

## d 型粗面乱流境界層の自己保存性

大坂 英雄\*・西野 敏明\*\*・小山さとる\*\*\*・影山 芳郎\*

### Self-Preservation for a Turbulent Boundary Layer over a d-type Rough Surface

Hideo OSAKA, Toshiaki NISHINO, Satoru OYAMA  
and Yoshiro KAGEYAMA

#### Abstract

This paper describes an analytical and a detailed experimental study for self-preservation of a turbulent boundary layer with zero pressure gradient over a d-type rough surface. It is not confirmed experimentally so far that a zero pressure gradient boundary layer considered here closely satisfies the requirement of exact self-preservation, because of the difficulty for measurement of the local wall shear stress accurately.

In the present paper, the wall shear stress is determined exactly from the direct measurement by the use of a floating element device. Result shows that the skin friction coefficient is almost constant. The mean velocity and turbulence quantities characteristics are also investigated experimentally, and the distributions indicate the similarity. From the results mentioned above, it is found that a d-type rough wall turbulent boundary layer confirms to Rotta's condition of precise self-preserving flow.

#### 1. ま え が き

J. C. Rotta<sup>1)</sup>によれば、乱流境界層においては6種類の自己保存流が実現可能である。過去の代表的な例としては、Rottaの第一番目の条件の圧力上昇を伴う場合の Clauser<sup>2)</sup>による実験があり、Bradshaw<sup>3)</sup>や Herring と Norbury<sup>4)</sup>がこれをさらに発展させている。本研究は、 $k_r$  = 一定の粗面流が Rotta の第2番目の条件、すなわち圧力一定の場合、 $u_r/U_1$  = 一定でかつ、 $\delta \propto (x-x_0)$  の関係を満足するか否かを検討することを目的とする。

本研究で取扱う d 型粗面は、Morris<sup>5)</sup>、Knight & MacDonald<sup>6)</sup>により擬滑面流 (quasi-smooth flow) と分類されており、従来管内流について調べられてきた。d 型粗面平板上の流れ場についての主な研究は、Perry ら<sup>7)</sup>による零及び逆圧力勾配下の流れの研究がある。Perry らは原点補正量  $d$  と粗さ関数  $JU/u_r$  の評価より、粗面を d 型及び k 型に分類し、d 型粗面

では  $JU/u_r$  は  $du_r/\nu$  の関数であることを指摘した。また粗さ要素の前、後面上の圧力測定より、仮想面に働く壁面せん断応力が一定になることを示し、d 型粗面流は Rotta の自己保存の条件を満足することを示唆した。また、Wood & Antonia<sup>8)</sup>は零圧力勾配下の流れの研究において、平均速度及び乱れ強さ、レイノルズせん断応力の測定を行ない、各々の分布が相似性を呈することを示し、d 型粗面流が厳密な自己保存性を満足することを示唆した。ところで、d 型粗面に関する研究は、Yaglom<sup>9)</sup>及び Townsend<sup>10)</sup>により“repeated square rib 上の流れでは、広範囲の流れ場において定在渦が周期的に放出しているのがみられること、及び残念ながら信頼のおける要素上の速度分布のデータは極めて少ない”とコメントされているように、特に乱流量のデータの蓄積が望まれている。また、d 型粗面流は、Rotta の厳密な自己保存の条件を満足する流れ場であると示唆されているものの、その壁面せん断応力を正しく評価するのが困難であるため、明確な実験的確認がこれまでのところ得られていない。

そこで本研究では、まず d 型粗面流の場合の Rotta の厳密な自己保存の条件を経験則に基づき誘導する。次に、repeated square rib よりなる d 型粗面乱流境

\* 機械工学科

\*\* 広島県立尾道工業高等学校

\*\*\* 大学院機械工学専攻

界層を作成し、壁面剪断応力の正確な評価を行ない、また平均流及び乱流量の分布の相似性を検討し、これらの結果より半経験理論から求めた自己保存の条件を実験的に確認する。さらに滑面及び  $k$  型粗面乱流境界層との相異を明確にすることを目的とする。

2. 実験装置及び方法

本風洞は全長 10.4 m, 測定部長さ 4 m を有し、絞り部の絞り比は約 5:1 である。測定部は上壁面、側壁面とも透明アクリル樹脂製で、特に上壁面は流れ方向に任意の圧力勾配が得られるように可撓屋根となっている。なお出口断面における乱れ強さは 0.2% 以内である。

Fig. 1 に測定平板、座標系及び主要記号を示す。平板は 18 mm 厚のベークライト製で、粗さ高さ  $K_r$ , 幅  $B$ , 溝部の幅  $W$  はともに 3 mm, ピッチ  $\lambda=6$  mm, 従っ

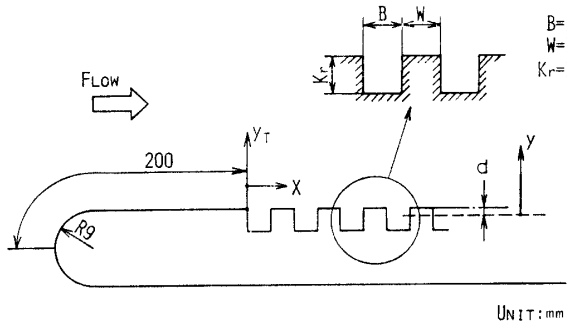
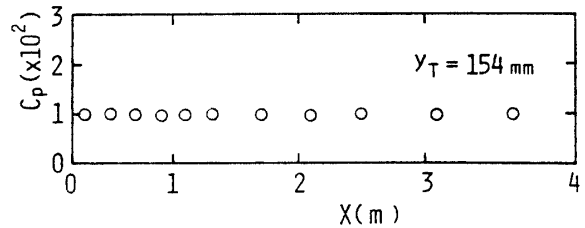


Fig. 1 Measuring plate, coordinate and nomenclature.

