

## 水路床上に存在する半球下流部の流れの構造に関する実験的研究

THE EXPERIMENTAL STUDY ON THE STRUCTURE OF TURBULENT FLOW  
BEHIND A HEMISPHERE ON THE BED

高橋 迪夫\*

By Michio TAKAHASHI

The study on the structure of turbulent flow behind a hemisphere on the bed seems to offer a fundamental information on the energy loss in a boulder-bed stream or the flow characteristics around the river constructions such as the foot protection block.

In this paper, the mean-velocity distribution and turbulence characteristics behind a hemisphere on the bed are studied in detail. The equation of mean-velocity distribution is obtained in the connection between axisymmetric wake and logarithmic law, and the values are compared with those which are observed. The turbulent structure can be explained on the basis of examination on the distributions of Reynolds stress and turbulent kinetic energy, and the energy balance.

*Keywords*: hemispherical roughness, wake flow, mean-velocity distribution, turbulent structure

## 1. ま え が き

水路床上に存在する半球の周辺、特に下流部の流れの平均流速分布、乱流特性等の流れの構造を明らかにすることは、礫床河川における平均的河床面から突出して点状化する巨礫の流れの抵抗等に及ぼす影響、あるいは三次元的な形状を有する根固めブロック等の河川構造物周辺の流れの特性を検討していくための基礎特性の把握として重要であろう。

水工学上の問題における二次元的な形状を有する粗度<sup>1)</sup>、障害物<sup>2)</sup>、河床波<sup>3),4)</sup>、あるいは段落ち等の断面変化部<sup>5)-10)</sup>の下流部の剥離を伴う流れに対する流れの構造に関しては、種々の検討が加えられてきている。一方、本報で対象としている半球下流部における流れは、水路床の存在に加えて、半球上方および側方からの流れ込みによって流れの混合、平均化が進み、その結果、二次元後流の流れに比べて、剥離域が減少するとともに後流域の広がりが緩やかとなり、平均流速欠損の回復が速められると考えられる。さらに、後流混合域と剥離域との境界全域にわたる乱れの生成によって複雑な乱流構造になることが推測され、後流域に対する三次元的な取扱いが

必要であろう。また、半球下流部の流れの中でも、特に半球に近い領域は流れの構造の変化が急激であり、解析的に表現しにくい部分である。しかしながら、半球による流れのエネルギー損失の大部分がこの領域で生ずると考えられ、流れの抵抗特性、エネルギー損失機構、さらには砂礫の流送過程等の問題を明らかにしていくうえで半球が流れに及ぼす影響を把握するためには、半球に近い領域に対する検討が重要になってくるであろう。このような三次元的な形状の物体下流部の流れの構造に関しては、Chenら<sup>11)</sup>、神田ら<sup>12)</sup>、Okamoto<sup>13),14)</sup>、玉井ら<sup>15)</sup>等によって検討がなされてきている。しかしながら、相対水深が小さく、しかもフルード数が大きく異なる流れにおける半球下流部の平均流速分布、および乱れエネルギーの生成、逸散過程に主眼を置いた乱流構造の変化については、それほど多くの報告は見受けられず、検討を要する事項がまだ残されているように思われる。

本報は、水路床上に存在する半球下流部の半球に近い領域における流れの構造が、フルード数あるいは相対水深の相違によってどのように変化するかを、後流幅、剥離長さ、平均流速分布等の平均流特性ならびに乱れエネルギー、レイノルズ応力、エネルギー収支等の乱れ特性の面から実験的に考察し、合わせて、自由後流の理論によって本報の流れの特性がどの程度まで説明され得るか

\* 正会員 日本大学助教授 工学部土木工学科  
(〒963 郡山市田村町徳定中河原1)

を検討したものである。なお、本報では、半球下流部の流下中心軸上の特性を中心に検討が展開されているが、これは、流下中心軸上においても半球上方、側方からの流れ込みによる三次元的な特性は把握できるであろうという点と、さらに、工学的な問題の巨礫あるいは根固めブロック床上の流れのように、大きな粗度がかなり密に配列された境界面上の流れにおいては、平均化された流下軸上に対する取扱いとなるであろうという考えに基づいている。

2. 実験装置および方法

実験に用いた水路は、長さ 8 m、幅  $B=25.0$  cm のアクリライト製のものであり、上流端より約 4.7 m の水路底面中央部に半径  $k=1.92$  cm のプラスチック製半球が設置されている。

実験は、半球近傍の流れの基本的な特性をできる限り詳細に把握するという観点から、計測点を流れの変化の大きい部分では細かく設け、流下 ( $x$  軸) 方向には 1 cm、水深 ( $y$  軸) および横断 ( $z$  軸) 方向には 1~2 mm の格子状に設定して行われた。乱流計測には、円錐および X 型プローブをセンサーとしたホットフィルム流速計が用いられた。流況の可視化はアルミ粉末およびフルオレセインナトリウム溶液を用いたトレーサー法によって行い、剝離長さの目視観測にはトレーサーとして過マンガン酸カリウム溶液が用いられた。また、半球背後の逆流域の流向の確認は、小型プロペラ流速計のプロペラの回転方向およびトレーサーによってなされた。なお、ホットフィルム流速計は高せん断層の計測に対しては、量的な面で若干問題があることが指摘されている。

実験条件が Table 1 に、主な使用記号が Fig. 1 に示されている。ここに、表中の  $\bar{u}_{*b}$  は次式で表わされる水

路底面の平均摩擦速度<sup>16)</sup>であり、式 (1) ~ (4) を連立に解くことにより求まる。

$$\bar{u}_{*b} = K \left[ \ln \left( \frac{B}{2y'} \right) - 1 \right] \dots\dots\dots (1)$$

$$\bar{u}_{*w} = K \left[ \ln \left( \frac{H}{z'} \right) - 1 \right] \dots\dots\dots (2)$$

$$K = \sqrt{gRi} \cdot \sqrt{\frac{1+(2H/B)}{2H/B [\ln(H/z')-1]^2+1} + [\ln(B/2y')-1]^2+1}} \dots\dots\dots (3)$$

$$y' = 0.111 \nu / \bar{u}_{*w}, \quad z' = 0.111 \nu / \bar{u}_{*b} \dots\dots\dots (4)$$

ただし、 $\bar{u}_{*w}$ ：側壁の平均摩擦速度。ちなみに、本報の流れにおいては、 $\bar{u}_{*b}/\sqrt{gRi} = 1.02$  となる。また、 $l$  は最長部の剝離長さであり、半球中心から流速の時間的な平均が 0、すなわち、順流と逆流が同程度に生ずる位置までの長さとして定義された。

