回転直管内の乱流境界層における間欠的層流化現象*

西堀賢司^{*1}, 菊山功嗣^{*2}, 各務通記^{*3}

Intermittent Laminarization of a Turbulent Boundary Layer in an Axially Rotating Pipe

Kenji NISHIBORI, Koji KIKUYAMA, and Michinori KAKUMU

The laminarization phenomenon of the turbulent boundary layer in an axially rotating pipe was investigated experimentally by introducing an undeveloped flow into it. In the inlet region, the turbulence in the boundary layer was seen to be largely suppressed by the pipe rotation. However, this laminarized boundary layer tended to be unstable as the flow proceeded downstream, and intermittent large-scale bursts of turbulence occurred periodically. Measurements of the Reynolds stress components using conditional sampling techniques revealed that the bursts exert a positive torque around the pipe wall.

Key Words: Turbulence, Pipe Flow, Boundary Layer, Swirling Flow, Laminarization, Rotating Pipe, Burst

1. ま え が き

軸まわりに回転している直管内を通る流体は管から回転が与えられ、流れは三次元的となる。この種の流れの安定性については従来から多くの関心がもたれ、実験^{(1)~(5)}と理論^{(6)~(10)}の両面からある程度の研究がなされているが、その大部分は、回転管に入る流れが十分発達した飽和流れに対する時間平均について調べられたものである。

著者らはさきに、未発達の均一軸速度分布をもつ流れが回転管に流入した場合に対して実験を行い、入口助走部の層流境界層内には管の回転による不安定化作用でらせん渦列が発生し、高速回転時にはこの渦列により境界層の乱流への遷移が著しく早められることを明らかにした⁽¹¹⁾。しかし、回転管入口にステップリングを設けて境界層を乱流に遷移させると、その後の乱流境界層内では管回転の影響で乱れは減少し、下流方向への境界層の発達は遅れることが判明した⁽¹²⁾。このような乱れの減少は管壁から与えられた施回速度成分

に基づく遠心力の安定化作用⁽¹³⁾によるものであり、さらに管の回転速度を増すと、施回する層内では乱流と層流が間欠的に入り混じった複雑な流れとなることが可視化実験⁽¹⁴⁾から知られた。しかし、このような非定常な流れについての報告は、Cannon ら⁽²⁾の可視化実験でわずかに触られているにすぎず、その詳細はいまだ不明である。

本研究は未発達な流れを従来⁽¹²⁾より高い回転率で回転する直管内に導いた場合、その入口助走部で発達する乱流境界層における時間平均および条件付きサンプリングによる速度と乱れの測定から境界層の層流化現象とその非定常性を実験的に明らかにしたものである。

2. 記 号

a : 管内半径

d : 管内径 (100 mm) = $2a$

f : 周波数

$F(f)$: 乱れのスペクトル密度関数

H : 条件付きサンプリングのしきい値 [式(1)]

H_1 : 境界層の曲率を無視した場合の形状係数

$$= \frac{1}{\theta_{x1}} \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) dz$$

* 平成元年11月7日 流体工学部門講演会において講演、原稿受付 平成元年5月12日。

^{*1} 正員、大同工業大学 (〒457 名古屋市南区大同町2-21)。

^{*2} 正員、名古屋大学工学部 (〒464 名古屋市千種区不老町1)。

^{*3} 正員、トヨタ自動車(株) (〒470 豊田市トヨタ町1)。

N : 回転率 $= V_0/U_m$

Re : 軸レイノルズ数 $= U_m \cdot d/\nu$

Re_x : 助走レイノルズ数 $= U_m \cdot x'/\nu$

r : 半径距離 $= a-z$

U, V, W : x, y, z 方向の時間平均速度成分

u, v, w : x, y, z 方向の変動成分

u', v', w' : u, v, w の実効値 $= \sqrt{u'^2}, \sqrt{v'^2}, \sqrt{w'^2}$

u^* : 平均流方向に向けた熱線が感じる瞬時速度

U_e : 境界層外主流速度

U_m : 断面内平均流速

V_0 : 管壁の周速度

x : 回転管入口から管軸方向に測った距離

x' : 境界層前縁から管軸方向に測った距離

y : 基準子午面より円周方向に測った距離

z : 管壁から管中心方向に測った距離

γ : 乱流頻度

δ : 境界層厚さ

θ_x : 境界層の曲率を考慮した場合の x 方向運動

$$\text{量厚さ} = \int_0^{\delta} \frac{U}{U_e} \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) \frac{r}{a} dz$$

