リングかく乱を受けた円管内乱流の平均流場の測定*

西 茂夫^{*1}, 宇都宮 浩司^{*1}, 大坂 英雄^{*2}

Mean Flow Measurements behind an Attached Ring-Type Manipulator in Turbulent Pipe Flow

Shigeo NISHI, Koji UTSUNOMIYA and Hideo OSAKA

The response of a fully developed pipe flow to an attached ring-type manipulator with rectangular cross section was investigated by measuring the mean velocity profiles. The ring-type element has a height of 0.14 times the pipe radius and was positioned rigidly in a 99.8-mm diameter, smooth-walled, circular pipe in which air was flowing at Reynolds number of 6.2×10^4 . The results indicate that the flow in the core is significantly perturbed and the return of the flow to a self-preserving state without disturbance has been achieved at about 960 times the manipulator height. Furthermore, near the reattachment point, the mean velocity profile in the core region of the pipe is much more uniform and the velocity gradient is steeper near the wall than in a smooth pipe, indicating enhanced mixing. The boundary layer characteristics, such as the skin friction coefficient and boundary layer thickness are also altered in the streamwise direction upon a pulsewise disturbance.

Key Words: Pipe Flow, Mean Velocity, Ring-Type Manipulator, Turbulent Flow, Relaxation Process

1. 緒 言

本研究は十分発達した円管内乱流において、内壁面に設置した単独かく乱リングによりパルスのかく乱を与えた場合、円管内流れの平均流構造が変化する様子と平衡状態への緩和過程を調べることを目的とする。このような緩和過程において得られた測定データは、初期条件および境界条件が明白であるので、数値流体力学の乱流モデルの試行計算で有用となる。一方、実験においてはかく乱導入の背後において、それによる影響の程度や領域を評価したり、変形後の再調整過程に含まれる一連の現象を正確に記述する際に有用となる。

この種の研究では、過去の論文⁽¹⁾⁽²⁾によると導入するかく乱はステップ的かく乱(例えば壁面条件が滑面から粗面、あるいは粗面から滑面へ変化する場合のかく乱)とパルスのかく乱(例えば境界層中の壁面に垂直に配置された単独平板によるショートステップ的かく乱)に分類⁽³⁾されている。また、それぞれかく乱の導入

目的の差異(乱流制御、工学的応用等)により、調査された流れ場が異なる。本研究と関連する円管流中に導入したかく乱に限ると、Siuruら⁽⁴⁾の一定間隔で配置したリングをもつ流れ、単独リングを挿入したLoganら⁽⁵⁾、Bullockら⁽⁶⁾によるもの、V字形リブレットの適用⁽⁷⁾あるいは流量計測用装置等の報告がなされている。しかしながら、円管流が流体工学上基本的流れ場であるにもかかわらず、かく乱を導入した場合の抵抗の評価や離れを伴う近傍の流れ場を詳細に測定するのが困難であるため、緩和過程に関し調査された報告は案外少ない。また実験室の規模の制約から、十分発達した円管流について十分下流域まで測定するのが困難なことが多い。これらの点から、視点を変えて十分長い管路についてかく乱を導入した流れ場の緩和過程を調べることは意義があると思われる。

そこで本研究では、平板乱流境界層と比べ(1)順圧力こう配が付加されている、(2)十分発達した流れ場では速度分布が変化しない、(3)主流がなくエントレインメント機構が存在しないなどの特徴をもつ円管内乱流において、かく乱による制御から内部乱流混合機構を明らかにすることを試みた。かく乱源として単独リングによるパルスのかく乱を与えた場合、リングの抵抗によるエネルギー損失の増加があるもの

* 平成5年10月2日 第71期全国大会講演会において講演、原稿受付 平成6年7月25日。

^{*1} 正員、広島工業大学工学部 (〒731-51 広島市佐伯区三宅2-1-1)。

^{*2} 正員、山口大学工学部 (〒755 宇部市常盤台2557)。

の、流れの縮流・はく離による乱流構造の変化から内部混合あるいは乱れ発生機構を考察できる点に注目した。また、工業上も各種配管システムの設計、熱交換器のフィン周りの流動、乱れ生成体背後の流れの制御等と関連し重要である。具体的には、十分発達した円管内乱流中に正方形断面をもつ単独リングをかく乱源として導入した。リング寸法は内層をかく乱するのに十分な高さとして、 h/R (h : リング高さ, R : 管半径) = 0.14 とした。測定範囲は $900h$ の下流までを対象とした。