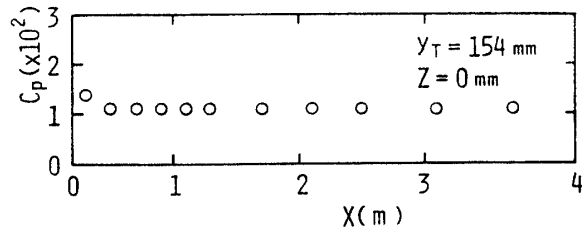
てピッチ比  $\lambda/B=2$  である。粗さ高さの不均一は要素周りの圧力分布に極めて大きな影響を及ぼすことが Perry ら<sup>7)</sup> により報告されていることを考慮し、上述のベークライト板を十分注意を払って機械加工により成形した。前縁部付近は長さ 200 mm の滑面部と、先端が半径 9 mm の半円筒形状部よりなる。なお、粗さ要素頂点を滑面の高さに一致させている。座標系は、粗さ要素の先端を原点として流れ方向を  $x$  とする直角座標である。ただし  $y_T$  は粗さ要素頂点より垂

直方向に測った距離、 $d$  は原点補正量、 $y$  は原点補正を考慮した距離で  $y=y_T+d$  である。

Fig. 2 に主流及び側壁上の流れ方向静圧分布を示す。 $C_p$  は無次元圧力係数で、 $C_p=2(p-p_\infty)/\rho U_1^2$  である。 $p$  は局所の圧力で、 $p_\infty$  は大気圧、 $U_1$  は主流速度を示す。主流及び側壁静圧とも流れ方向に  $C_p \approx 0.01$  であり、圧力勾配はほぼ零であるとみなしてよい。



(a)



(b)

Fig. 2 Static pressure. (a) side wall, (b) main free stream

実験は単位レイノルズ数  $U_1/\nu=1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$  ( $U_1 \approx 15 \text{ m/s}$ ) で行なった。境界層内の平均速度の測定は、ピトー管を用い、乱れ強さ及びレイノルズせん断応力は、 $X$  型プローブと定温度型熱線風速計を用いて測定した。原点補正については、Moore<sup>11)</sup> による指摘以来、対数法則を基にした種々の原点補正量を求める方法が提案されている。ここでは、代表的な F-F 法 (古屋-藤田法<sup>12)</sup>) 及び M-Y 法 (Monin-Yaglom 法<sup>13)</sup>) の両者を用いて原点補正量  $d$  を算出した。F-F 法の場合、速度欠損法則の成立を前提としたもので、粗面の乱流境界層の場合妥当な決定方法であろう。一方 M-Y 法は壁法則に基づいて原点補正量を求める方法であり、

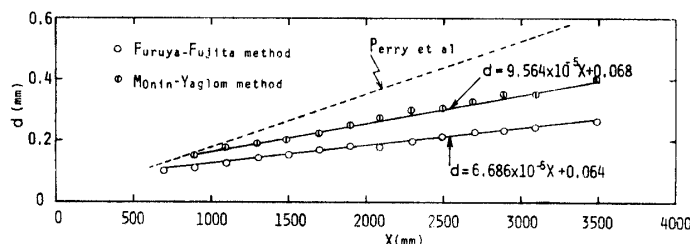


Fig. 3 Error in origin.

若干の任意性が入り込む余地がある。

Fig. 3 は前述した F-F 法, M-Y 法により求めた原点補正量の流れ方向変化を示す。図中, 破線は Perry ら<sup>7)</sup> の結果を示す。ここで  $u_r$  は両方法の場合直接測定から求めた値を用いている。F-F 法, M-Y 法とも,  $d$  は流れ方向距離  $x$  に対し直線的に増加している。従って  $d$  型粗面における原点補正量は,  $d \propto x$  の関係が成立していることがわかる。

### 3. 自己保存の条件

J. C. Rotta<sup>1)</sup> によれば, 境界層流について自己保存流が実現可能であるのは 6 種類に限られる。ここでは, 零圧力勾配下の  $d$  型粗面乱流境界層において, 自己保存が期待できる条件を吟味してみる。

二次元定常流の零圧力勾配下の乱流境界層について, 運動方程式は下式のように書ける。

$$U \cdot \partial U / \partial x + V \cdot \partial U / \partial y = -\partial(\bar{u}^2 - \bar{v}^2) / \partial x - \partial uv / \partial y + \nu \partial^2 U / \partial y^2 \quad (1)$$

ここで, 速度分布及び乱れ量の相似形分布を下式のように定義する。

$$\left. \begin{aligned} U_1 - U &= u_r F(\eta, \omega) \\ \bar{u}^2 &= u_r^2 g_1(\eta, \omega), \bar{v}^2 = u_r^2 g_2(\eta, \omega), \bar{uv} = u_r^2 g_3(\eta, \omega) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