θ_{x1} : 流れを二次元と考えた場合の x 方向運動量

$$\text{厚さ} = \int_0^{\delta} \frac{U}{U_e} \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) dz$$

ν : 流体の動粘度

3. 実験の装置と方法

装置の概略は図1に示すとおりで、前報⁽¹¹⁾⁽¹²⁾に使用したものとほぼ同じである。送風機より送られた空気は整流筒を通りノズルにより絞られ、乱れ成分の低い(約0.3%)ほぼ均一な軸速度分布をもつ流れとなって回転管に入る。回転管は内径100 mmの鋼管で、内面はホーミング加工され水力学的に滑らかである。本報では回転管入口助走部の境界層を速やかに乱流に移させるため、図1に示すようにノズル出口に高さ3 mmのステップリングを設けた。流れの測定のため回

図1 実験装置の概略

転管の途中に長さ10 mmの静止管部分を設け、ここに開けられた小穴(直径3 mm)より熱線プローブの支柱を管路内に挿入した。この際、支柱を管壁の垂直線に対して約4°傾けて取付け、プローブ計測部を静止管の上流にくるように配慮した⁽¹⁵⁾。

条件付きサンプリングを含む流れの速度および乱れの測定には2種類の熱線プローブを用いた。一つは熱線を $x-y$ 面上に張ったI形プローブであり、他は3本の熱線を組合せたプローブで、そのうち2本を $x-y$ 面でX形に、残りの1本を $x-y$ 面に対して約45°の斜めに張ったものである。この3本の熱線からの出力信号をパーソナルコンピュータで同時サンプリングし、A/D変換を行ったデータをもとに名古屋大学大型計算機で連立非線形方程式を解いて瞬時速度の3成分 $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{W}$ を求めた。実験は回転管入口から測定断面までの距離を $x/d=2.7(A) \sim 48.5(G)$ に選び、軸レイノルズ数が $Re=2 \times 10^4$ および 3.5×10^4 、回転率が $0 \leq N \leq 2.5$ の範囲で行った。しかし Re 数による定性的な差異は認められなかったので、結果はすべて $Re=2 \times 10^4$ の場合を示す。

4. 実験結果および考察

4.1 平均速度分布 図2は管静止時、すなわち $N=0$ の場合に回転管入口から異なる距離 x の断面における境界層の時間平均速度分布を示す。軸速度 U は主流速度 U_e で、また壁からの距離 z は流れを二次元と考えた場合の軸方向の運動量厚さ θ_{x1} で無次元化してある。すべての断面 $x/d=2.7 \sim 48.5$ において速度分布 U/U_e は実線で示す Nikuradse の十分発達した管内乱流の分布形状 ($Re=2.3 \times 10^4$) にほぼ一致し、管入口のステップリングによって回転管入口直後の断面 $x/d=2.7$ においてすでに乱流となっていることがわかる。

図2 管静止時における時間平均速度分布

図3は管を回転率 $N=1$ で回転させた場合であり、 $N=0$ のときに比べ軸速度分布 U/U_e は、下流へ行くにつれて破線で示す層流の分布形状に近づいている。しかし、 $x/d > 18.5$ の下流では再び乱流の分布形状へ戻る傾向を示している。一方、周速度 V/V_0 の分布は回転管の入口に近い領域 $x/d \leq 9.7$ では増速の割合が大きい、下流の領域 $x/d > 9.7$ では小さくなっている。

4.2 運動量厚さ 図4は軸方向の運動量厚さ θ_x の下流への変化を示し、回転管内の乱流境界層の発達状況を調べたものである。横軸には境界層前縁からの軸方向距離 x' (ノズル内部の仮想助走距離 $1.5d$ を含む) と断面内平均流速 U_m に基づくレイノルズ数 $Re_{x'}$ ならびに x/d の両方にとってある。管を回転させ $N=0.5, 1$ とすると、 θ_x の下流方向への増加が著しく抑えられるのがわかる。この事実は、管の回転により入口助走部における乱流境界層の発達が抑制されることを示すものであるが、さらに管の回転を高めても、 $1 \leq N \leq 2.5$ では N による θ_x の変化は小さく、 θ_x は下流方向にほぼ直線的に増加する。なお管静止時 ($N=0$) の場合、 θ_x は入口から距離 $x/d \approx 20$ で最大値をとるが、

