

交番振動流の乱れの素過程

Elementary Processes in An Reciprocally Oscillatory Turbulence

東京工業大学工学部 正会員 日 野 幹 雄
農 林 水 産 省 正会員 中 山 哲 巖
東京工業大学大学院 学生員 ○原 輝 彦
東京工業大学工学部 学生員 宇賀田 康 男

1 はじめに

近年、定常的な流れの場における乱れの機構に関する研究、特に組織的構造に関する研究は数多く行なわれ、その全体像は次第に明らかになりつつある。著者らは、境界層内の乱流特性の解明の一手段として、主流へのエネルギー供給を強制的に制御し、周期的に乱れの発生が繰り返される交番振動流に関する研究を続け、定常壁面乱流と振動乱流の差異を明らかにして来た。⁶⁾⁷⁾⁸⁾ 振動乱流では、流れの減速とともに壁面付近に爆発的に乱れが発生・発達し、これが風路の中央に輸送され拡散していく過程をとる。しかし、乱れの発生の素となる現象の振舞いは定常流と振動流とは同じであろうかという疑問が生じる。そこで、今回の計測では、交番振動流の乱れの素過程が何んであるかを、レーザードップラー流速計、熱線流速計による乱流計測、及び流れの可視化によって明らかにしようとしたものである。以下、その結果について報告する。

2 実験装置・測定方法

2.1 実験装置

実験装置は、前報と同じく、図1に示すような全長14m、矩形断面(10cm×26cm)の交番振動流風洞において行なった。風洞の一端は大気中に開放し、他端には駆動部を設け、モーターの回転運動を減速機構・斜影機構により往復運動に変化し、ピストンによる風洞内の流量が正弦的に変化するよう設計してある。測定位置は、風路の両端の影響のない風洞中央部(両端から7m)である。また、実験条件は表1に示す通りである。位相(ωt)は、風洞内の断面平均流量が負から正に転ずる零の時点をもとに $\omega t=0\pi$ とした。

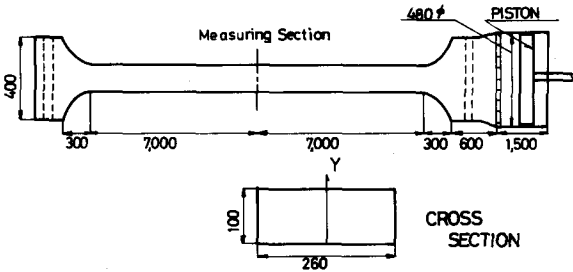


図1 風洞

振動周期	T	3.2sec
流速の振幅	$\hat{U}$	290cm/sec
振動流境界層厚さ	$\delta=\sqrt{2\nu/\omega}$	0.39cm
	$Re=\hat{U}D/\nu$	19300
	$R\delta=\hat{U}\delta/\nu$	756

2.2 測定装置

流速の測定には、レーザードップラー流速計(He-Ne レーザー、15mW、日本科学工業)、熱線流速計(X型、I型、日本科学工業)を用いた。これらの出力データは、サンプリングとAD変換が同時に行なえる波形記憶装置(菊水電子工業)に一時的に記憶させた後に、デスクトップコンピューター(HP9835A, 64Kバイト; HP9845B, 128Kバイト; YHP)によって、カセットテープに収められる。データ処理は、これらのデスクトップコンピューター、及び東京工業大学情報処理センターのHITAC-M200Hで行なった。

表1 実験条件

2.3 流れの可視化の方法

現象を全体的に把握し、瞬間的な流況を知るために、スモークワイヤ法による流れの可視化を行なった。スモークワイヤ法による流れの可視化の方法にはタイムラインを撮影する方法が一般的であるが、流脈を撮影する方法もある。それぞれの方法について説明する。

交番振動流は定常流と異なり、流れの状態が変化するため、その可視化も流れの状態の変化に追従した方

法が必要である。図2に示すように、スモークワイヤはカメラのシャッターが切れると同時に発煙するように連動させる。カメラのシャッターは風洞の駆動部にとりつけてある接点スイッチとモータードライブを用いて、任意の流れの状態のときに切れるようにしてある。照明は、ストロボスコープをスリット光として用いた。ストロボスコープは60回/分～15000回/分まで任意の等時間間隔で発光させることができる。この可視化の場合には、ニクロム細線に

