

開水路流れにおける乱れの 空間相関特性について

今本博健・上野鉄男

ON THE SPACE-CORRELATION CHARACTERISTICS OF THE TURBULENCE IN OPEN CHANNEL FLOWS

By *Hirotake* IMAMOTO and *Tetsuo* UENO

Synopsis

The field measurements of turbulence are carried out in the Nobi Agricultural Canal constructed at Inuyama along the left side levee of the river Kiso, using 4 current meters of propeller-dynamo type.

The experimental results are as follows. 1) In the open channel flow, there exists the dominant turbulence which is related with the geometrical scale of the flow field. 2) The scale of this dominant turbulence is about ten or twenty times as large as the water depth longitudinally and same as the depth vertically. 3) The phase of turbulence near the free surface is in progress compared with that near the bed.

1. 概 説

開水路流れにおける乱れに関する研究は、最近の計測技術の向上にともない、計測データも信頼性の高いものが蓄積されるようになり、かなりの進展を遂げつつあるが^{1),2),3)}、計測から得られたデータの解析から実際の乱れの構造を適確に把握するためには未だ多くのデータが不足しているといえる。

従来の開水路流れにおける乱れに関する研究は、主として気流における乱れ特性との比較を個々ばらばらに取り扱っているのがほとんどであった。もちろん、初期の研究においてはそのようなことも必要であったし、またそのようなことを基礎にしながら、今後の研究は乱れの構造を全体として把握する方向に進むべきであるし、現在すでにその段階に達していると考えられる。このためには、計測器やデータ処理の方法、解析の方法やその基礎になる理論において量的にも質的にも大きな飛躍が必要である。

本研究は、4台の流速計による乱れの同時計測を行なったこと、計測場所として非常に条件のよい場所を選んだこと、データ処理に磁気テープレコーダー、A-D変圧器、電子計算機を用いたことなど研究の規模そのものも大きく進んだものになっている。研究内容についていえば、4台のプロベラ流速計で流速変動の同時計測を行ない、乱れの空間的な相関関係を明らかにすることにより、乱れの空間的な構造を解明しようとするものである。そのために、流れの平均流速分布、乱れの強さ、とくに同時に測定した各点間の相互相関係数、クロススペクトル、コヒーレンス、位相のずれを求め、各方向から考察を加えた。

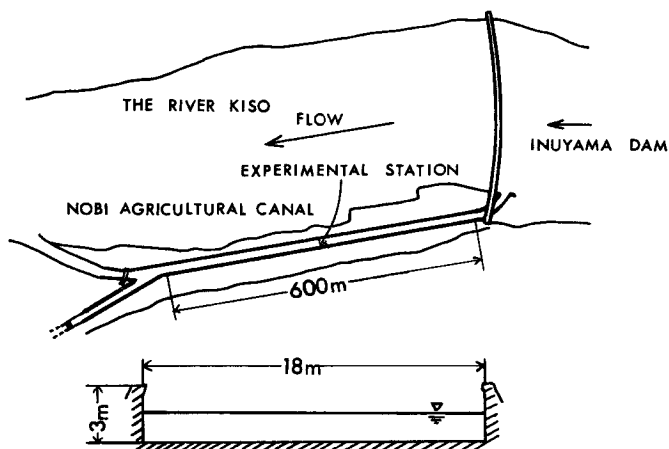
著者らは、乱れの空間的な構造がどのようになっているかを捉えることができれば、乱流の持つ種々の特性や物体に対する作用の仕方などを適確に把握することができると考えており、そのためには上述のような研究が有効であると考えている。以下に研究内容を詳しく述べるが、開水路乱れの研究に大きな意義を持つものと確信する。

2. 計測方法およびデータ処理法

2-1 計測地点

本研究における乱れ計測は愛知県犬山市に設けられた木曾川濃尾用水頭首工導水路において行なわれたものであって、水路の概要は Fig. 2-1 に示されるように木曾川本川から導水路への流入部における曲率半径約 60 m のわん曲部とこれに続く約 600 m の直線部とから構成されている。水路壁面は側壁面および路床面ともコンクリート仕上げの固定壁面であって、水路直線部は水路幅 18 m, 深さ 3 m, 路床こう配 1/480 の長方形断面一様水路である。計測断面としては直線部上流端より約 300 m の断面を選んだが、計測断面における水深および流速は木曾川本川ならびに導水路下流端に設けられた可動せきを操作することによりかなりの範囲にわたって容易に変化させることができる。

本研究における乱れ計測時においては、路床面における堆積物あるいは流れにおける浮遊物はほとんど見受けられず、野外における乱れ計測としてはきわめて良好な条件のもとで行なわれたものであって、計測データの信頼性はかなり高いものといえる。



The Section of the Experimental Station

Fig. 2-1 Experimental Station.

2-2 計測方法

i) 流速計およびその設置法：水流における乱れ計測法としては従来より各種の方法が提案されているが、本計測が野外計測であることより計測器の安定性および計測操作の容易性に重点を置き、プロペラ式発電型流速計（東邦電探製 CM-1B 型電気式流速計）を採用することにした。この流速計はプロペラの直径が約 12.8 cm であるため、あまり小さなスケールの乱れを計測することができず、室内実験水路における乱れ計測に用いる場合にはいくつかの問題点があるが、きわめて安定性に富むとともに操作も容易であるため、かなり大きなスケールの乱れを対象とする野外における乱れ計測に対しては十分な信頼度を持って適用することができる。本計測においては同種のプロペラ式発電型流速計を 4 台用いたが、それぞれの流速計における平均流速と出力電圧との関係は、Fig. 2-2 に示されるように、かなり良好な直線性を有するとともに、流速計間の差異はほとんどなく 4 台の流速計ともほぼ同じ特性をもつと見なすことができる。

野外計測においては、流速計をいかにして所定の位置に正確に設定するかということが重要事項の一つとして挙げられるが、本計測における流速計の設置法はつぎのようである。すなわち、流速計を所定の位置に正確に設置できるようにするには、ロープなどにより流速計を吊り下げる方法は不適當であるため、流速計