図3 回転時の平均速度分布

図4 運動量厚さ θ_x の下流方向への変化

これは管内が乱流境界層で覆われる際の速度分布のオーバーシュート⁽¹⁶⁾によるものである。

4.3 形状係数 図5は時間平均の軸速度分布から求めた形状係数の下流方向への変化を示す。形状係数として境界層の曲率を無視した H_1 を用いると、理論計算により求めた層流時の H_1 は静止管助走部の全域にわたっておよそ $H_1=2.5$ の値をとる⁽¹⁴⁾、比較のためこの値を図5中に破線で示す。 $N=0$ および $N=0.5$ では H_1 は下流方向にほぼ一定な値を示しているのに対し、 $N \geq 1$ の高回転では回転管に流入すると急激に増加する。これは、乱流境界層が入口直後で急激な周方向の加速度を受けて安定化作用が顕著に現れ、流れが層流化するためと考えられる。 N が増すにつれて H_1 の値は増加するが、入口からある距離で H_1 の値は最大となり、それよりさらに下流では漸減している。この結果は図3の軸速度分布 U/U_e の結果とよく対応している。

4.4 速度変動の波形 回転管内の乱流境界層が層流化する事実は速度変動の波形からも確かめることができる。図6(a)、(b)は、回転率 $N=1, 2$ の場合の回転管入口から異なる断面における速度変動を示す。これらの波形はI形熱線を管壁近傍の $z/\delta=0.1$ (境界層の内層内) に設置し、動作部を流れの平均流方向に向けて得た変動速度 u^*/U_e を示す。

図6(a)に示す $N=1$ の場合、回転管入口直後の断面 $x/d=2.7$ では乱流特有の乱れが大きい、下流に行くにつれて変動の振幅は小さくなり、断面 $x/d=9.7$ では乱れは極めて小さく、流れは層流化していることがわかる。しかしその下流の断面 $x/d=18.5$ では速度の波形は非定常となり、突発的な乱流塊(以後バーストと呼ぶ)を伴う間欠的な流れとなっている。さらに下流の断面 $x/d=28.5$ ではバーストは周期的に現れるようになり、その周期性は下流へ行くほど明確で、乱流塊はほぼ一定な周期をもって下流に流れていく。その際、乱流部分における乱れの振幅は $18.5 \leq x/d \leq 48.5$ の領域においては下流に行くにつれて大きくなる傾向

図5 形状係数 H_1 の下流方向への変化

を示す。これは下流に行くにつれて旋回速度成分が飽和するため周方向の加速度による安定化作用が弱まること、および境界層厚さが増すことにより再び不安定となり、変動が増すものと考えられる。

図6(b)は管の回転速度を増し $N=2$ とした場合の波形を示す。 $N=1$ の場合〔図6(a)〕と比べると、回

図6 速度変動の波形

転管入口に近い断面 $x/d=5.7$ において流れはすでに層流化の影響を受けて非定常な状態になっている。この流れの様子は下流の断面 $x/d=18.5$ に至るまで大きな変化はない。しかし、さらに下流の断面 $x/d=28.5$ では、層流化した乱れの小さい流れの中に周期的なバーストの発生がみられる。さらに下流に行くにつれて、バーストの周期はやや長くなり、バースト部分における速度変動は大きくなる傾向を示す。