ただし,  $\eta = y/\delta$ ,  $\omega = u_r/U_1$  である。(2) 式を用いて (1) 式を無次元化すると下式ようになる。

$$\begin{aligned} \omega(\eta - \omega) \int_0^\eta F d\eta \cdot F' d\delta / dx - [F - \omega(F^2 - F') \int F d\eta] \\ \times \partial d\omega / dx = \omega^2 g'_{12} - 2\omega\delta(g_1 - g_2)d\omega / dx \\ + \omega^2 \eta(g'_1 - g'_2)d\delta / dx - \nu(\delta/U_1)\omega F'' \end{aligned} \quad (3)$$

次に運動量積分方程式は下式のように書ける。

$$\begin{aligned} d\theta / dx + (2+H)(\theta/U_1)dU_1 / dx \\ = \tau_w / \rho U_1^2 + (1/U_1)(d \int_0^\infty (\bar{u}^2 - \bar{v}^2) dy / dx) \end{aligned} \quad (4)$$

(4) 式を (2) 式を用いて無次元化すると下式のようになる。

$$\begin{aligned} (\delta \cdot d\omega / dx + \omega d\delta / dx) \int_0^1 F(1-\omega F) d\eta \\ - \delta(d\omega / dx)\omega \int_0^1 F^2 d\eta \\ = \omega^2 + (2\delta\omega d\omega / dx + \omega^2 d\delta / dx) \int_0^1 (g_1 - g_2) d\eta \end{aligned} \quad (5)$$

ここで  $d\omega/dx=0$  のとき, (5) 式は下式となる。

$$\omega(d\delta/dx) \int_0^1 F(1-\omega F) d\eta = \omega^2$$

$$\therefore d\delta/dx = \omega / \int_0^1 F(1-\omega F) d\eta = \text{const} \quad (6)$$

ただし,  $\omega^2(d\delta/dx) \cdot \int_0^1 (g_1 - g_2) d\eta$  は小さいとして無視したが, このことは実験結果で確かめられている。従って,  $d\omega/dx=0$  の場合に限り  $d\delta/dx = \text{const}$  となることがわかる。ここで (3) 式に  $d\omega/dx=0$  を代入すれば下式ようになる。

$$\begin{aligned} \{\eta - \omega \int_0^\eta F(\eta, \omega) d\eta\} (\partial F(\eta, \omega) / \partial \eta) (d\delta / dx) \\ = \omega^2 \partial g_{12}(\eta, \omega) / \partial \eta \end{aligned} \quad (7)$$

(7) 式は陽には  $x$  に無関係な式となり, 運動方程式が  $x$  に独立に成り立つためには,  $d\omega/dx=0$ , つまり  $\omega = \text{const.}$  であることが必要である。この条件は滑らかな表面上の境界層においては満足されていないため, 粗い面について考えなければならない。

一般に, 粗面上の乱流境界層の速度分布として, Clauser<sup>2)</sup> により下式が与えられている。

$$U/U_1 = (1/k) \ln y u_r / \nu + A - \Delta U/u_r \quad (8)$$

ここで  $k$  は Kármán 定数,  $A$  は定数, そして  $\Delta U/u_r$  は粗さ関数と呼ばれ, 滑面の速度分布からのずれの程度を表わし, 下式で定義される。

$$\Delta U/u_r = (1/k) \ln k_r u_r / \nu + B \quad (9)$$

ここで  $k_r$  は粗さ高さ,  $B$  は定数である。(9) 式を用いて (8) 式を書き替え,  $y = \delta$  で  $U = U_1$  の条件を代入すれば下式が得られる。

$$U_1/u_r = (1/k) \ln \delta/k_r + A - B \quad (10)$$

(10) 式より  $U_1/u_r = \text{const.}$  とするとき,  $\delta/k_r = \text{const.}$  でなければならない。従って  $\delta \propto x$  ならば, 当然  $k_r \propto x$  となる。以上の議論より, 平板上の零圧力勾配下の二次元定常乱流境界層において, 厳密な自己保存の条件は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \omega &= u_r / U_1 = \text{const.} \\ \delta &\propto x \\ k_r &\propto x \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

次に,  $d$  型粗面上の乱流境界層に限りて考える。 $d$  型粗面においても, 速度分布は (8) 式に従うものと予想される。(8) 式を変形すると下式となる。

$$U/u_r = (1/k) \ln y/z_0 \quad (12)$$

ここで  $z_0$  は粗さパラメータと呼ばれ

$$z_0 = (\nu/u_r) \cdot \exp [k(\Delta U/u_r - A)] \quad (13)$$

である。これは平均速度が零となるような仮定の平均高さとして解釈できる。(12)式に境界条件  $y=\delta$  で  $U=U_1$  を代入すると

$$\delta = z_0 \exp [k \cdot U_1 / u_\tau] \quad (14)$$

となる。もし  $U_1 / u_\tau = \text{const.}$  ならば、 $z_0 \propto x$  のとき  $\delta \propto x$  の関係が得られる。

一方 Perry ら<sup>7)</sup> によって  $k$  型、 $d$  型粗面を問わず、下式が成り立つことが示されている。

$$\Delta U / u_\tau = (1/k) \ln du_\tau / \nu + C \quad (15)$$

ここで  $d$  は原点補正量である。(13)式に(15)式を代入すると次式となる。

$$z_0 = d \cdot \exp [k(C - A)] \quad (16)$$

(16)式は粗さパラメータ  $z_0$  が原点補正量  $d$  に比例することを意味する。本  $d$  型粗面の場合、原点補正量  $d$  は  $x$  に対し、直線的に増加することが示されている。従って(16)式より  $z_0$  は  $x$  に比例することになり、さらに(14)式より  $\delta$  は  $x$  に比例することになる。

