長方形断面曲り管内乱流の研究*

(第3報, 助走区間の流れ)

喜多義範**, 田中 聡***
広瀬幸治**, 宮崎充弘****

Turbulent Flow in a Curved Duct with a Rectangular Cross-Section

(3rd Report, Flow in Entrance Region)

by Yoshinori KITA, Satoshi TANAKA,
Koji HIROSE, and Mitsuhiro MIYAZAKI

Developing turbulent flows in the entrance region of a rectangular curved duct are experimentally studied, with emphasis being placed on the secondary flow velocity distributions in the skewed boundary layer on the duct end wall. The results obtained are as follows: (1) Secondary flow is at its maximum at a flow turning angle of about 60° ; And a turning angle of more than 150° is required for the main flow to reach a fully developed equilibrium state; (2) Similarity of secondary flow velocity distributions is found at any flow-developing stage. The thickness of the secondary flow boundary layer can be defined as 2.5 times the half-width of the maximum secondary flow velocity; (3) Secondary flow velocity distribution and skewed angle distribution can be represented by a modified Mager's model using the thickness of the secondary flow layer.

Key Words: Rectangular Curved Duct, Entrance Region, Boundary Layer, Secondary Flow, Similarity

1. ま え が き

曲り管は、工業上重要な要素であるため、種々の管断面形状について、またその内部流れが層流や乱流について、理論的・実験的な研究が数多くなされており、また優れた展望解説も多い⁽¹⁾⁽²⁾。

本報でとりあげようとしている長方形断面曲り管内の乱流の実験的な研究は、Wattendorf⁽³⁾やEskinazi⁽⁴⁾によるアスペクト比が大きい流路を用いての研究に始まり、近年では、内壁や外壁面上にできる境界層に焦点を絞った研究もなされている⁽⁵⁾⁽⁶⁾。

このようにアスペクト比が大きい長方形断面の曲り管内流れにおいては、上述の内外壁面上境界層の影響が大きく、底壁の影響は比較的小さい。一方、アスペクト比が小さい曲り管内流れにおいては、底壁面上の三次元境界層の影響が重要となる。

そこで著者らは、この三次元境界層を精度よく計測し検討するため、アスペクト比が0.4と小さく、強い二次流れを有する長方形断面曲り管を用い、これまで

に流れが十分発達した領域の流れの様子を報告した。まず第1報では⁽⁷⁾、主流速度の半径方向分布が、アスペクト比が大きい曲り管の場合とどのように異なるかを調べ、さらに内外壁面にできる境界層内の流れの様子を報告した。そして第2報で⁽⁸⁾、底壁面上にできる平衡三次元境界層内の流れの様子を報告した。

しかしながら、工業的には、流れが次第に発達する助走区間における流れを予知しなければならない場合のほうが多い。その助走区間における底壁面上の三次元乱流境界層について、西ら⁽⁹⁾、Youngら⁽¹⁰⁾が実験研究を行っているが、その数は少なく、三次元境界層の発達の様子の詳細が必ずしも明らかになったとは言えない。

そこで本報では、この助走区間において底壁面上にできる三次元乱流境界層内の主流方向速度成分および二次流れ速度成分の分布が、流れ方向にどのように変化していくかを調べ、さらにそれらの速度分布に対する相似性や代表長さについて検討する。

2. 実験装置および方法

供試曲り管は前報⁽⁷⁾⁽⁸⁾のものと同じで、図1に示すように管路幅 $2B=200$ mm、高さ $2H=80$ mmの長方形断面(水力直径 $D \approx 114$ mm)を有し、管軸曲率半径

* 昭和61年4月3日 第63期通常総会講演会において講演、原稿受付 昭和60年4月30日。

** 正員、岡山大工学部(〒700 岡山市津島中3-1-1)。

*** 准員、川崎重工(株)航空機技術本部(〒504 各務原市川崎町1)。

**** 学生員、岡山大学大学院。

$R=800$ mm, 管曲り角は 270° である。

一つの断面において, 測定孔を, 半径方向には $(r-R)/B=0, \pm 0.5$ の半径位置に, 内外壁面上には $z/H=0.25, 1.0$ の高さ位置に設けた。このような計測断面を, 曲り管入口より上流では $x/D=-5.25$ と -2.63 , 曲り部では 15° から 75° まで 15° 間隔および $105, 150, 195, 225^\circ$ の所に設けた。流れの諸量の計