4.5 パワースペクトル分布 図7は図6(a)で示した速度変動のパワースペクトル分布を示す。横軸に周波数 f 、縦軸にスペクトル密度関数 $F(f)$ をとる。回転管入口直後の断面 $x/d=2.7, 5.7$ におけるスペクトル分布 $F(f)$ は、すでに乱流特有のなだらかな分布 ($N=0$, 波線) とは異なり、低周波成分が減少し高周波成分が増大した平坦な形状となる。しかし、その下流の断面 $x/d=9.7$ における $F(f)$ の分布はスパイク状となり、層流時に似た分布形状をとる。さらに下流の断面 $x/d \geq 18.5$ では、低周波域(約2 Hz)に強いスペクトルを示すピークが生じる。この $F(f)$ のピークはバーストの周期性を表すものであり、バーストの周期は下流へ行くほど明確になることが認められる。以上の結果は速度変動の波形〔図6(a)〕とよく対応している。また流れの層流化が顕著となる $9.7 \leq x/d \leq 48.5$ の領域では、約2 Hzのバースト周波数のほかにおよそ100 Hzにおいても比較的強いスペクトルが現れる。これは著者らの先の実験⁽¹¹⁾で層流境界層が管の回転によって不安定となる際に生じるらせん渦列の周波数とほぼ同一であり、層流化した流れの中に同様な規則的渦が発生していることが考えられる。

図8はバーストの特性を調べるため、最下流の断面 $x/d=48.5$ の管壁から異なる距離 $z/\delta=0.1, 0.3$ に置い

図7 回転率 $N=1$ の場合のパワースペクトル分布

た2本の熱線による軸方向速度の同時出力波形を記録したものであり、回転率 $N=1$ の結果である。2本の熱線出力波形にみられるバーストはほとんど同時に現れている。これにより、層流化した流れの中のバーストは時間平均の速度分布には無関係で、境界層内を乱流塊となって下流に伝わるのがわかる。この現象は十分発達した乱流が回転管に流入した場合の入口助走部において著者らが行った可視化実験⁽¹⁴⁾によっても確かめられている。

4・6 バーストを含む乱流頻度 流れの層流化の程度を表すものとして、流れにおける乱流部分(バーストを含む)の時間的割合、すなわち乱流頻度を調べてみた。図9は回転率 $N=1$ のとき最下流の断面 $x/d=48.5$ の管壁からの距離 $z/\delta=0.1$ において三本熱線プローブにより測定した瞬時の速度3成分とレイノルズ応力3成分の同時出力波形を示す。6成分ともによくバーストに対応した変動を示しており、特にレイノルズ応力成分 $-uv$ が顕著である。このため時間間隔 $\Delta t=0.3$ ms で測定した瞬時のレイノルズ応力 $c_j = (-uv)_j / U_e^2$ の微係数を

$$\frac{dc_j}{dt} = \frac{-2c_{j-2} - c_{j-1} + c_{j+1} + 2c_{j+2}}{10\Delta t}$$

で求め⁽¹⁷⁾、この絶対値がしきい値 (3 s^{-1}) を越えたときに乱流部が検出されたとした。そしてこの検出周波数が 200 Hz 以上(時間間隔で 5 ms 以下)のときを連続した乱流塊であるとした。このようにして検出されたバースト部分を図9中に直線で示してあり、バーストが規則的であることがよくわかる。

図10は以上のようにして求めた乱流頻度 γ の下流方向への変化を示す。管静止時および回転率の低い $N=0.5$ では、 γ の値は下流方向へほとんど変化せず、 $\gamma \approx 1$ のままである。回転率を増し $N=1$ とすると、回転管に入った流れは急激に層流化し、乱流頻度 γ は入口に近い断面 $x/d=9.7$ において著しく小さい値 $\gamma \approx 0.2$ となる。しかし、下流へ行くにつれ γ の値は再び大きくなり、下流の領域 $30 < x/d < 50$ ではおよそ $\gamma \approx 0.5$ となる。さらに回転率を増し $N \geq 2$ とすると、 $N=1$ の場合に比べて下流の断面 $x/d=18.5$ において γ は最小値をとるようになる。そして下流でわずかに増加し、 $30 < x/d < 50$ で γ の値はほぼ一定値 0.25 となる。これらのことから、高速で回転する直管内で発達する乱流境界層内の流れは、入口近くで管回転による安定化作用を受けて層流化するが、下流に行くにつれて再び不安定となり、一定な乱流頻度 γ をもつ間欠的な流れとなるものと考えられる。

4・7 条件付きサンプリングによる速度分布 図11は回転率 $N=1$ のとき、最下流の断面 $x/d=48.5$ において条件付きサンプリングを行って求めたバースト時と非バースト時の速度分布を時間平均分布とともに示す。軸速度 U/U_e と周速度 V/V_0 の分布はともにバースト時と非バースト時で大きな差はなく、層流(破線)と乱流(一点鎖線)の中間の分布形状をとる。通常、境界層が層流から乱流へ遷移する過程では、不規則な乱流はん点(Turbulent spot⁽¹⁸⁾)が発生し、その軸速度

