

航空宇宙技術研究所資料

TECHNICAL MEMORANDUM OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TM-376

三次元壁面噴流の実験的研究

高橋 侔 ・ 深沢 政広

1978年12月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

三次元壁面噴流の実験的研究*

高橋 倂** 深沢 政広**

要 約

本論文において曲面板上に沿って噴出された三次元乱流、非圧縮噴流の実験的研究を報告する。噴流は種々の断面形をもった等面積(約 88mm^2)のノズルより静止大気中に噴出される。曲面板として、円弧板を用い、その曲率半径は 550mm 、および 700mm である。本実験の目的は平均速度分布と噴流の成長率を求めることである。

実験した範囲と精度内において、ノズル出口よりある程度下流では速度分布は相似となり、速度の減衰は x のべき乗で表現される。噴流の成長は y 方向で x の1乗に、 z 方向は x の2乗に比例している。任意断面内の速度分布測定より、ノズル近傍では y 方向に沿って測った速度分布が不規則で、中央部より両端の方が早くなっている。これはノズルの上部隅に渦が生じているからと思われる。

相似領域における無次元速度分布はガウスの誤差曲線に近い形をしており、これは他の二次元、三次元平面壁面噴流と同じ形となっている。

1. まえがき

壁面噴流(Wall Jet)は噴流(Jet)を壁面に沿わせて噴出させる時に生ずる。この実際の例として、加熱壁を冷たい空気で冷却すること、いわゆるフィルムクーリングとか、平面上のごみ、水滴などの付着物を吹き払う場合、境界層制御として翼面に沿って噴流を噴出させることなど沢山有る。噴流が特に曲面に沿って流れる時はコアンダ効果と言われる現象により壁面に付着したまま流れてゆく。この性質を利用したパワーを用いた高揚力装置の1つとしてUpper Surface Blowing(USB)が近年騒音公害軽減の面から注目されてきている。USBに関する実験的研究は既にいろいろと報告されているが、これらはほとんど全機または半載模型の風洞試験結果よりUSBシステムの検討を行なうことを主体としている。著者らはUSBの特性を表わす要素の1つがこの壁面噴流の挙動であることに注目し、その基礎的な実験を行なった。壁面噴流に関する研究は既に数多く報告されている

が、主体は理論解析が行なえる二次元の場合である。ここで現在までに報告されている各種壁面噴流について概要を述べる。

Glauert¹⁾はVTOL機のジェット排気が地面と衝突する時に出来る流れがいわゆる軸対称壁面噴流(Radial Wall Jet)を形成すること、またダムの水門を開ける時に出来る流れが平面壁面噴流(Plane Wall Jet)になることに注目して、1956年に初めて理論解析を行なった。彼は壁面噴流を内外2層に分け各々に対応する渦粘性係数、相似速度分布を導入して運動量方程式を解き、得られた2つの解を速度が最大となる位置で連結(Matching)させて壁面噴流全域を求める方法を考案した。それ以後壁面噴流に関する研究が多数報告されているが、Glauertの2層方法を越える考案はない。翌年1957年Bakke²⁾はGlauertの理論を確めるため軸対称壁面噴流の実験を行ない、その正当性を証明した。ただ噴流の発達にGlauertの仮定より幾分か小さかった。その後、Porehら³⁾はGlauertの仮定した渦粘性係数を修正した式を与え、実験を行ない、Bakkeと同様の結果を得た。小松⁴⁾は衝突領域の近傍を与える理論を展開し、Govindan⁵⁾はノズル出口と平面壁間の距離をいろいろ変えて実験を行なった。

二次元平面壁面噴流に関する研究は非常に沢山報告されている。Sigalla^{6),7)}は1958年に実験を行ないGlauertの理論と比較し良い一致を得た。また壁面噴流の表面摩擦係数を測定し、Blasius型の実験式で記述できることを示した。Bradshawら⁸⁾は平板と曲面板上での圧力勾配のない外部流のある場合と外部流がない場合での壁面噴流の実験を広い範囲に行ない、レイノルズ応力が理論と異なって速度が最大の位置で零にならないことを測定した。二次元平面壁面噴流の研究では、外部流がない場合は比較的少なく^{9),10)}外部流のある場合が主体である。^{11),12),13),14),15)}

二次元曲面壁面噴流(2-D Curved Wall Jet)のよりのコアンダタイプの壁面噴流はthrust vector controlやjet augmented flap等V/STOL機の高揚力装置やtangential blowingによる離れの防止等への応用の可能性から注目を集め、1968年頃より報告が増えつつある。Giles¹⁶⁾は各種対数線曲面上での壁面噴

* 昭和53年10月31日 受付

** 新型航空機研究グループ

流を実験係数と曲率の影響を考慮した渦粘性係数を用いて理論解析を行なった。Monら²⁰⁾は円弧および対数線曲面上の壁面噴流を内層を境界層、外層を自由噴流とし、渦粘性係数をGlauertと同じにして解いた。

Dvorak²¹⁾は層を内外2層に分け摩擦応力への曲率による影響を入れて解き、Kind²²⁾は blunt trailing edge での circulation control のため tangential blowing を行なう時の流れの解析を行なった。Kind の場合は外部流がある。彼は壁面噴流の速度分布を内外層に分けてその形を内層は境界層に、外層は自由噴流に仮定し、粘性も同じく内外層に分けた。そして角運動量方程式を用い、曲率および外部流が存在するために増加する運動量を Head の entrainment の式を用いて、半実験的な曲率修正をほどこして解を求めた。

三次元壁面噴流に関する報告は比較的新しく1970年に Sforzaら²³⁾と岡本ら²⁴⁾により行なわれた。まだ理論的には確立されておらず実験が主体である。Sforza らは断面積一定で種々の縦横比を持つ長方形ノズルを用いて中心最大速度の減衰と半値幅の成長を測定した。最大速度の減衰率により流れが流れの方向に3つの領域に分けられること、横方向に沿って測定した速度分布の不規則性からノズルの端に馬蹄型渦が発生することを説明した。波多野^{25, 26)}も二次元および三次元壁面噴流の実験で同様な速度分布の不規則性を測定しているが、彼は Sforza らの馬蹄型渦に否定的でむしろノズル出口両端から発生して下流で中央に集まる渦だとしている。Newman²⁷⁾は円形ノズルのみを使用して実験を行ない、理論解析を試みた。岡本らと同様に壁面噴流は壁に平行な方向の方が垂直な方向よりも早く発達することを測定した。最近、Swamyら^{28, 29)}により半円ノズルを使用して速度分布、乱れ分布等の詳しい実験結果が報告されている。

曲面上での三次元壁面噴流の報告はさらに少なく、円弧板上に沿って流れる三次元壁面噴流の実験結果が Patankarら³⁰⁾により報告されている。Patankarらの実験では、種々の縦横比を持つ長方形ノズルを使用している。円弧板半径とノズルの高さとの比は9.5~37.5と曲率の大きい所で実験を行なっている。一方、著者らの実験では29~149で比較的曲率の小さな所で行なっている。

曲率半径が小さくなる程中心最大速度の減衰は激しく、また壁に垂直な方向での半値幅の成長は大きくなる。著者らの実験の目的は壁面噴流の諸特性がノズルの形状や壁面の曲率にどのような影響を受けるか、壁面噴流断面内の速度分布の形はどうなっているか、また他の二次元、三次元壁面噴流の実験との比較、調査を行なうことである。

2. 記号

- x : ノズル出口から壁面に沿って測った流れ方向の距離 (mm)
- y : 円弧板中心線より測った円弧板前縁に平行な方向の距離 (mm)
- z : 壁面に垂直な方向の距離 (mm)
- $y_{\frac{1}{2}}$: y 方向の半値幅 (mm) (図2参照)
- $z_{\frac{1}{2}}$: z 方向の半値幅 (mm)
- z_{\max} : 中心面 ($y=0$) で速度が最大になる位置の z 座標
- \bar{X} : x/H
- \bar{Y} : $y/y_{\frac{1}{2}}$
- \bar{Z} : $(z-z_{\max})/(z_{\frac{1}{2}}-z_{\max})$
- X' : x/D
- Y' : $y_{\frac{1}{2}}/D$
- Z' : $z_{\frac{1}{2}}/H$
- R : 円弧板半径 (mm)
- H : ノズルの高さ (mm)
- D : ノズルの幅 (mm)
- u : 任意断面内の速度 (m/s)
- u_{\max} : 中心最大速度 (m/s)
- \hat{u} : 高圧室圧力により無次元化した速度
- $$\left(u \sqrt{(P_c - P_\infty) / \frac{1}{2} \rho} \right)$$
- \bar{u} : \hat{u} / \hat{u}_{\max}
- P_c : 高圧室内圧力 (kg/cm²)
- P_s : 円弧板壁面静圧 (kg/cm²)
- P_∞ : 大気圧 (kg/cm²)
- ρ : 空気密度 (kg·s²/m⁴)

3. 実験装置および実験方法

図1に実験装置を示す。曲率を持った壁面として4分円の円弧板を採用した。第1次試験ではノズル中心軸と平行な助走区間を100mm設けたが、第2次試験ではこの部分を切り取ってノズル出口直後から円弧になるようにしてある。なお、実験結果を示す図の中で等速度分布と特に2次と断わってあるもの以外の図は全て1次試験の結果である。曲率の効果を調べるため半径550mm、700mmの2枚の円弧板を使用した。壁面静圧分布を測定するため、円弧板中心線上に沿って内径0.5mmの静圧孔を36ヶ設けた。使用したノズルは半径7.5mmの半円形、9.4mmの正方形、縦4.7mm、横18.8mmの長方形(縦横比0.25)の3種類で、長方形ノズルは90度回転させて縦長にしたもの(長方形短ノズルと称す)も実験中使用