図1 曲り管と座標系

(a) 実測値 (ゲージ圧)

(b) 管軸半径上圧力を基準とした内外壁面圧力

図2 管に沿っての壁面圧力分布

測には, 三孔・五孔ピトー管およびX形熱線風速計を用いた。なお, U_m は管断面平均流速, ϕ は管入口からの転向角である。

3. 流れが発達する様子

圧力, 速度分布, および流れの種々の特性量が管に沿って転向角とともにどのように変化するかを調べる。

3.1 圧力分布 管に沿っての壁面圧力分布⁽⁷⁾を図2(a), (b)に再録する。図2(a)は実測値(ゲージ圧)を示しており, 図2(b)は管軸半径上圧力を基準とした内外壁面圧力の分布を示している。

図2(a), (b)によれば, 曲り管の影響は曲り管の上流に $x/D=-2.5$ 程度の所まで及んでいる。一方, 曲り管内の圧力分布において $\partial/\partial\phi(\partial P/\partial\phi)=0$ となるのは曲り管入口から 90° より下流の部分であることから, 圧力分布に関する助走区間は, $\phi \leq 90^\circ$ であることがわかる。

図2(b)において, 一点鎖線は角運動量 rU_ϕ が一定の自由渦流れに基づく予測値を示し, 破線は角速度 U_ϕ/r が一定の強制渦流れに基づく予測値を示している。図2(b)によると, 内外壁面圧力は $\phi=15^\circ$ で自由渦流れの予測値に近づくものの, $\phi=30^\circ$ 以降では, 強制渦流れの予測値に近くなっている。このことに関し, 内側壁面圧力を基準とした圧力の半径方向分布を図3に示す。ここで, $\circ$ 印は管軸高さ $z/H=1.0$ における分布, $\triangle$ 印は底壁近くの $z/H=0.25$ における分布である。図3から次のことがわかる。すなわち半径方向

図3 内側壁面圧力基準の半径方向圧力分布

圧力分布は、曲がり始めの $\phi=15^\circ$ 付近では自由渦流れの予測値に近いが、その後 $\phi=30^\circ$ までの少しの轉向角の間に強制渦流れの予測値と一致するようになる。そして $\phi=30^\circ$ 以降では $\partial/\partial\phi(\partial P/\partial r)=0$ となっている。

3.2 速度分布 角運動量 rU_θ の半径方向分布を図4に示す。

壁面圧力分布(図2)から判断すると、曲り管入口より上流の $x/D=-5.25$ では曲がりの影響はなさそうであるが、図4に示す $x/D=-5.25$ での U_θ/U_m はすでに曲がりの影響を受けており、管軸中央付近では、内側で速く外側で遅い分布となっている。

$\phi=30^\circ$ では、 $z/H=0.25, 1.0$ のいずれの高さにおける rU_θ の分布も、半径方向にほぼ一定となっている。圧力分布(図3)からは、 $\phi=30^\circ$ ですでに強制渦流れになると推測されたにもかかわらず、実際の流れは、管横断面の広い領域にわたって、まだ自由渦流れの状態である。

$\phi=60^\circ$ 以降では、まず $z/H=0.25$ の rU_θ が、ほぼ右上がりの直線、すなわち強制渦流れ的な分布となる。一方、 $z/H=1.0$ の rU_θ は、 $z/H=0.25$ のものと比較して内壁側で小さくなっている。またその範囲は ϕ とともに広くなり、 $\phi=105^\circ$ では外壁近くまで及