以上より、 $d$  型粗面上の乱流境界層は、粗さ高さ  $k_r = \text{const.}$  にもかかわらず、 $u_\tau / U_1 = \text{const.}$  及び  $\delta \propto x$  の関係を満足しており、Rotta の厳密な自己保存の条件<sup>1)</sup>を満足することがわかる。本流れ場において以上の条件が満足されているか否か、第4章において実験的に明らかにする。

#### 4. 実験結果

##### 4.1 壁面せん断応力の測定

まず、本実験で採用した3種の壁面せん断応力の測定法について述べる。

Fig. 4は壁面剪断応力測定用の浮動片要素直接測定装置<sup>14)</sup>を示す。これは、浮動片要素に働く抗力を、薄いりん青銅の板ばねのたわみとして取り出し、そのたわみを差動トランスで電気信号に変換した後、変位計の出力として剪断力を測定する装置である。浮動片要素は可動部があるため周囲の粗さ要素と区別する必要があり、ここでは、粗さ要素として  $3\text{mm} \times 3\text{mm}$  の正方形断面を有するアクリル樹脂製の角材を用いて、その高さの不均一を極力抑えるように、注意深く直径  $60\text{mm}$  の浮動片上に9本貼り付けた。浮動片要素の周囲は、その形状に合わせて隙間  $0.25\text{mm}$  の間隔を保つように丸味をつけて整形した。

Fig. 5は、上述の装置の変位計からの出力の特性を

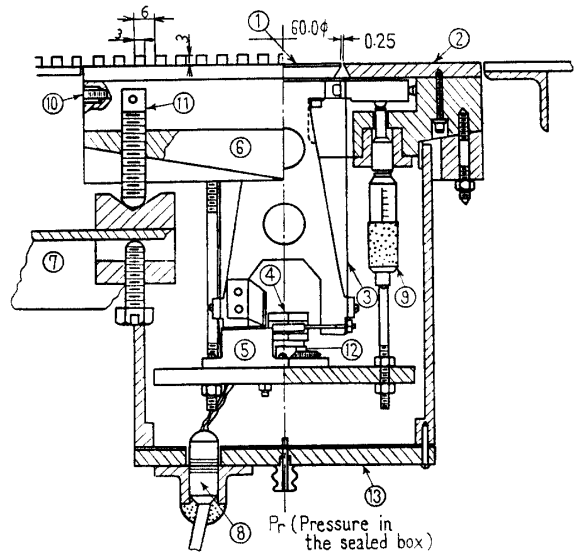


Fig. 4 Direct measurement of area mean drag (floating element devise).

- ① floating element
- ② surrounding plate
- ③ bronze leaf spring
- ④ differential transformer
- ⑤ silicon oil damper tank
- ⑥ supporting base of the device
- ⑦ frame
- ⑧ connecting tap
- ⑨ micrometerhead
- ⑩ clearance adjusting screws
- ⑪ height difference adjusting screws
- ⑫ adjusting slider block for the transformer
- ⑬ sealed box

示す。微小な力から  $1\text{g}$  までの範囲で良い直線性を示しており、測定電圧  $\Delta V$  と力  $F$  の関係は  $F = k \cdot \Delta V$  のように表わすことができる。ここで、検定結果より比例定数は、 $k = 4.21168 \times 10^{-3}$  である。従って求めた力  $F$  より、面積平均として局所壁面せん断応力  $\tau_w$  が、 $\tau_w = F/A$  として算出できる。 $A$  は浮動片要素の面積であり、 $A = 27.027\text{cm}^2$  の値を持つ。なお、実験の際に

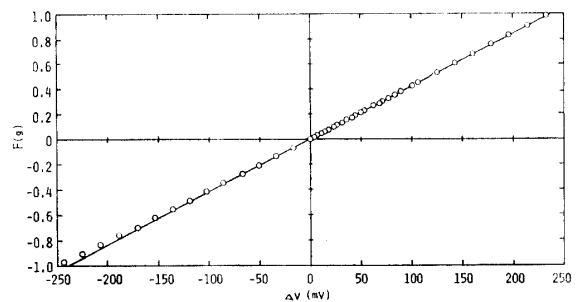


Fig. 5 Relation between drag force and output voltage.

は微小な出力電圧  $\Delta V$  の読み取りの精度をあげるため、出力値を増幅器で 10 倍にして測定した。

Fig. 6 は、本実験の場合の Clauser 線図の一例を示す。Clauser 線図法は、滑面の場合の壁面摩擦応力測定法の 1 つであるが、Schofield<sup>15)</sup> は粗面流の場合にも

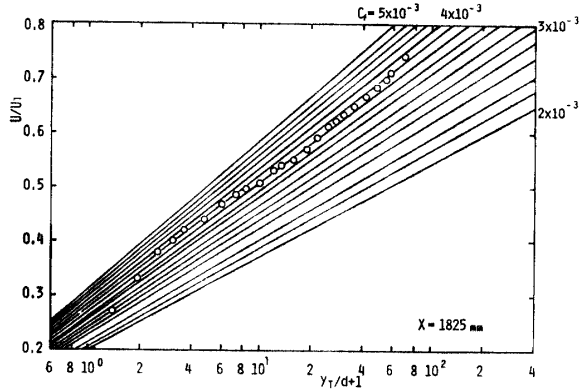


Fig. 6 Rough wall Clauser chart.

