

UDC 53.082.3:  
533.6.08

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-594

非対称楔型ヨーメータによる3次元流中の  
速度ベクトルおよび静圧の測定

中 谷 輝 臣 ・ 遠 藤 浩

1979年12月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

# 非対称楔型ヨーメータによる3次元流中の速度ベクトルおよび静圧の測定\*

中 谷 輝 臣\*\* 遠 藤 浩\*\*

Measurement of Velocity Vectors and Static Pressure  
in a Three-Dimensional Flow by Means  
of an Asymmetric-Wedge Type Yawmeter

Teruomi NAKAYA\*\* and Hiroshi ENDO\*\*

## Abstract

This paper is concerning the revised procedure of the measurement of velocity vector and pressure, in a three dimensional flow. The asymmetric-wedge type yawmeter, which was developed by the authors in a previous work, is used.

The essence of this method consists in that the variation of pressure outputs of two holes of a yawmeter is measured while the yawmeter is rotated about its axis, and is analyzed to give flow angularity, and total and static pressures at the pointed end of the wedge.

Results of practical application to boundary layer and duct flows, and of comparison with other methods, are described. Some comments on the limitation of applicability and the accuracy of this method are also given.

## 1. はじめに

一般に気流の速度を測定するためには、現在までに様々な方法が研究されているが、それらはいずれも3次元的な流れの測定には適していない。例えば、最も標準的な方法とみなされている6孔ピトー管を使用する場合でも、流線が曲率をもっていたり、速度勾配があったりすると、先端部の5つの孔の位置と、先端からある距離に設けられた静圧孔の位置では、流れの状況は違っていると考えられるから、風速の測定に誤差を生じる。また、先端部に5つの孔を設けるため、その部分は太くなってしまい、流れの微細な構造を測定することはできない。(図1)その他、球面状の先端をもつ普通の6孔ピトー管で測定できる気流の傾角の範囲は±5°程度の狭いもので、気流の傾きがこの範囲を越えると、先端の圧力孔のうちあるものは気流の剥離域に入って、出力が不安定になる。また、ピラミット型のヨーメータでは、先端部からの気流

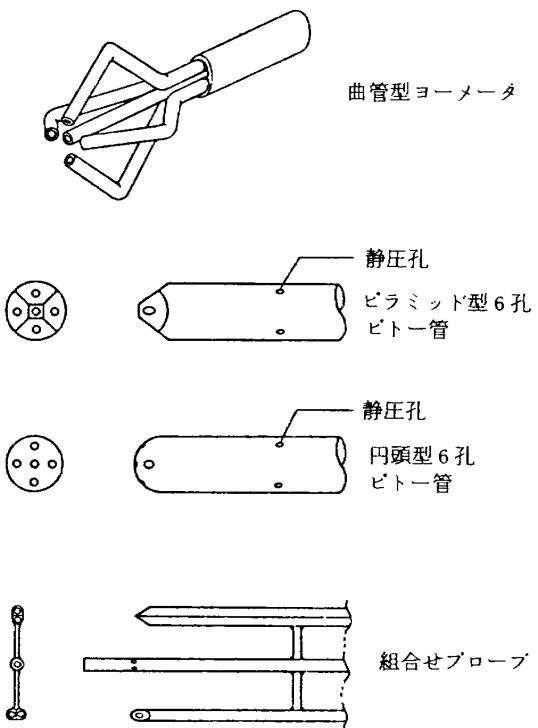


図1 各種の風向、風速測定用圧力プローブ

\* 昭和54年5月8日受付

\*\* 空気力学第二部

の搅乱が静圧孔に影響を及ぼすから、速度と静圧は正しく測定できない。

ターボ機械などの研究では、円頭型ヨーメータや円柱上に2つの静圧孔をもつ円柱ヨーメータ<sup>1)</sup>、あるいは円管の先端を斜めに切落したコンラッド型ヨーメータとピトー管の組み合せプローブ<sup>2)</sup>などの差圧係数の角度変化  $d(\Delta P/q)/d\alpha$  をマッハ数について丹念に較正して、2次元、あるいは3次元の流れを測定することが行なわれて来たが、これらの場合も、上述の欠点を免がれない。また3次元の場合は  $\alpha$  と  $\beta$  の2方向に変角して較正するので、較正に手間がかかる。

近年、レーザドップラ効果を利用した速度ベクトルの測定法が開発されているが、高価な上に、実際上様々な技術的な制約があるために、手軽に利用できる状況になっていない。<sup>3)</sup>

われわれは航空機の翼面の境界層内の流れや、翼の前縁や後縁から流出し巻き上った渦や、ジェットウェーク中の流れを研究する過程で、3次元性の強い流れ場を測定する方法を探し求めて来た。その中で、最も実用性をもつとみられるのは、プローブをその軸のまわりに回転し、その時の出力変化を解析することによって速度ベクトルなどを見出す方法（回転プローブ法）である。熱線プローブを回転する方法<sup>4)</sup>を用いれば、時間平均速度ベクトルのみならず、乱れの3成分と乱流応力テンソルも同時に決定できる。ただし、熱線風速計は較正が面倒な上に、気流温度変化の影響が大きいなどの不便な点があるので、単に時間平均速度のみを測定する場合には、ピトー管のような圧力プローブを用いる方が便利である。そこで、われわれはこのような測定法で使用するに適した圧力プローブを試作し、その出力を解析する方法を研究し、実地に応用して良い成績を収めた。<sup>5)</sup>この測定法と圧力プローブについては特許を出願中である。<sup>6)</sup>

尚、本報告ではこの圧力プローブの構造、その駆動装置、非圧縮流に適用した場合の測定原理および2、3の測定例について説明する。

### 記 号

$(X_0, Y_0, Z_0)$	空間に固定した直交直線座標
$(X, Y, Z)$	プローブに固定した直交直線座標
$A_{mn}$	較正式(3)の各項の係数
$B_{mn}$	較正式(4)の各項の係数
$P_A, P_B$	プローブの2つの圧力孔 A, B がプローブの回転角毎に検出する圧力
$\Delta P$	プローブの2孔が検出する圧力の差
$\Delta P_i$	回転角毎に検出する圧力の差

$P_0$	全圧
$P_s$	静圧
$\bar{P}_i$	$= (P_{Ai} + P_{Bi}) / 2$
$P_{so}$	ピトー管で測定した静圧
$P_{sm}$	本測定法で得られた静圧
$P_{tm}$	本測定法で得られた速度と静圧から計算した全圧
$V$	速度ベクトルの大きさ
$V_0$	設定した風速
$V_m$	本測定法で得られた風速
$(u, v, w)$	管内旋回流の速度の軸速度、動径速度および周速度
$\alpha$	迎角
$\beta$	偏擺角
$\gamma$	プローブ軸と速度ベクトルのなす角
$\gamma_0$	プローブの設定角
$\gamma_m$	本測定法で得られた速度ベクトルの傾き角
$\epsilon$	乱れの強さ
$\lambda$	乱れの大きさ
$\phi$	プローブの回転角
$\phi_0$	速度ベクトルのYZ面への射影と $Z_0$ 軸とのなす角
$a$	プローブのパイプの外径
$d$	管の直径
$c$	$\lambda / c$ の関数

### 2. 圧力プローブの構造と回転装置

試作した圧力プローブは、図2に示すように2本の細いステンレス管を接着し、その先端を楔状に切り落して、各楔面が1個づつの圧力孔をもつようにしたものであるが、形の上の特徴としては、2つの楔面の角度が異なっている点である。この非対称性は動圧を常に精度よく測るための工夫である。

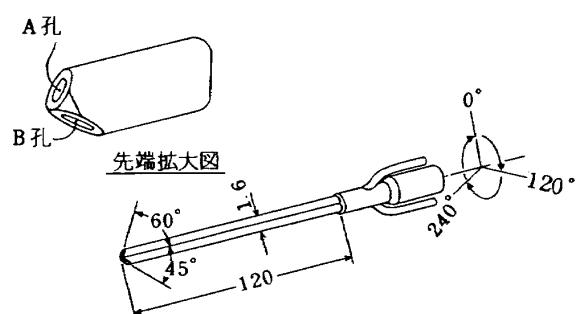


図2 非対称楔型ヨーメータ 単位mm

本測定法では3.2章で述べるように、2つの圧力孔の差圧から動圧を決定する。先端の楔面がプローブ軸に対して対称である対称楔型プローブでは、プローブ軸線と平行に近い流れに対しては両方の楔面における圧力の差が微少となり、プローブを回転させても必要な大きさの差圧が得られず、本来最も精度よく測るべき、気流の傾きがゼロに近い角度領域で測定不能となる不感帯が生ずる。これに対し本論文のプローブのように楔面の傾きをプローブ軸線に対して非対称とすることにより、プローブ軸線に平行な気流でも2つの楔面上に圧力差が生じるので、従来の対称楔型プローブに生じたような不感帯をなくすことができる。非対称性が大きいと、回転したときの2つの圧力孔から得られる圧力差が大きくなるから、気流とプローブのなす角度や動圧に対する感度は高くなる。しかし、気流が一方の楔面から剥れ易くなるので、測定できる角度範囲が狭まる。また、プローブ先端の頂角（2つの楔面のなす角）が小さいと角度に対する感度は大きいが、角度の測定範囲は狭くなる。そこで種々試行を重ねた結果、切口の角度を45°と60°にした。試行の内容については、この角度の選択が測定対象や、必要な角度範囲によって一義的ではなく、経験的要素が多いので、述べない。しかし、我々の経験によれば、この

角度選定にはかなりの任意性があり、それ程重要な問題ではない。

パイプの径は小さければ小さい程、流れに与える搅乱も小さくなり、速度勾配の大きいところでも測定が可能で、管径は小さいことが望ましいが、内壁での粘性の効果が大きくなつて、測定時間が長くなる。そこで外径0.8mmの管を用いた。