んでいる。

そして $\phi=195^\circ$ では高さによる rU_θ の分布の違いはなくなり、ほぼ右上がりの直線となっている。なお、図4中に、 $\phi=195^\circ$ における角速度 U_θ/r の分布を●、▲印で示した。これによると、 U_θ/r の分布は、高さによらず、内外壁近くを除いた広い範囲で、ほぼ一定となっている。すなわち、 $\phi=195^\circ$ では流れは強制渦流れとなっている。

このような rU_θ の半径方向分布の、高さによる違いを明らかにするために、三つの半径位置 $(r-R)/B=0, \pm 0.5$ における rU_θ の高さ方向分布を比較したものを図5に示す。

図5によれば、 $\phi=45^\circ$ では、いずれの半径位置における分布も、互いにほぼ同じである。すなわち各高さで、それぞれ自由渦流れ的な分布となっている。

ところが $\phi=60^\circ$ 以降では、 rU_θ は ϕ とともに内壁側(△印)で小さくなり、外壁側(□印)で大きくなる。また底壁近く $z/H \approx 0.25$ での rU_θ は $z/H=1.0$ 近くのものより大きくなり、いわゆる肩の張った分布となる。なお、図5中に $\phi=195^\circ$ における U_θ/r の分布を●、▲印で示した。これによると、 U_θ/r の高さ方向分布は半径位置によらず同一で、しかも底壁近くを除い

図4 rU_θ , U_θ/r の半径方向分布

図5 rU_θ , U_θ/r の高さ方向分布

てほぼ一定となっており、管横断面の広い範囲で、一つの強制渦流れとなっていることがわかる。

すなわち、本実験のようにアスペクト比が小さい場合、十分発達した領域の流れは強制渦流れとなる。一方、アスペクト比が大きい(2以上)場合、十分発達した領域の流れは自由渦流れとなることが Wattendorf⁽³⁾, Eskinazi ら⁽⁴⁾, 西ら⁽⁹⁾によって報告されている。

3.3 流れの諸量の分布 流れの発達の様子を、底壁面境界層における次の9個の特性量について調べた。すなわち、 U_ϕ に関する量として、

- (1) $U_{\phi\max}$ の99%速度境界層厚さ $\delta_{U\phi}$,
- (2) U_ϕ が対数則に従う上限 $\delta_{\log}$,
- (3) ϕ 方向運動量厚さ δ_2 ,
- (4) 摩擦係数 $C_f (=2\tau_w/\rho U_m^2)$
- (5) 形状係数 H_{12}

および二次流れに関する量として

- (6) U_r の高さ方向分布における外向き U_r と内向き U_r の差の最大値 $(\Delta U_r)_{\max}$
- (7) その $(\Delta U_r)_{\max}$ の半値幅 b の2.5倍の距離 $\delta_{2.5b}$
- (8) 底壁面での限界流線と管軸のなす角 θ_w
- (9) ねじれ角 θ と θ_w の差の最大値 $(\Delta\theta)_{\max}$

である。これらの代表的諸量の管軸方向分布を図6に示す。

図6によれば、流れの発達の様子をこれらの特性量から判定する場合には、 U_ϕ に関する量(1)～(5)の ϕ 方向変化から判定するよりも⁽¹²⁾、二次流れに関する量(6)～(9)の ϕ 方向変化から判定したほうが明解であることがわかる。それゆえ、二次流れが検知できる強さの流れにおいては、上記(6)～(9)の特性量を用いて、流れの発達の様子を判定すべきであろう。

まず、二次流れが強くなる場所を調べる。

二次流れに関する特性量(6)～(9)を見ると、いずれも $\phi=60^\circ$ 付近で最大となり、二次流れは $\phi=60^\circ$ 付近で最も強くなっていることがわかる。

二次流れが最大となる転向角は、アスペクト比が異なる場合でも $\phi=60\sim 90^\circ$ 付近であることが報告されている。すなわち、Young ら⁽¹⁰⁾は、アスペクト比0.25の 90° 曲り管内の二次流れは 78.25° で最大となることを示した。また、志沢は⁽⁶⁾、アスペクト比2～16の 175° 曲り管内の二次流れは 90° まで大きくなるが、それ以降では成長しないことを示した。