2. 実験装置および方法

2.1 実験装置および座標系 実験装置の概略、用いた主要記号および座標系を図1に示す。本管内流装置は室温および湿度がそれぞれおよそ 22°C , 50% RH に管理した実験室内に設置されている。測定管路は直径 $D \approx 99.8$ mm, 長さ約 1 m の透明アクリル樹脂製円管をフランジで接続して構成した全長約 14 m の円管である。流れは送風機、入口タンク (開口比 $\beta = 0.64$ のスクリーン 3 枚を設置)、入口ノズル (R 50 の四分円形状) より供試円管に流入する。入口ノズル終端部に $\phi 0.8$ mm の黄銅製トリップリングを設置している。また管路終端には長さ約 0.5 m の円すいディフューザを設けている。速度測定はピトー管 (外径約 0.8 mm, 先端部は 0.2×0.8 mm の長方形に整形)、静圧管および壁面静圧孔 (孔径 $\phi 0.5$ mm) を用いた。壁面静圧孔は流れ方向の壁面圧力の測定にも利用した。また、壁面せん断応力はプレストン管 (外径約 0.8 mm, 内外径比 0.56) を用い、Patel の式⁽⁸⁾を利用して算出した。なお、計測中利用しない壁面圧力孔は漏れを防ぐため栓をした。

座標は図1に示すように、かく乱リング先端より流れ方向 x_0 を、管の内壁より管中心方向に y , 逆に管中

図1 実験装置、主要記号および座標系

心より管壁方向に r とした。管の半径は $R = D/2$ (D は管直径) である。

2.2 実験条件 実験は管径レイノルズ数 $Re = U_a D / \nu = 6.2 \times 10^4$ の一定で行った。ここで、 U_a は断面平均速度でおよそ 9 m/s であり、流量 Q は入口ノズル法で求め算出した。 ν は空気動粘度を表す。比較対象としたかく乱リングがない場合の測定は $Re = 7.0 \times 10^4$ で行った。両条件で管径レイノルズ数が異なるのは、入口タンクと大気圧との差圧をほぼ同じに保ったためである。なお、このレイノルズ数の差の影響は、本研究の範囲では速度分布に生じていない。

2.3 かく乱リング かく乱リング (以後、MR と略記) は、高さ h および幅 w とも 7 mm の正方形断面をもつ黄銅製で、ノズル先端より 7 073 mm の位置 ($X/D = 70.9$) に、フランジに挟み込む形で挿入した。この位置は MR がない場合、流れは十分に発達している (図示していないが壁法則表示による速度分布、管摩擦係数分布による検証) ことを確認した。かく乱リング高さ h は、円管内境界層厚さ (管半径 R に相当) の内層厚さの範囲内の寸法に限定した。すなわち、 $h/R = 0.14$ であり、 $u_\tau h / \nu \approx 240$ (u_τ は摩擦速度) である。また、円管断面積に対するかく乱リングの面積の縮小割合は 26% である。なお、導入したかく乱リングに作用する流体力の評価は付録で述べる。

2.4 各境界層特性値の計算式 本研究は円管流のため、境界層特性値の計算式は二次元平板境界層で知られている式とは若干異なる。そこで、下記に算出した定義式を掲げておく⁽⁹⁾。

(1) 排除厚さ:

$$\delta_1 = R - \left[R^2 - \frac{2}{U_c} \cdot \int_0^R (R-y)(U_c - u) dy \right]^{1/2}$$

ここで、 U_c は中心速度である。

(2) 運動量厚さ:

$$\delta_2 = R - \left[R^2 - \frac{2}{U_c^2} \cdot \int_0^R (R-y)u(U_c - u) dy \right]^{1/2}$$

(3) エネルギー厚さ:

$$\delta_3 = R - \left[R^2 - \frac{2}{U_c^3} \cdot \int_0^R (R-y)u(U_c^2 - u^2) dy \right]^{1/2}$$

(4) 形状係数: $H = \delta_1 / \delta_2$

(5) クラウザーの形状係数:

$$G = \frac{1}{\Delta} \frac{1}{R} \int_0^R r \left(\frac{U_c - u}{u_\tau} \right)^2 dr \\ = (2/C_f)^{1/2} \left[\frac{H - 1 + (\delta_1 - \delta_2)/(2R - \delta_1)}{H} \right]$$