非対称楔型ヨーメータ回転装置はプローブを後方から支持し、かつ、プローブ軸のまわりに回転させ、指定された角度に設定するための装置である。フィードバック方式を利用したサーボセットで、制御部と回転駆動部から成る。図3はこの装置のブロック図である。

制御部は角度設定用ポテンショメータとサーボ増幅器を備え、遠隔で回転角の設定が行なわれる。

写真で示した駆動部は太い取り付け部分から順に、サーボモータ、減速器および角度検出用ポテンショメータが直列に連結されて格納されている。

設定用と検出用の2つのポテンショメータの特性の相違や、減速器のがたなどから生じる角度設定誤差は、±0.5度程度である。駆動装置の軸とプローブとつなぐ接続具は、2自由度の自在継手になっていて、これを僅かにたわませることによって、プローブの先端を正しく回転

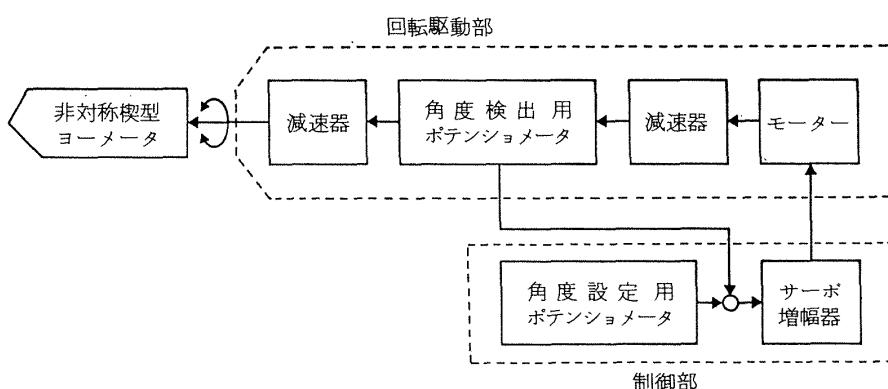


図3 非対称楔型ヨーメータ回転装置ブロック図

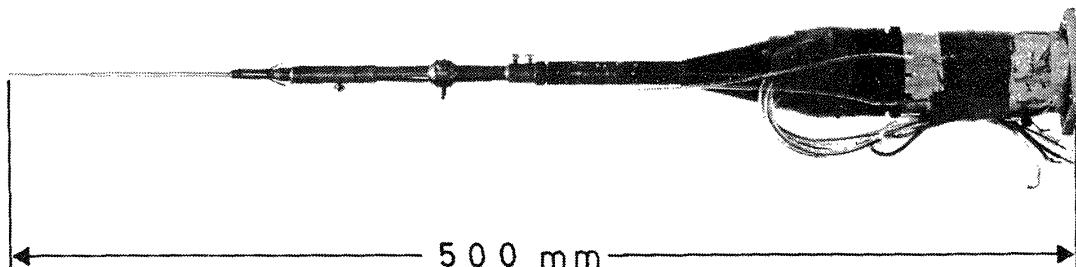


写真 非対称楔型ヨーメータ回転装置

軸上に合せることができる。

### 3. 測定の原理

本測定法の要点は、プローブをその軸のまわりに回転させた時の差圧出力の変化を手がかりにして、速度ベクトルを決定することにある。そこで、プローブ軸に固定された座標系からみた風向の変化を先ず定式化し、次いでそのような風向変化に対するプローブの出力の変化がどのようなものであるか調べる。

#### 3.1 座標系

空間に固定した座標系を  $X_0, Y_0, Z_0$  とする。そして  $X_0$  軸はプローブの回転軸と一致させる。また  $Z_0$  軸は  $X_0$  軸に垂直で、しかも鉛直上方にとる。さらに  $Y_0$  軸は  $X_0, Z_0$  軸に垂直な方向にとる。

つぎにプローブの軸と共に回転する座標系を  $X, Y, Z$  とする。ここで  $X$  軸はプローブの軸にとる。また  $Z$  軸はプローブの 2 孔の中心を通る直線上にとり、さらに  $Y$  軸は他の 2 軸に垂直な方向にとる。（図 4 参照）

速度ベクトルの方向は  $\vec{OB}$  によって表わされる。また、プローブ ( $\vec{OX}$ ) となす角  $r$ 、速度ベクトル  $\vec{OB}$  の  $ZY$  面への射影  $OC'$  と  $Z_0$  軸がなす角を  $\phi_0$  とする。そしてプローブの回転角 ( $Z_0$  軸と  $Z$  軸がなす角) を  $\phi$  とする。

#### 3.2 風速ベクトルの決定法

プローブの 2 つの圧力孔が検出する圧力の差 ( $\Delta P = P_A - P_B$ ) と動圧 ( $q$ ) とから作った量  $\Delta P/q$  は一般に  $r, P_A - P_B$  と動圧 ( $q$ ) とから作った量  $\Delta P/q$  は一般に  $r, \phi_0$  と  $\phi$  とで決まる。

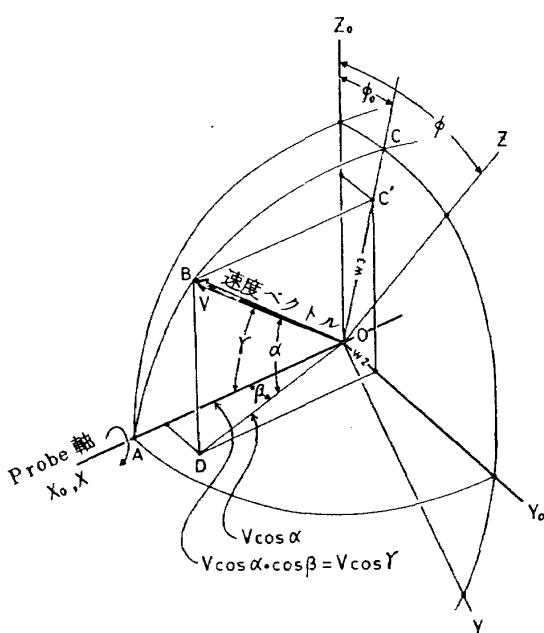


図 4 直交直線座標からみたプローブ軸と速度ベクトルの関係

$(\phi - \phi_0)$ 、乱れおよびレイノルズ数の関数であるが、差し当り乱れとレイノルズ数の効果を無視すれば、 $r$  と  $(\phi - \phi_0)$  の 2 变数関数と考えてよい。 $\Delta P/q$  は一般に  $(\phi - \phi_0)$  の周期関数であり、また、 $(\phi - \phi_0) = 0$  に関して対称性を持つと思われる。（図 5） $r$  は十分小さい範囲だけを対象にすることにし、 $\Delta P/q$  を  $r$  に関するべき級数、 $(\phi - \phi_0)$  に関する余弦三角級数の形におく。

$$\frac{\Delta P}{q} = A_{00} + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{mn} r^m \cos n(\phi - \phi_0) \quad (1)$$

$$\begin{aligned} &= A_{00} + A_{10} r + A_{20} r^2 + A_{30} r^3 + \dots \\ &\quad + (A_{11} r + A_{21} r^2 + A_{31} r^3 + \dots) \cos(\phi - \phi_0) \\ &\quad + (A_{12} r + A_{22} r^2 + A_{32} r^3 + \dots) \cos 2(\phi - \phi_0) \\ &\quad + \dots \end{aligned} \quad (2)$$

後に示すように（表 1）、 $A_{30}$  を含む高次項、及び  $\cos 2(\phi - \phi_0)$  の係数が微少になるので、以下では上式の高次項は省略し、 $\Delta P/q$  を(3)式のようにおく。

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P}{q} &= A_{00} + A_{10} r + A_{20} r^2 \\ &\quad + (A_{11} r + A_{21} r^2 + A_{31} r^3) \cos(\phi - \phi_0) \quad (3) \end{aligned}$$

後述の方法（3.4 参照）によって係数  $A_{mn}$  の値が決定されたときに、風速ベクトルを計算する手続について述べる。

(3)式において、 $\phi$  はプローブの回転角であり、 $\Delta P$  はその時のプローブの 2 孔の差圧であるので、両者はいずれもプローブをその軸まわりにて回転させる毎に測定される量である。未知量は  $q, r, \phi_0$  である。

未知量である  $\phi_0$  と  $r$  および  $q$  を求めれば速度ベクトルを決定することができる。次に未知量  $q, r, \phi_0$  を求め

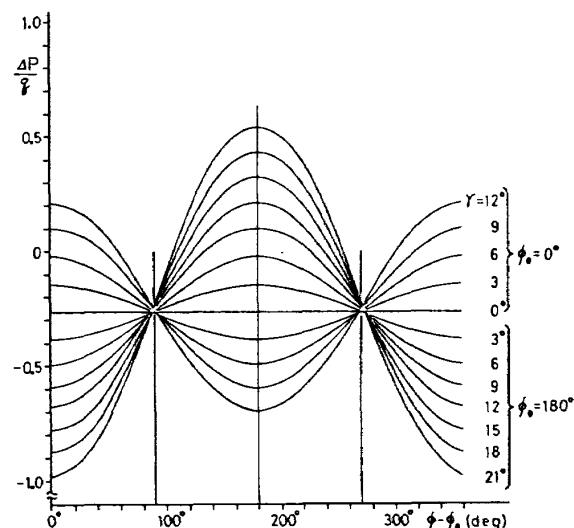


図 5  $(\phi - \phi_0)$  に対する  $(\Delta P/q)$  の変化特性

る方法について述べる。(3)式を(4)式のように書きかえると、

$$\frac{dP}{q} = a_0 + a_1 \cos \phi + b_1 \sin \phi \quad (4)$$

ここで、 $a_0, a_1, b_1$ は(5)式のように表わされる。

$$\left. \begin{array}{l} a_0 = A_{00} + A_{10} r + A_{20} r^2 \\ a_1 = (A_{11} r + A_{21} r^2 + A_{31} r^3) \cos \phi_0 \\ b_1 = (A_{11} r + A_{21} r^2 + A_{31} r^3) \sin \phi_0 \end{array} \right\} \quad (5)$$

