低周波数領域における円管内乱流脈動入口流れ
の圧力, 速度および乱れ強さ*浦畑育生^{*1}, 井口 学^{*2}, 近江宗一^{*3}Pressure, Velocity and Turbulence Intensity
of Pulsatile Turbulent Inlet Flow
in a Circular Pipe at Low Pulsation Frequencies

Ikuko URAHATA, Manabu IGUCHI, and Munekazu OHMI

Pulsatile turbulent inlet flow in a circular pipe was experimentally investigated. The wall pressure, the axial velocity and the turbulence intensity were measured at low pulsation frequencies under which fully-developed flow was quasi-steady. The measured data were compared with those of steady pipe flows. For the range of parameters investigated, the wall pressure of the inlet flow could be predicted from the distribution for a fully-developed flow. The inlet lengths of the velocity and the turbulence intensity were in agreement with a previously reported value ($x \approx 50D$) for steady pipe flows. The effect of unsteadiness on the time-averaged value of the velocity and the turbulence intensity was very weak. An approximate analytical solution for the velocity of inlet flows was presented.

Key Words: Unsteady Flow, Pulsatile Flow, Inlet Flow, Inlet Length, Quasi-Steady State

1. 緒 言

円管内層流脈動入口流れに関しては, Atabek-Chang の解析解⁽¹⁾, Florio-Mueller の実験⁽²⁾, および中野らの一連の実験的, 理論的研究⁽³⁾⁻⁽⁵⁾があり, 速度分布, 摩擦損失に関してかなりの成果が得られている。また, 逆流を伴う流れとして, 層流脈動入口流れを理論的, 実験的に取扱った報告⁽⁶⁾⁻⁽⁸⁾や, 遷移域近傍の脈動入口流れに初生するスラグの挙動と速度場に関する報告⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾も見られる。しかしながら, 工業的に最も重要と考えられる乱流の場合の脈動入口流れの特性に関しては, 速度分布の発達状況がわずかに Kirmse の報告⁽¹¹⁾の一部に触れられている程度で全くといってよいほど情報は無い。本研究では, まず最初に, 十分発達した流れ場において乱流擬定常状態が成立するような低い脈動周波数領域に着目し, 入口流れの圧力, 速度, 乱れ強さなどの諸特性を乱流定常入口流れにおける従来の実験結果と比較しつつ実験的に調べた。