Case F の実験ケースは、相対水深  $H/k$  をほぼ一定に保ち、フルード数  $Fr$  の相違によって流れの構造がどのように変化するかをみようとしたものであり、一方、F-1 および Case R の実験ケースは、一定のフルード数における流れの構造に及ぼす相対水深の影響をみようとしたものである。

3. 実験結果および考察

(1) 平均流特性

a) 流れの領域分け

半球下流部の流れが、巨視的にみて、Fig. 1 に示すように、半球の上流側の流れの特性が保存される、いわゆる壁面乱流における対数流速分布則が成り立つ領域 I、および半球背後の剝離域と後流混合域との境界のせん断層において生成される乱れが支配的で、自由乱流後流としての特性が卓越する領域 II に区分されるものと仮定する。同様な取扱いは、棧粗度上の流れを二次元後流と壁面乱流との組合せとした山岡の研究<sup>1)</sup>、あるいは、山岡と同じ考え方を球形粗度下流部の流れに適用した神田らの研究<sup>12)</sup>等にみられる。なお、領域 II の流れが路床面に到達する再付着域の下流側からは壁面境界層が再形成されるが、石川<sup>7)</sup>の段落ち流れの結果等を参考にすると、本報の主として対象としている、半球による流れのエネルギー損失が支配的で、流れの構造が流下方向に大きく変化する  $x/k$  の 10 程度までの範囲の流れにおいては、その領域の影響はそれほど大きくないものと考えられ、本検討においては省略されている。

以上の考察を踏まえて、半球下流部の流下中心軸上の平均流速分布式を検討していく。領域 I においては、半球の上流側からの流れがその特性を保ちながら半球上方に流れ込み、その結果、接近流における特性が卓越する

Table 1 Experimental conditions.

Case	$i$	$Q$ ( $\text{cm}^3/\text{s}$ )	$H$ (cm)	$U_m$ ( $\text{cm/s}$ ) ( $Q/BH$ )	$\bar{u}_{*b}$ ( $\text{cm/s}$ )	$Fr$ ( $U_m/\sqrt{gR}$ )	$Re$ ( $U_m R/\nu$ )	$l/k$
F-1	1/1000	4600	5.52	33.3	1.98	0.54	$1.12 \times 10^4$	2.6
F-2	1/563	6750	5.60	48.2	2.65	0.78	1.68	2.4
F-3	1/246	11330	5.56	81.5	3.99	1.33	2.75	2.3
F-4	1/191	13650	5.53	98.7	4.51	1.61	3.00	2.2
R-1	1/1020	1860	2.88	25.8	1.53	0.54	0.55	2.6
R-3	1/1200	7090	7.74	36.6	2.00	0.54	1.64	2.6

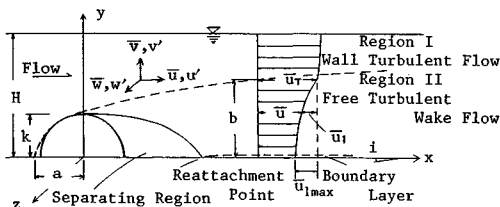


Fig. 1 Regions of wake flow behind a hemisphere.

と考えれば、この領域の平均流速分布は次の対数分布式で表わすことが許されよう。なお、領域Ⅰが式(5)によってほぼ表現され得ることは後の Fig. 2 によって確かめられる。

$$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{*b}} = 5.75 \log \frac{\bar{u}_{*b} y}{\nu} + 5.5 \quad (b < y \leq H) \dots\dots (5)$$

ただし、 $b$  は、路床面から領域ⅠとⅡの境界までの高さ、すなわち後流の幅である。

一方、領域Ⅱの流れは、Fig. 5 にみられるように再付着域下流の底面近傍を除いて自由後流の特性が卓越していると考えられ、この領域に対して自由後流に関する関係を適用することが許されよう。軸対称後流における後流の幅  $b$ 、半値半幅  $b_{1/2}$ 、および最大欠損流速  $\bar{u}_{1\max}$  に対する相似解は、それぞれ次のように表現される<sup>17)</sup>。

$$b = \sigma_1 (C_{DR} k^2 X_0)^{1/3} \dots\dots (6)$$

$$b_{1/2} = \sigma_2 (C_{DR} k^2 X_0)^{1/3} \dots\dots (7)$$

$$\frac{\bar{u}_{1\max}}{\bar{u}_T} = \alpha C_{DR}^{1/3} \left(\frac{X_0}{k}\right)^{-2/3} \dots\dots (8)$$

ここに、 $\bar{u}_T$ ：領域ⅠとⅡの境界における流速、 $X_0$ ：後流の始まる点を原点とした座標で、 $X_0 = x + a$ 、 $a$ ：座標原点と実際の後流始点との距離、 $C_{DR}$ ：代表流速として  $\bar{u}_T$  を用いた半球に対する抗力係数、 $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$ ：実験定数。

物体から十分離れた下流部における軸対称後流の欠損流速  $\bar{u}_1$  は、欠損流速およびせん断応力の分布の相似性を仮定すると、次式で表わされる<sup>18)</sup>。

$$\frac{\bar{u}_1}{\bar{u}_{1\max}} = \exp\left(-\frac{\xi^2}{\beta}\right) \dots\dots (9)$$

ここに、 $\xi = y / (k^2 X_0)^{1/3}$ 。

$\beta$  および式(8)の  $\alpha$  は、それぞれ半値半幅の定義および運動量則より、

$$\beta = 1.44 \sigma_2^2 C_{DR}^{2/3} \dots\dots (10)$$

$$\alpha = C_{DR}^{1/3} / 2\beta = 1/2.88 \sigma_2^2 \dots\dots (11)$$

となり、その結果、式(8)、(11)、および(9)より、領域Ⅱにおける半球の流下中心軸上の平均流速分布は、摩擦速度で無次元化すると次式で表わされる。

$$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{*b}} = \left[1 - \frac{C_{DR}^{1/3}}{2.88 \sigma_2^2} \left(\frac{X_0}{k}\right)^{-2/3}\right]$$

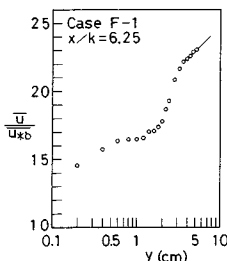


Fig. 2 Mean-velocity distribution.