図8 管壁から異なる距離に置かれた2本の熱線の同時出力波形

図9 乱れとレイノルズ応力の波形

図10 乱流頻度 γ の下流方向への変化

分布は層流時の分布とは異なる乱流時の分布となり容易に判別できる。しかし、本実験における層流化した流れの中に生じる乱流塊(バースト)は、境界層の遷移領域にみられる速度分布の急激な変化を伴う Turbulent spot とは異なることがわかる。

4.8 条件付きサンプリングによる乱れの分布

図 12(a), (b)は回転率 $N=2$ のとき、断面 $x/d=48.5$ における乱れ強さとレイノルズ応力の分布を条件付きサンプリングによりバースト時と非バースト時に分けて示したものである。図 12(a)は乱れ強さとして変動速度成分の実効値 u', v', w' を無次元化して示してある。比較のため管静止時($N=0$)の分布を破線で示す。管の回転により、非バースト時の乱れ3成分は管静止時に比べて大きく減少し、境界層内でも同程度で、ほぼ一定な値をとる。一方、バースト時の乱れは非バースト時に比べ著しく大きく、特に周方向の乱れ v' は、管静止時よりも増大して境界層のほぼ中央($z/\delta \approx 0.5$)で最大値をとる。このことからバーストは境界層厚さと同程度の規模の渦塊であると考えられる。

図 12(b)はレイノルズ応力3成分の分布を無次元値で示す。管軸に垂直な断面に働く応力 $-\overline{uv}/U_e^2$ の非バースト時の分布は、管静止時と同じく境界層内ではほぼ零である。しかし、バースト時には境界層のほぼ中央を境にして管壁付近では正、管中心に近い領域では負となる傾向を示す。軸方向のせん断応力成分 $-\overline{uw}/U_e^2$ は、非バースト時のみならずバースト時においても管静止時(破線)に比べて著しく小さくなる。特に管壁近傍で小さな値をとることから、バーストによる乱れ運動が壁面せん断応力に及ぼす影響は小さいことが知られる。一方、周方向成分 $\overline{vw}/U_e^2$ の値は、非バースト時には管静止時と同じくほぼ零であるが、バースト発生時には管壁付近で負となることが注目される。これは、バーストが発生すると、管壁近傍の

流れは管の回転を助ける方向にトルクを及ぼしてエネルギーを放出することを意味する。

バースト発生時の管壁近傍において v と w に強い負の相関があることは、低角運動量の流体が壁面近傍から管中央へ向かう場合($v < 0, w > 0$)と、高角運動量の流体が管壁方向に移動する場合($v > 0, w < 0$)が

(a) 乱れ強さ

(b) レイノルズ応力

図 11 条件付きサンプリングによる速度分布

図 12 条件付きサンプリングによる乱れの分布

考えられる。図 13 は、この構造を調べるため $z/\delta=0.1$ においてパースト時にサンプリングした v, w の無次元値をプロットしたものであり、負の相関がみられる。ここで、 v, w 平面を 4 象限に分類し、局所レイノルズ応力 $\overline{vw}$ に寄与する各象限の割合 $(\overline{vw})_i/\overline{vw}$ をしきい値 H を変えて求めてみた。ただし添字 i は第 i 象限 ($i=1, 2, 3, 4$) を示し、しきい値 H は次式で定義した⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾。

$$H = |\overline{vw}|/v'w' \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 v', w' はそれぞれ v と w の実効値であり、 H を変化させた場合、 $(\overline{vw})_i/\overline{vw}$ は次式で表される。

$$\frac{(\overline{vw})_i}{\overline{vw}} = \frac{1}{\overline{vw}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T v(t)w(t)I_i(t, H)dt, \quad (i=1, 2, 3, 4) \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 $I_i(t, H)$ は間欠関数で、次式で表される。

$$I_i(t, H) = \begin{cases} 1: v, w \text{ 平面の第 } i \text{ 象限で } |v(t)w(t)| > Hv'w' \\ 0: v, w \text{ 平面の第 } i \text{ 象限で } |v(t)w(t)| \leq Hv'w' \end{cases} \dots\dots\dots (3)$$

