長方形断面曲り管内乱流の研究*

(第2報, 底壁面上の平衡三次元境界層)

喜多義範**, 岡崎 誠***
広瀬幸治**, 田口耕司****

Turbulent Flow in a Curved Duct with a Rectangular Cross-Section (2nd Report, Equilibrium Skewed Boundary Layer on an End Wall)

by Yoshinori KITA, Makoto OKAZAKI, Kōji HIROSE, and Kouzi TAGUCHI

Similarity in the velocity distributions of the secondary flow component is examined experimentally. It is found that (1) the profile of the velocity distribution is the same one as of two-dimensional wall jets, and (2) the thickness of the secondary flow boundary layer should be considered separately from that of the main flow.

Key Words: Boundary Layer, Turbulence, Skewed Boundary Layer, Rectangular Curved Duct, Reynolds Stress

1. ま え が き

流体機械内部の流れは、三次元的な流れであり、そこにできる乱流境界層の種類はその流れの数だけあるといってもいいほど多く複雑である。

このような境界層の特性を理解するためには主流成分と二次流れ成分を精度よく計測し、検討しなければならない。しかし普通の二次流れ速度の大きさは主流の1/10以下の大きさであり、それを正しく計測することは困難な場合が多い。それゆえ三次元乱流境界層の研究の出発点は二次流れ成分が強く、主流方向に平衡状態になった三次元乱流境界層である⁽¹⁾。

そこで本研究ではアスペクト比 AR の小さな長方形断面を有する曲り管の底壁面にできる強い二次流れを有する平衡三次元境界層内の流れについて、二次流れ速度成分の分布の相似性、それに対する代表長さと主流速度境界層厚さの関係、そしてねじれ角 θ の分布およびレイノルズ応力分布等について検討した。なおこの主流となる管軸近くの広い領域の流れや内・外壁

面上にできる境界層の様子は前報⁽²⁾で報告した。

2. 実験装置および実験方法

実験装置は前報⁽²⁾のものと同一である。すなわち供試曲り管は、管路幅 $2B=200$ mm, 高さ $2H=80$ mm の長方形断面を有し、管軸の曲率半径 $R=800$ mm, 管曲り角 $\phi=270^\circ$ である。

予備実験により、管内流れの上下対称性、曲り角 ϕ が 195° から 225° の領域で流れは十分発達していたこと、およびレイノルズ数 $Re(=U_m D/\nu)$ を 0.93×10^5 から 1.36×10^5 まで変えても流れの様子に差がないことを確認した。ここに U_m は管断面平均流速、 D は水力直径 (≈ 114 mm) である。

そして $\phi=195^\circ$ の所において、半径方向に $(r-R)/B=0, \pm 0.5, \pm 0.9$ の半径位置で三孔ピトー管およびX形熱線流速計を底壁面 ($z/H=0$) から管軸高さ ($z/H=1.0$) まで移動させ、流れの諸量を計測した。

3. 実験結果

3.1 管横断面全体の速度分布 曲り管内の十分発達した流れにおいて、底壁面上にできるねじれ境界層内の流れについて述べる前に、まず管軸近くの広い領域における流れについて述べる。

* 昭和60年10月2日 第63期全国大会講演会において講演、原稿受付 昭和60年2月27日。

** 正員、岡山大学工学部(〒700 岡山市津島中3-1-1)。

*** 准員、三菱電機(株)生産技術研究所(〒661 尼崎市塚口本町8-1-1)。

**** 准員、日本電気硝子(株)(〒529-02 滋賀県伊香郡高月町)。

図1に z/H が1.0 (管軸高さ) および0.5の高さにおける角速度 U_ϕ/r と角運動量 rU_ϕ の半径方向分布を示す。 U_ϕ は管軸方向の速度成分である。同図によれば U_ϕ/r は $(r-R)/B = -0.6 \sim 0.8$ の範囲内で半径方向に一定となっており、また高さ $z/H = 1.0$ と0.5による違いはない。すなわち曲り管において本実験のように AR が小さいと、二次流れが管横断面全体にわたって強いため、管中央付近の広い領域で角速度が一定、すなわち強制うず形流れとなる。このため rU_ϕ は半径の増加とともに大きくなっている。

