

開水路流れにおける乱れの空間構造について (2)

—— 平均流による乱れの移流過程 ——

今 本 博 健・上 野 鉄 男

ON THE SPATIAL STRUCTURE OF TURBULENCE IN OPEN CHANNEL FLOWS (2)

—— The Convection Process of Turbulence with Mean Flow ——

By *Hirotake* IMAMOTO and *Tetsuo* UENO

Synopsis

This paper describes an experimental investigation of the spatial structure of turbulence in a free surface shear flow, carried out at the Nobi agricultural canal, using 4 current meters of a propeller-dynamo type. A convective process of turbulence is investigated through a technique of the space-time correlation, with and without frequency filtering, for the longitudinal component of the velocity fluctuation.

The experimental results are as follows. 1) Different turbulent spectral components of an open channel flow are convected with different velocity, that is, the large scale disturbances near the free surface are convected more slowly than the small scale ones. 2) The departure of the frozen pattern in the period of the disturbance is remarkable for the disturbance of long period, but, in the same distance, it is remarkable for the disturbance of short period.

1. 序 論

乱流状態の流れにおける速度は時間的・空間的にきわめて不規則かつ偶然的な変動を繰り返しており、この現象の解明には点計測による乱流場内の各点における乱れ速度の時間的変動特性のみならず、多点計測による乱流場の空間構造あるいは平均流による乱れの移流過程などが明らかにされねばならない。従来の乱れの空間構造に関する取り扱いにおいては、Taylor¹⁾ による凍結乱流の仮定が一般に広く用いられているが、Lin²⁾ によると、この仮定は乱れの相対強さが小さく、粘性の効果およびせん断応力が小さいときに成立するものであって、厳密にはせん断乱流には適用されず、平均速度とその勾配との比より定まるスケールより十分小さなスケールの乱れについてのみ近似的に適用されることが明らかにされている。

せん断乱流における乱れの非凍結特性については、従来より理論的・実験的検討が加えられ、いくつかの興味ある特性が明らかにされている。たとえば、Favre^{3)~5)}、Sternberg⁶⁾ らは乱流境界層における乱れの空間構造について実験的に検討し、大きなスケールの乱れの移流速度は流れの平均速度と一致せず、境界面近傍においては平均速度より大きく、境界面から離れると逆に小さくなり、また、空間内の最大相関線の方向は流線の方向と一致しないことを明らかにしている。また、Fisher ら⁷⁾ は噴流中における乱れの移流速度の計測を行ない、その特性を乱れ速度に関するひずみ度と関連づけて論じている。以上のように、非凍結乱流に関するかなりの研究が進められているが、その多くは気流を対象としたものであって、開水路流れについては未だほとんどなされていない。

乱流場の空間構造の解明法には、相関解析による方法とスペクトル解析による方法とがあり、一般に、相

関解析は空間構造の全体的な把握に有効であり、スペクトル解析は乱流場に含まれる種々のスケールごとの特性の解明に用いられる。しかしながら、乱れ速度として対象とする周波数領域に属するもののみが抽出される場合、周波数領域を変化させることにより相関解析によっても周波数あるいはスケールごとの特性の解明が可能となる。先に述べた Favre および Fisher らは相関解析の手法を用いているが、本研究においても、主として相関解析によって開水路流れにおける乱れの移流過程について検討する。

2. 時空間相関解析

2-1 時空間相関係数

乱流現象において取り扱われる相関関数は、流体内の固定点における乱れ速度を対象とするか、着目した流体粒子の不規則運動を追跡した場合の乱れ速度を対象とするかによって、Euler 的相関関数と Lagrange 的相関関数とに大別される。Euler 的相関関数はさらに次のように分類される。すなわち、点 P における i 方向の乱れ速度 $[u_i(t)]_P$ を $u(t)$ 、点 Q における j 方向の乱れ速度 $[u_j(t)]_Q$ を $v(t)$ とすると、 $u(t)$ および $v(t)$ に関する相関関数 $R_{uv}(t)$ は次のように定義される。

$$R_{uv}(t) = \overline{u(t_0)v(t_0+t)} \quad (2.1)$$

$R_{uv}(t)$ は対象とする (i, j) および (P, Q) によって、Table 2-1 に示されるような種々の相関関数に分類される。

Table 2-1 Classification of Eulerian correlation function.

