

往復流境界層に関する乱流特性についての実験的研究

Experimental Study on the Turbulence Characteristics
of the Oscillatory Boundary Layer

中央大学 理工学部 正会員 林 泰造
中央大学 大学院 学生員 ○大橋 正和
㈱千代田 コンサルタント 正会員 武安 真児

1. まえがき

沖波は浅海域に入り伝播とともに次第にその波高を変えて海岸構造物に入射する。沖波の波高は、いろいろな理論式により予測することができる。しかし、この波が浅海域に入ると、海底摩擦のためにそのエネルギーは、伝播とともに低減してゆくので、入射波の波高、したがってエネルギー、を正確に沖波の波高から推定するためには、海底摩擦の正確な推定が欠くことのできないこととなる。海底付近の流れ、すなわち底面上の往復流に関する研究は、従来より数多くなされている。往復流の流速測定としては、Jonsson (1963), 堀川・渡辺 (1968), 堀川・水口 (1973), 日野・沢本・高須 (1975), 林・篠田 (1979) 等の研究があげられ、また理論的解析についても、Jonsson (1963, 1966), 梶浦 (1964, 1968) 等により種々のモデルが提案されている。また、近年の測定技術の進歩により、2方向流速を同時測定することにより乱流剪断応力等も測定可能となり、その様な研究として日野・柏柳・中山 (1980), 日野・柏柳・中山・原 (1980) の研究があげられる。本研究においては、長方形断面閉管路内の往復流の実験を行い、乱れの動的計測並びに乱れの可視化実験を行って往復流の乱流特性を明らかにし、特に乱れエネルギーの時間的消長の過程を明らかにせんとするものである。

2. 実験装置とデータの処理方法

本研究においては、Lundgren-Sørensen型往復流実験装置(写真-1)により実験を行った。実験装置の全長は17.5m, 測定部断面幅75cm, 高さ24cmであり、底面には平均粒径0.17mmの標準砂が一様にはりつけてある。U字管をなす2つのライザーのうち写真左側のものの頂部は閉じ空気が封じ込められていてこの気圧をストローク、周期可変のピストンの往

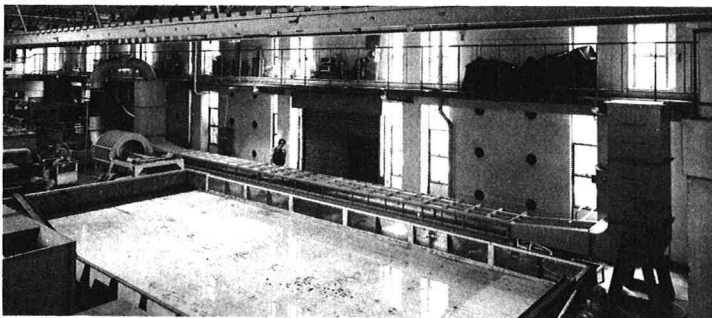


写真-1 実験装置全景

復運動により周期的に変化させこれにより定常的な往復流を発生させる。写真右側のライザーは上方に開いており、これに容量式波高計を取り付け水面の変動を記録した。位相は、図-1の様に定めた。

流速の測定には、Thermo-System社製X型ホットフィルムプローブを用い、底面から20mmの区間では2mm間隔、20mm~35mm区間では3mm間隔、35mm~50mm区間では5mm間隔、50mm~120mm区間では10mm間隔で測定を行った。

ホットフィルム流速計の出力と容量式波高計の出力はデータレコーダに記録し、Melcom M-70/35型ミニコンピュータ内蔵のA-D変換器により容量式波高計の出力をトリガーとして位相を定めデジタルに変換し同ミニコンピュータにより処理を行った。その際サンプリングタイムは、1周期を360等分し $\pi/180$ ごとに1つのデータを読みとる様に定めた。

図-2は、Run 1(表-1)における管路底面付近の測定記録例であり上がホットフィルムの出力、下がライザーにとりつけた波高計の出力である。また、図-3は、管路中央における測定記録例である。X型ホットフィルムでは一方方向流(0~ π)しか測定可能でないために0~ π の位相のデータについてデータ処理を行った。

一般に、往復流の様な非定常な流れのデータ処理には、各点の乱れ成分を分離するため同位相アンサンブル平均が用いられているがこの方法ではサンプル個数を十分大きくとる必要がある上に、周期、流速のばらつきが大きい場合にこの不規則性を乱れ成分として評価することになる。本研究の様に水を使用する場合ホットフィルム流速計の特性上40周期測定が出力電圧の降下等から限度である。そこで本研究では、以上の条件を考慮してアンサンブル平均を直接用いることを避け、以下に記すようなアンサンブル平均に有限項で打ち切った最適推定周期関数をあてはめる方法を採用した。(林・大橋(1979))

デジタル化された各周期毎のデータを $X_{i,j}$ とする。ここに i は周期($i=1, \dots, n$), j は $\pi/180$ 毎のデータ($j=1, \dots, m$)を表す。これらをマトリックスの形に書くと、

$$\begin{bmatrix} X_{1,1} & X_{1,2} & \dots & X_{1,m} \\ X_{2,1} & X_{2,2} & \dots & X_{2,m} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ X_{n,1} & X_{n,2} & \dots & X_{n,m} \end{bmatrix}$$