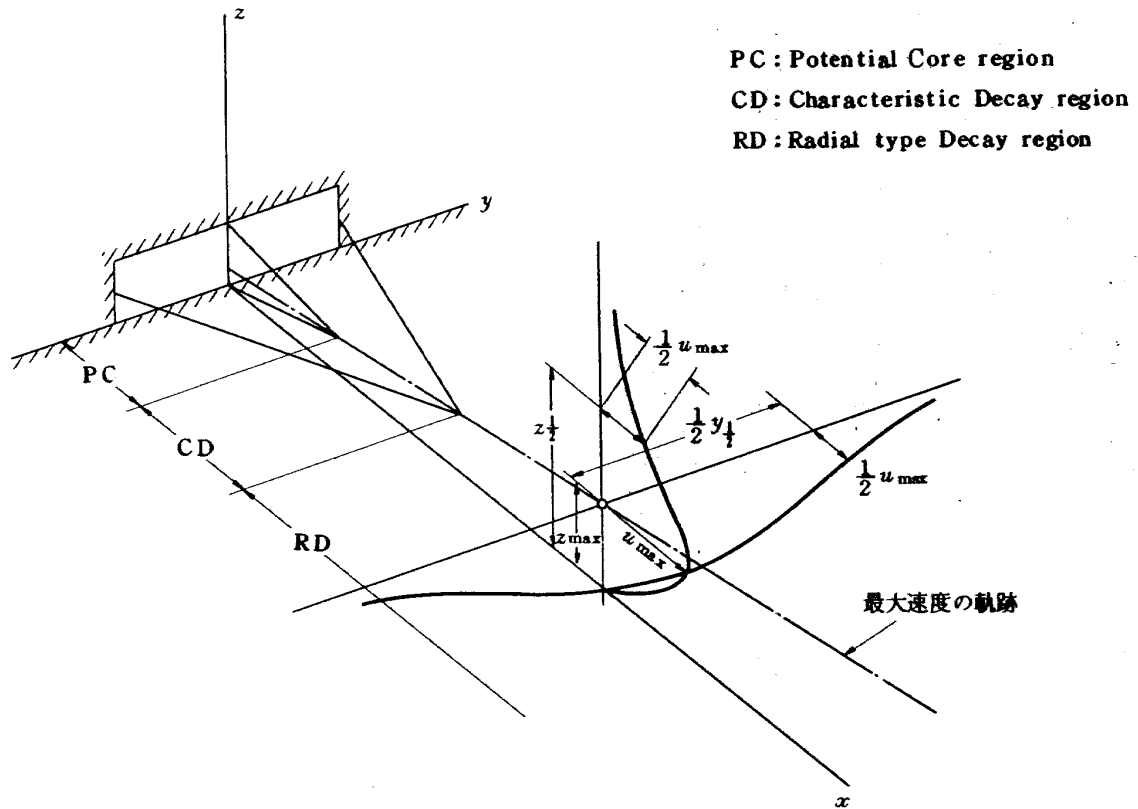


図2 三次元壁面噴流

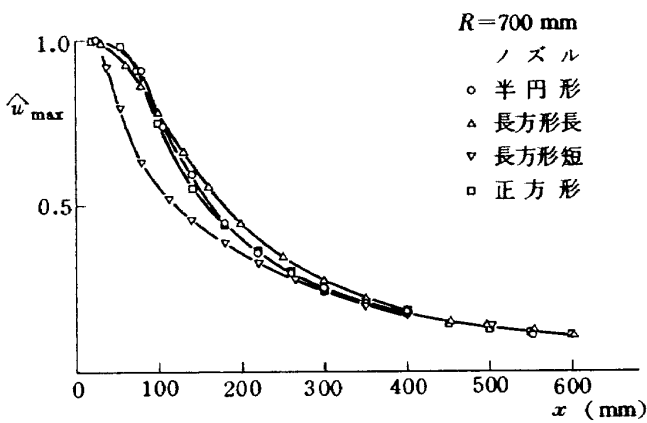


図3-a 中心最大速度の減衰

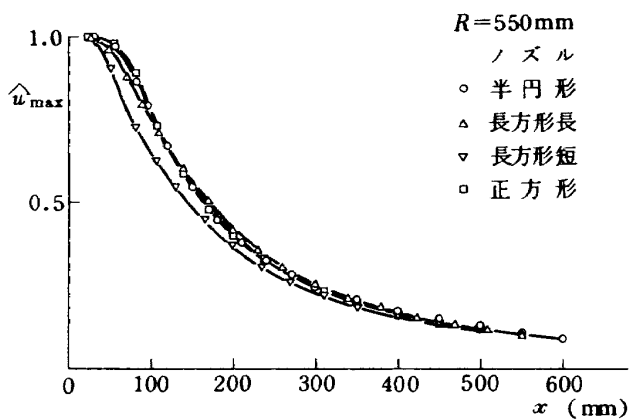


図3-b 中心最大速度の減衰

に第2次試験で $R=700\text{ mm}$ における壁面噴流の中心最大速度の減衰を示す。第2次では助走区間なしでノズル出口から直ぐに曲率を持つ円弧板を使用したため、第1次に比べてCD, RD領域では、速度はさらに早く減衰する。このように、曲面上を流れる壁面噴流の中心最大速度はCD領域では、ノズル形状のみならず曲率に大きく影響を受け、RD領域では曲率のみに影響を受ける。この曲率の効果がSforzaらの平面上の壁面噴流との大きな違いである。本実験では、速度の減衰率はノズル形状よりも曲率による影響の方が大きいようである。

ここで各種壁面噴流の速度減衰率の測定値をまとめてみる。速度は無次元距離 \bar{X} の a 乗に比例するので、 $\hat{u}_{\max} \propto \bar{X}^a$ と表わせば、指数 a が減衰の大きさを与えるパラメータとなる。以下に示す流れは全て外部流がない場合である。

壁面噴流の種類	指数 a
二次元平面	
Sigalla ⁷⁾	-0.5
Schwarz et al. ⁹⁾	-0.555
Myers et al. ¹⁰⁾	-0.5

二次元曲面
 対数ら線曲面

R=700 mm
ノズル 勾配1, 2
○ 半円形 -0.85, -1.23
△ 長方形長 -0.70, -1.30
▽ 長方形短 -0.58, -1.24
□ 正方形 -0.79, -1.22

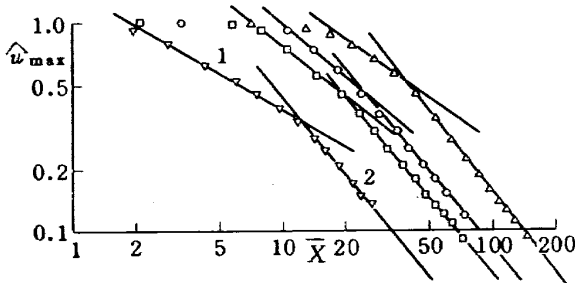


図4-a 中心最大速度の減衰

R=550 mm
ノズル 勾配1, 2
○ 半円形 -0.95, -1.43
△ 長方形長 -0.83, -1.39
▽ 長方形短 -0.68, -1.35
□ 正方形 -0.03, -1.47

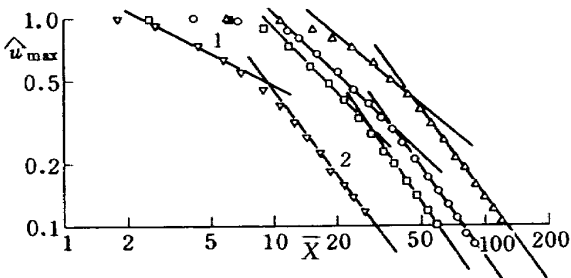


図4-b 中心最大速度の減衰

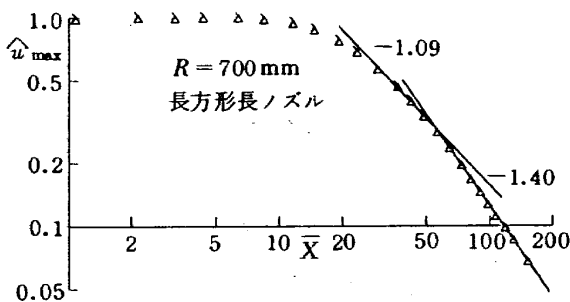


図5 中心最大速度(第2次)の減衰

Giles et al. ¹⁶⁾ -0.5
 亀本 ^{17), 18)} -0.55 ~ -0.6
 円弧上
 Talabi ¹⁹⁾ -1.0
 Mon et al. ²⁰⁾ -1.0 ~ -0.5

軸対称

Bakke ²⁾ -1.12
 Poreh et al. ³⁾ -1.1
 Govindan et al. ⁶⁾ -1.12 ~ -1.24

三次元平面

Sforza et al. ²³⁾ CD -0.2 ~ -0.4
 RD -1.1 ~ -1.15
 波多野 ²⁵⁾ RD -1.0
 Newman et al. ²⁷⁾ RD -1.0
 Swamy et al. ²⁹⁾ CD -0.61
 RD -1.0 ~ -1.1

三次元曲面

Patankar et al. ³⁰⁾ CD -0.3 ~ -0.4
 RD -1.0 ~ -3.0
 (曲率による)

高橋

CD -0.6 ~ -1.0
 RD -1.2 ~ -1.4
 (曲率による)

4.3 表面静圧分布

図6-a, 6-bに高压室内で無次元化した静圧分布を示す。静圧は壁面中心線上に沿って設けられた静圧孔より測定されている。測定結果によると、静圧はいたるところ動圧に比べて非常に小さく、ノズル出口付近ではまだ高压室内の圧力が残っていて大気圧より大きい、すぐに負になり、その後徐々に大気圧に回復してくる。静圧は非常に小さいので多少の誤差が入るが、この傾向はどのノズルも同様であり、あまりノズル形状による違いはないようである。この図には示してないが、出口速

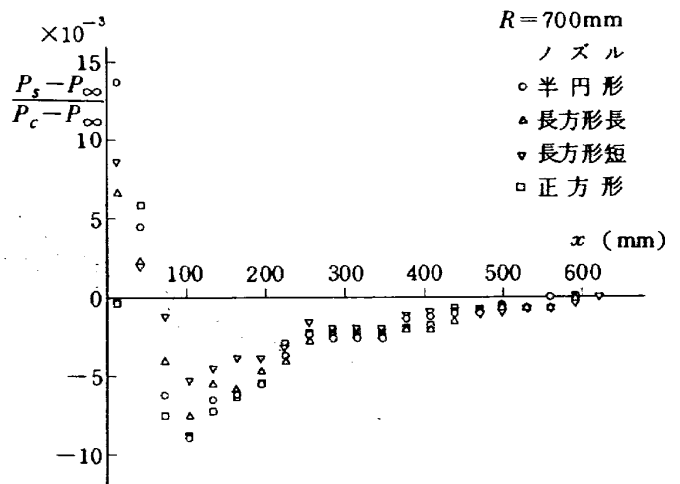


図6-a 表面静圧分布

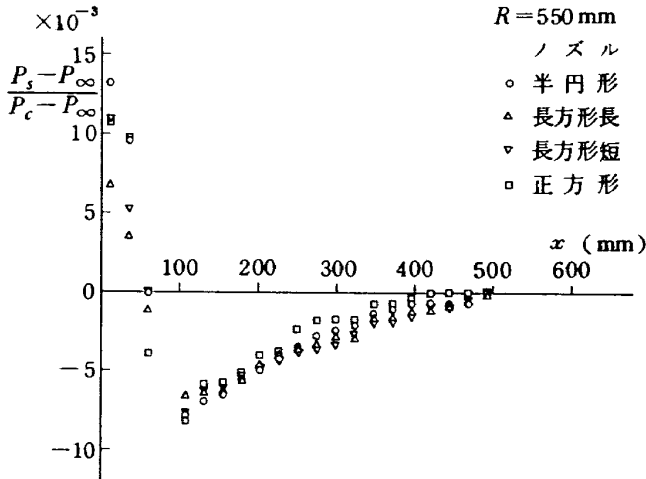


図6-b 表面静圧分布

度をいろいろと変えて静圧分布を測定してみたが、無次元静圧分布はほぼ同一の曲線上に乗っている。このような測定結果はN.V.C. Swamyらも報告している。

4.4 半値幅の成長

速度が中心最大速度の半分の大きさになる所の y および z 方向の位置、即ち半値幅 $y_{1/2}$, $z_{1/2}$ の x 方向での変化は中心最大速度の減衰と同様、壁面噴流の特性の1つとして重要な要素である。本試験の範囲ならびに精度内でデータを検討すると、 $y_{1/2}$ は x にほぼ比例して増加することが図7-aよりわかる。この図より $y_{1/2}$ は曲率の大きい程成長は遅い。波多野, NewmanらやSwamyらも $y_{1/2}$ が

x に比例して成長することを測定している。これに反し Patankarらの測定では初めに $y_{1/2}$ は x のかなりの範囲まで減少している。曲率の大きいとこの様な現象が生ずるものと思われる。USBに应用する場合に急激に噴流を曲げようとする時はこの様な現象に注意が必要であろう。一方、 $z_{1/2}$ は図7-bに示すように x の2乗に比例している。同一ノズル形状では曲率の大きい方が $z_{1/2}$ の成長は早い。Patankarらの測定では $z_{1/2}$ の成長率は縦横比により異なっているが、やはり x の a 乗に比例している。但し a は1.0より大きい。平面三次元の場合、上記波多野, Newmanら, Swamyらの結果によると、 $z_{1/2}$ は x の1乗に比例して成長している。図8に長方形長(横長)ノズルの $z_{1/2}$ の成長を各種円弧板について比較した結果を示す。第2次で行なったノズル出口から曲率のある場合が、たとえ $R=700$ mmの時でも一番成長率は大きい。

