

電源南巻(株) 正会員 柏 柳 正 之  
東京工業大学工学部 正会員 日 野 幹 雄  
東京工業大学大学院 学生員 中 山 哲 蔵

1. はじめに 我々は、これまで<sup>1), 2)</sup> 交番振動流の乱流の実験的研究を行い、一周期内の各位相における乱れ強さ、レイノルズ応力等の分布性状を明らかにし、さらにこれらの諸量を用いて乱れエネルギー生成消滅の過程を把握することができた。しかし、交番振動流の乱流のさらに詳細な解明には、乱れ強さ等の平均的な統計諸量の他に、乱れの瞬間的な変動の特性の解明も必要であると思われる。交番振動流の乱流においては最大流速後から減速域にかけて壁近傍で発生する変動の振幅が大きく高周波の変動分を含む乱れ(以後これを高周波の乱れと呼ぶ)がエネルギー授受過程等に大きく関与していることを既に明らかにしたが、本論文は特にこの高周波の乱れに着目し、乱れの基本的パターンや乱れのコヒーレントな構造について報告する。

2. 実験 実験は、長さ14m、断面26cm×10cmの透明なアクリル製矩形断面をもつ交番振動流風洞において行った。(詳しくは参考文献<sup>3)</sup>を参照) この風路中央付近において、図1に示すように、上流側の基準点( $X=0\text{cm}$ ,  $Z=5\text{mm}$ )に設置されたレーザ流速計および基準点を通る流軸を含む鉛直断面内の下流側に設置された熱線流速計により、主流方向( $X$ 方向)の流速の同時測定を行った。(図中 $X$ は基準点からの距離、 $Z$ は壁面からの高さ)このような測定により、次のようなアンサンブル平均流速 $\bar{u}$ および乱れ $u'$ が求められた。

$$\bar{u}(X, Z, \omega t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u(X, Z, \omega t + iT) \quad (1)$$

$$u'(X, Z, \omega t) = u(X, Z, \omega t) - \bar{u}(X, Z, \omega t) \quad (2)$$

ここで、 $u$ は瞬間流速、 $T$ は振動周期、 $N$ はサンプル数で

は128とした。

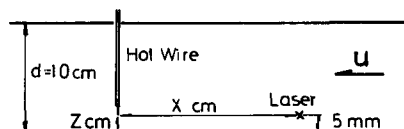


図1. 熱線流速計とレーザ流速計の位置

3.a 乱れの基本的変動パターン 高周波の乱れは、流速が最大に

達した後の減速域においてかなり規則的な変動パターンを示す。図2は壁面から5mmの測定点で測定された主流方向の乱れ $u'$ の記録の一例であるが、これは i) まず、一度 $u'$ が大きく負の値から正の値に跳躍し、ii) 次に、比較的大きな振幅で周波数の高い変動を繰り返しつつ減少し、大きな負の値になり、次のサイクルに入るといった

パターンを示す。このときの1パターンの周期は、80~150msec

振幅は40~60cm/sec(平均流 $U=3.11$ 秒, 振幅 $u=50\text{cm/sec}$ )で

ある。このようなパターンは高周波の乱れが観察され始める位

相において高頻度(13例中12例)で出現する。しかし、このパ

ターンの出現位相やi), ii)の変動周期およびパターンの繰返し

数等は、まちまちであり、この変動パターンは、高周波の乱れ

に特有な性質であり、主流そのものの性質ではないと考えられ

る。 $u'$ のこのような変動パターンは、定常乱流のburst現象における $u'$ の変動パターンと類似しており、この結

果は、我々の測定域の振動流の乱れの機構が定常乱流のそれと類似のものであることを示唆するものと思われる。

3.b 乱れの時間変化 図3は、壁面から5mmの測定点で測定された $u'$ ( $\omega t=0.5\pi \sim 0.83\pi$ , 512msec間)の自己相

関係数 $C_L$ を示す。 $C_L$ は、3つの区間についてそれぞれラグ時間 $\tau_L=30, 25, 13\text{msec}$ にピークが認められ、 $\tau_L$ は位

相が進むにつれて小さくなっており、乱れの時間スケールが徐々に小さくなっていることを示している。また、

次ページに式で示すように、 $C_L$ によって定義した過程 $L_L$ は、表1のように位相が進むにつれて小さくなり乱れの

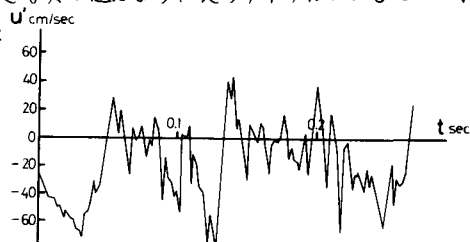


図2.  $u'$ の時間変化

間的スケールも徐々に小さくなる。

$$L_x = S \times U_m$$

$S$  ; 自己相関係数の積分( $S_c$ )、 $U_m$  ; 平均流速(cm/sec)