ここで、 $(\delta_1 - \delta_2) \ll (2R - \delta_1)$ とすると $G = (2/C_f)^{1/2} [(H - 1)/H]$ となる。なお Δ はロッタの長さ尺度⁽¹⁰⁾ であり、 $\Delta = U_c \cdot \delta_1 (1 - \delta_1 / 2R) / u_\tau$ と定義できる。

(6) 局所壁面摩擦係数: $C_f = 2\tau_w/\rho U_c^2$

3. 結果および考察

3.1 全体的流れ場 図2に壁面静圧分布を示す。縦軸は無次元壁面静圧係数 $C_p = 2\Delta p/\rho U_a^2$ (Δp は局所静圧と基準静圧との差, ρ は密度)を, 横軸は管直径 D で無次元化したかく乱リング前面から測った流れ方向位置を示す。なお, 基準静圧はノズル入口後1Dの距離とした。図2中破線で示したMRがない場合(非かく乱の場合とも呼ぶ), 壁面摩擦のため C_p の値は流れ方向に直線的に降下している。このとき, 管摩擦係数は $\lambda \approx 0.019$ であった。この Re 数の場合, プラジウスの式またはカルマン・ニクラゼの式から計算されるそれは $\lambda \approx 0.019$ であり, 一致している。

MRがある場合, C_p の値はMRの直前の $x_0/D = -0.5$ の位置から増加し, MR直後で著しく減少している。MRの背後およそ $0.3D$ まで一定の値を示した後 C_p の値は増加し, その後若干オーバーシュートする。その後, C_p の値は再び直線的に降下している。流れ場の測定最下流付近ではMRがない場合と C_p 分布の下流方向変化はおおむね一致している。 λ の値はMRの前方および十分後方位置では $\lambda \approx 0.020$ であり, Re 数の値が若干異なるものの非かく乱のときのそれと一致している。

図3に管中心位置の最大速度 U_c の流れ方向変化を示す。縦軸は断面平均速度 U_a で無次元化している。図3中にMRがない場合の値も破線で表している。なお,

図2 壁面静圧分布

図3 中心線上の最大流速の流れ方向変化

図3以降では, 横座標が x_0/D である図において, いずれも $x_0/D=0$ 付近, すなわちMR近傍付近を拡大表示している。 U_c/U_a の値はMRの位置付近で縮流により著しく増加する。 U_c/U_a の値が最大値をとる位置は $x_0/D=0.4$ である。その後流れの拡大に伴い U_c/U_a の値は急減少し, $x_0/D=5$ 付近で非かく乱の場合よりアンダシュートした後, $x_0/D=10$ 付近で極小値をとる。さらに $x_0/D \geq 50$ の領域でMRなしの値に接近する。本測定最下流断面では, 両者の値は一致しており $U_c/U_a=1.22$ であった。なお, 速度分布が $1/7$ 乗則に従うとすると $U_c/U_a=1.22^{(11)}$ であり, また十分発達した流れ場の摩擦係数との関係から計算される値⁽¹²⁾も, $U_c/U_a=1+3A/2 \cdot (f/2)^{1/2}=1.22$ (ここで $A=2.5$, f はファニングの管摩擦係数)であった。

3.2 半径方向速度分布 図4に半径方向速度分布 ($u/U_c \sim y/R$, 壁面から y の位置の速度 u)の流れ方向変化を代表断面について示す。かく乱リングの近傍では離層領域が存在するため, その領域のデータは削除している。かく乱リングの上流 $x_0/h = -7.6$ ($x_0/D = -0.5$)の位置では通常の十分発達した管内流の速度分布をしており, 図4中破線で示した非かく乱の場合の結果と同一である。MRの先端および後端位置