ここで各種壁面噴流の半値幅の成長率の測定値を示す。相似領域では半値幅 $z_{1/2}$ ($y_{1/2}$) は x^β に比例するのでこの β をパラメータとしてまとめる。以下に示す流れは全て外部流のない時である。

壁面噴流の種類	β ($z_{1/2}$)	($y_{1/2}$)
二次元平面		
Sigalla	1.0	—
Bradshaw et al.	0.91	—
Schwarz et al.	1.0	—
Myers et al.	1.0	—

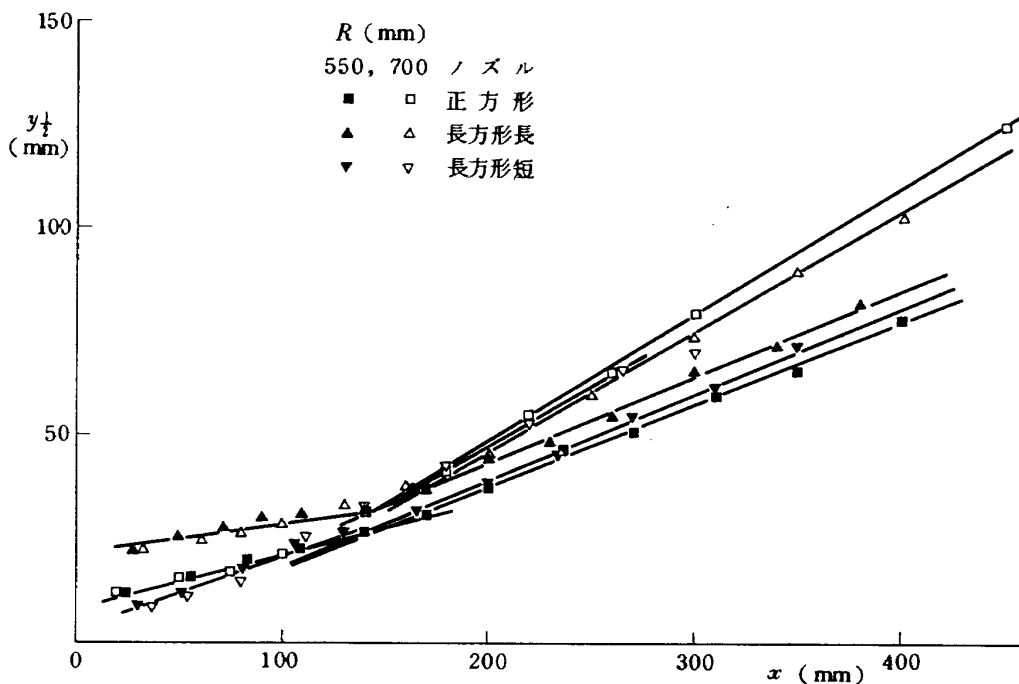


図7-a 半値幅の成長

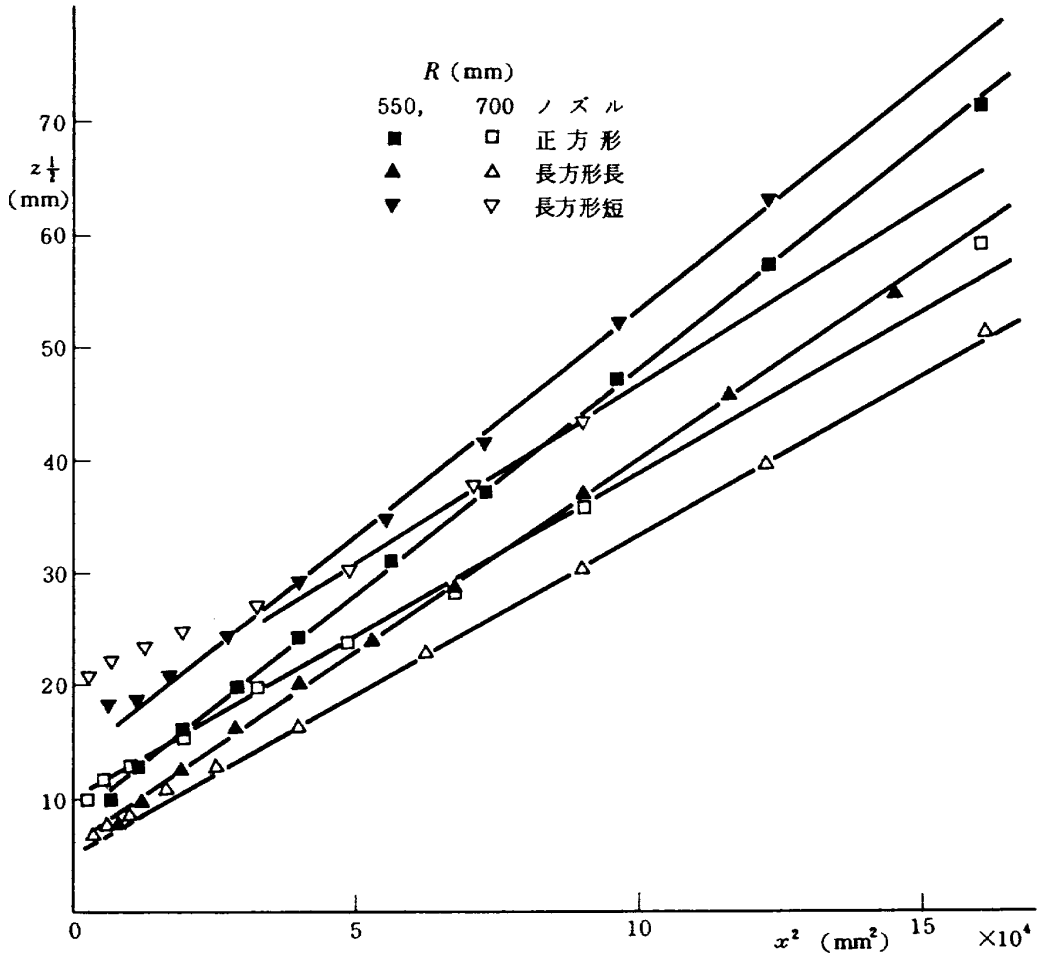


図 7-b 半値幅の成長

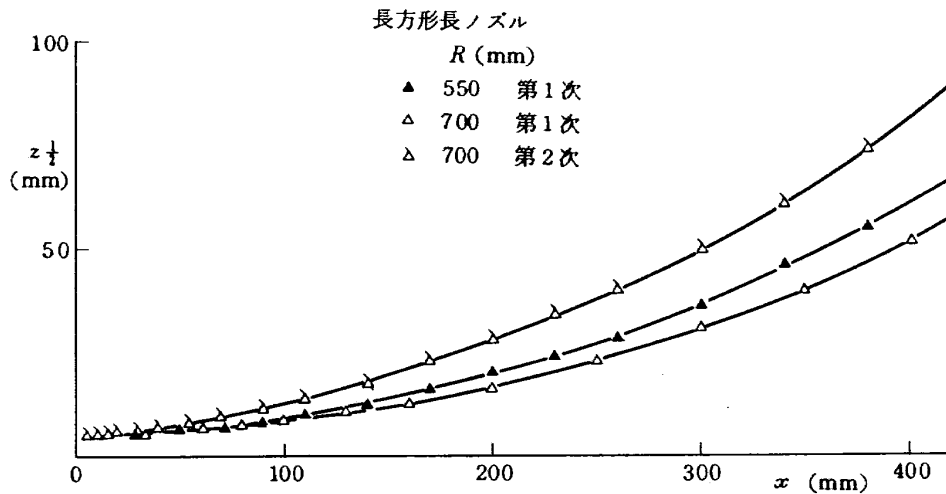


図 8 半値幅の成長の比較

軸対称		
Bakke	0.94	—
Poreh et al.	0.9	—
Govindan et al.	0.915	—
小松	1.0	—
	(十分下流)	

の高さを中心面での最大速度位置 z_{max} に保って、 y 方向に移動させて測定した時の速度分布を示す。
吹き出し速度は約 150 m/s である。 x が 110 mm を越えると速度は滑らかな形になる。この滑らかな速度分布と

二次元曲面		
Giles et al.	1.0 (対数らせん)	
亀本	1.0 (")	
Talabi	1.0より大(円弧曲率による)	
Mon et al.	" (")	

三次元平面		
Sforza et al.	0.78 ± 0.07	—
Newman et al.	1.0	1.0
Swamy et al.	1.0	1.0
波多野	1.0	1.0