これに対して AR の十分大きな曲り流路では半径方向に rU_ϕ が一定、すなわち自由うず形流れとなっていると報告されている⁽³⁾⁻⁽⁶⁾。

図2に管軸横断面内における等角運動量線図を示す。 rU_ϕ が最大となる所は $(r-R)/B$ がほぼ0.8の所に存在する。そして大きな値をもつ等角運動量線は $z/H = 0.25$ ぐらいの高さで管幅全体にわたり内側に張り出している。しかし z/H が0.5以上では、図1に見られたように、 rU_ϕ の値は高さ方向に変わらない。

次に同断面内での二次流れの様子を図3に速度ベクトルで表示した。底壁面近くでは管幅全体にわたり、強い内向きの二次流れが見られ、高さ z/H がほぼ0.25近くに偏平なうずの中心が存在する。そして二次流れ速度は $z/H = 0.5$ 付近で再び大きくなり、管軸高さに至るまで小さくなっている。

底壁面上にできるこのような境界層における種々の代表的長さ (底壁面からの距離) の半径方向分布を前もって図4(a)に示す。すなわち(1) U_ϕ が対数則に従う上限までの距離 δ_{log} 、(2) $U_{\phi max}$ の99%速度境界層厚さ δ_{99} 、(3) 半径方向速度成分 U_r が零となる距離 $\delta_{U_r=0}$ 、(4) U_r の半値幅 b の2.5倍の距離 $\delta_{2.5b}$ ($=2.5b$, 後述するがこれを二次流れ境界層厚さ l と定義する)、および(5) レイノルズ応力 $-\rho \overline{u_\phi u_z}$ が零となる距離 $\delta_{\overline{u_\phi u_z}=0}$ を示す。

図1 角運動量 rU_ϕ および角速度 U_ϕ/r の半径方向分布

同図によれば δ_{log} は δ_{99} に近く、 U_ϕ が $U_{\phi max}$ となる高さ近くまで対数則が成立していることがわかる。 U_r が零となる高さは δ_{99} にほぼ等しい。そして U_r の半値幅の2.5倍は δ_{99} の約2.2倍となっている。以上4種の長さは半径方向に小さくなっている。一方レイノルズ応力が零となる距離 $\delta_{\overline{u_\phi u_z}=0}$ は δ_{99} の約1.4から1.8倍もあり、半径方向に大きくなっている。これは次の図4(b)に示す摩擦係数 $C_f (=2\tau_w/\rho U_m^2)$ と同じ傾向になっている。同図には第4・1節で述べる最大二次流れ速度 $(\Delta r U_r)_{max}$ や主流方向と壁面境界流線のなす角 β_w の正接の半径方向分布も併記した。

3・2 rU_ϕ の高さ方向分布 各半径位置において得られた角運動量 rU_ϕ の高さ方向分布を図5に示す。半径が大きくなるとともに rU_ϕ の値は大きくなっている。しかしいずれの半径位置においても rU_ϕ が最大となる所は $z/H = 0.22$ 付近であり、 z/H が0.5以上では rU_ϕ は高さ方向にほとんど変化していない。これらのことは図2において等角運動量線図が内側に張り出していたためであり、 rU_ϕ の高さ方向分布はいわゆる肩の張った分布となっている。

3・3 rU_r および流れの管軸方向からのねじれ角 θ の高さ方向分布 各半径位置において得られた rU_r の高さ方向分布を図6に示す。いずれの半径においても rU_r は、底壁面近くでは負 (流れは半径内向き) となり、 z/H がほぼ0.24より大きな所全体で正

図2 等角運動量線図

図3 二次流れ速度ベクトル

(外向き)となっている。 rU_r が最大となる高さは半径位置によらず $z/H=0.5$ 付近であり、そこから管軸高さに至るまで rU_r は減少している。いずれの半径位置においても rU_r の最大値は管軸高さにおける値のほぼ2倍となっている。