となる。そこで、この列毎の平均をとると

$$\bar{X}_j = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_{i,j} \quad \dots \dots \dots (1)$$

式(1)により求めたアンサンブル平均について、次式の様なフーリエ級数をあてはめる。

$$\hat{X}_j = \bar{X} + \sum_{s=1}^h \left(\hat{A}_s \cos \frac{2\pi s j}{m} + \hat{B}_s \sin \frac{2\pi s j}{m} \right) \quad \dots \dots \dots (2)$$

$$\text{ここに } \bar{X} = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \bar{X}_j$$

$$\hat{A}_s = \frac{2}{m} \sum_{j=1}^m (\bar{X}_j - \bar{X}) \cos \frac{2\pi s j}{m}$$

$$\hat{B}_s = \frac{2}{m} \sum_{j=1}^m (\bar{X}_j - \bar{X}) \sin \frac{2\pi s j}{m}$$

ところで、フーリエ級数をあてはめる場合、Harmonics 数 h を何項取ったら最適であるかということが重要となる。そこで(3), (4)式

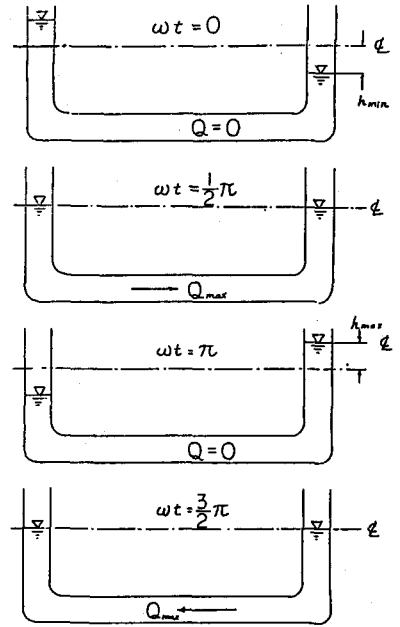


図-1 往復流の位相

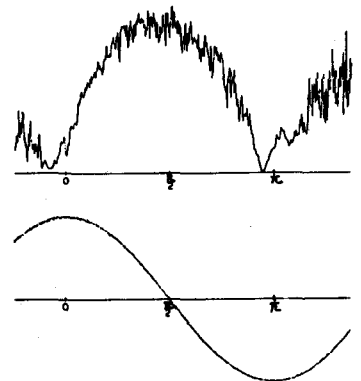


図-2 流速測定記録例(底面)

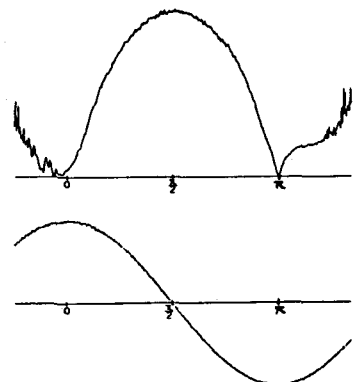


図-3 流速測定記録例(管路中央)

で示される様な分散を求める。

$$\sigma^2(\bar{X}_j) = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m (\bar{X}_j - \bar{X})^2 \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\hat{\sigma}_2^2(\bar{X}_j)_s = (\hat{A}_j^2 + \hat{B}_j^2) / 2 \quad \dots\dots\dots (4)$$

これらの(3), (4)式を用いHarmonics 数毎の累積分散を

$$\text{Var}(\bar{X}_j)_s = \{ \hat{\sigma}_2^2(\bar{X}_j)_s / \sigma^2(\bar{X}_j) \} \times 100 \quad \dots\dots\dots (5)$$

により計算し、同時に $(X_{i,j} - \bar{X}_j)$ より自己相関を計算しコログラムを求め、フーリエ級数のあてはめにより周期変動成分の除去が適切であるかどうかを判断した。

なお、2方向成分の乱れしか同時測定できなかったため、それらの実験値から乱れエネルギーの算定に当っては、Hanjaric-Lauder (1976) が低 Reynolds 数乱流について提案した次式を用いて計算を行った。

$$K = \frac{3}{4} (\overline{u'^2} + \overline{w'^2}) \quad \dots\dots\dots (6)$$

3. 乱流計測結果

表-1に示すケースについて実験を行い、流速分布、乱流剪断応力分布および乱れ運動エネルギー分布を求めた。

(a) 流速分布

RUN-1における水流の加速時 ($\omega t = 0 \sim \pi/2$) および減速時 ($\omega t = \pi/2 \sim \pi$) における流速分布が図-4に示される。図より流速の位相は、波高計の水面変動の位相に比べて約 $\pi/12$ 進んでいるのが見られる。加速時初期 ($\omega t = 0 \sim 1/6\pi$) と減速時 ($5/6\pi \sim 17/18\pi$) における流速分布詳細がそれぞれ図-5、

	RUN-1	RUN-2	RUN-3	RUN-4
PERIOD T s	9.8	9.7	11.5	13.5
CROSS-SECTIONAL MEAN VELOCITY AMPLITUDE U_0 cm/s	59.0	67.3	58.8	49.5
RADIAN FREQUENCY ω 1/s	0.63	0.65	0.55	0.47
STOKES PARAMETER λ	439	498	473	433
BOUNDARY-LAYER THICKNESS PARAMETER δ cm	0.213	0.208	0.227	0.246
FREE STREAM AMPLITUDE a cm	93.7	103.5	106.9	105.3

$$\lambda = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} / \nu, \quad \delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}, \quad a = \frac{U_0}{\omega}$$

