

山口大学流体力学実験室境界層用風洞について

大坂英雄*・飯山和友**・山内義裕**・久保川孝俊***

Boundary layer wind tunnel of Hydraulic Laboratory in Yamaguchi Univ.

Hideo OSAKA, Kazutomo IYAMA, Yoshihiro YAMAUCHI
and Takatoshi KUBOKAWA

Abstract

For the purpose of the experimental investigation of turbulent boundary layers, the boundary layer wind tunnel which is of some size for the one, was projected to make at the Hydraulic Laboratory in Yamaguchi University. From the detailed measurement of mean velocity and wall shear stress, careful consideration was given about two-dimensionality of flow fields and boundary layer development.

The followings were revealed.

- 1) Setting up the reformed honeycombs, the flow fields become nearly two-dimensional in the range of $z = \pm 300$ mm.
- 2) In the case of natural transition, the boundary layer is equilibrium in the region lower than $x \cong 600$ mm.

From the results mentioned above, it may be right to consider that this wind tunnel has a thorough accuracy and an extensive usefulness for experimental researches for boundary layers.

1. ま え が き

近年流体機械の大型化、高速化に伴い、また省エネルギーの観点からわずかな効率上昇が望まれ、流れ場を正確に把握するため、境界層（特に乱流境界層）の特性を知ることが重要な課題となっている。一般に境界層の研究を行なうには、精密な測定による確認が必要である。その際、実物と同程度のレイノルズ数 $R_x = 10^7 \sim 10^9$ で行なうことが望ましいが、実際にその程度の値で行なうには非常に困難であり、したがって、少くとも $10^6 \sim 10^7$ 程度のレイノルズ数が必要である。これを得るための実用的方法は、測定長の大きい風洞で行なうことである。また、質の良い二次元の流れ場を得るためには、アスペクト比の大きい断面形状を持った測定部が望ましい。一方、大気中、水中における乱れの強さは0.05%程度であるので、境界層実験における主流の乱れは0.1%程度に低くすることが必要である。これらのことを背景として、筆者らは大型の低

乱境界層用風洞を設計、製作した。風洞は押込み式のエッフェル型とし、測定部は $0.5mH \times 1mW \times 2.5mL$ とした。また、風速は $0 \sim 30$ m/s の範囲で連続的に変化でき、送風機は 1200 mm ϕ 、電動機は 15 KW の V S モーターを使用した。ここではこの風洞の設計要領、製作過程ならびに、風洞特性について報告する。

記 号

X : 平板前縁から流れ方向への距離

Y : 平板から垂直方向の距離

Z : xy に垂直方向の距離

U : 境界層内速度

U_e : 主流速度

u_τ : 摩擦速度 ($\sqrt{\tau_0/\rho}$)

τ_0 : 壁面摩擦応力

C_f : 局所摩擦抵抗係数

δ : 境界層厚さ

δ^* : 排除厚さ ($\int_0^\delta (1-U/U_e) dy$)

θ : 運動量厚さ ($\int_0^\delta U/U_e (1-U/U_e) dy$)

H : 形状係数 (δ^*/θ)

G : Clauserの形状係数 ($(H-1)/H\sqrt{C_f/2}$)

ρ : 空気の密度

* 山口大学工学部機械工学教室

** 山口大学大学院

*** 九州電機建設工事

ν : 空気の動粘性係数

2. 基本計画

従来の境界層風洞では使用レイノルズ数が実物の値と比較してかなり小さく、広範囲のレイノルズ数における乱流境界層の実験ができなかった。そこで乱流境界層の実験において必要とされる $10^6 \sim 10^7$ 程度のレイノルズ数の値が得られるような、また、逆圧力勾配下における剥離近傍の流れ場を研究することを主眼とした風洞を計画した。

測定部は人が入って仕事ができる程度に大きく、また、静圧調整が可能であり、内部を観察できるように透明な壁面を持つようにした。また、主流中の乱れの強さを小さく保つために、集合胴内には4枚の整流金網を入れ、絞り比を1:4とし、流れの相似性を失うことがないように二次元絞りとした。風速については風洞馬力 \propto (風速)³ の関係より、風速が増すにつれて動力費ならびに建設費、保守費も増加することを考慮し、さらに流れの可視化に重点をおく研究を行なう目的から、最大風速が30m/s程度となるようにした。以下基本計画にしたがって製作された風洞について仕様を述べる。

風洞本体は図1で示すように吹流し型(エッフェル型)、全長12.7mの鋼板製であり、測定部、絞り部、集合胴、拡がり部、接合部、送風機、電動機、ベルマウスより構成されている。

まず、絞り部に関しては形状条件として、

- (1) 壁面にそう流速分布が軸方向に減速領域を持たない。
- (2) ノズル出口の流速分布が一様である。
- (3) ノズル全長が短い。
- (4) 算出が比較的簡単である。

の4条件を満足するものとして、島のノズル解析式¹⁾を採用し、ノズル形状を決定した。解析にあたり、絞り比を1:4、絞り部出口断面を0.5mW×1.0mHとした。これは境界層用風洞としてこの程度の大きさが望まれるためである。用いた島の解析式は、

$$y/b = 1/2 + 1/2\pi[(a/b-1)\theta + \{\sqrt{2}\sqrt{a/b+1} - (a/b+1)\} \times \sin\theta]$$

$$X/b = 1/2\pi[(a/b+1)\tan^{-1}(\cos\theta) + 1/2(a/b - 1)\ln 2(1 - \cos 2\theta) + \{\sqrt{2}\sqrt{a/b+1} - (a/b+1)\} \cos\theta]$$

であり、本風洞の場合は、 $b=250$ mm, $a/b=4$ である。

この解析式より求めた結果にわずかの修正を加え、絞り部出口断面は、0.5mW×1.0mH、絞り部入口断面は、1.0mW×1.95mH、絞り比は1:3.9、長さは2.6mとなっている。なお詳細な断面形状寸法を図2に示す。