2nd order correlation function		$R_{uv}(t) = \overline{u(t_0)v(t_0+t)}$, $u(t_0) = [u_i(t_0)]_P$, $v(t_0) = [u_j(t_0)]_Q$
$\left\{ \begin{array}{l} \text{auto-correlation function} \\ \text{cross-correlation function} \end{array} \right.$	auto-correlation function	$\dots\dots\dots P=Q, i=j$
	$\left\{ \begin{array}{l} \text{two-component corr. fu.} \\ \text{spatial corr. fu.} \end{array} \right.$	$\dots\dots\dots P=Q, i \neq j$
		$\left\{ \begin{array}{l} \text{space-time corr. fu.} \dots\dots\dots P \neq Q \\ \text{simultaneous space corr. fu.} \dots\dots\dots P \neq Q, t=0 \end{array} \right.$

Table 2-1 に見られるように、自己相関関数は流体内の 1 点における同一方向の乱れ速度に関する時間的相関特性を示すものであり、相互相関関数は、流体内の 1 点における相異なる方向の乱れ速度間の時間的相関特性を示す 2 成分相関関数と、相異なる 2 点における乱れ速度間の時間的相関特性を示す空間相関関数とに分けられる。空間相関関数において、とくに遅れ時間 $t=0$ の相関関数は同時空間相関関数あるいは Taylor-Kármán 相関関数といわれるが、一般の場合に相当する時空間相関関数と区別するため、本研究においては、単に空間相関関数ということにする。なお、自己相関関数を Euler 的相関関数ということもある。

相関関数を対象とする変動量の分散値で基準化したものは相関係数といわれ、混同の恐れのないかぎり、相関係数を $R_{uv}(t)$ と表わす。すなわち、

$$R_{uv}(t) = \overline{u(t_0)v(t_0+t)} / u'v' \quad (2.2)$$

ここに、 $u' = (\overline{u^2})^{1/2}$, $v' = (\overline{v^2})^{1/2}$ である。

本研究においては、同一流れ方向軸上の 2 点における流れ方向の乱れ速度に関する時空間相関係数 $R_x(t)$ について取り扱うが、このような時空間相関係数は一般に次の性格を有している。すなわち、Fig. 2-1 は 2 点間の距離 x をパラメータとした時空間相関係数の一例を示したものであるが、この図に見られるように、 $x=0$ の場合、すなわち、自己相関係数 $R(t)$ は遅れ時間の増加に伴い比較的単調に減少するのに対し、 $x \neq 0$ の場合にはある遅れ時間において最大値を示し、距離の増加とともに最大値は減少し、その発生遅れ時間、すなわち、最適遅れ時間 (optimum time lag) は増加している。また、種々の x に対する時空間相関係数の包絡線として一種の相関係数 $\mathcal{R}(t)$ が得られるが、 $\mathcal{R}(t)$ は平均流とともに移動する座標系から見た

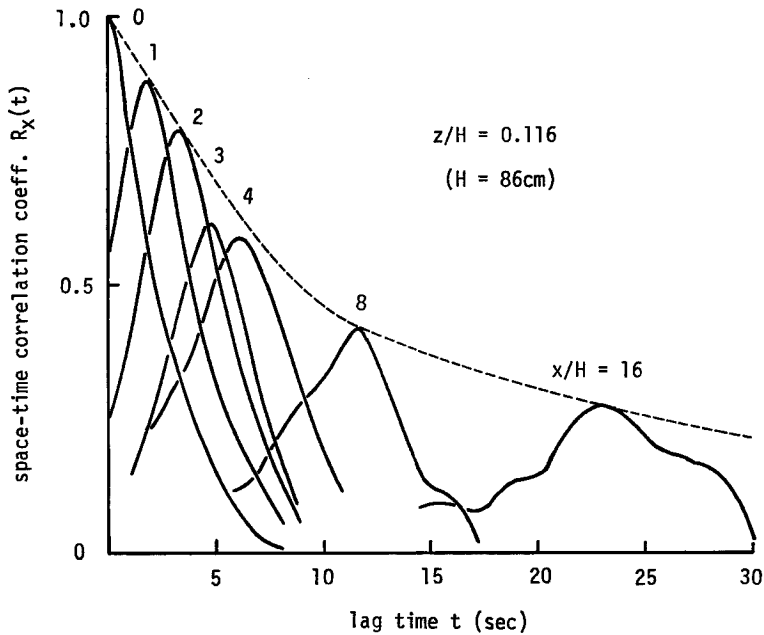


Fig. 2-1 Space-time correlation of longitudinal turbulent velocity.

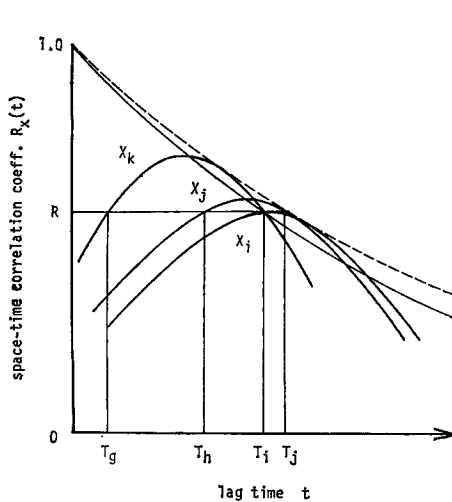
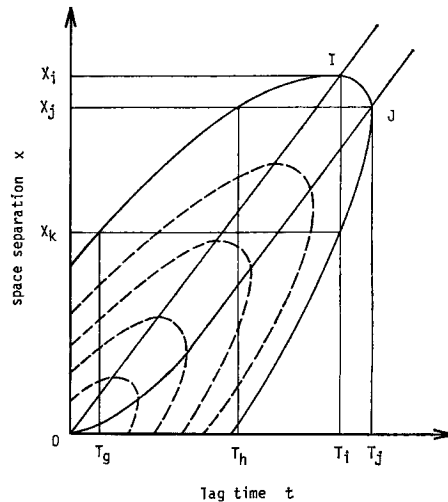


Fig. 2-2 Space-time correlation coefficient.


