

d形粗面乱流境界層の平均流構造に関する研究

(レイノルズ数の影響)

望月 信介*・大坂 英雄*・西 茂夫**

On the Mean Flow Structure of a d-Type Rough Wall Turbulent Boundary Layer (Low Reynolds Number Effect)

Shinsuke MOCHIZUKI, Hideo OSAKA and Shigeo NISHI

Abstract

The Low Reynolds number effect on the mean flow structure of a d-type rough wall boundary layer were investigated experimentally under the zero pressure gradient. The local skin-friction coefficient and mean velocity profile were obtained in the Reynolds number range, $Re_\theta=700-5140$. The scaling laws for the mean flow structure were studied with the friction velocity obtained by the direct skin-friction measurement.

It is found that the logarithmic layer with the same value of the Kármán constant as the smooth wall flow, $\kappa=0.41$, does exist in the present low Reynolds number range. A detailed analysis of the outer-layer velocity profile with the law of the wake shows that both the development of wake parameter and the profile of wake function differ from those of the smooth wall boundary layer.

1. 緒 言

流体機械等に見られるように工業上取り扱われる流れは高レイノルズ数であることが多い。しかし、流れ場の性質を解析するための風洞や水槽を用いた実験及びDNS等による数値シミュレーション⁽¹⁾においては、装置の性能あるいはコンピューター的能力から、研究の対象とされてきた流れ場のほとんどは低いレイノルズ数に限られている。そのため、それらの実験や解析結果に基づいて実機の性能を予測するためには、低レイノルズ数の効果を明らかにしておく必要がある。また、乱流構造に及ぼすレイノルズ数の効果を解明することは、壁近傍のような低レイノルズ数の流れ場の正確な予測に用いられる乱流モデル⁽²⁾⁽³⁾の構築に極めて重

要な寄与をなす。

乱流境界層への低レイノルズ数効果の研究成果についてみると、まず第一にColesの先駆的研究⁽⁴⁾があげられる。Colesは他研究者による実験データを吟味し、乱流境界層の低レイノルズ数範囲に対する尺度法則として後流法則を提案した。一方、Simpson⁽⁵⁾はカルマン定数の値がレイノルズ数により変化することを報告した。Huffmanら⁽⁶⁾はColesの提案を支持し、カルマン定数は普遍であり、低レイノルズ数の効果は外層に現れることを示した。その後、Purtellら⁽⁷⁾、Murlisら⁽⁸⁾及びErmら⁽⁹⁾によりColesの後流法則を支持する実験データが得られている。

一方粗面境界層についてみると、半球粗さ上⁽¹⁰⁾、二次元及び三次元粗さ要素上⁽¹¹⁾の遷移粗さ領域の流れ場が実験的に調査されている。また、Granville⁽¹²⁾は粗面上における低レイノルズ数の効果を理論的に研究している。d形粗面境界層については著者らにより $Re_\theta=800$ 及び5000の流れ場の実験結果が報告されている⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。

*機械工学科

**広島工業大学機械工学科

しかし、これまでのところ低レイノルズ数の範囲の粗面境界層における系統的な実験的研究はみられず、カルマン定数の普遍性や後流法則の適用の可否については確証が得られていない。これらの事柄は粗面上の流れ場の予測⁽¹⁵⁾のみならず、リブレット上の抵抗減少の問題等⁽¹⁶⁾に関連して極めて重要である。この問題の解決のためには、系統的でかつ信頼性の高い実験データの収集が必要とされる。

そこで本報告では、直接測定により求めたせん断応力の値を用いて遷移粗さから完全粗面領域におけるd形粗面境界層を解析し、平均速度分布に及ぼす低レイノルズ数の効果を明らかにすることを目的とする。

2. 実験装置及び方法

Fig. 1は流れ場の概要、座標系及び使用記号を示す。粗面平板は粗さ要素高さ kr 、要素幅 b 及び溝部幅 w がいずれも3mmの二次元粗さ要素の配列からなるd形粗面である。実験条件は運動量厚さ θ に基づくレイノルズ数 $R_\theta (= \theta U_1 / \nu, U_1$ は主流速度、 ν は動粘度) $= 700 \sim 5140$ の範囲とした。本d形粗面境界層は $R_\theta = 800$ において滑面境界層とほぼ同じ抵抗係数をとる⁽¹³⁾。この範囲の実験条件のとき、主流速度は $U_1 = 4.5 \sim 10$ m/s、境界層厚さは $\delta = 23 \sim 63$ mmに変化した。測定位置は粗さ要素先端から測った距離 $x = 900 \sim 2800$ の範囲の溝部中央とした。すべての実験は零圧力勾配及び主流の乱れ強さ0.2%以下の下で行われた。

