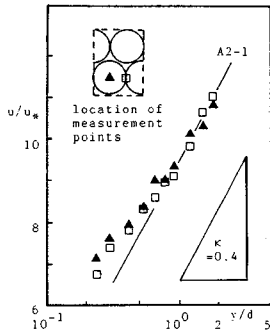
図—3 平均流速分布の代表例 (礫)

数表示してみると、ガラスビーズ粗度および砂礫粗度のいずれの場合も粗度近傍に近づくにつれて、速度勾配が緩やかとなる領域が見出されることがわかる。特に、A1 シリーズでは L.D.A. を用いて計測しているため、粗度近傍での計測点数が多く、速度勾配が滑らかに変化しながら一様化していることが認められる。図—4 は計測位置を変えて流速分布を求めたものであるが、底面近傍の一様化に代表される分布形の特徴の場所的変化はなく平均流速場は二次元的である (horizontal homogeneity が保存されている<sup>23)</sup>) のものとみなすことができる。また、この一様化領域の上方では、速度勾配は Kármán 定数を  $0.4$  とした対数則のそれにほぼ対応してくる。こ

注3) “homogeneity” あるいは “inhomogeneity” の表現は風洞実験による粗面乱流の研究において Raupach らによって使われている<sup>10)</sup>。



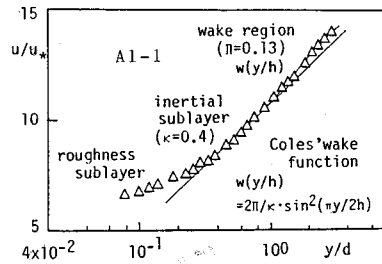
(a)



(b)

図—4 計測位置を変えて求めた平均流速分布

のような平均流速分布の特徴は水山<sup>2)</sup>や Raupach ら<sup>10)</sup>によってすでに見出されており、特に、Raupach らは風洞内に人工粗面を設け、その上の流れ場の計測から、底面近傍の速度勾配の一樣化領域では粗度要素の流れ場に与える影響が支配的になるものと考えて、“roughness sublayer”と定義した。また水山も砂礫上の流速分布の原点を砂礫頂部から  $0.15d$  ( $d$ : 粒径) 下げて整理した流速分布から底面近傍の流速勾配の一樣化領域を見出している。これらの結果より推測すると、底面近傍における対数分布則からの流速値のずれは単に座標原点の設定の問題だけではなくなさそうであり、粗度要素によって流速場に何らかの変質が生じ、その影響が現われたものと予想できる。このような観点から、本研究では粗度近傍における流速値の対数分布則からの偏差が生ずる領域を roughness sublayer, その上で Kármán 定数を  $0.4$  とした対数型流速分布で表わされる領域を inertial sublayer と定義する。この区分に従って流速場をとらえたものが図—5 である。また、この図に示されるように inertial sublayer の上方の流速値ではさらに対数型流速分布からの偏差が認められる場合がある。Nezu・Rodi<sup>14)</sup> は滑面開水路流の詳細な計測から、この領域を Coles の wake function を用いて評価しており、開水路流に対しても外部領域では wake function を用いて修正されるべきとの指摘ができる。本研究でもこの領域を wake region と定義し、粗面流に対するこの偏差を検討するこ



図—5 流速場の区分

とにする。以上のように流速場を3つに分割して考えるが、ここでは特に roughness sublayer の流れの特性に注目しながら検討を進める。

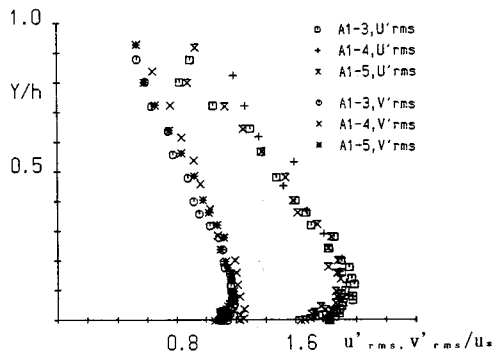
(2) 乱れの統計量の分布について

平均流速分布について、相対水深の大きな流れ場にはみられない特徴が抽出されたが、この点について乱れの統計量の面からも検討を行った。滑面あるいは相対水深の大きな粗面流では、次式の乱れ強度分布式がよく適合することが知られている<sup>12)</sup>。