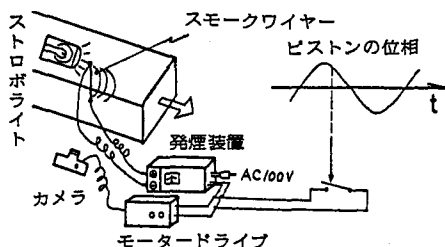


図2 可視化装置

あらかじめ流動パラフィンを薄く塗布し、細線に通電するとき発生するジュール熱によって、パラフィンが気化し白煙となり流れによって運ばれる。これを撮影するのであるが、通電時の電圧を高くし電気容量を比較的小さし、瞬間的に通電させるようにすると、細線から一本の白煙が出るようになる。この白煙をタイムラインとして、ストロボスコープを発光させると、一枚の写真には何本ものタイムラインが撮影できる。

また、ニクロム細線に比較的多目に流動パラフィンを塗布すると、多数の微小油滴が細線に残る。通電時に、電圧を低く押え電気容量を多目にすると長時間(0.1秒程度)発煙が続くので、非常に細かい間隔で流脈が可視化できる。

3 実験結果と考察

3.1 流れの状況

図3は、流軸方向の流速(u)の時間変化をI型熱線流速計で測定し、ビジュグラフに記録し整理したものである。流速が減速しはじめると、壁面近傍で爆発的に乱れが発生している。また、振動流特有の位相差が見られる。すなわち、壁面近傍のほうが風路中心より若干位相が進んでいる。しかし、この位相差は層流の場合より少ない。

図4は、種々な高さの点での平均流速の位相変化を示したものである。風路中心では流速は正弦的な変化を示すが、壁面に近づくにつれて、乱れによる運動量の交換により、特に、加速域よりも減速域で流速変化は平坦化してくる。(各変動成分の平均は、前報と同じくN波のアンサンブル平均としている。)

図5は、壁面付近の $Y=0.5\text{ cm}$ での加速域(a)と減速域(b)の変動成分 u' の生のトレースである。加速域と減速域の変動を比較すると、減速域の変動は振幅が大きく周波数も高いことがわかる。また、減速域の変動には、高周波の比較的小さな変動をしながら、徐々に流速変動 u' が極小値に

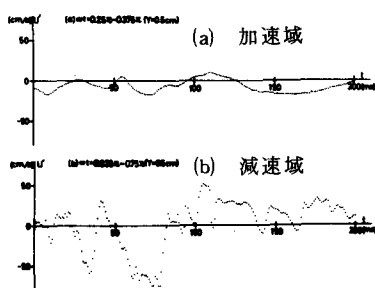


図5 変動成分 u'