 Fig. 2-3 Space-time isocorrelation curves (from Favre et al⁵).

乱れ速度の自己相関係数に相当し、最大時空間関係数といわれる。最大時空間相関係数は、平均速度に比し乱れ速度が十分小さい場合、Lagrange 的自己相関係数に類似したものとなるが⁸⁾、時空間相関係数における最大値を結んだ曲線とは必ずしも一致しない。

時空間相関係数の特性をより明確にするため、Fig. 2-2 は $x = x_k, x_j$, および x_i の 3 種の距離における時空間相関係数を模式的に表わしたものであるが、この図に見られるように、 $x = x_k$ についての時空間相

関係数は遅れ時間 $t=T_0$ および T_i において, $x=X_j$ については $t=T_h$ および T_j において, また, $x=X_i$ については $t=T_i$ において, それぞれ, R という相関値を示している。ただし, $x=X_j$ についての $t=T_j$ は最大時空間相関係数 $\mathcal{R}(t)$ と接する遅れ時間, $x=X_i$ についての $t=T_i$ は最適遅れ時間に一致している。

Fig. 2-2 を利用して, xt -平面上に時空間相関係数が R となる曲線を描くと, Fig. 2-3 に示されるような楕円型の曲線が得られる⁵⁾。図に示された点 I の時間は, 流速計間の距離を固定したとき, 時空間相関係数が最大となる遅れ時間を示すのに対し, 点 J は, 遅れ時間を固定したとき, 時空間相関係数が最大となる距離を示し, 前者の遅れ時間が最適遅れ時間といわれるのに対応して, 後者の距離は最適距離 (optimum longitudinal space displacement) といわれる。

2-2 時空間相関係数の特性量

時空間相関係数は時間および距離の関数としてかなり複雑に変化するため, 通常取り扱いにおいては, その特性を端的に表わす量として次の特性量を用いることが多い。すなわち, 一つは時空間相関係数の最大値近傍および最大時空間相関係数に関する特性量であって, 代表的なものとしては乱れの移流速度および最大時空間相関係数の平均スケールがある。他の一つは時空間相関係数の一種としての空間相関係数に関する特性量であって, その平均スケールが代表的なものとして挙げられる。以下においては, これらの特性量の定義および意義について述べる。

乱れの移流速度は, 平均流とともに乱れが流下する速度であって, 凍結乱流の場合, 流れの平均速度に一致するものと考えられる¹⁾。時空間相関係数より定義される移流速度としては各種のものがあるが⁵⁾, 最も基本的なものは, Fig. 2-3 に示された点 I および J の位置に基づくものであって, 次のように表わされる。

$$C_x = X_i/T_i, \quad C_T = X_j/T_j \quad \dots\dots\dots (2.3)$$

Fig. 2-3 より明らかなように, 一般に, C_x と C_T とは互いに一致せず, とくに C_T は算定の基準とされる時間あるいは距離によって変化するが, X が大きく取られる場合, 両者の差異は小さくなる⁵⁾。通常取り扱いにおいては, 時空間相関係数における最適遅れ時間の推定がより容易であるため, 移流速度の評価には C_x が用いられることが多い。最大時空間相関係数 $R(t)$ および空間相関係数 $R(x)$ に関する平均スケール $\mathcal{T}_m$ および L_m は, それぞれ, 次のように表わされる。

$$\mathcal{T}_m = \int_0^\infty \mathcal{R}(t) dt \quad \dots\dots\dots (2.4)$$

$$L_m = \int_0^\infty R(x) dx \quad \dots\dots\dots (2.5)$$

すでに述べたように, 最大時空間相関係数が Lagrange 的自己相関係数に類似することから容易に知られるように, $\mathcal{T}_m$ は Lagrange 的寿命時間に類似したものとなり, 乱れの流下に伴う変形過程を知る手掛りとなる。また, L_m は乱れの空間的な広がりに関する量であって, 平均的な乱れの大きさを表わす。

2-3 フィルター化乱れ速度

一般に, 相関関数には乱流場を構成するすべてのスケールの乱れが関与し, スケールあるいは周波数ごとの特性を抽出するにはスペクトル解析の手法が有効となる。しかしながら, 相関解析を行なう乱れ速度としてある周波数領域に属するもののみが対象とされる場合, 相関解析によっても周波数ごとの特性の解明が可能となる。すなわち, 何らかの方法によってある周波数領域に属する乱れ速度のみが抽出されると, 種々の周波数領域についての相関解析を繰り返すことにより, 結局, 周波数ごとの特性の解明が可能となる。このように, ある周波数領域に属する乱れ速度のみを抽出することをフィルター操作といい, 抽出された乱れ速度をフィルター化乱れ速度という。