$$u'_{rms}/u_* = D_1 \exp(-y/h) \dots \dots \dots (1)$$

$$v'_{rms}/u_* = D_2 \exp(-y/h) \dots \dots \dots (2)$$

ここに、 $u'_{rms}$ ,  $v'_{rms}$ : 縦断・鉛直方向流速の乱れ強度、 $u_*$ : 摩擦速度、 $y$ : 鉛直方向座標、 $h$ : 水深である。瀬津<sup>12)</sup>によれば  $D_1 = D_{10} = 2.3$ ,  $D_2 = D_{20} = 1.27$  であり、ここに  $D_{10}$ ,  $D_{20}$  は相対水深の十分大きな流れにおいて調べられた値である。図—6, 7 に A のシリーズで得られた縦断、鉛直方向流速の乱れ強度分布と、実測値と式 (1), (2) との比較を示した。これらの図より粗度近傍に近づくにつれて乱れ強度は式 (1), (2) より減少し、同式に比べ一様化していることがわかる。この乱れ強度の一樣化領域は前述した平均流速分布が対数型流速分布からずれ、一樣化する領域にはほぼ対応している。また、G のシリーズではプロペラ流速計を用いているため、縦断方向の乱れ強度のみ得られ、これを図—8 に示す。ここでは、相対高さ ( $y/h$ ) の普遍関数である式 (1) から (た



図—6 乱れ強度の分布

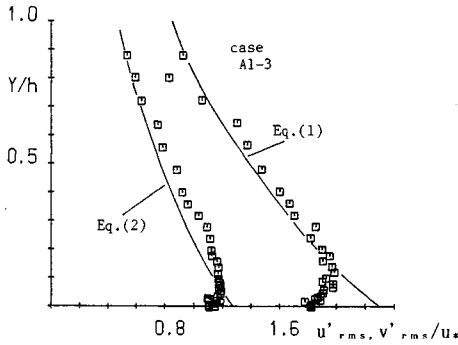


図-7 乱れ強度分布と式(1),(2)の比較

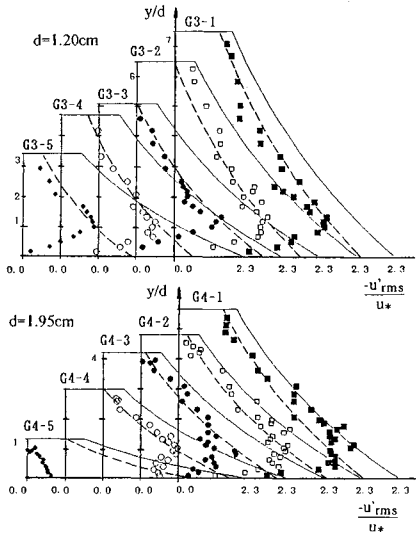


図-8 縦断方向乱れ強度(プロベラ流速計による)

だし、これらのシリーズでは  $D_{10}$  の値が  $D_{10}$  より減少する傾向がみられ、 $D_{10}$  を用いた実線と  $D_1$  を修正した場合の破線の2つを示した、河床からの高さが粒径のオーダーの位置より下方で大きく欠損することを示すため、高さ ( $y$ ) を粒径 ( $d$ ) で無次元化した表示としている。

いま、粗度近傍で平均流速分布が対数型流速分布からずれる鉛直座標点を求め、これを roughness sublayer の厚さ ( $y_R$ ) と定義して、図-9 に示した。これより粗度の種類に依存して値は異なるものの、同じ粗度に対しては  $y_R/d$  はほぼ一定値をとっていることがわかる。ガラスビーズ粗度上の  $y_R/d$  よりも砂礫粗度の  $y_R/d$  の方が大きいのは次の理由によるものと推定される。すなわち、roughness sublayer 内では、個々の粗度要素によって流れの剥離が生じ、粗度要素からの放出渦 (vortex-sheddings) がそこでの流れの構造に重要な役割を果たすと考えると<sup>15)</sup>、砂礫粗度では粗度による凹凸の度合いがガラスビーズ粗度に比べて増し、これによって粗度要素からの sheddings の範囲も広がり roughness sublayer