表 - 1 実験条件

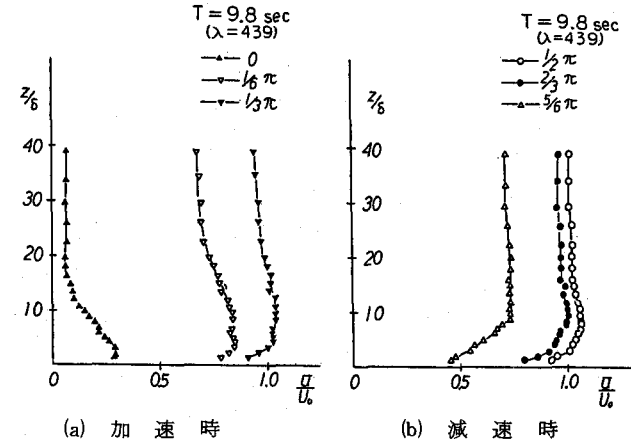


図-4 流速分布 (RUN-1)

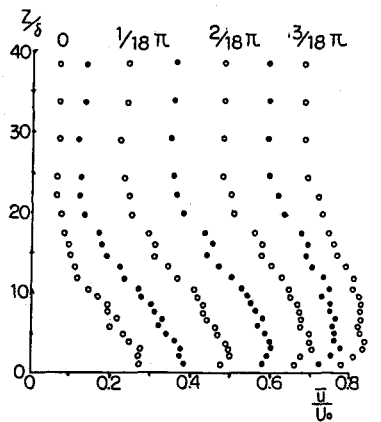


図-5 流速分布 ($\omega t = 0 \sim 1/6\pi$)

図-6である。

(b) 乱流剪断応力分布

図-7はRUN-1における乱流剪断応力の底面よりの高さ方向の分布を位相をパラメーターとして図示したもので多少のバラツキはあるものの全体の傾向はよく表わされているものと思われる。この図から底面付近では $\omega t \div 2/3\pi$ 付近で最大値をもつことがわかる。図-8は乱流剪断応力分布の時間的変化を壁面よりの距離別に示したもので、乱流剪断応力は減速時に最大値をとりその最大値の発生の瞬間は底面から離れるに従って遅れていく傾向が見られる。この図で位相が0および π に近いとき、いずれも負の剪断応力が表れていることが注目される。図-9(a)および(b)はそれぞれ位相0および $\pi/2$ のときの平均流速分布であり、前者の場合には乱流剪断応力が負となる理由が理解される。図-5の流速分布の不安定性により加速時初期の負の乱流剪断応力が理解される。

RUN-2~4はfree stream amplitudeを一定にし振動角速度を変化させた場合の実験であり、底面付近の乱流剪断応力を図示したものが図-10である。図よりRUN-2~4においては乱流剪断応力の分布には顕著な相違はないと考えられる。

次に同じStokes数をもつRUN-1とRUN-4を図示したものが図-11でこの場合には最大値の発生する位相に相違が見られる。

(c) 乱れ運動エネルギー分布

図-12はRUN-1における乱れ運動エネルギー分布を位相別に示したものである。この図より底面付近の乱れ運動エネルギーは $5/6\pi$ 付近で最大となることがわかる。また図-13は乱れ運動エネルギーの時間的変化を示したものである。減速時に乱れが発生していることがわかり、また乱流剪断応力についての場合と同じく、乱れ運動

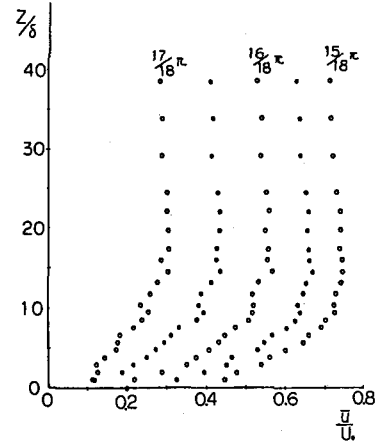


図-6 流速分布($\omega t = 5/6\pi \sim 17/18\pi$)

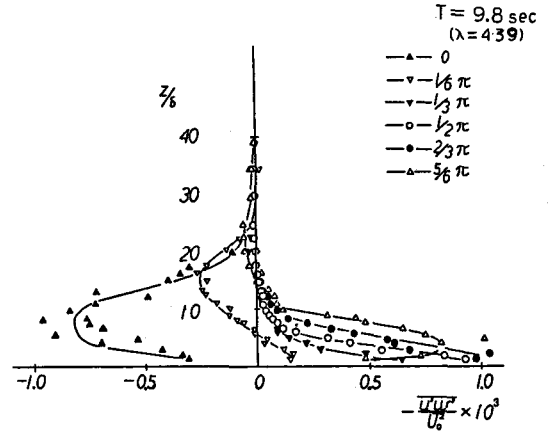


図-7 乱流剪断応力分布(位相別)(RUN-1)

