一様流中の回転円すい体上乱流境界層の速度分布*

伊藤基之^{*1}, 山田 豊^{*1}, 今尾茂樹^{*1}
鈴木浩彦^{*2}, 水谷昌和^{*3}Velocity Distributions in the Turbulent Boundary Layers
on Rotating Cones in Axial Uniform FlowMotoyuki ITOH, Yutaka YAMADA, Shigeki IMAO,
Hirohiko SUZUKI and Masakazu MIZUTANI

An experimental study is made for the turbulent boundary layer on the rotating cone in the axial uniform stream. Measurements of the mean velocity distributions were made at various values of the surface-to-free stream velocity ratio λ_b for two different cone vertex angles, $\theta=15^\circ$ and 30° . In the polar diagram of the mean velocity distributions, the profiles are not only dependent on the local velocity ratio λ but also on θ and R_ω , where R_ω is the Reynolds number based on the wall velocity. The distributions of the swirl flow Richardson number reveal that the destabilizing effect of the centrifugal force is considerably stronger at $\theta=15^\circ$ than at $\theta=30^\circ$. Discussions of the logarithmic velocity distributions are made for the azimuthal and the meridian velocity components as well as for the resultant velocity.

Key Words: Fluid Dynamics, Swirling Flow, Boundary layer, Turbulent Flow, Velocity Distribution, Rotating Cone, Uniform Flow, Polar Diagram, Richardson Number, Logarithmic Velocity Distribution

1. 緒 言

一様流中で回転する円すい体上の乱流境界層は、スピンする飛翔物体の先端近くや軸流式ターボ機械のボス付近においてみられるものであるが、このような境界層は流線曲率の影響を受ける三次元乱流境界層の代表的な例の一つであることから、これまでにいくつかの研究が行われている。

古屋ら⁽¹⁾は頂角 20° の円すい頭部をもつ回転体が軸流中で回転する場合について、円すい面と円筒面上の境界層内速度分布を測定し、乱流状態においては周方向速度成分が平板上境界層の壁法則を満足することを示している。しかしこの研究では、壁法則の検討に際して二次元流に対する Clauser 線図から壁面せん断応力が求められているので、より直接的な壁面せん断応力の測定結果との比較検討が望まれる。また、岡本ら⁽²⁾は頂角が 15° と 30° の2種類の円すい体について、これらが一様流中で回転する場合の圧力分布や速度分布を測定しているが、乱流速度分布に関する詳細な検討

はなされていない。なお、古屋ら⁽³⁾、中村ら⁽⁴⁾はこれらとは逆のテーパをもつ円すい体、すなわち下流に向かって細くなる円すい体上の厚い乱流境界層の問題を取りあげ、平均流特性や乱れの諸特性に関して広範な研究を行っている。

本研究の目的は、一様流中で回転する円すい体上乱流境界層の速度分布をより詳細に明らかにすることであり、今回の実験では岡本ら⁽²⁾と同様に、頂角が 15° と 30° の2種類の円すい体がそれぞれ一様流中で回転する場合について、各円すい体上乱流境界層の速度分布を測定した。流速測定には熱線流速計を使用し、特にピート管を用いた従来の測定⁽¹⁾⁽²⁾では十分明らかにされていない壁面近傍の速度分布を詳細に調べた。そして粘性底層における速度こう配から壁面せん断応力を求め、壁法則および速度欠損則に関して考察を行った。

2. 主 な 記 号

A: 円すい面の主曲率半径

 a : 円すい面の局所半径 a_b : 円すい体の底面半径 l : 円すい体の母線長さR: 回転軸からの z 方向距離

* 平成2年3月14日 東海支部第39期総会講演会において講演、原稿受付 平成元年6月5日。

^{*1} 正員、名古屋工業大学 (〒466 名古屋市昭和区御器所町)。

^{*2} トヨタ自動車(株) (〒473 豊田市トヨタ1)。

^{*3} 名古屋工業大学大学院。

- R_ω : 回転レイノルズ数 $= a^2 \omega / \nu$
 $R_{\omega l}$: 局所回転レイノルズ数 $= a^2 \omega / \nu$
 U_0 : 一様流の速度
 u_e : 境界層外縁の子午線方向速度
 u, v : 子午線方向および周方向速度成分
 U_τ : 摩擦速度 $= \sqrt{\tau_0 / \rho}$
 u_τ : 子午線方向摩擦速度 $= \sqrt{\tau_x / \rho}$
 v_0 : 円すい面の周速度
 v_τ : 周方向摩擦速度 $= \sqrt{\tau_y / \rho}$
 x : 円すい先端からの子午線方向距離
 z : 壁面からの距離
 δ : 境界層厚さ
 λ : 局所速度比 $= a\omega / u_e$
 λ_b : 速度比 $= a_b \omega / U_0$
 ω : 円すい体の角速度