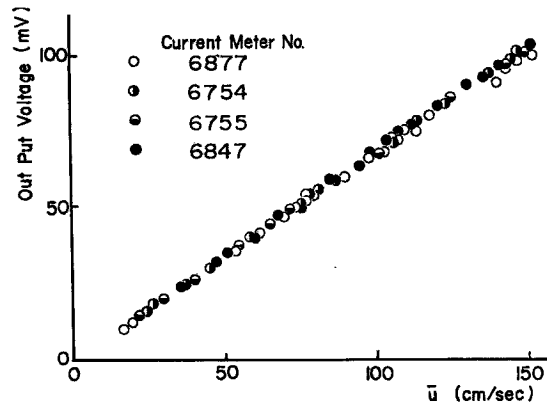


Fig. 2-2 The relation between out-put voltage and mean velocities (calibrated curve).

の尾翼を取り除いた状態で支持棒に固定する方法を用いた。支持棒は流れへの影響を少なくするため、できるだけ細いものが望ましいが、強度との関係より外径 22 mm の鋼管を用いた。4 台の流速計を所定の間隔で固定した鋼管の流れの中に設置するため、まず水路の両側壁に埋込まれたタラップを利用して 2 本のワイヤーを同一鉛直面内において水路と垂直にかつ水平に張ることにより計測断面を規定し、計測断面の下流近傍の水面に浮べられたゴムポートからワイヤーを利用して支持棒を鉛直あるいは水平に注意深く支持し、計測断面内の所定の位置に流速計が設置されるようにした。本計測においては流体力による支持棒の振動現象はほとんど見られず、流速計の設定位置の正確性ととも計測精度を高める一因となっている。

ii) 記録システム：流速の大きさは流速計に内蔵された発電機により電圧に変換されるが、流速計からの出力電圧は高インピーダンスの磁気テープレコーダー (TEAC 製 R400 型データレコーダー) によって記録されるようになっている。なお、乱れ計測時においては流速計の出力電圧を記録するとともに、ペン書きレコーダーをモニター用記録計として用い、計測の確実性を高めることにした。

また、計測継続時間は計測の対象とする乱れのスケールの大きさより決定されるものであって、本計測においては、主として水路の幾何的スケールを基準とするとともに、データ処理時の余裕を見込んですべての実験ケースについて 600 秒とすることにした。

2-3 データ処理

i) サンプリング：本研究においては、開水路流れにおける乱れのうち、主として卓越スケールの乱れを対象とすることとし、卓越スケールに比し十分小さなスケールの乱れは流速計の特性からも当然除外されるべきであると考え、流速計の出力電圧を記録した磁気テープレコーダーからの再生に際し 1.12 Hz のローパスフィルターを用いて高周波数の変動を除去することにした。また、データの数値化は高速 A-D 変換器により行なったが、このときのサンプリング周波数は 3.2 Hz、サンプリング個数は 1000 個 (すなわち、記録長 312.5 秒) とした。数値化されたデータは電子計算機 (京大計算センターの KDC-II) によって解析計算される。以上の計測システムを図示すると、Fig. 2-3 の通りである。

ii) 計算式：本研究においては計測データより種々の乱れ特性量の算定を行なったが、それぞれの特性量の算定に用いた計算式は以下の通りである。ただし、3.2 Hz ごとにサンプリングされた瞬間流速の測定値を $u_i (i=1, 2, \dots, N)$ とし、 N はデータ数であって、 $N=1000$ とした。

1) 平均流速

$$\bar{u} = \sum_{i=1}^N \frac{u_i}{N} \dots\dots\dots(2-1)$$

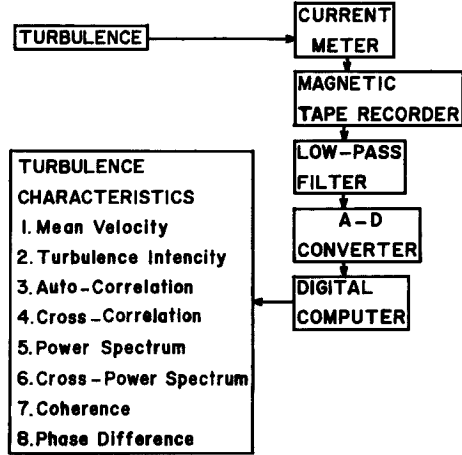


Fig. 2-3 Turbulence measurement system'

2) 乱れの強さ

$$\sqrt{\overline{u'^2}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})^2} \dots\dots\dots(2-2)$$

3) 自己相関関数

$$R(K\Delta t) = \frac{1}{N-K} \left\{ \sum_{i=1}^{N-K} u_i u_{i+K} - \frac{1}{N-K} \sum_{i=1}^{N-K} u_i \sum_{i=1}^{N-K} u_{i+K} \right\}$$

$$K=0, 1, \dots, M \dots\dots\dots(2-3)$$

Δt は読み取り間隔, M は最大ずらし数であって, $\Delta t=1/3.2 \text{ sec}$, $M=100$ とした。

4) パワースペクトル

$$S(K\Delta f) = \frac{1}{M} \left\{ R(0) + 2 \sum_{k=1}^{M-1} R(k\Delta t) \cos \frac{kK\pi}{M} + R(M\Delta t) \cos \pi K \right\} \dots\dots\dots(2-4)$$

Δf は周波数分解能であって, $\Delta f=1/2M\Delta t$ で表わされる。これを移動平均して,

$$\begin{cases} S_*(0) = 0.54S(0) + 0.46S(1\Delta f) \\ S_*(K\Delta f) = 0.54S(K\Delta f) + 0.23\{S((K-1)\Delta f) + S((K+1)\Delta f)\} \\ K=1, 2, \dots, M-1 \\ S_*(M\Delta f) = 0.54S(M\Delta f) + 0.46S((M-1)\Delta f) \end{cases} \dots\dots\dots(2-5)$$