$$\cdot \exp\left(-\frac{\xi^2}{1.44 \sigma_2^2 C_{DR}^{2/3}}\right) \frac{\bar{u}_T}{\bar{u}_{*b}} \quad (0 < y \leq b) \dots\dots (12)$$

b) 後流の幅

流れの領域を区分するために、後流の幅  $b$  を次の2つの考え方を併用して決定する。

まず、平均流速の測定値  $\bar{u}/\bar{u}_{*b}$  を  $\log y$  に対してプロットした一例が Fig. 2 である。この図のように、領域Ⅰでは  $\bar{u}/\bar{u}_{*b}$  の分布は 5.75 の傾きをもつ直線上にプロットされるはずであり、この直線からはずれる位置がⅠとⅡの領域の境界と考えられる。この考えによって求められた  $b$  の値を示したのが Fig. 3 の○印である。

しかしながら、流下が進み領域の境界が水面に接近して領域Ⅰが減少していくに伴い、直線から外れる位置の判定が不明確になる。

次に、後に乱れエネルギーの項で示される Fig. 11 において、半球下流部における乱れエネルギー  $\bar{q}^2$  と平均流エネルギー  $\bar{u}^2$  の比  $(\bar{q}^2/\bar{u}^2)$  が接近流 ( $x/k = -26.0$ ) におけるその比  $(\bar{q}^2/\bar{u}^2)_\infty$  と等しくなる位置すなわち  $(\bar{q}^2/\bar{u}^2)/(\bar{q}^2/\bar{u}^2)_\infty = 1$  のコンターラインは領域ⅠとⅡの境界に対応しているものと考えられる。この考え方に基づいて Case F-1 に対して求められた  $b$  の値を示すと Fig. 3 の△印となる。図より、両者の結果はほぼ一致している。ただし  $\bar{q}^2 = \bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2$ 、また、 $\bar{u}$ 、 $\bar{v}$ 、 $\bar{w}$ ：各方向の乱れ速度の時間平均値。

Fig. 3 より、多少のばらつきはあるが、実験値は式(6)の関数形にほぼ従っていることが認められる。ただし、式(6)の  $\sigma_1$  および  $a$  は、実験値に合うように決定され、 $\sigma_1 = 1.45$ 、 $a = 1.92$  cm の値をとる。これより、半球下流部における後流域の流下方向への広がりは二次元後流の広がり  $b \propto X_0^{1/2}$  に比べて幾分緩やかとなり、また、抗力係数が小さくなるほど後流の幅も小さくなっていることが理解される。

なお、本報における抗力係数  $C_{DR}$  は、前述のように、ⅠとⅡの境界における流速  $\bar{u}_T$  を代表流速として定義されており、その結果、流下距離によって  $\bar{u}_T$  が変化することに伴って  $C_{DR}$  の値もわずかながら変化することになる。この  $C_{DR}$  の値は、Flammer ら<sup>19)</sup> および著者ら<sup>20)</sup> の

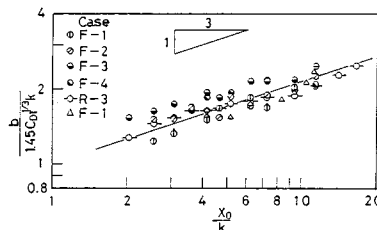


Fig. 3 Longitudinal increase in width of wake  $b$ .

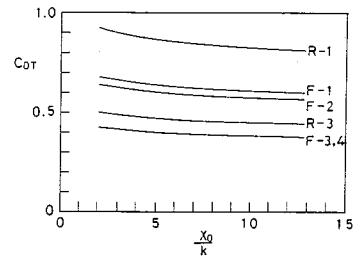


Fig. 4 Drag coefficient.

実験によって求められた抗力係数  $C_{DH}$  (接近流の半球流下中心軸上の平均流速  $U_H$  を代表流速とした抗力係数) の値から、 $C_{DT} = C_{DH} \cdot (U_H/\bar{u}_T)^2$  によって算出された。

Fig. 4 は、各実験ケースに対する  $C_{DT}$  の値である。

c) 後流の半値半幅

領域 II における欠損流速  $\bar{u}_1$  の測定値を対数・二乗グラフ上にプロットした一例が Fig. 5 である。式 (9) よりわかるように、この表示を用いると自由乱流後流においては、測定値は直線上にプロットされるはずである。図より、路床面近傍でははずれてくるが、それ以外では欠損流速はほぼ直線的に分布していることが認められ、本報で対象としている半球に近い流域においては、領域 II は、路床面近傍を除くほとんどの領域で自由後流としての特性が支配的であることが理解される。これより、領域 II 全域に自由後流としての取扱いを許すと、図の  $y=0$  における  $\bar{u}_1$  の値として最大欠損流速  $\bar{u}_{1max}$  が得られ、さらに、 $\bar{u}_{1max}/2$  における  $y$  の値から半値半幅  $b_{1/2}$  が求まる。ただし、直線からはずれる路床面近傍を対象とする場合には、この自由後流としての取扱いをそのまま当てはめることには問題があろう。このようにして求められた  $b_{1/2}$  の値が Fig. 6 に示されている。この図より、ばらつきは多少あるが、半値半幅に対する式 (7) の関数形は実験値の傾向をほぼ表現していると考えられ、その結果、 $\sigma_2 = 0.55$  が得られる。また、後流の幅と半値半幅との関係はほぼ  $b = 2.6 \cdot b_{1/2}$  となる。

なお、この  $\sigma_2$  の値は、自由乱流中の球の後流に対する Ubeiro ら<sup>21), 22)</sup> の結果 0.71 に比べると若干小さい値

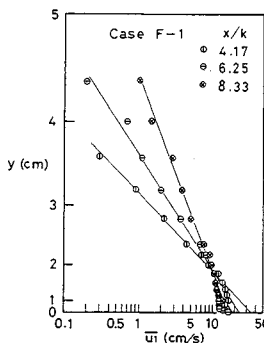


Fig. 5 Defect velocity distribution.

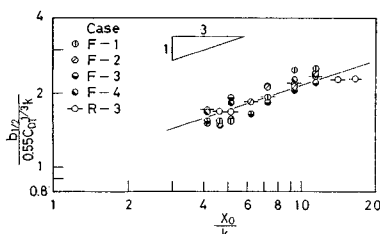


Fig. 6 Longitudinal increase in width of wake  $b_{1/2}$ .