$\phi = 0^\circ, 120^\circ, 240^\circ$ とした時の $dP$ の値を $dP_0, dP_1, dP_2$ とすれば(6)式のようになる。

$$\left. \begin{array}{l} \frac{dP_0}{q} = a_0 + a_1 \\ \frac{dP_1}{q} = a_0 - \frac{1}{2} a_1 + \frac{\sqrt{3}}{2} b_1 \\ \frac{dP_2}{q} = a_0 - \frac{1}{2} a_1 - \frac{\sqrt{3}}{2} b_1 \end{array} \right\} \quad (6)$$

これから $a_0, a_1, b_1$ は(7)式のようになる。

$$\left. \begin{array}{l} a_0 = \frac{1}{3 \cdot q} (dP_0 + dP_1 + dP_2) \\ a_1 = \frac{1}{3 \cdot q} (2 \cdot dP_0 - dP_1 - dP_2) \\ b_1 = \frac{1}{\sqrt{3} \cdot q} (dP_1 - dP_2) \end{array} \right\} \quad (7)$$

(5)式と(7)式から未知量 $\phi_0$ は(8)式のように求まる。

$$\phi_0 = \arctan \frac{\sqrt{3} (dP_1 - dP_2)}{2 \cdot dP_0 - dP_1 - dP_2} \quad (8)$$

(5)式と(7)式から得られた $\frac{a_1}{a_0}$ を等置すると(9)式が得られる。

$$\frac{A_{11} r + A_{21} r^2 + A_{31} r^3}{A_{00} + A_{10} r + A_{20} r^2} \cos \phi_0 = \frac{2 \cdot dP_0 - dP_1 - dP_2}{dP_0 + dP_1 + dP_2} \quad (9)$$

(9)式の右辺を $K$ と置き、整理すれば、 $r$ に関する3次方程式(10)が得られる。

$$\begin{aligned} KA_{00} + (KA_{10} - A_{11} \cos \phi_0)r \\ + (KA_{20} - A_{21} \cos \phi_0)r^2 - A_{31} \cos \phi_0 r^3 = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

ここで $K$ は測定される量、 $\phi_0$ も(8)式で求まっているので、(10)式を解いて $r$ が得られる。

(5)式と(7)式の第1式を等置し、 $q$ について整理すれば(11)式を得る。

$$q = \frac{1}{3} \frac{(dP_0 + dP_1 + dP_2)}{A_{00} + A_{10} r + A_{20} r^2} \quad (11)$$

(8), (10), (11)式によって(3)式のすべての未知量が決定さ

れる。

前述のように、速度ベクトルの方向をプローブ軸を基準にした $r$ と $\phi_0$ で表わすよりも、風胴実験においては、風胴軸を基準にした迎角( $\alpha$ )と偏擺角( $\beta$ )で表現する方が便利なことがある。

図4から明らかなように、 $\alpha, \beta, r, \phi_0$ の間には、次の関係がある。

$$\left. \begin{array}{l} \cos r = \cos \alpha \cdot \cos \beta \\ \tan \beta = \sin \phi_0 \cdot \tan r \end{array} \right\} \quad (12)$$

(12)式より、 $\alpha, \beta$ を求めることができる。

### 3.3 静圧( $P_s$ )の決定法

プローブの2つの圧力孔A, Bがプローブの回転角毎に検出する圧力の読み値の平均を $\bar{P} = (P_A + P_B) / 2$ とする。これはピトー管の場合の全圧 $P_t = (q + P_s)$ と異って、動圧( $q$ )は完全に捕捉されない。したがって $\bar{P} - P_s$ は、ピトー管では $q$ になるが、非対称楔型ヨーメータでは $q$ に $r$ と $(\phi - \phi_0)$ とプローブの幾何学的形状に關係する捕捉率を乗じたものになる。従って、 $(\bar{P} - P_s) / q$ という値は(1)式と同様な考え方から、 $r$ のべき級数と $(\phi - \phi_0)$ の余弦級数で(13)式のよう書ける。

$$\begin{aligned} \frac{\bar{P} - P_s}{q} &= B_{00} + B_{10} r + B_{20} r^2 \\ &\quad + (B_{11} r + B_{21} r^2 + B_{31} r^3 + \dots) \cos(\phi - \phi_0) \\ &\quad + \dots \end{aligned} \quad (13)$$

ここで、 $\phi$ を $0^\circ, 120^\circ, 240^\circ$ と $120^\circ$ おきに回転した時の $\bar{P}$ をそれぞれ $\bar{P}_i$ ( $i = 0, 1, 2$ )とし、この3つの値の平均値 $\bar{\bar{P}}$ を導入する。

$$\bar{\bar{P}} = \frac{1}{3} \sum_{i=0}^2 \bar{P}_i$$

右辺の $\bar{\bar{P}}$ に(13)式を代入するが、総和をとると $\phi$ に依存する項は相殺されるので、流れ場の静圧( $P_s$ )は次式のように $r$ のべき数だけで表わせる。

$$P_s = \bar{\bar{P}} - q (B_{00} + B_{10} r + B_{20} r^2) \quad (14)$$

風速を計算するためには次式を用いる。

$$V = \sqrt{\frac{2 k q R T}{k-1}} \left[ \left( \frac{P_0}{P_s} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \quad (15)$$

ここで

$$T = \frac{T_0}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \text{ 及び } M = \sqrt{\frac{2}{k-1}} \left[ \left( \frac{P_0}{P_s} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \quad (16)$$

風胴の場合は通常、軸点温度 $T_0$ は別に集合胴内で測られているので、これを用いる。ただし、(16)は断熱、非粘

性を仮定しているので、外部から導入された高、低温の噴流内には通用しない。また、境界層などの粘性流にも厳密にいえば適用されないが、低速では境界層内の密度は、外部の非粘性領域内の値と大差ないので、後者を適用しても大きな誤差は生じない。このような近似が許されないときは、 $V$  の代りに  $q$  または  $M$  の分布で満足しなければならない。

### 3.4 係数 $A_{mn}$ , $B_{mn}$ の決定法と近似式の精度

前項(3)式に定義された多項式の各項の係数を決定する

ために、風胴の中で気流の速度を一定にし、角変位  $r$  を様々に変えてプローブを支持し、プローブをその軸のまわりに  $45^\circ$  おきに回転させる。回転毎に得られた 2 孔の圧力差  $\Delta P$  と気流の動圧  $q$  から計算した係数  $\Delta P/q$  を、それに対応する  $r$  とプローブの回転角 ( $\phi - \phi_0$ ) と共に(3)式の多項式に代入し、最少 2 乗法によって各項の係数の値を定める。なお、その時の  $r$  の範囲は

$$0^\circ \leq r \leq 21^\circ, \phi_0 = 0, \phi \text{ は } 45^\circ \text{ おき } 8 \text{ 点}$$

そこで、予備実験として(2)式を用いて、与えられた  $r$  と ( $\phi - \phi_0$ ) の種々の値に対して、 $\Delta P/q$  を測定し、そ

表 1 較正式(1)の係数

$R_e$	$V$	$A_{mn}$	$A_{00}$	$A_{10}$	$A_{11}$	$A_{12}$	$A_{20}$	$A_{21}$	$A_{22}$	$A_{30}$	$A_{31}$	$A_{32}$
1379	25.0 m/s	-0.266	0.186	2.406	0.064	-0.768	-2.145	-0.626	1.655	3.894	1.330	
1766	32.0	-0.268	0.041	2.370	-0.052	0.543	-1.601	-0.335	-0.582	2.157	-0.470	
2041	37.0	-0.271	0.028	2.466	-0.043	0.768	-2.528	0.207	-1.156	4.215	-0.228	
2290	41.5	-0.271	0.186	2.594	-0.052	-0.554	-3.238	0.333	1.358	5.284	-0.526	
2615	47.4	-0.263	-0.085	2.608	0.024	1.005	-3.312	-0.347	-1.151	5.194	0.755	
2963	53.7	-0.262	-0.199	2.581	-0.021	1.615	-3.311	0.097	-1.877	5.142	-0.135	
3035	55.0	-0.267	-0.016	2.544	-0.019	0.534	-2.693	0.063	-0.305	4.009	0.000	
3228	58.5	-0.277	-0.075	2.641	0.022	0.405	-3.459	-0.134	-0.446	5.421	0.184	
3421	62.0	-0.277	0.041	2.566	-0.003	0.601	-2.593	0.086	-0.738	3.870	-0.214	
3752	68.0	-0.272	0.056	2.319	-0.026	0.634	-1.086	0.214	-0.937	3.926	-0.454	

$$R_e = \frac{V \cdot \alpha}{\nu} \quad \left| \begin{array}{l} \alpha ; \text{プローブのパイプの外径}, 8 \times 10^{-4} (\text{m}) \\ \nu ; \text{動粘性係数}, 1.45 \times 10^{-5} (\text{m}^2/\text{s}) \end{array} \right.$$

表 2 較正式(3)の係数の風速による変化

$R_e$	$V$	$A_{mn}$	$A_{00}$	$A_{10}$	$A_{11}$	$A_{20}$	$A_{21}$	$A_{31}$
1379	25.0 m/s	-0.262	0.046	2.406	0.188	-2.145	3.895	
1766	32.0	-0.269	0.090	2.370	0.207	-1.601	2.157	
2041	37.0	-0.274	0.126	2.466	0.100	-2.528	4.215	
2290	41.5	-0.268	0.070	2.594	0.231	-3.238	5.284	
2615	47.4	-0.266	0.013	2.608	0.340	-3.312	5.194	
2963	53.7	-0.267	0.040	2.581	0.541	-3.311	5.142	
3035	55.0	-0.268	0.010	2.544	0.358	-2.693	4.009	
3228	58.5	-0.278	0.113	2.641	0.147	-3.459	5.421	
3421	62.0	-0.278	0.104	2.566	0.175	-2.593	3.870	
3752	68.0	-0.274	0.135	2.319	0.093	-1.086	3.926	