5) 相互相関関数

点 l および m における乱れ速度を u_l, u_m とすると,

$$R_{lm}(K\Delta t) = \frac{1}{N-K} \left\{ \sum_{i=1}^{N-K} u_{l,i} u_{m,i+K} - \frac{1}{N-K} \sum_{i=1}^{N-K} u_{l,i} \sum_{i=1}^{N-K} u_{m,i+K} \right\}$$

$$K=0, 1, \dots, M \dots\dots\dots(2-6)$$

6) クロススペクトル

$$\begin{cases} CT(K\Delta f) = \frac{R_{lm}(K\Delta f) + R_{ml}(K\Delta f)}{2} \\ ST(K\Delta f) = \frac{R_{lm}(K\Delta f) - R_{ml}(K\Delta f)}{2} \end{cases} \dots\dots\dots(2-7)$$

として,

$$\begin{cases} CTO(K\Delta f) = \frac{1}{M} \left\{ CT(0) + 2 \sum_{k=1}^{M-1} CT(k\Delta f) \cos \frac{kK\pi}{M} + CT(M\Delta f) \cos \pi K \right\} \\ STO(K\Delta f) = \frac{2}{M} \sum_{k=1}^{M-1} ST(k\Delta f) \sin \frac{kK\pi}{M} \end{cases} \dots\dots(2-8)$$

これを移動平均して、 $CTO_*(K\Delta f)$, $STO_*(K\Delta f)$ を求めると、クロススペクトルは

$$S_{im}(K\Delta f) = CTO_*(K\Delta f) - iSTO_*(K\Delta f) \quad (i = \sqrt{-1}) \dots\dots(2-9)$$

実際の評価には実数部のみを用いる。

7) コヒーレンス

$S_{i*}(K\Delta f)$, $S_{m*}(K\Delta f)$ をパワースペクトルとすると、次式で求められる。

$$C_{im}(K\Delta f) = \frac{\{CTO_*(K\Delta f)\}^2 + \{STO_*(K\Delta f)\}^2}{S_{i*}(K\Delta f) \cdot S_{m*}(K\Delta f)} \dots\dots(2-10)$$

8) 位相のずれ

$$P_{im}(K\Delta f) = \tan^{-1} \left\{ \frac{STO_*(K\Delta f)}{CTO_*(K\Delta f)} \right\} \dots\dots(2-11)$$

これを時間的なずれに直すと、

$$T_P(K\Delta f) = \left\{ \frac{P_{im}(K\Delta f)}{K \cdot \Delta f} \right\} \dots\dots(2-12)$$

3. 計測結果および考察

乱れ計測実験は1969年10月22日から24日までの3日間にわたって行なわれたが、各実験日における水利条件および計測点は Table 3-1 に示される通りである。Table 3-1 において、 γ および δ はそれぞれ計測断面における水路中央部の路床を基準として水平方向（横方向）および鉛直方向（上向き）の座標軸を表わす。すでに述べたように、本実験水路においては、木曾川本川および水路下流端に設けられた2つの可動ぜきを操作することにより水深を 0~3 m の範囲にわたって任意に変化させることができるが、本実験においては水深として $H=158, 92, 49$ cm の3ケースについて実験を行なった。

3-1 平均流速分布

平均流速 (local mean velocity) の鉛直分布の計測結果を Fig. 3-1 に示す。Fig. 3-1 において H は水深、 B は水路幅を示す。この図より明らかなように、流速こう配は側壁近傍ではかなり小さくなり、また、水路中央部においても最大流速点は自由表面より若干下がった地点にあり、流速分布式としては対数則をやのまま適用できないことがわかる。

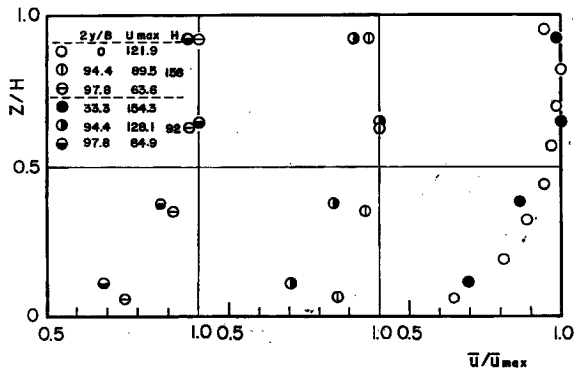


Fig. 3-1 Local mean velocity distribution.

Table 3-1 Experimental conditions

Experimental number		Measuring point								Hydraulics conditions
		1		2		3		4		
		y(cm)	z(cm)	y(cm)	z(cm)	y(cm)	z(cm)	y(cm)	z(cm)	
A	1	0	70	0	50	0	30	0	10	$H = 158 \text{ cm}$ $T_w = 15.0^\circ \text{C}$ $I_w = 3.2 \times 10^{-5}$ $I_b = 2.08 \times 10^{-8}$ (1969.10.22)
	2	0	150	0	130	0	110	0	90	
	3	0	145	0	100	0	55	0	10	
	4	890	145	890	100	890	55	890	10	
	5	850	145	850	100	850	55	850	10	
	6	160	140	80	140	30	140	0	140	
B	1	300	85	300	60	300	35	300	10	$H = 92 \text{ cm}$ $T_w = 14.6^\circ \text{C}$ $I_w = 1.4 \times 10^{-4}$ $I_b = 2.08 \times 10^{-8}$ (1969.10.23)
	2	600	85	600	60	600	35	600	10	
	3	800	85	800	60	800	35	800	10	
	4	850	85	850	60	850	35	850	10	
	5	890	85	890	60	890	35	890	10	
	6	160	12.5	80	12.5	30	12.5	0	12.5	
	7	160	46	80	46	30	46	0	46	
	8	160	80	80	80	30	80	0	80	
	9	870	12.5	840	12.5	790	12.5	710	12.5	
	10	870	46	840	46	790	46	710	46	
	11	870	80	840	80	790	80	710	80	
C	1	300	10	300	40	0	40	0	10	$H = 49 \text{ cm}$ $T_w = 14.6^\circ \text{C}$ $I_w = 1.8 \times 10^{-4}$ $I_b = 2.08 \times 10^{-8}$ (1969.10.24)
	2	800	10	800	40	600	40	600	10	
	3	890	10	890	40	850	40	850	10	
	4	160	12.5	80	12.5	30	12.5	0	12.5	
	5	160	40	80	40	30	40	0	40	
	6	870	12.5	840	12.5	790	12.5	710	12.5	
	7	870	40	840	40	790	40	710	40	