$(r-R)/B=\pm 0.9$ の半径位置は図2や図3からわかるように、内外壁面上にできる境界層内に入っているため、そこで得られる rU_r の分布(○, ●印)は他の半径位置でのものと異なった分布となっている。

次に流れの管軸方向からのヨー角(ねじれ角) θ の高さ方向分布を図7に示す。同図によれば θ の分布は図6の rU_r の分布と酷似しており、半径位置によらず z/H が0.5近くで最大値 $\theta_{\max}$ をもっている。そして $(r-R)/B=0.9$ を除いたいずれの半径位置での θ の分布においても、ねじれ角が高さ方向に一定となる領域は見られない。

なお底壁面($z/H=0$)での θ の値 θ_w 、すなわち限界流線の方法は、この θ の分布を外挿により底壁面まで延長して求めた。

4. 速度分布の相似性

4.1 半径方向速度成分 U_r とその半値幅 b

rU_r の高さ方向分布の相似性を調べるため図8に示

すように $(rU_r)_{\max}$ と rU_r の差 $\Delta rU_r=(rU_r)_{\max}-rU_r$ が、その最大値 $(\Delta rU_r)_{\max}=(rU_r)_{\max}-(rU_r)_{\min}$ の半分となる底壁面からの距離、すなわち半値幅 b を代表長さとした。なおこの最小値 $(rU_r)_{\min}$ の値は本実験では計測できなかった。それゆえMagerの二次流れモデルを付録に示すように底壁面のごく近くのみにあてはめ、それを推測した。

そしてこの半値幅 b と $(\Delta rU_r)_{\max}$ を用いて図6を書き改めたものを図9に示す。同図によれば内外壁面境界層内である $(r-R)/B=\pm 0.9$ の半径位置での実測値も幅中央近くのものと同じ分布となっている。

$\Delta rU_r/(\Delta rU_r)_{\max}$ は底壁面上より少し離れると急に

図5 rU_r の高さ方向分布

図6 rU_r の高さ方向分布

(a) 種々の代表長さ

(b) C_r , $(\Delta rU_r)_{\max}$ および $\tan \beta_w$

図4 底壁面境界層における代表的諸量

図7 ねじれ角 θ の高さ方向分布

大きくなり、 z/b がさらに大きい所では図中に実線で示す Verhoff の二次元壁面噴流の分布⁽⁷⁾と同じ分布となっている。図中破線で示す次式は底壁面のごく近くを除いてこれらの分布を簡単な式で近似している。

$$\Delta r U_r / (\Delta r U_r)_{\max} = \exp\{-0.693(z/b)^2\}$$

このように、遠心力と半径方向圧力こう配から生じた半径方向速度成分 U_r の分布は、運動量差より生じた二次元壁面噴流と同じ分布となっていることがわかる。

また同図によれば $\Delta r U_r / (\Delta r U_r)_{\max}$ が 0.01 となる z/b はいずれの半径においてもほぼ 2.5 である。普通二次元境界層を考える場合、速度が主流の 0.99 倍となる壁からの距離をもって境界層厚さ δ とする。それゆえ二次流れ境界層厚さ l としてこの $2.5b$ を用いることは妥当なものと判断される。

次に流れのねじれ角 θ について整理する。図 7 で θ が z 方向に一定となる領域がなかったため、ここでは $\theta_{\max}$ をひとつの基準とみなす。そして図 8 に示した $r U_r$ でのと同様な手法で整理しなおした。すなわち、 $\theta_{\max}$ から θ を差し引いたものを $\beta (= \theta_{\max} - \theta)$ とし、また $\beta_w (= \theta_{\max} - \theta_w)$ とする。この θ_w は前述のように外そうによって求めたものである。これらの正接の比、

