

# 彎曲水路における乱れの特性について

村 本 嘉 雄・遠 藤 幸 一

## ON THE TURBULENCE CHARACTERISTICS IN CURVED OPEN CHANNELS

By *Yoshio* MURAMOTO and *Kōichi* ENDŌ

### Synopsis

This paper describes the turbulence characteristics of curved flows on the basis of the results of velocity measurements by a small propeller type current-meter. The measurements were conducted in two kinds of 180° curved open channels with 50 cm in width and different central radii of 50 cm and 150 cm each other under conditions of supercritical flows. The turbulence characteristics obtained from the statistical analysis of longitudinal velocity component are summarized as follows.

The intensity and the length scale of turbulence decrease in the curved and the downstream straight reaches except the outer part of the inlet region of the curved reach with the smaller central radius. In the outer part of the region, the turbulence intensity increase, but the r. m. s. of the velocity fluctuation are no more than that of the upper straight reach and the turbulence scale also decrease. The decrease of turbulence intensity and scale is due to the decrease of energy spectral density in the lower frequency range.

### 1. ま え が き

彎曲水路における平均流の特性については近年数多くの研究がなされ、主流および二次流の流速分布形も若干の仮定を含んでいるが、ほぼ定式化され彎曲部の河床変動の問題にも適用されている。しかし、乱れの特性に関する研究は少く、実験値としては Aspect ratio 大きい彎曲水路（水路高/水路巾=15.5~18）における Eskinazi-Yeh<sup>1)</sup>, Margolis-Lumley<sup>2)</sup> などの研究が発表されているが、二次元彎曲流に対しても水路の曲率の違いによる乱れの変化、平均流の分布特性との関係など一般的な性質は明らかになっていない。とくに、河川あるいは通常の水路のように底面摩擦の影響を受けて顕著な二次流が存在する彎曲部流れの乱れについては、最近 Yen<sup>3)</sup>, Mäsjar<sup>4)</sup> などが90°彎曲水路における乱れの強さの測定を行なっている程度である。

このように彎曲水路の乱れの特性に関する知識が乏しいために、平均流の流速分布式に含まれる Kármán 定数その他の諸係数に対する曲率の影響、場所的変化およびそれにもとづく底面摩擦力の評価も裏付けのないままに仮定されている。また、拡散現象に対する彎曲部の影響についても乱れの機構から言及されたものは少く、平均流の流速分布形から推定されている。

本文では、開水路彎曲部における乱れの機構を明らかにするための第一段階として、曲率半径の異なる二種類の彎曲水路で測定した乱れの主流成分の特性について述べる。

## 2. 測定の概要

乱れの測定に用いた水路は幅 50 cm, 高さ 30 cm の長方形断面であって, 上, 下流 11 m の直線水路の間に偏角 $180^\circ$ の同心円状の彎曲部が挿入されている。彎曲部の中心曲率半径は 50 cm と 150 cm の二種類である。水路の直線部は硬質ガラス製, 彎曲部は塩化ビニール製の滑面であって, 流量 4~24 l/s の範囲で Manning の粗度係数  $n=0.010\sim 0.011$  になる。

流速測定には, 流速 30 cm/sec 以上で時定数  $t\leq 0.04$  sec, 直径約 1.5 cm の回転式流速計を用いた。彎曲水路でこの流速計を用いる場合にはその指向性が問題になるので, 平均流速および乱れに対する流向の影響を予め直線水路で流速計の設置角を  $0\sim\pm 50^\circ$  の範囲で変化させて検討した。その結果, 流向の影響は平均流速に対しては  $0\sim\pm 10^\circ$  の範囲で 5%以内の減少, 乱れについては  $\pm 20^\circ$  を越えると乱れの強さが増大し, 相関係数の分布も顕著に変化することがわかった。そこで, 流速測定は流向変化の小さい水深中央部に限って行ない, 彎曲部においても各同一半径線上の接線方向に流速計を設置した。

Table 1 Experimental conditions.

Exp. No.	Central radius $r_c$ (cm)	$\frac{r_c}{B}$	Bed slope $i$	Discharge $Q$ (l/s)	Depth $h_s$ (cm)	$Re(10^4)$	$F_{r,s}$
I	50	1	0.0045	18.4	4.80	3.85	1.10
II	150	3	0.0050	18.4	4.20	3.81	1.35

本測定を行なった水理条件は **Table 1** のようである。**Table 1** で水深  $h_s$ , Froude 数  $F_{r,s}$  は彎曲部の上流 5 m の断面における値である。実験条件は流速計が低流速および流向変化に対して不利な点を考えて射流状態で行なった。

流速の測定点は乱れの半径半方向 ( $r$ ) および流下方向 ( $x$ ) の分布を検討することを主眼として, Exp. I では,  $x=-2$  m, 0,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $135^\circ$ ,  $180^\circ$ , 1, 3, 6, 10m, Exp. II では,  $x=-2$  m, 0,  $30^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$ , 0.5, 1.5, 3, 6, 10 m の各10断面で行なった。1断面内における測定点は鉛直方向に水路床から 1.5 cm の1測線とし, 横方向は水路中心から外方を正として  $y=0, \pm 5, \pm 10, \pm 15, \pm 20, \pm 22.5$  cm の11測点であるが, Exp. II では一部  $y=\pm 24$  cm の測定も行なっている。

一測定点における流速の測定時間は 25~30 sec, 記録の読みとり時間間隔は約 0.1 sec である。乱れの統計解析には, 大部分200個の測定値を用い, 一部500および1000個の測定値について検討を行なった。しかし, 本測定の範囲では, データの個数によって, 平均流速および乱れの特性量に顕著な差がみられなかったので, 本文ではすべて200個の測定値の解析結果だけを示してある。