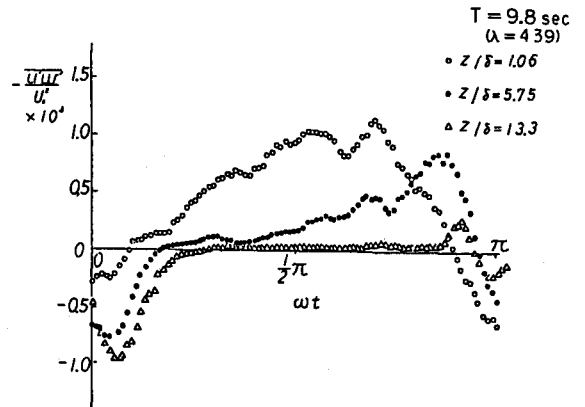


図-8 乱流剪断応力分布(時間変化)(RUN-1)

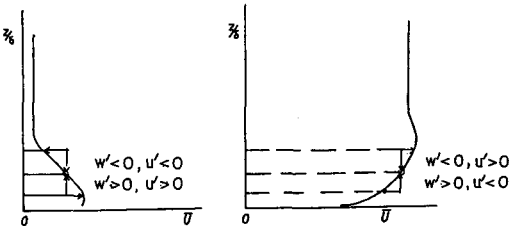


図-9

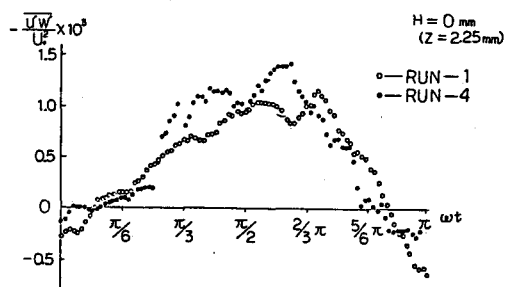
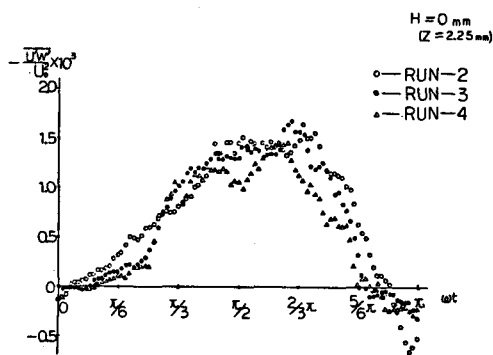


図-10 乱流剪断応力分布(底面付近)(RUN-2~4) 図-11 乱流剪断応力分布(RUN-1, 4)

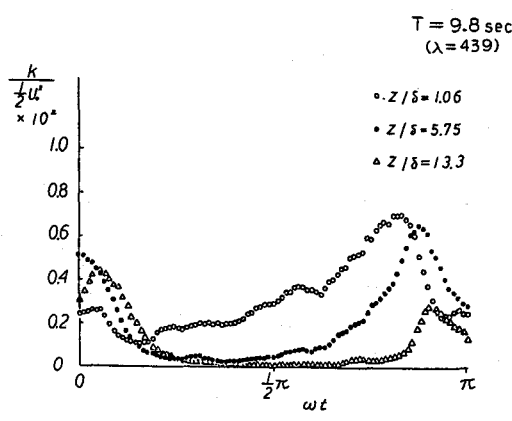
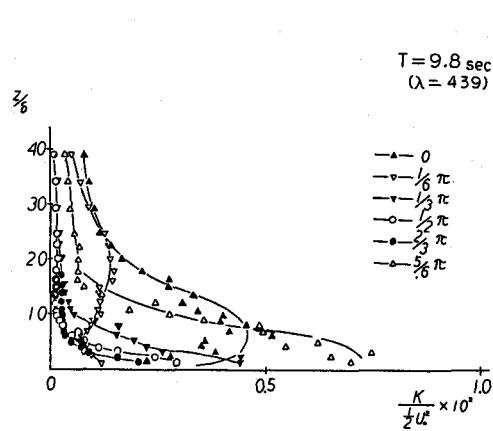


図-12 乱れ運動エネルギー分布(位相別)(RUN-1) 図-13 乱れ運動エネルギー分布(時間変化)(RUN-1)

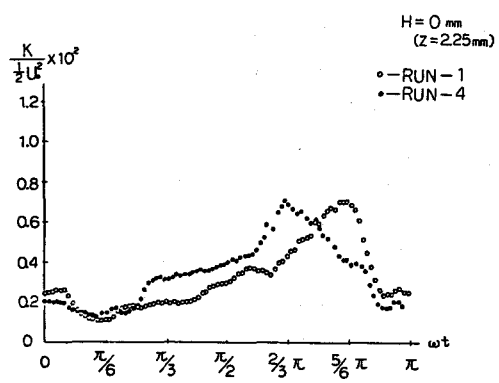
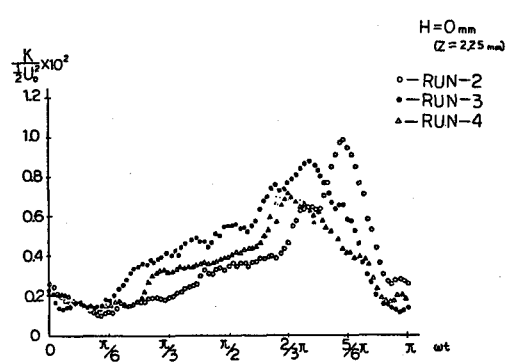