となっている。

d) 平均流速分布

Fig. 7 は、半球の流下中心軸上における流下方向の時間平均流速の測定値と、上述の検討によって求められた流速分布式 (5) および (12) とを比較したものである。図より、 $H/k > 3$  で波状な水面変動を生じない流れの Case F-1 および F-3 の  $x/k$  が 5 程度よりも下流において、全体的には式 (12), (5) と測定値とのある程度の一致がみられるようになる。しかしながら、それよりも上流においては、路床面側でかなり大きく相違してくる。これは、この領域においては、欠損流速が  $\bar{u}_T$  に比べて小さいという、式 (12) に含まれている仮定に無理があるためと考えられる。また、後に乱れ特性の項で細かく検討されるように、再付着域直下流部の路床面側は、半球上方および側方からの流れ込みと路床面の存在によって流れの三次元性が特に強く、さらに、乱れエネルギーが大量に輸送・拡散され、逸散される領域であり、この領域での分布式の適合性を良くするためには、これらの特性の影響も考慮していく必要があろう。次に、常流の Case F-1 と射流の F-3 とを比較すると、常流に

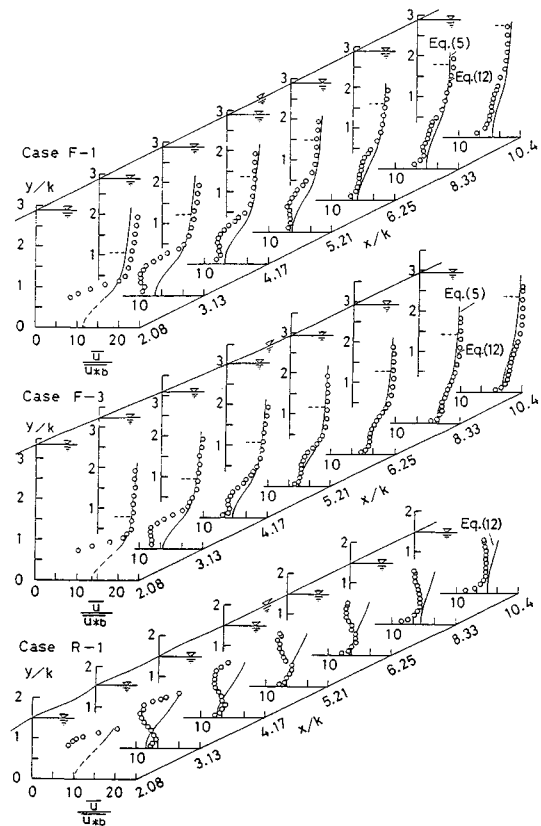


Fig. 7 Comparisons of observed and calculated distributions of mean-velocity.

比べて射流の方が流速欠損の流下方向の回復が若干速まり、半球により近い領域から分布式との全体的な一致が認められるようになる。これは、常流に比べて射流の方が剝離長さがやや短くなる (Table 1 参照) とともに、半球を越えた流れの後流域への流れ込みが水面勾配をもってより強く生じているためと考えられる。射流の流速欠損の回復が常流に比べて速まるという特性は瀬津ら<sup>10)</sup>の段落ち流れにおいても認められている。

これに対して、Case R-1 の流れにおいては、半球下流部の全域にわたり測定値と分布式はかなり適合度が悪くなっていることが認められる。これは、 $H/k$  が 1.5~2 程度の流れにおいては、半球下流部の  $x/k$  が 4~5 まではかなり大きな波状な水面変動を生じ、また一方、再付着域下流側には半球を越えて後流域に流れ込んだ流れが路床面に沿って流れる、いわゆる波状跳水にやや類似の現象を生じ、その結果、路床面側が加速され、水面側は幾分減速された分布形をとるためと考えられる。これより、 $H/k$  が 1.5~2 程度の、しかも波状な水面変動を生ずる流れに対しては、本報の領域分けによる取扱いは無理があることを示している。

なお、栗津ら<sup>23)</sup>の段落ち流れの報告にも、[水深/段落高] の小さい場合には、その比のわずかな変化によって

流況が複雑に変化することが指摘されており、 $H/k$  がきわめて小さく、波状な水面変動を生ずる流れに対しては、さらに詳細な検討をする必要がある。

(2) 乱れ特性

a) 乱れエネルギーの分布

Fig. 8 は、半球下流部における乱れエネルギーの基本的な分布特性を知るために、Case F-1 に対する半球の流下中心軸を通る  $[x-y]$  面、および流れの構造の変化の急激な半球頂面下方の  $[x-z]$  面における乱れエネルギー  $\overline{q^2}/2u_*^2$  の流下方向の変化を示したものである。この図より、半球下流部の剝離域と後流混合域との境界のせん断層において生成された乱れエネルギーは、再付着域の上流側の  $x/k=2.08$  では、せん断層に沿って鋭いピークを有し、いわゆる自由後流的な分布特性を示すことが認められる。一方、乱れエネルギーは流下に伴って減衰していくとともに水深方向、横断方向に輸送、拡散され平均化されていくが、特に再付着域直下流部では、せん断層に沿うピークのほかに路床面側にもかなり大量の乱れエネルギーをもつ分布形を示すことが認められる。この路床面側のピークに対応するものは自由後流<sup>21), 24)</sup>においては認められず、路床面の存在による特性と考えられる。また、この路床面側の乱れエネルギーは、後に示されるレイノルズ応力の再付着域下流側における分布にはこのようなピークが明瞭には認められず、この領域では乱れエネルギーに対するレイノルズ応力の比が小さくなっていること、さらにまた乱れエネルギーの取支の検討からもわかるように、その大部分は再付着域下流部において生成されたものではなく、上流あるいはせん断層の領域から輸送、拡散されたものであると考えられる。流下が進み  $x/k$  が 15 程度になると、後流混合域の分布特性は多少残っているものの、路床面側からしだ

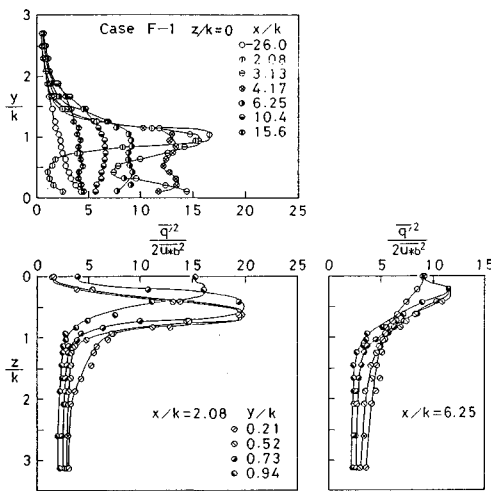


Fig. 8 Distribution of turbulent kinetic energy.