3. 実験装置および方法

図1に測定系の概要を示す。供試円すい体は回流形風洞の開放式測定部の断面中央にその軸が一様流に平行となるように設置され、外部からVベルトを介してモータで駆動される。風洞吹出し口は一辺80 cmの正方形で、測定部長さは1.9 mである。本研究では一様流の速度範囲を約2~12 m/sとしたが、この流速範囲における一様流の乱れ強度は0.2%以下、断面内の時間平均流速の非一様性は±0.7%以下であった。供試円すい体は表面を滑らかに仕上げたアルミ合金製のもので、頂角 θ は15°と30°の2種類を用いた。母線の長さ l はそれぞれ686 mm($\theta=15^\circ$)と483 mm($\theta=30^\circ$)であり、図2に示すようにいずれの円すい体も後部に幅 $B=50$ mmの円筒部を設けた。回転による円すい壁

面の振れは、 $\theta=15^\circ$ では±0.01 mm以下、 $\theta=30^\circ$ では±0.015 mm以下であった。流速分布の測定には定温度熱線流速計を使用し、熱線は感知部の長さ1 mm、直径5 μ mのタングステン線を用いた。プローブの移動は三次元トラバース装置(精度0.01 mm)により行い、プローブの位置決めは電気接触法によった。壁面せん断応力は粘性底層内の速度こう配から求めたが、粘性底層が極めて薄い(最小約0.11 mm)ため、壁面からの距離が約0.05 mmまでの速度分布を測定した。このような壁面近くでは壁面近接の影響で熱線流速計の出力増加が認められたので、この影響を補正するため、円すい体静止時の層流理論速度分布を利用して補正量を求めた。すなわち、壁面近接の影響によるみかけの速度増加量 ΔU は、図3に示すように壁変数を用いて整理できるので⁽⁵⁾、この関係を曲線近似したものを用いて測定値を補正した。また、流れ方向の測定には熱線の方向特性を利用した。

円すい体回転時の速度分布測定はいずれも完全な乱流域において行ったが、レイノルズ数の影響を調べるため、回転レイノルズ数 $R_\omega=7.2 \times 10^4$ の場合と $R_\omega=1.44 \times 10^5$ の両場合について実験を行った。ただし、以下に述べる実験結果は、特に断わらない場合は $R_\omega=1.44 \times 10^5$ におけるものである。

図1 実験装置の概略図

図2 円すい体の形状と記号

図3 壁面近接の影響

4. 実験結果および考察

4.1 円すい体静止時の圧力分布と速度分布 図4に円すい体静止時の子午線方向静圧分布を示す。ただし p_0 , U_0 はそれぞれ一様流中における静圧と流速であり, p は円すい表面から 1 mm 離れた場所の静圧

図 4 円すい体静止時の子午線方向静圧分布

を外径 1 mm の静圧管により測定したものである。図中の破線は円すい体が無限に大きい場合についてポテンシャル流理論から求まる圧力分布を示しており, $x/l=0.3$ の位置で測定値に一致させてある。いずれの頂角の場合も円すい体後部に近づくにつれて, 円すい面から円筒部へ移行する角部のまわりにおける流線の曲がりの影響を受けて静圧の急激な低下がみられる。円すい体回転時の圧力分布は測定していないが, 境界層外縁の速度を用いてベルヌーイ式により求めた子午線方向圧力分布は, 速度比 λ_0 の増大とともに円すい後部において圧力こう配がいくぶんゆるやかになる傾向を示す。これは円すい体底面の円板面に沿って半径方向外向きに放出される流れの影響により, 円すい体後部におけるポテンシャル流の流線の曲がりが弱くなるためと考えられる。

また, 円すい体静止時の層流境界層において速度分布を測定したところ, $x/l \leq 0.5$ の範囲では無限に大きな円すい体を仮定した場合に得られる相似解⁽⁶⁾とよく一致する速度分布が得られたが, これより下流の断面