三次元曲面		
Patankar et al.	1.0より大	—
高橋	2.0	1.0

$R=550$ (mm)
長方形長ノズル
 x (mm)
 • 28
 • 50
 • 110
 • 200
 • 300
 • 424

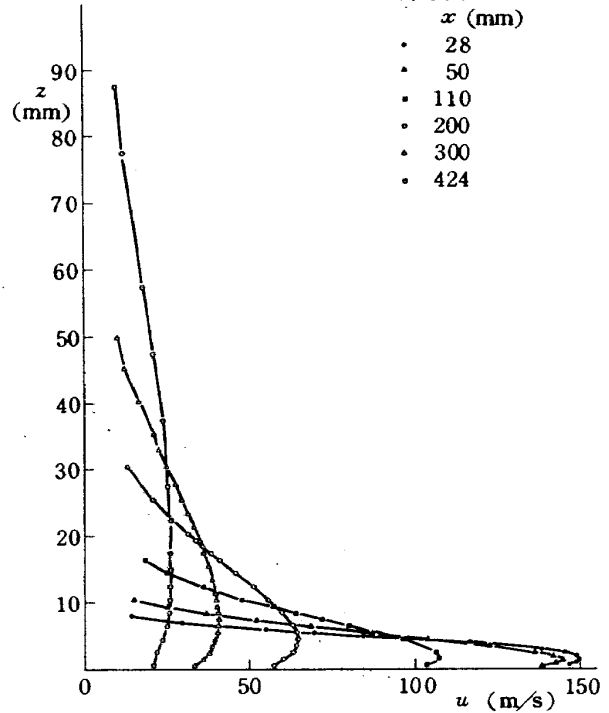


図 9-a 速度分布

4.5 速度分布

図 9-a に中心面 ($y=0$) で z 方向に総圧管を移動させて測定した時の速度分布を、図 9-b に総圧管を壁から

$R=550$ (mm)
長方形長ノズル
 x (mm)
 • 28
 • 50
 • 110
 • 200
 • 300
 • 424

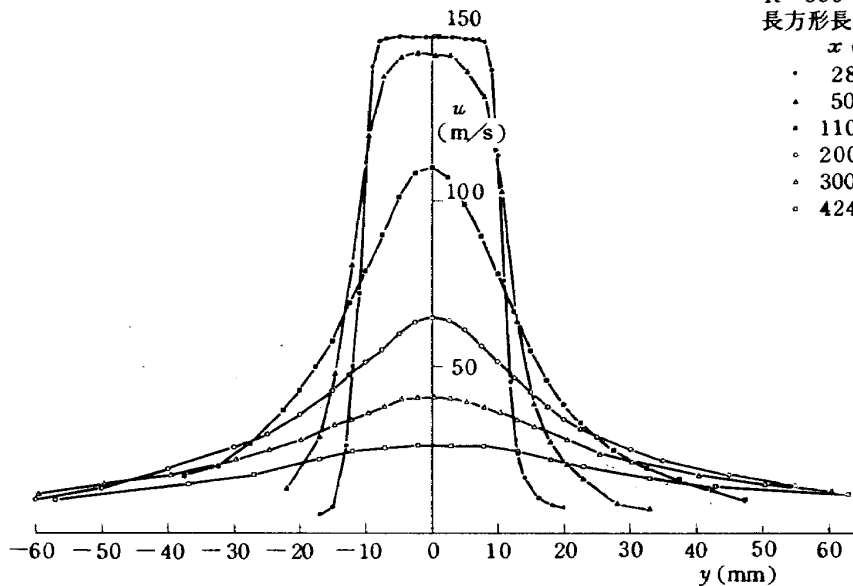


図 9-b 速度分布

なる領域について、 y ならびに z 座標は $y_{\frac{1}{2}}$ 、 $z_{\frac{1}{2}}$ で、速度は中心最大速度で無次元化したものが図10-a、10-bである。 x が140mmから460mmの広い範囲で同一の曲線上に乗っている。1次試験ではノズル形状を4種類、曲率を2種変えて実験を行なったが無次元速度分布はいずれも同じ形となった。ここでは代表として図10-aに長方形長ノズル、 $R=550$ mmの場合を示す。2次試験では長方形長ノズル、 $R=700$ mmの場合のみを実験したので、ここでは図10-bにその結果を示す。図10-a、10-bより、第1次と第2次の曲面板の違い（ $R=550$ mm

対700mm、助走区間の有無）にもかかわらず、これら2方向の速度分布は各々良く一致している。そこで、各種三次元壁面噴流についての実験データをまとめてみたものが図11である。著者らの行なった実験データを含め、いずれもほぼ同一の曲線上に乗っていることがこの図よりわかる。なお、図中実線はガウスの誤差曲線である。 \bar{Y} 、 \bar{Z} の大きい方、即ち外側では実験値はガウスの誤差曲線より大きく、またバラ付きも大きい。この領域では流速が非常に小さくなるため測定精度が落ち、誤差が大きくなるためであろう。この分布形は自由噴流の場合に

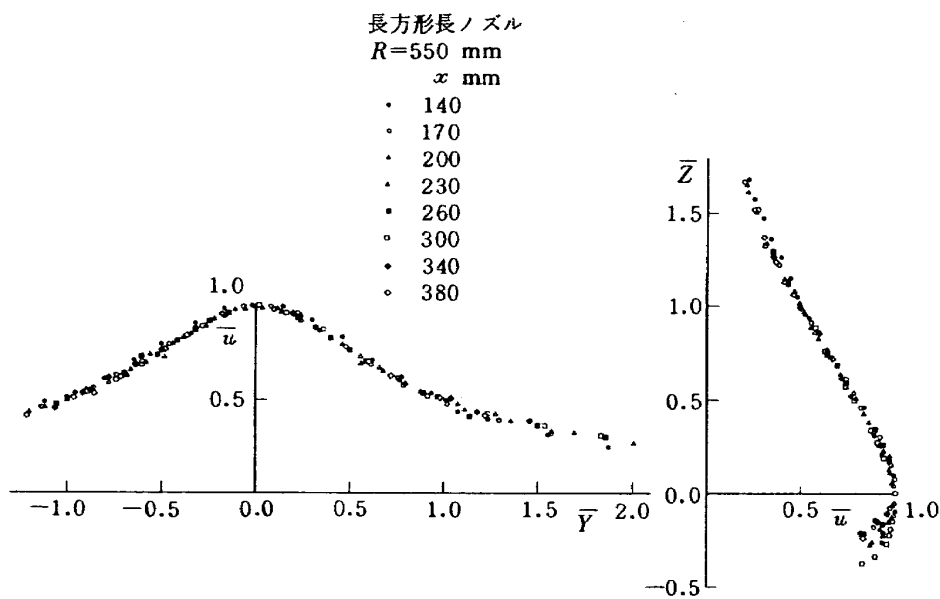


図10-a 無次元速度分布

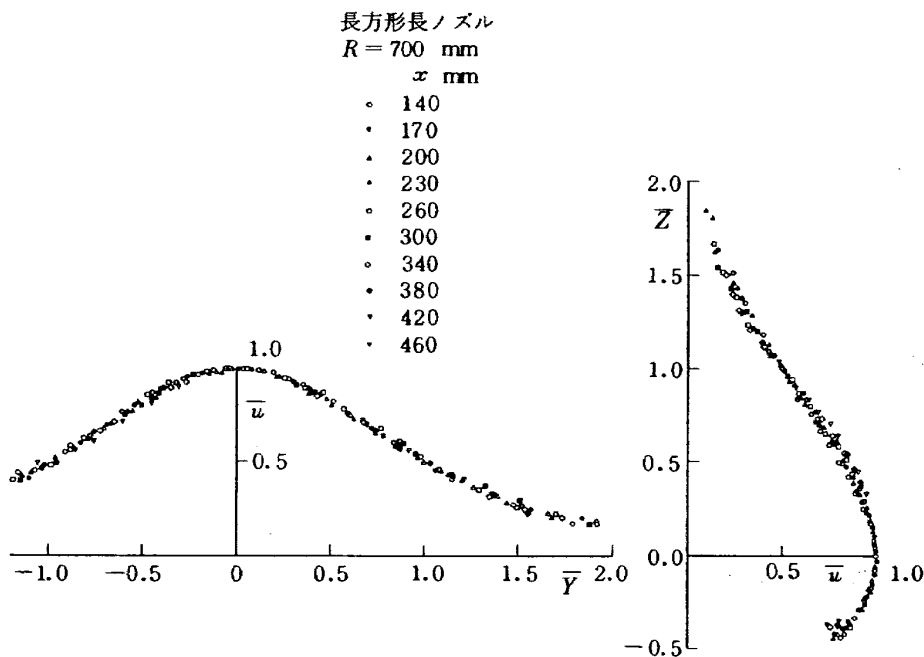


図10-b 無次元速度分布（第2次）

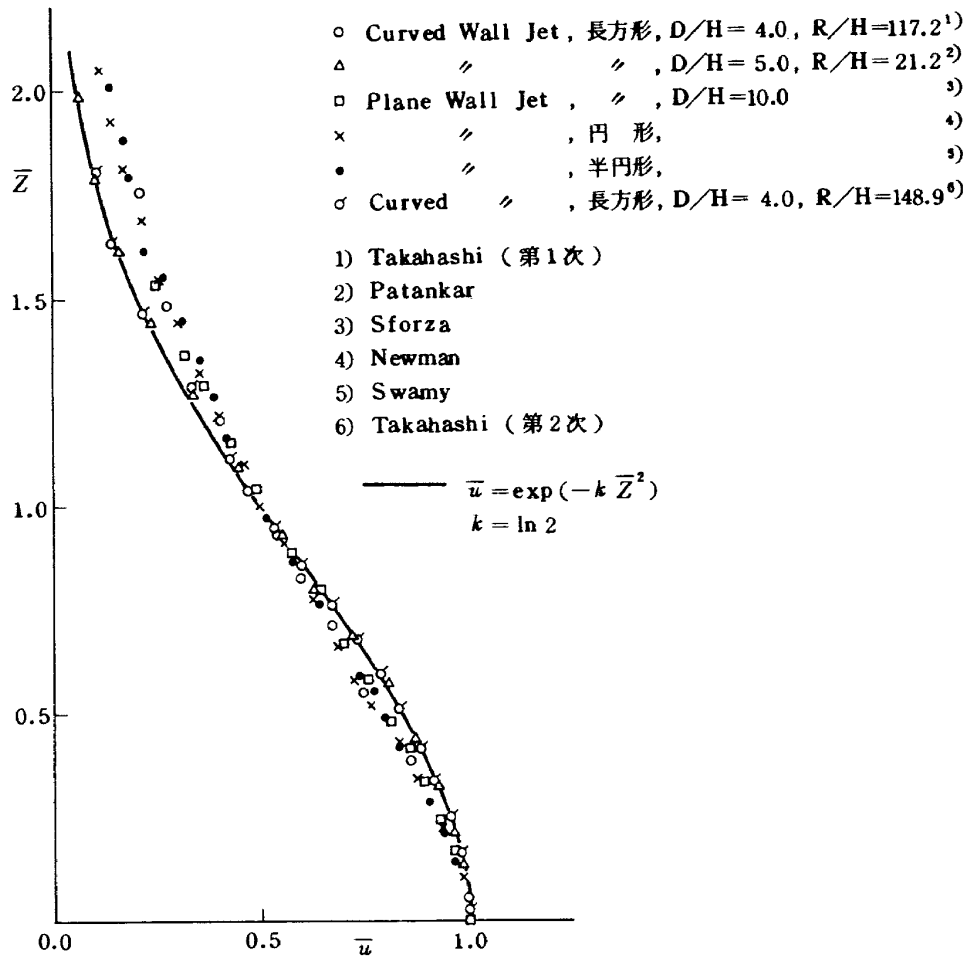


図 11 各種三次元壁面噴流速度分布

もあてはまり、不連続な流れが混合して滑らかな形になることを示している。そこで著者は各種二次元壁面噴流についても同様にして同一のグラフに描いた。その結果を図12に示す。図中実線はやはり誤差曲線である。中央部がやや小さいが、他はほぼ誤差曲線上に乗っている。図13に三次元壁面噴流の y 方向の無次元速度分布を示す。z 方向に比べややバラ付きが大きい、やはり誤差曲線に近い分布を示している。