適用できるように拡張した。これによると、種々の粗さ形状における原点補正量  $d$  又は粗さ高さ  $k$ , は異なるので、それぞれの対象とする粗さ形状に合う粗面 Clauser 線図が必要であると指摘している。そこで本研究で取り扱っている  $d$  型粗面について、Clauser 線図を求めてみた。第 3 章の (8) 式及び (15) 式を用いて、速度分布を書き表すと

$$U/u_\tau = (1/k) \log(y_\tau + d)/d + A - C \quad (17)$$

となる。(17) 式の両辺に  $u_\tau/U_1 = (C_f/2)^{1/2}$  を乗じ、さらに本研究の場合 Sarnecki<sup>16)</sup> の定数  $A=5.5$ ,  $B=5.4$  を用い、加えて本実験結果より  $C=-0.8$  (Perry らは  $C=-0.4$ ) の値を代入すると

$$U/U_1 = 5.5(C_f/2)^{1/2} \log(y_\tau + d)/d + 6.2(C_f/2)^{1/2} \quad (18)$$

が得られる。これより  $C_f$  をパラメータ群とする線図が描けることがわかる。Fig. 6 は本実験の  $x=1825$  mm 断面の一例を示しており、線図上に描かれたデータが、一番よく適合する  $C_f$  の値を読み取れば、 $C_f=3.9 \times 10^{-3}$  の値が得られる。

Fig. 7 は壁面せん断応力から求めた局所抵抗係数  $C_f$  を示す。縦軸は  $C_f = \tau_w / \frac{1}{2} \rho U_1^2$  であり、横軸は運動量厚さ  $\theta$  に基づくレイノルズ数  $Re_\theta$  である。図中の実線は Blasius<sup>17)</sup>, 一点鎖線は Kármán-Schönherr<sup>18)</sup> の滑面の結果を示す。直接測定による  $C_f$  の値は、 $Re_\theta$  の増加につれて滑面の結果からずれ始め、 $Re_\theta = 2 \times 10^3 \sim 7 \times 10^3$  の範囲でほぼ一定値をとる。従って  $d$  型粗面乱流境界層が実現している範囲では  $C_f$  は  $Re_\theta$  に

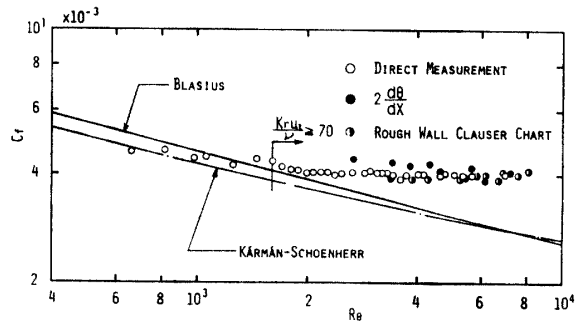


Fig. 7 Local skin friction coefficient.

独立であり、 $u_\tau/U_1$  が一定値を示すことがわかる。なお、 $Re_\theta \approx 800$  において  $C_f$  の値が滑面の結果と一致しており、このとき  $k, u_\tau/\nu \approx 30$  であるが、この粗さレイノルズ数の値は、一般に水学的に滑らかとされている  $k, u_\tau/\nu = 5$  の値よりかなり大きい。運動量積分方程式より求めた  $C_f$  は、ややばらつきが大きく、多少大きめの値を示している。また、Clauser 線図により求めた  $C_f$  の値は、直接測定により求めた値とよく一致しており、原点補正量が前もって正確に与えられるならば、よい精度で  $C_f$  が決定可能であると思われる。

#### 4.2 平均流特性

Fig. 8 は  $x=886 \sim 3486$  mm の 14 断面における層内平均速度分布を示す。図中、 $y$  は原点補正量を考慮

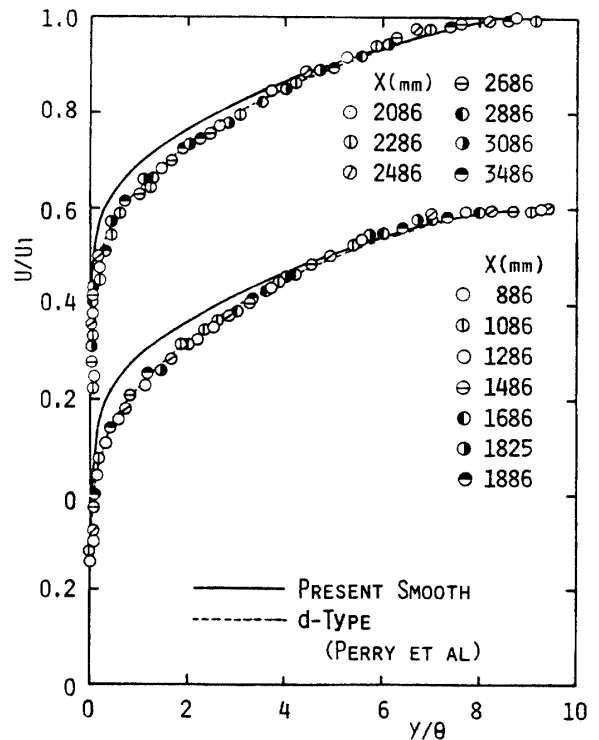


Fig. 8 Mean velocity distribution.