の値から各係数を求めた、その結果を第1表に掲げる。

これをみると、 $r$ の高次項、特に倍角項の係数は常数項にくらべて小さいことがわかる。これは第5図に示した( $\phi - \phi_0$ )に対する $dP/q$ の曲線が正弦波に極めて近いこととも符合する。また、 $dP/q$ は高次項を省略した(3)式の表現で十分であることを示している。

(2)式の係数を求めたときと同様な方法で、(3)式について求めた係数 $A_{mn}$ の値を第2表に掲げる。

静圧を求めるための式、(3)式に用いられた係数 $B_{mn}$ は係数 $A_{mn}$ を決定したときと同様な方法で決定した。

表3 較正式(3)の係数の風速による変化

$R_e$	$V$	$B_{mn}$	$B_{00}$	$B_{10}$	$B_{20}$
1379	25.0 m/s	0.703	0.074	-0.803	
1766	32.0	0.692	0.021	-0.616	
2041	37.0	0.687	0.013	-0.625	
2290	41.5	0.689	0.036	-0.772	
2615	47.4	0.686	0.007	-0.682	
2963	53.7	0.682	0.021	-0.698	
3035	55.0	0.681	0.053	-0.860	
3228	58.5	0.686	0.035	-0.627	
3421	62.0	0.675	0.000	-0.539	
3752	68.0	0.677	0.010	-0.710	

結果を第3表に示す。

風速ベクトルおよび静圧の決定法から明らかのように、表2と3に掲げられた係数は、多数の実測値に平均的によく当てはまる多項式を得るものとして決定された。従って、この測定法の精度は(3)式と(13)式にあらわれている係数 $A_{mn}$ と係数 $B_{mn}$ の当てはめ精度に依存する。

これらの近似式の精度を調べるために、風胴気流を利用し風速を設定し、プローブ軸を気流軸に対して $\alpha$ だけ傾け、そしてプローブの回転角 $\phi$ を $120^\circ$ おき、3点で測定し、前述の計算法によって、風速、静圧および傾き角を求め、別のピトー管で測定した風速と静圧およびプローブ軸の設定角 $r_0$ とそれぞれ比較した。その結果を図6に示す。

図6の横軸はプローブ軸の設定角 $r_0$ を示す。図6-aの縦軸には本測定法で得られた傾き角 $r_m$ と設定角の差( $r_m - r_0$ )をとった。この図をみると、近似式の計算に用いられた角度範囲内、すなわち、 $0^\circ \leq r \leq 21^\circ$ では個々の測定値の精度は $\pm 0.7^\circ$ 以内である。

図6-bと図6-cはそれぞれ風速および静圧に対するもので、図6-bは本測定法で得られた風速の値 $V_m$ を、設定した風速の値 $V_0$ で無次元化したもので、 $-1\sim+2\%$ 程度であることがわかる。

図6-cは本測定法から得られた静圧から、別のピトー静圧管で測定した静圧 $P_{so}$ を差し引き、その場の動圧 $q$ で無次元化したもので、精度は $\pm 2\%$ 以内である。

なお、図6の角度差、風速比および静圧誤差とも、ブ

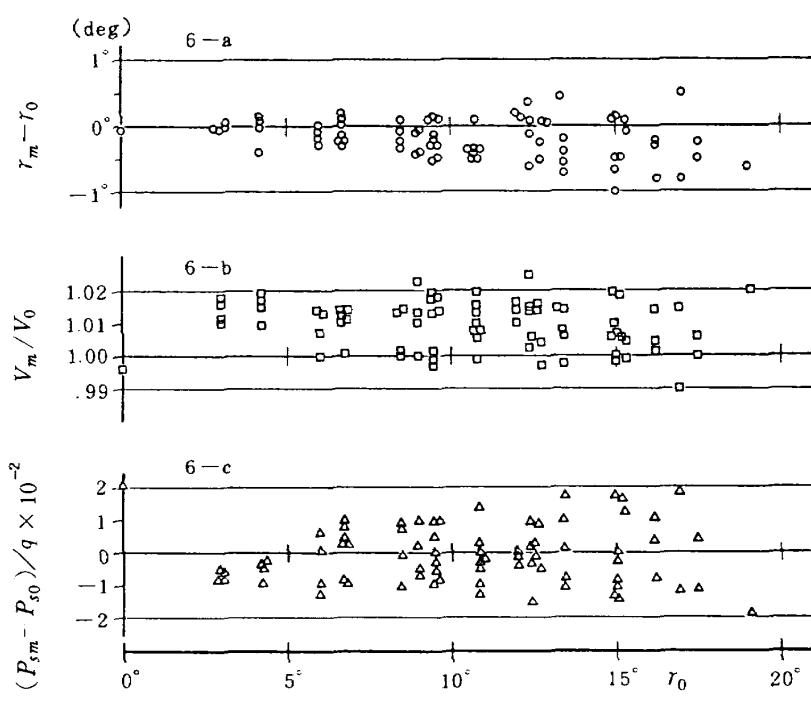


図6 較正式(3), (13)の精度

ローブ軸と風速ベクトルのなす角  $\gamma_0$  が大きくなればなる程、誤差が拡大される傾向が現われている。このことは(2)式で省略した高次項の効果が大きくなることをものがたっており、測定の限界の目安となっている。

#### 4. 測定精度に及ぼす種々の影響

一般に圧力プローブで流れを測定するとき、レイノルズ数効果や乱れの影響を受ける。そこで3.4項で得られた各係数値について、レイノルズ数効果や乱れによる影響を検討する。

##### 4.1 レイノルズ数の影響

表1の各係数値はプローブ外径(a)を基準長としたレイノルズ数( $R_e$ )、 $R_e = V \cdot a / \nu$ に対するものである。

3.4項で得られた係数の主要項  $A_{00}$  と  $B_{00}$  は風速によって系統的に変化している。それ以外の項の係数はばらつきが大きく、はっきりした傾向を示さない。後者は微少な測定誤差によって敏感に変る項なので、一応度外視して考える。主要項に見られる風速に対する依存は、較正に使用した風洞気流の特性によるものではなく、プローブ自体のレイノルズ数に対する特性と考えられる(プローブ径を様々に変えて確認したわけではないが)管径を基準長として計算したレイノルズ数に対して  $A_{00}$  と  $B_{00}$  をプロットしたのが図7である。

図7の横軸はレイノルズ数を常用対数目盛で、縦軸には主要項  $A_{00}$  と  $B_{00}$  をプロットした。この図から概して次のことがいえる。

1) 主要項  $A_{00}$  はばらつきが大きいが、レイノルズ数が大きくなると共に直線的に減少する傾向にあり、 $R_e = 1380 \sim 3750$  (風速  $25 \sim 68 \text{ m/s}$ ) の間には 3.6 % の

差が生じる。

2) 主要項  $B_{00}$  はばらつきも小さく、レイノルズ数が大きくなると共に直線的に減少し、1)と同じレイノルズ数範囲で 3.2 % の差が生じる。

理想的には測定しようとしているレイノルズ数範囲で較正して、係数を出し、その係数値を用いてデータ処理すれば、ばらつきも小さく、高い測定精度が得られる。なお、今回は低速風洞での使用を目的として開発したため、マッハ数効果は含めなかった。今後の課題としたい。

##### 4.2 亂れによる影響

圧力プローブで動圧を測定するとき、乱れの影響を受ける。静圧管に対する乱れの影響は2, 3の人々によって研究されているが、測定値  $P_m$  と真の静圧  $P_s$ 、および管軸に垂直な方向の乱れとの間には

$$P_s = P_m - c\rho(\bar{v}^2 + \bar{w}^2) \quad (4)$$

の関係が成立する。 $c$  は乱れのスケールと管の直径の比  $\lambda/d$  の関数で、 $c = f(\lambda/d)$  であるが、これは複数の静圧孔の間の乱れによる圧力変動の間に相関があるために生じたものである。<sup>7)</sup> 最近の Fiedler の研究によれば、管が細くて  $\lambda/d > 10$  なら、 $c = 0.25$  である。

われわれのプローブでは2つの圧力孔の中心間の距離は約 0.8 mm で、乱れのスケールに対して必ずしも十分小さくないから、一般に  $c$  の値は不明である。また  $c$  の関数形がわかったとしても、測定の都度、乱れのスケール  $\lambda$  を決定することは、事実上不可能であるから、乱れの影響を修正する方法は、今のところ存在しない。そこで、われわれのとるべき道は乱れによる誤差が小さくて許容し得る範囲に測定を限定する以外にはない。許容さ

$$R_e = \frac{V \cdot a}{\nu} \quad | \begin{array}{l} a; \text{プローブのパイプの外径}, 8 \times 10^{-4} (\text{m}) \\ \nu; \text{動粘性係数}, 1.45 \times 10^{-5} (\text{m}^2/\text{s}) \end{array} |$$