2. 記 号

A_1 : 速度振幅比 $\equiv |\bar{u}_{m,os,1}|/\bar{u}_{m,ta}$

D : 管直径 $= 2R$

f : 脈動周波数

p : 圧力

Re : 局所レイノルズ数 $\equiv \bar{u}_m D/\nu$

Re_{ta} : 時間平均レイノルズ数 $\equiv \bar{u}_{m,ta} D/\nu$

r, x : 半径および軸座標

t : 時間

u : 軸方向速度

$\bar{u}_{cl}$: 管中心速度

$\bar{u}_m$: 断面平均速度 $= \int_0^R 2\pi r \bar{u} dr / \pi R^2$

$\bar{\tau}_w$: 壁面せん断応力

ω : 角周波数

ω' : 無次元角周波数 $\equiv R^2 \omega / \nu$

添字ほか

os : 振動成分を表す

s : 定常流を表す

ta : 時間平均値を表す

1: 基本波を表す

—: アンサンブル平均した量, あるいは短時間平

* 昭和61年3月19日 関西支部第61期総会講演会において講演, 原稿受付 昭和62年4月27日。

*1 正員, 大阪大学 (〒565 吹田市山田丘2-1)。

*2 正員, 大阪大学工学部。

*3 正員, 帝京大学 (〒173 東京都板橋区加賀2-11-1)。

均した量（ここで短時間とは、乱れに基づく変動成分は消えるが、脈動に基づく変動成分は残る程度の時間間隔をいう）を表す

| | : 振幅を表す

∠ : 位相角を表す

* : 最も下流における測定軸位置での量を表す

3. 実験装置と測定方法

作動流体として空気を用いた実験装置の概要を図1に、実験条件を表1に示す。圧力 $\bar{p}$ の測定はおもに run 1~16 に対して半導体形圧力変換器を用いて行った。なお定常流に関しては、一部ベローズ形圧力変換器も併用した。速度 $\bar{u}$ の測定はおもに run 17~20 に対して熱線風速計を用いて行い、それを管横断面平均して $\bar{u}_m$ を求めた。 $\bar{p}$, $\bar{u}_m$ および管中心速度 $\bar{u}_{cl}$ の時間平均値、基本波の振幅と位相角はフーリエ展開近似によって求めた。入口①に3種類の障害物(直径比0.5のオリフィス、直径40mmのディスクを金網にはり付けたもの、直径2mmのトリッピングワイヤ)を入れた場合と何も入れない場合の計四つの入口条件を設定した。

なお、本実験条件下では Re_{ta} と等しいレイノルズ数をもつ定常流の平均バースト周期 T_b と脈動周期 T との比は Rao ら⁽¹²⁾の T_b を採用すれば $T/T_b \geq 20$, また Blackwelder-Haritonidis⁽¹³⁾の T_b を採用しても

表1 実験条件の明細

run	f, Hz	$\sqrt{\omega^2}$	Re_{ta}	A_1	Inlet condition
1	2.08	23.2	84600	0.27	Honeycomb
2	2.08	23.2	57800	0.54	
3	2.08	22.6	35700	0.80	
4	2.08	22.6	35800	0.52	
5	2.08	22.6	35800	0.26	
6	1.03	16.5	82500	0.44	
7	1.03	16.5	55100	0.81	
8	1.03	16.5	56200	0.54	
9	1.03	16.5	57000	0.30	
10	1.03	16.5	34900	0.56	
11	0.299	8.92	56400	0.21	
12	0.299	8.92	31400	0.43	
13	0.299	8.92	31800	0.21	
14	2.08	23.1	56500	0.48	Tripping wire and Grid
15	1.03	16.1	56400	0.52	
16	0.300	8.64	56300	0.21	
17	2.08	23.2	57800	0.54	Honeycomb
18	2.08	23.2	43000	0.21	Orifice and Honeycomb
19	2.08	23.0	41500	0.22	Disc and Honeycomb
20	2.08	23.4	58500	0.52	Tripping wire and Grid

図1 実験装置の概要

$T/T_b \geq 30$ となり、いずれにしても乱流の時間スケールに比べて脈動は非常にゆっくりしていて、十分発達した流れには乱流擬定常状態がほぼ成立する。

4. 圧 力

4.1 十分発達した流れの圧力の表示式 $\bar{u}_m$ が次式

$$\bar{u}_m = \bar{u}_{m,ta} \{1 + A_1 \cos(\omega t + \angle \bar{u}_{m,os,1})\} \dots\dots (1)$$

のように変動する場合を考える。本実験条件下では、3章で述べたように十分発達した流れに乱流擬定常状態がほぼ成立し、摩擦抵抗をブラジウスの抵抗則

$$\left. \begin{aligned} \bar{\tau}_w &= \lambda_q \rho \bar{u}_m^2 / 8 \\ \lambda_q &= 0.3164 Re^{-1/4} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

で近似できる。式(1)を式(2)に代入し、 $A_1 \ll 1$ のもとに整理して次式を得る。

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_w &= \frac{0.3164}{8} \rho \left(\frac{\nu}{D} \right)^{1/4} \bar{u}_{m,ta}^{7/4} \left\{ \left(1 + \frac{21}{64} A_1^2 \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{A_1 (896 - 21 A_1^2)}{512} \cos(\omega t + \angle \bar{u}_{m,os,1}) \right\} \end{aligned} \dots\dots\dots (3)$$

非圧縮性流れにおいては十分発達した非定常流の圧力こう配は時間のみの関数であり、助走区間外のある軸位置 x^* における既知の圧力 $\bar{p}^*$ を用いて次式のように表すことができる。

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = \frac{\bar{p} - \bar{p}^*}{x - x^*} \dots\dots\dots (4)$$

式(1), (3), (4)を十分発達した流れの運動量の式

$$-\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = \rho \frac{d\bar{u}_m}{dt} + \frac{4}{D} \bar{\tau}_w \dots\dots\dots (5)$$