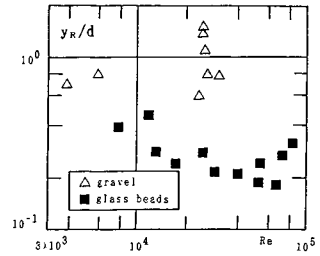


図-9 roughness sublayer の厚さ

の領域が大きくなったものとする。roughness sublayer の厚さは粗度形状やその配置の幾何学的特性に依存することが予想され、その見積もりには種々の粗度材料による系統的な水理実験による検討が今後必要である。しかし、砂礫床粗度については図-9 をもとに判断するとその厚さは粒径程度である。

次に、計測されたレイノルズ応力を図-10 に示す。よく知られているように、等流状態の開水路流では、水深に沿うレイノルズ応力分布は次式の直線分布となる。

$$-\rho u'v' = \rho u_*^2 (1 - y/h) \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 $u', v'$  : 縦断、鉛直方向の変動流速成分、 $\rho$  : 水の密度である。ところが図-10 によると、計測されたレイノルズ応力分布は、粗度近傍に近づくにつれて式(3)で与えられる値よりも減少していることが明確に読み取れる。すなわちレイノルズ応力の減少・抑圧も roughness sublayer の特徴として注目される。

一般に水路横断方向に粗・滑面を繰り返す流れ場や縦筋河床を伴う流れ場では縦渦が出現し、それが場所的に固定化されるため平均せん断応力からのレイノルズ応力の増加・減少がその地点で生じ、また平均流速分布もレイノルズ応力の分布形に対応して変化する。すなわち流れ場の場所的な変化が顕著になり、いわば不均質な場を形成する。こうした現象との関連を検討するため位置を変えて乱れ強度とレイノルズ応力の分布を測定し、その例を図-11 に示した。図-11 によると、それらに顕著な場所的な変化は認められず、流れ場はむしろ二次元的であり均質な場であることが改めて確認された。すなわち roughness sublayer 内の特性が場所的に固定化された縦

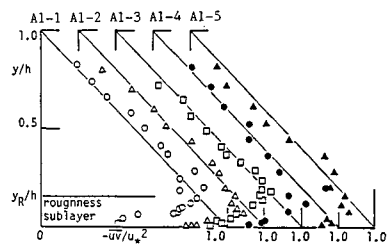


図-10 レイノルズ応力分布

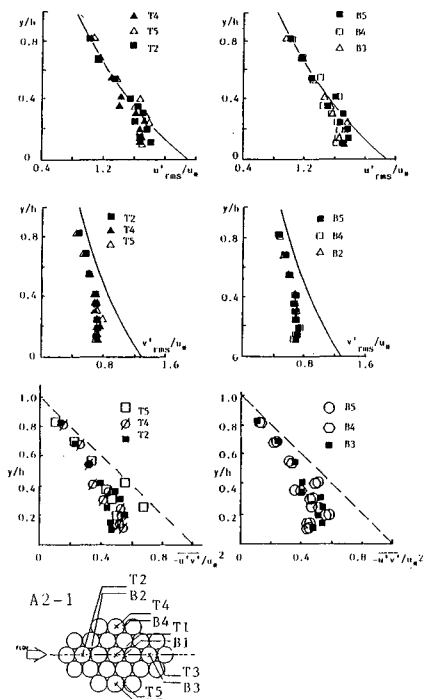


図-11(a) 計測位置を変えて求めた乱れ統計量の分布

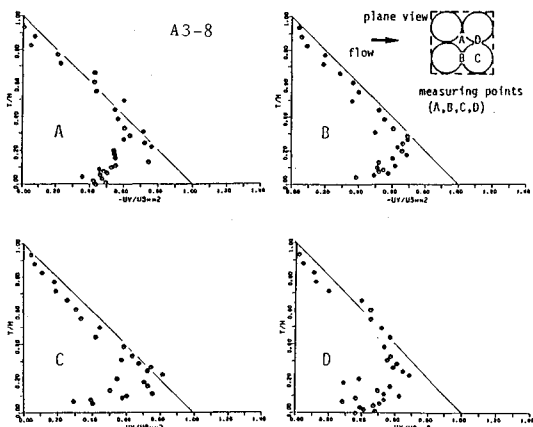


図-11(b) 計測位置を変えて求めたレイノルズ応力分布

渦に伴う大規模な組織構造によって生じたものとは考えにくい。

著者らは、レイノルズ応力の減少分、すなわち total shear とレイノルズ応力の差は粗度要素からの vortex-sheddings による運動量フラックスによって受け保たれ、その構造が空間的に不安定であるため計測されるレイノルズ応力は常に欠損分布となるものと考えているが<sup>15)</sup>、いずれにしても相対水深の小さな流れの特徴としてとらえることができよう。