## 3. 測定結果とその検討

### 3-1 流況

本実験における流れは, Exp. I, Exp. II いずれも直線部で Froude 数が 1 に近い射流状態であるので, 彎曲部では局所的に弱い斜め跳水およびはくり域を生じ, 水面の波立ちはかなり激しい。**Fig. 1** に各実験の彎曲部付近における流れの等水深線が示してある。Exp. I では, 水面は  $x=-0.2$  m~ $55^\circ$  の水路中央部で少し盛り上った形状を呈しているが, それ以外では常流状態の彎曲部流れと同様の等水深曲線をなしている。Exp. II では,  $x=30^\circ\sim 60^\circ$  で弱い跳水を生じ,  $x=45^\circ$  の内壁から流れのはくりが起っている。横断水面形に対する彎曲部の影響はいずれの実験においても  $x=-0.5\sim 0.5$  m の範囲であって, 内(凸)壁と外(凹)壁の最大水位差は Exp. I で 4.7 cm, Exp. II で 3.6 cm である。

### 3-2 平均流速の分布

Exp. I, Exp. II の各断面における平均流速  $\bar{u}$  の分布は **Fig. 2** に示すようである。本測定範囲につい

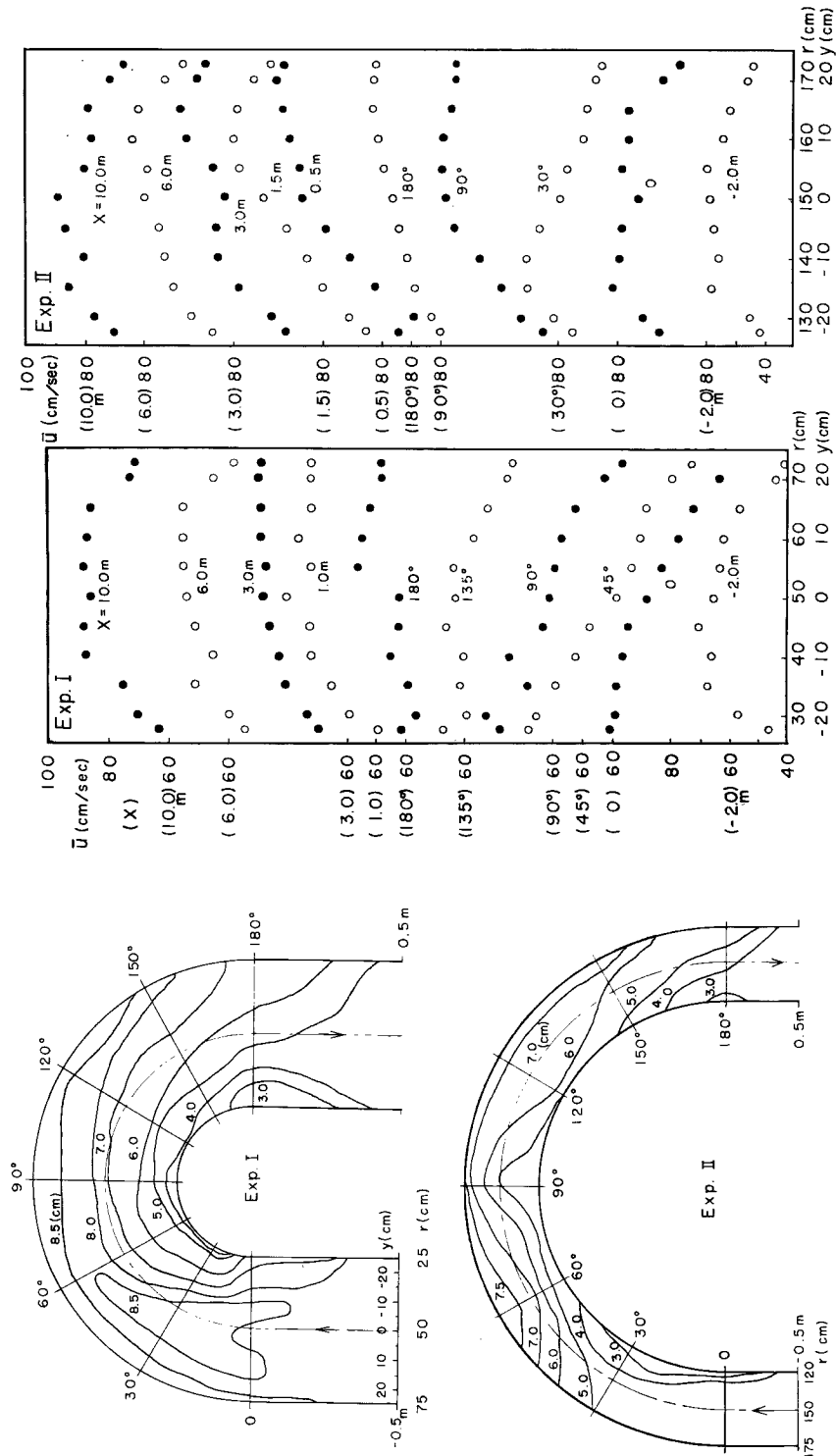


Fig. 1 Water surface contours in curved reaches.