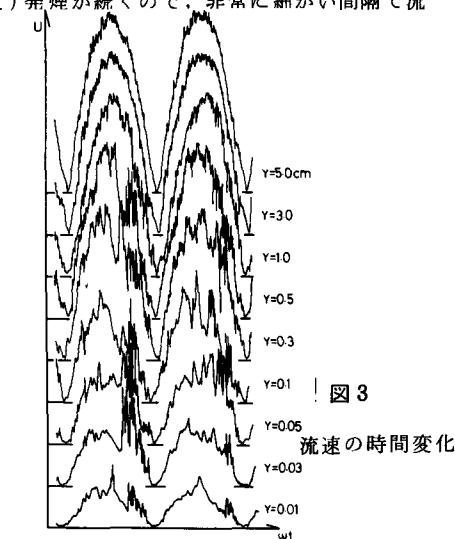


図3

流速の時間変化

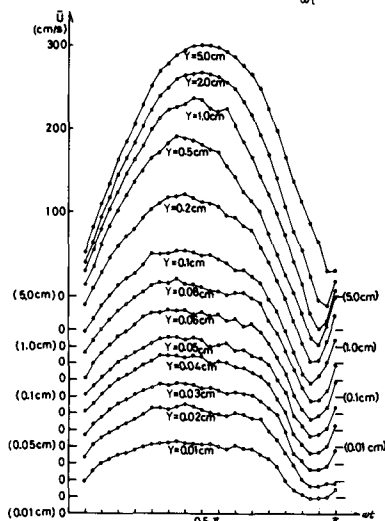


図4 平均流速の位相変化

3.2 乱れのパワースペクトル

振動乱流のような非定常確率過程の場合には、いわゆる非定常スペクトルを求めるよりも、一周期の長さ比べて短時間の区間のアンサンブル平均からの変動成分 (u' , v') を定常時系列として扱う方が良いであろう。つまり、アンサンブル平均からの変動の時系列の本来非定常過程であり、実現現象も、時々刻々、その状態が変化するので、一周期分の変動全体をスペクトル解析をしても意味はない。したがって、特定の現象を対象をしぼり、その現象がもっとも起こりやすい位相を中心とした狭い区間内の変動成分の時系列は定常過程であるとしてスペクトル解析を行なった。さらに、多数の波についてアンサンブル平均しこれを乱れのスペクトルとした。

実際の計算では、位相の取り時間幅 $\Delta S = 0.2 \text{ sec}$ ，データのサンプリング時間間隔 $\Delta t = 1 \text{ msec}$ ，一波あたりのデータ数 $m (= \Delta S / \Delta t) = 200$ 個，平均サンプル数 $N = 50$ 波 (図 6, (a), (b))，100 波 (図 6(c)) として行なった。図 6 は、 $Y = 0.5 \text{ cm}$ での乱れ成分 u' , v' について、(a) 加速域、(b) 最大流速付近、(c) 減速域の高周波の乱れの発生する位相の三つにわけて、それぞれについて MEM (最大エントロピー法) を用いてパワースペクトルを求めたものである。(a) 加速域では、低周波での u' のスペクトル曲線と v' のスペクトル曲線の差があまりないが、(b) 最大流速付近になるとその差が増し、(c) 減速域ではその差が顕著となる。また、(c) 減速域では、 $-5/3$ 乗則を満足する領域が少なく、スペクトル曲線は全体としてかなり勾配がきつくなっている。

ところで、等方性乱流の一次元スペクトルの間には、

$$S_{vv}(k_1) = \frac{1}{2} \left[S_{uu}(k_1) - k_1 \frac{\partial S_{uu}(k_1)}{\partial k_1} \right] \quad (1)$$

の関係が成立する。ただし、 k_1 は一次元波数で f (実周波数) との間には $k_1 = 2\pi f / \bar{U}$ の関係がある。今、 S_{uu} がべき乗則 ($S_{uu}(f) \propto f^n$) を満たしているとする、

$$S_{vv}(k_1) = \frac{1}{2} [1 - n] S_{uu}(k_1) \quad (2)$$

となる。 $n = -5/3$ とすると、

$$S_{vv}(k_1) = \frac{4}{3} S_{uu}(k_1) \quad (3)$$

となる。一般に、 $n < -1$ とすると

$$S_{vv}(k_1) \geq S_{uu}(k_1) \quad (4)$$

となる。しかし、図 6 の高周波数領域においては、

$$S_{vv} \simeq S_{uu} \quad (5)$$

となっていて、局所等方性は厳密には成立していない。これは、高周波の乱れの発生・発達する減速域での乱れのエネルギーの消散時間が定常流の場合より短いことを考慮すると、振動乱流ではその非定常性の為、定常乱流のエネルギーカスケード過程より急速なカスケード過程が生じる結果、平衡状態が保てなくなり、その結果、局所等方性の破綻が起きるとも考えられる。