実用上におけるフィルター操作の方法としては, 電気的フィルター回路を利用する方法をはじめ各種のものがあるが, 厳密に対象とする周波数領域に属する乱れ速度のみを完全に抽出することはきわめて困難であり, フィルター操作の方法によって解析結果も若干異なるものと考えられる。したがって, フィルター操作

の適用においては、フィルター特性に関する検討が必要である。

フィルター操作の方法として時間的移動平均法が用いられる場合、すなわち、乱れ速度の s 時間移動平均値と T 時間移動平均値との差からフィルター化乱れ速度が得られる場合、フィルター操作の特性は次のように表わされる。

もとの乱れ速度を $u(t)$ 、その s および T 時間移動平均値をそれぞれ $u_s(t)$ および $u_T(t)$ とすると、フィルター化乱れ速度 $u_f(t)$ は次のように表わされる。

$$u_f(t) = u_s(t) - u_T(t) = \frac{1}{s} \int_{t-s/2}^{t+s/2} u(t_1) dt_1 - \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} u(t_2) dt_2 \quad (2.6)$$

したがって、 $u_f(t)$ の 2 乗平均値 $\overline{u_f^2}$ は次のようになる。

$$\overline{u_f^2} = \overline{u_s^2} - 2\overline{u_s u_T} + \overline{u_T^2} \quad (2.7)$$

ここで、 $u(t)$ に関する自己相関関数 $R(t)$ を用いて式 (2.7) の右辺の各項を書きなおすと、

$$\overline{u_s^2} = \frac{2}{s^2} \int_0^s (s-t) R(t) dt \quad (2.8)$$

$$\overline{u_s u_T} = \frac{2}{T \cdot s} \left\{ \int_0^{(T+s)/2} \left(\frac{T+s}{2} - t \right) R(t) dt - \int_0^{(T-s)/2} \left(\frac{T-s}{2} - t \right) R(t) dt \right\} \quad (2.9)$$

$$\overline{u_T^2} = \frac{2}{T^2} \int_0^T (T-t) R(t) dt \quad (2.10)$$

となる。さらに、 $R(t)$ を $u(t)$ のスペクトル $S(f)$ の cosine 変換として表わすと、

$$R(t) = \int_0^\infty S(f) \cos 2\pi f t df \quad (2.11)$$

であるから、式 (2.11) を用いて式 (2.8)、(2.9) および (2.10) を書き直すと、次のようになる。

$$\overline{u_s^2} = \int_0^\infty \frac{\sin^2 \pi f s}{(\pi f s)^2} S(f) df \quad (2.12)$$

$$\overline{u_s u_T} = \frac{4}{s T} \int_0^\infty \frac{\sin \pi f s \cdot \sin \pi f T}{(2\pi f)^2} S(f) df \quad (2.13)$$

$$\overline{u_T^2} = \int_0^\infty \frac{\sin^2 \pi f T}{(\pi f T)^2} S(f) df \quad (2.14)$$

したがって、 $\overline{u_f^2}$ は結局次のようになる。

$$\begin{aligned} \overline{u_f^2} &= \int_0^\infty \left\{ \frac{\sin^2 \pi f s}{(\pi f s)^2} - 2 \frac{\sin \pi f s}{\pi f s} \cdot \frac{\sin \pi f T}{\pi f T} + \frac{\sin^2 \pi f T}{(\pi f T)^2} \right\} S(f) df \\ &= \int_0^\infty \left\{ \frac{\sin \pi f s}{\pi f s} - \frac{\sin \pi f T}{\pi f T} \right\}^2 S(f) df \quad (2.15) \end{aligned}$$

式 (2.15) より明らかなように、 $u_f(t)$ に関するスペクトルは $u(t)$ のスペクトル $S(f)$ に、次のフィルター関数 $G(s, T; f)$ が乗じられたものとなる。すなわち、

$$G(s, T; f) = \left\{ \frac{\sin \pi f s}{\pi f s} - \frac{\sin \pi f T}{\pi f T} \right\}^2 \quad (2.16)$$

いま、フィルター化乱れ速度の周波数領域として、中央周波数 f_0 を基準に $f_0/2$ から $3f_0/2$ の領域を対象とする場合、 s および T は次のようになる。

$$s = 2/3 f_0, T = 2/f_0 \quad (2.17)$$

式 (2.17) の s および T を用いて式 (2.16) のフィルター関数 $G(s, T; f)$ を計算すると、Fig. 2-4 のようになり、 $f_0/2$ から $3f_0/2$ の周波数領域を対象とするときの理想的なフィルター関数、すなわち、 $1/2 \leq f/f_0 \leq 3/2$ において $G=1$ 、それ以外では $G=0$ となるものとはかなり異なっている。したがって、式 (2.17) に示される移動時間を用いた式 (2.6) のフィルター操作による相関解析においては、乱れ速度のスケールあるいは周波数ごとの検討は、かなり定性的なものと思なす必要がある。