しており、 $\theta$  で無次元化して表わしている。分布は、各  $x$  断面とも層内全体でほぼ一本の曲線上に乗り、よく一致している。これより  $x=886$  mm 以降の断面で相似分布を示すことがわかる。図中実線で示されている本滑面の結果<sup>19)</sup>と比較すると、内層でやせた分布となっている。破線は Perry ら<sup>7)</sup> の  $d$  型粗面における結果であり、本実験の結果とよく一致している。

Fig. 9 は粗さ関数  $\Delta U/u_\tau$  と原点補正量  $d$  との関係を示す。図より両者の間にはほぼ直線関係がある。

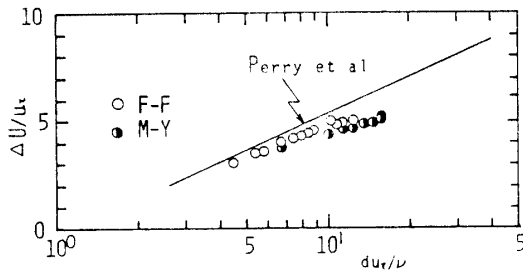


Fig. 9 Roughness function.

F-F 法から求めた原点補正量  $d$  の場合、下式のような関係が得られる。

$$\Delta U/u_\tau = 5.5 \log du_\tau/\nu - 0.8 \quad (19)$$

Perry ら<sup>7)</sup> の結果 ( $\Delta U/u_\tau = 5.75 \log du_\tau/\nu - 0.4$ ) はこれとはやや異なっている。自己保存の成立を示すために (15) 式の関係を明らかにする必要があるが、Fig. 9 によりこの関係が満たされていることがわかる。

Fig. 10 は、粗さパラメータ  $z_0$  と原点補正量  $d$  との関係を示す。Fig. 9 から得られた粗さ関数  $\Delta U/u_\tau$  を用いて、(13) 式より  $z_0$  を求めた。F-F 法、M-Y 法のいずれの場合についても、 $z_0$  と  $d$  との関係は、その傾きは異なるものの、直線関係が得られており、(16) 式が満足されていることがわかる。

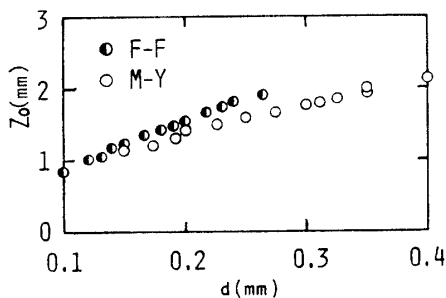


Fig. 10 Roughness parameter.

Fig. 11 は  $x=886$  mm~ $3486$  mm の 14 断面について、Rotta の表示に従って、速度欠損法則を調べたものを示す。摩擦速度  $u_\tau$  は直接測定により求めた壁面

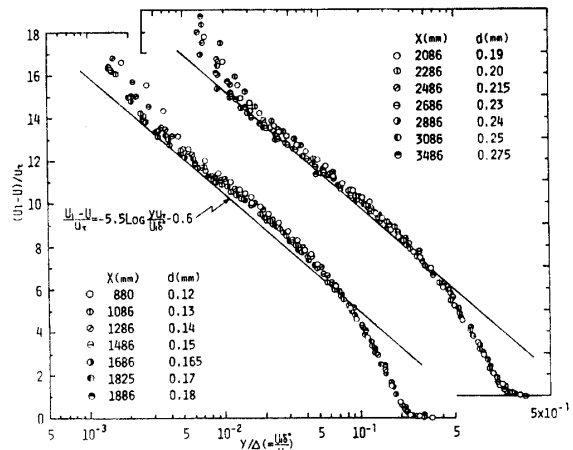


Fig. 11 Velocity defect law.

剪断応力から評価したものであり、 $y$  は原点補正している。実線は零圧力勾配下の滑面流として広く採用されている式を示す。分布は各  $x$  断面ともほぼ一本の曲線上に乗っており、相似となっている。滑面の結果と比較すると、対数法則が成立する範囲で分布の欠損がやや大きい。図は示していないが、壁法則表示では速度分布は流れ方向に系統的に、滑面の結果からずれる変化傾向を示していた。従って前述したように、欠損法則を用いる F-F 法で原点補正量を求める方が妥当である事が分る。

Fig. 12 は、境界層の特性値の流れ方向変化を示す。 $\theta$  は運動量厚さ、 $H$  は形状係数である。 $\theta$  は  $x=700$  mm 以降の範囲で直線的に増加しており、 $\theta \propto x$  の関係にある。これは Perry ら<sup>7)</sup> も同じ傾向の結果を示

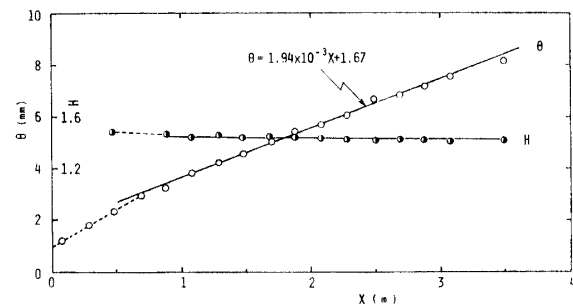


Fig. 12 Boundary layer characteristics.