次に、流れが十分発達する転向角について調べる。

二次流れに関する特性量(6)～(9)を見ると、いずれも $\phi=150^\circ$ 以降でほぼ一定となっている。また、 U_ϕ

に関する特性量(1)～(5)のいずれも $\phi=150^\circ$ 以降でほぼ一定となっている。したがって、流れが十分発達するのは $\phi=150^\circ$ 以降であると判断される。

流れが十分発達する転向角について、アスペクト比が大きい曲り管を用いた Wattendorf⁽³⁾ と Eskinazi ら⁽⁴⁾はそれぞれ 150° と 170° であると報告している。したがって流れが十分発達した状態となるのは、アスペクト比によらず $\phi=150^\circ$ 以降であることがわかる。

以上のことから、アスペクト比が0.4と小さい本実験の場合、流れは次のような特徴をもって発達していくことがわかった。 $\phi=15^\circ$ では圧力分布も速度分布も自由渦流れのものに近い。 $\phi=30^\circ$ では流れはまだ自由渦流れの状態のままであるが、圧力分布はこのわずかな転向角の間に強制渦流れのものとなり、 $\phi=30^\circ$ 以降では $\partial/\partial\phi(\partial P/\partial r)=0$ となっている。その後 ϕ とともに二次流れがさらに強くなり、 $\phi=60^\circ$ 付近で最大となる。この二次流れのため、 rU_ϕ の値は内側の管軸高さ付近で減少し、底壁近くおよび外側で増加し、速度分布は変形していく。一方、圧力は $\phi=90^\circ$ 以降で $\partial/\partial\phi(\partial P/\partial\phi)=0$ となるが、流れが十分発達して平衡

図6 流れの代表的諸量の管軸方向分布

状態となるのは $\phi=150^\circ$ 以降である。この平衡状態となった領域での流れは強制渦流れとなっている。

4. 速度分布の相似性

第2報⁽⁸⁾において、流れが十分発達した領域の底壁面上にできる平衡三次元境界層内の二次流れ速度成分 w 、および主流からのねじれ角 β の高さ方向分布の相似性について調べた。その結果、 w の分布は壁面噴流の速度分布と似ており、その最大値 $w_{\max}$ の半値幅 b を用いて整理すると、 w も β も相似性があることがわかった。そして、二次流れ境界層厚さ l を、この半値幅 b の2.5倍でもって、主流境界層厚さ δ とは別個に⁽⁹⁾定義すればよいことがわかった。さらに、 w および $\tan \beta$ の分布は、Mager⁽¹¹⁾のモデルをこの l を用いて修正した次式で表せることがわかった。

$$\frac{u}{U} = G\left(\frac{z}{\delta}\right) = \left(\frac{z}{\delta}\right)^{1/n} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\tan \beta}{\tan \beta_w} = g\left(\frac{z}{l}\right) = \left(1 - \frac{z}{l}\right)^2 \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{w}{U} = \tan \beta_w \cdot G\left(\frac{z}{\delta}\right) g\left(\frac{z}{l}\right) \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 U は主流速度、 β_w は壁面での限界流線の主流方向からのねじれ角である。

そこで本報では、流れが発達していく領域においても、このような相似性が成立しているかを検討した。

なお本実験では、 U_r や θ が高さ方向に一定となる領域がないため主流が決める難い。そこで、第2報と同様に、 θ が正で最大となる所での流れ方向を主流方向とみなして、主流方向速度成分 u と二次流れ速度成分 w 、および主流方向からのねじれ角 β を求めた。

二次流れ境界層厚さ l を代表長さとして、管軸中央における u 、 $\tan \beta$ 、および w の高さ方向分布を整理したものを、それぞれ図7(a)~(c)に示す。なお図7(b)、(c)には、 $\phi=60^\circ$ と $\phi=105^\circ$ の断面における三つの半径位置での $\tan \beta$ および w の分布についても示した。