以上の結果より、興味深いことは、粗度近傍では平均流速分布や乱れの統計量の分布に相対水深の大きな流れ

場から類推されるものとは明らかに異なる性質が見出され、しかも、それらの領域がほぼ対応していることである。これらは roughness sublayer 内の流れ場の性質が抽出されたものといえよう。乱れの統計量、特にレイノルズ応力の分布形が異なれば、平均流速分布にもそのことが顕著に影響を及ぼすため、流速分布を単に対数則に合わせることで原点補正を行うことに合理性はない。

4. 理論解析

前節までの検討から、相対水深の小さな流れ場では粗度近傍の流速場に出現する roughness sublayer の占める割合が大きく、その特性の把握がきわめて重要であることがわかる。roughness sublayer では乱れ強度やレイノルズ応力の欠損が見出され、特に、このレイノルズ応力分布形は粗度近傍における平均流速分布形と関連があるはずであるから、本節ではこのことを中心に考察する。

レイノルズ応力の相関係数  $r_T$  は、

$$r_T = -\overline{u'v'} / (\overline{u'^2} \overline{v'^2}) \dots\dots\dots (4)$$

と定義される。相対水深の大きな流れでは相関係数  $r_T$  は、レイノルズ数、フルード数および壁面粗度の影響にほとんど左右されず、普遍特性を示すことが知られている<sup>16)</sup>。このとき、式 (1), (2), (3) から、

$$r_T = (1 - y/h) / (D_{10} \cdot D_{20}) \cdot \exp(2y/h) \dots\dots\dots (5)$$

となる。本研究の相対水深の小さい流れについての計測値による  $r_T$  と、式 (5) との対応を図-12 に示す。これより、乱れ強度、レイノルズ応力分布が roughness sublayer において式 (1), (2), (3) から著しくずれているにもかかわらず、 $r_T$  の普遍性が水深全体にわたって認められる。換言すれば、計測されたレイノルズ応力と乱れ強度分布の間には、乱れの self-consistency に関する普遍特性が成り立つものといえる。また、図-13 は縦断方向の乱れ強度に対する横断方向の乱れ強度の比を示したものである。相対水深の小さな場合でもこの比は一定となっている。すなわち、乱れ強度の配分率は roughness sublayer 内においても変わらずその値 ( $D_{10}/D_{20} = 2.3/1.27$ ) もほぼ普遍値と考えてよいものといえる。

以上は乱れの二次元計測の結果から推定されたものであるが、上述の見解を認めれば縦断方向乱れ強度のみ計

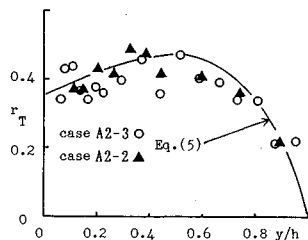


図-12 レイノルズ応力と乱れ強度の相関係数

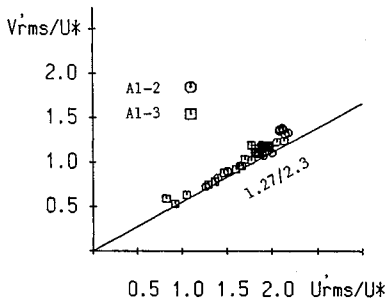


図-13 縦断・鉛直方向乱れ強度の比

測したGシリーズについてもレイノルズ応力を推定することができる。すなわち、乱れ強度の比が一定として式(4)、(5)を用いればレイノルズ応力分布は図-14のように推定され、これによると礫床面上に出現する roughness sublayer 内のレイノルズ応力の欠損状況を明瞭に見出すことができる。