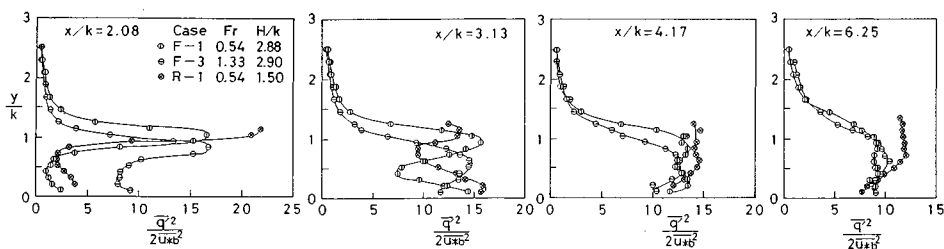
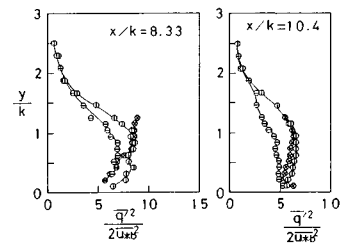


Fig. 9 Distributions of turbulent kinetic energy under different Froude number and water depth.

いに接近流の分布に漸近していく傾向が認められ、壁面境界層が再発達してきていることがうかがえる。

次に、乱れエネルギーの分布が、フルード数あるいは相対水深の相違によってどのように変化するかを検討したのが Fig. 9 である。常流の Case F-1 と射流の F-3 を比較すると、せん断層の位置の違いによって射流の方がピークの位置がやや路床面側にずれるが、 $x/k=2.08$  の路床面側を除いて、 $x/k$  の 4~6 程度までは常流と射流でほとんど同一のピークの大きさと分布形を示すことがわかる。しかしながら、その後、F-3 の乱れエネルギーは F-1 に比べて流下に伴う減衰がより速やかとなり、F-3 の  $x/k=10.4$  においてはすでに F-1 の  $x/k=15.6$  にかなり類似の分布形となることが認められる。なお、F-3 の  $x/k=2.08$  の路床面側の乱れエネルギーの増大は、剥離長さが F-1 に比べてやや短く、この領域の乱れエネルギーの輸送、拡散が幾分活発に行われているためと考えられる。

一方、相対水深の小さい Case R-1 においては、 $x/k$  が 6 あるいは 8 程度までは、水面近傍においてもかなり大きな乱れエネルギーを有することが認められる。この水面近くのかなり大きな乱れエネルギーの存在は、前に述べた、R-1 の流れにおいては  $x/k$  の 4~5 程度までは波状的な水面変動が生じ、その後この水面変動は徐々に収まってくるという流況にはほぼ対応していることから類推して、かなりの部分が水面変動に伴う乱れの影響によるものと推測される。この水面変動に伴う乱れの影響は、福津<sup>25)</sup>によって乱流構造に及ぼす自由水面の影響として検討されているように、いわゆる inactive 成分の寄与として説明することができると考えられる。これはまた、後の Fig. 12 に示されるレイノルズ応力（いわゆる active 成分）が、Case R-1 の  $x/k=6.25$  あるいは 8.33 の水面近くにおいては水面に向かって減少しており、こ

の領域でレイノルズ応力による乱れエネルギーの生成はそれほど多くはないと考えられることから推測される。

Fig. 10 は、乱れエネルギーの各方向成分の割合が流下方向にどのように変化するかを、Case F-1 に対して示したものである。この図より、F-1 においては、再付着域の下流側で路床面側の  $y$  方向成分および、特に  $z$  方向成分の割合が一時増大して、乱れエネルギーの各方向成分比がかなり均一化されることが、 $x/k$  が 3~6 の結果から認められる。これは、半球上方および側方からの流れ込みによる再付着域直下流部の流れの強い三次元性によって乱れが等方化されるためと考えられるが、流況の観察で認められる再付着域から上昇する、いわゆる kolk-boil 渦の特性とも何らかの関連があるものと推測される。また、射流の F-3 の流れにおいても、F-1 とほぼ類似の特性が認められている。一方、R-1 においては、F-1 に比べて路床面側の各成分の均一化はそれほど顕著ではなく、むしろ水面側が均一化の傾向にあることが若干認められている。

Fig. 11 は、Case F-1 を例として、半球下流部において乱れエネルギーの大きさが平均流エネルギーに対してどれほどの比率になっているかをみるために、接近流におけるその比率で無次元化した等エネルギー比のコンターラインである。これより、後流域においては、平均

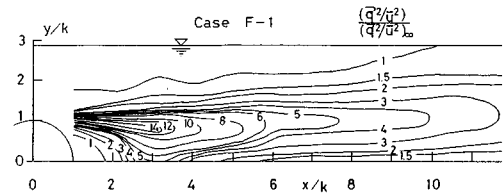


Fig. 11 Contours of the ratio of turbulent kinetic energy to mean flow energy.

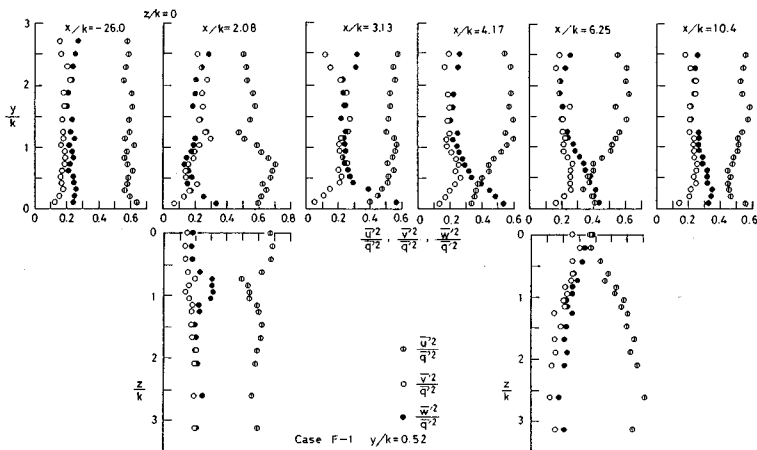


Fig. 10 Distribution of turbulent kinetic energy components.