集合胴は鋼板枠、金網つき木枠を1組として4組で構成し、1組の長さは一様等方性の乱れが得られることを考慮して400mmとしている。さらに、断面は絞

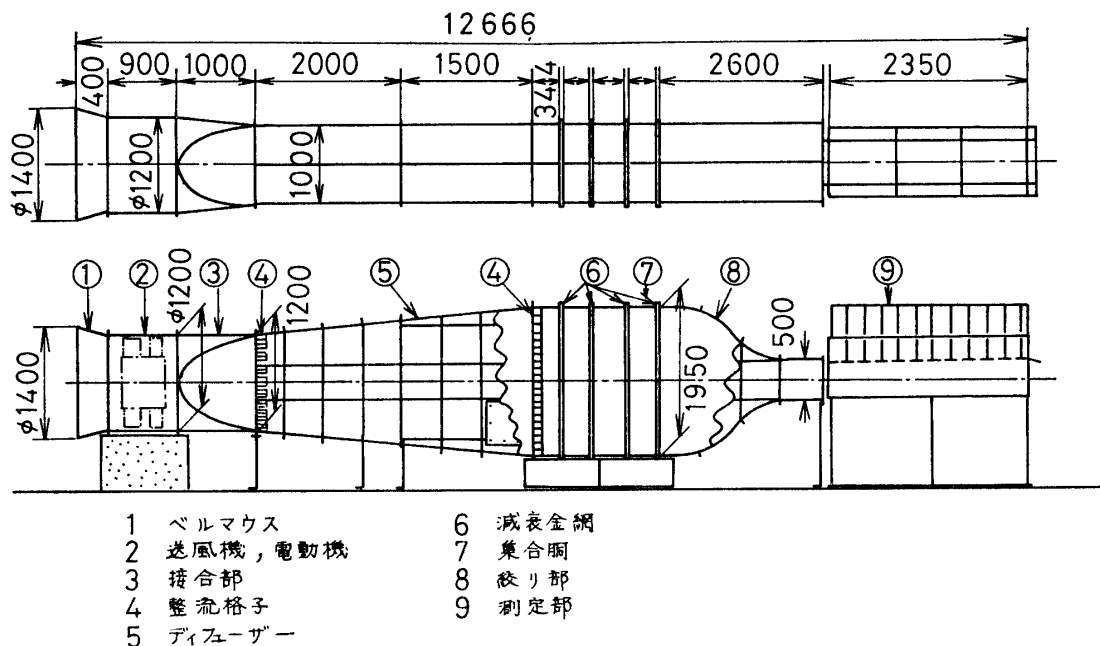


Fig. 1 Boundary layer wind tunnel

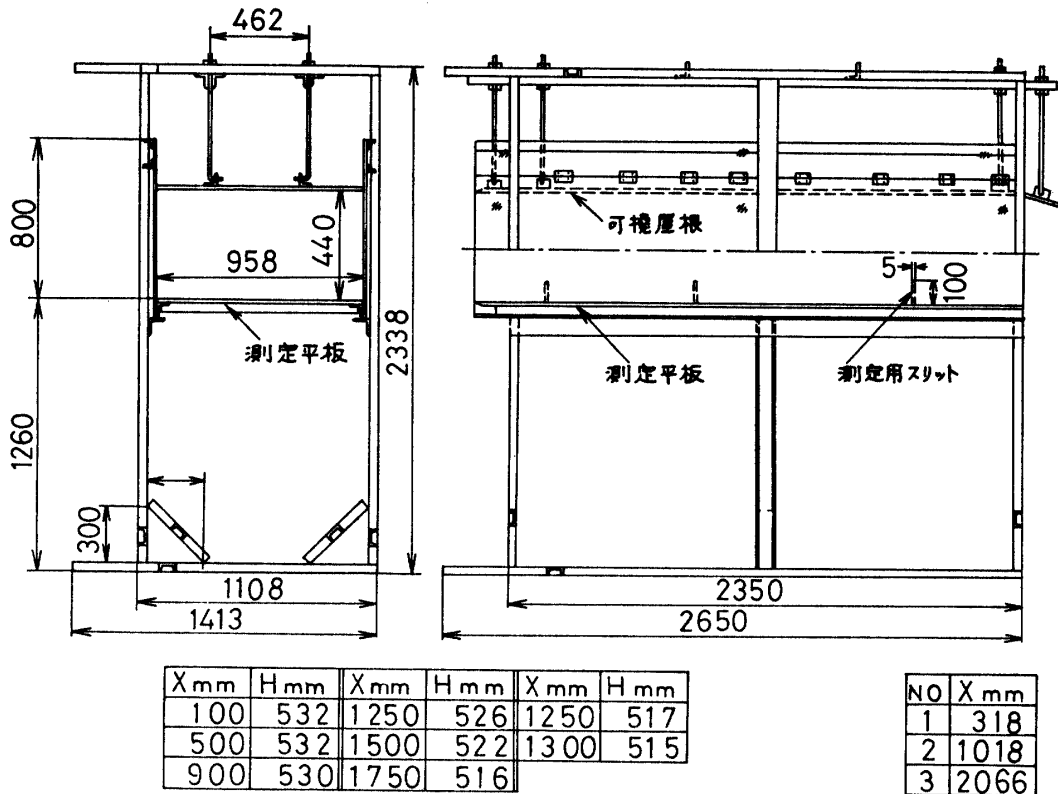


Fig. 2 Working section

り部入口寸法にあわせ 1.0mW×1.95mHである。

拡がり部は概算より軸方向長さは 3.5m であるが、工作、すえ付けの都合上、1.5m と 2.0m とに分割している。また、拡がり部最下流断面は集合胴最上部流になめらかに接合するため 1.0mW×1.95mH であり、最上流断面は接合部寸法にあわせ 1.0mW×1.2mH である。なお、この形状の場合の拡がり角は片側 6.2° であり、従来の実験結果からみて拡がり部で流れが剥離しない角度となり、さらに、損失も小さい角度である。

接合部は円形状のファン部からの接合をなめらかにするために、円形状から長方形形状へ断面変化を行なわせてある。すなわち、1200mmφ から 1.0mW×1.2mH の断面となり、長さは 1.0m としてある。

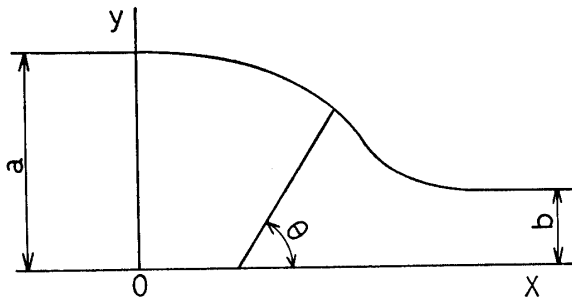
ベルマウスは空気の流入をなめらかにするために設置したもので、直径 1400mmφ から 1200mmφ のファン部に接続されており、軸方向長さは 400mm となっている。

送風機は計算は省略したが、金網損失および費用の点から、風速 25m/s 程度のモーターとして、大西電工製送風機規格より、風量 800M³/min、風圧 60mmAq、回転数 1200rpm、出力 15KW、電圧 200V、重量 760kg の送風機の仕様のもを選定した。また、規格より、直径 1200mm、ボス径 560mm、動翼 7 枚、静翼 6 枚のものである。

モーターは任意の速度および微調整が有利である点を考慮して、安川電機製の VS モーター、仕様は出力 15KW、電圧 AC200V、電流 58A、回転数 1500~150rpm のものを選定した。

次に測定部について述べる。形状は図 3 に示すように、1.0mW×0.5mH の長方形断面、最大測定長 2.5m を有し、内部の様子を観察できるように厚さ 10mm の透明なアクリル樹脂板で作ってある。上壁面は 955mmW×100mmL のアクリル樹脂板 5 枚と 200mmL のアクリル樹脂板 10 枚を蝶番で連結したもので、それぞれの板はネジ付きロッドにより自由に移動させることができる。この測定部の流路面積を変えることにより、測定平板上の静圧勾配を自由に調節することができる。側壁面は測定作業の簡単化のため Z の負側を開き窓形式にし、自由に開閉できるようになっている。底面が測定板になっており、平板前縁は流れがなめらかに流入するように、シャープエッジに成形されている。また、平板前縁が主流中に配置されるように、絞り面出口底面より 30mm 上側に設置されている。

金網は古屋ら²⁾の実験データによる最適開口比 0.57 に基づいて、市販の金網 14メッシュ（開口比 0.625）と 12メッシュ（開口比 0.615）を使用し、それぞれ 2 枚ずつ集合胴に設置してあり、取り換えが可能になっている。