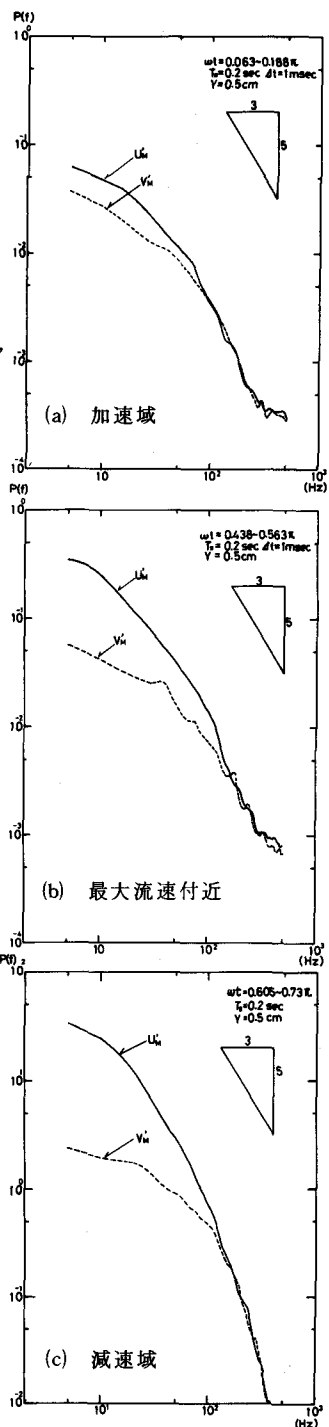


図 6 乱れのパワースペクトル

3.3 乱れの頻度分布

頻度分布は、各位相における乱れの平方根二乗平均で無次元化した $\langle u' \rangle$, $\langle v' \rangle$ について調べた。図7(a)は $Y = 0.5\text{ cm}$ ($y/\delta = 1.3$), (b)は $Y = 2.0\text{ cm}$ ($y/\delta = 5.1$)での $\langle u' \rangle$, $\langle v' \rangle$ の頻度分布である。

$\langle u' \rangle$ のそれは、加速域の初期及び減速域の末期ではほぼ左右対称な分布形をしているが、激しい乱れの発生している減速域では、正の側に歪んだ分布形をしている。これに対して、 $\langle v' \rangle$ の方にはそれほど顕著な頻度分布の非対称性は、どの位相でも見られない。 $\langle v' \rangle$ の特徴は、加速域の初期や減速域の末期では分布の広がりが比較的広いが、流軸方向の流速が大きくなると頻度は平均値のまわりに集中してくるようになる。 $\langle u' \rangle$ については、減速域になると、正の側には比較的小さな乱れが多く、間欠的に非常に遅い流体があることを示している。このことは、図5(b)の流速変動の結果と一致している。

定常壁面乱流では、 $y^+ = 15 \sim 100$ 程度(乱流域)での $\langle u' \rangle$ の分布形が正の側に歪むが、 $\langle v' \rangle$ はほとんど左右対称の分布を示すことと比較すると、高周波の乱れの発生する減速域では、定常壁面乱流と同じような流速変動パターンを示すと考えられる。

3.4 レイノルズ応力

振動乱流の場合、定常壁面乱流と異なる特徴としては、加速域の初期($\omega t = 0\pi \sim \frac{5}{32}\pi$ 付近)において壁面から離れた地点($Y = 1.0\text{ cm} \sim 4.0\text{ cm}$ 程度)に負のレイノルズ応力が発生することである。(図8)しかし、加速域の初期を除くと加速域全域ではレイノルズ応力は断面全体にわたって零である。このことから、加速域の乱れは平均流に影響を与えるほど大きなものではないと考えられる。 $\omega t \div \frac{1}{2}\pi$ を過ぎると、壁面近傍($Y = 0.5\text{ cm}$ 付近)でレイノルズ応力が増加しはじめ、 $\omega t \div \frac{2}{3}\pi$ 付近で最大となり、それ以後、風路中心付近まで広がり、減速域末期になると、断面全体で一様化してきて減衰する。減速域のレイノルズ応力の位相変化は、高周波の乱れの拡散・消散と対応していると考えられる。

また、より微細な検討を加えるために、条件付き抽出法による変動特性の解析を行なった。定常壁面乱流では、レイノルズ応力に寄与するのは、ejection($u' < 0, v' > 0$), sweep($u' > 0, v' < 0$), wallward interaction($u' < 0, v' < 0$)及びoutward interaction($u' > 0, v' > 0$)であることが知られている。図9は、これらの条件付きアンサンブル平均を行なったレイノルズ応力に間欠因子係数を乗じたものの位相変化である。壁面近傍の $Y = 0.5\text{ cm}$ では、加速域で零であるが、位相 $\omega t = \frac{12}{32}\pi$ をすぎる頃から、ejectionが増加しはじめ、位相が少し遅れてsweepが増えはじめる。そして、位相 $\omega t = \frac{22}{32}\pi$ でejectionは極大値をとり、