H : water depth, T_w : the temperature of water, I_w : the slope of water surface
 I_b : the slope of channel bed

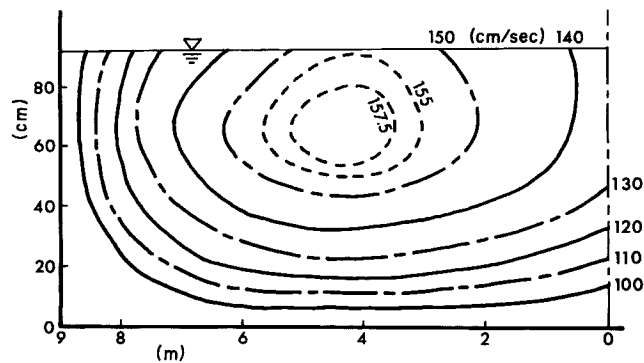


Fig. 3-2 Iso-velocity line.

計測断面における全体的な平均流速分布を見るため、一例として Exp. No. B における等流速線図を Fig. 3-2 に示したが、この図より最大流速点は水路中央部から左岸側へ約 4.5 m ほど偏っており、実験水路流入部におけるわん曲部の影響が計測断面にまで及んでいることがわかる。

3-2 乱れの強さ

一般に、乱れの相対強さ (relative turbulence intensity) は路床近傍で最大となり自由表面に近づくほど小さくなるとともに、Reynolds 数が大きくなるほど乱れの相対強さは減少する傾向を示す。本計測における乱れの相対強さの計測結果は Fig. 3-3 に示されるように、自由表面に近づくほど乱れの相対強さは小さくなり、側壁近傍においては水路中央部よりかなり大きくなることわかる。流速として、 $H=158$ cm の場合 $y=0$ cm, $H=92$ cm の場合 $y=300$ cm における平均流速を用いて Reynolds 数を計算すると、前者は $Re=1.52 \times 10^5$, 後者は $Re=1.10 \times 10^6$ となるが、この程度の Reynolds 数の差異では乱れの相対強さにおける Reynolds 数の影響を明確にすることはできない。

水路中央部における乱れの相対強さの計測結果は、開水路流れにおける従来の計測結果¹⁾とぎわめてよく適合しており、本計測の妥当性を示すものと考えられる。

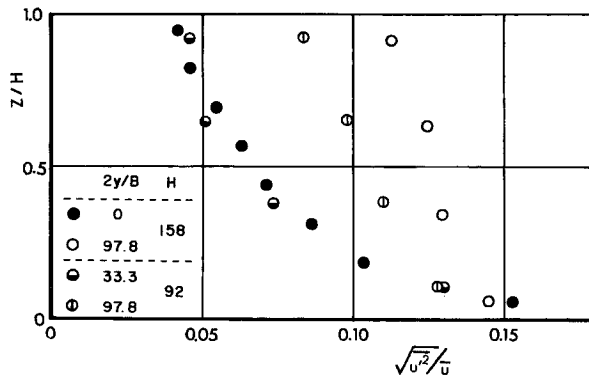


Fig. 3-3 Relative turbulence intensity.

3-3 相 関 関 数

いま、点 l および点 m における乱れ速度を u_l, u_m とすると、乱れ速度に関する Euler 的相関関数 $R_{lm}(\tau)$ は次のように定義される。

$$R_{lm}(\tau) = \overline{u_l(t)u_m(t+\tau)} \dots\dots\dots (3-1)$$

(3-1) 式によって定義される相関関数を $u_l' \cdot u_m'$ で割ったものは相関係数といわれる。ここに、 $u_l' = \sqrt{u_l'^2}$, $u_m' = \sqrt{u_m'^2}$ であり、乱れは定常と仮定されている。

(3-1) 式による相関関数において、 $l=m$ のとき自己相関関数、 $l \neq m$ のとき相互相関関数といわれる。また、 $\tau=0$ の場合の相関関数を同時空間相関関数という。同時空間相関関数は単に空間相関関数といわれることもあるが、本研究においては混乱をさけるため、 $\tau=0$ に対する相関関数は同時空間相関関数、その他の場合の $R_{lm}(\tau)$ を空間相関関数ということにする。

以下においては相関係数を $R_{lm}(\tau)$ によって表わすが、(3-1) 式の定義より相関係数はつぎの特性を持っているとわかる。

$$R_{ll}(0)=1, R_{lm}(\tau)=R_{ml}(-\tau) \dots\dots\dots (3-2)$$

本研究においては、4 台の流速計を同一断面内の 4 点に設置し、4 点における乱れ速度の同時計測を行なうことにより、各計測ごとに 16 種の相関係数を求めることができる。16 種の相関係数のうち 4 種は自己相関係数、12 種が相互相関係数であるが、(3-2) 式を考慮すると、相互相関係数については 6 種のものを計算