流エネルギーの減少ならびに乱れエネルギーの増加に伴い、平均流エネルギーに対する乱れエネルギーの割合が増大している。特に半球直下流部においては、かなりの高率に達していることが認められ、この領域において平均流のエネルギーから乱れのエネルギーへの変換が活発に行われていることがわかる。

b) レイノルズ応力

Fig. 12 は、半球の流下中心軸上におけるレイノルズ応力分布の流下方向の変化を示したものである。明瞭なピークを示す領域Ⅱにおける分布特性を検討するために、図中には次式で表わされる軸対称の自由後流に対するレイノルズ応力の分布式が曲線で示されている。なお、式(13)は、せん断応力の分布の相似性の仮定と式(8)、(11)および(9)から導かれる。

$$\frac{-\overline{u'v'}}{\overline{u_*^2}} = \left[ \frac{C_{Dr}^3}{8.64 \sigma_z^2} \left( \frac{X_0}{k} \right)^{-4/3} \cdot \xi \exp \left( -\frac{\xi^2}{1.44 \sigma_z^2 C_{Dr}^2/3} \right) \right] \frac{\overline{u_*^2}}{\overline{u_*^2}} \dots \dots (13)$$

Case F-2 および F-3 のように  $H/k > 3$  の流れにおいては、 $x/k$  が 4~5 程度より下流の領域Ⅱに対して、全体として式(13)と測定値はほぼ一致していることが認められる。また、路床面近傍のごく一部を除いて、レイノルズ応力はそのほとんどが剥離域と後流混合域との境

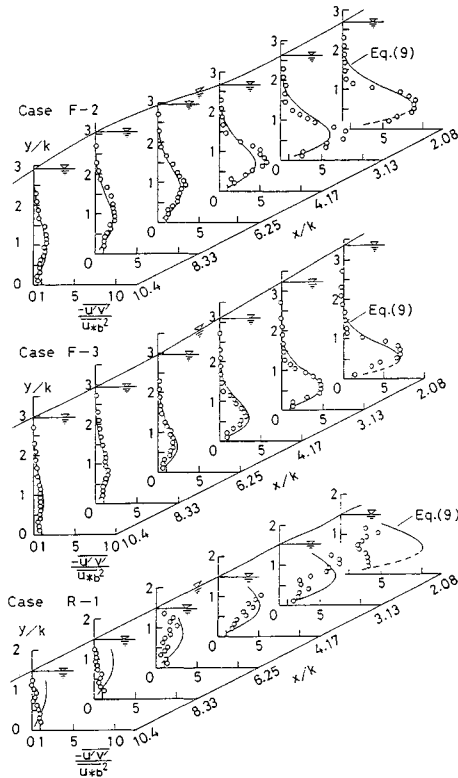


Fig. 12 Distributions of Reynolds stress.

界のせん断層において生成されることが理解される。しかしながら、半球背後の高せん断層の領域に対しては、実験方法ですでに述べたように、ホットフィルム流速計による計測値は量的な面でやや信頼度に問題があり、この領域に対して定量的により厳密な議論をするためには、計測手法の検討を含めて、さらに高精度の計測が要求されよう。次に、R-1 においては、水深が小さく水面が変動するために測定精度の問題が若干あり、また、抗力係数がやや大ききに見積もられていることも考えられるが、すでに平均流速の項で検討されたように流れはかなり複雑であり、このような流れに式(13)をそのまま当てはめることには無理があることを示している。今後  $H/k < 1.5 \sim 2$  の流れに対しては、抗力係数の問題も含めて、系統的な検討が必要であろう。

c) 乱れエネルギーとレイノルズ応力との相関

Fig. 13 は、半球下流部における乱流構造の変化を検討するために、Case F-1 を例とした、乱れエネルギーとレイノルズ応力との比  $-\overline{u'v'}/(\overline{q^2}/2)$  をとってその相関性をみたものである。ばらつきが若干あり定量的には幾分問題が残るが、定性的にみると、剥離域と後流混合域の境界のせん断層の領域においてその比がピークを示し、 $x/k < 10$  程度までは乱れエネルギーに対するレイノルズ応力の割合が、接近流に比べてかなり増大していることが認められる。これは、前項までに検討してきたように、 $H/k$  がほぼ 3 よりも大きい流れでは、せん断層の領域において乱れエネルギーとレイノルズ応力はともにピークをもつが、その中でも、乱れエネルギーの生成に寄与するような、いわゆる active な乱れの占める割合がこの領域で大きくなっていることを示している。一方これに対して、粗度により近い  $x/k$  の 3~6 程度の路床面側では、すでに Fig. 8 と 12 でも検討されたように、乱れエネルギーが大きく、それに比べてレイノルズ応力が小さいために active な乱れの占める割合がかなり減少していることが認められる。これより、この領域では生成される乱れエネルギーに比べてせん断層領域からの拡散、あるいは上流からの輸送による乱れエネルギーがかなり大きな割合を占めるということが推論される。

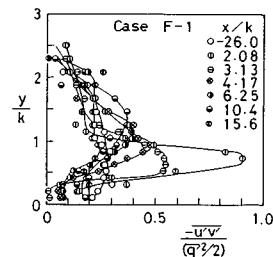


Fig. 13 Ratio of Reynolds stress to turbulent kinetic energy.

d) 乱れエネルギーの収支

半球下流部の流れにおける乱れエネルギー方程式は、粘性による拡散項および微小項を省略すると、一般的に次のように表わされる<sup>26)</sup>。

$$\begin{aligned}
 & -\left[ \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\bar{q}^2}{2} \right) + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\bar{q}^2}{2} \right) + \bar{w} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\bar{q}^2}{2} \right) \right] \\
 & - \left[ \overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right] - \varepsilon - \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \overline{v' \left( \frac{q^2}{2} + \frac{p'}{\rho} \right)} \right\} \right] \\
 & + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \overline{w' \left( \frac{q^2}{2} + \frac{p'}{\rho} \right)} \right] = 0 \dots\dots\dots (14)
 \end{aligned}$$

ここに、左辺第1項は平均流による乱れエネルギーの輸送率(≡Ad)、第2項は乱れエネルギーの生成率(≡Pr)、第3項は乱れエネルギーの逸散率(≡ε)、そして第4項は乱れ速度による乱れの運動および圧力エネルギーの拡散率(≡D)である。

ここでは、半球下流部における乱れエネルギーの収支を半球の流下中心軸上の流れに対して検討することにし、式(14)のz方向の変化については考慮されていない。

Fig. 14は、半球下流部における乱れエネルギーの収支が流下方向にどのように変化するかをみたものである。図には、各項がそれぞれ  $\bar{u}_*$  および  $k$  で無次元化されて示されている。ただし、輸送率の値は、2項目の  $\bar{v}$  は  $\bar{u}$  に比べて十分に小さく、また測定精度の問題もあり評価が難しいため無視して、1項目のみから算定されている。また、逸散率は一次元エネルギースペクトルの慣性領域から算定されている。一方、拡散率は、直接算定が困難なために、式(14)の残差として推定された。