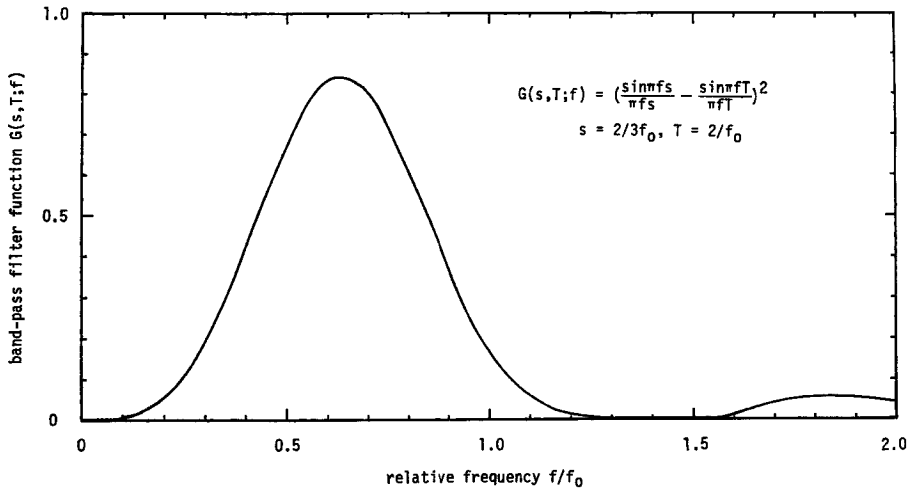


Fig. 2-4 Band-pass filter function.

以上のように、フィルター化乱れ速度を用いた相関解析により乱流場の空間構造を解明しようとする方法は、スペクトル解析による方法と比較すると、必ずしも優れたものとは言えない。しかしながら、乱れの移流速度を対象とする場合、スペクトル解析における位相差の計算値は $-\pi/2$ と $\pi/2$ との間に限定され、実際の位相差の推定には何らかの修正が必要とされる場合があり、また、直感的な理解には相関解析によるものがより容易であるため、スペクトル解析の補助的なものとして意義である。

3. 開水路流れにおける乱れの空間構造

3.1 乱れ計測およびデータ処理

実験水路および乱れ計測装置については既報^{9), 10)}のものとほとんど同様であるため、ここでは概略についてのみ示す。すなわち、実験水路として用いられた木曽川濃尾用水導水路は、水路幅 18 m、路床勾配 1/480 の長方形断面直線水路（直線部約 600 m）であって、導水路を流れる流量、水深などの水理条件は、導水路上・下流部に設けられた取水堰および可動堰を操作することにより、かなり広範囲に変化させられる。本実験における水理条件は Table 3-1 に示される通りである。

乱れ計測には同種の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）4 台が用いられたが、この流速計のプロペラの直径は約 12.8 cm とかなり大きく、計測の対象となる乱れ速度の周波数は 1 Hz 以下のものに限定されている。本実験においては、流速計の設置には鉄パイプで組み立てられた支持台が用いられており、所定の位置に流速計が正確に設置されるよう特別の注意がはらわれている。なお、水深方向の

Table 3-1 Hydraulic conditions.

Case	1X22
Depth (H)	86 cm
Discharge velocity (U_m)	69.6 cm/sec
Friction velocity	2.6 cm/sec
$R_e = U_m H / \nu$	5.1×10^5
$F_r = U_m / (gH)^{1/2}$	0.240

平均流速分布の計測には標準型ピトー管（外径 6 mm, 動圧管径 1 mm）が用いられている。

乱れ速度の計測点としては、路床面および自由表面近傍の特性を知るため水深方向には 2 種の高さ ($z=10$ および 76 cm) を選び、流れ方向に沿って上下流側の流速計間の距離が水深の $1/2, 1, 2, 3, 4, 8, 16$ 倍となるよう選ばれている (Fig. 3-1)。

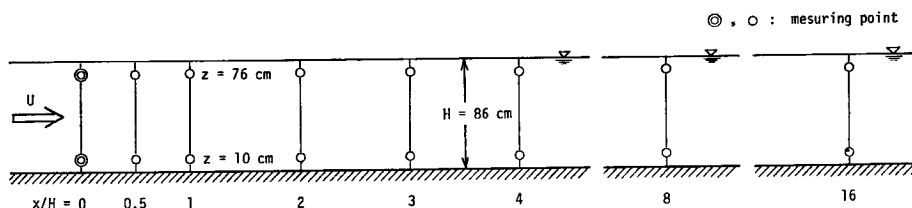


Fig. 3-1 Experimental section.