このように変質したレイノルズ応力分布に混合距離理論を適用して、平均流速分布の検討を行うと次のようである。まず、混合距離の設定の問題であるが、従来の検討では粗度近傍において混合距離を一定におくなどの工夫がなされている<sup>8),17)</sup>が、ここでは、乱れの計測結果を利用して、その設定について簡単に検討してみる。さて、Kolmogoroffの-3/5乗則によれば、慣性小領域において波数(k)と波数スペクトル  $S_{ii}(k)$  の間に次式が成立する。

$$S_{ii}(k) = c \cdot (u'_{rms})^2 \cdot \epsilon^{2/3} \cdot k^{-5/3} \dots (6)$$

ここで、cは定数図0.5程度の値をとり<sup>16)</sup>、 $\epsilon$ は乱れエネルギーの逸散率である。ところで、逸散率は次元的な考察から次のように書ける。

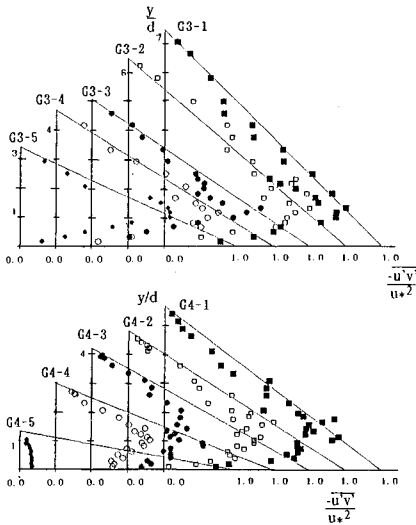


図-14 推定されたレイノルズ応力分布

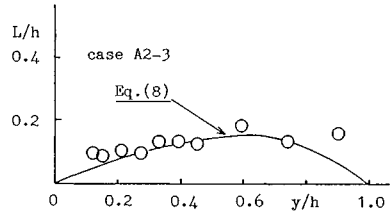


図-15 積分スケールと混合距離の比較

$$\epsilon = a \cdot (q^2/2)^{3/2} / L \dots (7)$$

ここに、 $q^2$ は、乱れエネルギーで  $q^2 = u'^2 + v'^2$  とし、aは無次元の比例定数である。また、Lは積分特性スケールであり、これを厳密に評価することは難しいが、混合距離に対応させて考えてみる。まず、スペクトル解析と式(6)から逸散率を求め、これと式(7)からLを評価すると図-15を得る。ただし、比例定数aは、Lと混合距離の大きさが少なくともinertial sublayerで対応するように決めると0.1程度となり、Wieghardtの見積もりと近い値となる<sup>18)</sup>。Lと、通常開水路で良く用いられる混合距離

$$l = xy \sqrt{1-y/h} \dots (8)$$

とを同図に示すと、その分布形はほぼ対応していることがわかる。詳細な精度の議論は別として、混合距離は roughness sublayer も含めて式(8)を適用すればよく、ここでは、特に新たな仮定を設ける必要ないものとする。このとき混合距離理論を用いて平均流速分布は次の積分によって得られる。

$$\frac{du}{dy} = \frac{1}{xy} \sqrt{\frac{-u'v'}{1-y/h}} \dots (9)$$

計測されたレイノルズ応力を与えて、粗度に最も近い平均流速の実測値から順次数值積分した結果が図-16である。この結果は roughness sublayer での対数分布則からのずれを明確に表現しながら、しかもその上で、すなわちinertial sublayerで滑らかに対数分布則に接続することを再現している。