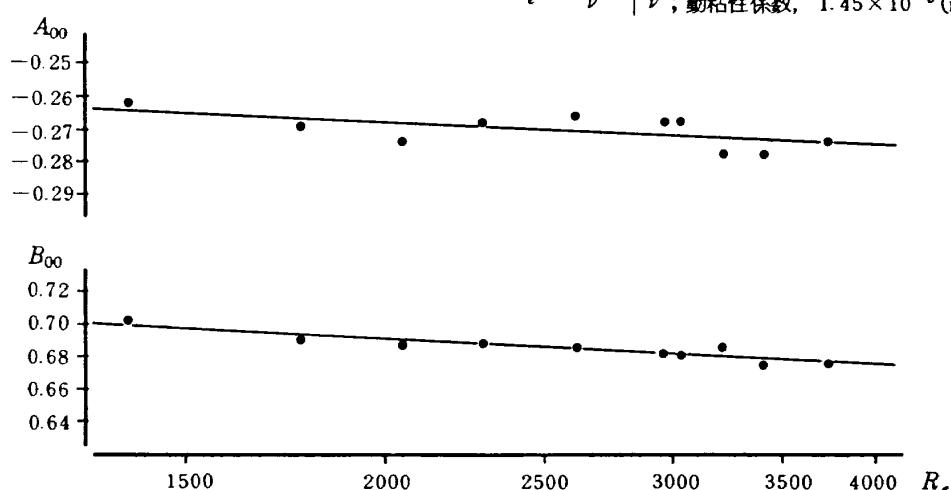


図7 係数  $A_{00}$ 、係数  $B_{00}$ に対するレイノルズ数効果

れる誤差の大きさは実験の目的によって違うが、ここでは、この乱れの許容範囲を判断するデータを得るため、様々な乱れの強さをもった流れの中で、3つの回転角 $\phi = 0^\circ, 120^\circ$ および $240^\circ$ で前節で行ったと同様な校正試験を行った。

乱れた流れを発生させるには、図8に示すような縮流筒の入口に、多孔板を挿入した。多孔板の開口面積比や孔径を変えると、乱れの強さが変わる。一般に、開口面積比が大きく、孔径が大きい程、乱れは強い。風速は $18, 25$ および $32 \text{ m/s}$ の3通りに、また、乱れは各風速に対して $\sqrt{u^2}/U$ が $3.5, 8.5$ および $12\%$ の3通りに変えた。吹出口における風速と乱れの分布の測定には、熱線風速計を使用し、熱線プローブを吹出口断面におき、

上下、左右中心上を移動させて測った。その分布の1例 ( $\epsilon = 12\%$ )を、図9に示した。係数 $A_{mn}, B_{mn}$ の決定は、分布が一様な吹出口断面の中心にプローブ先端をもっていって行なった。

このようにして得られた係数値をまとめて表4に示した。これをみると、各係数のばらつきは大きいが、概して次のことがいえる。

- 1) 主要項 $A_{00}$ は乱れの強さと共に増加する。
- 2) 主要項 $B_{00}$ は乱れの強さと共に減少する。

主要項にくらべ、高次項の係数が大きくばらついていることは、測定精度も乱れによって低下することを示唆している。この誤差は乱れの性格、すなわち、スケールや非等方性の程度によって違うから、上述の数値が常に

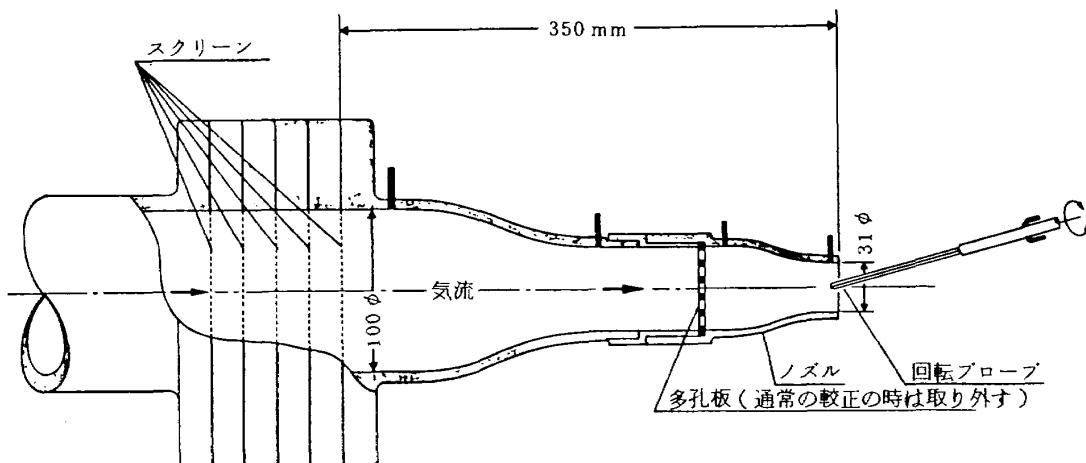


図8 亂流発生ノズルの構造

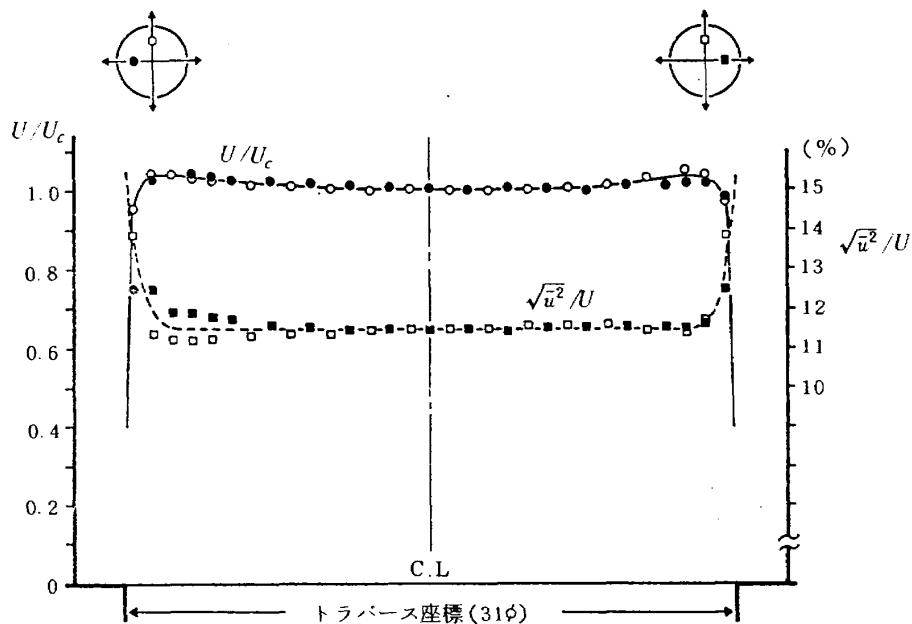


図9 亂流ノズル吹出口速度、乱れ分布

通用するわけではない。しかし、実際には乱れが 10 % 程度の流れの中で測定が行なわれることもしばしばあるから、乱れの影響に対する大まかな修正法でもあれば役に立つ。

図 10 は係数の主要項  $A_{00}$  と  $B_{00}$  の値を主流方向の乱れの強さの百分率  $\sqrt{w^2}/U \times 100$  に対してプロットしたものである。なお、縦軸上にしたした、黒丸、黒四角は 3. 4 項で得られた表 2, 3 の値である。図 10-a で見られるように、 $\epsilon$  が 12 %までの範囲では  $A_{00}$  は  $\epsilon$  に直線的依存することがわかる。

次に図 10-b の  $B_{00}$  は  $A_{00}$  の場合のようにはっきりした関係ではなく、乱れた気流中での低い風速ではばらつきはかなり大きい。しかし、大まかにみれば図の実線で示したような傾向があるから、粗い修正であれば、前述の 1), 2) をもとに、近似式中の係数の主要項  $A_{00}$  と  $B_{00}$  に対する乱れの影響を考慮すれば足りる。ただし、この修正は図 14 ~ 16 の例のように乱れの大まかな分布が熱線風速計などで測られていないとできない。

表 4 a) 較正式(3), (13)の係数に対する乱流の影響

$V = 18 \text{ m/s}$

$\epsilon \backslash A_{mn}$	$A_{00}$	$A_{10}$	$A_{11}$	$A_{20}$	$A_{21}$	$A_{31}$
0. %	-0.251	-0.085	2.396	0.804	-1.691	2.012
3.5	-0.255	-0.138	2.176	1.007	0.925	-4.297
8.5	-0.253	-0.023	2.254	0.719	-0.451	-0.147
12.0	-0.237	-0.127	2.347	0.845	-1.099	2.355

$\epsilon \backslash B_{mn}$	$B_{00}$	$B_{10}$	$B_{20}$
0. %	0.704	-0.034	-0.588
3.5	0.720	-0.121	-0.414
8.5	0.710	-0.126	-0.635
12.0	0.668	0.033	-0.936

表 4 b) 較正式(3), (13)の係数に対する乱流の影響

$V = 25 \text{ m/s}$

$\epsilon \backslash A_{mn}$	$A_{00}$	$A_{10}$	$A_{11}$	$A_{20}$	$A_{21}$	$A_{31}$
0. %	-0.255	-0.021	2.376	0.558	-1.655	0.883
3.5	-0.237	-0.094	2.018	0.817	1.169	-5.500
8.5	-0.253	-0.092	2.240	0.832	0.235	-1.443
12.0	-0.238	-0.079	2.293	0.718	-0.604	0.045

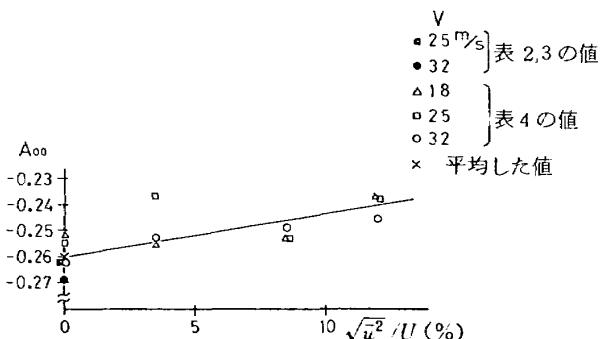
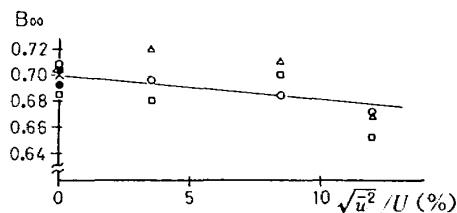
$\epsilon \backslash B_{mn}$	$B_{00}$	$B_{10}$	$B_{20}$
0. %	0.685	-0.031	-0.629
3.5	0.680	-0.075	-0.556
8.5	0.701	-0.040	-0.634
12.0	0.653	-0.060	-0.671