(a) 子午線方向速度成分

(a) 子午線方向速度成分

(b) 周方向速度成分

図 5 $\theta=15^\circ$ の場合の速度分布

(b) 周方向速度成分

図 6 $\theta=30^\circ$ の場合の速度分布

では図4にみられるような急激な順圧こう配のため、無限円すい体の場合の相似解に比べて増速した速度分布(最大の相違は $0.05u_e$ 程度)が得られた。しかし、以下に示す乱流境界層においては、図5(a)などからわかるように、円すい体後端部の影響はほとんど無視できるものとなる。

4.2 回転円すい体上乱流境界層の速度分布 図5と図6にそれぞれ $\theta=15^\circ$ および $\theta=30^\circ$ の場合について、 $R_\omega=1.44 \times 10^5$ における速度分布を示す。ここで境界層厚さ δ は、周方向速度成分 v が壁面周速度 v_0 の1%になる位置までの壁面からの距離であり、 u_e は境界層外縁の子午線方向速度である。図中のかっこ内に示す λ_b の値は各測定断面位置 x/l における局所速度比である。

v 成分の分布は速度比 λ_b が一定のもとでは x/l によらず互いにほぼ相似なものとなるのに対して、 u 成分の分布は遠心力の子午線方向成分の影響を受けて下流ほど壁近くが増速した形状となり、特に $\lambda_b=8$ の場合には境界層内における u が u_e よりも大きくなる領域がみられる。ただし、 $\theta=15^\circ$ 、 $\lambda_b=2$ の場合には遠心力の影響が相対的に小さいため、 u の分布形状が下流

方向にほとんど変化しない。

図7は境界層厚さ δ および次式で定義される運動量厚さ θ_x 、 θ_{xy} の子午線方向変化を示す。

$$\theta_x = \int_0^\delta (u/u_e)(1-u/u_e)(R/A)dz \dots\dots\dots (1)$$

$$\theta_{xy} = \int_0^\delta (u/u_e)(v/v_0)(R/A)^2 dz \dots\dots\dots (2)$$

速度比 λ_b が一定のもとで $\theta=15^\circ$ と $\theta=30^\circ$ の場合の δ/l を比較すると前者が後者より大きく、その差は λ_b が大きいほど顕著となる。このような差異が生じるのは、後に示す図10のリチャードソン数の分布からわかるように、 $\theta=15^\circ$ の場合の流れは $\theta=30^\circ$ の場合に比べて遠心力による不安定効果をより強く受けるためと考えられる。また λ_b が大きい場合には θ_x が負の領域もみられるが、これは境界層内のかかなり広い範囲で

図7 境界層厚さと運動量厚さの変化

図8 極線図

u の値が u_e より大きくなることを意味している。

境界層内の速度分布のねじれの様子を知るために極線図がよく用いられる。図8は前記の図5, 6に示した速度分布を極線図の形で表したものであり、図中の直線は次式で示される擬二次元性の関係⁽³⁾を示す。

図9 極線図 ($R_w = 7.2 \times 10^4$)

(a) 子午線方向の変化

(b) 円すい体頂角 θ と速度比 λ_b による変化

図10 リチャードソン数の分布

$$(A/R)(v/v_0) = 1 - u/u_e \quad \dots\dots\dots (3)$$

いずれの場合も局所速度比 λ の増大とともに、極線図における分布曲線が上方に変位してゆくが、これは λ が遠心力の子午線方向成分とコリオリ力の周方向成分の比を表すことから説明できる⁽³⁾。すなわち λ の増大により、遠心力による u 成分の増速効果がコリオリ力による v 成分の減速効果に勝るようになるため、図のような極線図の変化がみられるのである。ただし、 λ_b の値が小さい場合には λ による極線図の変化はごくわずかである。岡本ら⁽²⁾は頂角が 15° と 30° の円すい体について、 λ が比較的小さい場合の速度分布を測定し、極線図が λ の値のみに依存すると結論しているが、図8からわかるように、 λ が大きい場合には極線図が λ のみでなく θ の大きさにも依存し、さらに図9に示す $R_w = 7.2 \times 10^4$ の場合との比較から明らかなように、レイノルズ数によっても異なる。