図-17に模擬的に与えたレイノルズ応力分布とそれに対応して、前述の計算と同様にして得られた平均流速

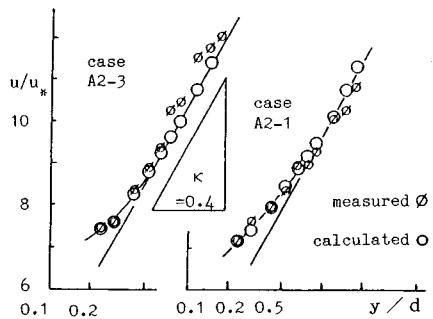
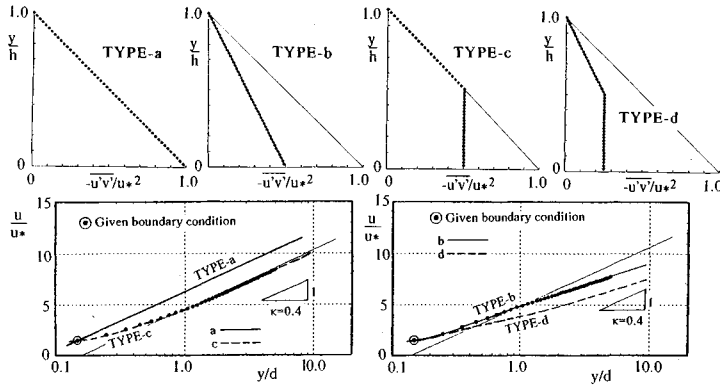
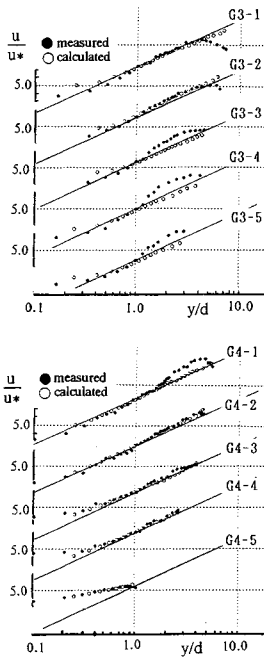


図-16 計算値と実測の平均流速分布の比較



図一七 模擬的に与えたレイノルズ応力分布とそれに対応して求められた平均流速分布

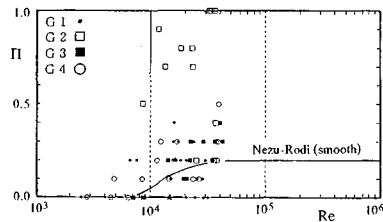


図一八 計算値と実測の平均流速分布の比較 (礫)

分布を示した。流れ場全域にわたってレイノルズ応力が直線分布より欠損する場合、type b, d のように流速勾配は緩和されたもの (Kármán 定数が大きくなる) となり、一方 type c のようなレイノルズ応力分布をとるときには、roughness sublayer と inertial sublayer に現われたような路床近傍で一様化した流速分布形が得られる。

図一八には推定されたレイノルズ応力 (図一四) を用いて求められた礫床上の平均流速の算定値と計測値を示す。ここでも良好に roughness sublayer の流速値を再現していることがわかる。

以上の検討から粗度近傍における roughness sublayer



図一九 Coles' wake-strength parameter

内の流速分布は計測されたレイノルズ応力に混合距離理論を適用することにより得られる。またその上の inertial sublayer ではレイノルズ応力はせん断応力の三角形分布に一致し、ここでは Kármán 定数を 0.4 とする対数分布型の流速分布によく適合している。すなわち、もはや roughness sublayer では流速分布は対数分布にならない。これにもかかわらず従来よりこの領域では原点補正量の導入によって流速分布を対数分布則に合わせようとする試みがなされてきたが、この試みは論述した現象の理解に照らすと不合理なものといわざるを得ない。むしろ、inertial sublayer の流速値を対数分布則に合わせるべきである。また、wake region にしてもこのように決めた inertial sublayer からの偏差に対して wake 則を当てはめるべきである。そこで、wake 関数を表わす次式を用いて定義される Coles の wake-strength parameter  $\Pi$  を計測値から評価した。

$$w(y/h) = (2\Pi/k) \sin^2(\pi y/2h) \dots \dots \dots (10)$$

得られた  $\Pi$  の値とレイノルズ数の関係を示したものが図一十九である。実線は Nezu-Rodi<sup>14)</sup> によるもので滑面開水路流れの全体的な傾向を示している。

### 5. 結 論

本研究では、相対水深の小さな流れの構造についてガラス玉で構成される幾何的に理想的な粗面上の乱流計測と礫床面上の流れの流速分布測定に基づいて検討を行っ



た。以下主要な結論をまとめる。

(1) 相対水深の小さな流れでは、平均流速が粗度近傍において対数分布則からずれ、その速度勾配が緩和される。また、この領域で乱れ強度分布も相対水深の大きな場合の乱れ強度式に比べて一様化することが認められる。