流速計の出力は、データレコーダーにより、一旦、磁気テープに記録されたのち、ローパスフィルターを経由して A-D 変換器により数値化され、電子計算機によって処理される。本実験に用いられたローパスフィルターの切断周波数は 1.12 Hz, A-D 変換器のサンプリング周波数は 2 Hz, データ数は 800 個である。

相関解析におけるフィルター化乱れ速度は、時間的移動平均法により得られているが、その算定は電子計算機により数値的に行なわれている。なお、フィルター操作における周波数領域は、式 (2.17) と同じく、中央周波数 f_0 を基準に $f_0/2$ から $3f_0/2$ の領域に取られ、 f_0 として、 $1, 1/2, 1/4, 1/8, 1/16, 1/32, 1/64$ Hz の 7 種の周波数が用いられている。

3.2 計測結果および考察

乱れ計測、とくに多点計測においては、計測器の設置による流れへの影響をできるだけ小さくすることが必要であるが、本実験のように、同一流れ方向軸上に 2 台の流速計が設置される場合、流速計設置による影響は避けられず、影響の程度を明確に把握する必要がある。

Fig. 3-2 は、上流側の流速計の設置が下流側の流速計の計測結果に及ぼす影響を明らかにするため、それぞれの流速計による平均速度および流れ方向の乱れ速度の計測結果を示したものであって、下流側流速計による計測結果は、平均速度および乱れ速度のいずれについても、上流側流速計のものに比し小さくなっ

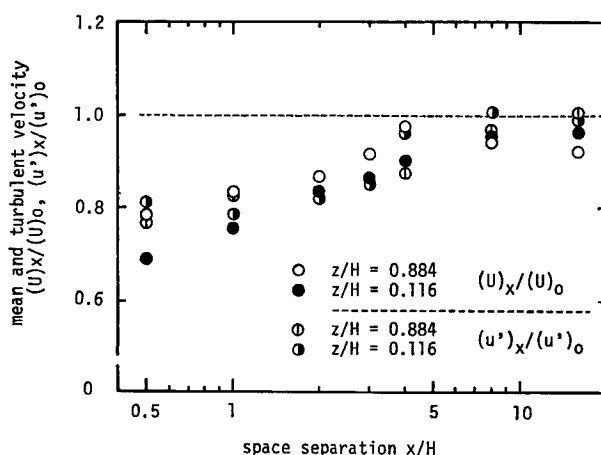


Fig. 3-2 Mean and turbulent velocity.

ている。上流側流速計の影響は流速計間の距離が増加するにしたがって減少し、その影響は水深の10倍程度の距離においてほとんど無視されるようになる。また、Fig. 3-3は、種々の流速計間距離について、下流側流速計によるエネルギースペクトルの計測結果を示したものであるが、定性的なスペクトル構造は上流側におけるものとほぼ相似と見なされ、上流側流速計設置に伴う比較的周期的な渦の離脱の効果は、計測の対象とする周波数領域 (0.01~1 Hz) には現われていないことがわかる。

以上より明らかなように、本実験においては、とくに流速計間の距離が小さい場合、上流側流速計の設置の影響により下流側流速計による計測結果には問題があり、定量的検討はなされないが、エネルギースペクトル構造の相似性より類推すると、定性的検討は可能と考えられる。

フィルター化乱れ速度を用いた時空間相関係数の計測結果の一例を Fig. 3-4 に示す。Fig. 3-4 は、中

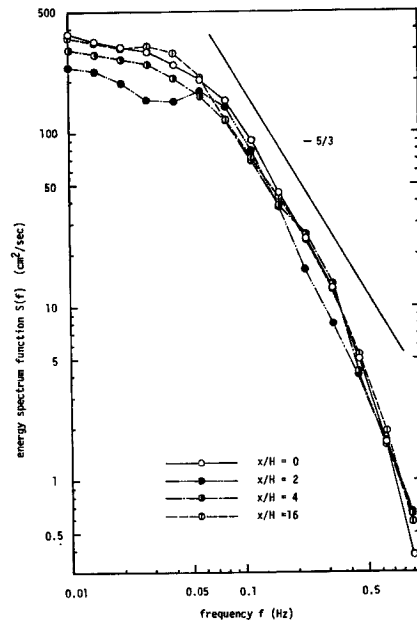


Fig. 3-3 Energy spectrum of longitudinal turbulence.

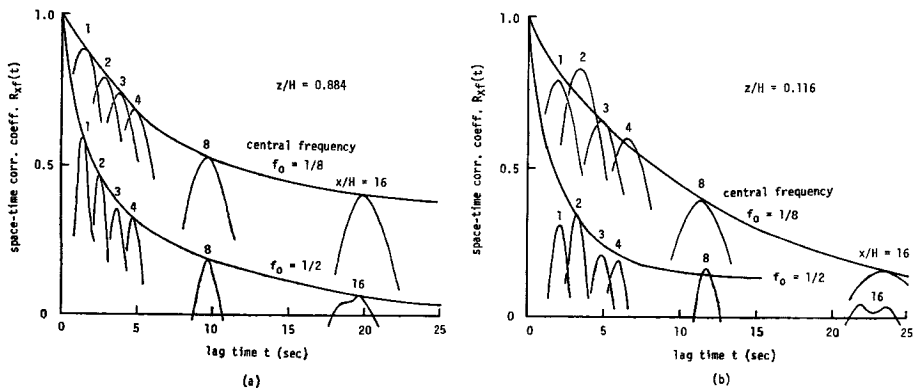


Fig. 3-4 Space-time correlation coefficient with filtered turbulent velocity.