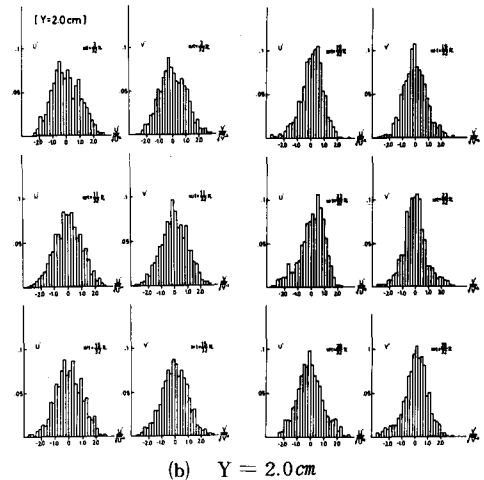
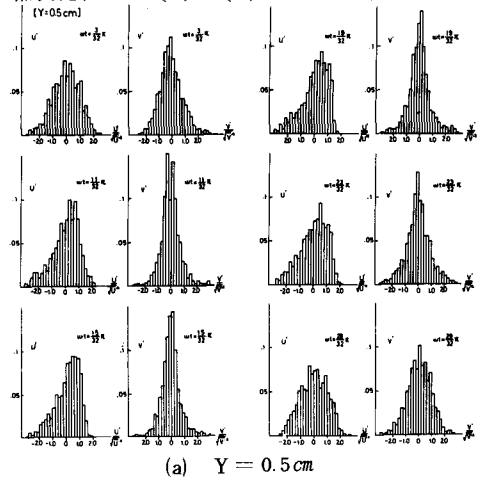


図7 乱れの頻度分布

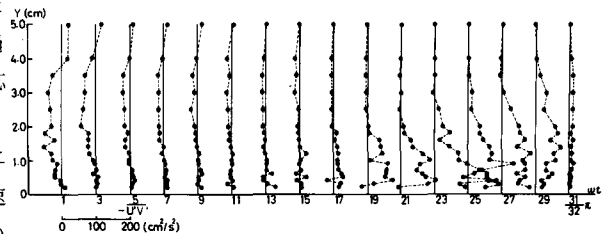


図8 レイノルズ応力

その後急速に減少していく。また、減速域の末期を除いて、常に ejection が sweep より大きい。また、負のレイノルズ応力に寄与する成分である流体内部の相互作用が定常壁面乱流に比較して大きい。しかも、ejection のはねかえりと考えられる wallward interaction は ejection と類似の挙動をし、sweep の壁面の反射と考えられる outward interaction は sweep と類似の挙動を示すことから、 u' の正負の符号によるもの同士の関連があると思われる。壁面から離れた $Y=2.0$ cm では、負のレイノルズ応力が現われる位相で、流体内部の相互作用が最大となっている。

3.5 流速分布の象限分類

各位相における平均流速の高さ方向の分布を、ejection 時 ($u' < 0, v' > 0$) と sweep 時 ($u' > 0, v' < 0$) の条件付きアンサンブル平均した結果を片対数表示したものが図 10 である。加速域では差は少ないが、減速域には ejection, sweep ともに広い範囲で片対数則が成立している。しかし、sweep では流速が一様化し流速分布の勾配が小さいのに反し、ejection は流速分布の勾配がかなりきつくなっている。また、減速時の初期 ($\omega t = 17/32\pi \sim 20/32\pi$) には、対数域は ejection では十分広いのに対して、sweep では壁面近くの狭い範囲でのみ成立し、その上は一様流速となっている。さらに減速末期 ($\omega t = 29/32\pi$) では、ejection 時の流速分布は二段片対数分布、つまり壁面近くと上方で別々の片対数則に載っている。このことは、ejection 時のレイノルズ応力が大きいことと対応していると思われる。

3.6 流れの可視化

写真 1 は、2.3 の方法で、鉛直方向（矩形断面の幅の狭い方向）の流れを可視化したものである。

加速域の初期の位相 $\omega t = 0\pi, 3/15\pi$ (写真 1-a, 1-b) での流れは、壁面近傍でタイムラインが整然としているが、

風路中心では比較的大きなスケールのタイムラインの変形が見られる。最大流速付近 $\omega t = 7/15\pi$ (写真 1-c) では、壁面より 0.5 cm 程度はなれた地点で流速分布に変曲点が見られる。この変曲点を中心に高周波の乱れが発生する。減速域 $\omega t = 10/15\pi$ (写真 1-d) では、壁面近傍の乱れの発達の状況をとらえている。減速域の末期の流速反転前後になると、 $\omega t = 12/15\pi$ (写真 1-e) のようにタイムラインが比較的大きなスケールの三次元的な変形を示す。また、加速域の初期に見られる変形はこの時点の変形が残ったもので、これらの変形は、減速域に発生した乱れのうち比較的大きなスケールのものが減速域の間に消散されきらずに残り、断面中央へ押し出されたものと思われる。また、写真 2 は、流脈を可視化したもので、発煙後 65 msec 後にフラッシュを発光させ撮影したものである。