に代入すれば次式が得られる。

$$\begin{aligned} \bar{p} &= \bar{p}^* + \rho \omega \bar{u}_{m,os,1} \sin(\omega t + \angle \bar{u}_{m,os,1}) \cdot (x - x^*) \\ &\quad - \frac{0.3164}{2D} \rho \left(\frac{\nu}{D} \right)^{1/4} \bar{u}_{m,ta}^{7/4} \left\{ 1 + \frac{21}{64} A_1^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{A_1 (896 - 21 A_1^2)}{512} \right. \\ &\quad \left. \times \cos(\omega t + \angle \bar{u}_{m,os,1}) \right\} (x - x^*) \end{aligned} \dots\dots\dots (6)$$

ここで $\bar{p}^*$ を基本波まで考慮して

$$\bar{p}^* = \bar{p}_{ta}^* + |\bar{p}_{os,1}^*| \cos(\omega t + \angle \bar{p}_{os,1}^*) \dots\dots\dots (7)$$

で表し、式(7)を式(6)に代入して整理することにより $\bar{p}$ は次式のように表される。

$$\begin{aligned} \bar{p} &= \bar{p}_{ta} + |\bar{p}_{os,1}| \cos(\omega t + \angle \bar{p}_{os,1}) \\ \bar{p}_{ta} &= \bar{p}_{ta}^* - B_1 (1 + 21/64 A_1^2) (x - x^*) \\ |\bar{p}_{os,1}| &= (B_2^2 + B_3^2)^{1/2} \\ \angle \bar{p}_{os,1} &= \tan^{-1} (-B_3/B_2) \\ B_1 &= \frac{0.3164}{2D} \rho \left(\frac{\nu}{D} \right)^{1/4} \bar{u}_{m,ta}^{7/4} \\ B_2 &= |\bar{p}_{os,1}^*| \cos(\angle \bar{p}_{os,1}^*) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left\{ \rho \omega |\bar{u}_{m,os,1}| \sin(\angle \bar{u}_{m,os,1}) \right. \\
& \quad \left. - B_1 \frac{A_1(896-21A_1^2)}{512} \cos(\angle \bar{u}_{m,os,1}) \right\} (x-x^*) \\
B_3 = & -|\bar{p}_{os,1}| \sin(\angle \bar{p}_{os,1}) \\
& + \left\{ \rho \omega |\bar{u}_{m,os,1}| \cos(\angle \bar{u}_{m,os,1}) \right. \\
& \quad \left. + B_1 \frac{A_1(896-21A_1^2)}{512} \sin(\angle \bar{u}_{m,os,1}) \right\} (x-x^*) \\
& \dots\dots\dots (8)
\end{aligned}$$

なお上式の計算にあたって、 $\bar{u}_m$ および $\bar{p}^*$ の時間平均値、基本波の振幅と位相角は最も下流側の測定軸位置 $x^*=99.1D$ におけるものを用いた。

4.2 実験結果と考察 入口①に何も入れない場合の実験結果を図2に示す。 Re_{ia} と等しいレイノルズ数をもつ定常流の圧力はブラジウスの抵抗則を用いて計算される分布(破線で示す)で、脈動流の圧力の時間平均値、基本波の振幅と位相角は式(8)から計算される分布で、それぞれ入口部を含めてほぼ表され、顕著なずれは見られない。この理由の一つとして、入口で平坦な速度分布をもつ流れの運動量と、助走区間を過ぎた速度分布が1/7乗則で近似できる十分発達した流れの運動量は、両者の比の値が次式

$$\frac{\rho \int_0^R 2\pi r \left\{ \frac{60}{49} \bar{u}_m (1-r/R)^{1/7} \right\}^2 dr}{\rho \int_0^R 2\pi r \bar{u}_m^2 dr} = \frac{50}{49} \dots\dots\dots (9)$$

に示すとおりとなりほとんど異ならず、助走区間での速度分布の変形に要する付加圧力損失が定常流の場合⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾と同様に小さいことが考えられる。