図4 半径方向平均速度分布

($x_0/h=0$ と 1.0) ではリングの直上方で速度のピークを示す。これはリング通過時の流れの縮流によるはく離せん断層の増速のためである。このような分布傾向を示すのは、管内流のみではなく、他の壁面乱流でも単一粗さによるかく乱直後で見られる⁽¹³⁾。この増速に伴い半径方向速度分布は一様化している。下流に行くに従いこの速度のピークを示す位置は管中心方向に移動していき、 $x_0/h=4.0$ ($x_0/D=0.3$) までみられる。 $x_0/h=8.2$ ($x_0/D=0.6$) になると、MR 前縁端から形成されるはく離領域はみられず、この付近のすぐ上流で流れは再付着しているものと思われる。確認のため実施したタフト法による可視化から、管壁での再付着点は $x_0/h=7.9\sim 8.6$ の間にある。Logan ら⁽⁵⁾ の同種の実験でも MR の背面より MR 高さのおよそ 8 倍下流で再付着点を見いだしており、本結果とほぼ同様である。なお、 $x_0/h=8.2$ では $y/R=0.1\sim 0.2$ の範囲で速度分布形状は変曲点をもつ。この変曲点をもつ速度分布はかく乱直後の流れ場でよく見かけられる⁽¹⁴⁾ のものであり、はく離せん断層の急激な広がりに基づくものである。このような変曲点をもつ速度分布は $x_0/h=48.2$ の位置までみられ、変曲点をとる高さは下流ほど高くなっている。これははく離せん断層の管中心方向への広がりを示すものである。さらに下流に行くにつれ流れは再発達していくが、その過程において内層領域で増速傾向(図 4 中特に $x_0/h=96.2, 140.1$ の分布)をいったんとる。ここは管中心速度が非かく乱の場合よりアンダシュートが著しい領域に相当する。この壁面領域で示す増速傾向も緩和過程の境界層における特徴⁽¹⁴⁾ である。その後下流に向かい回復していき、測定最下流の $x_0/h=960.2$ ($x_0/D=67.4$) の位置では MR なしの速度分布と一致する。

再発達過程の半径方向速度分布の特徴を調べ、また

図 5 再発達過程の平均速度分布

Logan ら⁽⁵⁾ の結果 ($Re=5\times 10^4$) と比較するため、 $x_0/h<100$ の範囲について図 5 に速度分布を片対数表示で示す。完全に発達した管内流では対数速度分布の成立が知られており、このような検討は流れ場の変化過程を調べるうえで有効である。結果をみると、Logan ら⁽⁵⁾ も述べているように、再付着点直後の $x_0/h=8.2$ で速度分布は二つの曲折点をもつ形状をしており、半径方向領域を三つに分類できるようである。この中で速度こう配が大きい中間の領域は下流に行くに従い狭くなり、一方壁近傍の対数直線速度分布の領域が広がっていく。これはかく乱の直後から緩和過程において、対数速度分布が壁面近傍の粘性底層にまで及ぶことを示しており⁽⁶⁾ 重要な事柄である。さらに下流では壁近傍の狭い領域を除き 1 本の対数直線速度分布に近づく。本測定結果は Logan ら⁽⁵⁾ の結果とほぼ同様の傾向を示しながら、弛緩過程をたどるようである。

3.3 各種境界層厚さ 図 6 に δ_1, δ_2 および δ_3 の半径 R に対する比の流れ方向変化を示す。図 6 中にははく離領域 ($x_0/D<0.6$ の範囲) のデータは除いてあり、また破線は MR がない場合の結果である。いずれの厚さも MR の上流から若干増加をみせ、MR を通過後 (はく離領域を除く) に急激に上昇しピーク値をとる。このピーク値は δ_1 の場合最も大きく、最も MR に近い位置で生じている。 δ_2, δ_3 のピーク値が下流側にずれることは、かく乱に対する応答として運動量やエネルギー量の変化が質量変化とは異なることを示すものである。その後下流に向かいすべての厚さは減少し、 $x_0/D=5\sim 7$ の領域でアンダシュートして $x_0/D=10$ 付近で最小値をとった後、MR なしの値を若干オーバーシュートして落ちつく分布傾向である。これらの分布傾向はおおむね MR を超える流れのはく離、再付着に伴う縮流および拡大流と緩和過程の現象を反映している。例えば各厚さがアンダシュートの傾向を示す領域

図 6 $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ 分布

は図4で示した速度分布が壁近傍で増速を示す位置である。なお、 δ_2 , δ_3 がピーク値をとる位置と δ_1 がピークをとる位置とがかなりずれるのに対し、最小値をとる位置はすべての厚さとも図3で示した中心線上の最大流速が極小値をとる $x_0/D=10$ にそろうことは興味深い。