壁面せん断応力の測定は直径60mm(粗さピッチの10倍の寸法)の浮動片要素による直接測定装置を用いて行われた。速度成分はI型熱線プローブと定温度型熱線流速計により測定された。熱線センサーには受感部

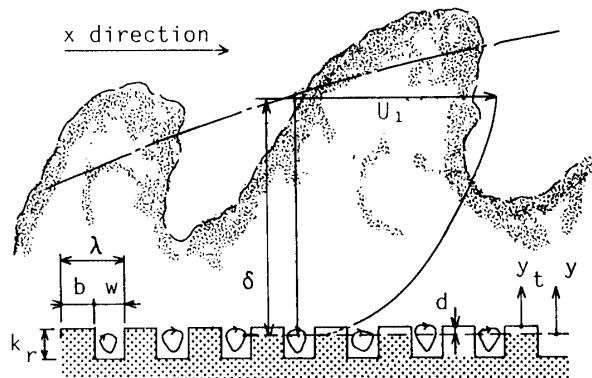


Fig. 1 Flow field, coordinate system and nomenclature.

直径及び長さがそれぞれ $d_n = 5 \mu\text{m}$ と $\ell = 0.8$ mmのタングステン線が用いられた。センサー長さに基づくレイノルズ数は $\ell^+ (= \ell u_\tau / \nu, u_\tau$ は摩擦速度) $= 10 \sim 24$ の範囲であり、空間分解能は良好である⁽¹⁷⁾。熱線流速計からの信号は指数型線形化器及びAD変換器(10v/12bit分解能)を通した後、パソコンで処理された。この場合AD変換のサンプリング周波数及びサンプリング時間はそれぞれ10kHz及び10秒であった。また、 $R_\theta = 800$ において不確かさ解析を行った結果、 $y / \delta = 0.074$ 位置において平均速度の不確かさの最大値は2.1%であった。

3. 結果及び考察

3.1 局所摩擦抵抗係数

Fig. 2は直接測定により得られた局所摩擦抵抗係数 C_f の測定結果である。図中、実線及び破線は滑面境界層の分布⁽¹⁸⁾である。本粗面流の結果についてみると、 $R_\theta \geq 2000$ の範囲においては抵抗係数は $C_f = 0.00404$ の一定値をとり、滑面境界層の値よりも大きい。一方、 $R_\theta < 2000$ の範囲においては C_f は R_θ 数の減少により増加する。このことから、本流れ場は $R_\theta \geq 2000$ の範囲で完全粗面、 $R_\theta < 2000$ の範囲で遷移粗さ領域であることが分かる。 $R_\theta = 800$ においては本粗面流の抵抗係数の値は滑面境界層のものとほぼ等しい。また、流れ場が完全粗面領域から遷移粗さ領域に移行するときの抵抗係数の値の変化は滑らかではなく、 $R_\theta = 1200$ において C_f の値がわずかに増加する変化傾向を示していることは興味深い。

3.2 層全体における平均速度分布

Fig. 3は主流速度 U_1 と運動量厚さ θ で無次元化した層全体における平均速度分布の変化を示す。 $R_\theta = 700, 790, 1230, 2000, 3200, 4250$ 及び5140の7条件における結果が示されている。直接測定により得た摩

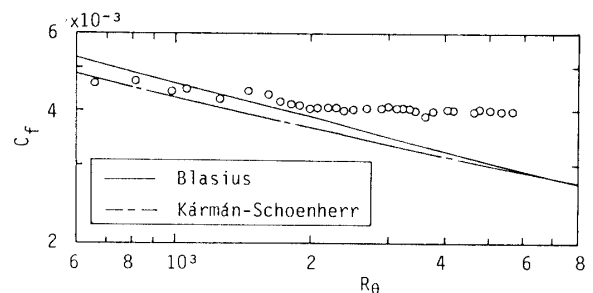


Fig. 2 Local skin friction coefficient.