表4 c) 較正式(3), ⑩の係数に対する乱流の影響

 $V = 32 \text{ m/s}$ 

$\epsilon \backslash A_{mn}$	$A_{00}$	$A_{10}$	$A_{11}$	$A_{20}$	$A_{21}$	$A_{31}$
0. %	-0.262	-0.034	2.462	0.606	-2.544	3.713
3.5	-0.255	-0.073	2.087	0.873	0.858	-3.708
8.5	-0.248	-0.134	2.078	0.964	1.598	-5.373
12.0	-0.246	-0.041	2.277	0.579	-0.195	0.105

$\epsilon \backslash B_{mn}$	$B_{00}$	$B_{10}$	$B_{20}$
0. %	0.709	-0.046	-0.441
3.5	0.697	0.026	-1.038
8.5	0.685	0.052	-0.984
12.0	0.672	-0.067	-0.577

図10-a 亂れに対する係数  $A_{00}$  の影響図10-b 亂れに対する係数  $B_{00}$  の影響

## 5. 測定例と精度

本測定法の実際の使用上の問題点と精度を検討するため、3次元的な流れを測定し、他の方法から得られた結果と比較した。現在、最も標準的とみなされるピトー静圧管による方法との比較の結果を最初に述べる。

(i) 流れの測定は特別に製作した、吹出式検定ノズル

の吹出口縮流筒内で行なわれた。この縮流筒は図8に示したように乱れの較正に使用したものと同じで、多孔板を取りはずし、2段絞りノズルにセット替えしたものである。このノズル内では、比較的短い距離で風速、静圧および風向の変化が起る。この中の流れは3次元的であるが、ノズル軸上に限れば流れは直線流であって、通常のピトー・静圧管によって動圧と静圧が測定できる。同時に、この軸上の速度と静圧は本論文の測定法により、3次元流を測定するときと同じようにして測定される。すなわち、回転プローブを風胴軸に対してある任意の傾き角（この場合は  $r_0 = 10.8^\circ$ ）を持たせて支持し、プローブを軸方向に平行移動させて測定した。その結果を示したのが図11である。横軸は風胴軸に沿う位置で、縦軸に風速と静圧をとった。実線はピトー静圧管で測定した値で、回転プローブで測定した値は記号でプロットしてある。これを見ると風速と静圧は勾配の大きい領域でもほとんど一致し、また  $(r_m - r_0)$  は  $+0.4^\circ$  の誤差範囲に収まっている。なお、近似式中に使用した係数値は風速の高い領域の値を用いた。

(ii) 次に、境界層内の流れを本測定法と熱線風速計とで測定した結果を比較する。熱線風速計による方法については、文献4に詳しく述べられているので、説明は省略する。測定の対象となった境界層は平板上に発達した乱流境界層で、外部から圧力場を作用

させるために、矩形翼を  $45^\circ$  に偏擺させ、さらに  $10^\circ$  程度の迎角をとて、境界板上に支持した。生じた圧力揚は偏擺した翼面上のそれに類似する。

図 12 には一般流方向の 1 つの断面内の静圧分布を示した。圧力揚を発生させるために使用した翼型の位置を記入してある。図の実線は境界層板上に設けられた静圧孔によって測定した壁圧分布で、各種記号はその孔の上方の様々な高さにおいて、本測定

法によって測定した静圧である。この測定結果は境界層の厚さ方向で静圧が一定であることを示す。とくに壁からの高さが 1 mm 以内の点の静圧は壁圧とほぼ同じとみてよいが、この図でみる限り、むしろ 30 mm の高さの静圧との一致のほうがよい。これは壁の近くでは速度の勾配が大きいため、かえって測定誤差が大きくなるからである。しかし、その誤差も測定点のばらつきの範囲内であって、それ程大き

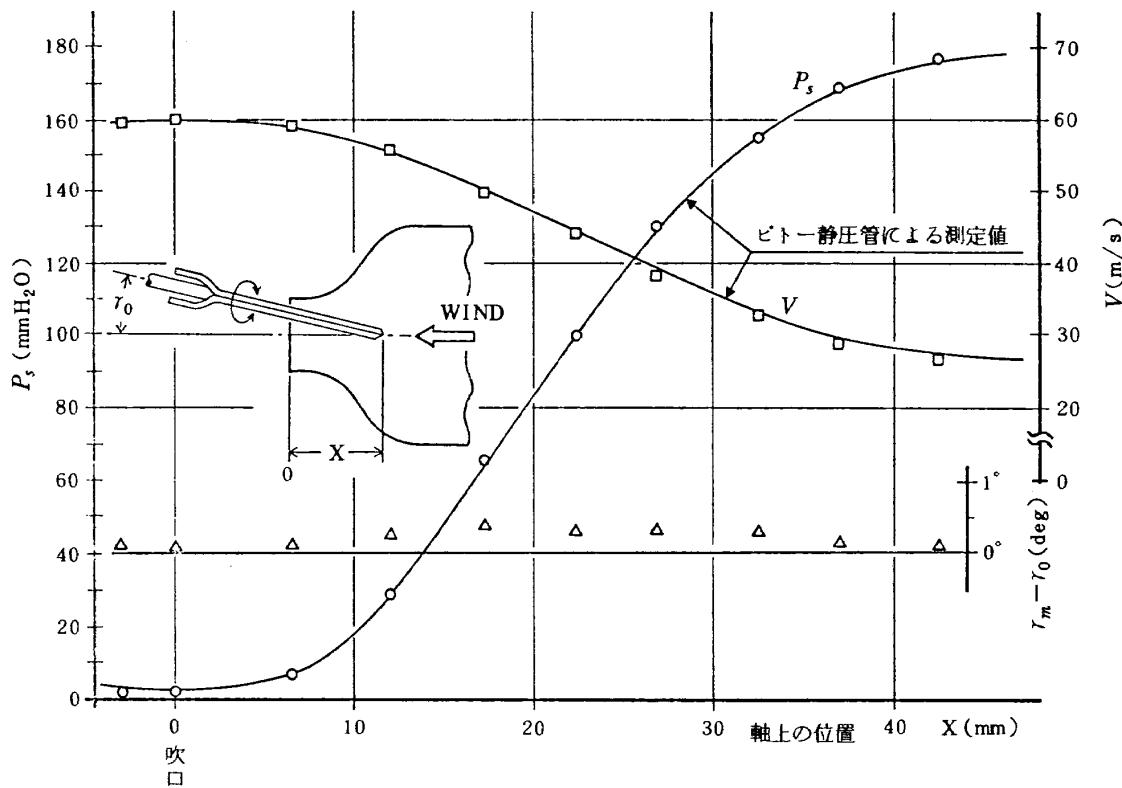


図 11 縮流筒軸上の流れ

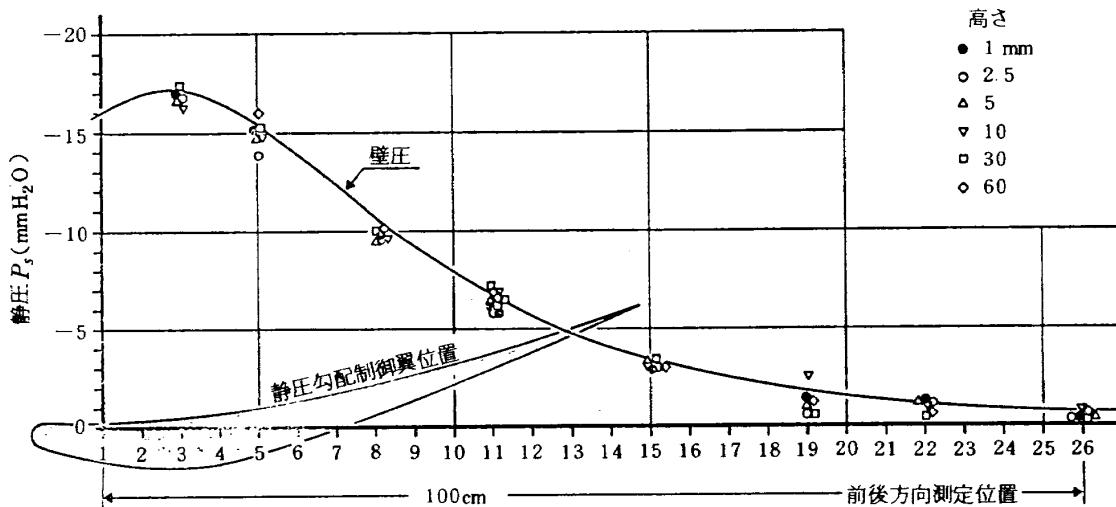


図 12 3 次元境界層内の静圧分布(一様流方向垂直断面)