このように二次元、三次元壁面噴流で形態が種々異なっても、相似領域での速度分布は似ていることを著者は示した。従って、理論解析を行なう手段の一つとしてこの相似形が重要な要素となろう。しかし、流れの場を完全に記述するにはこの相似性だけでは不足で、さらに乱れの強さや表面摩擦係数、相似領域に到達するまでの流れの情報等が必要であろう。

4.6 等速度線図

図 14-a から 14-l に R=700mm, 長方形長ノズルの

場合の x=5~170 mm の各断面における等速度線図を示す。この測定は 2 次試験の時に実施したもので、ノズル出口から直ぐ円弧となる場合である。図 14-a から図 14-d まではポテンシャルコアが存在している範囲で、ノズル形状とほぼ同じ形をしている。下流に行くにつれ、コアはノズル上面と壁から縮まってきている。またこの領域ではノズルの上隅で、y 方向に沿って測った速度の分布が不規則になっているが、Sforza や波多野が指摘したようにノズルの上部隅に渦が生じているためとはっきり言える程、大きな不規則性が見当たらない。このコア領域を過ぎると、壁面噴流はさらに早く z 方向に発達する。それと同時に、壁面上では y 方向の噴流の広がりが増速する。RD 領域に入ると、等速度線図は円に近づいてくる。曲率が非常に大きくなると、例えば Patankar の測定結果によると、この円の中心は壁からずっと離れた位置にゆく。これは曲率が大きくなると z 方向の成長が非常に大きくなるからである。