している。一方、 $H$  は流れ方向にわずかに減少しているものの、 $x=886$  mm 以降の範囲でほぼ一定値  $H \approx 1.44$  を示す。図中、実線は十分  $d$  型粗面乱流境界層に発達していると思われる領域を、破線は前縁部の影響のいぜんとして残っている領域である。

### 4.3 乱流特性

Fig. 13 は、乱れ強さの各成分  $u_{rms}/u_\tau$ ,  $v_{rms}/u_\tau$ ,

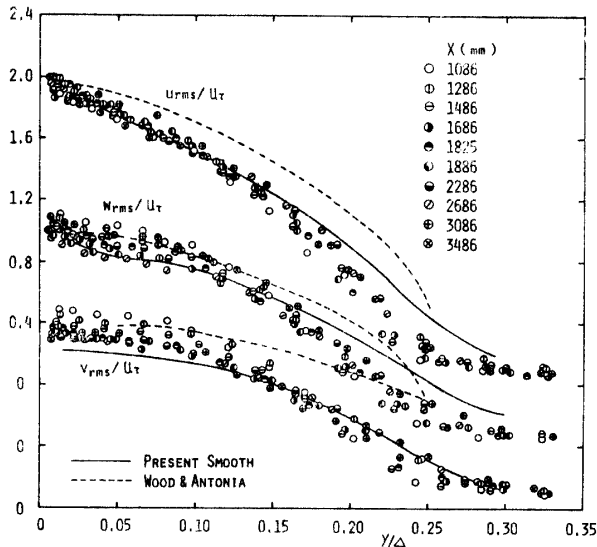


Fig. 13 Turbulent intensity distribution.

$w_{rms}/u_\tau$  の分布を示す。  $u_\tau$  は直接測定より求めた値を用い、距離は  $\Delta$  で無次元化した  $y/\Delta$  で示す。図中の実線は本実験の滑面の結果<sup>19)</sup> であり、破線は Wood & Antonia の  $d$  型粗面の結果<sup>8)</sup> である。乱れ強さの 3 成分は、多少のばらつきはあるものの、層内全域において流れ方向にはほぼ相似な分布を呈している。また、  $y/\Delta < 0.15$  の範囲で  $u_{rms}/u_\tau, w_{rms}/u_\tau$  は本滑面の結果とよく一致しているのに対し、  $v_{rms}/u_\tau$  は本滑面のものよりやや大きな値を示している。この結果は  $d$  型粗面乱流境界層の分布の特徴であると思われる。Wood & Antonia の  $d$  型粗面の結果<sup>8)</sup> と比較すると各成分ともやや小さな値を示している。Wood & Antonia は、摩擦速度  $u_\tau$  を運動量積分方程式から求めているのに対し、本実験では直接測定によって求めており、本測定の方がより正確に  $u_\tau$  を求めている点が両者の分布の差異に効くものと思われる。さらに主流の乱れ強さの相違も両者の結果に関係していると考

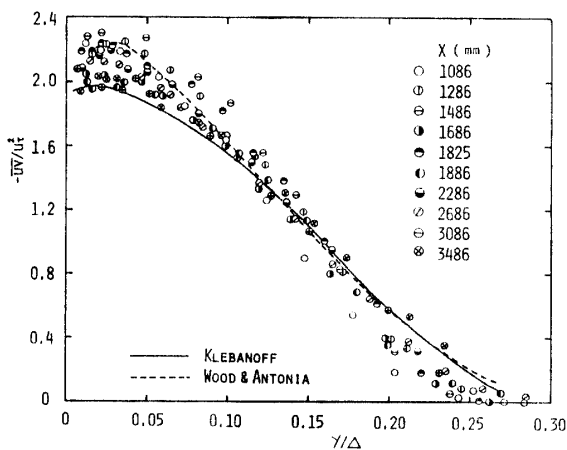


Fig. 14 Reynolds shear stress distribution.

えてよい。

Fig. 14 は無次元レイノルズ剪断応力  $-u'v'/u_\tau^2$  について、乱れ強さと同様  $\Delta$  を用いた無次元距離に対して示したものである。図中の実線は Klebanoff の滑面の結果<sup>20)</sup> であり、破線は Wood & Antonia<sup>8)</sup> の  $d$  型粗面の結果である。Wood & Antonia の  $d$  型粗面の場合の結果とはよく一致しているが、滑面のものと比べると、内層でやや大きな値を示している。測定精度を考慮すれば、全体として層内全域において各  $x$  断面ともほぼ相似な分布を呈している。

### 5. 考 察

零圧力勾配  $d$  型粗面乱流境界層の場合、  $k_r = \text{const.}$  にも拘らず  $u_\tau/U_1 = \text{const.}$  であれば  $\delta \propto x$  の関係が成立することを第 3 章において示した。そこで  $d$  型粗面における自己保存の条件が本流れ場において成立するか否かを、実験結果をもとに調べてみる。