擦速度の値を基に Monin-Yaglom 法⁽¹⁹⁾により原点補正量が評価され、y 方向原点の決定がなされている。このとき、外層の速度分布に基づく方法⁽²⁰⁾は後述のように外層の速度分布がレイノルズ数により若干変化するため使用できなかった。結果をみると、分布は R_θ 数によりほとんど変化せず相似となっている。図示していないが、滑面境界層の分布と比べると本粗面流のものは壁近くにおいて速度欠損量が大きい。これは粗さにより運動量の壁面への吸い込みが増加したためと解釈されるが、抵抗係数がほぼ等しい $R_\theta=700, 790$ においても速度分布にこのような差異がみられることは極めて興味深い。

3.3 内層における平均速度分布

ここでは対数速度分布に基づき内層の速度分布へのレイノルズ数の効果を調べてみる。Fig. 4 は $R_\theta=700\sim 5140$ の範囲の 7 条件における対数速度分布を示す。図中、実線は1968年のスタンフォード会議で採用された定数を用いた滑面境界層の分布⁽¹⁸⁾を示す。本粗面流の結果はすべての R_θ 数の分布において対数直線部が存在している。その直線部の傾きは R_θ 数によらず滑面流のものに等しい。したがって、カルマン定数の値は通常の滑面流で用いられている値 $\kappa=0.41$ と同じであることが判断される。ただし、対数直線部が成立する上限の y^+ の値は R_θ 数の減少により減少している。一方、粗さ底層内の分布は流れ方向の局所位置に依存するため⁽²¹⁾⁽²²⁾、壁近傍の分布については粗さ要素の 1 ピッチ間の平均に基づき議論する必要があるものと考えられる。滑面流の対数直線部からの下方への平行移動量で

ある粗さ関数はレイノルズ数の減少とともに減少している。しかし、抵抗係数の値が滑面流とほぼ等しい値をとる $R_\theta=700, 790$ の分布においても粗さ関数は零とはなっていない。このことは層全体における速度分布の結果からも予想できる。粗面上的流れにおいては粗さによる壁面への運動量の吸い込みの増加による速度欠損量が粗さ関数として生じると解釈されている⁽²³⁾が、この結果はこの解釈と一致しない。

Fig. 5 は粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$ の d 形粗面の代表粗さ尺度である原点補正量 d に基づくパラメータ $d u_\tau/\nu$ に対する分布である。完全粗面領域においては下式(1)に示す関係が成立することが分かっている。

$$\frac{\Delta U}{u_\tau} = 5.5 \log \frac{u_\tau d}{\nu} - 0.8 \dots\dots\dots (1)$$

図中には Bandyopadhyay による d 形粗面境界層の結果⁽¹¹⁾もあわせて示した。 $R_\theta \geq 2000$ の完全粗面領域においては、 $\Delta U/u_\tau$ と $d u_\tau/\nu$ は対数関係となっている。一方、 $R_\theta < 2000$ の遷移粗さ領域においては分布はその

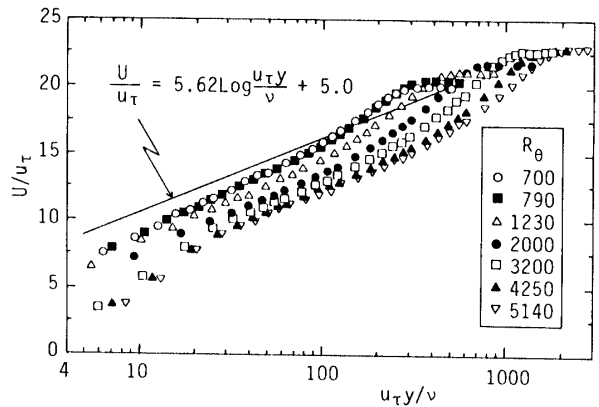


Fig. 4 Logarithmic velocity profile.

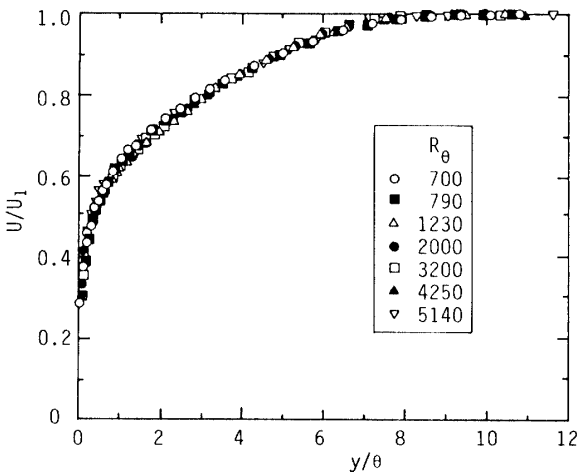


Fig. 3 Mean velocity profile through the whole layer.