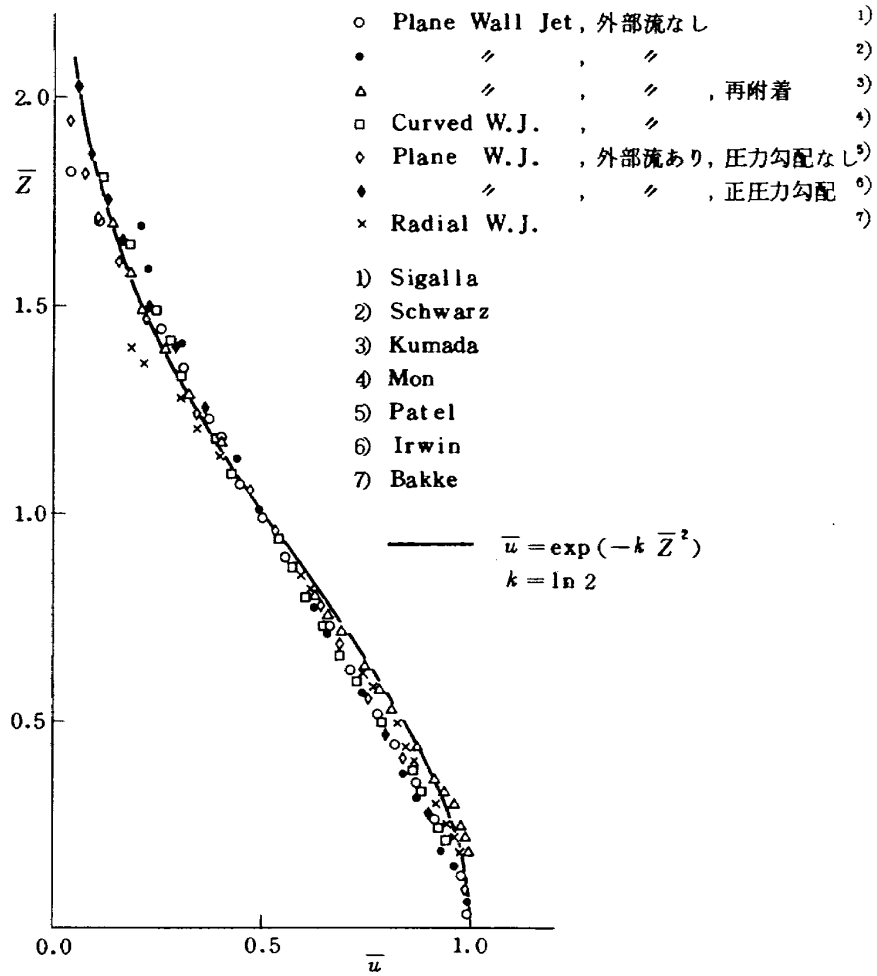


図 12 各種二次元壁面噴流速度分布

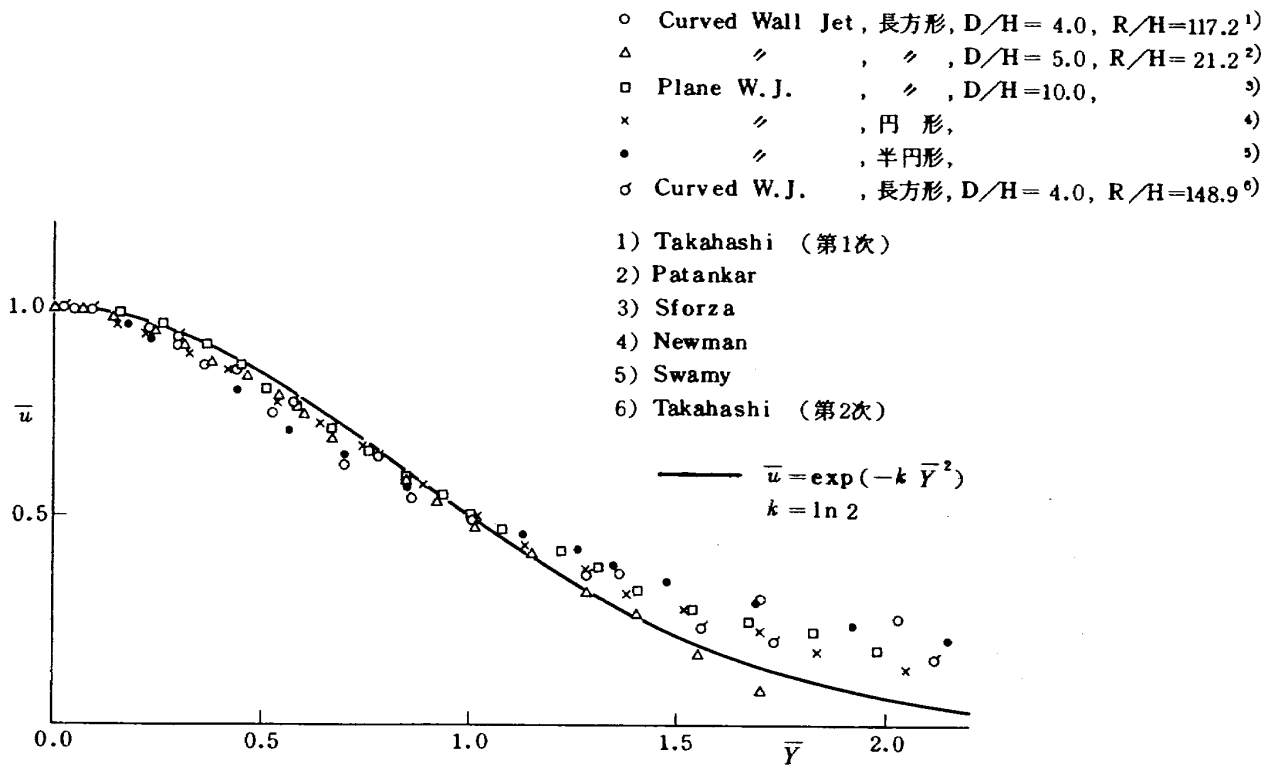


図 13 各種三次元壁面噴流速度分布

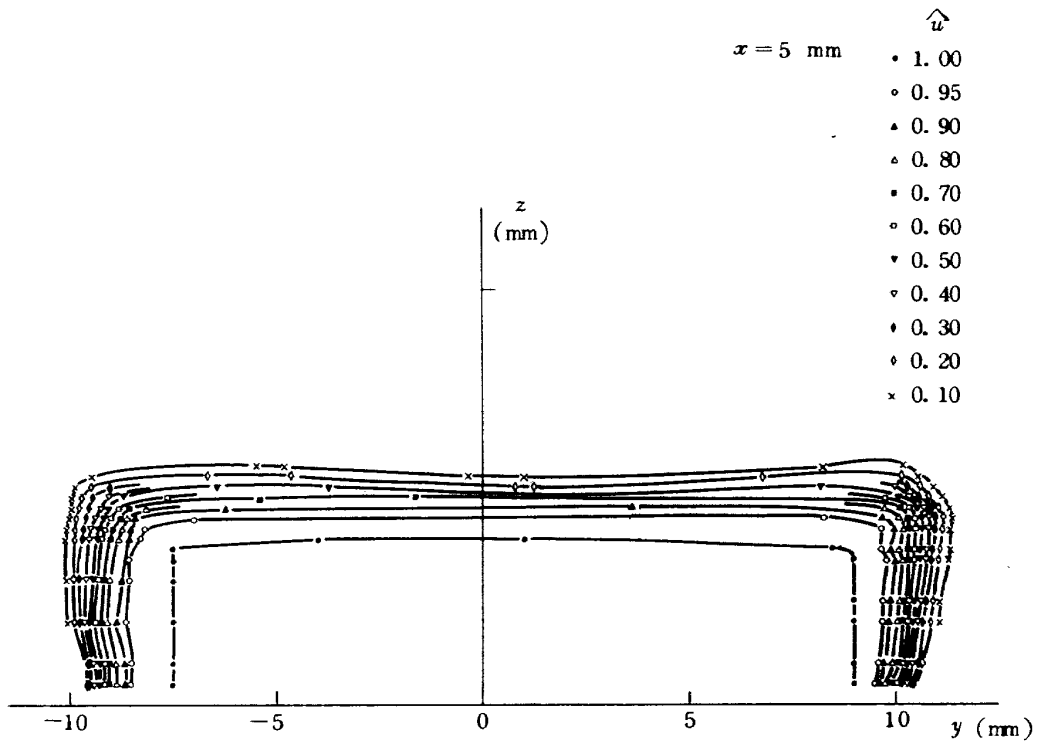


図 14-a 等速度分布

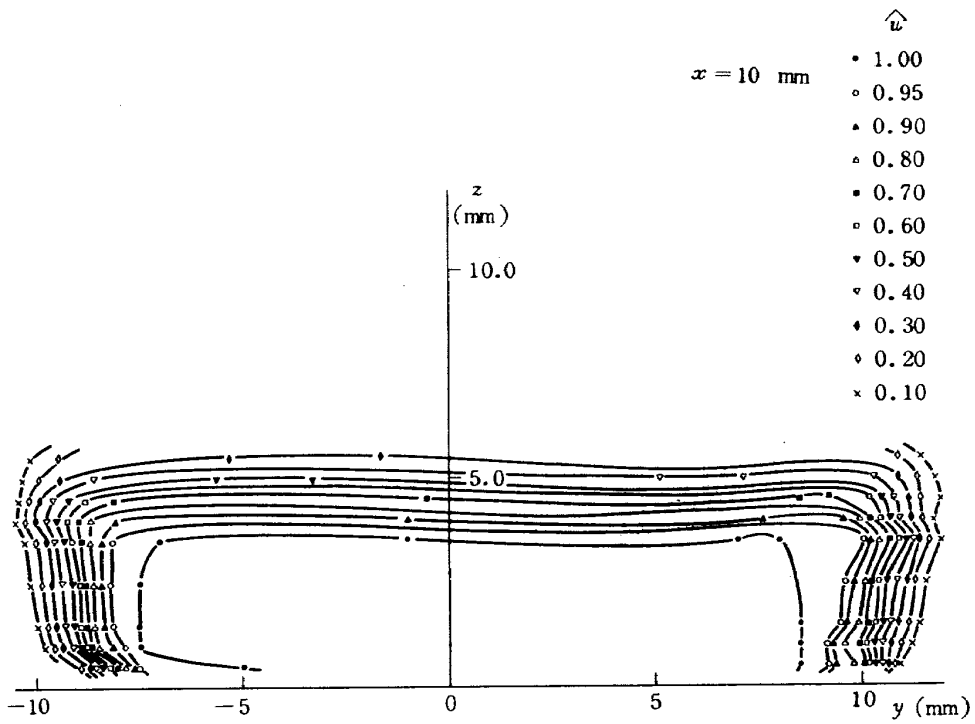


図 14-b

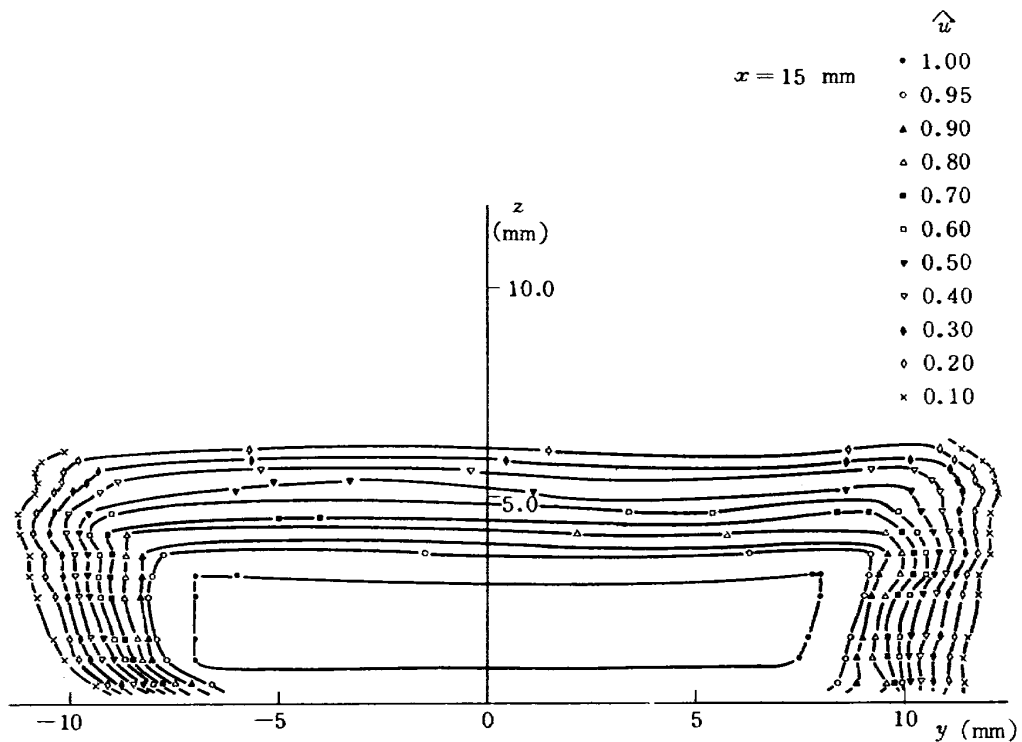


図 14-c

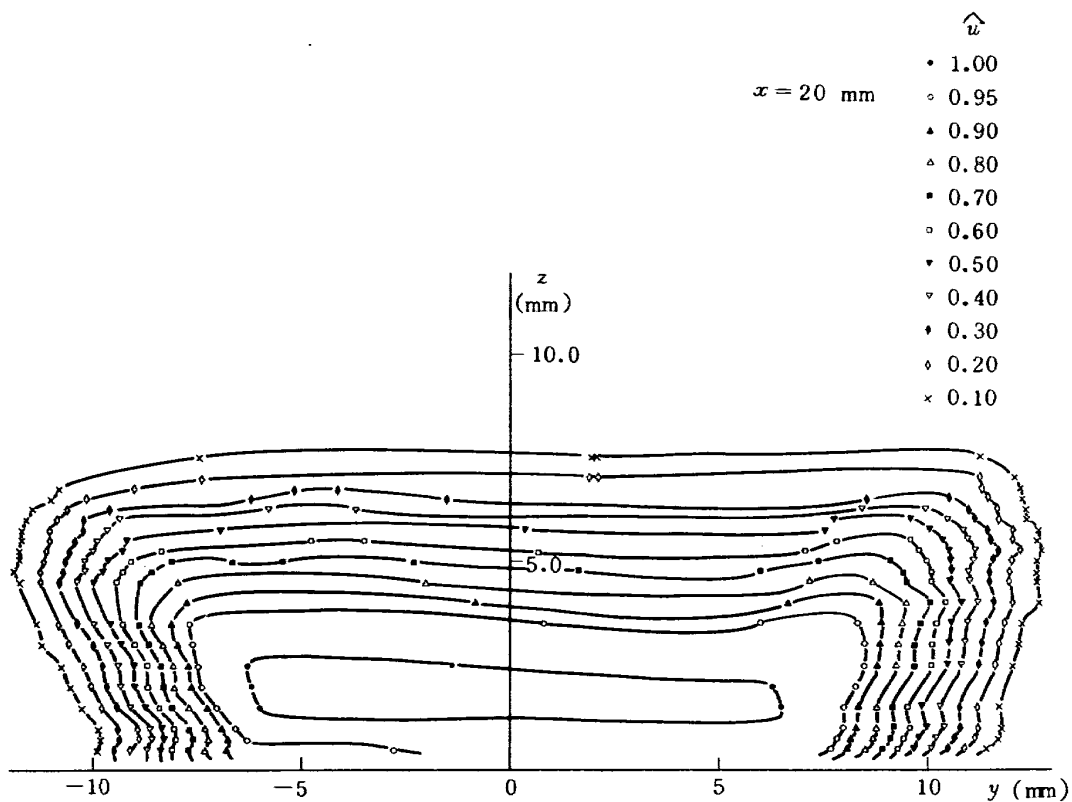


図 14-d

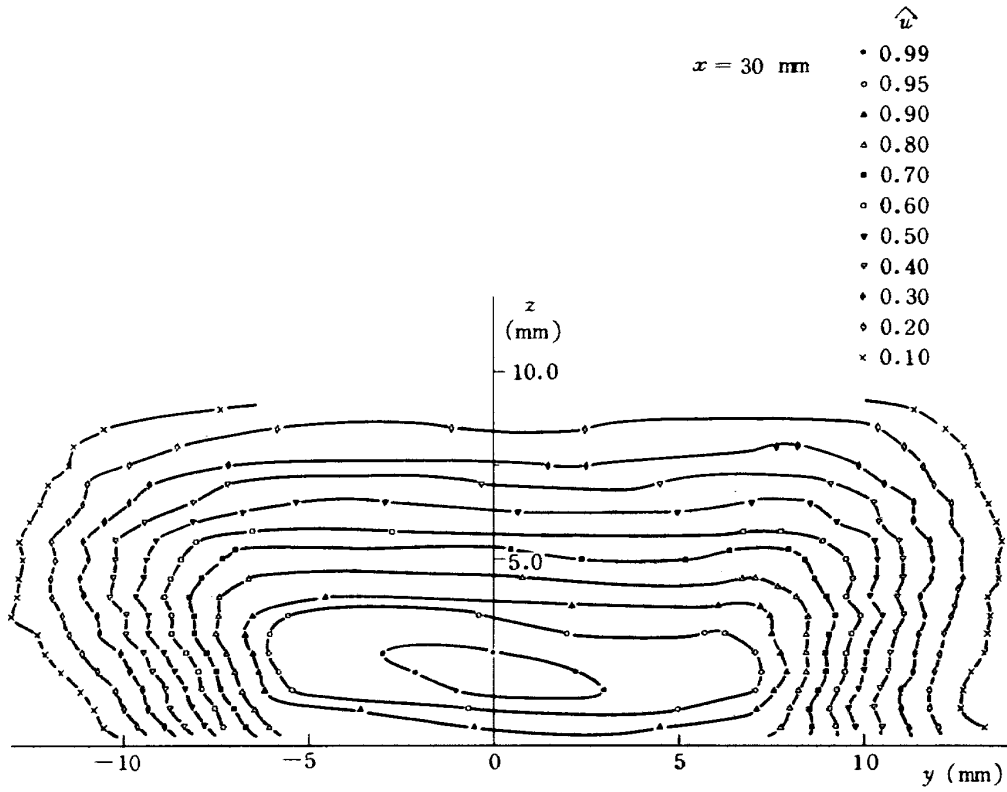


図 14-e

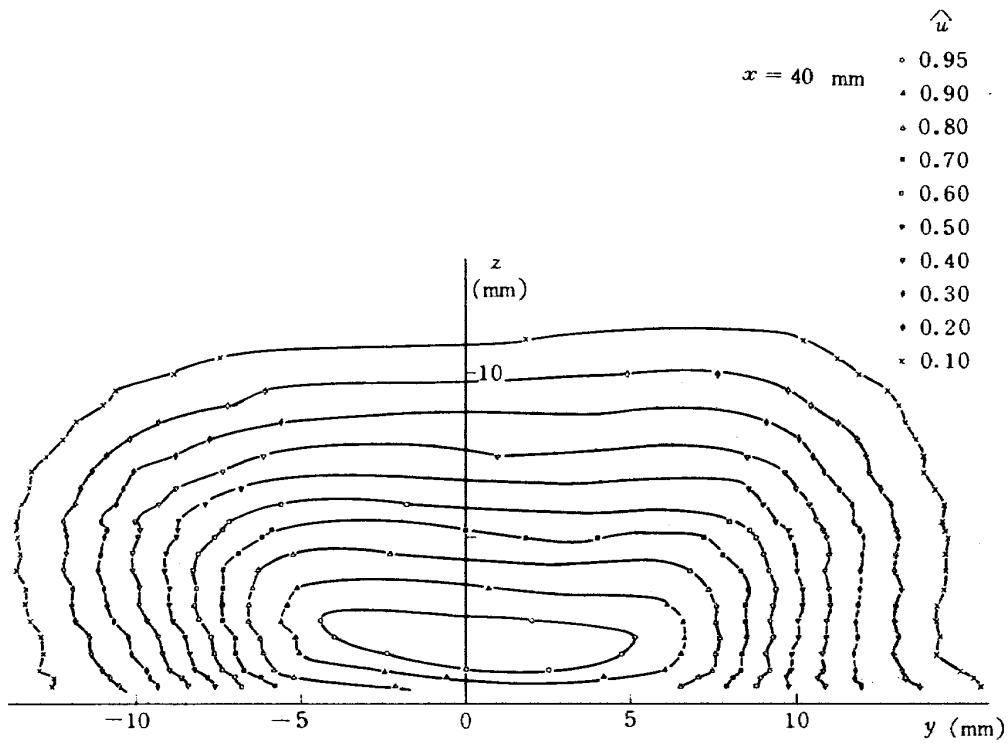


図 14-f

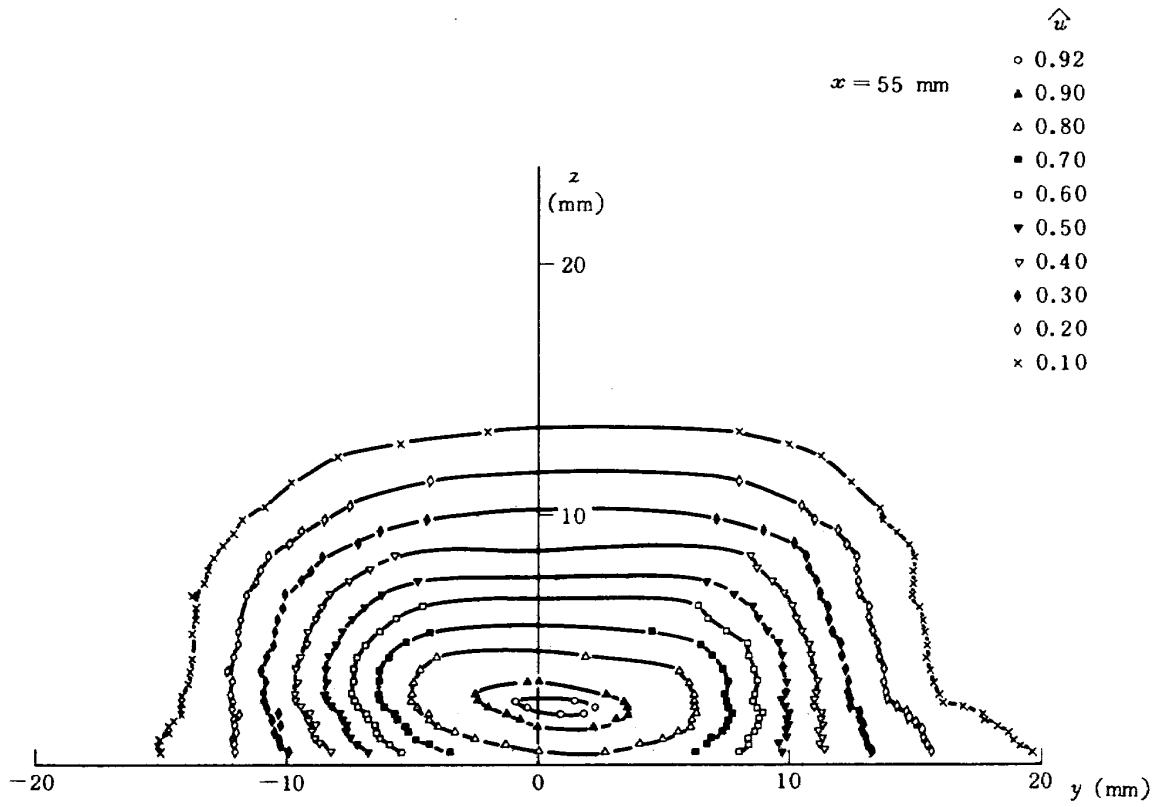


図 14-g

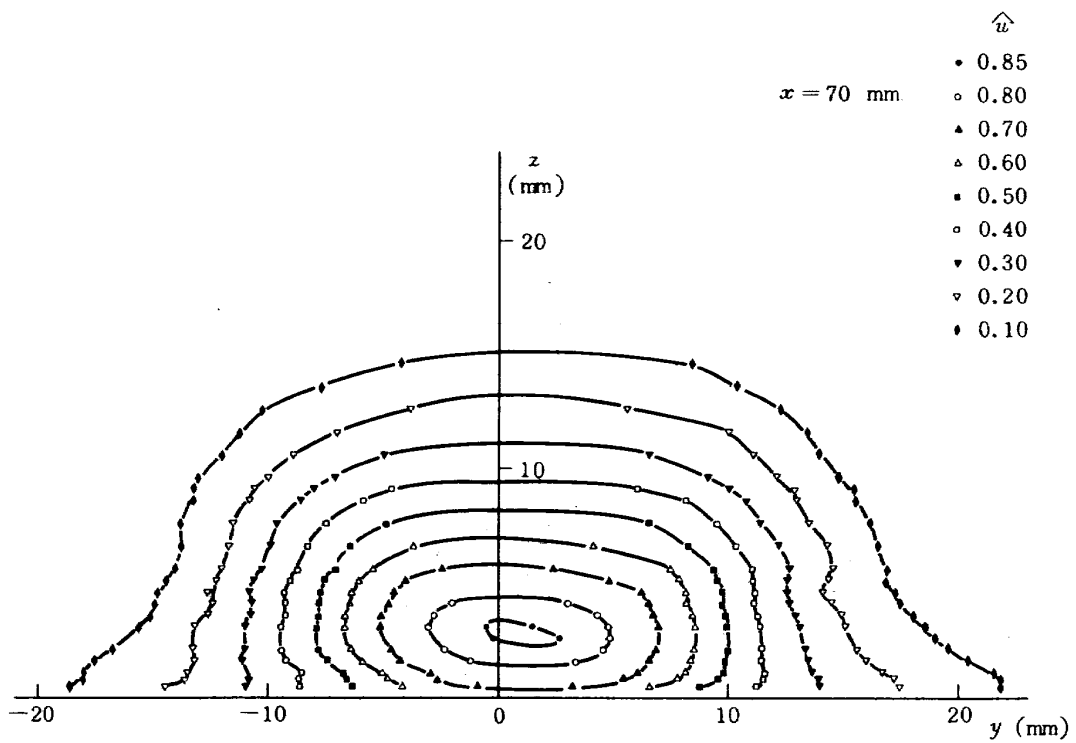


図 14-h

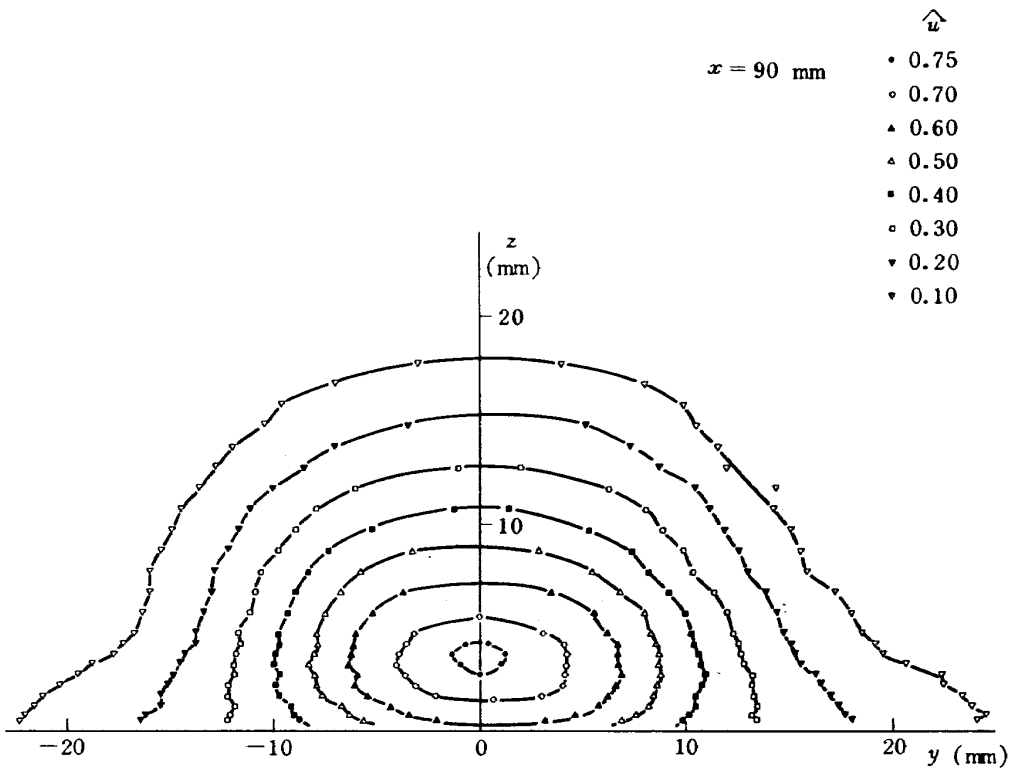


図 14-i

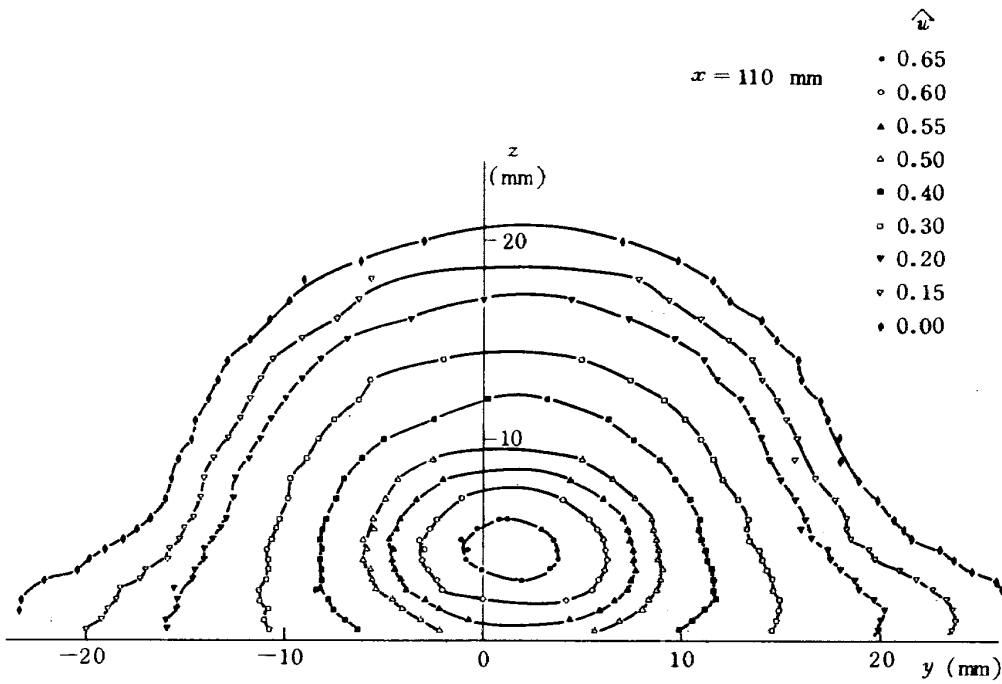


図 14-j

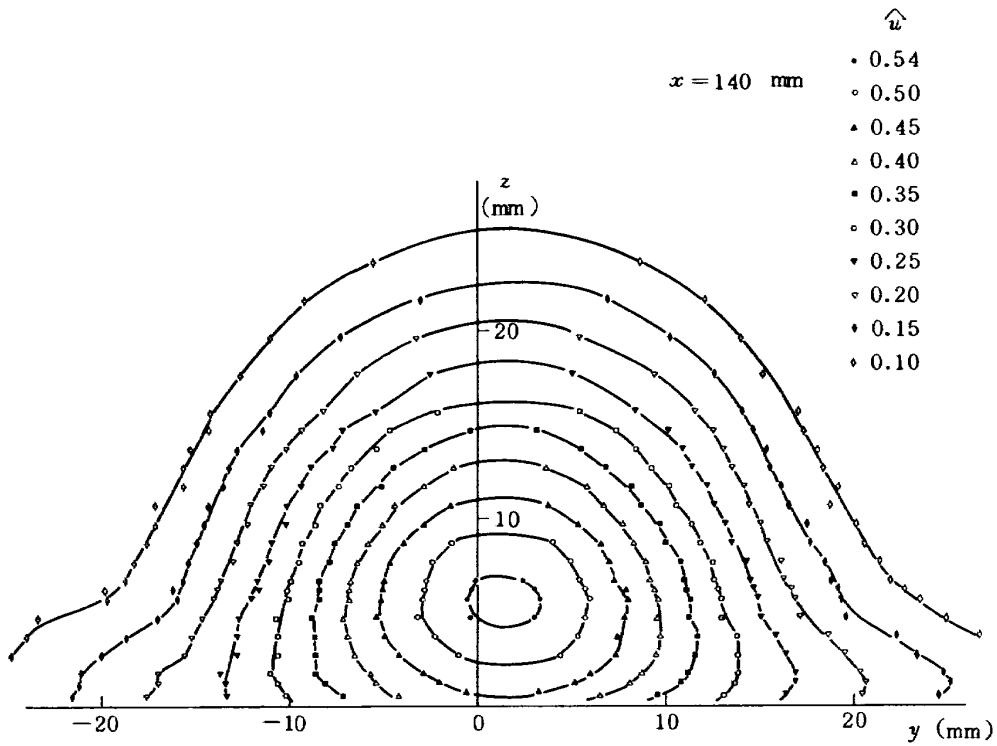


図 14-k

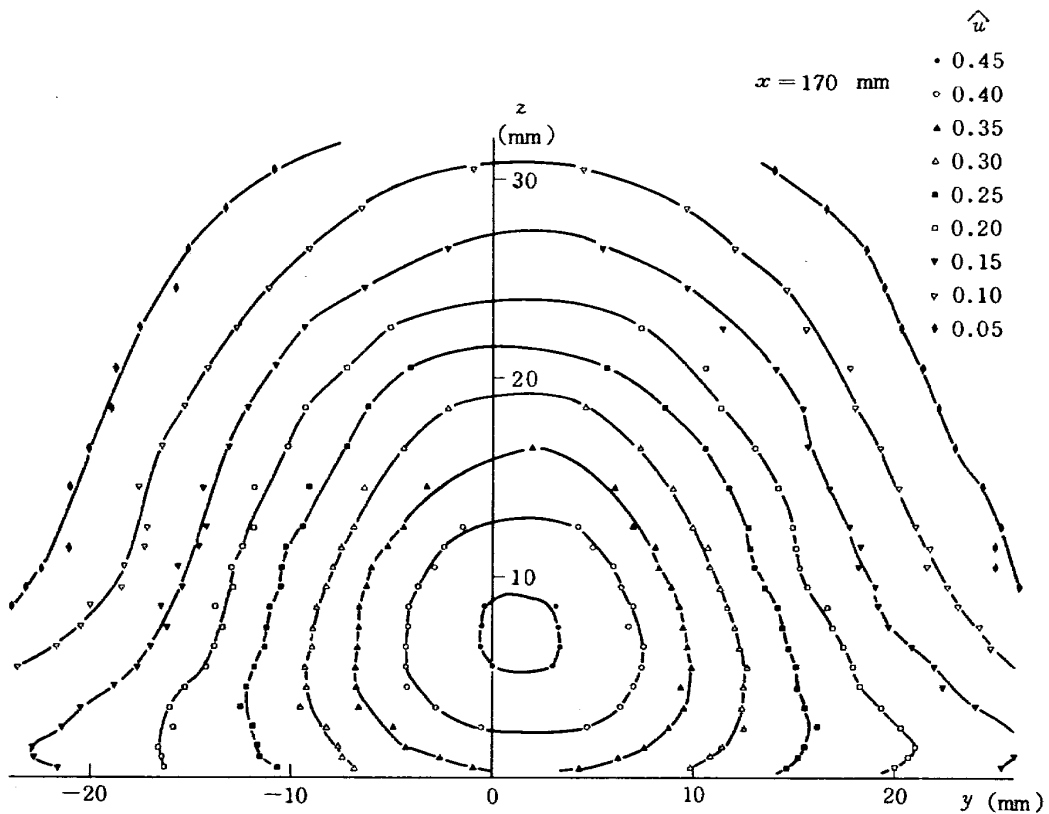


図 14-l

5. むすび

壁面噴流で最も重要な特性である中心最大速度の減衰と半値幅の成長を重点的に測定した。測定範囲はノズル出口直後からノズル高さの100倍程度下流までである。ノズル出口のある程度下流では、ノズル形状、曲率のいかにかわらず、流れは相似的になり、この相似領域の無次元速度分布は他の二次元、三次元壁面噴流と同様な形となることを示した。半値幅の成長については z 方向での成長は x の2乗に、 y 方向の成長は1乗に比例することを示した。明確ではないが、ノズルの上部隅に渦が発生するため、ノズル近傍では、速度分布が不規則となることを示した。

流れの場全体を解析するためには本実験で行なった平均的特性の他に、表面摩擦係数の測定や乱れの強さの測定が必要である。

今後さらにこれらについての実験的研究を進めるつもりである。

参考文献

- 1) M. B. Glauert; The Wall Jet, *J. Fluid Mech.* 1 (1956), p. 625.
- 2) P. Bakke; An Experimental Investigation of a Wall Jet, *J. Fluid Mech.* 2 (1957), p. 467.
- 3) M. Poreh, Y. G. Tsuei and J. E. Cermak; Investigation of a Turbulent Radial Wall Jet, *J. Appl. Mech.*, Trans. of ASME, (1967), p. 457.
- 4) 小松安雄, “噴流の流体力学的研究”, 日大理工学研究所彙報, 1970
- 5) A. P. Govindan and K. S. Raju; Hydrodynamics of a Radial Wall Jet, *J. Appl. Mech.*, Trans. of ASME, 41 (1974), p. 518.