3・4 局所摩擦抵抗係数と形状係数 図7に局所壁面摩擦係数 C_f の流れ方向変化を示す。 C_f の値はプレストン管法およびクラウザー線図法より求めた。なおクラウザー線図法では下式⁽⁸⁾を使用した。

$$(u/U_c)(2/C_f)^{1/2} = A_0 \log_{10} [(U_c \cdot y/\nu)(C_f/2)^{1/2}] + B$$

ここで、 $A_0=5.5$, $B=5.45$ である。従来、管内流では $A_0=5.75$, $B=5.5$ の値が知られている⁽¹¹⁾ が、十分発達した円管流での Patel ら⁽¹⁵⁾ の研究に従い、ここではこの値を使用した。図7中、MRがない場合のプレストン管法による結果を破線で示しているが、本流れ場を通じて $0.0033 \sim 0.0032$ の値である。またMRがある場合のはく離領域の結果は求めている。結果をみると、プレストン管法とクラウザー線図法による C_f の値はおおむね一致している。分布傾向はMRの上流ではかく乱の有無によらずほぼ同様である。しかし、MR背後のはく離領域下流 ($x_0/D \geq 0.6$) で C_f の値は急減少しており、再付着点近傍のためほぼ零の値をとる。その後、流れ場の回復とともに急増加している。

図7 局所壁面摩擦係数 C_f の流れ方向変化

図8 C_f の流れ方向変化(他著者との比較)

き、 $x_0/D=5$ 付近で非かく乱の場合の C_f の値をオーバーシュートする。この位置は U_c/U_a の値および δ_1/R の値が非かく乱の場合の結果からアンダシュートする位置でもある。 C_f の値はオーバーシュート後、 $x_0/D=10$ 付近でピーク値をとる。この位置は U_c/U_a の値が最小、あるいは各境界層厚さが最小となる位置と対応している。その後 C_f の値は減少していき、MRなしの値に漸近し、測定最下流位置でMRがない場合と一致している。したがって、測定最下流位置では元の流れ場に回復したものと判断できる。

ここでMR背後の弛緩過程にある局所壁面摩擦係数について、Logan ら⁽⁶⁾ の結果と比較する。図8は比較の都合上横軸を x_0/h で示している。両者の結果はほぼ一致しているが、 C_f が増加する範囲が Logan ら⁽⁶⁾ の場合 $x_0/h=100$ 付近までであるのに対し、本結果は $x_0/h=150 \sim 200$ の範囲となっており異なる。これは本実験ではこの範囲まで壁面近傍で増速の傾向を示すため、MRの寸法 (h/R , h/w)、管の表面粗度および管径レイノルズ数の差によるものと思われる。

図9は形状係数 H およびクラウザーの形状係数 G の流れ方向変化を示す。図9中、MRがない場合の結果を破線で示している。まず H の分布については、MRの上流で若干上昇し、MRを通過後急激に上昇してピーク値をとる。これは図4からわかるように再付着後の壁面近傍でみられる減速の分布と対応している。その後急減少し、MRなしの値に比べアンダシュートとオーバーシュートをした後、MRなしの値にほぼ一致している。測定最下流位置で $H \approx 1.4$ であり、通常の管内流の一般的な値⁽¹⁶⁾ と同様となっている。次に

図9 形状係数およびクラウザーの形状係数

図 10 内部境界層の変化

G の分布をみると、 H の分布の流れ方向変化とほぼ同様の傾向を示している。MR の背後で G のピーク値は 40 を超えており、強い逆圧力こう配下の乱流境界層と同様の傾向となっていることが予想される。測定最下流位置で $G \approx 6.8$ となっており、零圧力こう配下の乱流境界層の値⁽¹⁷⁾ と一致している。

3.5 かく乱の影響 MR 背後の再付着点からの内部境界層の発達する様子を調べてみる。図 10 は内部境界層 δ_i の発達と再付着点からの距離 x_i について示す。Townsend の解析⁽¹⁸⁾ によると、かく乱による急変化を受けた零圧力こう配下の乱流境界層では内部境界層厚さ δ_i は下式の関係⁽¹⁹⁾ で表される。