(2) (1) より粗度近傍には粗度要素の影響を受けた流れ場 (roughness sublayer) が存在するものと判断され、その上 (inertial sublayer) で流速分布は対数型流速分布に合致する。また、inertial sublayer の上方では、伴流 (wake) による偏差が認められる場合があり、これを wake region と名づけて、流速場を3つに区分して扱うことの合理性を実験結果のもとに示した。

(3) roughness sublayer ではレイノルズ応力分布が通常の三角形分布から欠損する。これは乱れ強度の抑制が生じたため乱れ強度の欠損とは乱れの相関係数の普遍性より関連づけられる。

(4) roughness sublayer で欠損したレイノルズ応力分布に混合距離理論を適用することによって平均流速分布の一様化を説明することができた。すなわち、粗度近傍における流速値の対数分布則からのずれは単に対数則原点の問題だけではないことを明確にした。

roughness sublayer でのレイノルズ応力の欠損を補う運動量輸送は個々の粗度要素から放出される渦の組織構造と推定しているが、これについては roughness sublayer におけるより詳細な乱れ計測とそれらから求められるさらに多くの乱れ特性諸量の検討を要すると考えており、他の大規模渦を伴う乱れ構造の比較と並行して進めている。

参 考 文 献

- 1) Cao, H. H. : Resistance hydraulique dun litide gravier mobile a pente raide, Doctoral Dissertation, Ecole Polytechnique Federale de Lausanne, 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) 山田 正・川端規之 : 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, 第 325 号, pp. 81~91, 1982.
- 4) 吉川秀夫・植松龍二・城 衛・関根正人 : 球状粗度上の流速分布とそれに働く流体力に関する実験的研究, 土木学会論文集, 第 399 号 / II-10, pp. 47~54, 1988.
- 5) 神田 徹・鈴木勝士 : 球状粗度の床面における浅い流れ

- の抵抗特性, 土木学会論文集, 第 357 号 / II-3, pp. 65~74, 1985.
- 6) Nakagawa, H., Tsujimoto, T., Shimizu, Y. and Murakami, S. : Interaction between flow over rough permeable bed and flow in porous medium composed of bed materials, Proc. of the 3rd International Symposium on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements, Tokyo, IAHR, pp. 627~634, 1988.
- 7) Tsujimoto, T., Shimizu, Y. and Kozai, M. : Turbulent characteristics of flow over rough permeable bed. Memoirs of the Faculty of Technology, Kanazawa Univ., Vol. 21, No. 2, pp. 19~30, 1988.
- 8) 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.
- 9) O'Loughlin, E. M. and Annambhotla, V. S. S. : Flow phenomena near rough boundaries, Jour. of Hydraulic Research, Vol. 7, No. 2, pp. 231~250, 1969.
- 10) Raupach, M. R., Thom, A. S. Edwards, I. : A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surface, Boundary-Layer Meteorology 18, pp. 373~397, 1980.
- 11) 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. 535~540, 1988.
- 12) 禰津家久 : 開水路乱流の乱れ強度に関する研究, 土木学会論文報告集, 第 261 号, pp. 67~76, 1977.
- 13) Einstein, H. A. : The bed load function for sediment transportation in open channel flows, Technical Bull., No. 1026, USDA, Soil Conservation Service, p. 78, 1950.
- 14) Nezu, I. and Rodi, W. : Open-channel flow measurements with a laser doppler anemometer, Proc. ASCE, HY, Vol. 112, pp. 335~355, May, 1986.
- 15) 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.
- 16) 禰津家久 : 開水路流の乱流構造に関する基礎的研究, 京都大学学位論文, p. 11, 1977.
- 17) Christensen, B. A. : Incipient motion on cohesionless channel banks, Sedimentation, Chap. 4, 1972.
- 18) Rotta, J. C. : Turbulente Strömungen, 1972 (乱流, 大路通雄訳, 岩波書店, p. 166).
- 19) Tsujimoto, T., Hosokawa, T. and Katsumi, N : Turbulent characteristics of flow in a gravel-bed flume, Memoirs of the Faculty of Technology, Kanazawa Univ., Vol. 22, No. 2, pp. 103~113, 1989.

(1990. 3. 19・受付)