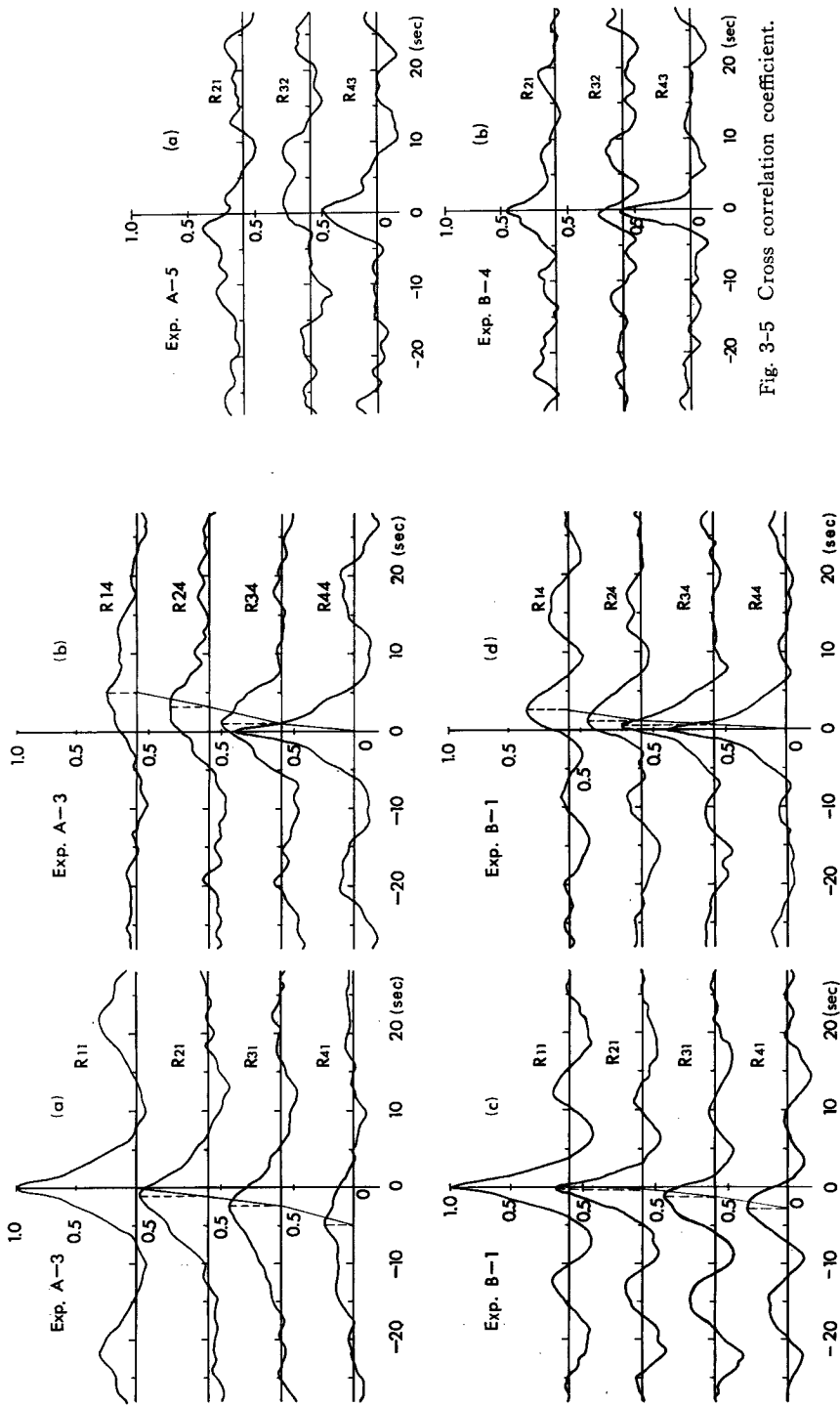


Fig. 3-4 Auto and cross-correlation coefficient.

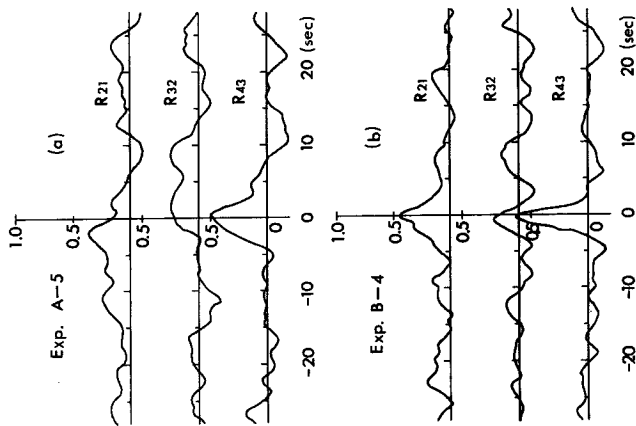


Fig. 3-5 Cross correlation coefficient.

すればよいことがわかり、結局10種の相関係数を計算すればよいことになる。

相関係数の計測結果の一例を **Figs. 3-4** および **3-5** に示す。これらの図に示されたケースにおける計測点は鉛直方向に4点とられたものであって、自由表面近傍よりそれぞれ 1, 2, 3, 4 という名称で表わされている（詳しくは **Table 3-1** 参照）。**Fig. 3-4** は水路中央部において、自由表面近傍の計測点を基準にした空間相関係数 (a) および (c) と、路床近傍の計測点を基準とした場合 (b) および (d) とを示したものであって、 $R_{lm}(\tau)$ が τ_{lm} においてピーク値となる場合、 l 点における乱れの位相は m 点における乱れに比し τ_{lm} だけ進んでいることを意味する。この図に見られるように、全体的に路床面近傍より自由表面近傍の乱れの位相が進んでいることがわかる。なお、相関係数により乱れの位相のずれを推定する場合、つぎのことに注意しなければならない。いま、点 l と点 m との間に点 n がある場合、位相差 τ に関して、一般に、 $\tau_{lm} = \tau_{ln} + \tau_{nm}$ となるとは限らない。これは、2点 l と m との相関は l と m との距離より大きなスケールの乱れに