したがって、 $H=0$ のときは $\sum_{i=1}^4 (\overline{vw})_i/\overline{vw} = 1$ となる。

図 14 は、最下流の断面 $x/d=48.5$ の管壁からの距離 $z/\delta=0.1$ におけるパースト時の v, w 値に対して、しきい値 H を変化させた場合に式 (3) により条件付きサンプリングして求めた各象限のレイノルズ応力への寄与割合を示す。一般に図 3, 11 に示すような周速度分布をもつ流れにおけるレイノルズ応力 $\overline{vw}$ は、第 1 象限 ($v>0, w>0$) または第 3 象限 ($v<0, w<0$) の変動が支配的となり、正の相関をとるはずである⁽¹²⁾。しかし、図 14 からは第 1, 第 3 象限のレイノルズ応力

への寄与は小さく、 $H>1$ ではほぼ零となるのに対して、第 2 象限 ($v<0, w>0$) および第 4 象限 ($v>0, w<0$) による寄与が大きいことがわかる。特に第 4 象限の寄与が大きく、これは角運動量の大きな流体が管壁方向に持ち込まれることを意味する。また、しきい値を大きな値 $H=5$ としても、第 2 象限と第 4 象限の変動によるレイノルズ応力への寄与は同程度で大きいことから、本実験のパーストは極めて大規模な構造の渦塊であることがわかる。

5. 結 論

未発達の流れを軸まわりに回転している直管内に導き、その入口助走部で発達する乱流境界層に対して、条件付きサンプリングを含む速度および乱れの測定から境界層の層流化現象とその非定常性について以下のことを明らかにした。

(1) 回転管入口助走部の乱流境界層は管の回転による安定化作用で乱れが減少して層流化するが、下流ではパースト(乱流塊)が発生して乱れの少ない層流状の流れに乱流が混在する間欠的な流れとなる。

(2) このパーストは入口に近い領域では不規則であるが、下流に行くにつれて規則的となり、その速度変動は大きくなる。

(3) 層流化した流れにおけるパーストの発生は、境界層の中央 ($z/\delta \approx 0.5$) で特に周方向の乱れ v' の増加を伴う。

(4) パーストが発生しても、軸方向のレイノルズせん断応力 $-\overline{uw}$ は極めて小さい。また周方向のせん断応力 $\overline{vw}$ は管壁近傍で負となり、パーストは管の回転を助ける方向にトルクを及ぼしてエネルギーを放出する。

(5) 軸速度と周速度の分布はともにパースト時と非パースト時で大きな差はなく、層流と乱流の間での分布形状をとる。

(6) 層流化した流れにおいてパースト周波数よりも高い周波数の速度変動成分をもつ渦の発生がみられ

図 13 v, w 平面上の値としきい値 H
($N=2, x/d=48.5, z/\delta=0.1$)

図 14 レイノルズ応力 $\overline{vw}$ への寄与

る。

最後に、実験装置の製作にあたり協力をいただいた名古屋大学水力実験室の村上初男技官、および実験に協力していただいた当時卒研生の沖 恭弘、水谷利彦両君に感謝の意を表す。

なお、本研究は文部省科学研究補助金〔一般研究(c)〕の援助を受けて行われたものである。

文 献

- (1) White, A., *J. Mech. Eng. Sci.*, **6**-1(1964), 47.
- (2) Cannon, J. N. and Kays, W. M., *Trans. ASME, Ser. C*, **91**-1(1969), 135.
- (3) Nagib, H. M., ほか 3 名, *Phys. Fluids*, **14**-4(1971), 766.
- (4) 村上・ほか 4 名, 機論, **42** 358(1976), 1784.
- (5) 山田・ほか 2 名, 機論, **51** 461, B(1985), 34.