なお、式(8)の $\bar{p}_{ia}$ に関する表示式によれば、その圧力こう配は Re_{ia} と等しいレイノルズ数をもつ定常流の圧力こう配より $(1+21A_1^2/64)$ の割合で大きくなることが予想されるが、図2(a)に示されるように

run 2, 8 ($A_1 \approx 0.5$) でその傾向が認め得る。また、入口における $\bar{p}$ と $\bar{u}_m$ の位相差は図2(c)に示されるように約 180° となっており、両者は半周期ずれて変動している。ところで、 $\bar{u}_m$ が式(1)のように基本波の形で変動しても、乱流の場合は非線形性の影響により速度振幅比 A_1 が大きくなると、圧力は厳密には基本波で近似することができなくなる。しかしながら本実験範囲においては $A_1 \leq 0.5$ の場合、瞬間の圧力に関してもほぼ満足できる程度に式(8)で表すことができた。一例を run 2 の場合について図3に示す。

以上の知見はトリッピングワイヤで流れをトリップした場合(run 14~16)に関しても、入口ごく近傍($x/D < 1$)を除き成立したが、残りの二つの入口条件については実験していない。

5. 速度と乱れ強さ

5.1 入口流れの速度の近似計算法 入口近傍の管中心速度 $\bar{u}_{cl}$ を近似計算する方法を示し、それを用いて管横断面上の速度分布の計算を試みる。

入口近傍における管中央部の流れは、管壁側より発達する境界層が管中心に達するまでの区間で、非粘性流れとみなしてさしつかえないであろう。また、半径方向速度は小さいとして無視する。この場合の管中心軸上の流体に対する運動方程式として次式を考える。

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_{cl}}{\partial t} + \rho \bar{u}_{cl} \frac{\partial \bar{u}_{cl}}{\partial x} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \dots\dots\dots (10)$$

ここで圧力こう配については、4章の結果に基づき式(5)で近似し、 $\bar{r}_w$ には式(2)を用いる。いま、 $\bar{u}_m$ を次式

$$\bar{u}_m = \bar{u}_{m,ia}(1+A_1 e^{i\omega t}) \dots\dots\dots (11)$$

で与え、また $\bar{u}_{cl}$ をその時間平均値と振動成分に分けて次式

(a) 定常流の値と時間平均値

(b) 基本波の振幅

(c) 基本波の位相角

図2 圧力の軸方向分布

$$\bar{u}_{cl} = \bar{u}_{cl,ta} + \bar{u}_{cl,os} \quad \dots\dots\dots (12)$$

で表しておく。式(5), (11), (12)を式(10)に代入して, $A_1 \ll 1$, ひいては $|\bar{u}_{cl,os}| \ll \bar{u}_{cl,ta}$ を仮定して整理すれば次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_{cl,os}}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial \bar{u}_{cl,ta}^2}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}_{cl,ta} \cdot \bar{u}_{cl,os}) \\ = \frac{\lambda_{q,ta}}{2D} \bar{u}_{m,ta}^2 \\ + \bar{u}_{m,ta} A_1 \left(i\omega + \frac{7}{8D} \lambda_{q,ta} \bar{u}_{m,ta} \right) e^{i\omega t}, \\ \lambda_{q,ta} = 0.3164 Re_{ta}^{-1/4} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (13)$$

式(13)を時間に依存しない項と依存する項に分離すれば

$$\frac{\partial \bar{u}_{cl,ta}^2}{\partial x} = \frac{\lambda_{q,ta}}{D} \bar{u}_{m,ta}^2 \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_{cl,os}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}_{cl,ta} \cdot \bar{u}_{cl,os}) \\ = \bar{u}_{m,ta} A_1 \left(i\omega + \frac{7}{8D} \lambda_{q,ta} \bar{u}_{m,ta} \right) e^{i\omega t} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (15)$$

となる。式(14)を境界条件

$$x=0 \text{ で } \bar{u}_{cl,ta} = \bar{u}_{m,ta} \quad \dots\dots\dots (16)$$

のもとに解けば

$$\bar{u}_{cl,ta} = \left(1 + \frac{\lambda_{q,ta}}{D} x \right)^{1/2} \bar{u}_{m,ta} \quad \dots\dots\dots (17)$$