- 6) A. Sigalla; Experimental Data on Turbulent Wall Jets, *Aircraft Eng.*, 30 (1958), p. 131.
- 7) A. Sigalla; Measurements of Skin Friction in a Plane Turbulent Wall Jet, *J. Royal Aeron. Society*, 62 (1958), p. 873.
- 8) P. Bradshaw and M. T. Gee; Turbulent Wall Jets with and without an External Stream, *ARC R & M*, No. 3252 (1962).
- 9) W. H. Schwarz and W. P. Cosart; The Two-Dimensional Turbulent Wall Jet, *J. Fluid Mech.*, 10, 4 (1961), p. 481.
- 10) G. E. Myers, J. J. Schauer and R. H. Eustis; Plane Turbulent Wall Jet Flow Development and Friction Factor, *J. Basic Eng.*, Trans. of ASME, 85 (1963), p. 47.
- 11) I. S. Gortshore and B. G. Newman; The Turbulent Wall Jet in an Arbitrary Pressure Gradient, *Aeronautical Q.*, 20, 2 (1969), p. 25.
- 12) S. H. Goradia and G. Colwell; Parametric Study of a Two-Dimensional Turbulent Wall Jet in a Moving Stream with Arbitrary Pressure Gradient, *AIAA J.* 9, 11 (1971), p. 2156.
- 13) H. P. A. H. Irwin; Measurements in a Self-Preserving Plane Wall Jet in a Positive Pressure Gradient, *J. Fluid Mech.*, 61, 1 (1973), p. 33.
- 14) V. Kruka and S. Eskinazi; The Wall Jet in a Moving Stream, *J. Fluid Mech.*, 20, 4 (1964), p. 555.
- 15) R. P. Patel; Turbulent Jets and Wall Jets in Uniform Streaming Flow, *Aeronautical Q.*, 22 (1971), p. 311.
- 16) J. A. Giles, A. P. Hays and R. A. Sawyer; Turbulent Wall Jet on Logarithmic Spiral Surface, *Aeronautical Q.*, 17 (1966), p. 201.
- 17) 亀本喬司, “対数らせん壁面に沿う乱流壁面噴流の研究(第1報)”, 日本機械学会論文集, 39, 323, 1973, P 2110
- 18) 亀本喬司, “対数らせん壁面に沿う乱流壁面噴流の研究(第2報)”, 日本機械学会論文集, 39, 323, 1973, P 2120