4.3 リチャードソン数の分布 回転円すい体上の境界層においては流体の角運動量が半径方向に減少するので、遠心力による流れの不安定効果によって乱流混合が促進されると考えられる。このような遠心力による不安定効果を表すパラメータとして、Koosinlinら⁽⁷⁾は同様な流れ場の計算において、次式で定義されるリチャードソン数 Ri を用いている。

$$Ri = \frac{(2vc \cos \frac{\theta}{2} / r^2) \partial(rv) / \partial z}{(\partial u / \partial z)^2 + \{r \partial(v/r) / \partial z\}^2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

定義式から容易にわかるように、 $Ri < 0$ の場合は流体の角運動量が半径方向に減少するので、流れが遠心力による不安定効果を受けることになる。

図11 摩擦係数

図10(a)に $\theta=15^\circ$, $\lambda_b=4$ の場合の Ri の分布を示す。いずれの測定断面位置 x/l においても境界層全体にわたって $Ri < 0$ であり、下流ほど Ri の絶対値が大きくなる傾向がみられる。すなわち、局所速度比 λ の増加につれて遠心力による不安定効果が増すことがわかる。また、各断面内で最も不安定効果を強く受ける場所($|Ri|$ が最大となる場所)は、 λ の増加とともに壁面から遠ざかる傾向にある。図10(b)は $x/l=0.81$ において θ と λ_b の種々の値における Ri の分布を比較したものであり、同一の λ_b において $\theta=15^\circ$ の場合の $|Ri|$ がかなり大きいことから、 $\theta=30^\circ$ の場合に比べて $\theta=15^\circ$ の場合の流れは遠心力による不安定効果を強く受けることがわかる。

4・4 壁面せん断応力 3章で述べたように、本研究では粘性底層内の速度こう配から壁面せん断応力を求めた。図11に子午線方向成分 τ_x および周方向成分 τ_θ を無次元化して、摩擦係数 $C_{fx}=2\tau_x/\rho U_\infty^2$, $C_{f\theta}=2\tau_\theta/\rho U_\infty^2$ として示す。横軸には局所回転レイノルズ数 $R_{\omega l}$ を取り、 $R_\omega=7.2 \times 10^4$ と $R_\omega=1.44 \times 10^5$ の両場合について得られた結果を示してある。図から、 λ_b が大きくなると C_{fx} は増加するが $C_{f\theta}$ は逆に減少すること、また $\theta=15^\circ$ の場合に比べて $\theta=30^\circ$ の場合のほうが C_{fx} , $C_{f\theta}$ ともに大きいことがわかる。なお λ_b および $R_{\omega l}$ が同一であっても R_ω により摩擦係数の値が異なるのは、 $R_{\omega l}$ が等しくなる断面位置 x/l での局所速度比 λ が R_ω により相違するためである。図11に示した破線は静止流体中で回転する円筒上乱流境界層について中村ら⁽⁸⁾が求めた次の実験式を表すものであり、円すい体に関する本実験値が λ_b の増大に伴い破線に漸近するようすがみられる。

$$1/\sqrt{C_{f\theta}} = 3.09 \log(R_{\omega l} \sqrt{C_{f\theta}}/2) + 4.79 \quad \cdots \cdots (5)$$

4・5 壁法則速度分布 平板上乱流境界層の壁面近くにおいて、次式の壁法則速度分布がよく知られている。

$$U^+ = 5.62 \log Y^+ + 5.0 \quad \cdots \cdots (6)$$

ここに $U^+ = U/U_\tau$, $Y^+ = y U_\tau / \nu$ (U_τ : 摩擦速度, y : 壁からの距離)である。

また、三次元乱流境界層の壁法則速度分布に関して多数の提案がなされているが⁽⁹⁾、どのような流れに対しても一般的に適用できる壁法則はまだ確立されていない。

古屋らは一様流中において円筒⁽¹⁰⁾または下流に向かって細くなる円すい体⁽³⁾が回転する場合の乱流境界層の普遍速度分布に関して考察を行い、この場合に周方向速度成分が満足すべき壁法則を導いている。また、

中村ら⁽¹¹⁾は一様流中で回転する円筒上の乱流境界層に関して非直交曲線座標系を用いて運動方程式を表し、速度分布に擬二次元性が成り立つ場合の壁法則速度分布を導いている。そこで本研究においても、古屋ら⁽³⁾、中村ら⁽¹¹⁾と同様な壁変数を用いて周速度成分の壁法則表示を行い、結果を考察した。