$$\delta_i/z \cdot [\ln(\delta_i/z) - 1] = 2\kappa^2 x_i/z$$

ここで κ はカルマン定数、 $z = \nu/[u_\tau \exp(\kappa \cdot B)]$ は局所壁面長さ尺度である。なお、再付着点位置は前述した種々の事柄を考慮して $x_0/h = 8.1$ の位置としている。一方、 δ_i はかく乱を受けた速度分布が非かく乱の速度分布(具体的には MR がない場合の測定最下流断面の速度分布)と融合(交差)する壁面からの距離と定義した⁽¹⁹⁾。一般に、かく乱を受けた流れ場の壁近傍では乱れのスケールが小さく流れ場の条件に早く適合するように変化するため、内部境界層の変化を調べることは緩和過程の調査にとり適している。図 10 から値をみると、 $\log_{10} x_i/z = 3.2 \sim 4.9$ ($x_0/D = 0.7 \sim 3.4$) の範囲で $\log_{10} \delta_i/z$ は直線的に増加している。しかしその直線の傾きは Townsend の結果と比べ小さい。これはかく乱のスケール、例えば時間スケールが両者で異なることを示すものである。 $\log_{10} x_i/z = 4.9$ より下流では $\log_{10} \delta_i/z$ はほぼ一定の値になっている。この $\log_{10} x_i/z = 4.9$ 位置 [$x_0/h = 48.2$ ($x_0/D = 3.4$)] までは、平均速度分

図 11 ΔE の流れ方向変化

布に変曲点がみられた範囲である。したがって、かく乱の影響により再付着点からこの位置まで内部境界層が存在していると思われる。 δ_i/z の値が一定値をとるのは管内流特有のもので、内部境界層が管半径まで成長したため下流方向には変化しなくなったためであろう。このため、これ以降の流れ場では緩和過程の特徴として平均流速分布の加速、減速による変化が図 9 のような分布形状を表すパラメータの変化として生じている。

次に非かく乱の場合との平均流の運動エネルギーの差に注目する。運動エネルギーの差 ΔE を下式のように定義する。

$$\Delta E = \int_0^1 [(u/U_c)^2 / (u/U_c)_N^2 - 1] d(y/R)$$

ここで添字 N は MR がない場合の測定最下流断面での速度分布の状態を表す。なお、MR がない場合は MR を挿入した断面より下流では速度分布形状や各境界層厚さなどの特性値がほぼ一定で変化しないことを確認している。図 11 に ΔE の流れ方向変化を示す。 ΔE は MR 前方では一定の値(ほぼ零)であるが、MR 背後で急減少する。その後 $x_0/D = 6$ 付近でオーバーシュートした後、 $x_0/D = 10$ 付近で最大値をとる。さらに下流に向かい減少し、測定最下流断面では $\Delta E \approx 0$ となっている。この間の変化は、図 4 で示した半径方向の速度分布形状の変化や図 3 の管中心上の最大速度の変化からおおむね説明できる。したがって、リングによるパルス的かく乱を受けた流れ場の再発達過程は、 ΔE の値がオーバーシュートする $x_0/D \approx 6$ までと $\Delta E \approx 0$ に漸近していく測定最下流断面までの範囲に分類できる。また、下流領域で $\Delta E \approx 0$ となることより、本流れ場は非かく乱流と同じ平均速度場に落ちつくと解釈される。

4. 結 言

十分発達した円管内乱流において、内壁面に設置し

た単独かく乱リングによりパルスのかく乱を与えた場合の平均流場の変化と緩和過程について詳細に測定し、その挙動を明らかにした。

(1) リングによるパルスのかく乱により平均速度場は変形し、管中心線上の最大速度は $x_0/D=0.4$ で最大、 $x_0/D=5$ 付近で非かく乱流と比べアンダシュートして $x_0/D=10$ 付近で極小値をとった後、下流に向かい漸近増加する。これらの位置で半径方向速度分布は対応した変化を示す。すなわち、 $x_0/D=0.4$ まで半径方向に一様化した分布がみられ、 $x_0/D=5$ 付近で壁面近傍の増速が生じ、 $x_0/D=10$ 付近で増速が最大となり、その後下流に向かい減速して非かく乱流に漸近する分布を示す。

(2) 再付着点以後の緩和過程において、対数速度分布領域は壁近傍の粘性底層に及ぶ。これはかく乱を受けた流れ場の解析において重要となる。また、測定最下流位置の $x_0/D=67.4(x_0/h=960.2)$ では非かく乱流の速度分布とほぼ相似となる。

(3) 各境界層厚さ、局所壁面摩擦係数および形状係数の流れ方向変化は、半径方向平均速度分布から予想される変化とよく対応しており、かく乱の影響を示す指標となり得る。