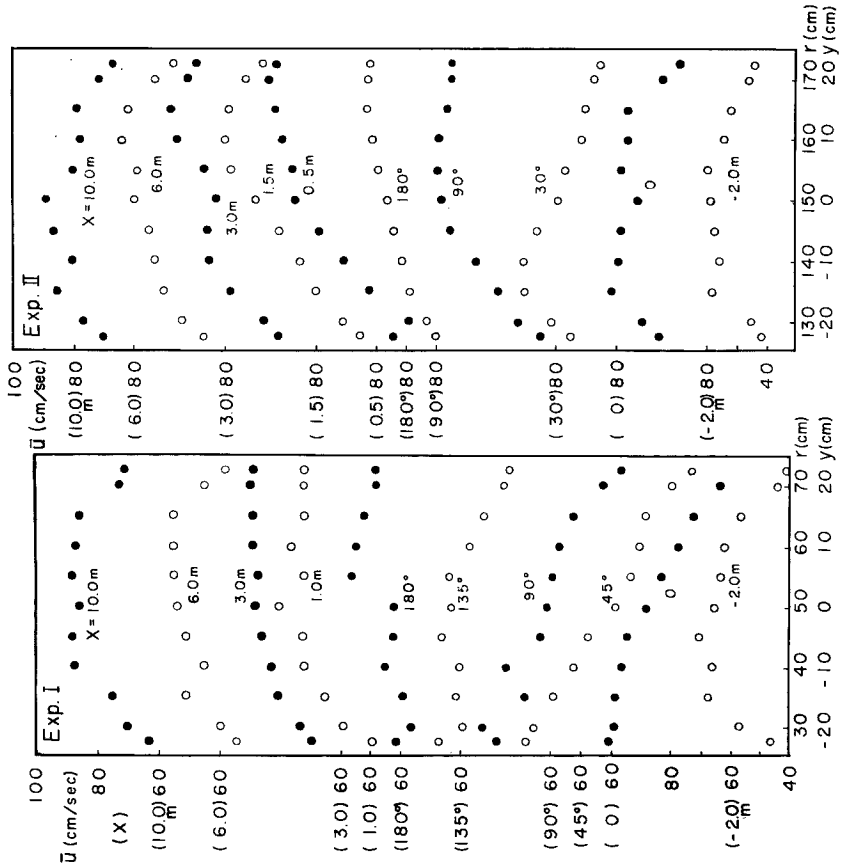


Fig. 2 Lateral distributions of mean velocity in each section.

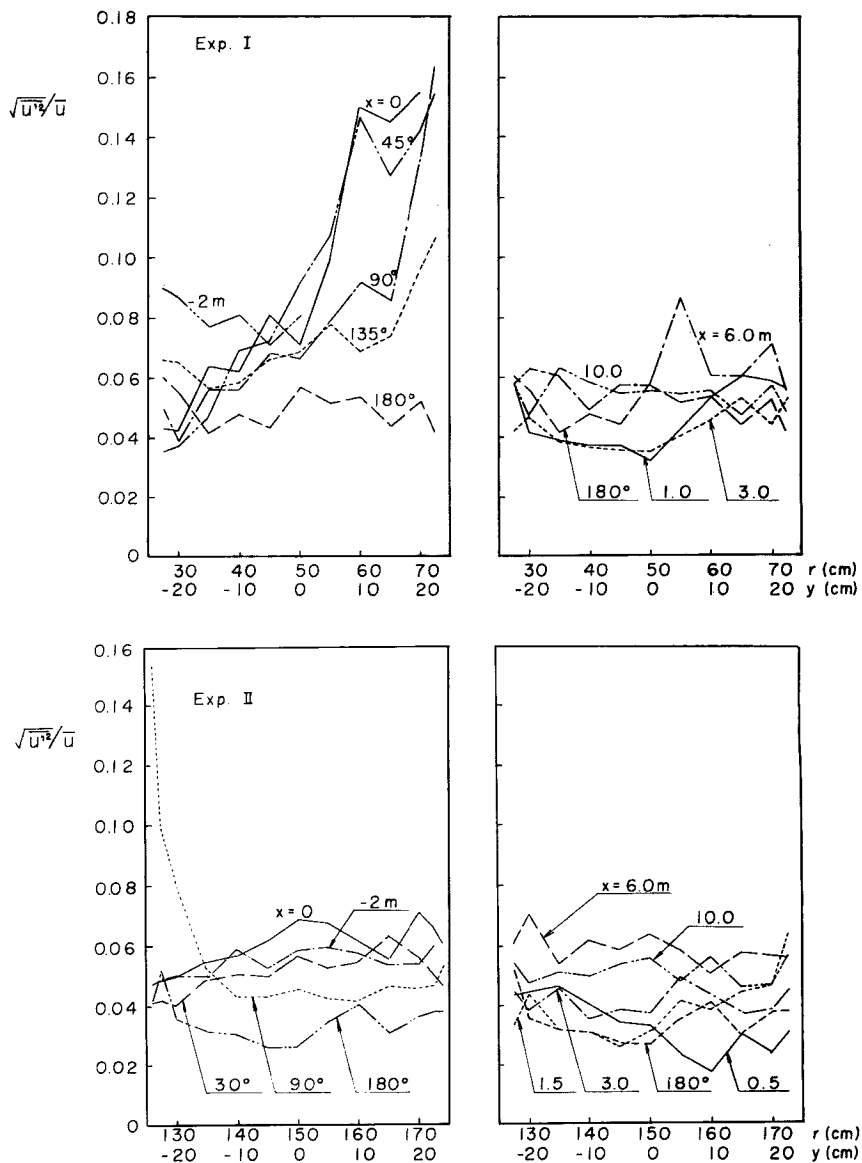


Fig. 3 Distributions of local turbulence intensity.