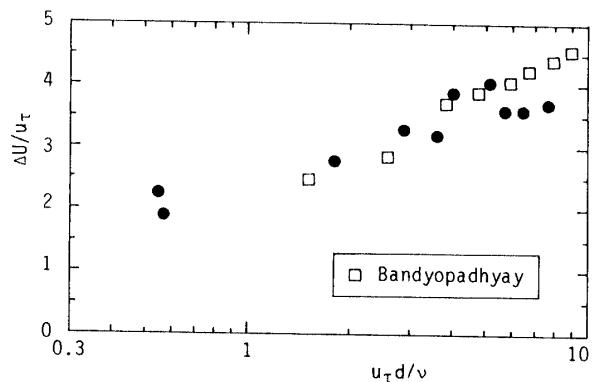


Fig. 5 Roughness function.

対数関係から上方にずれており、粗面流で得られている一般的な結果とは異なる⁽²³⁾。これに関連し、遷移粗さ領域から粗さ関数が負の値をとる抵抗減少に至る範囲の粗面壁上における壁法則を確立することは興味ある事柄である。

Fig. 6 は対数直線部が成立する上限の高さが境界層厚さに占める割合を示す L^*/δ の R_θ 数による変化を示す。図中には比較のため Purtell ら⁽⁷⁾ 及び Subramanian ら⁽²⁴⁾ の滑面流における結果をあわせて示す。滑面流の L^*/δ の値は $R_\theta \geq 2000$ の範囲において 0.17 のほぼ一定値をとり、 $R_\theta < 2000$ の範囲においては R_θ 数の減少とともに増加する。本粗面流の L^*/δ の値は $R_\theta \geq 3000$ の範囲において 0.14 の一定値をとり、 $R_\theta < 3000$ の範囲においては R_θ 数の減少とともに増加する。両者を比較すると、 R_θ 数によらず本粗面流の L^*/δ の値は滑面流のものに比べて小さい。このことは粗面流と滑面流とでは後流分布に差異があることを示唆している。

3.4 外層における速度分布

ここでは速度欠損法則及び後流法則に従って外層の速度分布に及ぼすレイノルズ数の効果を詳細に調べて

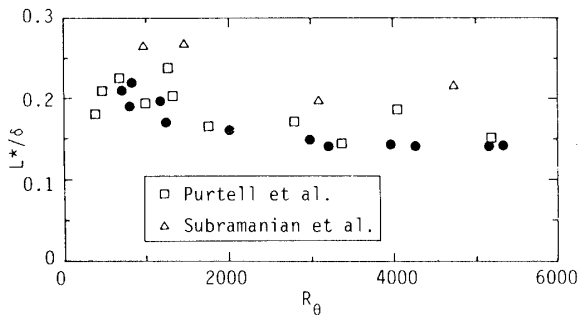


Fig. 6 Upper limit height of logarithmic layer.

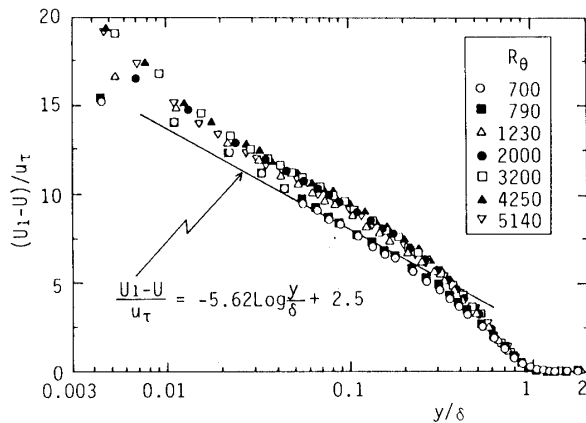


Fig. 7 Velocity defect law.