図12(a), (b)は、縦軸に $v_{rel}^+ = \{v_\theta - (A/R)v\}/v_\tau$, 横軸に $z^+ = (v_\tau A/\nu) \{(R^2 - A^2)/2R^2\}$ を取り、速度分布の壁法則表示を行ったものである。ここで、 R および A は、図2に示すように回転軸から各測定点および壁面までの z 方向距離(主曲率半径)であり、 v_τ は周方向摩擦速度($=\sqrt{\tau_\theta/\rho}$)である。いずれの場合も $z^+ = 40 \sim 150$ 付近に対数直線部が存在し、この領域では次式の関係が成り立つ。

$$v_{rel}^+ = C_1 \log z^+ + C_2 \quad \cdots \cdots (7)$$

ここに定数 C_1 と C_2 は、 θ , λ_b などによって異なる値

(a) $\theta = 15^\circ$

(b) $\theta = 30^\circ$

図12 周方向速度成分の壁法則表示

をとる。同図には比較のため、平板上境界層の壁法則 [式(6)] に対応する関係を実線で示す。また、静止流体中の回転円筒上境界層に関する中村ら⁽⁸⁾の実験式

$$v_{rel}^+ = 4.2 \log z^+ + 9.8 \quad \cdots \cdots (8)$$

を破線で併記した。

本実験で得られた速度分布の対数直線部はいずれも平板境界層の式(6)と回転円筒上境界層の式(8)に対応する2本の直線の間であり、そのこう配 C_1 も両者の中間の値となる。なお、本実験範囲においては、 $C_1 = 4.7 \sim 5.5$ であり、 C_1 , C_2 の値と $|Ri|$ の最大値の相関関係⁽¹⁰⁾は特に認められなかった。

速度分布が対数直線から離れる外層領域についてみると、直線からのずれ(後流成分)は λ_b の増加とともに減少し、特に $\theta = 15^\circ$, $\lambda_b = 8$ の場合には後流成分が負の値をとる(直線から下方にずれる)ことがわかる。後流成分が負となるような流れの例は、強い順圧こう配を伴う境界層⁽¹²⁾, あるいは遠心力やコリオリ力によ

る不安定効果の影響を受けている境界層⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾などにみられるが、ここでは後流成分が負となる $\theta = 15^\circ$, $\lambda_b = 8$ の場合に遠心力の不安定効果が最も強く作用していることから考えて、遠心力の不安定効果の増大により後流成分が減少するものと推測される。

図13は $R_\omega = 7.4 \times 10^4$ の場合の $x/l = 0.81$ における速度分布を壁法則表示したものであり、図12との比較より本実験範囲内では周方向成分に関する壁法則速度分布がレイノルズ数にほとんど依存しないことがわかる。

次に、子午線方向速度成分の壁法則について調べてみよう。中村ら⁽¹¹⁾は軸流中の回転円筒上境界層について、速度分布の擬二次元性が近似的に満足される場合、軸方向速度成分に関する壁変数が周方向成分の場合と同じ形になることを示している。したがって、ここでも図12と同様な壁変数を用い、擬二次元性に近い速度分布が得られる場合について、子午線方向速度成分の壁法則表示を行った。その結果図14にみられるように、いずれの場合も対数直線部は存在するものの、 λ_b の増大とともに式(6)から下方へ大きく離れてゆき、同時にそのこう配は著しく小さくなる。また、図には示していないが、この場合にもレイノルズ数依存性はほとんど認められなかった。

図15は合成速度について、子午線方向成分や周方向成分の場合と同様な壁変数を用いて対数プロットを行ったものであり、やはり擬二次元性に近い速度分布が得られる場合のみを示す。図12でみた周速度成分の場合と同様、いずれも対数直線部が式(6)を表す直線より上にある。ここで、そのこう配 C_1 を各場合について求めると、 $\theta = 15^\circ$ の場合 $\lambda_b = 2$ では $C_1 = 5.5 \sim 5.8$,

図 13 周方向速度成分の壁法則表示 ($R_\omega = 7.2 \times 10^4$)