て、平均流速に対する彎曲部の影響は、Exp. I では  $x=0$ 、Exp. II では  $x=30^\circ$  から顕著に現われている。また、彎曲部で最大流速点が水路中心線より内壁側から外壁側へ移行する断面は、Exp. I では  $x=135^\circ \sim 180^\circ$ 、Exp. II では  $x=30^\circ \sim 90^\circ$  である。こうした平均流速の分布が流下方向に変化する現象はすでにこれまで多くの研究で明らかにされている。しかし、従来の研究のほとんどは常流状態でなされたもので、射流状態で水面形が上述のように波立っていてもこうした性状が保持されるのは注目される。

水路中央部で最大流速点が内側から外側へ移行する断面あるいは半径方向の流速こう配が負から正に移る断面は二次流の発生域の限界に相当し、その限界断面の偏角  $\theta_i$  は次式で表わされる<sup>5)</sup>。

$$\theta_i = \frac{Uh}{2.25\kappa U_* r} \approx \frac{h^{7/6}}{2.25\kappa n g^{1/2} r}$$

$h, n$  としては本実験の条件を用い、 $\kappa=0.4$  として水路中心線上で計算すると、Exp. I に対して  $\theta_i=171^\circ$ 、Exp. II に対し  $\theta_i=48^\circ$  となる。本実験では主流、二次流について詳細な測定を行っていないので正確には分らないが、計算値はほぼ上述の遷移に対応しており、二次流はこの  $\theta_i$  断面で最大になっているものと考えられる。

一方、彎曲部下流の直線部における流速分布は、Exp. I では  $x=10\text{ m}$  で最大流速は水路中央部にあるが、側壁付近の流速こう配は右岸より左岸側が急であってなお彎曲部の影響が残っているようである。Exp. II では  $x=10\text{ m}$  で測定値の分散は大きいがほぼ対称分布をなしている。

### 3-3 乱れの強さの分布

Fig. 3 は乱れの強さ ( $\sqrt{u'^2}/\bar{u}$ ) の半径方向の分布を上流直線部、彎曲部と下流直線部とに分けて示したもので、上の2図が Exp. I、下の2図が Exp. II である。まず、Exp. I で  $x=-2\text{ m}$  と彎曲部および下流直線部における乱れの強さの分布を比較するとつぎのことがわかる。

$x=0 \sim 135^\circ$  では、水路中心線より内側で乱れの強さが減衰し、外側で著しく増大している。 $x=-2\text{ m}$  の値と比較すると外壁近くの最大値は約2倍、内壁への最小値は約1/2になっている。しかし、この乱れの強さの分布は Fig. 2 に示した  $\bar{u}$  に逆比例するので、外側の増大傾向は  $\bar{u}$  の影響によっている。乱れの速度  $\sqrt{u'^2}$  としては、 $x=-2\text{ m}$  で  $5.0 \sim 5.4\text{ cm/sec}$ 、 $x=0$  と  $45^\circ$  の内壁近くで  $2.5 \sim 2.8\text{ cm/sec}$ 、外壁近くで  $3.6 \sim 5.9\text{ cm/sec}$  であって減衰する傾向が顕著である。

$x=180^\circ \sim 3\text{ m}$  では、乱れの強さは横方向にはほぼ様な分布形で流下方向に減少し、 $x=6 \sim 10\text{ m}$  にいたると増加して回復する傾向がみられる。しかし、 $x=10\text{ m}$  でも上流直線部より乱れの強さは小さく、乱れ速度も  $3.3 \sim 4.8\text{ cm/sec}$  であって彎曲部の影響が残っている。

一方、Exp. II では流れのはくりの影響をうける  $x=90^\circ$  と  $180^\circ$  の内壁近くを除いて彎曲部における乱れの強さは流下方向に減衰し、 $x=180^\circ$  では流入部の約1/2に減少している、 $x=30^\circ$  で、少し外側に増大する傾向がみられるが Exp. I のように顕著でなく、半径方向に様な分布形をなしている。流出直線部では、 $x=3\text{ m}$  から次第に回復し、 $x=6 \sim 10\text{ m}$  でほぼ流入直線部の値にもどる。乱れ速度も  $x=180^\circ \sim 1.5\text{ m}$  で最小値を示し、水路中心付近でも流入部の  $4.9 \sim 5.3\text{ cm/sec}$  に対して  $1.8 \sim 3.2\text{ cm/sec}$  に減少している。

以上のように急曲率の彎曲水路では、彎曲の流入部で乱れの強さが内側で減少し外側で増大する傾向が顕著に現われる。こうした現象は Eskinazi-Yeh によって Aspect ratio の大きい断面の彎曲風洞水路で測定されており、Fig. 4 に偏角がほぼ対応する3断面の測定値と Exp. I の結果とが比較してある。彼等の用いた水路は Aspect ratio  $H/B=15.5$ 、平均の中心曲率径—水路巾比  $r_c/B=10.5$  であって、Exp. I に比して曲率約1/10、高さとの比約100倍になっている。したがって、流れに対する側壁の摩擦の影響が大きく、彎曲流入点および側壁近くの分布形は Exp. I とかなり異なっている。しかし、断面中央部に着目すると、Eskinazi 等の  $52^\circ$  と  $172^\circ \sim 236^\circ$  における分布の相対関係は Exp. I の  $45^\circ$  と  $180^\circ$  のそれと同様であって、Exp. I の場合には乱れの強さの減衰特性がより顕著に現われているのがわかる。