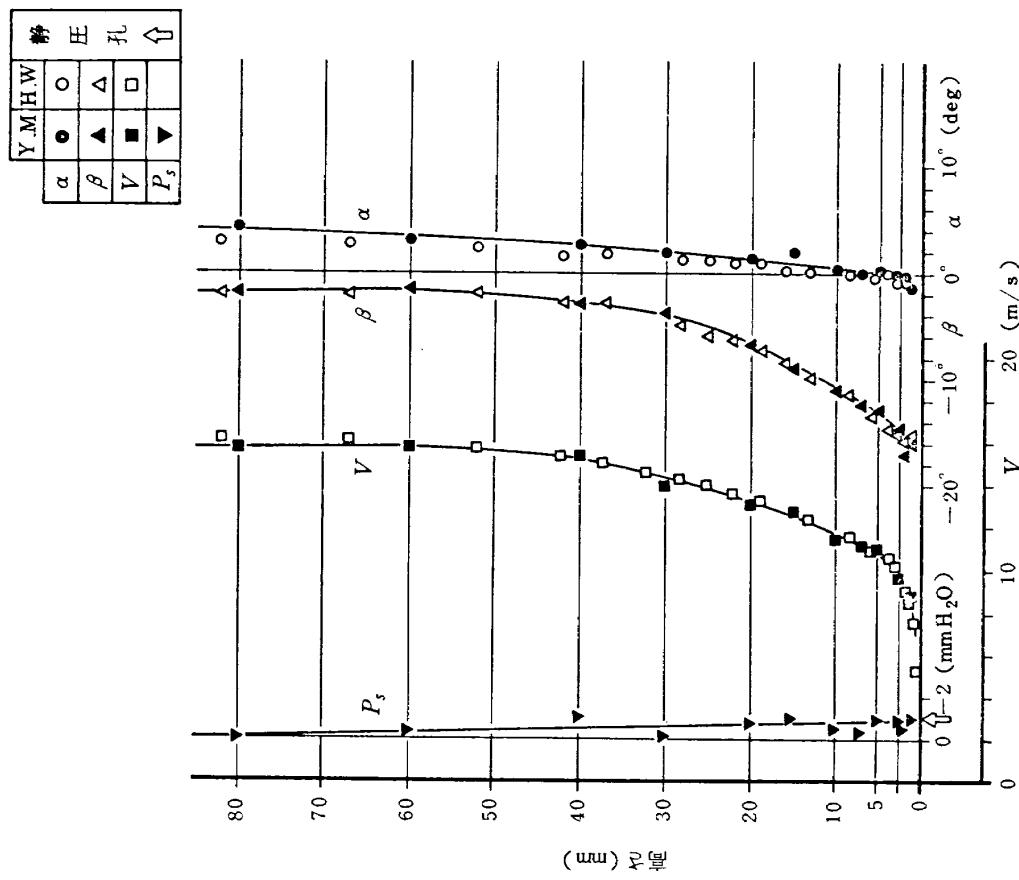


図 13-b 3次元境界層の速度ベクトルおよび静圧プロファイル(下流部)

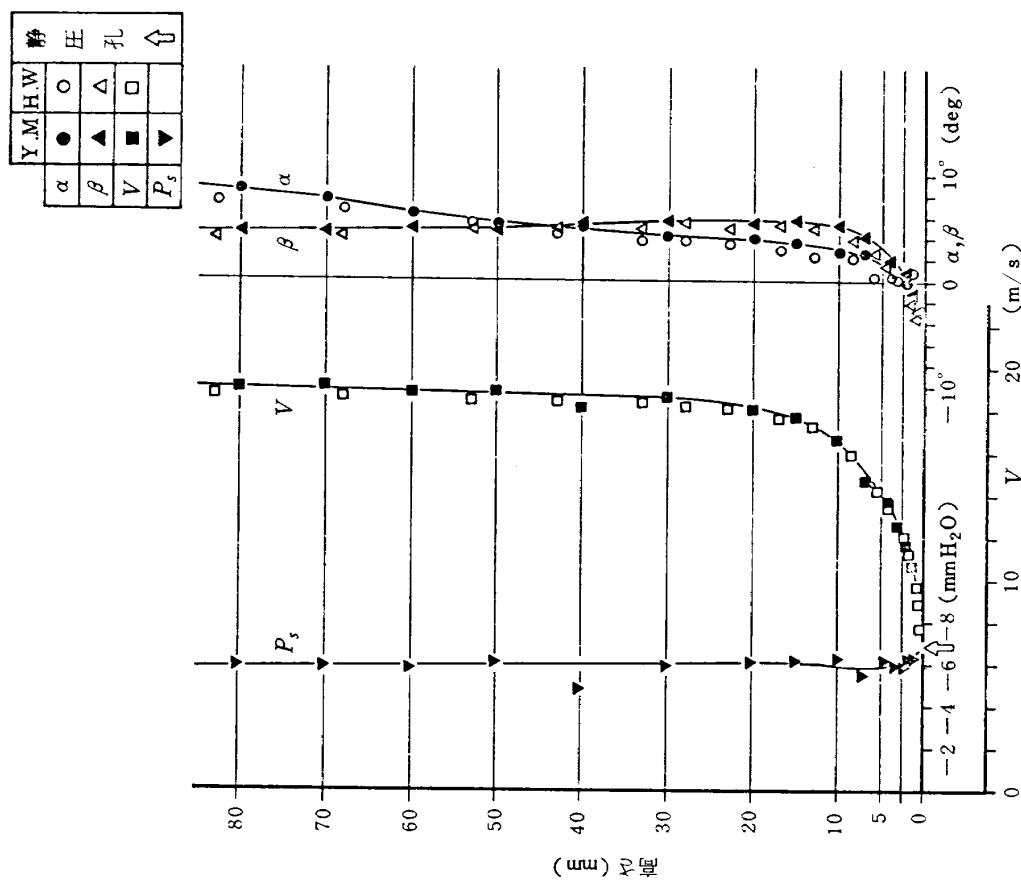


図 13-a 3次元境界層の速度ベクトルおよび静圧プロファイル(上流部)

いものではない。板上の等圧線がこのように偏擺しているため、流れは横方向の圧力勾配によって向きを変える。この効果は速度がおそい境界層の深部ほど、また、減速域ほど顕著に現われる。すなわち、減速域の境界層内の流線は低圧側に向って湾曲して行く。

図13-aにはこの横流れがそれ程強くない、減速の初期段階における流れのプロファイルを示す。流線の偏擺は境界層の深部10mm程度の範囲で起っているに過ぎない。速度 $V$ とその迎角 $\alpha$ および偏擺角 $\beta$ は本測定法および熱線プローブ回転法によって測定され、静圧は本測定法と壁圧の静圧孔によって測定されている。 $\alpha$ と $\beta$ に関して両方法の一致はよい。風速は0.3m/s以内の不一致があるが、2つの測定法が、それぞれ同程度の誤差を含んでいることは、すでに述べたとおりである。静圧は境界層全体にわたってほぼ一定で、壁圧ともよく一致している。

図13-bのほうは、さらに下流に進んで、横流れが境界層全体で起っている段階における測定例を示す。本測定法と熱線風速計による測定法の間の一一致は極めて良好である。特に壁付近の速度勾配の大きな領域でもよく合っているのは、両方法が3次元的な流れの測定法として信頼性が高いことを示唆している。

(iii) 最後の例として、図14に示すような旋回流発生装置によって作られた、強い渦流の速度分布の測定結果について述べる。図15の最も下方に記入した白丸、および最も上方の黒丸記号は、それぞれ本方法で測定した静圧および速度である。渦流の中心は翼車の

ボスのウェークになっていて低速部を形成すると同時に、強い渦運動のために低圧になっている。本測定法によって得られた周速度に対応する迎角 $\alpha$ と、動径速度(外向き正)に対応する偏擺角 $\beta$ も、中ほどにそれぞれ白丸と黒丸で記入されている。

渦の中心部では流れは軸方向にむいているから静圧は普通の細い静圧管で測定することができ、また、周辺部の静圧は壁にあけられた静圧孔によって測定できる。これらの静圧の値は三角印で記入されているが、回転プローブ法による結果とよく一致している。この例やi), ii) の例の結果を考慮すると、両方法による測定点を結んだ実線が正しい静圧プロファイルを表わしていると見ることができる。一方、ピトー管をほぼ流れの方向にむけると全圧が測定できる。これは図中に太い実線で記入されている。比較のため、上述の本測定法による風速と静圧とから計算した全圧の値が×印で記入されているが、両者は一部を除いてよく一致している。

図16は、同様な比較を熱線プローブ回転法との間で行なった。ただし、この場合は軸速度 $u$ 、動径速度 $v$ 、および周速度 $w$ の各成分を計算して比較した。軸速度 $u$ と周速度 $w$ は両測定法の間に最高1m/sの差があるが、各測定法がそれぞれ誤差をもっているから、どちらにその原因があるともいえない。

また、この測定例では強い渦運動であるため、乱れが大きく、4項による方法にて大まかな修正を行なった。なお、乱れの修正なしでは乱れの大きい中心部で速度が1m/s程度低い値になる。