X mm	Y mm	X mm	Y mm
0	975.00	1941.10	424.77
702.36	926.26	1965.87	400.97
1044.54	873.22	1993.18	376.26
1236.77	827.56	2031.40	346.31
1396.43	776.56	2065.92	324.89
1517.27	727.15	2106.88	305.84
1622.77	673.85	2153.26	290.52
1705.70	623.35	2228.29	274.65
1772.26	575.97	2328.37	262.98
1832.09	527.28	2600	250
1889.83	474.61		

Fig. 3 Contraction and its profile

整流格子は集合胴の最上流部と拡がり部最上流部に設置され、木製でともに翼形をしている。前者はまず、厚さ7mm、長さ100mmの板を100mm間隔 ($a/l \doteq 1$) の正形状格子に製作され、次にその1こまの対角線状に厚紙でさらに格子状とした整流格子 ($a/l \doteq 1/2$) の場合の形状に改良されている。また後者は厚さ7mm、長さ200mmの板を70mm間隔 ($a/l \doteq 1/3$) の正形状格子になっている。ここに、 a は格子の一辺の長さ、 l は格子の流れ方向長さを示す。

3. 実験方法および条件

まず断面内速度分布については絞り部出口断面内ポテンシャルコア領域の80点についてピトー管で測定し、平板上の静圧分布は $Z=0\text{mm}$ $Z=\pm 300\text{mm}$ の3断面内 $X=93\text{mm} \sim 2441\text{mm}$ の16箇所の位置における平板上に設けられた静圧孔より測定した。また、横方向速度分布、壁面摩擦応力分布においては、平板上の静圧分布が $\pm 0.5\%$ 以内の変動におさまった状態で、 $Z=0\text{mm} \sim \pm 300\text{mm}$ の範囲にわたり、 $X=293\text{mm}, 993\text{mm}, 2041\text{mm}$ の3箇所についてそれぞれピトー管、プレストン管で測定したものである。さらに、 y 方向の速度

分布については、 $Z=0\text{mm}$, $Z=\pm 300\text{mm}$ 断面で、 $X=93\text{mm} \sim 2441\text{mm}$ の16箇所について調べたものである。ただし、このような速度分布および壁面摩擦応力分布のすべての測定は次に示すような条件のもとで行なったものである。

- (1) 基本設計の場合 (整流格子が無い場合)
- (2) 条件Iの場合 (整流格子がある場合, $a/l \doteq 1$, 図中□の記号で示す)
- (3) 条件IIの場合 (整流格子がある場合, $a/l \doteq 1/2$, 図中⊗の記号で示す)
- (4) 条件IIIの場合 (整流格子がある場合, $a/l \doteq 1/2 + a/l \doteq 1/3$, 図中⊗□で示す)

なお、条件IIIの場合は、条件IIの場合にさらに送風機の1.5m下流に整流格子を設置した場合である。また、これらの一連の実験は単位レイノルズ数 $U_e/\nu = 7.0 \times 10^5 \text{m}^{-1}$ ($U_e \doteq 10\text{m/s}$ に相当) とし、 $U_e/\nu = 14 \times 10^5 \text{m}^{-1}$ ($U_e \doteq 20\text{m/s}$ に相当) の2種に限定し、トリッピングワイヤーを付けない場合である。

4. 特性試験

4.1 基本設計の場合

図4は絞り部出口断面における速度 $U_e \doteq 20\text{m/s}$ の場合の断面内速度分布を示す。図中の数値は断面中央部5箇所の平均値を100として百分率で表わしている。

測定は断面内80点について調べたもので、これによると、分布は中央部で速く、周辺部でおそく、形は猫の目型 (cat's eye 型) をしている。また、中央と壁面周辺部とで7%の速度差があり、このことは送風機の旋回流による影響が現われていることを示すものである。以上より、断面内ポテンシャルコア領域では一様でない流れ場となっていることが推察できる。

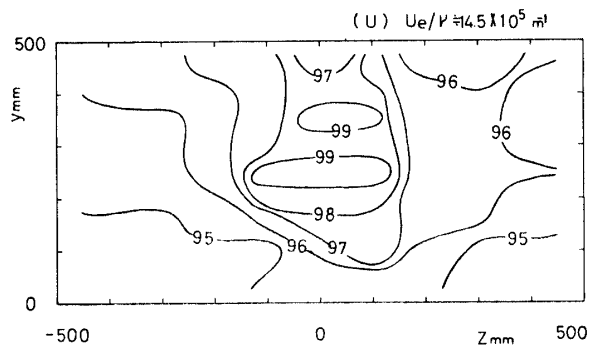


Fig. 4 velocity distribution in working section at contraction exit

4.2 改良した場合

4.2.1 条件 I ($a/l \doteq 1$) の場合

図5は金網の上流に格子を設けて、基本設計の場合と同程度の速度で再び絞り部出口断面について調べた断面内速度分布を示す。以下の説明は $U_e/\nu = 14 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ に限定する。図中の数値は断面中央部5箇所の平均値からの差を百分率で表わしたもので、詳細にみれば、断面上部で速く、下部に行くにしたがって下に凸の形状分布をしながらおそくなっていく傾向を示し

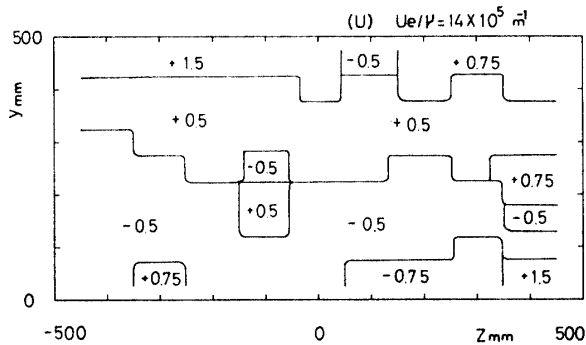


Fig. 5 Velocity distribution in working section at contraction exit

ているものの、全領域で $\pm 0.5\%$ 以内の変動 (0.25% 以下の変動が大半をしめている) であることから、主流領域は一様な流れ場となっていると考えられる。

そこで、次に境界層内領域に注目し、まず静圧分布について調べてみた。図6は平板上における静圧分布を示す。これによると、平板前縁近傍で多少静圧勾配があるが、ほとんどすべての断面で $\pm 0.5\%$ 以内でほぼ一様であり、圧力勾配のない流れ場が得られていると考えられる。

次にその状態で二次元性について調べた。図7はプレストン管による壁面摩擦応力 τ_0 の横方向分布を示す。 $X=293\text{mm}$, 993mm 断面は横方向平均値に対する最大最小の比、すなわち最大変動値が 5% 程度であるが、 $X=2041\text{mm}$ 断面は 20% 程度の大きな変動をしており、また Z の正側から負側に単調に増加する分布をしている。このことは旋回流の影響が下流でとくにあらわれていることを示すものである。図8は上流 $X=293\text{mm}$ 断面の境界層内横方向速度分布を示す。これによると、境界層の外端では完全に一様であるけれども、境界層内においては変動が τ_0 のそれよりも大きく現われており、また境界層厚さ δ のほぼ $1/2$ 付近でとくに大きく、 13% 程度の最大変動値を示している。