図7(a)には、 u/U を z/l と z/δ を用いて整理したものの両方を示した。図7(a)によれば、 z/δ を用いたもののほうが、 z/l を用いたものより式(1)の n の ϕ に対する変化が小さい。しかしながら、 u/U の分布は、 z/δ と z/l のいずれを用いても、転向角とともに変化していることがわかる。

図7(b)によると、 $\tan \beta / \tan \beta_w$ の分布は、転向角によらず同図中に実線で示した式(2)でよく表せることがわかる。また、半径位置にもよらず $\tan \beta / \tan \beta_w$ の分布は相似であり、式(2)でよく表せることがわか

(a) u/U の分布

(b) $\tan \beta / \tan \beta_w$ の分布

(c) $w/w_{\max}$ の分布

図7 高さ方向分布の相似性

 図8 境界層厚さ比 T の分布

る。

図7(c)によると、 $w/w_{\max}$ の実測値の分布は、転向角および半径位置によらず相似であり、図中に実線で示した次式でよく表せることがわかる。

$$\frac{w}{w_{\max}} = \frac{\left(\frac{z}{\delta}\right)^{1/n} \left(1 - \frac{z}{l}\right)^2}{\left(\frac{1}{2n+1} \cdot \frac{l}{\delta}\right)^{1/n} \left(1 - \frac{1}{2n+1}\right)^2} \quad \dots\dots(4)$$

なお、この式(4)は、 $w/w_{\max}$ が l/δ の値によらず z/l の関数となっていることを示している。

このように、 $2.5b$ で定義された l を用いれば、 u/U の分布が ϕ とともに変化するにもかかわらず、 $\tan \beta / \tan \beta_w$ は式(2)で、 $w/w_{\max}$ は式(4)で表せることが明らかとなった。なお図には示していないが、西ら⁽⁹⁾とYoungら⁽¹⁰⁾のデータを、上述のように l を用いて整理しなおした結果からも、これらの式(2)、(4)が有効であることが確かめられた。

次に、別々に定義された主流境界層厚さ δ と二次流れ境界層厚さ l の関係を調べる。

境界層厚さの比 δ/l を T とおき、この T の管軸方向への変化の様子を図8に示す。

図8によれば、本実験における T の実測値は、図中に実線で示したように、次式で表せる。

$$\left. \begin{aligned} T &= 1.55 - (1.0/75)\phi & (\phi < 75^\circ) \\ T &= 0.55 & (\phi \geq 75^\circ) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(5)$$

この T の分布は、破線で示した西ら⁽⁹⁾のものとは、やや異なるものの、その分布の傾向はアスペクト比の違いにもかかわらず同じである。

以上のように、 u/U の分布や T の値が ϕ とともに変化するにもかかわらず、 $\tan \beta$ や w は図7(b)、(c)に示したように、 ϕ や半径位置によらず相似であ

り、それゆえ、 l を用いて修正した Mager のモデルの式(2)、(3)は、アスペクト比の小さい曲り管で、流れが発達しつつある領域においても有効であることがわかった。

5. 結 言

アスペクト比が小さな長方形断面を有する曲り管において、流れが発達する様子を調べることにより、次のことが明らかとなった。

(1) 圧力の半径方向分布は、曲り管入口からの転向角 ϕ が 15° の所では自由渦流れに基づく予測値に近いが、 $\phi = 30^\circ$ では強制渦流れに基づく予測値と一致する。

(2) しかし、流れは $\phi = 30^\circ$ ではまだ自由渦流れである。しかしそれより下流では、 $\phi = 60^\circ$ 付近で最大となる二次流れのため、まず底壁近くから強制渦的な流れに変化してゆき、 $\phi = 150^\circ$ 以降で、ほぼ管横断面全体にわたり強制渦流れである平衡状態に達する。

(3) 以上のような発達中の流れにおいても、二次流れ速度成分 w の高さ方向分布は相似性を有しており、それは平衡領域のものと同一な分布である。それゆえ、二次流れ速度成分 w に対する境界層厚さ l は、最大二次流れ速度 $w_{\max}$ の半値幅 b の2.5倍で、平衡領域においてと同様に、表すことができる。