Fig. 5 は自由表面をもつ広幅の彎曲水路で測定された Yen および Mäsjar の測定値と本実験の結果とを比較したものである。乱れの強さ ( $\sqrt{u'^2}/\bar{u}$ )<sub>m</sub> は1断面内の平均値であってその流下方向の変化が示さ

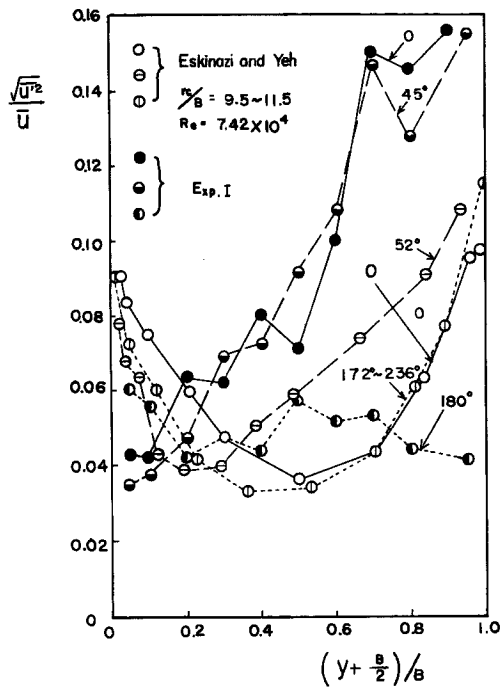


Fig. 4 Distributions of local turbulence intensity in Exp. I and the two-dimensional curved wind channel.

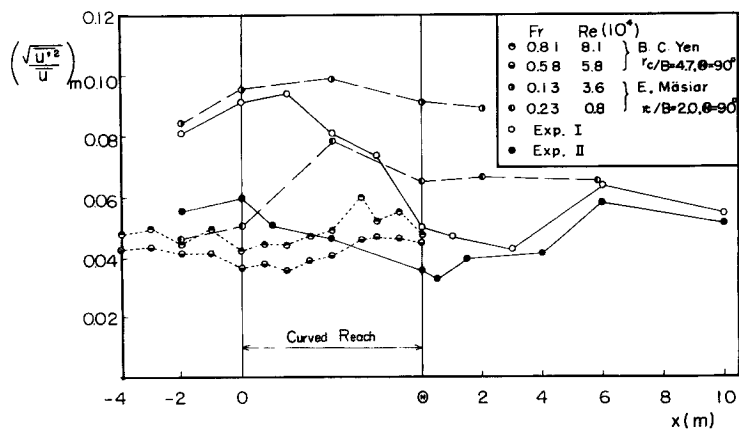


Fig. 5 Longitudinal distributions of the mean cross section values of turbulence intensity in different curved open channels.

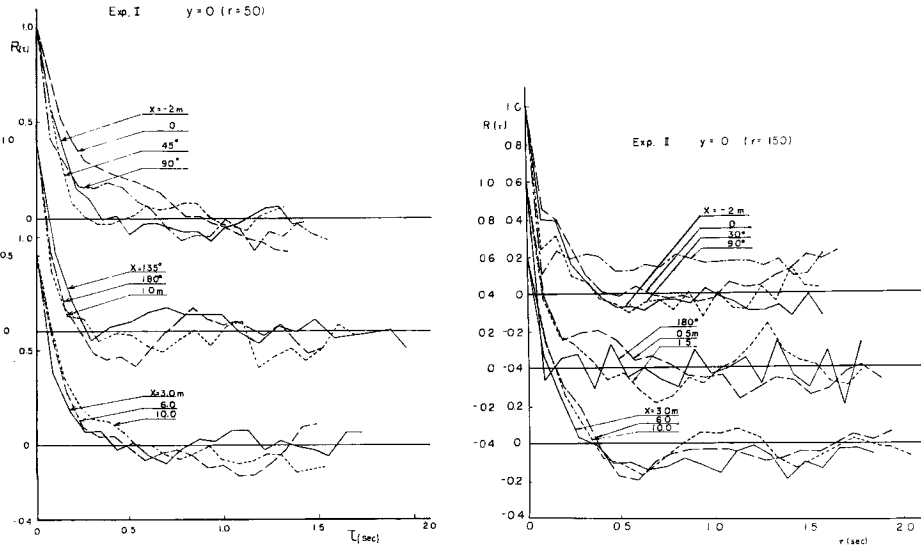


Fig. 6 Distributions of coefficient of auto-correlation at center of each section in Exp. I and Exp. II.