以上のことから、条件 I の場合、ポテンシャルコア

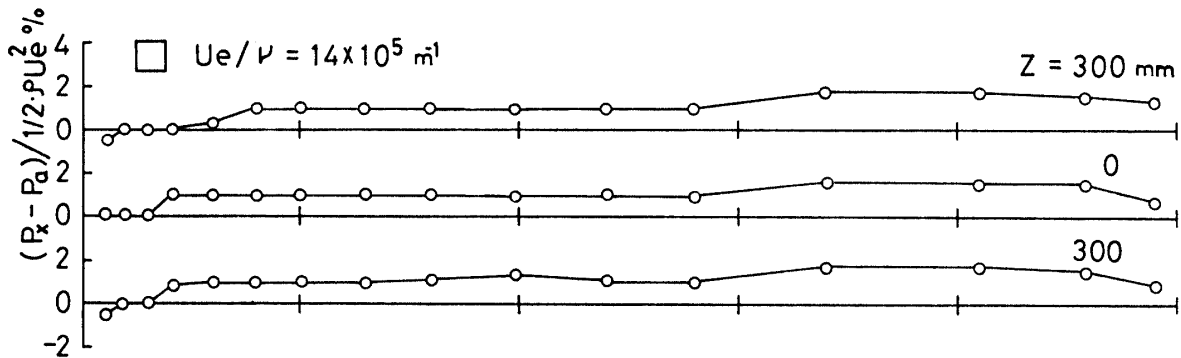


Fig. 6 Pressure distribution on a measuring flat plate

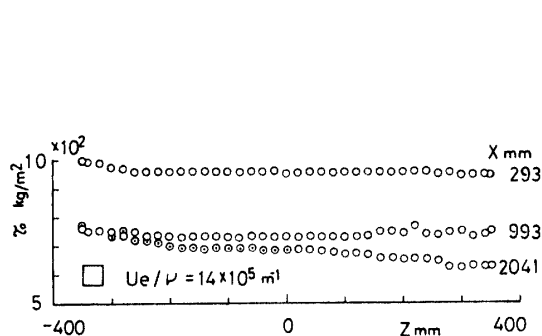


Fig. 7 Spanwise distribution of wall shear stress

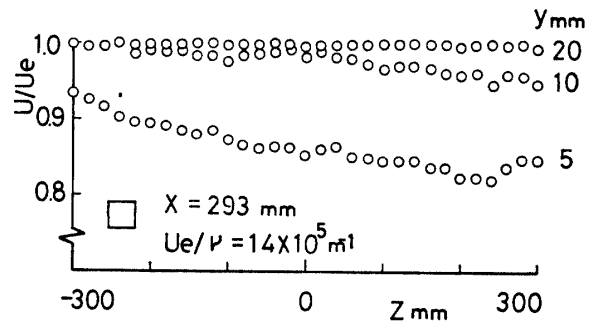


Fig. 8 Spanwise velocity distribution in boundary layer

領域では流れ場は一様になったものと考えられるが、境界層内においては、いぜんとして送風機による旋回成分が影響をおよぼして、流れ場の一様性を阻害しているものと思われる。

4.2.2 条件 II ($a/l \doteq 1/2$) の場合

送風機による旋回成分をさらに押える目的で、格子を細かい形状にした。図9は τ_0 の横方向分布であり、図7と比較して極めて変動が小さく、 X のすべての断面で2%程度となっている。このことから、横方向にほぼ一様な分布と考えられる。図10は上流 $X=293\text{mm}$ 断面での境界層内横方向速度分布を示す。これより、境界層外端では図8同様、完全に一様である。また、境界層内においても、すべての y の位置で二次元値からの差異が3%程度であり、ほぼ一様とみなされる。しかし、詳細にみると、 Z の正側から負側に向かってやや単調に増加する傾向がいぜんとして残存している。図11は下流 $X=2041\text{mm}$ 断面での境界層内速度分布を示す。境界層外端を含め、上流 $X=293\text{mm}$ 断面よりさらに一様になっており、良好な二次元的流れ場が得られていることがわかる。

以上の結果より、この条件で X がほぼ 300mm より上流を除いて、横方向の不均一性が2%以内におさまっていることから判断して、二次元的流れ場が得られ

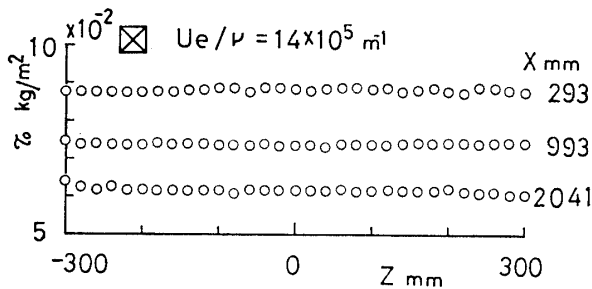


Fig. 9 Spanwise distribution of wall shear stress

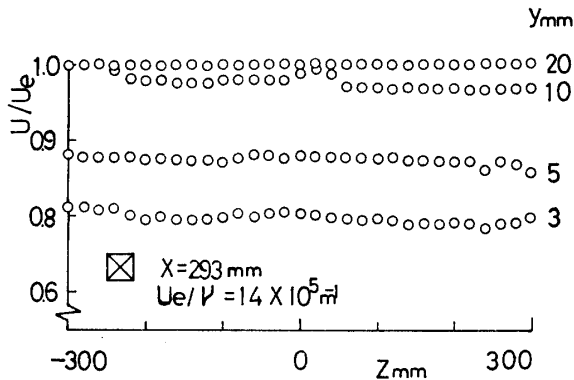


Fig. 10 Spanwise velocity distribution in boundary layer

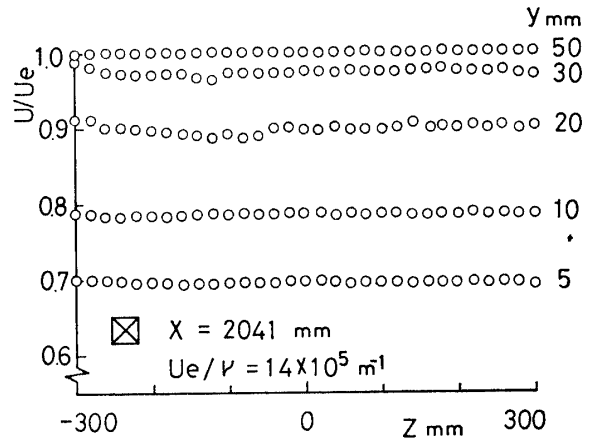


Fig. 11 Spanwise velocity distribution in boundary layer

ていると考えられる。

4.2.3 条件 III ($a/l \doteq 1/3 + a/l \doteq 1/2$) の場合

上流領域を含めて、測定部全領域で変動の小さい流れ場を得るために、送風機の下流 1.5m の位置にさらに格子を設けて、図には示さないが、平板上の静圧分布が一様であることを確認した後に、再び、境界層内速度および壁面摩擦応力分布について調べた。図12は壁面摩擦応力の横方向分布を示す。前条件の場合と比較して、さらに一様な分布となり、 X のすべての断面で1%以下の変動におさまっており、 τ_0 に関しては、上流に格子を設置した効果があらわれている。しかしながら、図13に示した上流 $X=293\text{mm}$ 断面の速度分布をみると、横方向変動はそれほど改善されていない。とくに境界層厚さ $1/2$ 程度のところでは、かえって変動が大きくなっている。また、 Z の正側から負側へ単調に増加する傾向は消去されていない。下流 $X=2041\text{mm}$ 断面における境界層内速度の横方向分布を図14に示す。上流でみられた分布の傾向はまったく見られず、横方向変動も1%以下の最大変動値に減少しており、この断面では完全に一様な横方向分布をしていると考えられる。