みる。Fig. 7 は速度欠損分布を示す。壁面からの距離を無次元化する尺度としては Rotta が提案した長さ尺度⁽²³⁾を用いることが望ましいが、ここでは乱流量等他の研究者の結果との比較を考慮して δ を採用した。図中の実線は零圧力勾配下の滑面境界層の分布⁽²⁵⁾である。 $R_\theta = 3200 \sim 5140$ の本粗面流の分布は R_θ 数によらず相似であるが、分布の切片である定数項は滑面流のものとは異なる。このことに関連し、古屋らは金網粗面上の流れ場において速度欠損法則の定数項にわずかながら粗さによる影響が現れることを指摘している⁽²⁰⁾。また、Perry ら⁽²⁶⁾ は粗面上と滑面上との境界層の発達過程が異なることを推測している。これらのことは一様粗度やリブレット等の種々の形状をもつ壁面上の流れ場において、速度欠損法則の成立を仮定して抵抗係数を求める方法が不正確であることを示唆している。なお、 $R_\theta = 5140$ における本粗面流の結果を滑面流の分布に一致させるには直接測定により求めた抵抗係数の値を 30% 増加させる必要があった。一方、 $R_\theta = 700, 790$ における分布は滑面流の分布にほぼ一致している。これらの実験結果は抵抗係数の増加が速度欠損法則の定数項の値の変化として現れることを示している。

Coles による後流法則の粗面境界層への適用について調べてみる。粗面境界層における後流法則は下式(2)のように書き表すことができるであろう。

$$\frac{U}{u_\tau} = 5.62 \log \frac{u_\tau y}{\nu} + 5.0 - \frac{\Delta U}{u_\tau} + \frac{\Pi}{\kappa} W \frac{y}{\delta} \dots (2)$$

ここで Π は後流パラメータであり、通常圧力勾配に依存する値と考えられている。 $W(y/\delta)$ は普遍後流関数である。後流パラメータは後流強さとの間に下式(3)の関係がある。

$$\frac{\Delta U_1}{u_\tau} = \frac{2\Pi}{\kappa} \dots (3)$$

Fig. 8 は後流関数の分布を示す。図中の実線は滑面流の実験データから求めた Coles による実験式(4)である。

$$W \left(\frac{y}{\delta} \right) = 1 - \text{Cos} \left(\frac{\pi y}{\delta} \right) \dots (4)$$

また、図中の破線は $y = \delta$ で $dU/dy = 0$ を考慮した Lewkowicz⁽²⁷⁾ の実験式(5)から求めた。

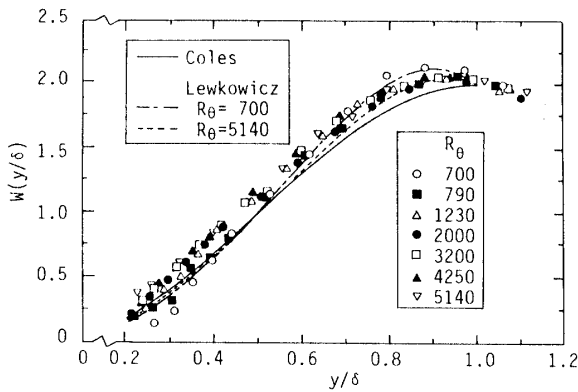


Fig. 8 Wake function.

$$W \left(\frac{y}{\delta} \right) = 2 \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 \left(3 - 2 \frac{y}{\delta} \right) - \frac{1}{\Pi} \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 \left(1 - 2 \frac{y}{\delta} \right) \dots\dots\dots (5)$$

本粗面流の結果をみると、後流関数の分布は $y/\delta > 0.5$ の範囲においては R_θ 数によらず Lewkowicz の分布に近い。 $y/\delta < 0.5$ の壁面に近い範囲においては、 $R_\theta \geq 3200$ の本粗面流の分布は滑面流のもの上方にずれている。この結果は L^*/δ の値が滑面流と比べて小さいことと対応する。一方、 $R_\theta = 700$ の分布は滑面流の分布に比べ下方へずれている。これらの後流関数の壁面の種類あるいはレイノルズ数による変化はわずかではあるが、速度欠損分布の結果においても述べたように抵抗係数を見積る際には大きな誤差を生じる。したがって、後流関数を普遍とする仮定には疑問が残るようである。