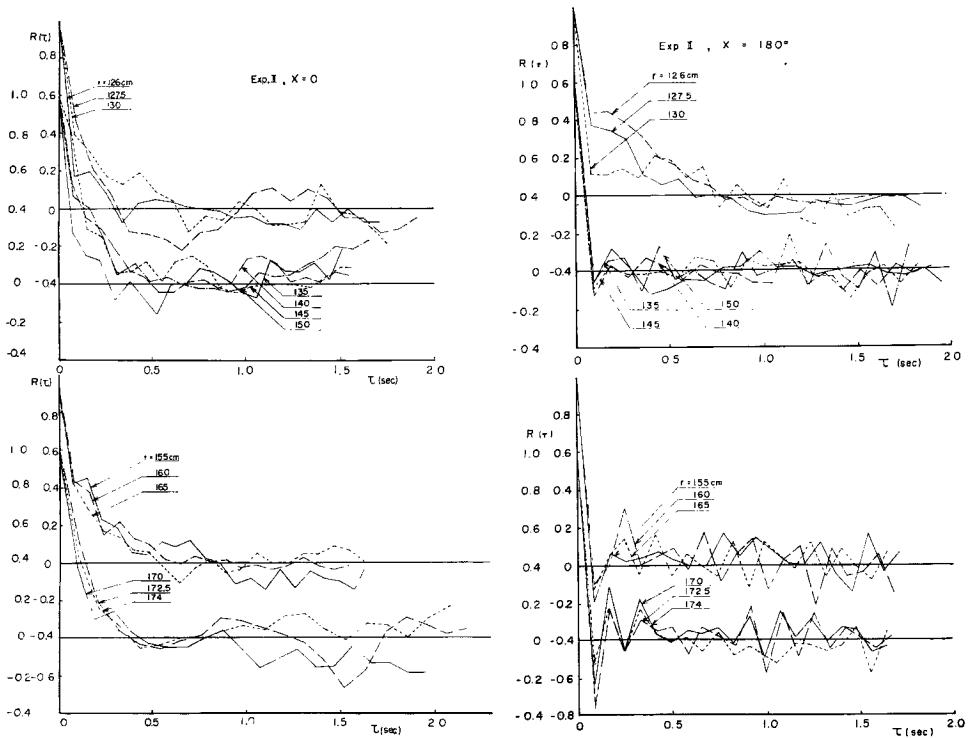


Fig. 7 Distribution of coefficient of auto-correlation at each point of radial direction of two sections in Exp. II.

れている。なお、Yen の実験水路は台形断面で底面幅一水深比は11.7と11.9, Mäsiar のそれは長方形断面で2.5と10である。

水路の曲率の大きい Mäsiar の測定値は Exp. I と同様に 彎曲部で一度増大したのち減衰する傾向にある。しかし、Yen の測定値では逆に流入部で減衰したのち増大している。これは Yen の測定が蛇行水路の第2彎曲部で行なわれているので、第1彎曲部の影響が現われているためと考えられる。

3-4 自己相関係数の分布

自己相関係数  $R(\tau)$  の計算はデータ数 200, ずらし数20として系列相関係数を求めた。5% 有意水準の  $R(\tau)$  は (0.111, -0.122) である。

Fig. 6 は  $x = -2 \sim 10$  m 間の水路中心線上における  $R(\tau)$  の分布を示したものである。Exp. I, Exp. II ともに彎曲部における  $R(\tau)$  の分布は全体として上流直線部それより  $R(\tau) = 0$  への降下が早く、下流直線部にもその影響が残っているのが認められる。また、 $R(\tau)$  分布の半径方向の変化を Exp. II の  $x = 0$  と

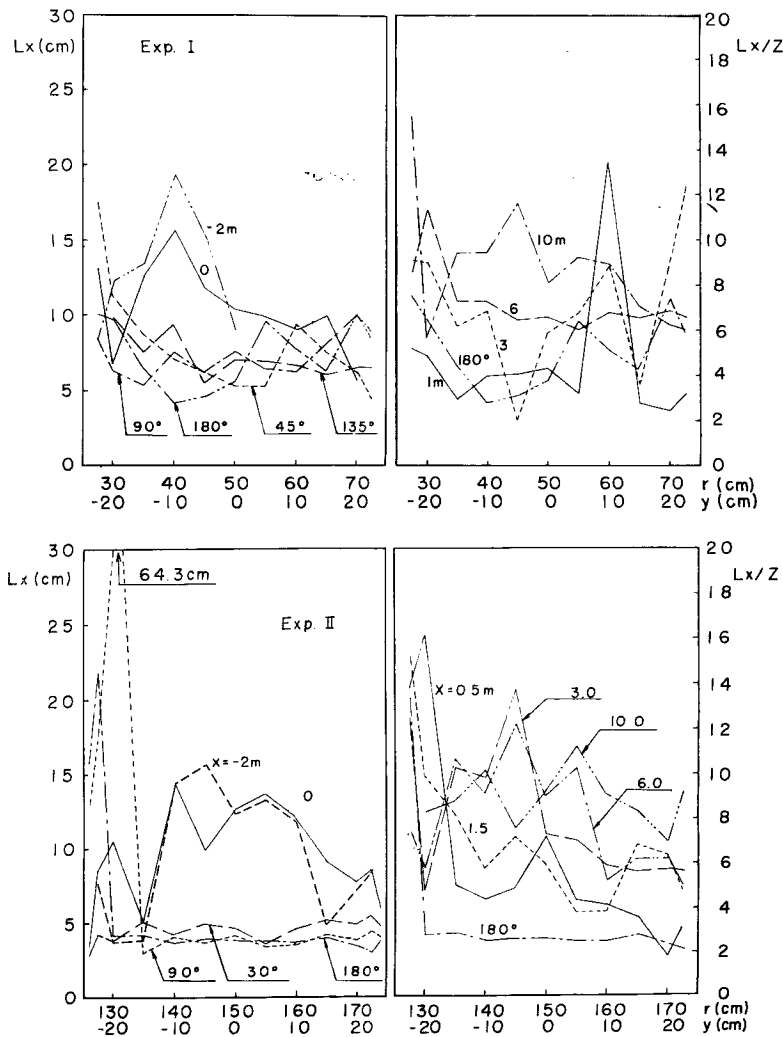


Fig. 8 Distributions of Longitudinal semi-scale of turbulence.