図 8 $r U_r$ とそれに対する半値幅 b

図 9 $\Delta r U_r$ の高さ方向分布

$\tan \beta / \tan \beta_w$ を縦軸に、 z/b を横軸にとったものを図 10 に示す。 $\Delta r U_r / (\Delta r U_r)_{\max}$ の分布と同様、 $(r-R)/B = \pm 0.9$ でのものも半径位置の違いによらず、実測値は互いに相似な分布となっている。そして β が零となるのは図 9 と同様に z/b がほぼ 2.5 の所である。そして同図中の実線は次式

$$g = \tan \beta / \tan \beta_w = (1 - z/l)^2 \quad \left. \begin{array}{l} l = 2.5b \end{array} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

を示しており実測値に近い。

4.2 z/b に対する U_θ の分布 半値幅 b が半径方向速度成分 U_r と流れのねじれ角 θ の高さ方向分布におけるひとつの代表長さであることが明らかとなったが、この半値幅 b が U_θ に対しても有効な代表長さであるかを次に検討する。

図 11 は U_θ を $z/b = 2.5$ での値 ($U_{\theta, 2.5b}$) で除したものの高さ方向分布である。幅中央近くの Δ , $\square$, $\blacktriangle$ 印で示される分布は半径位置によらず互いに相似であり、 z/b が 1.2 ぐらいの所で $U_\theta / U_{\theta, 2.5b}$ は最大値 (約 1.04) をとり $z/b > 2.5$ でほぼ一定である。そして内外壁面境界層内である $(r-R)/B = \pm 0.9$ のものもほぼこれと同じ分布をしている。このように半値幅 b または $2.5b$ は U_θ の分布に対しても、本実験の場合はひとつの代表長さとなっている。

以上図 9~11 および式 (1) より二次流れ速度の境界層厚さ l は $2.5b$ で与えられると判断される。

4.3 主流方向速度境界層厚さ δ と二次流れ境界層厚さ l ねじれ境界層内の速度分布を表すモデルとして次式で示す Mager のモデルが一般によく知られ、広く使用されている。

$$\frac{u}{U} = G\left(\frac{z}{\delta}\right), \quad G\left(\frac{z}{\delta}\right) = \left(\frac{z}{\delta}\right)^{1/n} \dots \dots \dots (2)$$

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

ここに U は主流速度、 β は主流方向からのねじれ角

図 10 ねじれ角 β の正接

である。このモデルでは、 g 関数に含まれる二次流れ境界層厚さ l は主流方向速度成分 u の境界層厚さ δ と等しいとされている。

前述したように本実験では U_r や θ が一定となる領域がないため主流を決めるのが難しいが、 θ が最大となる高さでの流れの方向を主流方向とみなし、この主流方向速度成分 u および二次流れ成分 w を算出した。

このようにして求められた w に対して半値幅 b を求めたところ、 U_r での半値幅と 3~4 % の差しかなかった。そして z/b に対する $w/w_{\max}$, $\tan \beta / \tan \beta_w$ および u/U の分布は、それぞれ図 9, 10 および図 11 のものとほとんど変わらなかった。それゆえ $(r-R)/B = -0.5$ での実測値のみ図 12 の (a)~(c) に○印で示した。同図の横軸は z/l で、 $l=2.5b$ である。

図 12(a) によれば主流に対する境界層厚さ δ_0 は二次流れ境界層厚さ l よりずいぶん小さい。このように l と δ の値が異なる流れの例は Senoo ら⁽⁹⁾ の文献にも見られる。その文献のデータを読み取り、半値幅を求めて整理しなおしたものを同図に△印で示した。

図 12(a) では○印と△印のように u/U の分布が異なっているが、図 12(b) の $\tan \beta / \tan \beta_w$ の分布は互いに同じになっている。さらに西・妹尾は続いての論文⁽⁹⁾で曲り管内の発達中の流れを調べ、主流方向速度分布に対する境界層厚さ δ と二次流れ境界層厚さ l をそれぞれ別個に定義した。そして δ と l を比 $T = \delta/l$ で結びつけ、 T は流れの転向角 ϕ とともに 1.45 から 0.65 まで直線的に変化することを示した。そして T の値のこの変化にもかかわらず $\tan \beta / \tan \beta_w$ の実測値は式(1)に従うことを示した。