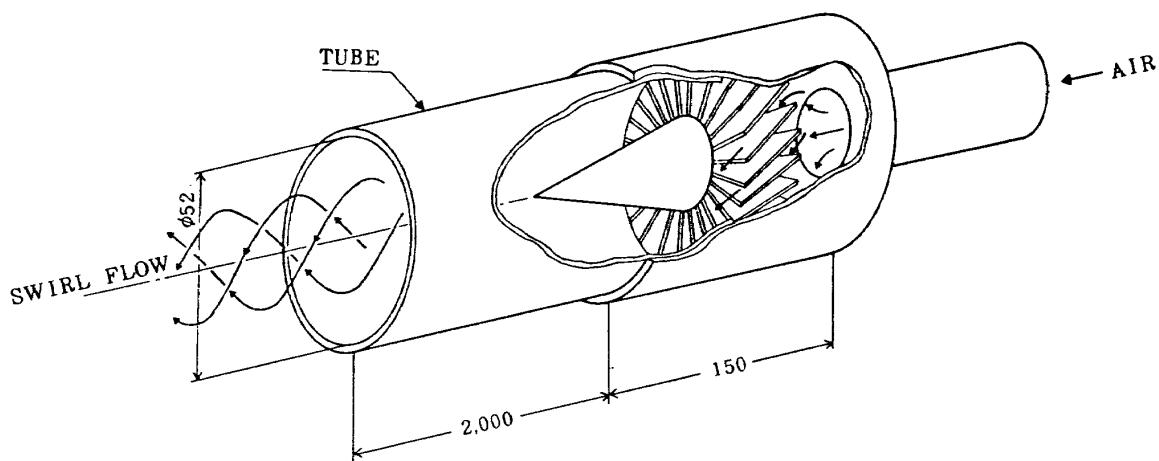


図14 旋回流発生装置 単位mm

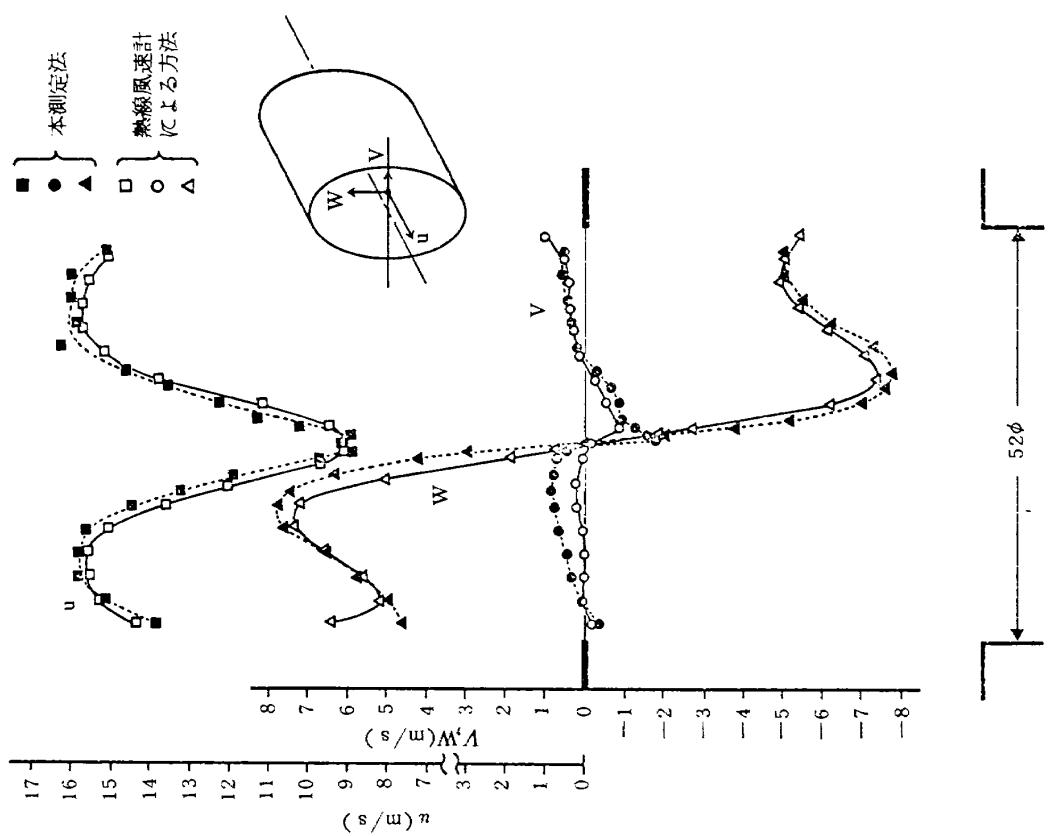


図 16 旋回流内の速度と圧力の分布(左右トラバース)

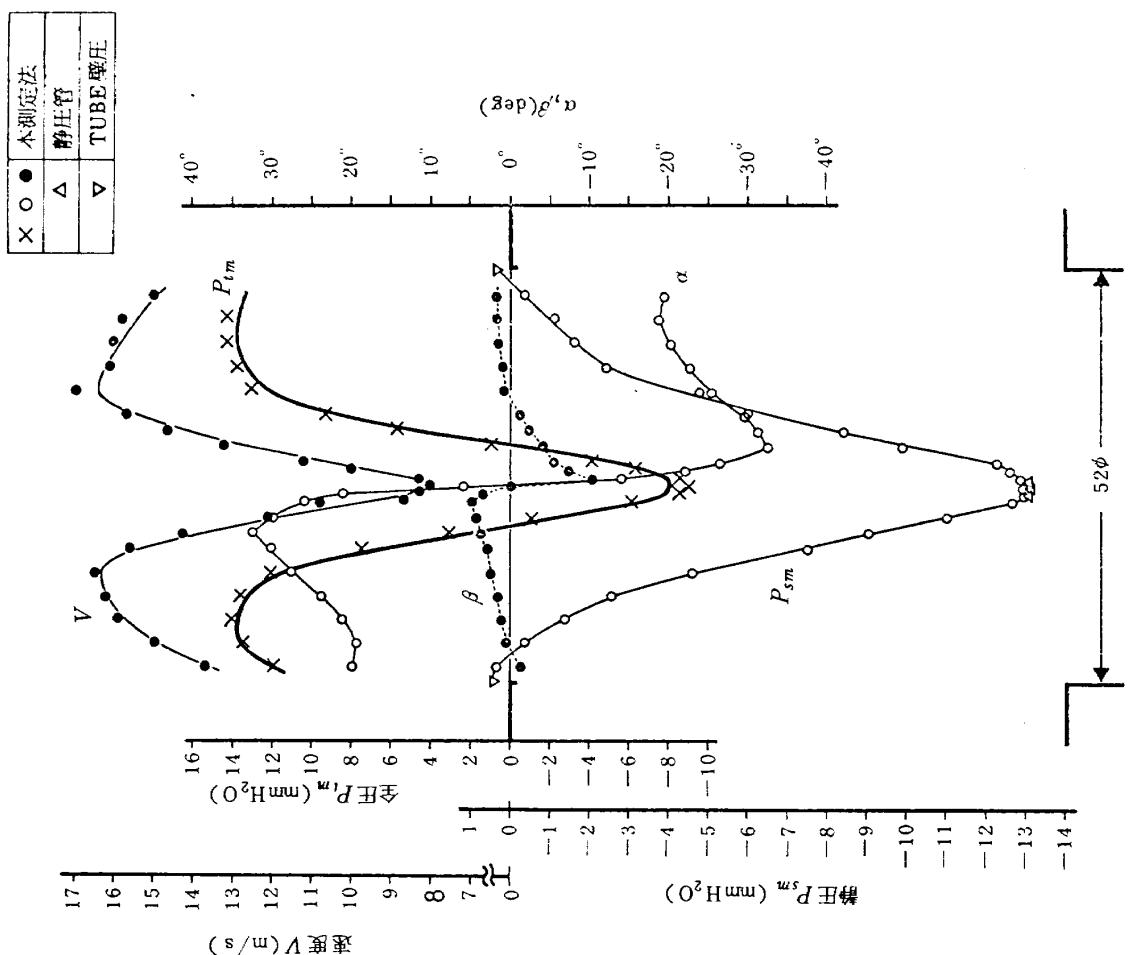


図 15 旋回流内の速度と圧力の分布(左右トラバース)

## 6. 結 語

本論文の方法では、1本の非対称楔型ヨーメータの2つの圧力孔からの出力だけを用いて、同一点の速度ベクトルの方向、動圧および静圧を同時に測定できる。特別な静圧孔を用いずに静圧が測定できるのがこの方法の1つの特徴である。使用する管径を細くすることにより、1 mm 以内の分解能で3次元流れ場の測定も可能であるから、通常の低速風胴で使用する寸法の模型の周囲の流れや後流のトラバース、プロペラやジェットの誘導速度場の測定に便利に使用できる。

プロープの較正の際は気流傾角の変更は  $r$  方向のみで足りるのも、較正の労力を節約する。

動圧と静圧の測定精度が乱れやレイノルズ数に依存するのは、すべての型のヨーメータに共通の難点であるが、これに対してもある程度の修正が可能である。平均流しか測れない点は熱線風速計に劣るが、機械的強度が大で較正係数は時間的に安定で、また、静圧が測れる点が優っている。今回は低速領域のみに限ったが、圧縮効果が現われる高速領域でも、マッハ数をパラメータとして較正係数を求めておけば、本方法が利用できる。これは今後の課題としたい。

尚本研究にあたって、空気力学第2部の伊藤信毅室長からは新しい較正式について有益な示唆を頂いた。また比較のための熱線風速計による実験に多大な協力を頂いた、林良生主任研究官に心からお礼を申し上げる。

## 参 考 文 献

- 1) R. C. Pankhurst; Wind-tunnel Technique (1948)  
p. 209, Sir Isaac Pitman & Sons, London.
- 2) S. M. Gorlin, et al.; Aeromechanicheskie Izmerenia (1964), pp. 248~257, Izdatel'stvo "Nauka", Moscow.
- 3) J. D. Friedman, R. M. Huffakar and R. F. Kinnerd; Laser Doppler System Measures Three-Dimensional Velocity and Turbulence, Laser Focus Magazine, November 1968.
- 4) 林、中谷；熱線による3次元平均速度ベクトルとレイノルズ応力の測定、航技研報告 TR-242 (1971).
- 5) 遠藤、中谷、林；非対称楔型ヨーメータによる速度ベクトルおよび静圧の測定、第8回流体力学講演会講演集、日本航空宇宙学会 (1976).
- 6) 遠藤、中谷；特許出願番号 昭 50-127891 回転式非対称楔型プロープおよびこれによる気流測定方法

- 7) H. Fiedler; Theoretische und Experimentelle Analyse des Statistischen Druckes in Ebenen Turbulenten Freistrahlen bei Kleiner Machzahl, Deutsche Luft-und Raumfahrt, Forschungsbericht, 67-04 (1967).

---

## 航空宇宙技術研究所報告 594号

昭和54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

電話武藏野三鷹(0422)47-5911(大代表) ~~182~~

印刷所 株式会社 東京フレス

東京都板橋区桜川2-27-12

---