(4) 発達中の流れにおける二次流れに関する w と $\tan \beta$ の分布を、この l を用いて修正した Mager のモデルで表すことができ、

(5) この l と主流速度に対する境界層厚さ δ の比 T は ϕ の簡単な関数として表せる。

文 献

- (1) 伊藤, 機論, 50-458, B (昭59), 2267.
- (2) 本阿弥, ターボ機械, 6-6 (昭53), 351.
- (3) Wattendorf, F. L., *Proc. R. Soc. Lond.*, 148-A (1935), 565.
- (4) Eskinazi, S. and Yeh, H., *J. Aeronaut. Sci.*, 23 (1956), 23.
- (5) So, R. M. C. and Mellor, G. L., *J. Fluid Mech.*, 60-1 (1973), 43.
- (6) 志沢, 流体工学, 14-1 (昭53), 30.
- (7) 喜多・ほか3名, 本論文集の3186ページ.
- (8) 喜多・ほか3名, 本論文集の3194ページ.
- (9) 西・ほか3名, 機講論, No. 730-16 (昭48-10), 43.
- (10) Young, J. W. S. and Howard, J. H. G., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, 100-1 (1978), 124.
- (11) Mager, A., *NACA Rep.*, 1067 (1952).
- (12) Senoo, Y. and Nishi, M., *Proc. 2nd Int. JSME Symp.*, Tokyo, 203 (1972), 21.

討 論

〔質問〕 妹 尾 泰 利 (九州大学生産科学研究所)

貴研究は曲り管の研究であるのに、データの整理に B/R が用いられていないのは驚きである。 B/R がはなはだしく小さければ直管の場合に近づくのではないか。なお $(r-R)/B$ は曲率を表すパラメータではない。図8で本実験のデータが引用文献の結果とやや異なるのは、両者の B/R が異なるためではないか。

〔回答〕 本報で用いた無次元量 $(r-R)/B$ は、3203 ページ左欄や 3204 ページ右欄で述べているように、半径位置を表すものであり、曲率を示しているのではない。また B/R が非常に小さい場合の流れは、直管の場合に近づくと考えられる。

曲り管内流れの研究には B/R を系統的に変えて検討すべきである。しかし本研究では $B/R=0.125$ の場合しか実験しておらず、また引用文献での B/R もほぼ $0.1\sim0.15$ の範囲のものである。それゆえ本報では B/R が異なる多数のデータと比較していないので、 B/R で整理できていない。

B/R が同じでも H/B が異なれば、例えば大きな H/B では複数対の二次流れ渦が管路断面内にでき、 H/B が小さいと一対の渦ができるというように、流れも異なってくる。本研究では小さな H/B での流れ

を主に調べてきた。

図8において、本実験 $B/R=0.125$ での実測値が、 $B/R=0.154$ の貴文献(9)の結果とやや異なるのは、ご指摘された B/R と H/B の違いによるものと思う。

〔質問〕 西 道 弘 (九州工業大学)

$\phi=30^\circ$ における主流速度の実測値を半径平衡式に代入して求められる圧力分布は図3の実験値と合うのかどうかお教え願いたい。できれば、同転向角における全圧の半径方向分布を示していただきたい。

〔回答〕 付図1と2に、 $\phi=30^\circ$ と 195° における全圧 p_t および静圧 p の実測値の半径方向分布を○、△印で示した。 p_t は内側壁面静圧である。そして付図1、2中に速度の実測値を半径平衡式に代入して算出した圧力分布を●、▲印で示した。なお、一点鎖線は $rU_\phi = \text{一定}$ の、また破線は $U_\phi/r = \text{一定}$ の流れにもとづく予測値 (p_t と p) をそれぞれ示している。

付図1の $\phi=30^\circ$ では、全圧の実測値は鎖線で示した自由渦流れからの予測値に近く、ほぼ一定になっている。静圧分布において、鎖線と破線の差は管幅中央で、 $U_m=12\text{ m/s}$ の空気のととき水柱約 0.6 mm に相当する。算出された圧力●、▲印は、この鎖線と破線の間位置し、実測値○、△印よりもやや大ききくなっ