となる。つぎに式(15)を解くが, $\bar{u}_{cl,os}$ を次式の形

$$\bar{u}_{cl,os} = g(x) \cdot e^{i\omega t} \quad \dots\dots\dots (18)$$

に置いて, 式(17), (18)を式(15)に代入すれば次式

$$\frac{\partial g(x)}{\partial x} + \left\{ \frac{i\omega}{\bar{u}_{m,ta} (1 + \lambda_{q,ta} \cdot x/D)} \right.$$

$$\left. + \frac{\lambda_{q,ta}}{2D(1 + \lambda_{q,ta} \cdot x/D)} \right\} g(x) = \frac{A_1 \{ i\omega + 7/(8D) \cdot \lambda_{q,ta} \bar{u}_{m,ta} \}}{(1 + \lambda_{q,ta} \cdot x/D)^{1/2}} \quad \dots\dots\dots (19)$$

を得る。式(19)を境界条件

$$x=0 \text{ で } g(x) = \bar{u}_{m,ta} \cdot A_1 \quad \dots\dots\dots (20)$$

のもとに解き, 実部と虚部にかけて整理すれば次式

$$\left. \begin{aligned} g(x) &= A_1 \bar{u}_{m,ta} (F_r + iF_i) \\ F_r &= 1 + \frac{7}{4} \frac{\Omega^2}{X} - \frac{7}{4} \frac{\Omega^2}{X} \cos \frac{1-X}{\Omega} \\ &\quad - \frac{3}{4} \frac{\Omega}{X} \sin \frac{1-X}{\Omega} \\ F_i &= -\frac{7}{4} \Omega + \frac{\Omega}{X} + \frac{3}{4} \frac{\Omega}{X} \cos \frac{1-X}{\Omega} \\ &\quad - \frac{7}{4} \frac{\Omega^2}{X} \sin \frac{1-X}{\Omega} \\ X &= 1 + \lambda_{q,ta} x/D \\ \Omega &= \lambda_{q,ta} \frac{Re_{ta}}{8\omega'} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (21)$$

を得る。式(21)を式(18)に代入し, 実部をとれば次式が得られる。

$$\bar{u}_{cl,os} = \bar{u}_{m,ta} \cdot A_1 (F_r \cos \omega t - F_i \sin \omega t) \quad \dots\dots\dots (22)$$

以上により $\bar{u}_{cl}$ の時間平均値は式(17)で, 振動成分は式(22)で計算することができる。この結果を用いて, さらに乱流境界層中の速度分布に指数則を仮定すれば, 管横断面上にわたる速度分布を求めることができる。いま仮に $1/7$ 乗則を適用すれば, 管横断面上速度分布は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{u} &= \bar{u}_{cl} & 0 \leq r \leq R - \delta \\ \bar{u} &= \bar{u}_{cl} \{ (R-r)/\delta \}^{1/7} & R - \delta \leq r \leq R \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (23)$$

ここで境界層厚さ δ は連続の条件

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_m &= \frac{1}{\pi R^2} \left\{ \int_0^{R-\delta} 2\pi r \bar{u}_{cl} dr \right. \\ &\quad \left. + \int_{R-\delta}^R 2\pi r \bar{u}_{cl} \left(\frac{R-r}{\delta} \right)^{1/7} dr \right\} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (24)$$

を用いることによって次式で求めることができる。

$$\frac{\delta}{R} = \frac{15 - \{ 15(64 \bar{u}_m / \bar{u}_{cl} - 49) \}^{1/2}}{8} \quad \dots\dots\dots (25)$$

なお実際の数値計算にあたっては, $\bar{u}_m$ の実験値が位相角をもっているので, 式(11)との間に位相角のずれがあることを考慮して計算しなければならない。

5.2 実験結果と考察 定常入口流れにおいて入口でのかく乱が小さい場合, 中心速度の軸方向分布にオーバシュートが現れるが, これは入口流れにおける乱流境界層内の速度分布が十分発達したそれに比べてやせほそっているために主流部の場所的な加速が行き

図 3 圧力の軸方向分布 (run 2)

過ぎて現れたと考えられている。また、このピーク位置はレイノルズ数依存性をあまり示さず、 $x/D \approx 30 \sim 40$ に現れるとされている^{(16)~(18)}。脈動流の場合に、果たしてこのピークが現れるかどうかという問題は非常に興味深い。