図-14 乱れ運動エネルギー分布(底面付近)(RUN-2~4) 図-15 乱れ運動エネルギー分布(RUN-1, 4)

エネルギーは底面から離れるに従ってピークが遅れていく傾向が認められる。

次にRUN-2～4における乱れ運動エネルギーの時間変化を示したものが図-14である。この図より最大値を示す位相は ω が大きくなるにつれて遅れていくことがわかる。また最大値を示す前に一度マイルドなピークを示している。

次にStokes数を同じくするRUN-1とRUN-4について図示したものが図-15である。図-11と図-15を比べると最大値に関しては、この関係するパラメーターはStokesのパラメーターだけではないように思われる。

4. 乱れの発生・発達・減衰の可視化実験

図-12において見られたように、往復流中の乱れエネルギーは、流れの平均流速の1周期の間に発生・発達および減衰を繰り返しているが、このような特性は一方方向定常剪断乱流においては見ることはできない、往復流乱流としての1つの特徴であるといえることができる。

流れが層流であるときの境界層厚さのパラメーター δ の値は本研究の実験条件では、約2mmとなるが、本実験条件では流れは勿論乱流であり、その場合の境界層の厚さはこの値よりはるかに薄くなると考えられる。従って物理的計測により往復流乱流の乱れの構造の全体像を直接把握するのは困難である。そこで本研究では、境界層内の乱れの構造の全体像を可視化実験により明らかにしようと試みた。

実験に際し往復流管路上面の1部を図-16の様に管路上方より可視化が可能な様に改良を行った。可視化のためのトレーサーとしてはミルク(比重1.02)を使用し管路底面全体に厚さ1mm以下に薄く敷き図-17のように往復流発生装置のピストンストロークを静止の状態から起動し周期を10秒となるように動かした。

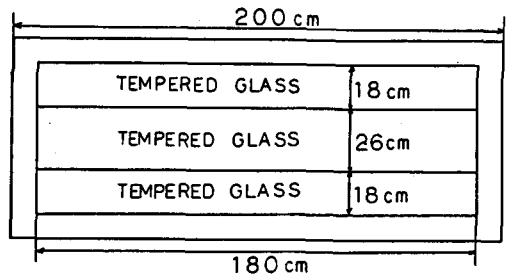


図-16 可視化実験用管路上面図

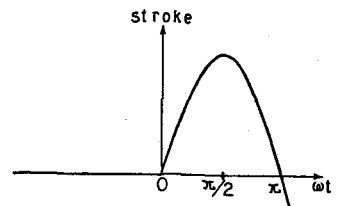
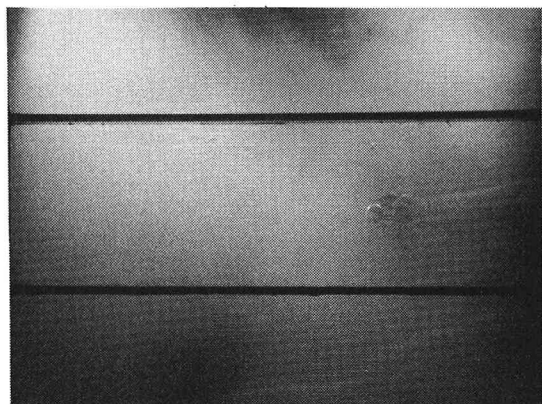


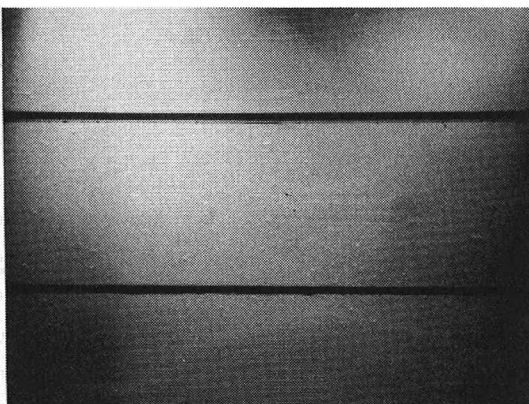
図-17 ピストンストローク

写真-2の一連の写真は $1/2$ 周期の間($\omega t = 0 \sim \pi$)を少し超すまでの間($\omega t = 0 \sim 7/6\pi$)におけるミルクの動きを35mmモータードライブカメラにより記録したものである。この写真から見られるように最高流速を記録する $\omega t = 1/2\pi$ の前後まですなわち加速域では底面付近に殆んど乱れは発生していない。底面の幅全面に沿っての本格的な乱れの発生はこの写真では $\omega t = 2/3\pi$ 頃から始まっている(写真2-(d))。底面に見られる縞模様は層流から乱流への遷移の最初に見られる波動現象によるものと思われる。平均流が減速期($\omega t = \pi/2 \sim \pi$)に入ってからこの頃($\omega t = 2/3\pi$ の頃)になって乱れが底面上に全面的に爆発的に発生しており、これは図-13に示した乱れ運動エネルギー分布から得られた結果と一致している。これらの写真から乱れが大規模な運動に乗って舞い上がることより、乱れ運動エネルギーのピークが底面から離れるに従って遅れていく傾向が認められることを示している。写真-2(d)～(g)で底面付近から舞い上った渦塊は写真-2(i)の瞬間前後で最も大きくなり図-13の $\omega t = \pi/12$ で $K \sim \max$ のときの状況を示している。写真-2(i)(j)は平均流が逆向きになり右方向への加速期間に入った状態を示すものである。これ以後は水路中央部では先に舞い上った渦塊が殆どそのままの形で右方へ輸送される(写真-2(i)(j))ことが認められるがこれは図-13において認められた加速期初期の乱れの減衰の現象(再層流化に向けての現象)によるものと思われる。