付図 1

付図 2

ているが、算出値は実測値に近いと判断される。

ご参考までに、付図2の $\phi=195^\circ$ では、算出された静圧は実測値や破線にほぼ一致しており、また全圧も破線の U_0/r = 一定のものに近くなっている。

〔質問〕 本阿弥 真 治〔東京理科大学工学部〕

複雑な流れの現象に取り組まれていることに敬意を表す。

(1) 図4 $x/D=-5.25$ における速度分布は曲がりの影響を受けたと述べている。 $2B/R=0.25$ ならびに壁面静圧分布から判断すると、曲がりの影響は小さいように思う。曲がり以外の影響は考えられないか。

(2) 図6に二次流れの発達の様子を表すパラメータを各種検討され、興味深い結果を示されている。 U_0 に関する特性量のうち、 δ_2 , c_f そして H_{12} は、測定精度の点から、また、判定の容易さから、流れの発達の様子を判定するのに、特性量〔式(6)~(9)〕と同様に扱うことができるように思うがいかがか。

〔回答〕 (1) $x/D=-5.25$ よりも上流での速度分布があればよいのであるが、計測していない。

管路の形状や構成は単純であるし、上流直管部と曲り管の接続も面一となるように注意した。流速の計測精度に問題があるとも思えない。ほかに原因がないので、曲がりの影響と思う。

(2) 本実験では、二次流れが非常に強く、その主流方向への変化が明解であったため、二次流れに関する量を用いて流れが発達する様子を判定した。しかし、一般の二次流れが弱い流れにおいては、二次流れを十分な精度で計測することは困難なので、ご指摘のとおり測定精度および判定の容易さという点から、 U_0 に関する特性量(δ_2 , c_f , H_{12})を用いるべきであると思う。

〔質問〕 白 樫 正 高〔長岡技術科学大学〕

速度分布が貴論文のような尺度をとることにより相似になることは、どのような物理的な意味を持つのか。

〔回答〕 前川氏への回答の(2)と重複するが、相

似になることの力学的物理的条件を解析的に見出すことは今のところできていない。

物理的意味ではないが、主流境界層厚さに対して δ を二次流れ境界層厚さには l と別個の尺度を用いることにより⁽⁹⁾、速度分布が

$$u/U = (z/\delta)^{1/n}, w/w_{\max} \propto (z/l)^{1/n}(1-z/l)^2 \dots (4)$$

とそれぞれ別々に比 $\delta/l (=0.5 \sim 1.5)$ の値によらず成立することがわかったので、運動量積分方程式的な取扱いが簡便になるかと考えている。

〔質問〕 前 川 博〔鹿児島大学工学部〕

(1) 貴論文で主張されている流れの相似性は貴実験のレイノルズ数以外のレイノルズ数、特に大きなレイノルズ数についても調べる必要はないか。

(2) 相似性を示すために指数法則とMagerモデルを使っておられるが、これらは物理的普遍関数ではなく、どのような条件でも成立する解ではないと思う(たとえば、指数法則の n はレイノルズ数に依存する)。相似解を与える流体力学的条件を示すことはできないか。

〔回答〕 (1) 相似性を示す図7ではレイノルズ数 $Re = 0.88 \times 10^5$ の結果しか示していないが、本結果は Re がその約1.5倍の 1.36×10^5 でもかわらないことを得ている。したがって、このデータの信頼性は保たれていると考える。しかし、この相似性の成立するレイノルズ数範囲またはレイノルズ数 Re からの独立性を示すためには、さらに大きなレイノルズ数についても調べねばならないと考える。

(2) 本報の目的の一つは、第2報での十分発達した領域で二次流れ速度分布が有していた相似性が、助走区間においても成立していることを実験的に見出したので、それを報告することである。それゆえ、相似解を与える流力的条件を示すことや、逆に相似分布関数があるとしてそれをN-S方程式に代入して、その相似解が存在するための物理的条件を見出すことは今のところしておらず、今後検討しなければならないと考えている。