これらの結果は、減速域の初期に発生した比較的大きなスケールの乱れが時間の経過とともに順次小さなスケールの乱れに変化して行く過程を示すものと考えられる。

4.a 乱れの伝播特性 図4(a), (b) は、壁面から5mmの基準点( $X=0$ cm)と同じく壁面から5mmの点の下流側の同一流軸上の各測点(図中Xで表わす)の $R_{Hh}$ の相互相関係数を示す。図4(a)は、主に高周波の乱れが発生前の位相での結果であり、図4(b)は、高周波の乱れの発生後の結果を示す。いずれの結果においても、 $R_{Hh}$ には大きなピークが認められ、この事は、基準点で観測された乱れが下流へ伝播したことを示すものである。このピークが出現する lag time  $\tau$  と各測点の位置( $X$ )から、乱れの伝播速度  $C = X/\tau$  が、定義できるが、これは、図4(a), (b)とも  $X=2.5$  の測点では  $U_m$  に一致する。これより、乱れは、平均流に乗って伝播すると結論される。

また、図4(a), (b)に示した一点鎖線は、各測点における  $R_{Hh}$  のピークの包絡線であるが、これは基準点で観測された乱れがどの程度変形あるいは減衰するかの程度を示すものである。図4(a), (b)とも、 $X=10$  cmにおいて  $R_{Hh} \approx 0.5$  と大きく基準点での性質を同程度に良く保っていることが認められる。

4.b 乱れの大規模な構造 図5(a), (b) は、鉛直方向も含めて図4と同様の相互相関係数  $R_{Hh}$  を求め、その等値線図を示したものである。図5(a)は、高周波の乱れの発生前、図5(b)は、高周波の乱れの発生後の結果である。これは、換言すれば、ある規則性をもった乱れの大きな構造、いわゆる乱れのコヒーレントな構造を示すものである。図では、 $R_{Hh}=0.8$  の領域は、高周波の乱れの無い(a)の方が広く、 $R_{Hh}=0.5$  の領域は、高周波の乱れのある方(b)が、特に鉛直方向に広いことが認められる。これは、高周波の乱れの発生に伴い、乱れの鉛直方向への伝播性が強くなることを示している。この事は、前報<sup>2)</sup>に示したように、高周波の乱れの存在する領域においてのみ鉛直方向の乱れ強さ( $\overline{u'^2}$ )が顕著な増加を示すことに対応している。また  $R_{Hh}=0.8$  の範囲が小さいのは、前節でも見たように高周波の乱れの漏れが小さいことによると思われる。

## 5. 謝辞

本研究は、文部省科学研究費・一般研究(A)

「交番振動流における乱れの発生とエネルギー輸送機構」

(課題番号342035; 研究代表者 日野幹雄)の補助により行なわれたことを記し、謝意を表す。

参考文献 1)日野・柏柳:第34回年講,1979 2)日野・柏柳・中山;第24回水理講演会論文集,1980

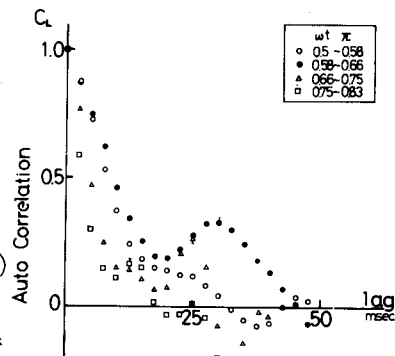


図3. 自己相関係数

| $\omega t \pi$ | $S$ msec | $U_m$ cm/sec | $L_x$ cm |
|----------------|----------|--------------|----------|
| 0.5 - 0.58     | 10       | 246          | 2.5      |
| 0.58 - 0.66    | 16       | 232          | 3.7      |
| 0.66 - 0.75    | 8.5      | 192          | 1.6      |
| 0.75 - 0.83    | 4.9      | 140          | 0.7      |

表1. 各位相での漏れの変化

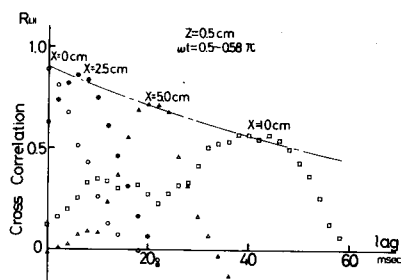


図4(a) 相互相関係数

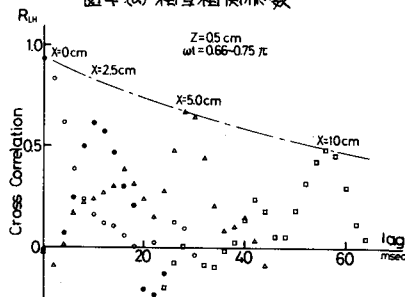


図4(b) 相互相関係数

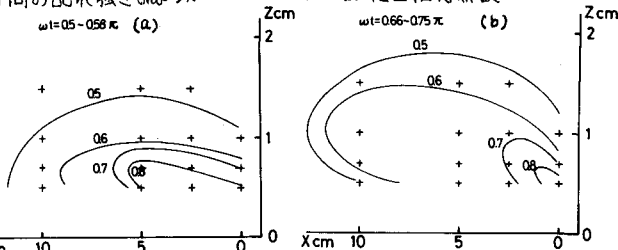


図5. 乱れのコヒーレントな構造