$x=180^\circ$  の断面について比較した結果が Fig. 7 に示してある。 $x=0$  の断面では、側壁近く ( $126 \leq r \leq 135$  cm,  $170 \leq r \leq 174$  cm) の  $R(\tau)$  は水路中央部のそれより小さく、側壁の影響がみられる。 $x=180^\circ$  の内壁に近い測点  $r=126, 127.5$  cm の  $R(\tau)$  は  $x=0$  で同じ測点のそれらより低下がゆるやかであって、これは流れのはくりの影響と考えられる。それ以外の測点の  $R(\tau)$  はすべて  $\tau=0.1$  sec ですでに  $R(\tau) < 0$  となっており、 $x=0$  の断面の  $R(\tau)$  曲線に比べて変化も激しい。 $x=0$  と  $180^\circ$  とでは平均流速の変化は少ないから、この  $R(\tau)$  の変化は乱れのスケールの減少に基因しているものと考えられる。

このように Exp. I, Exp. II とともに彎曲部における  $R(\tau)$  の低下が著しく、乱れのスケールの減少を正確に検討するには  $\tau=0.1$  sec 以下の測定を行なう必要がある。本実験に用いた流速計および記録器では、 $\tau=0.05$  sec が限度であって、彎曲部における一部のデータについて読みとり間隔を  $\tau=0.05$  sec まで細くしたが  $R(\tau) > 0$  にはならなかった。

Fig. 8 は  $R(\tau)$  分布の傾向をみるための便宜的な表示としてセミスケール  $Lx$  の分布を示したものである。ただし、 $Lx=0.831\bar{u}\tau_s$ ,  $R(\tau_s)=0.3$  である。彎曲部では、はくり域に入る内壁近くを除いて  $Lx$  は急激に減衰しており、とくに乱れの強さの分布と同様に Exp. II の減衰が著しい。下流直線部における

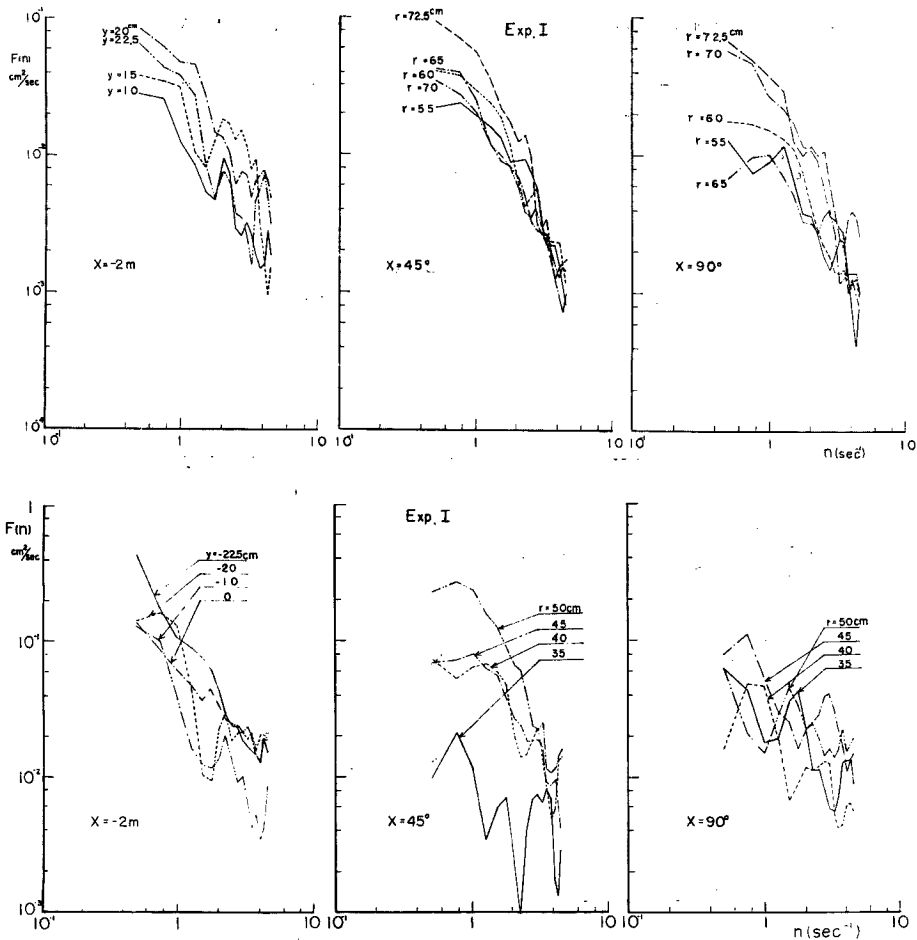


Fig. 9 Energy spectra of turbulence velocity at the outer part and the inner part of each section in Exp. I.

$Lx$  の増加は測定値の分散が大きいため明らかでないが、Exp. I, Exp. II ともに  $x=6\sim 10\text{ m}$  で上流の値に回復しているようである。前に述べた Eskinagi 等の実験では、乱れの最小渦および平均渦長がともに内岸で減少し、外岸で増大する結果を得ているが、本実験ではそうした傾向は顕著でない。

### 3-5 エネルギースペクトルの分布

乱れのエネルギースペクトル密度の計算には Bartlet の方法あるいは Turkey の方法を用いた。両者を併用したのは使用した計算機が異なるためであるが、一連のデータ数値について両者の方法で求めた結果に有意な差がないことを確かめている。Turkey の方法を用いた場合、自由度は 18.5, 80% 信頼限界域は (0.06, 1.44) である。