Fig. 9 は後流パラメータの R_θ 数による変化を示す。図中の実線は零圧力勾配下の滑面境界層において得られた実験データから Coles が求めた実験式 (6) である。

$$\Pi = 0.55 [1 - \exp(-0.243\xi^{1/2} - 0.298\xi)] \dots\dots\dots (6)$$

$$\xi = R_\theta / 425 - 1$$

Erm ら⁽⁹⁾のデータは零圧力勾配下の滑面境界層における最近の実験から得られたもので、Coles の分布式にほぼ一致している。本粗面流のデータはすべての R_θ 数範囲において滑面流のものよりも大きい。 Π の値は $R_\theta = 2000 \sim 4250$ の範囲においては 0.68 のほぼ一定値をとり、 $R_\theta \leq 2000$ の範囲においては R_θ 数の減少とともに減少し滑面流の分布に漸近する傾向を示す。一方、 $R_\theta > 4250$ の範囲においては R_θ 数の増加により Π の値は減少するようである。 $R_\theta \rightarrow \infty$ のときの Π がどのような傾向を示すかは興味ある事柄である。また、完全粗面領域から遷移粗さ領域へと変化する $R_\theta = 2000$ においては Π の値

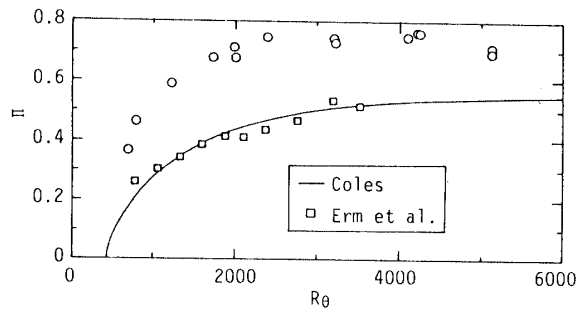


Fig. 9 Wake parameter.

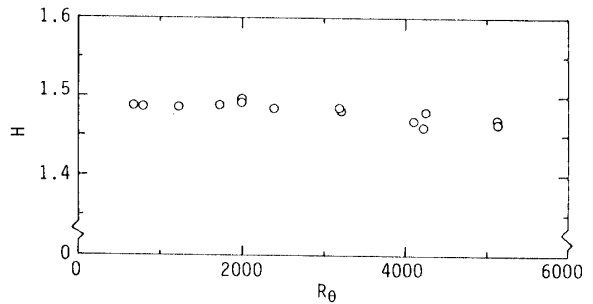


Fig.10 Shape factor.

は若干大きいようである。後流分布はエンタレインメントや乱流拡散に主要な役割を果たす大渦構造と関連することから、ここで述べたような後流関数及び後流パラメータの両者の差異は壁面の幾何学的形状の差異が外層の大渦構造にまで及んでいることを示している。また、 Π の値が滑面流のものに比べて大きいということから、本粗面流においては、大渦構造によるエンタレインメントが活発であることが予想される。

3.5 形状係数

Fig. 10 は形状係数 $H (= \delta^*/\theta, \delta^*$ は排除厚さ) の変化を示す。 H の値は $R_\theta > 2000$ の範囲においては R_θ 数の減少によりわずかに増加し、 $R_\theta \leq 2000$ の範囲においては 1.49 のほぼ一定値をとる。本粗面流の H の値は図示したすべての R_θ 数の範囲において滑面流の通常値 1.4 に比べて大きく、壁近くにおける速度の欠損量が大きいことを表している。 Fig. 11 は Clauser の形状係数 $G^{(23)}$ の変化を示す。 G は下式 (7) に定義される。

$$G = \frac{\int_0^\delta \left(\frac{U_1 - U}{u_r} \right)^2 dy}{\int_0^\delta \left(\frac{U_1 - U}{u_r} \right) dy} \dots\dots\dots (7)$$

零圧力勾配下の滑面境界層において平衡とみなされる流れは $G = 6.1$ か 6.8 の値をとる⁽²³⁾。結果をみると $2000 \leq$

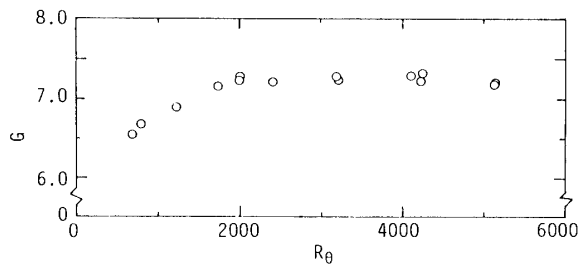


Fig.11 Clauser's shape factor.