Fig. 8 より  $x = 886 \text{ mm}$  以降の断面において平均速度分布が相似となること、及び Fig. 13, 14 より乱れ強さとレイノルズ剪断応力分布が  $x = 886 \text{ mm}$  以降の断面でほぼ相似となることから、本流れ場は自己保存性が成立していることが示唆された。第 3 章で示された条件について吟味すると、直接測定により評価された局所抵抗係数  $C_f$  は、  $R_0 = 2 \times 10^3 \sim 7 \times 10^3$  の範囲で一定値をとっている。これより本流れ場においては  $u_\tau/U_1 = \text{const.}$  であることが分る。次に  $\delta \propto x$  の関係が成立するか否かについて検討する。Fig. 2 に見られるように  $d \propto x$  の関係が成立しており、一方、Fig. 10 より  $z_0 \propto d$  の関係があることから  $z_0 \propto x$  の関係が満足されていることがわかる。ところで、(13) 式、つまり  $\delta = z_0 \exp[kU_1/u_\tau]$  において、  $u_\tau/U_1 = \text{const.}$  の関係が実験的に確かめられたことより、  $\delta \propto z_0$  の関係が成立することになる。従って  $\delta \propto x$  の関係が満足されている。以上のことより第 3 章において示された自己保存の条件を全て満足することになり、本流れ場は自己保存性が成立していることが実験的に確認された。自己保存の成立は Perry ら<sup>7)</sup> 及び Wood & Antonia<sup>8)</sup> も同様の結果を示しているが、本研究においては、壁面せん断応力の評価法で最も信頼のおける直接測定から算出しており、十分な精度で自己保存性を確認できたものと考えられる。

### 6. ま と め

$d$  型粗面乱流境界層について、自己保存の条件を理

論的に算出し、その条件を実験的に調べた結果、以下のことが明らかとなった。

(1) 本流れ場においては、 $x=886\text{ mm}$  以降の範囲において、境界層厚さ  $\delta$  は流れ方向距離  $x$  に対し比例して増加する。

(2) 直接測定により求めた局所抵抗係数  $C_f$  は、 $R_\theta=2\times 10^3\sim 7\times 10^3$  の範囲において一定値をとる。運動量積分方程式から求めた  $C_f$  は、ばらつきがやや大きく値も大きいのに対し、Clauser 線図から求めた  $C_f$  は、直接測定から求めた結果とかなりよい一致を示す。なお、滑面の結果と一致する  $R_\theta=800$  で、 $k, u_\tau/\nu$  の値はおおよそ 30 であり、一般に水力学的になめらかとされている  $k, u_\tau/\nu=5$  と大きくかけはなれている。

(3)  $x=886\text{ mm}$  以降の断面において、平均速度及び乱流量の分布は相似となる。その分布形状については、乱れ強さの  $v$  成分及びレイノルズ剪断応力分布は、内層において滑面の結果より大きく、これは  $d$  型粗面の分布の特徴であると思われる。

(4) 直接測定より求めた  $C_f$  が一定であり、かつ  $\delta\propto x$  の関係が言えることにより、 $d$  型粗面乱流境界層は  $k, \nu$  が一定にも拘らず、Rotta の厳密な自己保存の条件を満足する。

## 文 献

- 1) J.C, Rotta (大路通雄訳), 乱流, 岩波書店, (1975)
- 2) Clauser, F.H.: Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients. *J. Aeron. Sci.* **21**, 91. (1954)
- 3) Bradshaw, P.: The turbulence structure of equilibrium boundary layers. *J. Fluid Mech.* **29**, 625-645 (1967)
- 4) Herring, H.J. and Norbury, J.F.: Some experiments on equilibrium turbulent boundary layers in favourable pressure gradients. *J. Fluid Mech* **27**, 541-549 (1967)
- 5) Morris, H.M., "Design Methods for Flow in Rough Conduits," *Journal of the Hydraulics Division, ASCE*, **85**, No. HY7, Proc. Paper 2081 (July, 1959) pp. 43-62.
- 6) D.W. Knight and J.A., Mac Donald, "Hydraulic Resistance of Artificial Strip Roughness," *J. Hyd. Div. ASCE*, HY6, 675, (1979)
- 7) A.E. Perty, W.H. Schofield and P.N. Joubert, "Rough wall turbulent boundary layer", *J. Fluid Mech.*, **37**-2, 383 (1969)
- 8) D.H. Wood and R.A. Antonia, "Measurements in a Turbulent Boundary layer Over a d-Type Surface Roughness", *Trans, ASME J. App. Mech.*, 591 (1975)
- 9) A. M. Yaglom, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 11 (1979)
- 10) Townsend, *The Structure of Turbulent Shear Flow*, 2nd ed., Cambridge Univ. Press, (1976)
- 11) W.F. Moore, "An experimental investigation of the boundary layer development on a long surface" Ph. Dr. dissertation, State Univ. Iowa, (1951)
- 12) 古屋・藤田・中島: 日本機械学会論文集, **33**-250, 939 (1967)
- 13) A. S. Monin and A. M. Yaglom, *Statistical Fluid Mechanics, Mechanics of Turbulence*, 1, the MIT Press, 284 (1973)
- 14) 古屋・中村・大坂・本田: 日本機械学会論文集, **40**-339, 3054 (1974)
- 15) W.H. Schofield, "Turbulent Shear Flows over a Step Change in Surface Roughness", *Trans. ASME*, **103**, 344 (1981)
- 16) たとえば Thompson. B.G. J., Rep. & Mem., Aeron. Res. Council, No. 3463 (1965)
- 17) たとえば Hopkins, E.J. & Inouye, M., "An evaluation of theories for predicting turbulent skin friction and heat transfer on flat plates at supersonic and hypersonic mach numbers" *AIAA J.*, **9**, 993 (1971)
- 18) たとえば 14) 参照
- 19) 平野: 山口大学工学部昭和54年度修士論文
- 20) Klebanoff, P.S., "Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient" *NACA Rep. No. 1247* (1955)

(昭和57年4月15日 受理)