- (6) Lavan, Z., ほか 2 名, *Phys. Fluids*, **12**-9(1969), 1747.
- (7) Pedley, T. J., *J. Fluid Mech.*, **35**-1(1969), 97.
- (8) Mackrodt, P. A., *J. Fluid Mech.*, **73**-1(1976), 153.
- (9) 菊山・ほか 3 名, 機論, **48**-432, B(1982), 1431.
- (10) 平井・ほか 2 名, 機論, **52**-476, B(1986), 1608.
- (11) 菊山・ほか 3 名, 機論, **50**-460, B(1984), 2918.
- (12) 菊山・ほか 3 名, 機論, **48**-429, B(1982), 896.
- (13) Rayleigh, Lord., *Proc. R. Soc., Ser. A*, **93**(1916), 148.
- (14) 西堀・ほか 2 名, 機論, **52**-481, B(1986), 3215.
- (15) 西堀・ほか 2 名, ターボ機械, **13**-6(1985), 321.
- (16) 菱田・ほか 2 名, 機論, **42**-358(1976), 1794.
- (17) Savitzky, A. and Golay, M. J. E., *Anal. Chem.*, **36**-8(1964), 1627.
- (18) Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*, 7th ed., (1979), 454, McGraw-Hill.
- (19) Lu, S. S. and Willmarch, W. W., *J. Fluid Mech.*, **60**-3(1973), 481.
- (20) 菱田・長野, 機論, **47**-413, B(1981), 50.

討 論

〔質問〕 井 口 学〔大阪大学工学部〕

(1) パーストは壁からの距離がどの程度の位置で初生するのか。またその前縁と後縁の軸方向伝ば速度はどの程度か。

(2) 結論(2)に、「パーストは入口に近い領域では不規則であるが、下流へ行くにつれて規則的となり…」とあるが、入口近くで発生したパーストが下流へ流れていくにつれて規則的になるのか。それとも入口近くと下流側のパーストは別のものか。

〔回答〕 (1) 本実験ではパーストが初生する位置は確認できなかったが、著者らの先の可視化実験⁽¹⁴⁾において本実験よりもさらに高速で回転させると、Cannon ら⁽²⁾によっても指摘されているように、パーストは旋回する層と管中心部の非旋回コアとの間で生じるのが観察できた。またパーストの前縁と後縁は短い距離ではほぼ同じ速度で下流に伝わるが、その値については今後明らかにしたいと思う。

(2) 上流の層流化した流れの中で発生するパーストは、初め高周波を含む多くの周波数成分を含むが、下流に行くにつれて流れに固有の周波数が卓越し、より規則的になると考えられる。

〔質問〕 山 田 豊・今 尾 茂 樹

〔名古屋工業大学〕

(1) 壁面近傍、たとえば $z/\delta=0.1$ において周方向レイノルズ応力 $\overline{VW}$ が負となり、管の回転方向にトルクが作用すると述べられているが、壁面上では変動速度は零であり $\overline{vw}$ も零のはずである。速度分布は図

付表 1

x/d	2.7	5.7	9.7	18.5	28.5	38.5	48.5
$\delta(\text{mm})$	20	25	28	30	32	34	36

11 のように壁近傍で剛体回転より小さいのであるから、パースト時でも管壁には回転方向のトルクは作用しないと考えるがいかがか。

(2) 図 6 に示されているパーストの周期は管の回転周期よりも著しく長くなっている。ある時刻におけるパーストの空間的構造はどのようなものと考えられるか。

(3) x/d のそれぞれの値における δ の値はいくらか。

〔回答〕 (1) 周方向のせん断応力は $\tau_y = \mu r \partial(V/r)/\partial z - \rho \overline{vw}$ で表される。第 2 項のレイノルズ応力成分は、ご指摘のように壁面上では $\overline{vw}=0$ だが、壁面から離れた $z/\delta=0.1$ では第 1 項に比べて支配的となることから、 $\overline{vw}<0$ の流れは管の回転方向にトルクを及ぼすと考えられる。また第 1 項の速度こう配によるせん断応力成分は壁面近傍のごく薄い層（粘性底層）で優位となるが、今回は測定しておらず、図 11 の周速度分布の管壁近傍の形状は不適切かもしれない。

(2) ご指摘のようにパーストの周期が管の回転周期よりも長いことから、このときのパーストは旋回する層の断面内で一様に分布し、図 8 の結果からも軸方

向にある長さをもつ乱流塊であると考えられる。このことは著者らが先に行った可視化実験⁽¹⁴⁾によっても確かめられている。

---

(3) $N=1$ の場合, 各断面位置における δ の値は付表 1 のとおりである。