この図より、z方向に対する収支を含めた検討がなされておらず、また、計測精度あるいは算定上の問題もあり、量的な面では問題があるが、定性的には半球下流部

における乱れエネルギーの収支をある程度説明し得るようになると思われる。すなわち、常流のCase F-1をみると、半球直下流の  $x/k=2.08$  では、剝離域と後流混合域境界のせん断層で乱れエネルギーの生成率と逸散率はともに最大値をとるが、ここでは大幅に生成率が逸散率を上回るために乱れエネルギーの過剰となる。この余剰の乱れエネルギー(拡散項が負の部分)はy方向の乱れ速度によって路床面ならびに水面方向に拡散され、さらに、これが輸送項に引き渡され(輸送項が負の部分)、平均流によって下流方向に輸送されていることが説明される。一方、再付着域直下流の  $x/k=3.13$  においては、せん断層における乱れエネルギーの生成率は、ピークの値はかなり減少するものの逸散率に比べると依然として大きい。これに対して乱れエネルギーは、せん断層の領域と同時に路床面側でもかなりの量が逸散される。その結果、せん断層の領域における乱れエネルギーの余剰分は、大量に路床面方向に拡散されてその領域での不足分を補い、さらに一部は、より下流への輸送分に引き渡されていることが理解される。また、 $x/k=4.17$  においても、路床面側の輸送項が一部、負から正になるというものを除いては、 $x/k=3.13$  とほぼ同様な乱れエネルギー収支の構造が認められる。これより、再付着域直下流部の  $x/k$  の3~4においては、特にせん断層領域における余剰エネルギーの路床面方向への活発な拡散が顕著であり、拡散項が重要な役割を占めていることが推論される。流下が進み  $x/k$  が6程度になると、せん断層における生成率はかなり小さくなる。また、これに対して逸散率も小さくなるが、路床面側では逸散率の方が生成率よりも大きくなるために乱れエネルギーの不足となる。一方、 $x/k$  の3~4においてエネルギーの運搬に大きく寄与していた拡散項は、水面側では幾分認められる

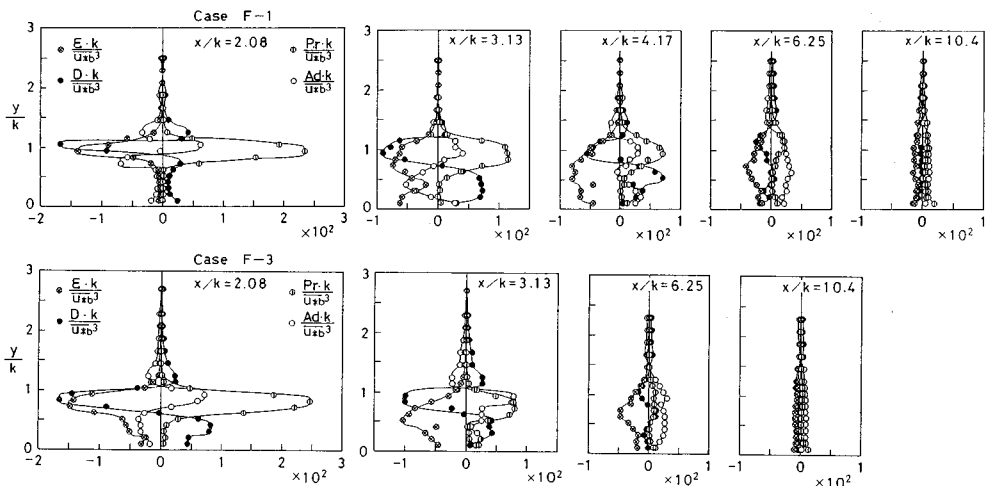


Fig. 14 Turbulent energy balance.



ものの、路床面側では  $x/k$  の 3~4 に比べて大幅に減少しており、ここでの乱れエネルギーの不足分は、主に上流からの輸送によって補われていることが、輸送項が正の分布を示すことから理解される。なお、特に  $x/k=3.13$  あるいは 4.17 においては、拡散率が若干アンバランスになっているが、これは前にも述べたように、再付着域直下流部の流れが非常に複雑になっており、また、 $z$  方向から半球の流下中心軸方向への乱れエネルギーの拡散もあるためとも考えられるが、この領域に対するより詳細な議論をするためには、 $z$  方向の拡散も含めた三次元的なエネルギー収支を検討することが必要であろう。

一方、射流の Case F-3 の乱れエネルギーの収支においては、剥離長さが常流の F-1 に比べてやや短くなり、再付着域が上流に寄るために、 $x/k=3.13$  あるいは 4.17 における拡散項のエネルギー収支に寄与する割合が常流よりも多少小さくなっていることがうかがえる。また、 $x/k=10.4$  における生成率と逸散率は常流に比べて小さく、乱れエネルギーの減衰が全体的に速められていることもみられるが、定性的には、常流における乱れエネルギー収支の構造にかなり類似の構造を示すことが認められる。しかしながら、常流と射流に対する量的に詳細な議論は、計測の精度あるいは算定上の問題もあり、今後の課題であろう。

#### 4. む す び

礫床河川における巨礫の流れの抵抗等に及ぼす影響、あるいは根固めブロック等の河川構造物周辺の流れを検討していくための基礎特性の把握を目的として、水路床上に存在する半球下流部の  $x/k < 10$  程度までの領域における流れの構造が、フルード数あるいは相対水深の相違によってどのように変化するかを、平均流特性および乱れ特性の面から実験結果をもとに検討したが、これを要約すると次のようである。

(1) 流れを、軸対称自由後流の特性が支配的な領域と対数分布則が成り立つ領域の組合せと仮定して、後流の幅、平均流速分布、あるいはレイノルズ応力等の実験結果と比較検討された。これより、後流の幅および半値半幅の流下方向への広がり、 $\propto X_0^{1/3}$  となり、二次元後流に比べて、幾分緩やかとなることが理解された。

(2) 平均流速分布は、 $H/k > 3$  の流れの  $x/k$  の 5~10 の領域に対しては、上述の組合せに基づいた式と測定値とのある程度的一致がみられた。しかしながら、それよりも上流側においては、式の仮定の問題、流れの三次元性の影響により、分布式の適合性は路床面側で不良となった。また、 $H/k$  が 1.5~2 程度の流れにおいては、 $x/k$  の 4~5 までの領域で波動的な水面変動を生ず

る波状跳水にやや類似の現象を示し、上述の領域分けによる取扱いには無理があることが示された。

(3) 乱れエネルギーの分布から、再付着域上流側でのせん断層に沿う鋭いピークをもつ自由後流的な特性とこれが流下に伴って減衰していくとともに、周辺、下流方向に拡散、輸送されて平均化されていく過程が説明された。特に、再付着域直下流部では、路床面の存在により、路床面側にも大量の乱れエネルギーを有する分布となり、その大部分は拡散あるいは輸送されたものであることが、乱れエネルギー収支の結果をもとに推測された。また、この部分では乱れが等方化され、乱れエネルギーの各方向成分の割合が均一化することが示され、再付着域から発生する三次元的な渦との関連が示唆された。