以上のことより種々に主流速度分布 u/U が変化しても、また δ と l の値が異なっても、 $\tan \beta / \tan \beta_w$ の実測値は式(1)によく従うことが明らかになった。

次に、式(1)の g と図 12(a) に示す種々の u/U 線図を用い、式(3)から算出した $w/w_{\max}$ を図 12(c) に

図 11 $U_p/U_{p2.5b}$ の高さ方向分布

示す。同図によればこの算出された線図は、 u/U の分布の違いによらず、ほぼひとつの $w/w_{\max}$ 分布となり、それらは Senoo らおよび本実験の実測値に近いものとなることが確認された。

4.4 レイノルズ応力の分布 前述のように、二次流れ境界層厚さ $l (=2.5b)$ が U_p や U_r の分布に対する有効な代表長さであることがわかったので、レイノルズ応力 $-\rho \bar{u}_p \bar{u}_z$ の高さ方向分布の表示にもこれを使用した。この分布を図 13 に示す。ただし内壁および外壁近くの半径位置での測定値は除いてある。

同図によれば実測値は半径位置によらず相似な分布をしており、 $z/b=0$ の底壁面での値から z/b が大き

(a) u/U の種々の高さ方向分布

(b) $\tan \beta / \tan \beta_w$ の相似性

(c) $w/w_{\max}$ の相似性

図 12 主流境界層厚さ δ と二次流れ境界層厚さ l

図 13 レイノルズ応力の高さ方向分布

くなるとともに実測値は指数関数的に減少している。
 図中の実線は次式を示している。

$$-u_z u_z / u_*^2 = \exp\{-1.65(z/b)\}$$

なお図中の矢印は U_* の境界層厚さを示しており、
 そこではレイノルズ応力は零とはならず、壁面での値
 の 15% ぐらいも残存している。 $z/b = 1.8 \sim 2.0$ で実測
 値は零となり、それより大きい z/b で負となっている。
 この負となる一因は、その z/b の所で $\partial U_*/\partial z$ が
 負となっているためと推測される。

5. 結 言

アスペクト比が小さな長方形断面をもつ曲り管にお
 ける十分発達した流れの領域での底壁面上の境界層を
 調べることににより、次のことが明らかとなった。

(1) 底壁面上に生じる三次元境界層内における管
 軸方向速度成分の高さ方向分布は、半径方向の測定位
 置によらずほぼ相似であり、強い二次流れのために肩
 の張った分布となっている。

(2) 二次流れ速度成分の高さ方向分布は、主流方
 向速度の分布の形によらず相似であり、二次元壁面噴
 流のものと同じ分布になっている。

(3) 文献(9)が示すように主流に対する境界層厚
 さ δ と二次流れ境界層厚さ l は別個に定義したほう
 がよい。

(4) この二次流れ境界層厚さ l は、一般的に、二
 次流れ速度成分に対する半値幅の 2.5 倍に等しい。

(5) そしてこの l を用いると流れのねじれ角 β
 の高さ方向分布は、主流速度分布の形にかかわらず、
 ほぼ普遍的に、 $\tan \beta / \tan \beta_w = (1 - z/l)^2$ で表される。

(6) レイノルズ応力の高さ方向分布は、二次流れ
 境界層厚さで整理すると半径位置によらず相似であっ
 た。そしてレイノルズ応力の値は壁面からの距離とと
 もに指数関数的に減少し、管軸方向速度が最大となる
 所でも零とはならず、壁面応力の約 15% 残存してい
 た。

付 録

実測した速度の z 方向分布において、最大速度の方
 向と大きさ U を基準とし、またこの速度境界層の厚
 さを δ とする。この方向はほぼ管軸方向であった。そ
 して $0 < z < \delta$ の範囲では、本文中の式(2)の G は
 $(z/\delta)^{1/7}$ に、式(3)の g は $(1 - z/\delta)$ にほぼ従ってい
 た。それゆえ、これらのことを代入した式(3)で w が
 最大となる $z/\delta = 1/8$ での u, w から $(rU_r)_{\min}$ を定め
 た。