(4) 運動エネルギー差および内部境界層厚さの流れ方向変化からみて、測定最下流断面では非かく乱流の流れ場と同様となるといってよい。

本研究の遂行に際し、広島工業大学工作センター 山崎英顕、坂本孜、山下一彦の各技術員および当時の卒業研究生 後藤哲也、光見寺昇、村上勝治、河野龍治、佐藤誠、宮崎真吉の各氏に感謝の意を表す。なお、本研究は平成6年度文部省科学技術研究費〔奨励研究(A)〕による助成を受けた。記して謝意を表す。

【付 録】

(1) かく乱リングに作用する流体力

図12はかく乱リング表面に作用する圧力分布を示す。MRの上流および下流面は、直径0.5mmの圧力孔を周方向に位置を少しずつずらしながら0.5mmピッチで設けており、これを利用して圧力測定を行った。一方、MRの上面側は、静圧管をMRに付着した状態で0.5mmピッチで測定した。なお、MRの上面側中央に設置した圧力孔からのデータと静圧管からの結果との良好な一致を確認した。横軸の C_p は $C_p = 2\Delta p / \rho U_c^2$ (Δp は表面圧力と基準静圧との差である。ここで $x_0/h = -6.9$ 位置の静圧を基準としている) を表す。かく乱リングの前面側は上端部を除き正の値でほぼ一定値をとる。上端部の破線は上面側の最上流部の

図12 かく乱リング表面圧力分布

値(はく離のため負圧)に漸近するようになめらかに引いた推測分布である。一方、後面側の分布は負の値で一定値をとっており、絶対値は前面側に比べ著しく大きい。

さて、この無次元圧力係数 C_p の上流と下流面との差をMRの前面の面積全体について積分すると、このMRに作用する外力の流れ方向成分を求めることができる。そこで抵抗係数 K を以下のように定義して評価する。

$$K = \int_{R-h}^R (C_{pf} - C_{pr}) 2\pi r dr / \pi [R^2 - (R-h)^2]$$

ここで C_{pf} , C_{pr} はMRの前面および後面に作用する無次元圧力係数である。本実験レイノルズ数の場合、 $K=2.07$ となった。この値は境界層中の二次元平板に作用する抗力係数の値 ($C_D \approx 1.4$) と比べ大きい。ただ、管中心速度 U_c を用いたときの K の値は1.39であり、境界層中の場合とほぼ一致する。

文 献

- (1) Smits, A. J. and Wood, D. H., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **17**(1985), 321.
- (2) Andreopoulos, J. and Wood, D. H., *J. Fluid Mech.*, **118**(1982), 143.
- (3) Tani, I., *Proc. 1968 AFOSR-IFP-Stanford Conf. Compu. Turbulent Boundary Layers*, Stanford University, **1**(1969), 483.
- (4) Siuru, W. D. and Logan, E., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **99**(1977), 548.
- (5) Logan, E. and Phataraphruk, P., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **111**(1989), 149.
- (6) Bullock, J., ほか2名, *Phys. Fluids*, **A**, 2-3(1990), 390.
- (7) Nakao, S., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **113**(1991), 587.
- (8) 中村・大坂, 工科系流体力学, (1985), 177, 朝倉書店.
- (9) White, F. M., *Viscous Fluid Flow*, 2nd ed., (1991), 415, McGraw-Hill.

- (10) J. C. ロッタ (大路訳), 乱流, (1975), 221, 岩波書店.
 - (11) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, 7th ed., (1979), 599, McGraw-Hill.
 - (12) Ward-Smith, A. J., *Internal Fluid Flow*, (1980), 153, Clarendon Press OXFORD.
 - (13) Good, M. C. and Joubert, P. N., *J. Fluid Mech.*, **31**-3 (1968), 547.
 - (14) 坂本・大坂, 機論, **56**-523, B(1990), 188.
 - (15) Patel, V. C. and Head, M. R., *J. Fluid Mech.*, **38**-1 (1969), 181.
 - (16) Laufer, J., *NACA Rep.*, 1174 (1954), 1.
 - (17) Clauser, F. H., *Adv. Appl. Mech.*, **4**(1956), 1.
 - (18) Townsend, A. A., *The Structure of Turbulent Shear Flow*, 2nd ed., (1976), 308, Cambridge University Press.
 - (19) Schofield, W. H., Barber, D. S. and Logan, E., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **103**(1981), 97.
-