中央周波数 $f_0 = 0.5$ および 0.125 Hz の場合を自由表面近傍 ($z/H = 0.884$)、路床面近傍 ($z/H = 0.116$) のそれぞれについて示したものであるが、時空間相関係数の最大値は距離の増加に伴って減少し、減少の度合いは中央周波数が大きくなるほど著しいことがわかる。すなわち、ある距離を流下する間における乱れの変形度は周波数の大きなものほど著しいことを意味するが、このような流下に伴う乱れの変形過程については、時空間相関係数の包絡線、すなわち、最大時空間相関係数による検討が有効である。

Fig. 3-5 は、種々の中央周波数における時空間相関係数より得られた最大時空間相関係数を示したもの

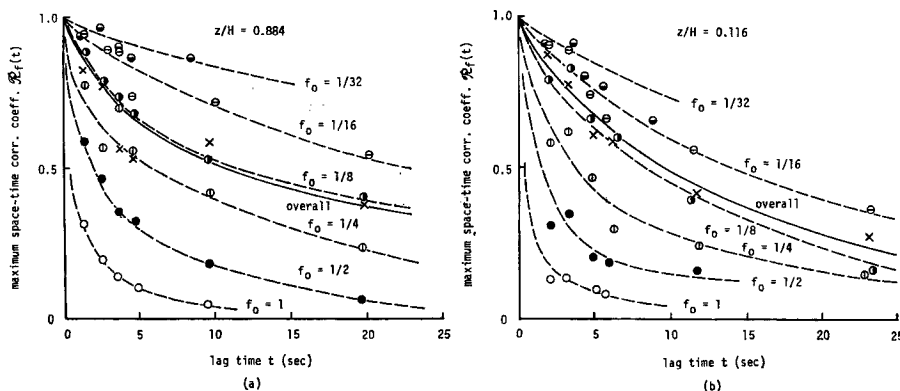


Fig. 3-5 Maximum space-time correlation coefficients with filtered turbulent velocity.

であるが、最大時空間相関係数は、平均流とともに流下する座標系から見た乱れ速度の自己相関係数を意味することからも容易に知れるように、遅れ時間の増加に伴って比較的単調に減少している。Fig. 3-5 に示された最大時空間相関係数を指数関数によって近似しようとする場合、指数関数は遅れ時間の小さい領域では過大となり、大きい領域では逆に過小となる傾向があるため、その近似性はあまり良好とはいえないが、本実験においては、とくに流速計間の距離が小さい場合、上流側流速計の影響により計測値の信頼性は低下しているため、主として遅れ時間の大きな領域への近似性を重視して指数関数近似を行なった。

最大時空間相関係数の指数関数近似によって算定された時間的平均スケール $\mathcal{T}_m$ と中央周波数 f_0 の逆数として得られる周期 $T_0 (=1/f_0)$ との関係は、Fig. 3-6 に示されるように、 $\mathcal{T}_m$ は T_0 の増加にしたがって増大する傾向をもつ。いま、 $\mathcal{T}_m$ と T_0 との関係式として

$$\mathcal{T}_m \sim T_0^n \dots \dots \dots (3.1)$$

とすると、指数 n は 1 より若干小さな定数となることが知れる。すなわち、ある周期の乱れがその周期に相当する時間だけ流下したときの変形度は、大きな周期のものほど大きく、大きな周期の乱れほど非凍結性の顕著なことを示している。また、路床面近傍と自由表面近傍とを比較すると、後者における $\mathcal{T}_m$ の方が小さく、乱れの変形は路床面近傍においてより著しいことがわかる。

以上より明らかなように、ある流下距離を対象とした乱れの変形度は、周波数の大きなものほど著しいが、周波数の逆数、すなわち、周期に比例して増加するとはかぎらず、乱れの変形過程は周波数によって若干異なるものと考えられる。一方、乱れの周波数ごとの移流速度、すなわち、乱れの位相速度 (phase velocity) についてはつぎのようである。

すでに述べたように、相関解析における移流速度の評価法としては各種のものが提案されているが、ここでは最も実用的な時空間相関係数における最大値発生遅れ時間、すなわち、最適遅れ時間に基づく方法を採用し、中央周波数ごとの時空間相関係数より計算すると、Fig. 3-7 に示される結果が得られた。ただし、位相速度の評価の困難なものについては省略されている。

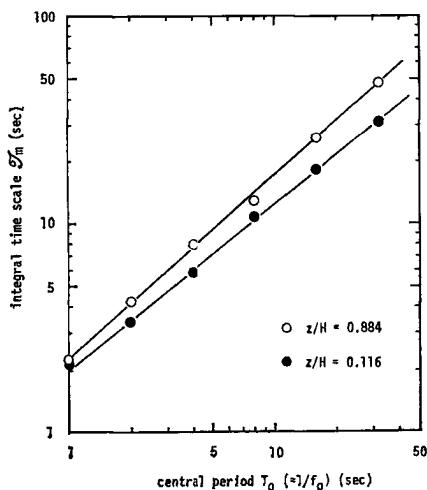


Fig. 3-6 Integral time scale of maximum space-time correlation coefficient with filtered turbulent velocity.