- 19) S. O. Talabi; Analysis of Thick Turbulent Jet Flowing Round a Circular Cylinder, *Univ. of Cincinnati*, 74-27, 147 (1974).
- 20) G. Mon and H. Ping Pao; Two-Dimensional, Incompressible Turbulent Curved-Wall Jets, *HDL-TM-72-34* (1973).
- 21) F. A. Dvorak; Calculation of Turbulent Boundary Layers and Wall Jets over Curved Surfaces, *AIAA J.*, 11, 4 (1973), p. 517.
- 22) R. J. Kind; A Calculation Method for Circulation Control by Tangential Blowing Around a Bluff Trailing Edge, *Aeronautical Q.*, 19 (1968), p. 205.
- 23) P. M. Sforza and G. Herbst; A Study of Three-Dimensional, Incompressible Turbulent Wall Jets, *AIAA J.*, 8, 2 (1970), p. 276.
- 24) 岡本哲史, その他, “平面に接した円形および正方形ノズルから出る壁面噴流”, 日本機械学会講演論文集, No. 700-15, 1970, P 133
- 25) 波多野正英, “小傾斜噴出口からの三次元壁面噴流”, 第4回流体力学講演会講演集, 1972, P 17

- 26) 波多野正英, “壁面噴流における速度の非一様性について”, 第5回流体力学講演会講演集, 1973, P 17
- 27) B. G. Newman, R. P. Patel, S. B. Savage and H. K. Tjio; Three-Dimensional Wall Jet Originating from a Circular Orifice, *Aeronautical Q.*, 23 (1971), p. 188.
- 28) N. V. C. Swamy and B. H. L. Gowda; Characteristics of Three-Dimensional Wall Jets, *Z. Flugwiss.*, 22, 9 (1974), p. 314.
- 29) N. V. C. Swamy and P. Bandyopadhyay; Mean and Turbulent Characteristics of Three-Dimensional Wall Jets, *J. Fluid Mech.*, 71, 3 (1975), p. 541.
- 30) U. M. Patankar and K. Sridhar; Three-Dimensional Curved Wall Jets, *J. Basic Eng., Trans. of ASME*, 94, 2 (1972), p. 339.

航空宇宙技術研究所資料 376号

昭和53年12月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182
印刷所 株式会社 共 進
東京都杉並区久我山4-1-7(羽田ビル)