Fig. 9 は Exp. I で  $x=-2\text{ m}$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  の 3 断面におけるスペクトル密度分布  $F(n)$  を示したものであって、水路中心線より外側の測定値 (上図) と内側の測定値 (下図) とが比較されている。外壁近くでは、 $x=-2\text{ m}\sim 90^\circ$  の間で特に顕著な変化がみられないが、いずれの断面も水路中心線に近づくにつれて低周波域で  $F(n)$  が減衰しているのが認められる。一方、水路の中心より内側では、流下方向の変化が顕著に現われ、 $x=90^\circ$  の断面における  $F(n)$  の曲線のこう配は  $x=-2\text{ m}$  の約  $1/2$  になっている。

つぎに、Exp. II について水路中心線上と外壁近くにおける分布  $F(n)$  の流下方向の変化を示すと Fig. 10 のようになる。いずれの側線上においても  $0.4\leq n\leq 1.5\text{ sec}^{-1}$  の低周波域の  $F(n)$  が減衰し、 $x=180^\circ$

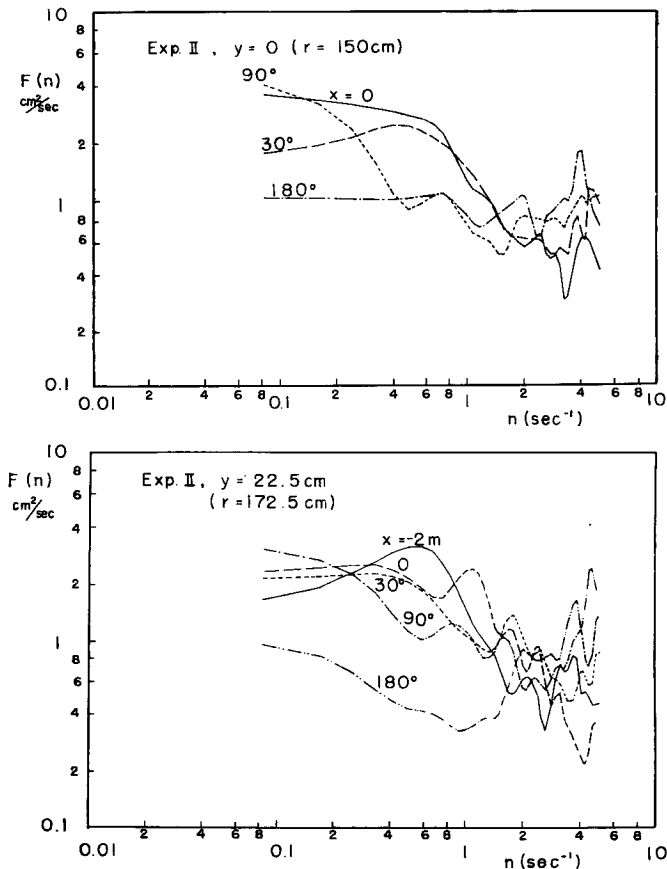


Fig. 10 Energy spectra of turbulence velocity at the center and near the outer wall of each section in Exp. II.

ではほとんど様になり white noise に近い分布形を呈している。 $2 < n < 5 \text{ sec}^{-1}$  の範囲では noise が多く  $F(n)$  の傾向は明らかでない。

なお, Eskinazi らも  $0.04 \leq n \leq 15 \text{ sec}^{-1}$  の範囲で  $x \geq 172^\circ$  の  $F(n)$  分布の測定結果を示している。それによると, 内壁近くの  $F(n)$  は  $n > 0.5 \text{ sec}^{-1}$  で外壁の  $F(n)$  より大きい値を示し,  $n < 0.5$  で小さくなっている。しかし, 本実験の測定結果のように  $F(n)$  のこう配が低周波域で急激に減少する傾向はみられない。

#### 4. む す び

以上, 本文では彎曲水路における主流成分の乱れについて検討したが, その結果を要約するとつぎのようである。

広幅の彎曲水路では, 彎曲流入部の外側を除いて, 乱れの強さおよびスケールは減少し, その影響は流速分布の変化と同程度下流に及ぶ。彎曲流入部の外側では, 急曲率の場合に乱れの強さは増大するが乱れの速度は上流直線部と同じかあるいは小さい値を示し, 乱れのスケールは減少する。乱れの強さとスケールの減少はエネルギースペクトル密度の低周波成分の減衰と対応しており, 乱れのエネルギー生成の低下に基因するものと考えられる。

こうした乱れのエネルギー生成率の低下は, 彎曲部における平均流(主流)の鉛直方向の速度こう配の減少および半径方向の Strain rate の減少(強制渦分布への漸近)に依存している。しかし, 幅広の彎曲水路における乱れの機構を明らかにするには, さらに二次流成分の影響の強い底面および水面付近の乱れについて検討する必要がある。

#### 参 考 文 献

- 1) Eskinazi, S. and H. Yeh: An Investigation on Fully Developed Turbulent Flows in a Curved Channels, J. of Aero. Sci., Vol. 23, 1956.
- 2) Margolis, D. P. and J. L. Lumley: Curved Turbulent Mixing Layer, The Physics of Fluids, Vol. 8, 1965.
- 3) Yen, B. T.: Characteristics of Subcritical Flow in a Meandering Channel, Report of Inst. Univ. of Iowa, 1965.
- 4) Mäsiar, E.: The Effect of Bend on the Distribution and Development of the Macro-turbulence Intensity in Open Channel-Beds, Proc. 12th Congress of IAHR, B-18, 1967.
- 5) 村本嘉雄: 開水路彎曲流の内部機構(II), 京大防災研究所年報, 第9号, 昭41.3.