文 献

- (1) 妹尾, 機論, 47-420, B (昭 56), 1459.
- (2) 喜多・ほか 3 名, 本論文集の 3186 ページ.
- (3) Wattendorf, F. L., *Proc. R. Soc. Lond.*, 148 (1935), 565.
- (4) Eskinazi, S. and Yeh, H., *J. Aeronaut. Sci.*, 23 (1956), 23.
- (5) Patel, V. C., A. R. C. 30427 R. and M. 3599, (1969).
- (6) Ellis, L. B. and Joubert, P. N., *J. Fluid Mech.*, 62-1 (1974), 65.
- (7) Rajaratnam, N., 噴流, (昭 56), 212, 森北出版.
- (8) Senoo, Y. and Nishi, M., *2nd Int. JSME Symp.*, Tokyo, (1972), 21.
- (9) 西・ほか 3 名, 機論, No. 730-16 (昭 48-10), 43.

討 論

[質問] 妹 尾 泰 利 (九州大学生産科学研究所)
 非常に詳細な測定をされ、速度分布等には規則性があることを示され大変有益と思う。ところで

(1) δ が l よりも小さいのは、 $z > l$ の範囲で U_*/r
 がほぼ一定なためと思われる。 $U_* r =$ 一定の場合には
 δ と l とはほぼ一致するのではなからうか。

(2) $\partial U_*/\partial z = 0$ であっても $-\rho u_z u_z$ がかなり大

きいことについてご説明願いたい。

(3) この流れの圧力損失は、同じ断面、同じ流量
 の直線ダクト内の平衡流の圧力損失の何倍程度になっ
 ているか。

[回答] (1) 図 12(a) に示した δ_0/l と δ_d/l に
 よれば、本実験では $U_*/r =$ 一定で $\delta_0/l \approx 0.45$ 、一方貴
 文献(8)では $rU_* =$ 一定で $\delta_d/l \approx 0.6$ である。このこ

とから, U_ϕ の分布のみから比 δ/l の大きさを, 一概には予測できないように思える。

(2) $-\rho u_\phi u_z$ ではなく, その高さ方向微分値についてまず記す。図4(a)や西氏への回答(3)の付図1でわかるように, $U_r=0$ の所で $\partial U_\phi/\partial z=0$ となっている。このとき平衡境界層における ϕ 方向運動方程式は, 慣性項が零となり, $-\partial p/r\partial\phi + \partial(-\rho u_\phi u_z)/\partial z=0$ となる。この式と実測した圧力こう配から求めた $\partial(-\rho u_\phi u_z)/\partial z$ と, 図13から幾何学的に求めたそれとは, よく一致していた。

しかしながら, ご質問の $-\rho u_\phi u_z$ の残存についての力学的説明はできかねる。ただ, 二次元壁面噴流におけるレイノルズ応力は $\partial U/\partial z=0$ の所でも零でなく, もう少し上で U が少し小さくなる所で零となる。本実験での $U_\phi(z)$ の分布もそれと同様に肩の張った分布をしていること, さらに U_r により rU_ϕ の出入りがあることなどにより, 複雑な機構となっていると思われる。

(3) ご指摘の直線ダクトの管摩擦係数は, 水力直径を用いたレイノルズ数 R_e を使用すると, 平滑円管に対するプラントルの式と一致した。さて, 本実験での圧力損失は直線ダクトでのものの1.3~1.4倍である。この値は貴文献(1)から予測される値1.3よりもやや大きめになっているが, これは内外側壁面上でのせん断応力によるものと推測される。

【質問】 本阿弥 真 治 (東京理科大学工学部)