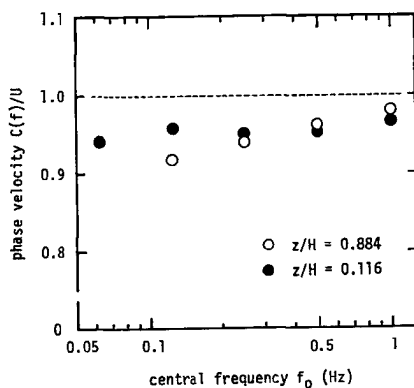


Fig. 3-7 Convection velocity of longitudinal turbulence (U : local mean velocity).

Fig. 3-7 に見られるように、自由表面近傍 ($z/H=0.884$) においては、中央周波数が大きくなるにしたがって位相速度も若干増加しているが、路床面近傍 ($z/H=0.116$) における位相速度は中央周波数によってほとんど変化しない。Favre ら⁵⁾ は、乱流境界層における乱れ計測より、壁面近傍においては乱れのスケールが大きくなるほどその位相速度は大きく、境界面より離れた領域では逆に小さくなることを示しているが、本研究の結果と比較すると、自由表面近傍の場合は比較的よく一致していることがわかる。路床面近傍の場合については、平均速度分布、計測器の大きさなどについて、より詳細な検討が必要であり、相対水深の大きさのみによって一義的な比較を行なうことは困難である。

4. 結 論

本研究は、開水路流れにおける乱れの空間構造の解明を目的として、主として、流下に伴う乱れの変形過程および位相速度について取り扱ったものである。本実験においては、同一流れ方向軸上に2台のプロペラ

式発電型流速計を設置したが、とくに下流側の流速計の計測結果には上流側流速計の設置が影響し、流速計間の距離が小さい場合、本来の乱流場の特性が完全に把握されたとはいえず、より小型の、より高精度の流速計による実験が必要である。また、データ解析法としてフィルター化乱れ速度を用いた相関解析法を採用したが、フィルター操作の手法として用いられた時間的移動平均法のフィルター特性は必ずしも良好なものとはいえず、解析面においても改善の余地のあることが指摘される。

このため、本研究においては、主として定性的検討にのみ留まり、定量的検討については将来の課題として残されている。

本研究の結果、明らかとなった事項を列挙すると、次の通りである。

1) フィルター化乱れ速度を用いた相関解析によって乱れの空間構造を解明するには、フィルター操作の特性に関する検討が必要である。フィルター操作として時間的移動平均法を用いる場合、その特性は理想的フィルター操作からかなり離れるため、その適用には注意を要する。

2) ある距離の流下に伴う乱れの変形度は、周波数が大きいものほど著しいが、周期に対応した流下時間内における変形度については、周波数の小さいものほど著しく、乱れの変形過程は周波数によって異なる。

3) 最大時空間相関係数に関する平均スケールと乱れの周期との関係は1次的でなく、周波数の小さなものほど非凍結性の特性が顕著である。

4) 自由表面近傍における乱れの位相速度は、周波数の大きいものほど若干増加する。

最後に、本研究の遂行にあたり有益な助言をいただいた石原安雄教授に感謝するとともに、実験に協力いただいた建設省木曽川上流工事事務所ならびに農林省犬山町首工管理事務所の方々に謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) Taylor, G. I.: The Spectrum of Turbulence, Proc. Roy. Soc., **A164**, 1938, pp. 476-490.
- 2) Lin, C. C.: On Taylor's Hypothesis and the Acceleration Terms in the Navier-Stokes Equations, Quart Appl. Math., **10**, 1953, pp. 295-306.
- 3) Favre, A.J., Gaviglio, J.J. and Dumas, R.: Space Time Correlations and Spectra in a Turbulent Boundary Layer, Jour. Fluid Mech., **2**, 1957, pp. 313-342.
- 4) Favre, A.J., Gaviglio, J.J. and Dumas, R.J.: Further Space-Time Correlations of Velocity in a Turbulent Boundary Layer, Jour. Fluid Mech., **3**, 1958, pp. 344-356.
- 5) Favre, A., Gaviglio, J. and Dumas, R.: Structure of Velocity Spase-Time Correlations in a Boundary Layer, Phys. Fluids, Suppl., 1967, pp. S138-S145.
- 6) Sternberg, J.: On the Interpretation of Spase-Time Correlation Measurements in Shear Flow, Phys. Fluids, Suppl., 1967, pp. S146-S152.
- 7) Fisher, M.J. and Davies, P.O.A.L.: Correlation Measurements in a Non-Frozen Pattern of Turbulence, Jour. Fluid Mech., 1963, pp. 97-116.
- 8) Hinze, J. O.: Turbulence, An Introduction to its Mechanism and Theory, McGraw-Hill, New York, 1959.
- 9) 今本博健・上野鉄男：開水路流れにおける乱れの空間相関特性について，京都大学防災研究所年報，第13号B，昭45. 3，pp. 333-345.
- 10) 今本博健・上野鉄男：開水路流れにおける乱れの空間構造について，京都大学防災研究所年報，第14号B，昭46. 4，pp. 205-217.