写真-3は管路の側壁に近い約 $1/3$ 幅を管路上方から撮影したものであり、乱れの発生・発達の微細な構造をここに見ることができる。この写真より乱れの発生・発達の課程は次の様に考えられる。



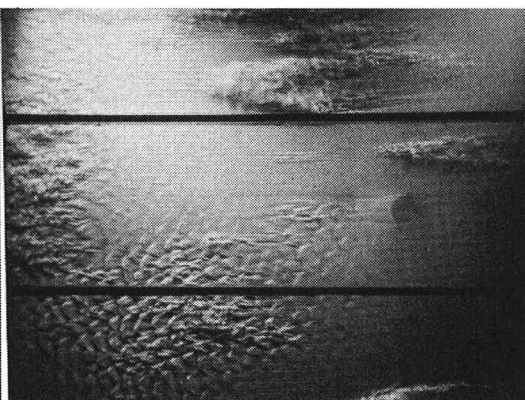
(a) $\omega t = 0$



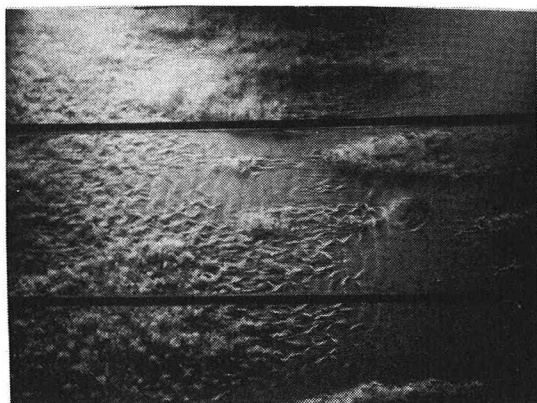
(b) $\omega t = 1/3 \pi$



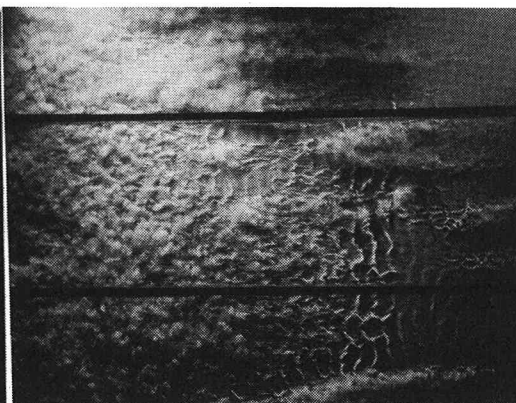
(c) $\omega t = 1/2 \pi$



(d) $\omega t = 2/3 \pi$

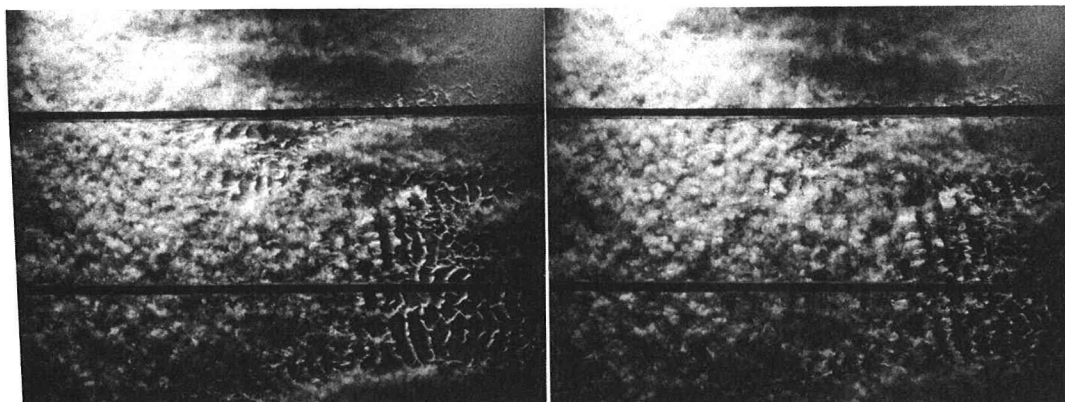


(e) $\omega t = 5/6 \pi$



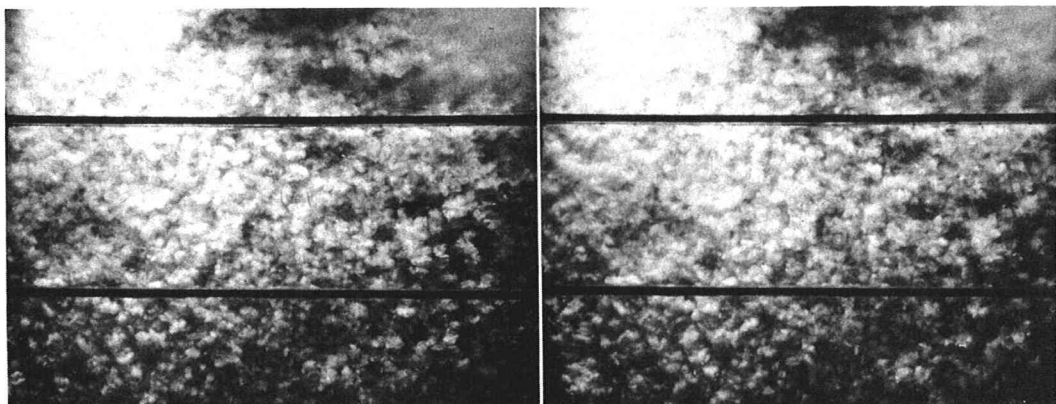
(f) $\omega t = 16/18 \pi$

写真 2 - (i) 底面付近における乱れの発生・発達および減衰の状況