次に、各条件の場合の流れ場と二次元流との差異を

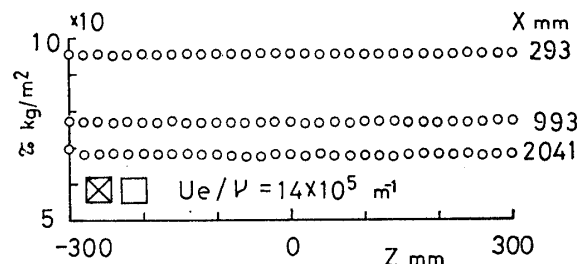


Fig. 12 Spanwise distribution of wall shear stress

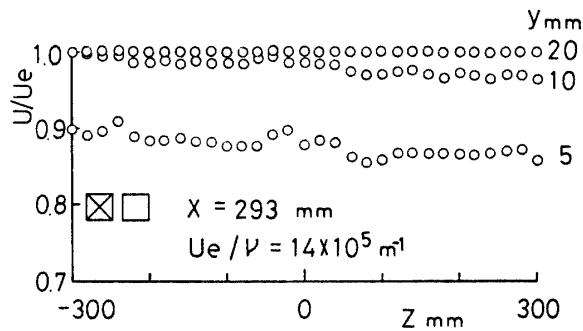


Fig. 13 Spanwise velocity distribution in boundary layer

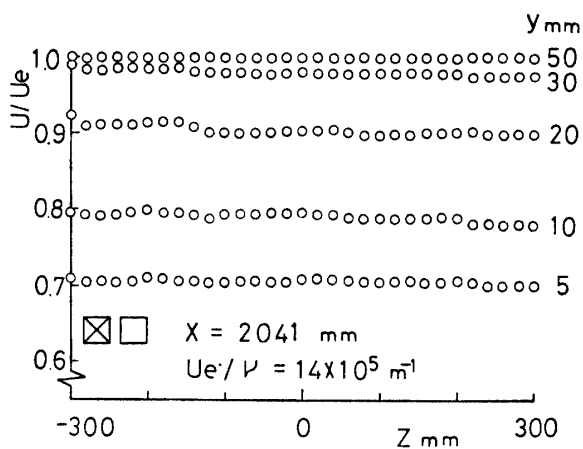


Fig. 14 Spanwise velocity distribution in boundary layer

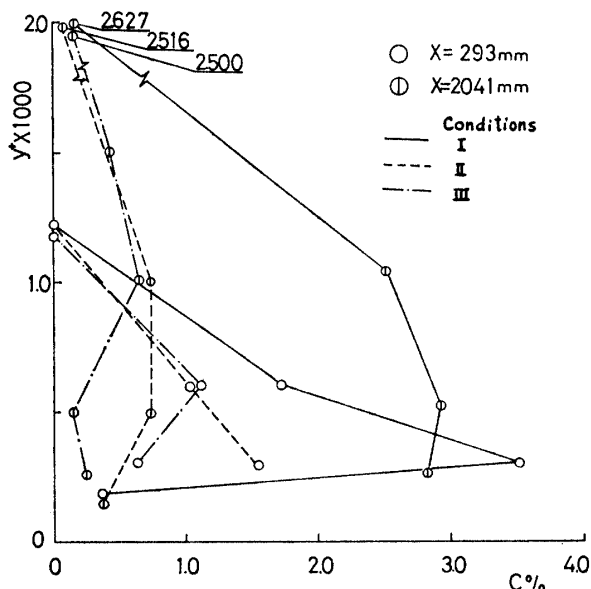


Fig. 15 Coefficient of variation

変動係数より表わし、その結果を図15に示す。ここで変動係数について述べておく。境界層内の領域を二層モデルでおきかえ、 $y^+ = u_\tau \cdot y / \nu < 500$ の領域は Sarneckiの定数³⁾を用いた壁法則(wall law)

$$U/u_\tau = 5.5 \log(u_\tau \cdot y / \nu) + 5.4$$

が成り立つ範囲であり、 $y^+ \geq 500$ の範囲は Coles⁴⁾により提唱された後流法則(wake law)

$$U/u_\tau = 5.75 \log(u_\tau \cdot y / \nu) + 5.1 + (B/K) \cdot \omega(y/\delta)$$

B: 平板の場合 0.55

K: カルマン定数 0.4

ω : 後流関数

が成り立つ範囲であるとする。これらの式より求められた U をあらためて U_s とおけば、 U_s は二次元流の場合の壁面からの距離 y における平均速度を示す。この U_s と各条件の場合に得られた U との差の標準偏差をとり、それから変動係数 C を求めた。これによると条件 I の場合、各 X 断面とも変動値は 3.5% 以下であるけれども、壁法則が成り立つ領域付近で変動は大きくなっている。条件 II の場合は、変動値はほとんど 1% 以下に、おさまっており、二次元流とみなすことができる。条件 III の場合は、変動値は 1% 程度となり、特に壁法則が成り立つ領域で変動がやや大きくなっている。しかしながら、壁面摩擦応力分布の場合の変動値は 1% 以下で、他の条件のものと比較して、もっとも小さい値をとっており、また、Bradshaw⁵⁾ によると変動は 9% 以下にするのは困難であるという報告から判断して、条件 III の場合も二次元流と考えることができる。

以上のことより、条件 III のもとで境界層の流れ方向への発達について検討を行なうことにする。

5. 平板境界層の特性

一番簡単な例である圧力勾配のない場合の平板境界層の特性が従来得られている結果とほぼ同様な結果を示すかどうかについて調べてみた。そこでまず、境界層の発達に関して述べることにする。

図 16 は $Z=0$ mm 断面における境界層内速度分布の流れ方向への変化を示す。これによると、通常の変曲点のないなめらかな曲線分布をしている。このことは、境界層が下流方向へ順調に発達していることを示すものである。しかし、詳細にみると、上流と下流で分布傾向の違いがみられるが、このことに関しては後で述べるとする。図 17 は境界層厚さ δ 、排除厚さ δ^* 、運動量厚さ θ の流れ方向への変化を示し、境界層の発達の様子が判断できる。これによると、 $Z = \pm 300$ mm 断面は横方向の平均から特にはずれた領域であるため、 Z 方向に多少のばらつきが見られるけれども、順調に流れ方向に発達していることがわかる。また、この境界層