図 14 子午線方向速度成分の壁法則表示

図 15 合成速度の壁法則表示

図 16 周方向速度成分の速度欠損表示

$\lambda_b=4$ では $C_1=4.7\sim 5.2$, また $\theta=30^\circ$, $\lambda_b=4$ の場合には $C_1=5.2\sim 5.3$ となり, 各断面における $|Ri|$ の最大値が大きいほど対数直線部のこう配が緩くなる傾向がみられる。なおこの場合もレイノルズ数依存性はみられなかった。

4・6 速度欠損則 平板上境界層の外層領域においては速度欠損則が成り立ち, 壁法則との重なり領域では速度分布が次式で表されることが知られている。

$$(U_e - U)/U_r = -5.62 \log(y/\delta) + 2.5 \quad \cdots \cdots (9)$$

回転円すい体上境界層においては周方向速度成分 v に図 5, 6 でみたような相似性が存在するので, ここでは v 成分の速度欠損則について調べた。

図 16 は $\theta=15^\circ$ の場合について v 成分の速度欠損表示を行ったものである。ここで, 横軸には式 (9) の y/δ に対応する外部変数として, $\eta = (z/\delta) (A+\delta)^2 (A+R)/R^2 (2A+\delta)$ を用いているが, これは平板境界層の場合と同様に考えて得られるものである。すなわち, 壁法則との重なり領域においては v 成分が式 (7) で与えられ, また境界層外縁においては式 (7) により,

$$v_0/v_r = C_1 \log(v_r A/\nu) \{ \delta(2A+\delta)/2(A+\delta)^2 \} + C_2 + W(\delta) \quad \cdots \cdots (10)$$

の関係が成り立つ(ただし, W は後流関数)ので, 重なり領域においては次式の関係が得られる。

$$v^+ = (A/R)v/v_r = -C_1 \log \eta + W(\delta) \quad \cdots \cdots (11)$$

図 16 から, λ_b が一定のもとでは x/l が異なっても外層領域における分布が互いによく一致し, $W(\delta)$ の値もほぼ一定であることがわかる。同図中には式 (9) に対応する関係を実線で示してあるが, 円すい体上境

界層における分布はいずれも式 (9) の直線より下にあり, λ_b の増大とともに式 (9) との差が拡大する。 $\theta=30^\circ$ の場合については図に破線で示してあるが, $\theta=15^\circ$ の場合に比べて高い値を示す。これらの傾向を前述のリチャードソン数との関係で考察すると, 外層領域における v 成分の速度欠損は $|Ri|$ が大きいほど, すなわち遠心力による不安定効果が強いほど, 小さくなるといえる。なお, 図 16 に示す外層の速度欠損分布は, レイノルズ数に依存しないことが確認された。

5. 結 言

一様流中で回転する円すい体上の乱流境界層について, 円すい頂角 θ が 15° および 30° の場合の速度分布を詳細に測定し, 結果の考察から以下のような結論を得た。

(1) 速度比 λ_b が一定のもとで, 子午線方向位置の異なる各断面における周方向速度成分 v の分布は, 互いにほぼ相似となるが, 子午線方向速度成分 u は下流ほど遠心力による加速効果を強く受けて増速した分布形状となる。

(2) 極線図で表した速度分布形状は, 局所速度比 λ のみでは定まらず, 円すい頂角 θ および回転レイノルズ数 R_ω にも依存する。

(3) 式 (4) で定義されるリチャードソン数 Ri の分布から, 遠心力による流れの不安定効果は λ の増加とともに強くなり, また $\theta=30^\circ$ の場合より $\theta=15^\circ$ の場合のほうが不安定効果が強いことがわかる。

(4) 周方向速度成分 v についての壁法則速度分布は次式で表される。

$$v_{rel}^+ = C_1 \log z^+ + C_2$$

ここに, $v_{rel}^+ = \{v_0 - (A/R)v\}/v_r$, $z^+ = (v_r A/\nu) \{ (R^2 - A^2)/2R^2 \}$ であり, C_1, C_2 は θ, λ_b などによって異なる定数である。本実験範囲内では $C_1=4.7\sim 5.5$ の値が得られた。

(5) 擬二次元的な速度分布となる場合には, 子午線方向速度成分 u および合成速度 U についても上記の v 成分と同様な壁変数を用いた壁法則表示において対数直線部が存在し, 合成速度 U に関しては遠心力による不安定効果を強く受けている断面ほど対数直線部のこう配が小さくなる傾向がある。