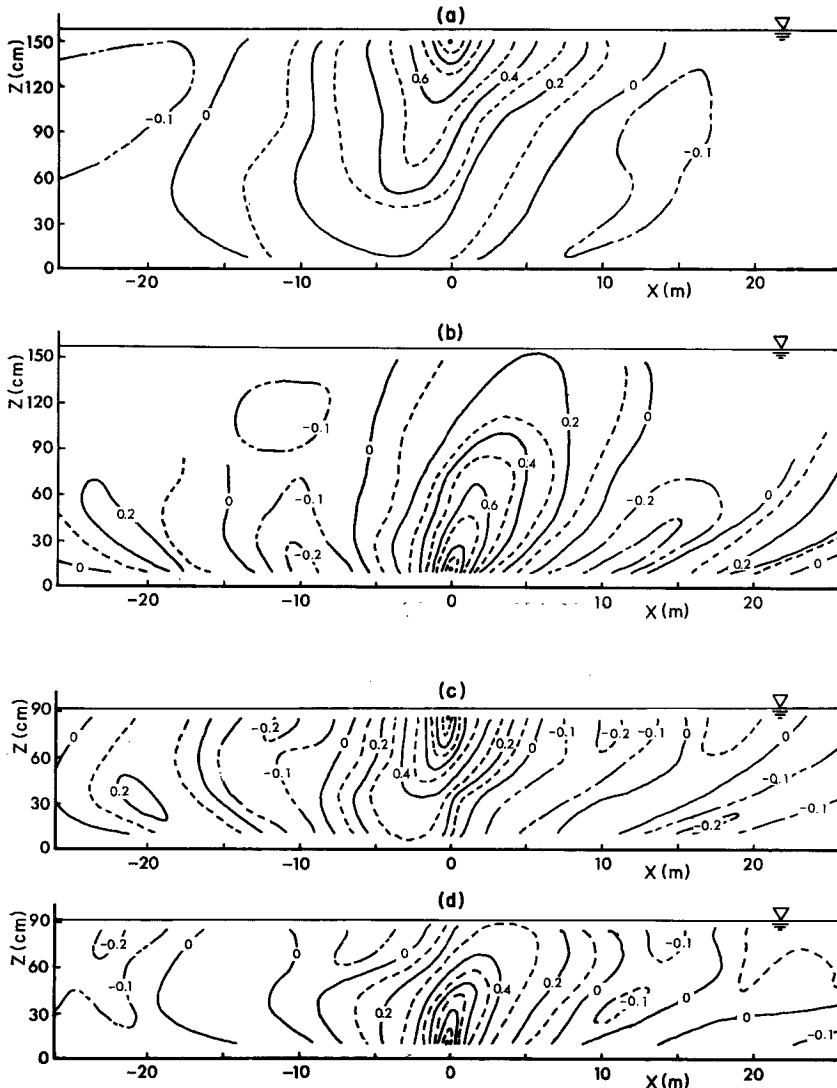


Fig. 3-6 Space correlation coefficient.

よってほとんど決められるため、距離が異なれば相関に関する乱れのスケールもまた異なってくると考えられる。

壁面近傍の乱れの相関係数は水路中央部と異なり位相差がかなり不明確となるため、近接計測点間の相関係数で示すと Fig. 3-5 のようになる。これより、(a)および(b)の両ケースとも鉛直方向に等間隔で計測された空間相関係数は自由表面近傍に比し路床面近傍で大きくなっているが、位相差については明確な傾向を読みとることができない。

Taylor の “frozen turbulence” の仮定を用いると、相関係数の時間的位相差は次式によって距離に変換される。すなわち、

$$x_{lm} = \bar{u}_l \tau_{lm} \dots\dots\dots (3-3)$$

ここに、 \bar{u}_l は点 l における平均流速である。(3-3) 式により時間を距離に変換すると、同時空間相関係数の空間的特性を得ることができる。

Fig. 3-6 は Fig. 3-4 のケースについて (3-3) 式により変換された同時空間相関係数を示したものである。乱れは平均流によって輸送されるとともに変形するため、 τ_{lm} が大きいとき (3-3) 式を用いることにはかなりの不正確性が含まれるが、大よその見当をつけることは可能と考えられる。Fig. 3-6 によると、自由表面を基準とした場合および路床面近傍を基準とした場合のいずれの場合においても同一鉛直面においては路床面から自由表面まで相関係数の符号は正であって、本計測の対象とした 1.12 Hz 以下の低周波の乱れは水深全体にわたる大きなかたまりとして流下していくことがわかる。また、流れ方向における相関係数の正の領域は水深の約10~20倍程度にまで広がっており、きわめて興味深い結果と考えられる。

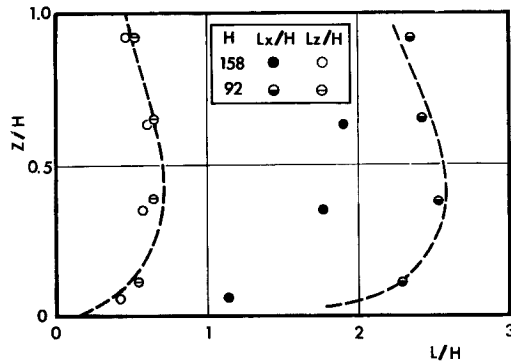


Fig. 3-7 Mean scale of turbulence.