写真 3 は、水平方向（矩形断面の幅の広い方向）の流れを可視化したものである。写真 3-a ~ c は、壁面より 2 cm 離れた地点にワイヤを張って流れを可視化したものである。加速域では一様な流れをしているが、位相 $\omega t = 10/15\pi$ (写真 3-c) をすぎると、タイムラインにゆがみが見られる。これは、減速域に発生した高周波の乱れが管路中央へ拡がってきたものと思われる。写真 3-d ~ g は、壁面から 0.5 cm 離れた地点に

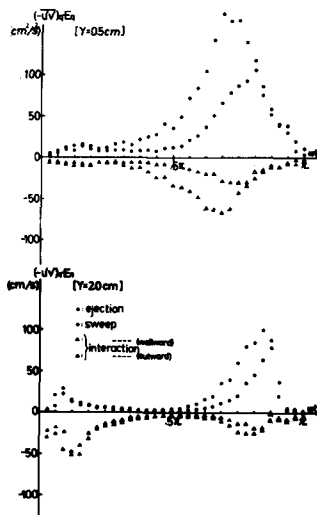


図 9 四象限にわたるレイノルズ応力

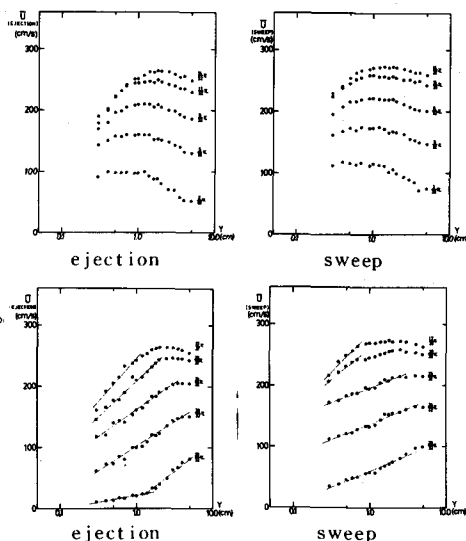


図 10 流速分布の象限分類（片対数表示）

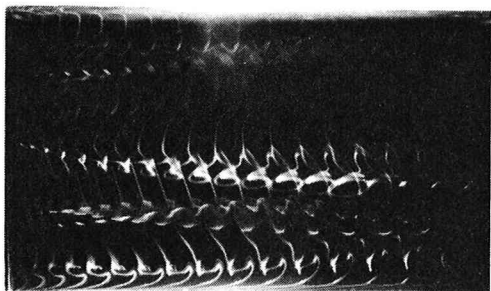


写真 1-a
 $\omega t = 0\pi$ $\Delta t = 1/120$ s

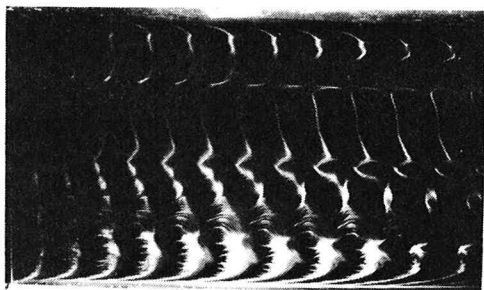


写真 1-b
 $\omega t = 3/15\pi$ $\Delta t = 1/100$ s

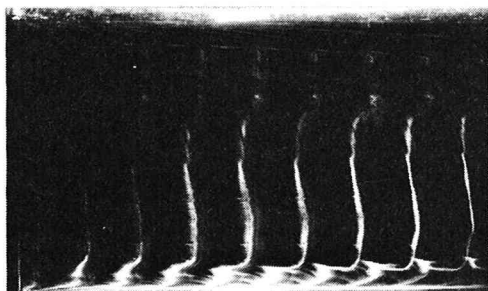


写真 1-c
 $\omega t = 7/15\pi$ $\Delta t = 1/100$ s

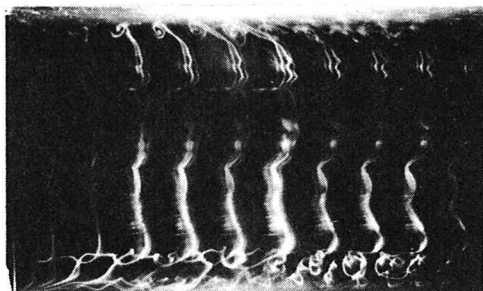


写真 1-d
 $\omega t = 10/15\pi$ $\Delta t = 1/100$ s