(6) 境界層の外層領域において, v 成分の速度欠損は遠心力による不安定効果が強いほど小さくなる。

終わりに, 本研究の初期において協力していただいた当時の本学大学院生, 藤沢直樹君ならびに佐竹隆史君に謝意を表す。

文 献

- (1) 古屋・ほか2名, 機論, 35-269(1969), 79.
- (2) 岡本・ほか2名, 機論, 41-352(1975), 3506.
- (3) 古屋・ほか2名, 機論, 44-384(1978), 4186.
- (4) 中村・ほか2名, 機論, 48-426, B(1982), 245.
- (5) Müller, U. R. (Meier, H. U. and Bradshaw, P 編), *Perspectives in Turbulence Studies*, (1987), 348, Springer Verlag.
- (6) Rosenhead, L. 編, *Laminar Boundary Layers*, (1963), 428, Oxford.
- (7) Koosinlin, M. L., ほか2名, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 96-2(1974), 204.
- (8) 中村・ほか2名, 機論, 49-446, B(1983), 2230.
- (9) Pierce, F. J., ほか3名, *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, 105-4(1983), 251.
- (10) 古屋・ほか3名, 機論, 42-358(1976), 1820.
- (11) Nakamura, I., ほか3名, *Proc. 3rd Symp. Turb. Shear Flows*, (1981), 2, 7.
- (12) Herring, H. J. and Norbury, J. F., *J. Fluid Mech.*, 27-3(1967), 541.
- (13) Barlow, R. S. and Johnston, J. P., *J. Fluid Mech.*, 191(1988), 204.
- (14) 児山・ほか4名, 機論, 43-374(1977), 3797.

討 論

〔質問〕 山下 新太郎〔岐阜大学工学部〕

複雑な流れ場で精細な測定をされていることに敬意を表す。

(1) 流れ方向の測定には、熱線方向特性を利用したとあるが、もう少し具体的に説明していただけないか。また、壁のごく近傍まで測定されたプローブの動作部付近の形状はどのようなものか。

(2) 境界層厚さと運動量厚さの変化(図7)において、 δ/l の差を遠心力不安定に帰しておられるが、 θ_{xy}/l に対する $\theta=15^\circ$ と 30° の差は何によるのか。また、 θ による圧力こう配の差、遠心力の増速効果の差がこれらに及ぼす効果についてどのようにお考えか。

(3) この種の流れの対数速度分布を実用的なものとするには、ここに含まれる定数を決定することが残された課題と思われる。これに対する見通し、今後の研究などについてお考えがあればご教示いただきたい。

〔回答〕 (1) 流れ方向の測定には、まず最初に熱線流速計の出力がほぼ最大となる方向から近似的に流れ方向を求め、次にこの方向を基準として左右方向にそれぞれ約 45° 回転した位置で左右の出力が等しくなる角度を求め、これら左右の二つの角度の中央値を流れ方向の角度とした。なお、熱線プローブは付図1に示すようにブロングの先端を壁面に対して斜めにし、これにコの字形に折り曲げた熱線をはんだ付けして壁面のごく近傍まで流速測定が行えるようにした。

(2) θ_{xy}/l は δ/l の傾向とは逆に $\theta=30^\circ$ のほうが $\theta=15^\circ$ の場合より大きな値となっているが、これは速度分布形状の相違によるものである。すなわち、 $\theta=30^\circ$ の場合は u/U_e と v/V_0 の分布形状がいずれも $\theta=$

15° の場合に比べて増速した形状となっているので、式(2)から明らかのように、 $\theta=30^\circ$ の場合の θ_{xy} が大きな値となる。次に、圧力こう配が δ/l に及ぼす影響だが、これは θ による δ/l の相違が λ_b の減少により急激に小さくなることから、その差の影響はきわめて小さいものと思われる。また、遠心力の増速効果の差についても、 λ_b が大きいほど u 成分は相対的に小さな量となることから、本実験範囲内では δ/l にあまり影響していないものと推測される。しかし、 θ_{xy}/l に対しては u/U_e の分布形状が変化することはかなり大きな影響となって現れる。

(3) 子午線方向速度成分 u に関するものも含めて、この種の流れの対数速度分布式における定数を決定するには非常に広範な実験が必要と考えられる。現在のところそのような広範な実験は予定しておらず、目下はレイノルズ応力などの乱れ量の測定を行っているところである。

付図 1