自己相関係数および鉛直方向の同時空間相関係数より流れ方向および鉛直方向の平均スケール L_x, L_z は次式によって計算することができる。

$$L_x = \bar{u} \int_0^{T^*} f(t) dt, \quad L_z = \int_0^H g(z) dz \dots\dots\dots (3-4)$$

ここに、 $f(t)$ は点 z_0 における乱れの自己相関係数、 $g(z)$ は点 z_0 と点 z_0 から鉛直方向に z だけ離れた点との間の乱れの同時空間相関係数である。また、 L_x の計算における積分の上限値 T^* の取り方については、計測時間が有限な場合多くの問題点があるが、ここでは $f(t)$ が初めて 0 になる時間を用いることにした。計算結果は Fig. 3-7 に示されるように、 L/H は相対水深によって変化し、 z/H が 0.4~0.5 で最大となり、また、平均的には $L_x \approx 2H, L_z = 0.5H$ となることがわかる。

3-4 スペクトル, コヒーレンス, 位相差

乱れの周波数特性を明らかにするため、前項に述べた16種類の相関関数を用いてスペクトル解析を行なった。すなわち、自己相関関数からパワースペクトルを、相互相関関数からはクロスパワースペクトル、コヒ

ーレンス、位相差を計算した。本計算においては、データ数1000、最大ずらし数100を用いたため自由度は約20である。なお計算結果はかなりのバラツキを示すため、計算されたスペクトル $S(f)$ を次式によって円滑化することにした。

$$S_B(f) = \frac{1}{kf - \frac{1}{k}f} \int_{\frac{1}{k}f}^{kf} S(f)df \quad \dots\dots\dots(3-5)$$

ここに、 $k = \sqrt{2}$ を用いた。

スペクトルおよびクロススペクトルの計算結果の一例を Fig. 3-8 に示す。Fig. 3-8 は Exp.No. B-1 において、自由表面近傍を基準としたもの (a) と、路床近傍を基準としたもの (b) について示したものであって、パワースペクトルを表わす S_{11} および S_{44} を見ると、周波数が大きくなるにしたがって $-5/3$ 乗則から -7 乗則へと移行しているが、本計測においてはサンプリング時に 1.12 Hz の Low-Pass Filter をかけているため、 -7 乗則の妥当性を証明するには至らない。また、クロスパワースペクトルについてもパワースペクトルに類似した特性がうかがわれ、とくに計測点間の距離が大きくなるにしたがって減少し、高周波数領域においては距離に関係なく互いに近い値をとる傾向を示しているが、計測点間の距離によって定まるスケールよりも高周波の乱れはあまり意味をもたなくなると考えられ、本計測結果のみをもって結論を下すことはできない。

コヒーレンスおよび時間的位相差を示す Figs. 3-9 および 3-10 によると、低周波数の乱れ、すなわち、大きなスケールの乱れほどコヒーレンスおよび時間的位相差は大きく、距離が大きくなるとコヒーレンスは

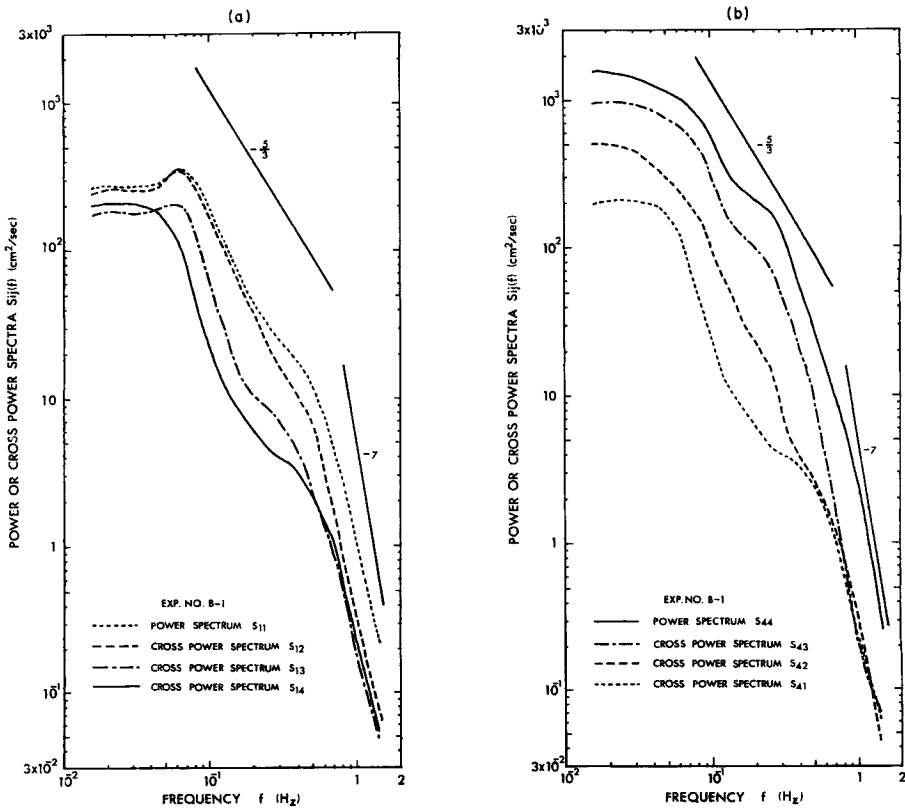


Fig. 3-8 Power and cross power spectra.

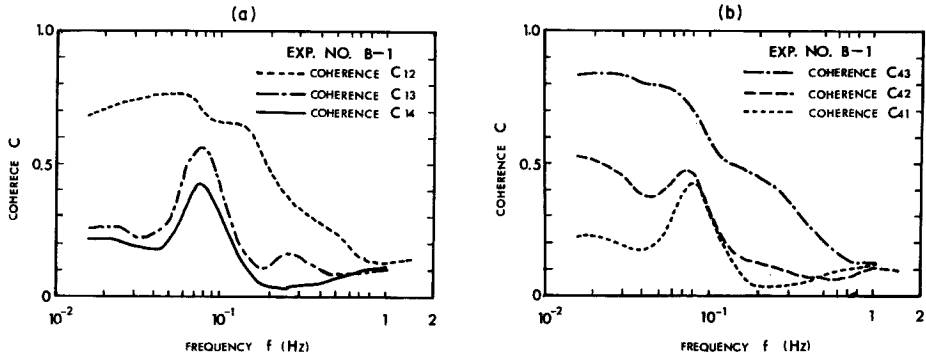


Fig. 3-9 Coherence.