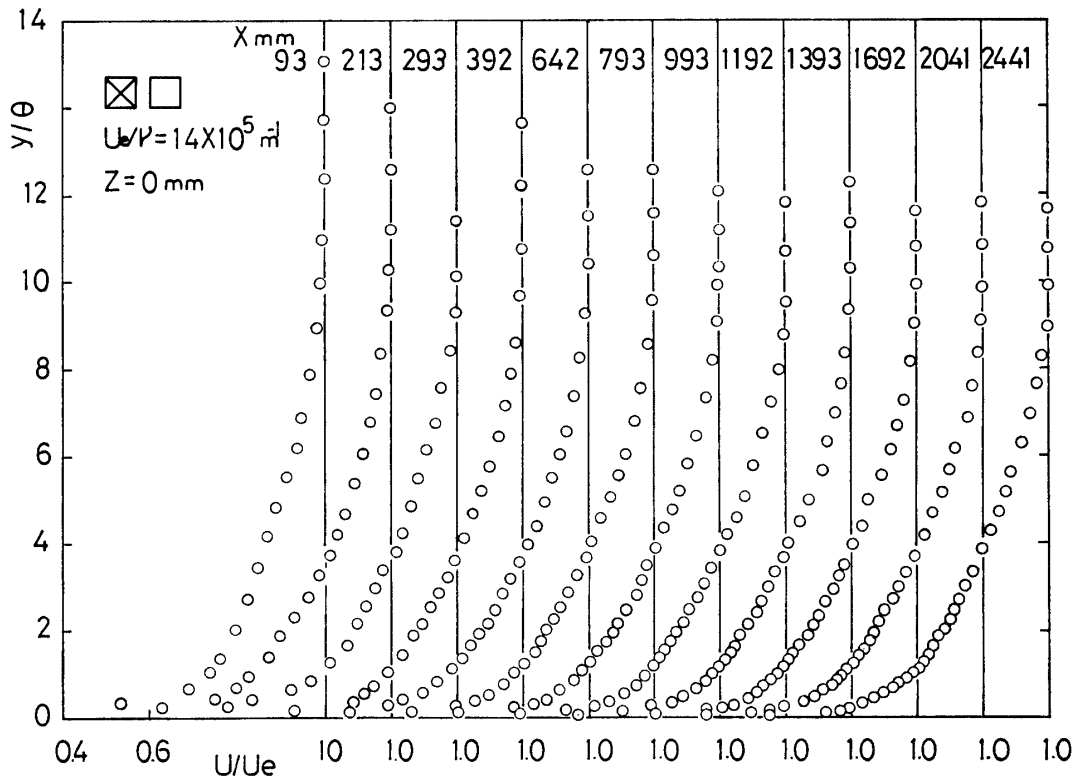


Fig. 16 Streamwise change of velocity distribution in boundary layer

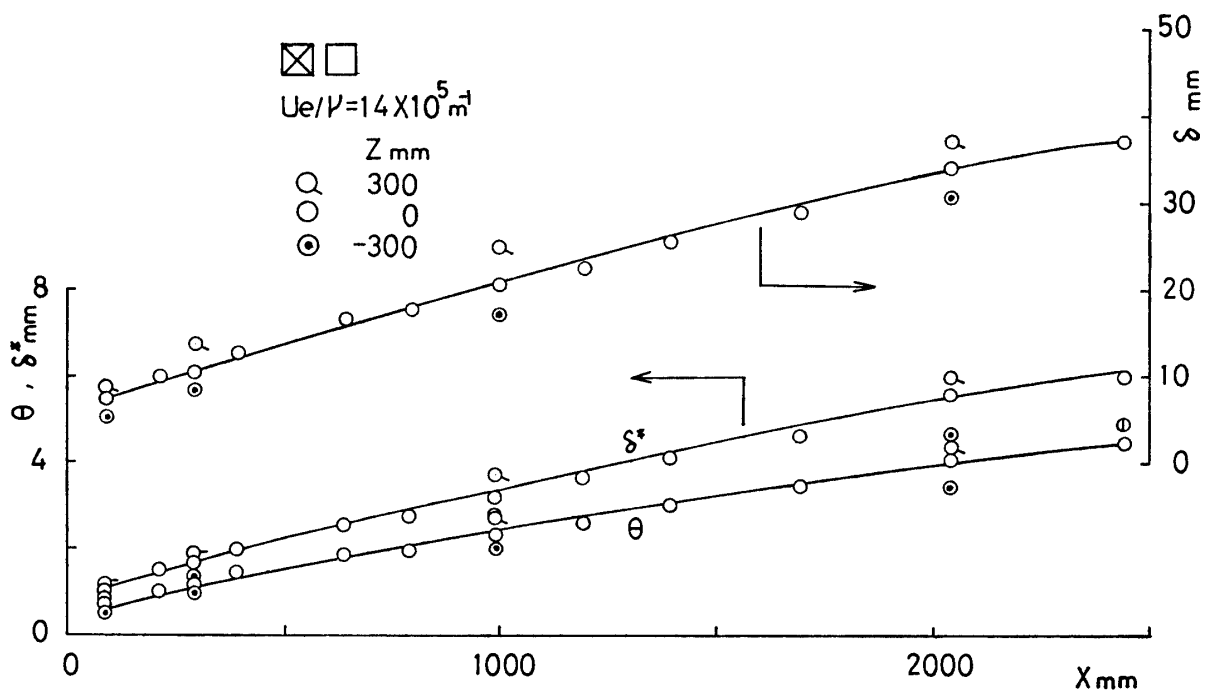


Fig. 17 Boundary layer thickness, displacement thickness and momentum thickness

の発達は $X=93\text{ mm}$ の値を初期値として、 $1/7$ 乗則を用いて運動量厚さを計算した結果を図中⓪印で示しているが、実験値と計算値の両者は、ほぼ同程度の値をとることから、境界層は $1/7$ 乗則と同程度に発達しているものと考えられる。次に X の 4 断面で Z の 3 箇所の速度分布の二次元性の比較を図18に示す。これによると、4 断面の分布ともなめらかな形状であり、ほぼ相似な分布をしていることから、どの断面においても境界層は順調に発達しており、しかも二次元性の良い流れ場が得られているものと考えられる。

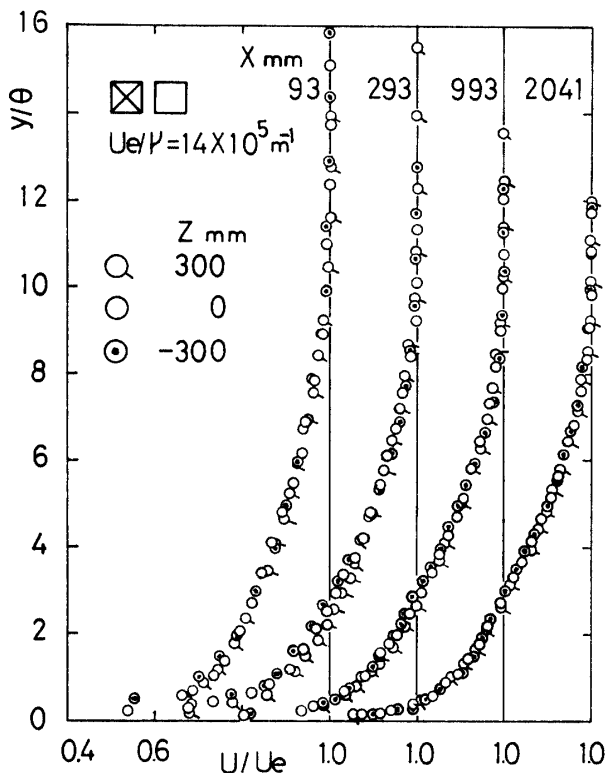


Fig. 18 Streamwise change of velocity distribution in boundary layer

次に二次元乱流境界層に関して、壁法則表示と局所摩擦抵抗係数の分布で検討する。

図19は Sarnecki の定数を用いた壁法則表示による分布を示す。これによると、大別して3つの領域に分けられるようである。すなわち、 $X=93\text{ mm}$ 断面、 $X=213\sim 392\text{ mm}$ の領域、さらに $X=642\text{ mm}$ 以降の領域である。その特徴を述べると、