 (水流の方向は $\omega t = 0 \sim \pi$ の間は右から左向き,
 $\omega t = \pi \sim 2\pi$ の間はこの逆)



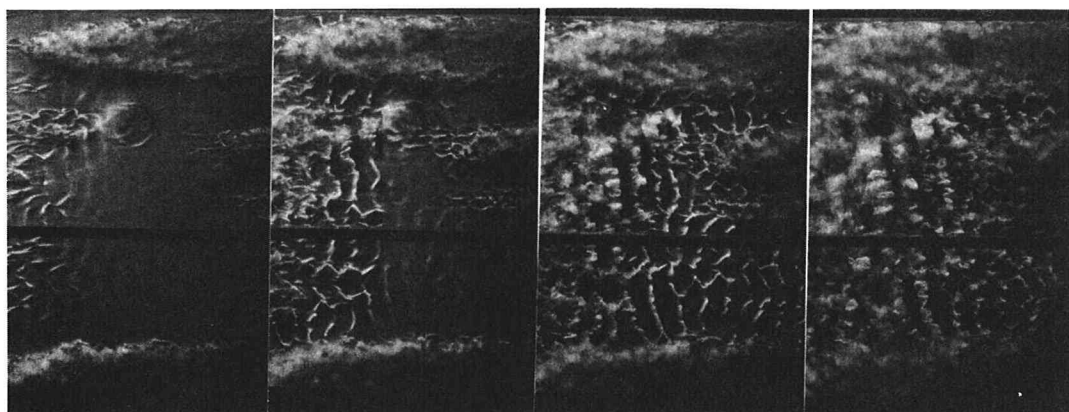
(g) $\omega t = 17/18 \pi$

(h) $\omega t = \pi$



(i) $\omega t = 13/12 \pi$

(j) $\omega t = 7/6 \pi$



(e)

(f)

(g)

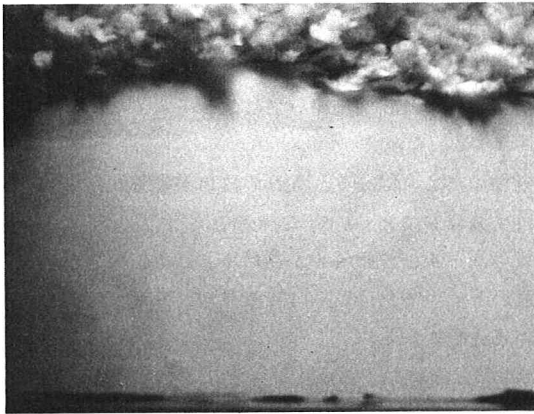
(h)

(e) (f) (g) (h) 部分拡大写真

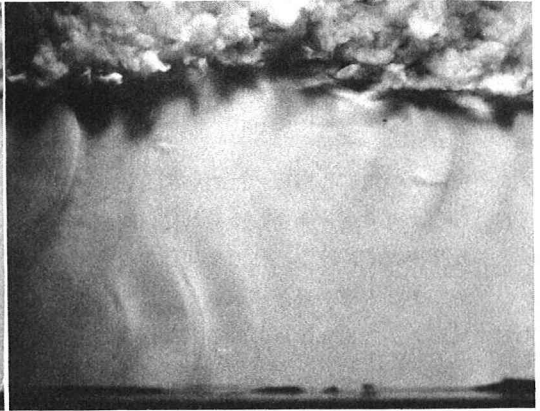
写真 2 - (ii) 底面付近における乱れの発生・発達および減衰の状況

(水流の方向は $\omega t = 0 \sim \pi$ の間は右から左向き,

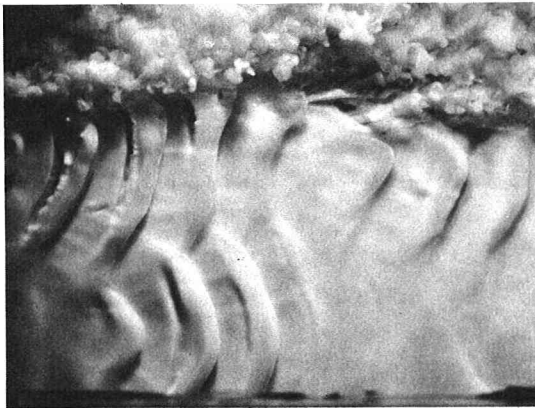
$\omega t = \pi \sim 2\pi$ の間はこの逆)