(4) 射流の乱れエネルギーの分布は、 $x/k$  の 4~6 程度までは常流とほとんど同じであるが、その後、流下に伴う減衰がより速やかとなることが示された。また、 $H/k$  が 1.5~2 程度の流れにおいては、 $x/k$  の 6~8 程度までは水面近傍においてもかなり大きな乱れエネルギーを有することが認められ、これは、かなりの部分が水面変動に伴う乱れの影響によるものと推測された。

(5) レイノルズ応力は、 $H/k > 3$  の流れでは、路床面近傍の一部を除いて、そのほとんどが剥離域と後流混合域の境界のせん断層において生成され、 $x/k$  の 4~5 より下流では、その分布の概形は軸対称自由後流に対する分布式によってほぼ表現し得ることが示された。また、乱れエネルギーとの相関より、active な乱れの占める割合がこの領域で増大していることが認められた。

(6) 半球の流下中心軸上の乱れエネルギーの収支の検討によって、エネルギーが過剰域から不足域へ拡散、輸送される過程が示され、定性的には、半球下流部の乱流構造の変化を説明し得た。特に、再付着域直下流部ではせん断層領域における余剰エネルギーの路床面方向への拡散が顕著であり、さらに流下が進むと乱れエネルギーの不足分は主に上流からの輸送によって補われていることが示された。

以上、半球下流部の流れの構造を検討してきたが、半球により近い領域に対する理論的取扱い、および  $H/k$  がきわめて小さく、波動的な水面変動を生ずる流れの構造に関しては、さらに検討する必要がある。また今後は、この基本的な特性をもとに、粗礫の配列、密度の相違による流れの構造の変化等の、より工学的な問題にアプローチしたい。

最後に、本研究を遂行するにあたり種々ご指導を賜った日本大学工学部 木村喜代治教授、理工学部 栗津清蔵教授、工学部 長林久夫専任講師に、ここに深く感謝の意を表します。また、実験、解析に尽力いただいた卒業研究生諸氏に厚くお礼申し上げます。

なお、本論文の公表にあたり、小川記念基金の補助を受けた。記して謝意を表します。

#### 参 考 文 献

- 1) 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.
- 2) Gupta, V.P. *et al.* : Mean flow characteristics of redeveloping flows, *Jour. Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol.113, No.9, pp.1144～1158, 1987.
- 3) 上野鉄男：波状路床上の流れにおける乱れ特性について(2)，京都大学防災研究所年報，第17号B，pp.717～724，1974.
- 4) 佐々木成人・板倉忠興・岸 力：河床波上における乱れの特性，第36回土木学会年次講演会概要集，1981.
- 5) 今本博健・藤井良啓：開水路断面変化部における流れの水利特性について(1)，京都大学防災研究所年報，第18号B，pp.657～678，1975.
- 6) 今本博健・藤井義文・西尾 誠・田中一彦：開水路断面変化部における流れの水利特性について(3)，京都大学防災研究所年報，第21号B-2，pp.331～353，1978.
- 7) 石川忠晴：断面急変に伴う剝離領域の下流部の流れと底面せん断力について，土木学会論文報告集，第257号，pp.21～29，1977.
- 8) Mehta, P.R. : Flow characteristics in two-dimensional expansions, *Proc. ASCE*, Vol.105, No. HY5, pp.501～516, 1979.
- 9) 瀬津家久・中川博次・天野邦彦：開水路段落ちにおける剝離流の乱流構造に関する研究，第30回水理講演会論文集，pp.601～606，1986.
- 10) 瀬津家久・中川博次・天野邦彦・藤本和久：開水路段落ち流れの流速回復過程と再付着点からの組織渦の放出特性，第31回水理講演会論文集，pp.413～418，1987.
- 11) Chen, C.K. *et al.* : Turbulence in wakes of roughness elements, *Proc. ASCE*, Vol.100, No. HY1, pp.53～67, 1974.
- 12) 神田 徹・喜久里政宏：粗面上の薄層流の抵抗則に関する実験的研究，第23回水理講演会論文集，pp.339～346，1979.
- 13) Okamoto, S. : Turbulent shear flow behind a sphere placed on a plane boundary, *Turbulent Shear Flows 2*, Springer-Verlag, New York, pp.246～256, 1980.
- 14) Okamoto, S. : Turbulent shear flow behind hemisphere-cylinder placed on ground place, *Turbulent Shear Flows 3*, Springer-Verlag, New York, pp.171～185, 1982.
- 15) 玉井信行・浅枝 隆・田中規夫：平板上の半球周りの流れの構造について，第31回水理講演会論文集，pp.371～376，1987.
- 16) 木村喜代治：長方形水路における流れの一近似解析，土木学会論文報告集，No.251，pp.45～57，1976.
- 17) たとえば，Schlichting, H. : *Boundary-layer theory*, 7th ed., McGraw-Hill, 1979.
- 18) Hinze, J.O. : *Turbulence*, 2nd ed., McGraw-Hill, 1975.
- 19) Flammer, G.H. *et al.* : Free surface, velocity gradient flow past hemisphere, *Proc. ASCE*, Vol.96, No. HY7, pp.1485～1502, 1970.
- 20) 高橋迪夫・木村喜代治：半球粗度上の流れの抵抗と渦の生成・離脱特性との相関に関する基礎的検討，昭和63年度土木学会東北支部発表会概要集，1989.
- 21) Uberoi, M.S. *et al.* : Turbulent energy balance and spectra of the axisymmetric wake, *Physics of Fluids*, Vol.13, No.9, pp.2205～2210, 1970.
- 22) Riley, J.J. *et al.* : Direct numerical simulations of the turbulent wake of an axisymmetric body, *Turbulent Shear Flows 2*, Springer-Verlag, New York, pp.78～93, 1980.
- 23) 栗津清蔵・大津岩夫・安田陽一：段落部における射流から常流への遷移，土木学会第43回年次講演会概要集，1988.
- 24) Carmody, T. : Establishment of the wake behind a disk, *Jour. Basic Engineering*, *Trans. ASME*, 86D, pp.869～882, 1964.
- 25) 瀬津家久：開水路流の乱流構造に関する基礎的研究，学位論文，1977.
- 26) Rotta, J.C. (大路通雄訳)：乱流，岩波書店，1975.  
(1989.4.11・受付)