- (1) $X=93\text{ mm}$ 断面では外側のふくらみは見られず、境界層外端まで直線的に変化している。
- (2) $X=213\sim 392\text{ mm}$ の領域では直線領域は見られるが、勾配がやや異っている。
- (3) $X=642\text{ mm}$ 以降の領域では直線部分によくのっている。

などの特徴がある。このことは、 $X=642\text{ mm}$ 以降の領域で、十分発達した乱流境界層になっていることを示している。図20はプレストン管によるものと、速度分布から求められる Ludwig-Tillmann の式⁶⁾を用いて計算した2種の局所摩擦抵抗係数 C_f と運動量厚さに基づくレイノルズ数 R_θ との関係を示す。これから、 C_f は R_θ が $400\sim 6000$ の範囲で Kármán-Schoenherr の式⁷⁾ と Blasius の式⁸⁾ で求められる値の差異程度であることがわかる。さらに、従来の二次元乱流境界層の値とほぼ一致していることから、従来考えられてきた程度の二次元乱流境界層が得られていると思われる。

最後に、平衡境界層に関して、速度欠損法則と形状係数分布とから検討する。

図21は速度欠損法則表示による分布を示す。この図より、walllaw と同様3つの領域に分けることができる。すなわち、 $X=93\text{ mm}$ 断面の直線からのずれが大きく、形状も他と比べて大差のある領域、 $X=213\sim 392\text{ mm}$ の直線部は存在するが、勾配が異なる領域、さらに、 $X=642\text{ mm}$ 以降の十分直線にのっている領域である。このことから、 $X=642\text{ mm}$ 以降の領域でほぼ相似な分布をしており、平衡境界層に到達しているものと考えられる。図22は形状係数 H と Clauser の形状係数 G ⁹⁾ の流れ方向への変化を示す。これによると、 H に関しては下流に向ってほぼ直線的に減少し、全領域で $1.41\sim 1.34$ という乱流の場合の値をとっている。 G については、従来圧力勾配のない平衡境界層の場合、 6.1 あるいは 6.8 という値が提唱されているが、本実験の場合には、 X が 500 mm よりも下流の領域で $6.1\sim 6.8$ の間の値をとっていることからして、 X が 500 mm より下流の領域で平衡境界層になっているものと思われる。さらに、このことは上述したことも一致するものである。なお、 500 mm より上流の領域においては、小さめの値をとっていることから、いくぶん増速の傾向があるものと推察できる。

6. あとがき

乱流境界層の研究に主眼を置き、設計、製作された境界層用風胴について、これまで行なった特性試験の結果を総合して、本風胴は十分広範囲な、かつ正確な実験資料を提供することが可能であるという結論に達した。参考資料を挙げておくと、詳細に調べられた断面内速度分布から、また一例として圧力勾配のない平板乱流境界層に関する実験結果から、