(1) 図3の二次流れ速度ベクトル分布において, z 方向成分の測定はどのようになされたのか。

(2) τ_w あるいは u_* は, 限界流線の方向を考慮して定義されたものか。

(3) 二次流れに対する主流が明確に存在しない貴研究の流れ場において, 二次流れ速度成分 rU_r から二次流れ境界層厚さ l を定義されている。図9, 10によれば, 結果として同じになるが, ねじれ角 β から l を定義されるほうが, 乱流せん断応力の角 $\tan^{-1}(\overline{u_r u_z}/\overline{u_\phi u_z})$ との関連において一般性があるのではないかと思う。ご意見をお聞かせ願いたい。

【回答】 (1) 日本科学工業(株)販売のミニチュアX形熱線プローブ Model 1248-T1.5を用い, その受感部である2本の熱線部がともに ϕ - z 面内に含まれるようにプローブを流れ内に設置し, そして約3000個のサンプリングされたデータからX形熱線の方向特性曲線法(付1)を用いて算出された刻々の流れ量に対して時間平均操作を行い, U_ϕ , U_z , $\overline{u_\phi u_z}$ を求めた。

(付1) 森多・ほか2名, 機論, 45-391, (昭54), 437。

付図1

さらに U_z について, 五孔プローブでも計測して, その値の妥当性を確かめた。また U_ϕ と U_r の計測時には, X形熱線プローブの受感部を r - ϕ 面内に設置したので, 一つの半径位置における流れの z 方向分布の計測には, 2回トラバースした。

(2) U_ϕ の z 方向分布を用いて, クラウザー線図を描き $\tau_{w\phi}$ を求め, これを用いて $\tau_w \equiv \tau_{w\phi}$, $u_* \equiv \sqrt{\tau_{w\phi}/\rho}$ と近似した。それゆえ, 厳密には限界流線の方向は考慮されていない。しかしながら, 限界流線の方向 θ_w は図7からわかるように, 管軸方向から約14°程度であるので, τ_w と $\tau_{w\phi}$ の値の差異は3%程度しかない。

(3) いずれの乱流ねじれ境界層流れでも壁近くでは $\tan \beta / \tan \beta_w = (1-z/l)^2$ であるので, これを利用して「ねじれ厚さ l 」を定めるのは一般性があると思う。

ここの β は角度の差で定義されている。そして上式は高さによる流れのねじれ方のみを示したものであり, 流れやせん断応力が r - ϕ 座標のどの方向に向いているかには関連ない。しかしながら, 主流方向がわからない場合には, 装置の幾何学的方向 r - ϕ を用いるのは一つの便法と思う。

【質問】 西 道 弘 (九州工業大学)

興味深い実験結果を提示されたことに敬意を表す。

(1) 本研究でアスペクト比の小さな通路を採用された理由をご教示願いたい。

(2) 図4の摩擦係数 c_f は何から求められたか。

(3) 平衡三次元境界層の速度分布をホドグラフ表示された結果があれば示して欲しい。

〔回答〕 (1) 曲り管の底壁面上の平衡三次元乱流境界層を計測して、その流れの様子を検討するに当たり、その境界層の外側(上側)の流れにおいて内外側壁面上の境界層には含まれない広い領域が半径(幅)方向に得られるよう、すなわち図1の $(r-R)/B = -0.5 \sim 0.5$ の範囲のような所が得られるように、また、なるべく強い二次流れが得られるように、などの目的

でアスペクト比を小さくした。

(2) τ_w を $\tau_{w\theta}$ で近似して c_f を求めた。本阿弥氏への回答(2)をご参照いただきたい。

(3) 付図1にホドグラフを示した。 $(r-R)/B = \pm 0.9$ を除いた他の所において、 U_θ が最大となる所で軌跡は横軸に対してほぼ垂直に交わっており、貴文献(8)が示す $U_r^2 + U_\theta^2 = \text{一定}$ なる領域の存在が見られる。この高さ方向の幅は δu_θ の $0.7 \sim 0.8$ 倍程度ある。

この領域よりも高い z の所では、図2や図3が示すように U_θ と U_r がともに小さくなるので、ホドグラフは尾が巻いたようになっている。