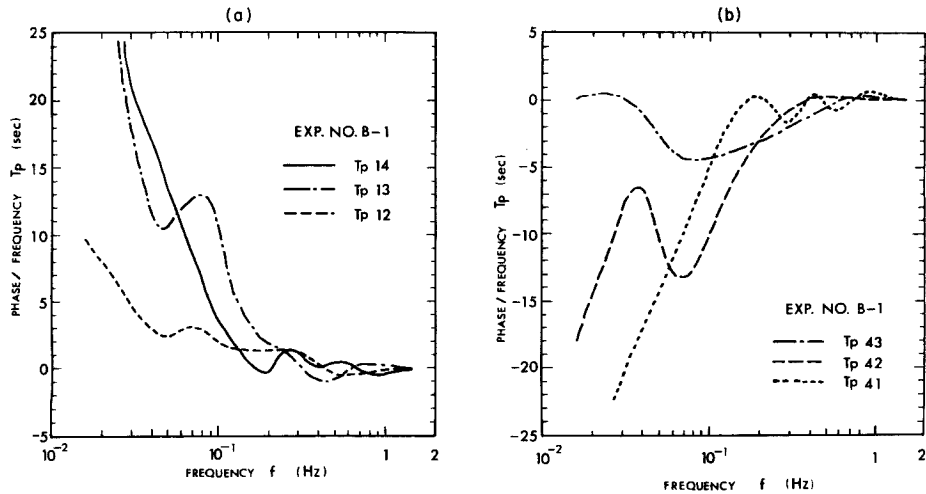


Fig. 3-10 Phase difference.

小さくなるのに対して時間的位相差は大きくなっている。このことより、先に相関係数による2点間の時間的位相差の推定において問題となった現象はつぎのように説明できる。いま、2点 l , m の中間に点 n が存在すると、 l および m を内包するスケールの乱れは n を媒介とする場合の2倍程度となるため l , および m における計測による場合は n を媒介とする場合の2倍程度のスケールの乱れによって支配されることになる。したがって、大きなスケールの乱れほど時間的位相差も大きいことを考慮すると、相関係数による時間的位相差は n を媒介とする場合としない場合とでは一般に一致しなくなる。

また、Fig. 3-9 に示した場合におけるコヒーレンスは 0.08 Hz 程度の周波数において顕著なピーク値を示しているが、この周波数はパワースペクトルあるいはクロスパワースペクトルの卓越周波数とも一致しており、水深の10~20倍程度のスケールに相当することともにきわめて興味深い。なお、この場合のスケールは水深の10~20倍程度となるとともに、丁度水路幅の大きさにも対応するが、他の実験ケースの結果より、水深によって支配されるスケールと考えられる。

4. 結 論

本研究は、愛知県犬山市に設けられた木曾川濃尾用水頭首工導水路において、4台のプロペラ式発電型流速

計により主として乱れの空間的相関特性を把握することを目的とした乱れ計測について述べたものである。実験水路は水路幅 18 m、深さ 3 m、路床こう配 1/480 の長方形断面水路であって、木曾川本川からの流入部において曲率半径 60 m の彎曲部が存在するが、彎曲部につづいて長さ約 600 m にわたり直線部となっている。本計測は直線部上流端より約 300 m の断面において行なわれたが、流入彎曲部の影響により流心は水路中央部より若干偏よっている。本研究による乱れ計測結果を簡単に述べるとつぎの通りである。

1. 乱れの相対強さについて：水路中央部における乱れの相対強さの鉛直分布は、自由表面近傍で小さく路床近傍で大きくなっており、従来の乱れ計測結果とまったく同じ傾向となっている。また水路中央部と側壁近傍とにおける乱れの相対強さを比較すると、側壁近傍においてかなり大きくなっているが、乱れの相対強さに及ぼす側壁の効果을明らかにするためにはさらに詳細な実験的研究が必要である。

2. 乱れの相関特性について：本研究においては、流れ方向の乱れ速度に関し、計測断面内の種々の計測点における自己相関係数および異なる計測点間の相互相関係数についての計測を行なった。自己相関係数より求められる流れ方向の乱れの平均スケールならびに同時空間相関係数より求められる水深方向の乱れの平均スケールは、いずれも路床と自由表面との中間近傍において最大値となる特性を示し、平均的にはそれぞれ水深の 2 倍ならびに 0.5 倍程度となっている。空間相関係数より計測点間の乱れの時間的位相差についてみると、路床近傍に比し自由表面近傍の乱れの位相は進んでいることがわかる。また、同時空間相関係数の空間特性より、正の相関を示す空間的広がりには流れ方向に水深の 10~20 倍、水深方向には全水深にわたる特性がみられ、この程度のスケールの乱れが開水路流れには卓越しているものと考えられる。

3. 乱れのスペクトル、コヒーレンス、位相差の特性について：パワースペクトルの計測結果によると、概略的には周波数が大きくなるにしたがい $-5/3$ 乗則から -7 乗則へと移行しているが、 $-5/3$ 乗則へ移行する周波数においてかなり顕著なピークを示す傾向がみられる。このような傾向はクロススペクトルについても共通であるが、詳細については今後の研究に待つところが多い。なおコヒーレンスおよび位相差の計測結果より、水深方向に離れた 2 点における乱れの間には、大きいスケールの乱れほど強い相関があるが、時間的位相差もまた大きくなることわかる。

最後に、本研究における乱れ計測においては、建設省木曾川上流工事事務所ならびに農林省犬山頭首工管理事務所の御協力をいただいたことを付記し、ここに深甚なる感謝の意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) Raichlen, F.: Some Turbulence Measurements in Water, Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol. 94, No. HY2, Proc. Paper 5195, March, 1968, pp. 411~430.
- 2) Iwasa, Y. and H. Imamoto: Turbulence Measurement by Means of Small Current Meter in Free Surface Flow, Proc. 12th Congress IAHR, B.32, Sept. 1967, pp. 293~280.
- 3) 石原安雄・余越正一郎・上野鉄男：河川におけるレイノルズ応力の分布について，京大防災研究所年報，12B，(1969)，pp. 503~514.