- (1) 条件Ⅲの整流格子を設置することにより、ポテンシャル流領域はもちろん、平板境界層内の領

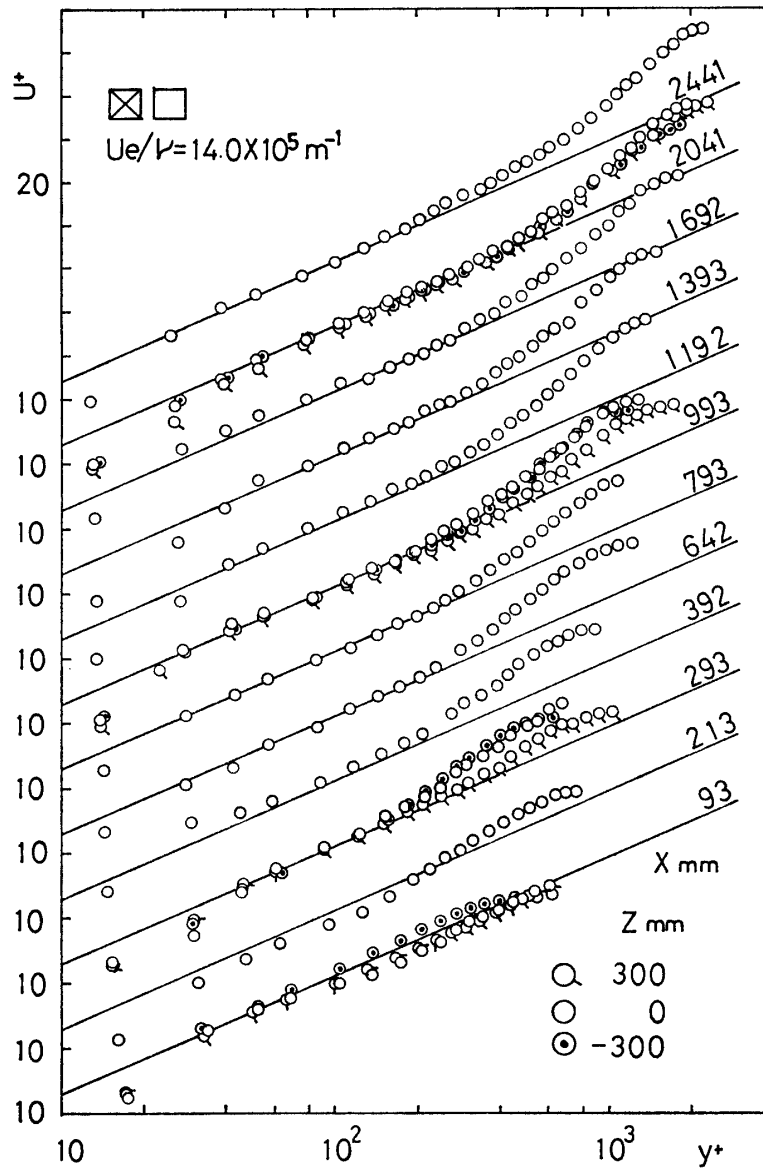


Fig. 19 Wall law

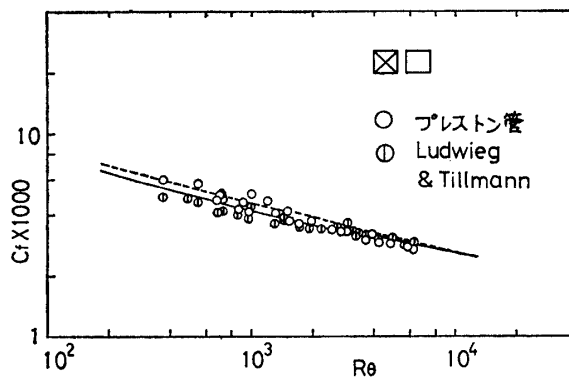


Fig. 20 Local skin friction coefficient

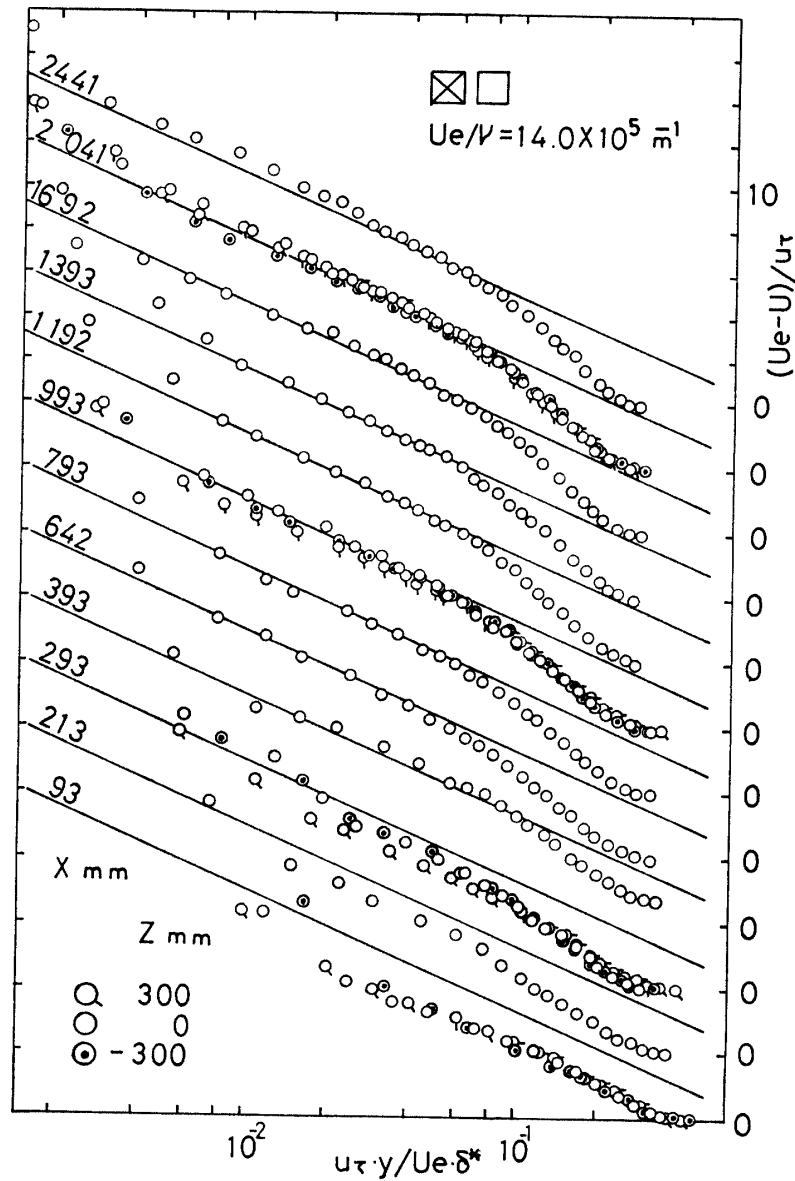


Fig. 21 Velocity defect law

域もほぼ $Z = \pm 300$ mm の範囲で、流れ方向すべての領域で、ほぼ二次元の流れ場が得られている。

(2) 自然遷移の場合の平衡境界層は $U_e/\nu = 14 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ ($U_e \doteq 20 \text{ m/s}$) の場合、 $X = 600 \text{ mm}$ 程度より下流で得られている。

最後に、本研究を遂行するに当って、適切なる助言を与えられた徳山高専の上野五郎教授、山口大学の門脇重道助手に謹んで感謝の意を表します。なお、装置

作成に当っては、杉山優技官をはじめとし、本学工学部機械工場の方々の御助力をいただき、ここに厚く御礼申し上げます。

また、種々の有益な示唆、装置の提供を賜った名古屋大学古屋善正教授をはじめ、中村育雄助教授、さらに三重大学藤本哲夫教授、藤田秀臣助教授に対しても深謝致します。なお、提供頂いた装置は、三重大学工学部米本泰造技官に負うところが大きく、ここに感謝の意を表します。

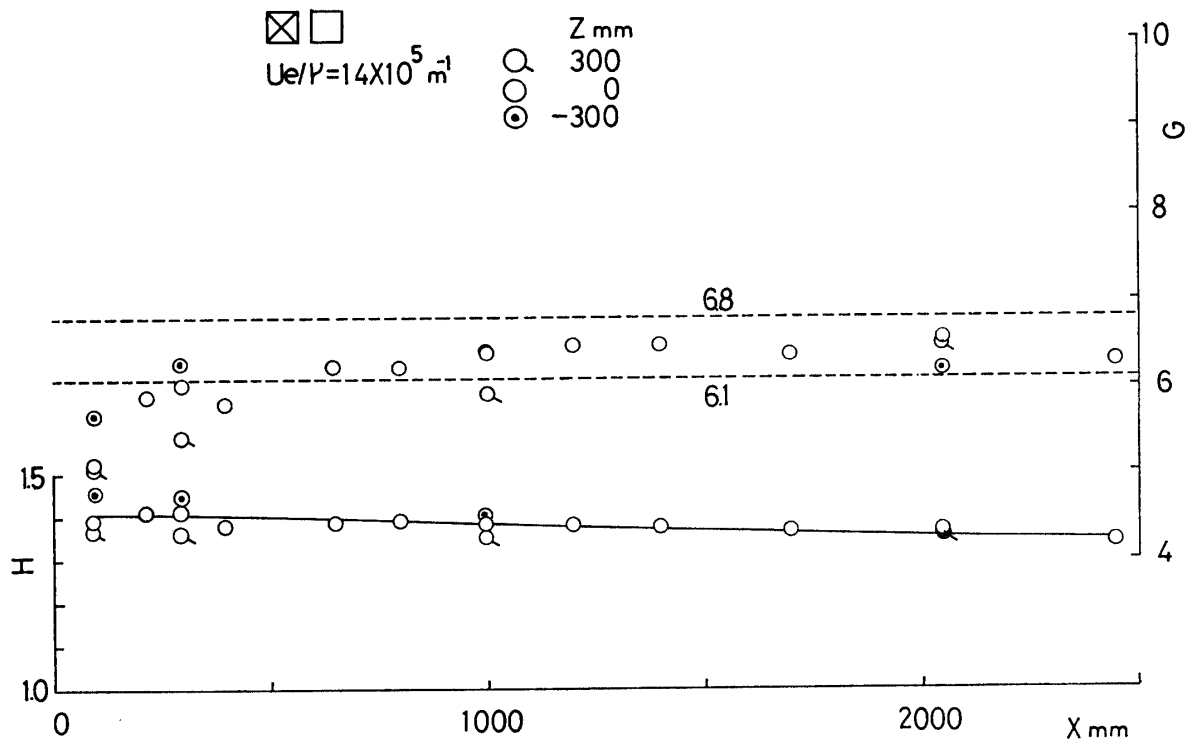


Fig. 22 Shape factor

参考文献

- 1) 島：東北大速研報告, **17**, 164 (1961/1962)
- 2) 古屋・大坂：機論, **40**, 339, 3045 (1974)
- 3) Sarnecki, A.J.: たとえば Thompson, B.G.J., Rep. & Mem., ARC 3463 (1965)
- 4) Coles, D: J. Fluid Mech., **1**, 191 (1956)
- 5) Bradshaw, P: J. Fluid Mech., **22**, 679 (1965)
- 6) Ludwig, & Tillmann: NACA T.M 1285 (1950)
- 7) Kármán, & Schoenherr: たとえば Hopkins, E.J. & Inouye, M., AIAA J **9-6**, 993 (1971)
- 8) Blasius,: たとえば Hopkins, E. J., & Inouye, M., AIAA J **9-6**, 993 (1971)
- 9) Clauser, F.H.: J. Aeron. Sci., **21**, 91 (1954)

(昭和51年4月15日 受理)