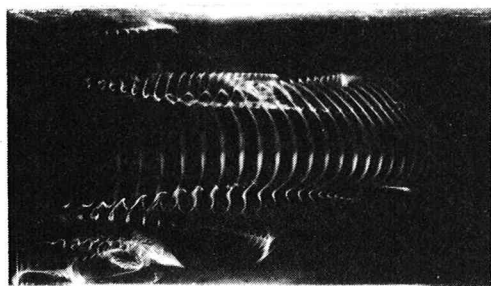


写真 1-e
 $\omega t = 12/15\pi$ $\Delta t = 1/100$ s
 流れは左から右
 Δt 時間間隔で発光させ撮影

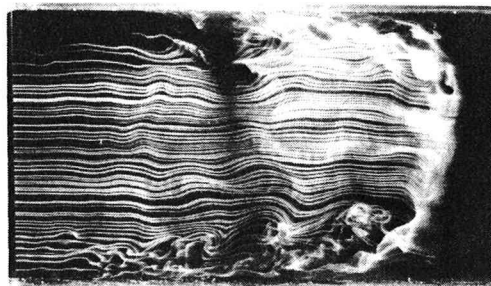


写真 2
 $\omega t = 0.645\pi$
 発煙後 65 msec 後 発光させ撮影



写真 3-a
 $\omega t = 5/15\pi$ $\Delta t = 1/100$ s ($Y = 2.0$ cm)



写真 3-b
 $\omega t = 8/15\pi$ $\Delta t = 1/100$ s ($Y = 2.0$ cm)

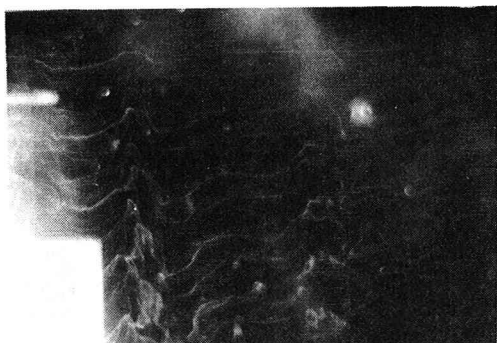


写真 3 - c
 $\omega t = 10/15\pi$ $\Delta t = 1/100$ s ($Y = 2.0\text{cm}$)

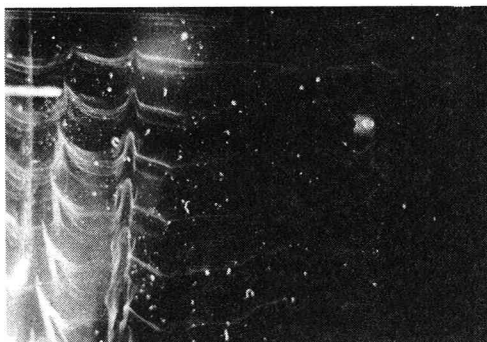


写真 3 - d
 $\omega t = 2/15\pi$ $\Delta t = 1/100$ s ($Y = 0.5\text{cm}$)

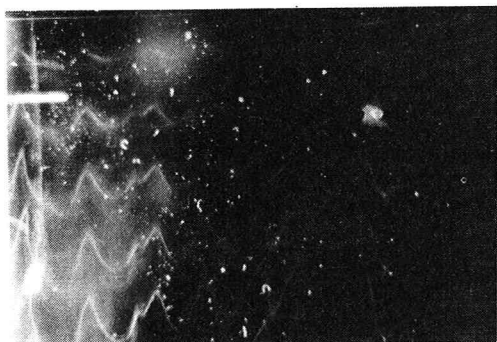


写真 3 - e
 $\omega t = 6/15\pi$ $\Delta t = 1/100$ s ($Y = 0.5\text{cm}$)