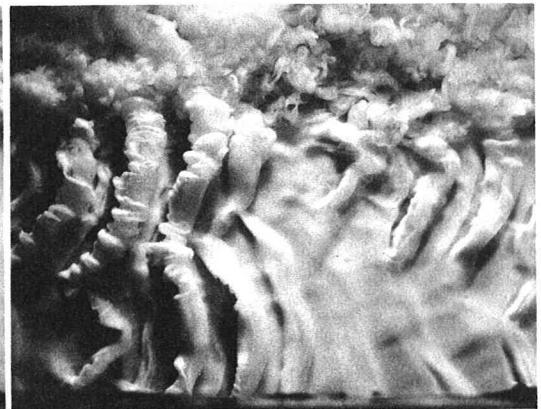
(a) $\omega t = 7/12 \pi$



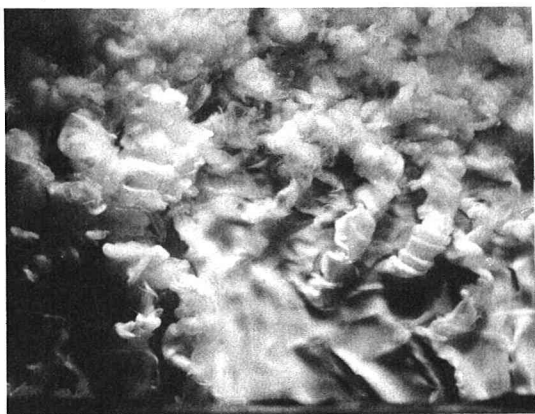
(b) $\omega t = 8/12 \pi$



(c) $\omega t = 9/12 \pi$



(d) $\omega t = 10/12 \pi$



(e) $\omega t = 11/12 \pi$



(f) $\omega t = \pi$

写真 3 底面付近における乱れの発生・発達の詳細
 (水流の方向は 左から右向き, 写真は 図-16 の下部
 約 1/3 を撮影したもの)

- (1) 減速時に乱れが発生する。(写真-3-(b))
- (2) (1)で起った乱れが波動現象となり振幅が増しU字型のループを形作る。(写真-3-(c))
- (3) ループの下流側の頂部が底面から回転しながら持ち上がる。(写真-3-(d))
- (4) 位相が π に近づくにつれ、すなわち流速が0に近づくにつれU字型ループは乱れとして放出される。
(写真-3-(e))
- (5) 加速域の初期の過程では短い間流速分布の不安定性のため(図-5)乱れの放出が続く。
- (6) ここまで発生・発達した乱れは、再層流化へ向けて減衰していく。

以上より往復流における乱れの発生は最初比較的大きなスケールの波動現象より始まり、その大きなスケールの運動に重なる様な形でバーストが発生していると思われる。また、図-14に見られる最大値前のマイルドなピークが可視化にみられる波動現象に相当していると思われる。

(付記)本研究において、実験に熱心に協力された、石原建設(株) 吉田 隆君、および中央大学理工学部学生 朱雀和彦、高砂隆人、魚谷 忠、志水 毅、養原 健の諸君に深甚なる謝意を表する。

参考文献

- 1) 林 泰造・篠田 薫(1979), 土木学会第23回水理講演会論文集, pp.41~48.
- 2) 林 泰造・大橋 正和(1979), 土木学会第6回関東支部年次研究発表会講演概要集, pp.31~32.
- 3) 林 泰造・大橋 正和・武安 真児(1980), 第12回乱流シンポジウム, pp.83~90.
- 4) Hanjalic, K., Launder, B.E. (1976), J. Fluid Mech., vol 74, part 4, pp.593~610.
- 5) 日野 幹雄・沢本 正樹・高須 修二(1975), 土木学会論文集, 第237号, pp.75~86.
- 6) 日野 幹雄・柏柳 正之・中山 哲蔵(1980), 土木学会第24回水理講演会論文集, pp.277~284.
- 7) 日野 幹雄・柏柳 正之・中山 哲蔵・原 輝彦(1980), 第12回乱流シンポジウム, pp.91~97.
- 8) Kajiura, K. (1964), Bull. Earthq. Res. Inst., Univ. Tokyo, Vol. 42, pp.147~174.
- 9) Kajiura, K. (1968), Bull. Earthq. Res. Inst., Univ. Tokyo, Vol. 46, pp.75~123.
- 10) Lundgren, H., Sørensen, T. (1958), Proc. 6th Conf. Coastal Engrg., Chap. 21, pp.356~358.
- 11) 堀川 清司・渡辺 晃(1968), 土木学会第15回海岸工学講演会講演集, pp.16~23.
- 12) 堀川 清司・水口 優(1973), 土木学会第20回海岸工学講演会論文集, pp.429~433.
- 13) Jonsson, I. G. (1963), Proc. 10th IAHR(London), Vol. 1, pp.85~92.
- 14) Jonsson, I. G. (1967), Proc. 10th Conf. Coastal Engrg. (Tokyo), Vol. 1, Chap. 10, pp.127~148.
- 15) Jonsson, I. G., Carlsen, N. A. (1976), J. of Hydraulic Res., 14, pp.45~60.
- 16) 林 泰造・大橋 正和・高砂 隆人(1981), 土木学会第8回関東支部年次研究発表会講演概要集.
- 17) 林 泰造・武安 真児・大橋 正和(1981), 土木学会第8回関東支部年次研究発表会講演概要集.