入口①に何も入れない run 17 では、図 4 に示すように一周期の大部分の位相帯で中心速度の軸方向分布にオーバシュートが現れた。ところが、時間的加速度の大きい位相帯 $[\omega t/(\pi/18)=6 \sim 9]$ 、すなわち、時間的加速の中期においてはオーバシュートのピークは明りようでなく、速度は漸近的な発達状況を示している。これは時間的加速度の影響により入口流れの乱流境界層内の速度分布が丸みを帯び、十分発達したそれとあまり変わらなくなったためと考えられる。このことは図 5 に示すとおり実験的に確認された。なお、加速によって速度分布が丸みを帯びる現象、ならびに減速によってやせ細る現象に関する報告はいくつかある⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾。減速域においてオーバシュートのピーク位置は局所レイノルズ数の減少に伴い入口側へ移行し、入口に最も近いピーク位置は $x/D \approx 20$ で現れるが、これは乱流境界層の発達が、減速による不安定化作用により局所レイノルズ数が小さくなるにもかかわらず

早くなるためであると考えられる。ただし、いずれの瞬間の速度も $x/D \approx 50$ でほぼ一定値をとるようである。

一方、入口①に障害物を入れた場合 (run 18~20)、一例として run 18 の場合を図 6 に示すが、オーバシュートは見られず、加速域と減速域での中心速度の軸方向分布の形状がほとんど変わらない。また $x/D \approx 50$ の区間で各瞬間の速度は軸方向にほとんど変化しない。入口①に障害物を入れた場合、流れに強いかく乱が与えられ乱流混合が強くなる。この強い乱流混合は非定常性の影響を相対的に小さくし、その結果加速域、減速域の速度の軸方向分布の形状が似かよったものとなったと考えられる。また、定常流に関して入口で強いかく乱が与えられた場合、中心速度の軸方向分布にオーバシュートは見られないと報告されているが⁽¹⁸⁾、脈動流に関しても同じ結果を得たことになる。

このとき速度と乱れ強さの振動成分の軸方向分布に

図 4 管中心速度の軸方向分布 (run 17)

図 5 乱流境界層内の速度分布 (run 17, $x/D = 20.1$)

図 6 管中心速度の軸方向分布 (run 18)

(a) 脈動流の時間平均値

(b) 定常流

図 7 速度の軸方向分布 ($r/R=0$)

については明確な規則性を見いだすまでは至らないが、時間平均値は、例えば図7, 8に示すように Re_{in} と等しいレイノルズ数をもつ定常流における速度、乱れ強さにほぼ等しいことがわかった。同じことが、他の半径位置に対しても成り立ち、したがって速度と乱れ強さの時間平均値に関して非定常性の影響はほとんどないといえる。

また顕著に異なる4種類の入口条件すべてにおいて各瞬間の速度と乱れ強さの助走距離は、従来定常流に関して報告されている値(約 $50D$)⁽¹⁴⁾⁽²¹⁾とほとんど変わらなかった。

5・1節で示した速度の近似計算法を使って得られた分布は、図9に示すとおり、 $x/D \leq 30$ の区間において run 17の実験値を十分満足できる程度に近似するこ

とができる。これより下流側では非粘性コアが消失し、本計算結果が適用できなくなるが、 $x/D \geq 50$ となると速度分布に1/7乗則が適用できる。管横断面上の速度分布に関しても図10に示すとおり本計算結果で比較的精度よく近似することができる。

6. 結 論

十分発達した流れに乱流擬定常状態が成立するような低い脈動周波数領域において、乱流脈動入口流れの圧力そして速度と乱れ強さを実験的に調査して得られた結果は以下のようにまとめられる。

(1) 本実験範囲において、 $\bar{p}_{in}$ のこう配は Re_{in} と等しいレイノルズ数をもつ定常流の圧力こう配に比して $(1+21A^2/64)$ の割合で大きくなることが図2(a)において確認された。

(2) 入口に何も入れない場合、本実験範囲における入口流れの圧力基本波は十分発達した流れの領域におけるブラジウス抵抗則を用いて得られる圧力表示式(8)によって本測定精度内で近似することができる。したがって本実験範囲においては、圧力に対する助走距離をみいだすことはできなかった。また、流れをトリッピングワイヤでトリップした場合に関しても、入口ごく近傍($x/D < 1$)を除き、式(8)で近似できた。