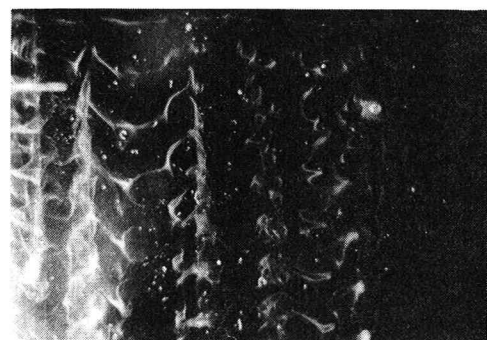


写真 3 - f
 $\omega t = 10/15\pi$ $\Delta t = 1/100$ s ($Y = 0.5\text{cm}$)

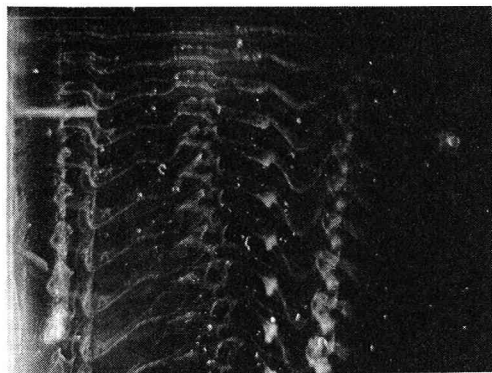


写真 3 - g
 $\omega t = 0\pi$ $\Delta t = 1/120$ s ($Y = 0.5\text{cm}$)
 流れは上から下

写真 1, 写真 3 は
 Δt 時間間隔で発光させ撮影

ワイヤを張って流れを可視化したものである。加速域の初期の $\omega t = \frac{2}{15}\pi$ (写真 3-d) では比較的一様な流れであるが、位相 $\omega t = \frac{6}{15}\pi$ (写真 3-e) になると、タイムラインがほぼ規則的凹凸をなし、この位相ではすでに高速領域と低速領域が見られる。位相 $\omega t = \frac{10}{15}\pi$ (写真 3-f) では、低速領域ではタイムラインがらせん運動しているように見え、この現象は高周波の乱れの発生と対応したものであろう。また、位相 $\omega t = 0\pi$ (写真 3-g) のように、流速反転前後のタイムラインの変形は、鉛直方向の可視化の結果を合わせると、この位相における比較的大きなスケールの流体運動の三次元性を示すものである。

4 結 果

レーザードップラー流速計及び熱線流速計によって得られた結果と流れの可視化による結果を比較すると次のようなことが言える。

- i) 交番振動流に見られる高周波の乱れは、そのほとんどが減速域に発生した乱れである。この乱れは、最大流速付近で現われた変曲点付近を中心に発生・発達した後、減速域の末期に風路中心へ運ばれて拡散する。
- ii) 減速域に見られる高周波の乱れの発生・発達の素過程には、定常壁面乱流の *bursting* の構造に近い構造が重要な役割を果たしている。
- iii) 減速域の末期から加速域の初期に見られる比較的大きなスケールの流体運動は、減速域に発生した乱れのうち、減速域で消散しきれずに残ったものが、断面中央へ広がったものである。

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もので、謝意を表する。

参考文献

- 1) 浅沼 強編(1977)：流れの可視化ハンドブック 朝倉書店
- 2) Brodkey, R. S., Wallace, J. M. & Eckelmann, H. (1974) : J. Fluid Mech, Vol 63, P209~P224
- 3) 林 泰造・大橋正和・武安真児(1981)：第 25 回水理講演会論文集 P463~P472
- 4) 林 泰造・大橋正和・武安真児(1981)：第 13 回乱流シンポジウム P126~P129
- 5) 日野幹雄(1977)：スペクトル解析, 朝倉書店
- 6) 日野幹雄・柏柳正之・中山哲敏(1980)：第 24 回水理講演会論文集 P277~P284
- 7) 日野幹雄・柏柳正之・中山哲敏・原 輝彦(1980)：東京工業大学土木工学科研究報告 №27, P1~P65
- 8) 日野幹雄・中山哲敏・原 輝彦(1981)：第 13 回乱流シンポジウム P155~P158