$R_\theta \leq 5140$ の範囲において G はほぼ一定となっており、本粗面流がこの範囲で平衡境界層となっていることが分かる。その一定値は $G=7.3$ と滑面流の値に比べ大きく、本粗面流においてエネルギー散逸率が大きいことが理解される。一方、 $R_\theta < 2000$ の範囲においては G の値は R_θ 数の減少により減少している。

4. 結 言

$R_\theta = 700 \sim 5140$ の範囲の d 形粗面境界層の平均速度分布に関する尺度法則におけるレイノルズ数の効果を直接測定から求めた u_r を用いて調べ、以下の結論が得られた。

- (1) 層全体における速度分布は滑面境界層のものと比べ壁近くにおける速度欠損が大きい、分布は R_θ 数によらずほぼ相似である。
- (2) 対数速度分布は R_θ 数によらず成立し、カルマン定数の値は滑面流のものと同一 $\kappa=0.41$ である。遷移粗さ領域における粗さ関数と粗さを代表するパラメータ $d u_r / \nu$ との関係は完全粗面領域のもののように対数とはならない。 L^*/δ の値は滑面流のものに比べ小さく、遷移粗さ領域においては R_θ 数の減少により増加する。
- (3) 速度欠損分布は完全粗面領域においては相似となるが、定数項の値は滑面流の分布と異なる。また、この定数項の値は遷移粗さ領域において R_θ 数が減少するとき抵抗係数とともに変化した。
- (4) 後流関数は $y/\delta < 0.5$ の範囲で R_θ 数の減少により分布が変化し、滑面流で得られた実験式とも異なっていた。後流パラメータは滑面流のものに比べると、値の大きさ及び R_θ 数に対する発達傾向が異なる。

文 献

- 1) Spalart, P.R., J. Fluid Mech., 187(1988), 61.
- 2) Patel, V.C., 他2名, AIAA J., 23(1985), 1308.
- 3) Launder, B.E. and Spalding, D.B., Mathe-

matical Models of Turbulence, (1972), Academic Press.

- 4) Coles, D.E., J. Fluid Mech., 1(1956), 191.
- 5) Simpson, R.L., J. Fluid Mech., 42(1970), 802.
- 6) Huffman, G.D. and Bradshaw, P., J. Fluid Mech., 53(1972), 45.
- 7) Purtell, L.P., 他2名, Phys. Fluids, 24-5(1981), 802.
- 8) Murlis, J., 他2名, J. Fluid Mech., 122(1982), 13.
- 9) Erm, L.P. and Joubert, P.N., J. Fluid Mech., 230(1991), 1.
- 10) Ligrani, P.M. and Moffat, R.J., J. Fluid Mech., 12(1986), 69.
- 11) Bandyopadhyay, P.R., J. Fluid Mech., 180(1987), 231.
- 12) Granville, P.S., J. Ship Res., 27-3(1977), 30.
- 13) 大坂, 他2名, 機論, 50-458B(1984), 2299.
- 14) 大坂, 他2名, 機論, 51-470B(1985), 3102.
- 15) Tani, I., Perspectives in Turbulence Studies, (1987), 223, Springer.
- 16) Choi, K.-S., J. Fluid Mech., 208(1989), 417.
- 17) Ligrani, P.M. and Bradshaw, P., Exp. Fluids, 5(1987), 407.
- 18) 中村・大坂, 工科系流体力学, 共立出版
- 19) Monin, A.S. and Yaglom, A.M., Statistical Fluid Mechanics of Turbulence, (1973), 294, The MIT Press.
- 20) 古屋・藤田, 機論, 32-237(1966), 725.
- 21) 大坂, 他2名, 機論, 52-478B(1986), 2360.
- 22) 望月・大坂, 機論, 56-523B(1990), 555.
- 23) Rotta, J.C., Turbulent Boundary Layer in Incompressible Flow, Progress in Aero. Sci. 2(1962), 14, Pergamon Press.
- 24) Subramanian, C.S. and Antonia, R.A., Int. J. Heat and Mass Transf., 24-11(1981), 1833.
- 25) Hinze, J., Turbulence, (1975), McGRAW-HILL.
- 26) Perry, A.E., 他2名, J. Fluid Mech., 177(1987), 437.
- 27) Lewkowicz, A.K.Z., Flugwiss Wltraumforsch 6, (1982), 261.
- 28) Clauser, F.H., Advances in Applied Mech. 4, Academic Press, (1956), 1.

(平成4年4月7日受理)