(3) 入口におけるかく乱が小さい場合、定常流では管中心速度の軸方向分布に $x/D \approx 30 \sim 40$ にピークをもつオーバーシュート現象が現れるが、脈動流に関しても加速域の中期を除き、このオーバーシュートが見られた(run 17)。定常流ではこのピーク位置はレイノルズ数にほとんど依存しないが、脈動流に関しては減速域での局所レイノルズ数の低下に伴いそのピークが現れる軸位置は定常流の範囲を超えて入口側へ移行し $x/D \approx 20$ まで達した。これは乱流境界層の発達、減速による不安定化作用によって局所レイノルズ数が小さくなるにもかかわらず早くなるためと考えられる。

(4) 速度と乱れ強さの軸方向変化がほぼ止まる軸

(a) 脈動流の時間平均値

(b) 定常流

図8 乱れ強さの軸方向分布 ($r/R=0.9$)

(a) 時間平均値

(b) 基本波の振幅

(c) 基本波の位相角

図9 管中心速度の近似計算結果 (run 17)

図 10 管横断面上速度の近似計算結果
run 17, $x/D=14.1$, —: 式(23)

位置は、顕著に異なる 4 種類の入口条件すべてにおいて $x/D \approx 50$ であり、従来定常流に関して報告されている助走距離と大差なかった。そして速度および乱れ強さの時間平均値の軸方向分布は、 Re_{ta} とほぼ等しいレイノルズ数をもつ定常流の速度の軸方向分布とほとんど差異はなく、時間平均値に関するかぎり非定常性の影響はほとんど見られなかった。

(5) 入口で平坦な速度分布をもち、非粘性コアの存在下に乱流境界層が発達する場合に対して速度の近似計算法を示した。本計算法により得られた速度分布は実験値 (run 17) を $x/D \approx 30$ の区間において比較的精度よく近似することができる。

文 献

- (1) Atabek, H. B. and Chang, C. C., *Z. Angew. Math. Phys.*, **12** (1964), 185.
- (2) Florio, P. J., Jr. and Mueller, W. K., *Trans. ASME, Ser. D*, **90-3** (1968), 395.
- (3) 中野・横田, 油圧と空気圧, **10-1** (昭 54), 64.
- (4) 横田・中野, 油圧と空気圧, **11-2** (昭 55), 41.
- (5) 横田・中野, 油圧と空気圧, **12-3** (昭 55), 69.
- (6) 近江・ほか 2 名, 油圧と空気圧, **14-4** (昭 58), 52.
- (7) 須藤・ほか 3 名, 機論, No. 845-1 (昭 59), 70.
- (8) 近江・ほか 2 名, 機論, **52-479, B** (昭 61), 2518.
- (9) Iguchi, M., ほか 2 名, *Proc. Int. Symp. Fluid Control Measurement*, Tokyo, **2** (1985), 965.
- (10) 近江・ほか 2 名, 機論, **52-479, B** (昭 61), 2526.
- (11) Kirmse, R. E., *Trans. ASME, Ser. I*, **101-4** (1979), 436.
- (12) Rao, K., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **48** (1971), 339.
- (13) Blackwelder, R. F. and Haritonidis, J. H., *J. Fluid Mech.*, **132** (1983), 87.
- (14) Wang, J. S. and Tullis, J. P., *Trans. ASME, Ser. I*, **96-1** (1974), 62.
- (15) Byrne, J., ほか 2 名, *Proc. Inst. Mech. Eng.*, **184-39, Pt. 1** (1969-70), 697.
- (16) Reichert, J. K. and Azad, R. S., *Can. J. Phys.*, **54** (1976), 268.
- (17) Laws, E. E., ほか 2 名, *Proc. 2nd. Symp. Turbulent Shear Flows*, (1979), 4.6.
- (18) Klein, A., *Trans. ASME, Ser. I*, **103-2** (1981), 243.
- (19) 小橋・恩地, 航技研報告, TR-42 (昭 38).
- (20) 小橋・恩地, 航技研報告, TR-65 (昭 39).
- (21) Richman, J. W. and Azad, R. S., *Appl. Sci. Res.*, **28** (1973), 419.